

气压对微束射频容性放电模式调制研究

黄就欢 高飞 王友年

Effect of pressure on discharge mode transition in radio-frequency capacitively coupled micro-beam plasmas

Huang Jiu-Huan Gao Fei Wang You-Nian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 075205 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201716

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201716>

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

氩氦射频容性放电发射光谱分析

Emission spectral diagnosis of argon-helium plasma produced by radio frequency capacitive discharge

物理学报. 2018, 67(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180274>

脉冲射频容性耦合氩等离子体的发射探针诊断

Diagnosis of capacitively coupled plasma driven by pulse-modulated 27.12 MHz by using an emissive probe

物理学报. 2020, 69(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191864>

甚高频激发的容性耦合Ar+O₂等离子体电负特性研究

Electronegativity of capacitively coupled Ar+O₂ plasma excited at very high frequency

物理学报. 2017, 66(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.185202>

旋转滑动弧放电等离子体滑动放电模式的实验研究

Experimental study on gliding discharge mode of rotating gliding arc discharge plasma

物理学报. 2020, 69(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200672>

相位角对容性耦合电非对称放电特性的影响

Effect of phase angle on plasma characteristics in electrically asymmetric capacitive discharge

物理学报. 2018, 67(22): 225203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181400>

基于3.5 MeV射频四极质子加速器硼中子俘获治疗装置的束流整形体设计

Design of beam shaping assembly based on 3.5 MeV radio-frequency quadrupole proton accelerator for boron neutron capture therapy

物理学报. 2018, 67(14): 142801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180380>

气压对微束射频容性放电模式调制研究*

黄就欢 高飞† 王友年

(大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2020 年 10 月 16 日收到; 2020 年 11 月 17 日收到修改稿)

微束射频容性放电在纳米晶体颗粒等离子体增强气相合成有着潜在的应用前景. 本论文利用 ICCD、单反相机、高压探头和电流探头等对微束射频容性放电特性进行了实验诊断研究. 结果发现: 在纯氩气微束射频放电中, 随着气压的增加, 放电从辉光放电模式向多通道丝状放电模式转换; 在 99% 氩/1% 氢混合气体微束射频放电中, 丝状放电模式消失, 而是从低气压全空间分布的辉光放电模式, 到中等气压向轴心收缩的辉光放电模式, 最后到高压的“环状”辉光放电模式; 而在纯氢气微束射频放电中, 随着气压的增加, 放电模式直接从全空间分布的辉光放电模式向“环状”辉光放电模式转换. 最后通过射频电场中电子加热、趋肤效应和气体热传导的共同作用解释了产生不同放电模式的物理机制.

关键词: 微束射频容性放电, 实验诊断, 放电模式转换**PACS:** 52.55.Ez, 51.50.+v, 52.80.Pi, 52.25.Kn**DOI:** 10.7498/aps.70.20201716

1 引言

微束射频容性放电^[1]是指在微束管(内径 1 cm 左右的介质管)上套有两个环状电极, 在电极上施加射频电压, 其产生的射频电场击穿管内的的工作气体, 并维持放电. 由于微束射频容性放电能够产生含有许多化学活性基团的等离子体, 因此人们尝试用该放电进行纳米材料的合成. Mangolini 等^[2]和 Jurbergs 等^[3]利用微束射频放电在中/低气压下 (186—1860 Pa) 实现了将 SiH_4 解离, 并合成测定峰值波长为 789 nm 的纳米硅晶体, 其量子产率为 $62\% \pm 11\%$. Kortshagen^[4]和 Gresback 等^[5-7]通过微束等离子体在 266 Pa 合成了平均直径在 4—50 nm 的 Ge 晶体颗粒, 并通过调节功率实现对纳米晶体颗粒生长尺寸的精准调控. 他们还分别利用 $\text{CH}_4/\text{SiCl}_4$ 以及 SiCl_4/H_2 作为原料合成纳米硅晶体. 此外, Shen 等^[8]用 SiBr_4 合成纳米硅. 综

上所述, 在中低气压下采用微束射频容性放电可以对化学活性气体进行解离, 产生高浓度的化学活性基团, 然后再聚合成纳米晶体颗粒.

