

双频容性耦合等离子体相分辨发射光谱诊断*

杜永权¹⁾ 刘文耀¹⁾ 朱爱民¹⁾²⁾ 李小松¹⁾²⁾ 赵天亮¹⁾²⁾ 刘永新²⁾
高飞²⁾ 徐勇^{1)2)†} 王友年²⁾

1) (大连理工大学等离子体物理化学实验室, 大连 116024)

2) (大连理工大学物理与光电工程学院, 大连 116024)

(2013年3月20日收到; 2013年7月10日收到修改稿)

采用相分辨发射光谱法, 对双频容性耦合纯 Ar 和不同含 O₂ 量的 Ar-O₂ 混合气体放电等离子体的鞘层激发模式进行了探究. 放电腔室耦合电源电极的鞘层区域处观察到两种电子激发模式: 鞘层扩张引起的电子碰撞激发模式和二次电子引起的电子碰撞激发模式; 并发现这两种激发模式均受到低频射频电源周期的调制. 在纯 Ar 放电等离子体中, 两种激发模式的激发轮廓相似; 而在 Ar-O₂ 混合气放电等离子体中, 随着含 O₂ 量的增加, 二次电子的激发轮廓变弱. 此外, 利用相分辨发射光谱法对不同含 O₂ 量的 Ar-O₂ 混合气放电下 Ar 的 750.4 nm 谱线在低频周期内的平均光强随轴向分布进行了研究, 得到了距耦合电源电极约 3.8 mm 处为双频容性耦合射频等离子体的鞘层边界.

关键词: 双频容性耦合等离子体, 等离子体鞘层, 发射光谱

PACS: 52.80.Pi, 52.40.Kh, 52.70.Kz

DOI: 10.7498/aps.62.205208

1 引言

近年来, 随着电子信息技术的快速发展, 电子电路和系统不断地向微型化方向发展. 射频容性耦合等离子体放电技术已广泛地应用于半导体集成电路制造、材料表面处理和半导体加工等工艺. 在早期的工业界中, 人们通常采用单频容性耦合等离子体源 (single frequency capacitively coupled plasma, SF-CCP)^[1] 产生的等离子体刻蚀基片, 但若想要得到较高密度、高能量的等离子体, 则需在射频电源电极上加很高的偏压才可以实现. 而由两个不同频率电源共同驱动的双频容性耦合等离子体源 (dual frequency capacitively coupled plasma, DF-CCP) 不仅可以形成高能量、高密度均匀的等离子体, 还能通过低频电源 (low frequency, LF) 和高频电源 (high frequency, HF) 对轰击刻蚀基片表面的等离子体密度和离子能量进行独立控制^[2-6]. 在 DF-CCP 气体放电形成等离子体的过程中, 放电

鞘层中产生了大量的高能电子 ($E \geq 10$ eV), 这些高能电子对等离子体化学反应的解离、激发和离子化过程都有一定的影响. 目前, 人们对于 DF-CCP 的研究, 主要集中于研究等离子体密度^[7]、电子温度^[7]和电子能量及其分布^[8,9]等, 而对于高能电子在等离子体区域和鞘层区的时变振荡过程研究较少, 特别是对于 DF-CCP 放电鞘层中高能电子在 LF 射频周期内 Ar (2p₁) 激发态的激发速率时-空分布缺乏实验研究来证明.

相分辨发射光谱 (phase resolved optical emission spectroscopy, PROES) 是诊断等离子体放电现象的一种非入侵诊断方式. 它可以对等离子体激发过程中高能电子的动力学现象进行时间和空间分辨研究. 这种诊断方式的灵敏度较高, 时间分辨率可以达到纳秒量级, 空间分辨率达到毫米量级^[10]. 近年来, 许多学者采用发射光谱法对射频 Ar, O₂, H₂, CH₄, CF₄ 和 N₂ 等气体放电的等离子体过程进行了研究^[11-24]. Rosny 等^[11] 第一次采用 PROES 方法对 13.56 MHz 的容性耦合射频放电的电子动

* 国家自然科学基金 (批准号: 10975029) 和国家重大科技专项 (批准号: 2011ZX02403-001) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yongxu@dlut.edu.cn

