论文

大气压脉冲调制微波发卡氩等离子体射流的电离行为研究

陈兆权^{1*}, 杨洁¹, 陈思乐¹, 徐笑娟¹, 罗进¹, 王兵¹, 周郁明¹, 卢新培²

1. 安徽工业大学安徽省高校电力电子与运动控制重点实验室, 马鞍山 243032;

2. 华中科技大学强电磁工程与新技术国家重点实验室, 武汉 430074

*联系人, E-mail: chenzz@ahut.edu.cn, qq66168@163.com

收稿日期: 2022-01-20; 接受日期: 2022-03-07; 网络出版日期: 2022-05-11

国家自然科学基金(编号: 52177126)、安徽省高校优秀青年基金(编号: gxyqZD2021104)和安徽省高校自然科学基金项目(编号: KJ2020A0246)资助

摘要 大气压微波等离子体射流具有高密度、高活性的优点, 但是难以调制出特定需求的等离子体射流形貌, 从而限制了微波等离子体射流的应用范围. 本文构建了脉冲微波发卡谐振放电装置, 产生了大气压脉冲调制微波氩等离子体射流. 实验表明, 脉冲调制微波等离子体射流存在三种典型的放电形态: 当脉冲频率为 10 kHz 时, 氩等离子体射流呈现周期性变化, 且在发卡的开口端形成了拱形的等离子体形貌; 当脉冲频率为 30 kHz 时, 氩等离子体射流呈现非周期性变化, 等离子体形貌为月牙形; 当脉冲频率为 60 kHz 时, 氩等离子体射流呈现大尺度非周期性变化, 此时形成了类椭圆形等离子体形貌. 此外, 微波瑞利散射实验测定了氩等离子体射流的时空电子演化过程, 得出电子密度峰值为 $4.06 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 电子数在 10^{13} 的量级且随入射功率呈周期性变化. 结合实验和仿真结果, 三种放电形态的形成机制可归因于局域增强电场的共振激发、微波等离子体射流中的电离波推进、脉冲调制微波氩等离子体中不同粒子的时空分布等共同作用.

关键词 微波放电, 等离子体射流, 电离特性, 电磁模拟**PACS:** 52.50.Sw, 52.40.Fd, 52.35.Mw, 52.25.Os

1 引言

大气压微波放电, 可以在开放的空气环境中, 通过工作气体的流动, 产生大气压低温等离子体射流, 避免了电极间隙放电对处理对象的应用限制^[1,2]. 且大气压微波等离子体射流具有高密度、活性粒子丰富等优势, 常被应用于等离子体点火助燃、生物医学应

用、材料表面改性等领域^[3,4]. 此外, 在微等离子体光源、等离子体参数检测技术、照明光源等方面也有潜在的应用价值^[4]. 就实际应用而言, 不同的应用领域所需求的等离子体特性亦显著不同^[5]. 比如, 低温等离子体射流的生物医学应用, 需要无电击危险且稳定可靠的冷等离子体射流^[6]; 在等离子体材料处理和环境保护领域, 则需要等离子体发生器能够持续稳定运行,

引用格式: 陈兆权, 杨洁, 陈思乐, 等. 大气压脉冲调制微波发卡氩等离子体射流的电离行为研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 295211
Chen Z Q, Yang J, Chen S L, et al. Ionization behavior of hairpin argon plasma jets resonantly generated by microwave pulses at atmospheric pressure (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 295211, doi: 10.1360/SSPMA-2022-0034

等离子体实现低温、环保、对外界环境适应性强等特点^[4-7]. 但由于大气压微波等离子体射流与输入微波之间的相互作用非常复杂, 其放电的电离过程还未被彻底研究清晰, 大气压微波等离子体射流形态仍然难于调控, 限制了微波等离子体射流的应用. 因此, 有必要深入理解大气压微波等离子体射流的电离特性, 以便调制出适合特定用途的放电形态, 提高其应用的有效性和广泛性.

从微波等离子体源自身特性来看, 不同的发生器结构设计, 特别是电极材料及其结构设计对放电所产生的等离子体特性具有显著的影响^[5]. Lee课题组^[8-11]报道的同轴线谐振器和发卡型激励器, 产生的室温微波等离子体射流非常适合等离子体消毒杀菌等生物医学应用; Hopwood等人^[12]报道的微带线共振器适用于微等离子体离子源、生物医学应用及微量元素检测; Chen等人^[13]基于连续微波激励的表面波型射流装置展示了由表面等离子激元激发的大气压下氩气的丝状流注放电, 特别适合等离子体点火助燃应用. Zhang等人^[14]利用改进的微波同轴谐振器(内置镀锌金属丝发卡)作为放电器, 在大气压下产生了大规模的Ar/Zn金属等离子体射流, 适用于等离子体点火和辅助燃烧的应用.