关于微束放电特性研究的报道更多集中在微波放电, 如 Djermanova 等^[9]在微波氩气放电中观察到了丝状放电现象. Ogle 等^[10]从气体加热和高能电子的角度研究了 SF_6 的微波丝状放电条件. Kabouzi 等^[11]与 Ogle 和 Woolsey^[12]发现了多种稀有气体在大气压微波放电中存在丝状放电现象, 并研究了丝状放电对解离 SF_6 的影响. Maximov 和 Schlüter^[13]通过粒子扩散驱动的丝状放电模型提出了丝状放电在应用上的几种可能. 陈兆权等^[14,15]在氩气微波大气压放电中, 通过在石英管内增加铜电极增强局部电场, 从而产生更高效地等离子体射流. 然而关于微束射频容性放电特性的研究, 主要集中在大气压条件下开展研究工作^[16-20], 研究发现大气压微束射频容性放电具有较高的电子密度和较低的气体温度且易出现条纹状多层放

* 国家自然科学基金(批准号: 11675039, 12075049)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: DUT18TD06, DUT20LAB201)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fgao@dlut.edu.cn

电模式.

中低气压微束射频容性放电是高品质纳米晶体颗粒的合成条件,如工作气压过低,放电产生的等离子体中分子大多被解离成原子或离子,导致合成晶体过程的前驱物过少,不利于形成纳米晶体颗粒;工作气压过高,放电存在多通道丝状放电模式,放电及其不稳定,也不利于纳米晶体颗粒的合成.因此如何选择合适的工作气压,控制放电的稳定性是生产出需求的纳米晶体颗粒的关键,所以本文将重点研究气压对微束射频容性放电特性的影响.

2 实验装置

所采用的微束射频容性耦合放电装置如图1所示.该装置由射频放电系统、真空系统、气体流量控制系统和数据采集系统组成.其中真空系统是由机械泵和真空腔室构成,真空腔室分为放电腔室和扩散腔室,放电腔室是一个外径为13 mm、内径为9 mm、长度为100 mm的石英管;扩散腔室是由高度为200 mm、内径为100 mm的不锈钢制成,在扩散腔室上开有若干法兰窗口.在石英管外侧套有两个铜质空心环状电极(内径为13 mm、外径为29 mm、厚度为8 mm),两个空心环状电极的间隙是5 mm,其中靠近扩散腔室的电极为地电极,直接与大地相连;远离扩散腔室的电极为高压电极,其经过匹配网络与射频功率源相连.射频功率

源的频率为60 MHz、功率0—500 W可调.气体流量控制系统主要由气体存储高压钢瓶、质量流量计及阀门和管道组成,工作气体为99.999%的氩气和氢气.气压计采用了英福康的薄膜规,其安装在扩散腔室,实时显示腔室内的气压.

工作时,将气体充入石英管内,并通过套在石英管上的高压电极将射频功率输入到放电管中,并使气体击穿放电,从而产生等离子体.为了测量高压电极上的电压和流过高压电极的电流,在高压电极上方并联高压探头(泰克P6015 A)和串联电流探头(Pearson 6600).在石英管轴向方向的末端放置一台单反相机(尼康7100)和在石英管放电区域的侧面放置一台ICCD(Andor),用来拍摄放电后等离子体发光的径向空间和轴向空间分布图像.

3 结果与讨论

图2和图3给出的是500 V纯氩气中微束射频放电轴向分布和径向分布的图像.其中图2中每张图片由ICCD拍摄而成,ICCD的累计曝光时长为50 μ s,增益为200;图3中每张图片是由单反相机拍摄,设置的曝光时长均为1/90 s,故图2和图3中每张图片累计曝光的时间远大于射频周期(16.7 ns),因此图像显示的结果是射频周期时间平均下的等离子体空间分布形貌.图2中3.5及4.5 cm附近的暗区是由于电极不透明,遮住了等离子体的光线.