力学进行了研究, 并发现电子碰撞激发受到射频周期的调制. Mahony 等^[13,14] 使用 PROES 方法对 13.56 MHz 非对称 SF-CCP 氩等离子体鞘层动力学和加热机制进行了研究, 在射频周期内观察到鞘层扩张引起的随机加热模式和驱动电极离子诱导二次电子引起的伽马加热模式. Dittmann^[15] 同样对 13.56 MHz 的单频 CCP 鞘层动力学及其基本过程进行了 PROES 实验研究, 并在射频周期内观察到由鞘层扩张、鞘层塌陷、二次电子和重粒子碰撞引起的四种不同激发机理. Gans 等^[24] 研究了 DF-CCP (2 MHz/27.12 MHz) 的 He-O₂ 混合气体放电等离子体鞘层边界处高能电子随 2 MHz 低频电源周期的变化, 发现高低频电源之间存在频率耦合作用, 等离子体密度受低频电源影响. Schulze 等^[10,25] 也对工业化 DF-CCP (1.937 MHz/27.118 MHz) 等离子体参数进行了相分辨的研究, 发现在对称和非对称放电中高能电子束主要是由鞘层扩张引起的.

本文利用 PROES 方法, 对 DF-CCP (2 MHz/60 MHz) Ar ($2p_1$) 激发态的激发过程和激发机制进行了随 LF 射频周期的时-空分布研究. 在等离子体鞘层区域, 观察到由鞘层扩张引起和二次电子

引起的电子碰撞模式. 此外, 还采用发射光谱法对 DF-CCP 不同比例 Ar-O₂ 混合气体放电鞘层厚度变化进行了研究.

2 实验装置

本文所使用的实验装置结构如图 1 所示. 主要由低频电源 (T162-6024ADU, 1.5 MHz—2.4 MHz, Thamway, Japan)、高频电源 (T161-6077ADU, 60 MHz, Thamway, Japan)、射频电源匹配网络系统、放电腔^[26] 和光电检测系统等构成. 高频电源和低频电源产生的功率分别经过 π 型匹配网络后进入耦合器, 耦合在放电腔的上电极, 下电极和放电腔体接地. 放电腔由铝合金制成, 腔室内部有两个直径为 210 mm 的平行不锈钢电极, 极板间距为 25 mm, 其中上电极分布着许多均匀的进气孔. 将工作气体 Ar (纯度为 99.999%) 或不同比例的 Ar-O₂ 混合气体使用质量流量计通入到放电腔室中, 并通过分子泵 (FF-100/110, 北京中科仪技术发展有限责任公司) 和旋片式真空泵 (RVP-4, 北京中科仪技术发展有限责任公司) 进行抽真空.

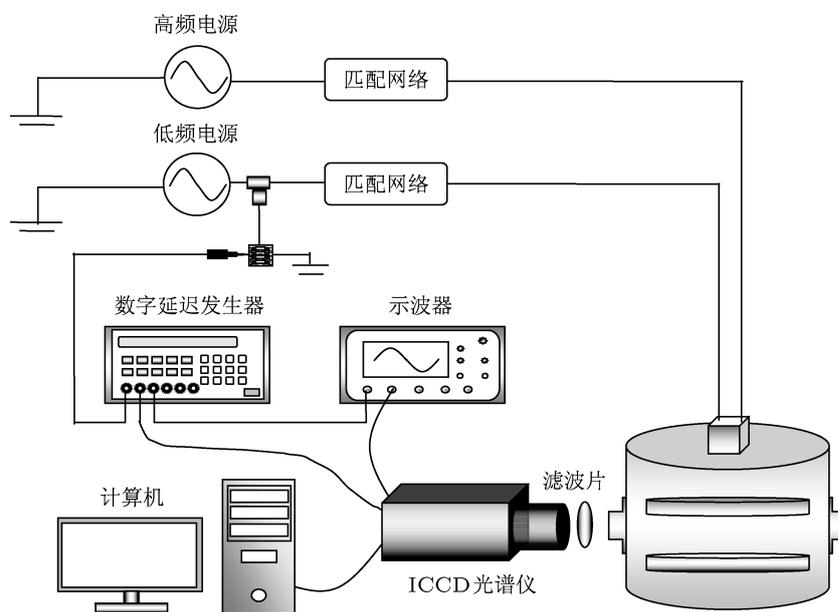


图 1 双频容性耦合等离子体装置示意图

光学诊断系统主要由 ICCD (intensified charge coupled device, ICCD; DH734, Andor, 英国)、滤波片 ($750 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$)、数字延迟发生器 (DG645, Stanford Research Systems, 美国)、示波器 (104MXi, LeCoy WaveRunner) 和计算机等组成. 成像部分所

使用的 iStar ICCD 相机像素为 1024×1024 , 波长范围为 180—850 nm, 响应频率为 50 kHz. 2 MHz 低频电源输出端通过三通接头分成两路, 一路接入到网络匹配箱, 另一路连接到自行设计的电容电路上进行降压, 并使用电压探头对电压进行二