上述研究表明, 大气压微波气体放电等离子体源的设计无疑是该领域科学研究与技术开发的基础与核心所在. 但在实际应用中, 不同应用领域对大气压微波放电等离子体关键参数的需求亦不尽相同^[5]. 且面向应用的等离子体基础研究的目标就是要实现对关键等离子体参量的有效调控^[4,5,15,16]. 针对大气压脉冲调制微波等离子体射流形态还不够丰富、大气压脉冲调制微波等离子体射流放电模式难以调控以及微波放电参数难以准确调控的技术难题, 研究人员对大气压微波等离子体射流进行了大量研究. Huang课题组^[17]发现微波放电装置附近的导体在开放空间中会显著影响微波等离子体射流的形状和长度. 当附近的导体与微波等离子体发生器的外导体接触时, 附近的导体可以使等离子体射流的长度延伸和分叉. Chen等人^[18]利用脉冲调制微波发卡谐振器, 在大气压下激发氩气和氦气形成不同形态的等离子体射流, 实验发现氩气在发卡开口处形成拱形的等离子体射流, 而氦气只在两个金属电极尖端之间产生收缩的等离子体射流, 实验表明不同的工作气体会产生不同形态的等离子体射

流. Li等人^[19]利用微波同轴谐振器在单个石英管中放电, 产生两个或三个电离通道, 研究发现等离子体射流电离通道的汇合或独立推进受控于局部增强电场与等离子体射流之间的共振激发. Takamura等人^[20]研究了Ar/He微波等离子体射流的形成和衰变过程, 发现当微波功率关断后, 气体湍流效应和带电粒子复合速率影响了等离子体射流的衰减过程. Lee课题组^[8]发现微波放电射流随气体成分和微波频率的改变表现出不同的形态. Chen等人^[13,14,21-23]通过研究发现, 不同的放电模式主要由脉冲微波功率输入、局域增强电场、不同的气体流速和不同的介质管材料等因素决定, 通过控制放电参数可以得到独特的等离子体形态及其特性.

以上研究主要探究了大气压微波等离子体射流放电形态的影响因素, 对其放电模式及其电离行为的研究还很缺乏. 大气压微波等离子体射流放电模式的变化, 将直接改变其温度、活性粒子成分及物化反应氛围等, 且不同的应用场景需要不同参数的大气压微波等离子体射流. 因此, 大气压微波等离子体射流的放电模式及其电离行为的研究显得格外重要, 亟需调控出不同放电形态的大气压微波等离子体射流. 为了更多地了解大气压等离子体射流的形态随微波放电参数(应用频率)的变化, 本文对脉冲微波(2.45 GHz)发卡共振放电等离子体射流电离行为进行了研究, 选用脉冲微波发卡共振放电器, 产生了氩等离子体射流, 通过改变脉冲调制频率来研究等离子体射流的形态特征(在脉冲调制频率分别为10, 30, 60 kHz时, 调制出三种电离形态). 用ICCD相机拍摄三种放电模式的高速影像, 观察到其放电形态的变化过程. 通过观察示波器上入/反射功率的波动情况, 绘制了入/反射功率图谱, 并基于微波瑞利散射法测量了等离子体射流的时变电子密度. 此外, 根据放电模式的射流位形, 利用电磁仿真软件(HFSS)建立了电磁仿真模型, 得出电磁时空分布, 进一步验证了脉冲调制微波放电等离子体射流中的电离机制.

2 实验装置和操作

发卡微波谐振放电等离子体射流实验系统原理如图1(a)所示, 主要由脉冲微波电源、气体供给系统、光电测量装置以及发卡谐振器构成. 脉冲微波电源由

脉冲信号调制器(输出5 V方波电压, 占空比为0.01–0.99, 频率为10 Hz–200 kHz)、微波信号发生器(频率范围2.4–2.5 GHz, 输出功率1 mW)和53 dB功率放大器(输出连续功率0–200 W, 脉冲上升速率4 W/ns)组成. 脉冲微波功率经由同轴线连接至发卡谐振器的SMA端口, 通过定向耦合器驱动谐振放电工作. 定向耦合器的输出(由两个探测器监控)与示波器连接, 用于显示微波入射和反射功率. 气体供给系统由氩气瓶、气阀控制器(范围为0–10 slm)和气体质量流量计(MF5700R)组成. 光学测量装置由佳能相机(EOS 60D)、ICCD高速相机(DH340T)组成. 所采用的发卡谐振器如图1(a)所示, 包含有U形功率电极、石英管、接地铜膜及载气输入端. 由于采用的微波频率为2.45 GHz, 自由空间中的波长等于122.4 mm, 3/4的波长近似于92 mm, 因此U形电极长度为45 mm, 整个金属丝总长度为92 mm ($45\text{ mm} \times 2 + 2\text{ mm} = 92\text{ mm}$), U形电极位于石英管中间. 石英管的长度是55 mm, 石英管的内径和外径分别为4和6 mm. 微波功率经由SMA连接器驱动发卡谐振器, 功率馈入点与U形电极开口端的距离约为31 mm (波长的1/4). 根据传输线原理, 这种结构可以确保开口端具有电压最大值. 发卡馈入端金属电极(称为主电极)的尖端具有最大电压, 而远端金属电极(称为从电极)的尖端也具有最大电压, 且极性相反^[12,18,24]. 将发卡尖端削尖至0.05 mm, 以便更容易触发放电. 石英管的外表面裹有一层铜膜(作为接地电极). 此装置更详细的介绍在前期论文中有介绍^[24].