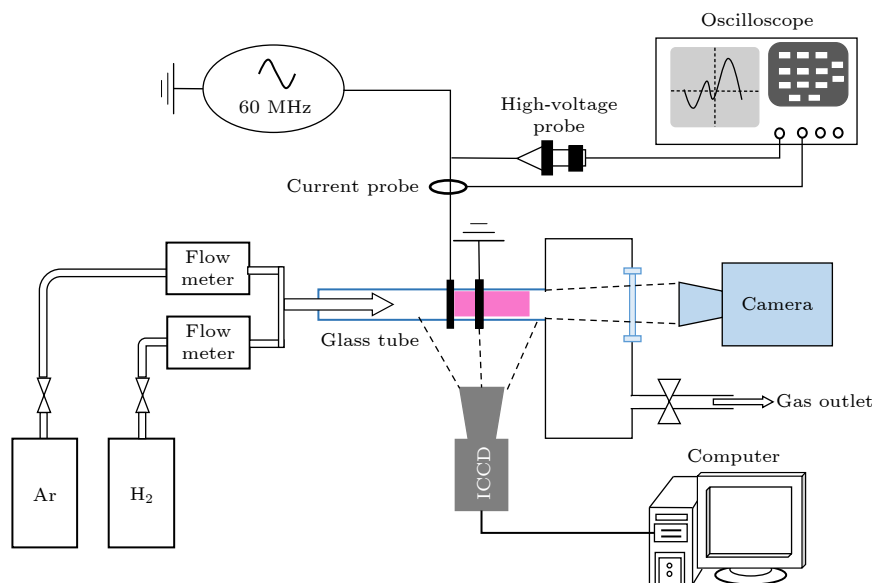


图1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

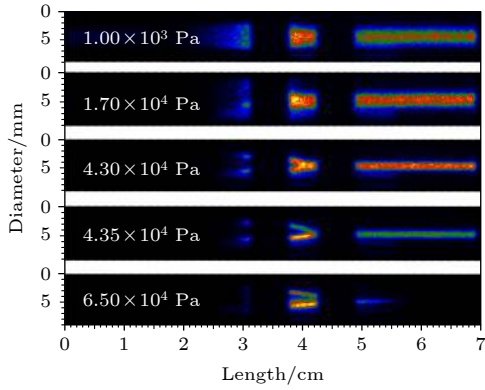


图2 500 V 放电时,不同气压下氩气等离子体的轴向分布图

Fig. 2. Axial distributions of argon plasmas for different pressures at 500 V.

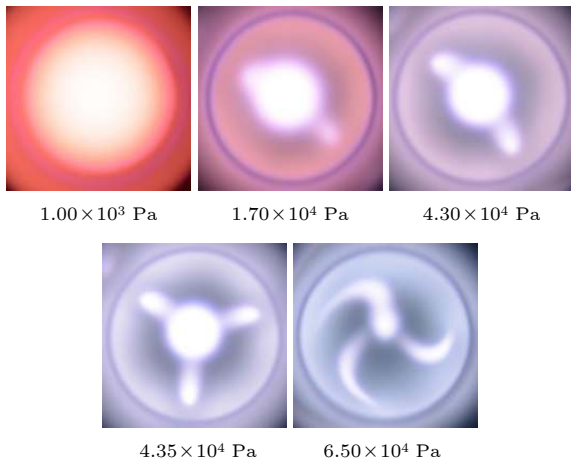


图3 500 V 放电时,不同气压下氩气等离子体的径向分布图

Fig. 3. Radial distributions of argon plasmas for different pressures at 500 V.

结果显示,在 1×10^3 Pa 时,等离子体在轴向上充满从高压电极上游到地电极下游整个区域,而且等离子体在径向上弥散地分布在空间上,此时放电处于典型的低气压辉光放电模式.随着气压逐渐升高至 1.7×10^4 Pa,从轴向分布图像观察,在高压电极的上游,发光图像出现一个明显地极大值点,但等离子体依旧充满从上游到地电极下游的整个区域,而从径向分布图像上能够发现等离子体已经向轴心处收缩,同时在中心亮区的两翼出现了两个次级发光亮点:其中一个较为明显、另外一个几乎与中心亮点重合在一起;结合轴向分布图像分析,这两个发光亮点应该是高压电极上游等离子体收缩后出现了两个丝状放电通道;即该条件下的等离子体先在高压电极上游出现两个丝状的放电通道,

然后高压电极下游等离子体又汇聚在一起,并收缩在轴心区域,向下输运;此时放电处于辉光放电与丝状双通道放电模式转换过程,因此是辉光放电与丝状放电共存模式.继续增加气压至 4.3×10^4 Pa,从轴向分布图像上可以清晰地观察到,在高压电极的上游和下游出现了明显地两个丝状放电通道,而且高压电极和地电极之间的等离子体分布像一个水平的字母“Y”;径向分布图像显示,中心亮区在收缩,而两翼的两个次级发光亮点在增强;综合轴向和径向的分布可以得出:等离子体从高压电极上游先出现两个丝状放电通道,然后在两个电极之间又汇合成一个放电通道,放电逐渐由丝状放电主导.进一步增加气压至 4.35×10^4 Pa,轴向上等离子体在地电极上游都是多通道丝状放电,在地电极附件汇聚成一个通道;径向图像显示,等离子体轴心亮区进一步缩小,而周边出现了三个发光亮点.这说明等离子体在高压电极附近出现了3个丝状放电通道,然后在地电极附近再汇聚成一个通道.进一步持续增加气压的过程中,会发现等离子体在轴向上逐渐收缩,渐渐的只在两个电极之间有等离子体,在径向上持续向轴心收缩,同时3个丝状放电通道出现“游动”现象,即3个丝状放电像旋转的叶片一样快速的旋转,如图3中 6.5×10^4 Pa 图像所示.再继续增加气压到一定值时,500 V 产生的射频电场不足以维持放电,等离子体熄灭.