次降压, 通过示波器观察电压的大小. 采用 DG645 对 2 MHz 低频电源降频 50 倍后输入到 ICCD 光谱仪触发 ICCD 快门进行拍照, 通过设置延迟时间使低频电源周期对应的相位与拍照同步进行, 如图 2 所示. 将 DG645 延迟通道的延迟时间按间隔 25 ns 依次递增, 延迟时间为 500 ns 时完成一个 LF 射频周期的相位采集. 通过调整 ICCD 相机的门宽和曝光时间参数, 选择拍照测量的最佳状态. 在本实验过程中, 曝光时间设为 100 ns, 采集门宽设为 25 ns. 放电腔中等离子体的发射经过波长为 $750 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ 滤波片后由 ICCD 相机进行拍照, 然后将采集到的发射光谱信号传输到计算机. 每次拍照都累积了数千个低频电源周期, 拍照图像如图 3 所示, 本文主要对拍照图像中的虚线正方形 ($25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$) 部分进行了研究.

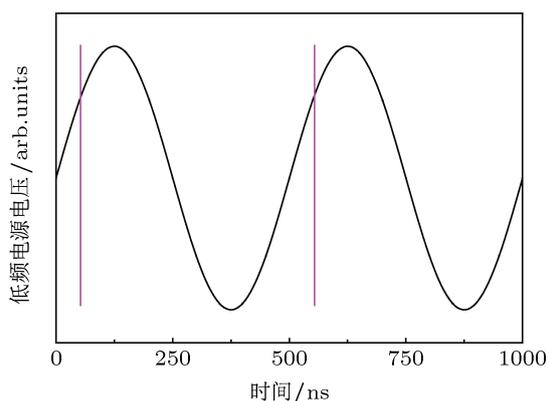


图 2 ICCD 相机快门与低频电源相位同步

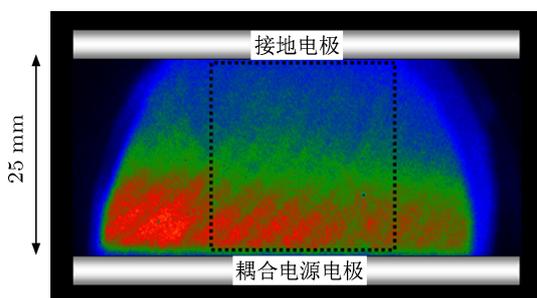


图 3 ICCD 对双频容性耦合纯 Ar 放电等离子体 $\text{Ar}(2p_1)$ 激发态拍照 HF = 60 MHz, LF = 2 MHz, $P_{\text{HF}} = 100 \text{ W}$, $P_{\text{LF}} = 60 \text{ W}$, $P = 13.3 \text{ Pa}$

3 相分辨发射光谱激发速率模型

一般对于低电子密度 ($n_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) 的容性耦合等离子体发射光谱, 可以利用粒子数平衡方程建立的日冕模型进行分析研究 [25]. 本文为了考虑

高能电子的跃迁特点, 对速率方程的模型进行了扩展. 在该模型中, 主要考虑了电子碰撞激发过程、辐射跃迁及其碰撞猝灭过程. 在 DF-CCP 气体放电过程中, 所测得的等离子体辐射强度会随着时变电场和空间位置发生变化. 在低频电源周期内, 由于原子的激发速率还受到碰撞猝灭的影响, 所以通过 ICCD 相机测得的随时间变化的辐射强度不能完全代表原子的实际激发速率. 原子的激发速率 $E(t, z)$ 由辐射强度 $I(t, z)$ 和有效寿命 τ_{eff} 时间内辐射强度变化两部分组成, 如 (1) 式所示; 有效寿命 τ_{eff} 取决于原子的碰撞猝灭速率和光学跃迁激发态的自然寿命, 如 (2) 式所示 [14]:

$$E(t, z) \propto I(t, z) + \tau_{\text{eff}} \frac{dI(t, z)}{dt}, \quad (1)$$

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_n}{1 + \tau_n \sum_q k_q n_q}, \quad (2)$$

其中, (1) 式中, t 代表时间, z 代表距耦合电源电极极板的距离, τ_{eff} 是光学能级跃迁初态的有效寿命. (2) 式中, 有效寿命 τ_{eff} 取决于光学跃迁初态自然寿命 τ_n , 碰撞猝灭速率常数 k_q 和气体数密度 n_q . 其中, n_q 通过理想气体定律 $n_q = p_q / k_B T$ 计算得到. 在本实验中, 忽略纯 Ar 放电中 Ar 的 4s—4p 能级跃迁猝灭速率. 因为纯 Ar 750.4 nm 谱线的自猝灭速率常数相对于其他谱线的速率常数数值要小. 但是, 对于不同配比 Ar-O₂ 混合气体放电 Ar 的 4s—4p 能级跃迁猝灭速率常数 k_q 不能忽略. 估算有效寿命 τ_{eff} 使用的光谱数据如表 1 所示.