本文实验使用的微波频率为2.45 GHz, 实验过程中采用氩气作为载气, 由气体流量计监测气体流量(目前设定为1.0 slm). 工作气体输入发卡谐振器中, 并从石英管的开口端喷射到周围的空气中. 通过调节脉冲微波源, 设定脉冲调制器的脉冲频率和占空比, 逐渐增加放大器的前向功率. 设定占空比为0.2 (微波脉冲放电已达到稳定, 且占空比过大时会出现反常放电), 当输入功率高于10 W时(通常6 W的输入功率可以自触发放电)可以自启动放电, 并在U形电极开口处形成拱形等离子体射流. 不同的脉冲工作频率会产生不同的放电图像, 如图1(b)–(d)所示. 当脉冲调制频率为10 kHz时, U形发卡电极开口端形成了拱形的等离子体射流; 保持输入功率、占空比、氩气流量的参数不变, 当脉冲调制频率达到30 kHz时, 发卡电极开口端形成了月牙形的等离子体射流; 继续增大脉冲调制频率为60 kHz时, 发卡电极开口端形成了类椭圆形等离子体射流. 此外, 采用连续波激励发卡谐振器放电时, 氩等离子体射流形态与10 kHz脉冲调制时相机拍出的照片一致, 在发卡电极开口端形成拱形的等离子体射流.

3 结果与讨论

3.1 微波发卡谐振等离子体射流的实验结果

为了观察等离子体射流的放电形态发展过程, 使用ICCD相机捕获瞬态放电影像. 实验时, 将ICCD高速

图 1 (网络版彩图) (a) 微波发卡谐振放电等离子体射流的实验装置图; 不同脉冲频率下等离子体射流的放电图像: (b) 10 kHz; (c) 30 kHz; (d) 60 kHz. 实验过程中, 维持峰值功率为10 W、占空比为0.2和氩气流量为1.0 slm不变

Figure 1 (Color online) (a) Schematic diagram of microwave hairpin resonant discharge plasma jet; discharge images of plasma jet on different pulse frequencies: (b) 10 kHz; (c) 30 kHz; (d) 60 kHz. During the experiment, the peak power is 10 W, the empty ratio is 0.2 and the argon flow is 1.0 slm.

相机设置为外触发图像采集模式, 设定曝光时间为 50 ns, 增益为 3000, 照片数量为 100, 触发信号与脉冲微波源的触发脉冲信号同步. 保持微波入射峰值功率为 10 W、占空比为 0.2 和氩气流量为 1.0 slm 不变, 调节脉冲调制频率分别为 10、30 和 60 kHz, ICCD 高速相机捕获的放电影像如图 2-4 所示.

图 2 所示的一组放电照片是在脉冲调制频率为 10 kHz 时获得的. 1 μs 时, 在主电极的尖端出现一个光点; 3 μs 之前, 弧形的射流沿着管径向外延伸; 3 μs 时, 电离发展到从电极, 形成拱形的图案; 4–20 μs 等离子体射流的光发射强度基本不变、长度小幅度波动. 20 μs 之后, 脉冲微波功率消失, 放电进入收缩阶段. 值得注意的是, 在收缩阶段存在着一个快速增强和衰减的过程: 21–23 μs , 观察到整个等离子体射流羽翼具有均匀的增强光辐射. 之后, 等离子体射流快速衰减, 其在电极两端的衰退速度比在中间区域衰减得快, 放电通道的中间区域最后消失.

图 3 所示的一组放电照片是在脉冲调制频率为 30 kHz 时获得的. 在 30 kHz 的脉冲工作频率下, 设置 ICCD 相机的时延步长为 333 ns. 与 10 kHz 时相似, 在采样第 1 张图像时, 在主电极的尖端出现不完整拱状的等离子体射流. 随着时间的发展, 弧形的射流沿着管径向外延伸发展到从电极, 在采样第 2 张图像时形成拱形等离子体射流. 采样第 2–20 张图像期间, 等离

图 2 (网络版彩图) 脉冲调制频率 10 kHz 时, 微波发卡等离子体射流的放电影像

Figure 2 (Color online) Discharge images of the microwave hairpin plasma jet when the pulse modulation frequency is 10 kHz.