综上所述微束射频容性氩气放电中,随着气压的增加等离子体会经历四个过程:1) 低气压条件下,放电是辉光放电模式,等离子体弥散在整个放电空间及其下游区域;2) 中等气压条件下,等离子体在高压电极附近形成多丝状放电通道,然后在下游重新汇合成一个放电通道,此时放电是辉光和丝状混合放电模式;3) 较高气压条件下,等离子体收缩在两个电极之间,放电模式完全是多丝状放电模式,甚至等离子体处于不稳定的状态——放电通道旋转“游动”;4) 高气压条件下,射频电场不足以维持放电,等离子体熄灭.在这四个过程中,产生模式转换及放电图像变化的物理机制是等离子体中电子加热、趋肤效应和气体的热传导过程共同作用.在低气压下,虽然氩气的热传导系数较低^[10],但是电子的平均自由程较长,等离子体弥散在整个空间,热量不会聚集在某一区域.在气压达到一定值时,等离子体区受到电子加热的作用与低热传导系数的限制,热量在放电通道上集聚,即导致放电

通道上中性气体的温度逐渐增加, 由于腔室内压力是恒定的, 根据气体状态方程可知, 中性气体温度越高的地方, 气体数密度越低, 从而导致该区域电子自由程增加, 使得该区域的电离率增加和电子密度增加, 进而导致放电通道继续向轴心收缩. 继续增加气压时, 放电通道上的电子密度会继续增加, 增长的电子密度会抑制射频电场的穿透, 当电子密度足够高时, 射频电场不能穿透等离子体到达轴心, 即趋肤效应显著地存在. 而且趋肤效应导致电子密度的峰值偏离轴心, 由于高的电子密度和低的热传导系数又导致该放电通道上热量进一步集聚, 该区域气体温度较其他区域更高, 气体电离率亦随之增加, 使得该区域产生更高的电子密度, 这种正增益的叠加导致形成双通道或多通道丝状放电. 随着气压进一步的增加, 电子自由程越来越小, 导致电子从射频电场获得的能量有限, 气体电离率下降, 等离子体出现抖动, 开始出现旋转的丝状放电通道. 再增加气压, 射频电场不足以维持等离子体, 导致放电熄灭.

图 4 和图 5 给出的是 500 V 下 99% 氩/1% 氢混合气体微束等离子体轴向分布和径向分布的图像. 其中图 4 中每张图片由 ICCD 拍摄而成, ICCD 的累计曝光时长为 50 μs , 增益为 200; 图 5 中每张图片的曝光时长依次分别为 1/350, 1/180, 1/90, 1/60, 1/45, 1/45, 1/30 和 1/30 s, 故图 4 和图 5 中每张图片累计曝光的时间远大于射频周期 (16.7 ns), 因此图像显示的结果是射频周期时间平均下的等离子体空间分布形貌. 结果显示, 在气压为 5×10^2 Pa 时, 等离子体在径向和轴向上呈现弥散分布, 此时

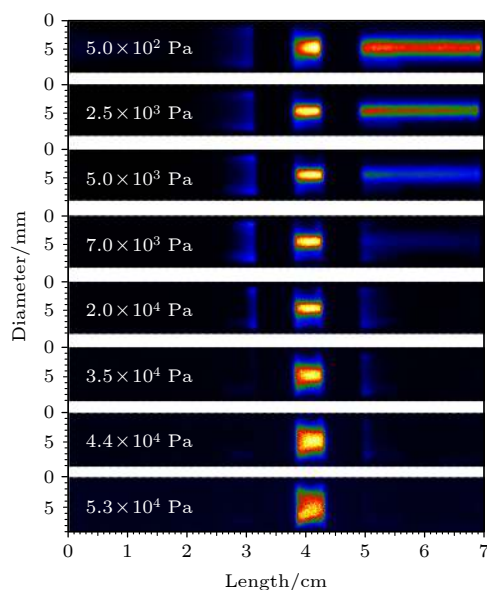


图 4 500 V 放电时, 不同气压下 99% 氩/1% 氢混合气体等离子体的轴向分布图

Fig. 4. Axial distributions of argon/hydrogen (99%/1%) plasmas for different pressures at 500 V.