表 1 计算有效寿命 τ_{eff} 光谱数据

工作气体	Ar	Ar/O ₂
激发态原子	Ar	Ar
波长 λ/nm	750.4, 751.5	750.4, 751.5
能级跃迁	4s—4p	4s—4p
自然寿命 τ_n/ns	22.4, 24.9 ^[27]	24 ^[28]
猝灭速率常数 $k_q/\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	忽略	7.4×10^{-10} ^[28]
有效寿命 $\tau_{\text{eff}}/\text{ns}$	23.5	23.3

4 实验结果与讨论

在 DF-CCP 放电过程中, 等离子体鞘层边界处包含了多个复杂的电子激发模式. 在如下的研究中, 利用 PROES 方法对 Ar 和 Ar-O₂ 等离子体的鞘层扩张 (激发模式 I)^[14,29] 和二次电子 (激发模式 II)^[13,17,30] 引起的两种激发模式进行了研究. 在本实验中, 高频电源和低频电源的功率分别固定为 100

和 60 W, 气压为 13.3 Pa, 极板间距为 25 mm, 工作气体分别为纯 Ar (纯度为 99.999%) 和不同配比下的 Ar-O₂ 混合气 (本实验中, Ar-O₂ 混合气的总流量不变, 在调节混合气体中 O₂ 含量时, 增加 O₂ 流量, 需要同时降低 Ar 流量), 气体的总流量保持为 30 sccm (1 sccm = 1 mL/min) 不变.

图 4 显示了纯 Ar 气体放电 Ar(4s—4p) 跃迁的发射光谱强度和激发速率在两个低频周期的时间空间分布轮廓. 从图 4(a) 可以看到在功率电极附近有两个比较强的发光区域; 将图 4(a) 的发光强度用 (1) 式处理得到激发速率轮廓图, 如图 4(b) 所示. 将图 4(a) 和 (b) 比较可以看出, 考虑有效寿命 τ_{eff} 后得到的激发轮廓图 4(b) 比直接测量的发射光谱强度图 4(a) 要瘦小一些. 从图 4(b) 中可以观察到一个低频周期有两种激发模式, 激发模式 I 主要位于低频周期的前半周期, 主要是由于在鞘层扩张时电子碰撞引起的; 激发模式 II 主要位于低频周期的后半周期, 主要是由于高能离子与耦合电源电极极板碰撞形成的二次电子而引起的.

图 4(b) 显示出激发模式 I 主要分布在电源电极与等离子体区之间的鞘层边界处, 因为等离子体区内的电子在耦合射频电源时变电场的影响下随鞘层的振荡而运动; 当耦合电源电极上电压变为负值, 耦合电源极板上的电子加速向等离子体区运动. 当鞘层边界处的电子获得足够的能量, 就导致气体和中性粒子发生碰撞激发及解离. 当高能电子与中性原子碰撞后, 高能电子的能量发生了转移, 从而导致光强变弱. 如果电子与中性粒子发生弹性碰撞的平均自由程要远小于射频鞘层厚度, 主等离子体区内的电子在振荡鞘层内与中性粒子多次碰撞获得能量. 在双频容性耦合放电中, 耦合电源的电压主要加在鞘层电容上, 造成了等离子体区电场较弱, 而鞘层电场较强, 等离子体鞘层内的电子与中性粒子的碰撞要强于离子体区碰撞. 因此, 激发模式 I 可以归结为鞘层扩张引起的电子碰撞, 并主要分布于等离子体鞘层边界 3.8 mm (如图 7) 附近区域.

图 4(b) 显示出低频电源后半周期的激发模式 II 与激发模式 I 的激发轮廓和强度非常相近; 激发模式 II 主要是由部分高能离子轰击耦合电源极板产生的二次电子在鞘层电场的加速下获得能量并与中性粒子碰撞而引起的, 同时也发现激发速率的

峰值也在鞘层边界处. 二次电子在耦合电源空间电场作用下能够获得能量, 并与 Ar 原子发生弹性碰撞时, 在一个弹性碰撞平均自由程内大约能够获得 10 eV 能量. 由于非弹性碰撞的平均自由程比较大, 经过多次弹性碰撞获得高达几百电子伏的能量 [15]. 而当二次电子与中性气体 Ar 原子发生非弹性碰撞, 将会损失部分能量, 并继续向等离子体区方向移动, 之后又会发生电离, 并再次产生一些低能电子, 即引起了电荷倍增效应, 低能电子在鞘层电场作用下再获得能量, 使得与中性 Ar 原子碰撞的电子数增加, 从图 4(b) 中看出激发模式 II 与模式 I 的激发速率强度相近. 可见, 在双频容性耦合射频放电中, 二次电子效应不能忽略. 而单频容性耦合放电中, 二次电子效应较弱, 甚至可以忽略. Dittmann 对单频 13.56 MHz 的容性耦合放电研究证实了低气压条件下二次电子效应不是很重要, 只有在高功率和高气压放电条件下二次电子效应才能够表现出来 [15].