放电为等离子体全空间分布的辉光放电模式. 随着气压的增加 (2.5×10^3 — 2×10^4 Pa), 等离子体在径向上逐渐向轴心收缩, 在轴向上逐渐向两个电极之间收缩, 尤其在 2×10^4 Pa 时等离子几乎全部在两个电极之间, 此时放电为收缩的辉光放电模式. 随着气压进一步的增加, 等离子体在两个电极之间的径向分布上不再收缩在轴心处, 而是逐渐弥散开, 然后向石英管壁收缩. 尤其是当气压增加到 5.3×10^4 Pa 时, 由于趋肤效应射频电场不能穿透局域在管壁附近的等离子体, 从而使得轴心处几乎没有等离子体存在, 即出现轴心“空洞”, 等离子体

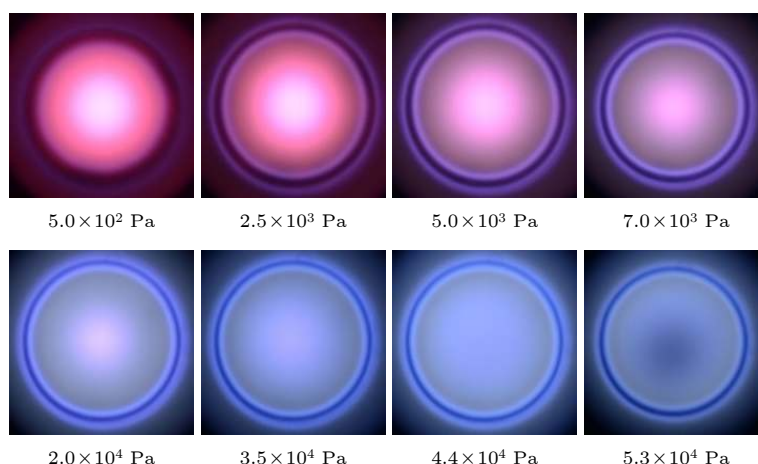


图 5 500 V 放电时, 不同气压下 99% 氩/1% 氢混合气体等离子体的径向分布图

Fig. 5. Radial distributions of argon/hydrogen (99%/1%) plasmas for different pressures at 500 V.

的径向分布像一个“环状”, 因此放电为“环状”辉光放电模式. 进一步增加气压, 500 V 射频电场不足以维持等离子体, 放电熄灭. 与纯氩气放电相比较, 随着气压的增加混合气体放电中不再出现多通道丝状放电模式, 导致这个现象的主要原因是, 氢气的热传导系数远大于氩气的热传导系数, 从而使得在高气压放电等离子体收缩时, 热量不再局部持续累积, 不再出现局部电离增强的通道, 从而不会产生丝状放电通道. 而随着气压的增加, 电子密度增加, 趋肤效应逐渐显著, 导致射频电场不能到达轴心处, 而较高气压使得电子自由程也较短, 从而石英管壁附近电子密度逐渐升高, 轴心处电子密度逐渐下降, 最终出现轴心“空洞”的“环状”等离子体的径向分布形貌.

图 6 和图 7 给出的是 500 V 下纯氢气微束射频放电等离子体轴向分布和径向分布的图像. 其中图 6 中每张图片每张图片由 ICCD 拍摄而成, ICCD 的累计曝光时长为 50 μs , 增益为 200; 图 7 中每张图片的曝光时长依次分别为 1/750, 1/350, 1/250, 1/180, 1/60, 1/45 和 1/30 s, 故图 6 和图 7 中每张图片累计曝光的时间远大于射频周期 (16.7 ns), 因此图像显示的结果是射频周期时间平均下的等离子体空间分布形貌. 结果显示, 在低气压时, 等离子体在轴向和径向上呈现弥散分布, 此时放电是辉光放电模式; 随着气压的增加, 等离子体在轴向上逐渐收缩到两个电极之间. 当气压达到 9.5×10^2 Pa 时, 等离子体在径向上收缩到石英管壁处, 中心形成“空洞”; 而且随着气压进一步增加, 中心“空洞”越来越明显, 即放电转换到“环状”放电模式. 和混

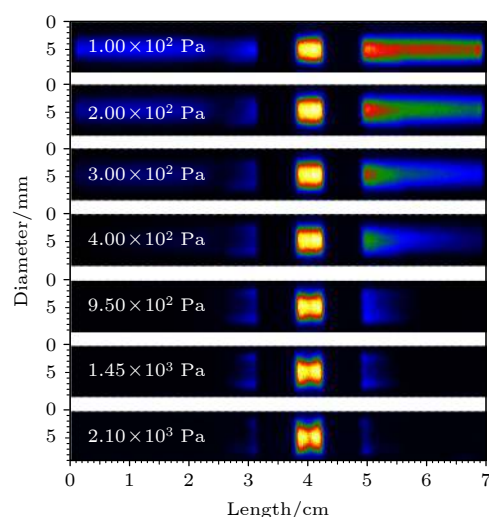


图 6 500 V 放电时, 不同气压下氢气等离子体的轴向分布图

Fig. 6. Axial distributions of hydrogen plasmas for different pressures at 500 V.