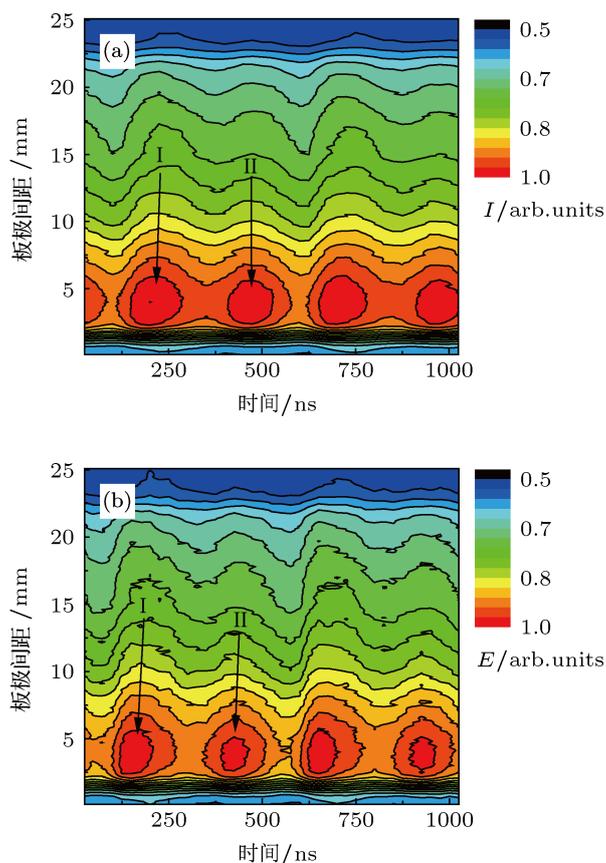


图 4 纯 Ar 放电 Ar(2p₁) 能级跃迁时间空间分布轮廓 (a) 发射光谱强度; (b) 激发速率

图 5 和图 6 分别为含有不同比例 O_2 的 $Ar-O_2$ 混合气放电 $Ar(4s-4p)$ 能级跃迁的发射光谱强度和激发速率时空分布图. 从两图中都可以观察到激发模式 I 和激发模式 II, 但发现激发模式 II 要比激发模式 I 的轴向分布短一些, 说明激发模式 II 中的二次电子能量和电子密度要比鞘层扩张中的电子能量和电子密度小. 当鞘层从开始塌陷到完全塌陷,

电源电极附近存在耦合电场; 当鞘层完全扩张后, 电源电极上形成了很强的电场, 使得氩离子在较短时间内获得足够的能量并轰击电极表面, 从而产生二次电子. 在耦合电场作用下, 二次电子朝向等离子体区方向移动, 与等离子体区的气态 Ar 原子和 O_2 分子发生碰撞并且电子能量降低, 碰撞后的高能电子能够向等离子体区运动的距离变短. 因此,