合气体放电一样, “环状”放电模式的出现主要是由射频电场的趋肤效应和氢气的高热传导率所致.

图 8—图 10 给出了这三种气体放电下, 流过高压电极的射频电流随气压的变化曲线. 其中图 8 是不同电压下, 氩气放电中射频电流随气压的变化曲线. 结果显示, 在等离子体轴向上未完全收缩到两个电极之间之前, 射频电流随着气压的增加是缓慢下降的. 这主要是由于气压的增加, 电子的碰撞频率增加, 导致等离子体的电抗增加, 从而降低了射频电流. 而当等离子体收缩到两个电极之间的同时, 射频电流出现一个“台阶式”的跳跃下降. 这主要是因为, 在等离子体充满两个电极之间以及地电极和扩散腔室之间时, 放电是一个三电极结构, 即高压电极

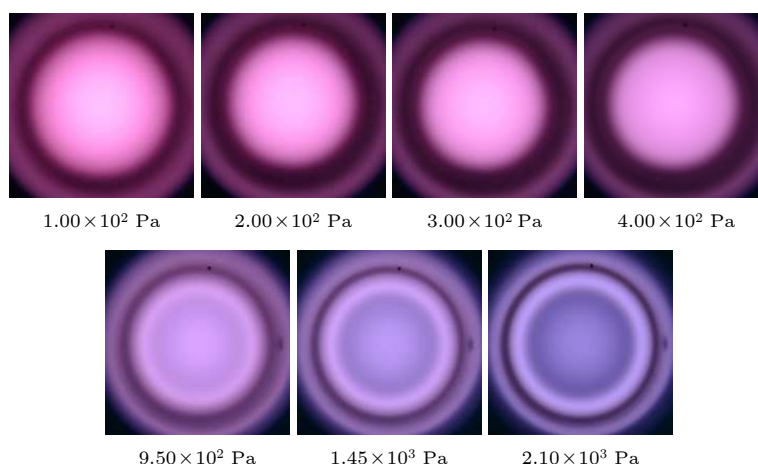


图 7 500 V 放电时, 不同气压下氢气等离子体的径向分布图

Fig. 7. Radial distributions of hydrogen plasmas for different pressures at 500 V.

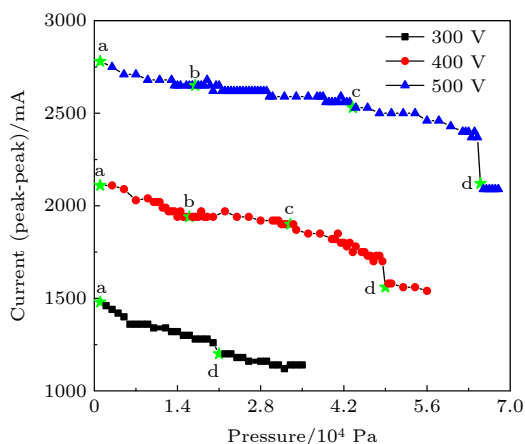


图 8 不同电压下, 氩气放电中射频电流 (峰峰值) 随着气压的变化曲线 (a) 1×10^3 Pa 辉光放电; (b) 出现双通道丝状放电的临界点; (c) 出现三通道丝状放电的临界点; (d) 等离子体收缩在两个电极之间的临界点

Fig. 8. Evolution of radio-frequency current (peak-to-peak) with pressure in argon discharges for different voltages: (a) The glow discharge at 1×10^3 Pa; (b) the occurrence of double-channel filament discharge; (c) the occurrence of three-channel filament discharge; (d) the plasma contraction between two electrodes.

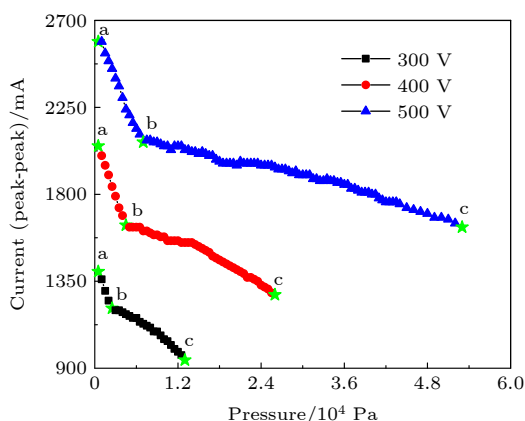


图 9 不同电压下, 99% 氩/1% 氢混合气体放电射频电流 (峰峰值) 随着气压的变化曲线 (a) 5×10^2 Pa 辉光放电; (b) 等离子体收缩在两个电极间的临界点; (c) 等离子体熄灭前

Fig. 9. Evolution of radio-frequency current (peak-to-peak) with pressure in argon/hydrogen (99%/1%) discharges for different voltages: (a) The glow discharge at 5×10^2 Pa; (b) the plasma contraction between two electrodes; (c) the plasma extinction.

与地电极之间是一个回路; 高压电极与扩散腔室 (第二个地电极) 之间是第二个回路. 因此当高压电极与扩散腔室之间的等离子体消失时, 射频电流少了一个回路, 从而导致射频电流跳跃下降.

图 9 为不同电压下, 99% 氩/1% 氢混合气体放电射频电流随气压的变化曲线. 结果显示, 射频

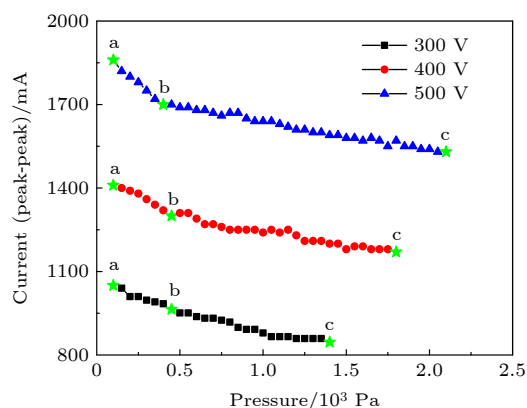


图 10 不同电压下, 氢气等离子体射频电流 (峰峰值) 随着气压的变化曲线 (a) 1×10^2 Pa 辉光放电; (b) 等离子体收缩在两个电极间的临界点; (c) 等离子体熄灭前

Fig. 10. Evolution of radio-frequency current (peak-to-peak) with pressure in hydrogen discharges for different voltages: (a) The glow discharge at 1×10^2 Pa; (b) the plasma contraction between two electrodes; (c) the plasma extinction.

电流随着气压的增加先迅速下降, 在等离子体收缩到两个电极之间后再缓慢下降; 尤其是在等离子体收缩到两个电极之间时, 射频电流出现了明显的“转折点”, 这是因为在等离子体未完全收缩到两个电极间之前, 放电依旧是三电极结构. 图 10 为不同电压下, 氢气放电中射频电流随气压的变化曲线. 结果显示, 随着气压的增加, 射频电流先较为迅速的下降, 然后是缓慢下降. 出现中间的转折点与混合气体放电原因一致. 对比三种气体情况, 射频电流在氩气放电中最高, 在氢气放电中最低, 这是因为氩气放电中氩原子电离碰撞截面大, 电离率更高, 即电子密度更高.

4 结 论

本文研究了气压对氩气、氢气和氩/氢混合气体微束射频容性放电的模式调制. 结果表明: 1) 在氩气放电中, 低气压下等离子体充满整个微束放电管, 此时放电是辉光放电模式; 随着气压的增加, 等离子体逐渐收缩, 发光区域逐渐变短、变细; 继续增加气压, 等离子体在高压电极附近会收缩成两个丝状放电通道, 然后向地电极输运时再汇聚成一个放电通道, 此时放电是辉光放电与丝状放电的混合模式; 进一步增加气压, 等离子体逐渐收缩到两个电极之间, 并且出现明显的两个或者三个丝状放电通道, 而且等离子体在微束管内旋转游动, 此时放电是多通道丝状放电模式; 2) 在氩/氢混合气体

放电中, 低气压是全空间分布的辉光放电模式, 到中等气压向轴心收缩的辉光放电模式, 最后到高压的“环状”辉光放电模式; 3) 在氢气放电中, 低气压是全空间分布的辉光放电模式, 高压是“环状”辉光放电模式. 放电模式的转换是由电子加热、趋肤效应和气体的热传导过程共同导致的; 尤其是氢气的热传导系数远高于氩气的热传导系数, 从而使得在高压氩气放电中的多通道丝状放电模式不在混合气体和氢气放电中出现.