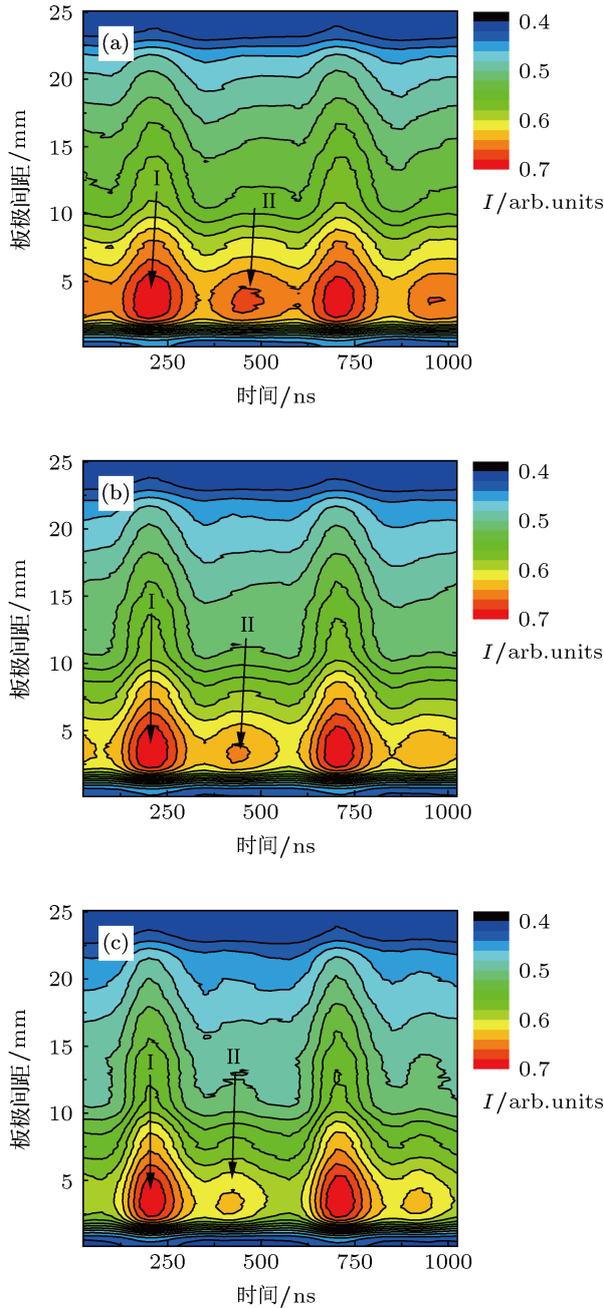


图 5 不同含 O_2 量的 $Ar-O_2$ 混合气放电 $Ar(2p_1)$ 能级跃迁发射光谱强度时间空间分布轮廓 (a) 5%; (b) 20%; (c) 40%

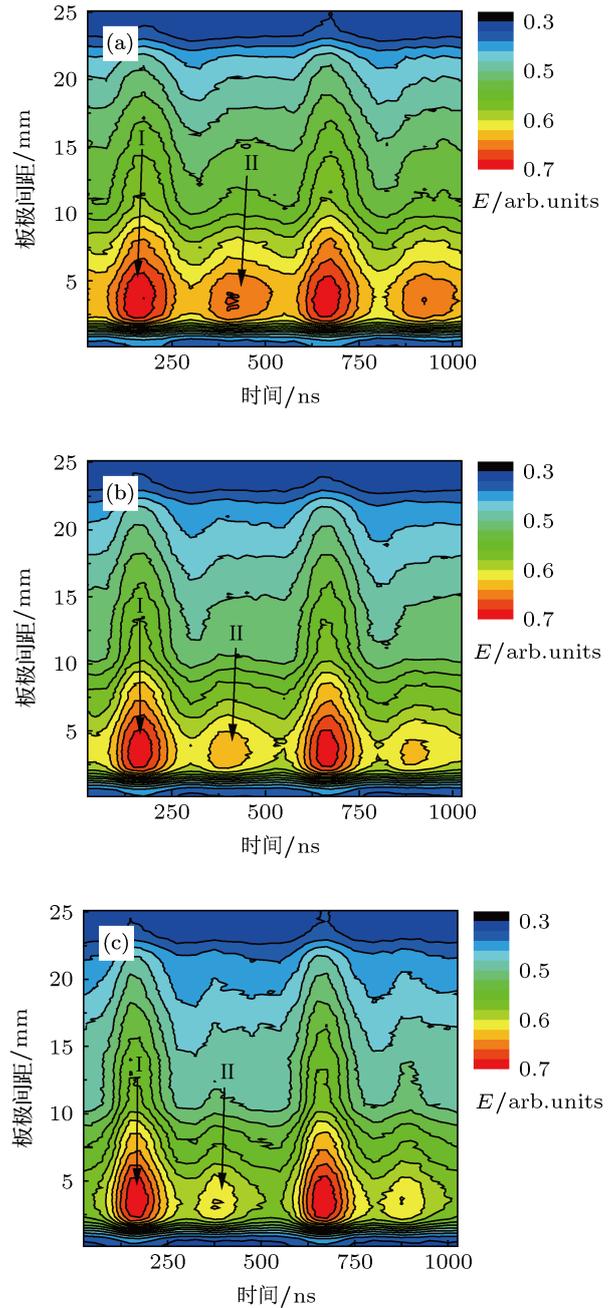


图 6 不同含 O_2 量的 $Ar-O_2$ 混合气放电 $Ar(2p_1)$ 能级跃迁对应激发速率的时间空间分布轮廓 (a) 5%; (b) 20%; (c) 40%

激发轮廓 II 向接地电极方向扩张运动趋势减弱. 比较图 4(b) 与图 6(a), (b), (c), 可以发现含有不同 O_2 含量的 Ar- O_2 混合气放电的激发轮廓要比纯 Ar 放电的激发轮廓小, 并且随着 O_2 含量的增加, 二次电子的碰撞激发越来越弱. 这可能是因为在低气压条件下, 由于电负性 O_2 的加入, 减少了 Ar 原子的数密度, 放电形成的 Ar^+ 数密度降低, 从而在耦合电源极板上碰撞形成的二次电子数目减少, 经鞘层电场获得能量变为高能电子的数密度减少. 此外, 也有部分二次电子形成的高能电子与 O_2 分子或 O 原子发生了碰撞, 降低了高能电子与 Ar 碰撞的概率, 使得激发模式 II 的激发轮廓随着含 O_2 量的增加而逐渐变弱.

图 7 显示了不同含 O_2 量的 Ar- O_2 混合气体放电 Ar 750.4 nm 谱线在低频周期内平均光强的分布结果. Mutsukura 等^[31]的研究发现, 鞘层扩张引起的激发轮廓峰值与平均鞘层的厚度近似相等. 而且这一研究结果也适用于 Ar 和 O_2 ^[32]. 从图 7 中可以观察到, 对于不同含 O_2 量的 Ar- O_2 混合气体放电等离子体, 随着 O_2 含量的增加, Ar 原子 750.4 nm 谱线强度逐渐降低. 随着距耦合电源电极距离的增加, 发射光谱强度先增大后减小, 并且都在距耦合电源电极约 3.8 mm 处, 有发射光谱强度峰值出现. 根据鞘层边界的电子速度分布函数, 可以将这一强度极值出现的 3.8 mm 处定义为双频容性耦合射频等离子体的鞘层边界^[31]. 同时也验证了经鞘层扩张的高能电子和离子碰撞极板产生的二次电子经高压鞘层获得能量后变为高能电子, 并在鞘层边界处电子碰撞激发激烈.

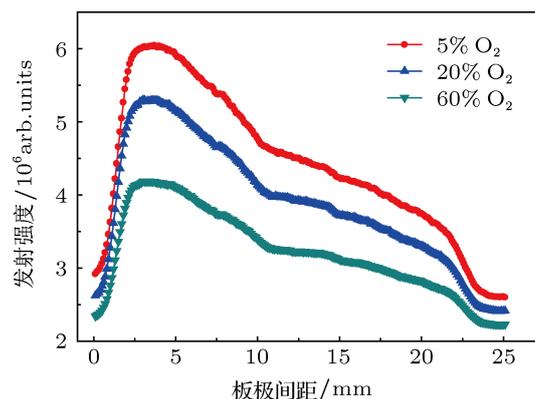


图 7 Ar (750.4 nm) 谱线强度在不同比例 Ar- O_2 混合气放电的轴向分布

5 结论

相分辨发射光谱技术是一种非入侵方式诊断等离子体鞘层动力学的重要手段. 在双频容性耦合射频放电中, 由于高低频电源的耦合效应存在, 研究双频容性耦合纯 Ar 和 Ar- O_2 混合气体放电的等离子体鞘层电子激发机制具有重要意义. 在双频容性耦合等离子体鞘层边界处, 观察到鞘层扩张引起的激发模式和二次电子引起的激发模式. 鞘层扩张引起的激发模式主要位于低频电源的前半周期, 而二次电子引起的激发模式主要位于低频电源的后半周期. 此外, 利用相分辨发射光谱研究了双频容性耦合等离子体鞘层的鞘层厚度, 发现 Ar- O_2 混合气放电 Ar 750.4 nm 谱线的发射光谱强度极大值在距耦合电源电极 3.8 mm 处出现, 也就是双频容性耦合等离子体鞘层的鞘层厚度.

[1] Lieberman M A 2005 *The 27th International Conference on Phenomena in Ionised Gases* Eindhoven, the Netherlands, July 17–22, 2005 p6
 [2] Boyle P C, Ellingboe A R, Turner M M 2004 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **13** 493
 [3] Kitajima T, Takeo Y, Petrovic Z L, Makabe T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 489
 [4] Denda T, Miyoshi Y, Komukai Y, Goto T, Petrovic Z L, Makabe T 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 870
 [5] Kawamura E, Lieberman M A, Lichtenberg A J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 053506
 [6] Turner M M, Chabert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 205001
 [7] Jiang X Z, Liu Y X, Yang S, Lu W Q, Bi Z H, Li X S, Wang Y N 2011 *J. Vac. Sci. Technol. A* **29** 011006
 [8] Yuan Q H, Yin G Q, Xin Y, Ning Z Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 053501
 [9] Liu Y X, Zhang Q Z, Jiang W, Hou L J, Jiang X Z, Lu W Q, Wang Y