参考文献

- [1] Han C Y, Wu Y, Wang S G 2010 *Sci. Technol. Rev.* **20** 93 (in Chinese) [韩传余, 吴瑜, 王守国 2010 *科技导报* **20** 93]
- [2] Mangolini L, Thimsen E, Kortshagen U 2005 *Nano Lett.* **5** 655
- [3] Jurbergs D, Rogojina E, Mangolini L, Kortshagen U 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 233116
- [4] Kortshagen U 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 113001
- [5] Gresback R, Holman Z, Kortshagen U 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 093119
- [6] Gresback R, Hue R, Gladfelter W, Kortshage U 2011 *Nanoscale Res. Lett.* **6** 68
- [7] Gresback R, Nozaki T, Okazaki K 2011 *Nanotechnology* **22** 305605
- [8] Shen P, Uesawa N, Inasawa S, Yamaguchi Y J 2010 *Mater. Chem.* **20** 1669
- [9] Djermanova N, Grozev D, Kirov K, Makasheva K, Shivarova A, Tsvetkov Ts 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 738
- [10] Kabouzi Y, Calzada M D, Moisan M, Tran K C, Trassy C 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 1008
- [11] Kabouzi Y, Moisan M, Rostaing J C, Trassy C, Guérin D, Kéroack D, Zakrzewski Z 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 9483
- [12] D B Ogle, G A Woolsey 1987 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** 453
- [13] Maximov A V, Schlüter H 1999 *Phys. Scr.* **60** 556
- [14] Chen Z, Yin Z, Huang Y, Stepanova O, Gutsev S, Kudryavtsev A A 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 906
- [15] Chen Z, Xia G, Zhou Q, Hu Y, Zheng X, Zheng Z, Hong L, Li P, Huang Y, Liu M 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 084701
- [16] Yanguas-Gil A, Focke K, Benedikt J, Keudell A V 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 103307
- [17] Hong Y C, Uhm H S, Yi W J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 051504
- [18] Mckay K, Iza F, Kong M G 2010 *Eur. Phys. J. D* **60** 497
- [19] Sands B L, Ganguly B N, Tachibana K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 151503
- [20] Urabe K, Ito Y, Sakai O, Tachibana K 2010 *Jpn. J. Appl. Phys.* **49** 106001

Effect of pressure on discharge mode transition in radio-frequency capacitively coupled micro-beam plasmas*

Huang Jiu-Huan Gao Fei[†] Wang You-Nian

(Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams (Ministry of Education),

School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 16 October 2020; revised manuscript received 17 November 2020)

Abstract

Micro-beam radio-frequency (RF) capacitive discharges have been widely used in the plasma enhanced chemical vapor deposition of nanocrystalline particles such as nano silicon crystal. However, the plasma column shrinks radially at a sufficiently high gas pressures as manifested by their glow not entirely filling the radial cross-section of the discharge tube. This greatly limits the dissociation rate of gas in plasma. In order to obtain the information about the plasma column varying with gas pressure, the formation of different gas discharge mode under different pressure is discussed. In this paper the spatial characteristics of micro-beam RF capacitive discharges are investigated by using an intensified charged-coupled device (ICCD) and a single lens reflex camera (SLR camera). Furthermore, high voltage probe and current probe are used to record the electrical characteristics of the high voltage electrode. The results indicate that in a pure argon discharge, the discharge mode evolves from a glow discharge into a filament discharge with the increase of pressure. As the pressure continues to increase, the filament is split: a single channel of plasma is split into two or more filaments at a certain gas pressure. However, the glow discharge in a mixture of 99% argon and 1% hydrogen at a low pressure is observed: the plasma spreads throughout the tube. As the pressure increases, the filament disappears, and the plasma column still can be observed in the center of quartz tube. The glow shrinks in the radial center at a moderate pressure. At a high pressure, the "annulus" glow discharge is achieved as manifested by a glow ring on the surface of the discharge tube. In addition, in pure hydrogen discharges, the discharge mode evolves from the full-space glow discharge into an "annulus" glow discharge with pressure increasing. Finally, through the interaction between the electron heating by the radio frequency electric field and heat conduction of gas, the filament discharge in a low thermal conduction gas is explained. In addition, special attention is paid to the pure argon filamentation, which is the splitting of a single channel of plasma into two or more smaller filaments as a result of the skin effect.

Keywords: radio-frequency capacitively coupled micro-beam plasmas, experimental diagnoses, mode transition

PACS: 52.55.Ez, 51.50.+v, 52.80.Pi, 52.25.Kn

DOI: 10.7498/aps.70.20201716

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11675039, 12075049) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant Nos. DUT18TD06, DUT20LAB201).

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