N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 055002
 [10] Schulze J, Schüngel E, Donkó Z, Luggenhölscher D, Czarnetzki U 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 124016
 [11] de Rosny G, Mosburg E R, Abelson J R, Devaud G, Kerns R C 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 2272
 [12] Ishimaru M, Ohba T, Ohmori T, Yagisawa T, Kitajima T, Makabe T 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 071501
 [13] Mahony C M O, Graham W G 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 72
 [14] Mahony C M O, Wazzan R A, Graham W G 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 608
 [15] Dittmann K 2009 *Ph. D. Dissertation* (Greifswald: Ernst-Moritz-Arndt University of Greifswald)
 [16] Mutsukura N, Kobayashi K, Machi Y 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 4688
 [17] Dittmann K, Drozdov D, Krames B, Meichsner J 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 6593
 [18] Dittmann K, Matyash K, Nemschokmichal S, Meichsner J, Schneider

- R 2010 *Contrib. Plasma Phys.* **50** 942
- [19] Gans T, Der Gathen V S V, Czarnetzki U, Döbele H F 2002 *Contrib. Plasma Phys.* **42** 596
- [20] Gans T, Lin C C, Schulz von der Gathen V, Döbele H F 2003 *Phys. Rev. A* **67** 012707
- [21] Gans T, Schulz von der Gathen V, Döbele H F 2004 *Contrib. Plasma Phys.* **44** 523
- [22] Booth J P, Hancock G, Perry N D, Toogood M J 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 5251
- [23] Gans T, Gathen V S-v d, Döbele H F 2001 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **10** 17
- [24] Gans T, Schulze J, O'Connell D, Czarnetzki U, Faulkner R, Ellingboe A R, Turner M M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 261502
- [25] Schulze J, Gans T, O'Connell D, Czarnetzki U, Ellingboe A R, Turner M M 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 7008
- [26] Jiang X Z, Liu Y X, Bi Z H, Lu W Q, Wang Y N 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 015204 (in Chinese) [蒋相站, 刘永新, 毕振华, 陆文琪, 王友年 2012 物理学报 **61** 015204]
- [27] National Institute of Standards and Technology Atomic Spectra Database, ASD Version 3, www.physics.nist.gov[2013]
- [28] Sadeghi N, Setser D W, Francis A, Czarnetzki U, Döbele H F 2001 *J. Chem. Phys.* **115** 3144
- [29] Czarnetzki U, Luggenhölscher D, Döbele H F 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 230
- [30] Gans T, Lin C C, Schulz von der Gathen V, Döbele H F 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** L39
- [31] Mutsukura N, Kobayashi K, Machi Y 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 4688
- [32] Mutsukura N, Kobayashi K, Machi Y 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 2657

Phase resolved optical emission spectroscopy of dual frequency capacitively coupled plasma*

Du Yong-Quan¹⁾ Liu Wen-Yao¹⁾ Zhu Ai-Min¹⁾²⁾ Li Xiao-Song¹⁾²⁾
 Zhao Tian-Liang¹⁾²⁾ Liu Yong-Xin²⁾ Gao Fei²⁾ Xu Yong^{1)2)†} Wang You-Nian²⁾

1) (Laboratory of Plasma Physical Chemistry, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

2) (School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 20 March 2013; revised manuscript received 10 July 2013)

Abstract

In this article we use phase resolved optical emission spectroscopy to study emission pattern in plasma sheath of dual frequency capacitively coupled plasma in Ar and Ar-O₂ discharge. Two emission patterns are found in sheath region of radio-frequency coupled powered electrode. The first pattern is related to electron impact excitation because of the sheath expansion. The second pattern is caused by electron impact excitation of secondary electrons. Two emission patterns are also highly modulated with the low frequency cycle. Under the condition of argon discharge, the emission intensities of the two excitation processes are very similar. The emission structure by secondary electrons becomes weak with the increase of O₂ content in the gas mixture. In addition, we also use phase resolved optical emission spectroscopy to study low frequency cycle averaged axial emission profile of excited atomic argon at 751 nm in Ar-O₂ mixture gas. Distance from the powered electrode (about 3.8 mm) is defined as the boundary sheath of dual frequency capacitively coupled plasma.

Keywords: dual frequency capacitively coupled plasma, plasma sheaths, optical emission spectroscopy

PACS: 52.80.Pi, 52.40.Kh, 52.70.Kz

DOI: 10.7498/aps.62.205208

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10975029) and the Major National Science and Technology Project of China (Grant No. 2011ZX02403-001).

† Corresponding author. E-mail: yongxu@dlut.edu.cn