子体射流的光发射强度基本不变、长度大幅度波动. 在采样第 20 张图像时脉冲微波功率同时结束, 放电进入收缩阶段. 采样第 21–26 张图像期间, 观察到整个等离子体射流羽翼出现局域增强的现象. 之后, 等离子体

图 3 (网络版彩图) 脉冲调制频率 30 kHz 时, 微波发卡等离子体射流的放电影像

Figure 3 (Color online) Discharge images of the microwave hairpin plasma jet when the pulse modulation frequency is 30 kHz.

图 4 (网络版彩图) 脉冲调制频率 60 kHz 时, 微波发卡等离子体射流的放电影像

Figure 4 (Color online) Discharge images of the microwave hairpin plasma jet when the pulse modulation frequency is 60 kHz.

射流快速衰减. 且在收缩阶段, 放电通道的中间区域最终消失, 这与10 kHz的情况类似. 从一个周期的放电影像可以看出, 在30 kHz条件下, 脉冲开始和脉冲结束时刻等离子体射流都出现了光斑增强; 且拱形等离子体射流的弧度更加平滑, 基本呈现扁平状, 这是不同于10 kHz时放电模式的显著特征之一. 此外, 在30 kHz条件下, 拱形等离子体射流的长度呈现大幅度的变化(时长时短), 这与10 kHz所呈现的情况不同, 是该放电模式的又一独特特征.

图4所示的一组放电照片是在脉冲调制频率为60 kHz时获得的. 在60 kHz的脉冲工作频率下, 设置ICCD相机的时延步长为167 ns. 图4所示的电离过程与图3相似, 微波等离子体射流从发卡主电极尖端产生, 发展到从电极形成拱形的等离子体射流. 在采样第2–20张图像期间, 等离子体射流的光发射强度基本不变、长度大幅度波动. 在采样第20张图像时脉冲微波功率同步结束, 放电进入收缩阶段. 采样第21–30张

图像期间, 观察到整个等离子体射流羽翼出现局域增强的现象. 之后, 等离子体射流快速衰减. 且在收缩阶段, 放电通道的中间区域最后消失. 可以看出, 与之前的放电模式相比, 一个放电周期内, 60 kHz条件下拱形等离子体射流的弧度更加饱满, 拱形等离子体射流的长度呈现更大幅度的变化(时长时短), 说明此时放电电貌具有一定的随机性.

脉冲调制微波放电的电学参数是微波入射功率和反射功率. 测量微波入射功率和反射功率, 可以获得微波等离子体射流吸收的微波功率, 进而便于分析其电离发展过程. 当脉冲调制频率分别为10, 30, 60 kHz时, 测得的入射功率和反射功率如图5和6所示. 设定入射功率为x轴、反射功率为y轴、平均值采集模式(平均次数为128次)时, 示波器测得的李萨如图像如图5所示, 图6表示相应的入/反射功率图谱随时间的变化曲线. 当脉冲频率为10 kHz时, 如图5(a)所示, 整个空间被一个类环状包围, 入射功率和反射功率表现出正常

图 5 (网络版彩图)不同脉冲调制频率下, 入/反射功率相图. (a) 10 kHz; (b) 30 kHz; (c) 60 kHz

Figure 5 (Color online) Phase diagram of input/reflected power at different pulse modulation frequencies. (a) 10 kHz; (b) 30 kHz; (c) 60 kHz.

图 6 (网络版彩图)不同脉冲调制频率下, 入射功率和反射功率的波形. (a) 10 kHz; (b) 30 kHz; (c) 60 kHz

Figure 6 (Color online) Waveforms of incident power and reflected power at different pulse modulation frequencies. (a) 10 kHz; (b) 30 kHz; (c) 60 kHz.

的状态; 当脉冲频率调节至30 kHz时, 如图5(b)所示, 整个图形轮廓与10 kHz基本一致, 但图形内出现了一定幅度的振荡, 大部分轮廓被填满; 当脉冲调制频率调节至60 kHz时, 如图5(c)所示, 图形轮廓与10、30 kHz不同, 整个类环面出现大幅度振荡, 整个轮廓被填满. 鉴于图5的结果是128次的平均结果, 为了能够准确描述功率图谱的瞬时变化, 随机选取了7次组成入/反射功率图谱, 如图6(a)–(c)所示. 当脉冲调制频率为10 kHz时, 测量的7次微波入射和反射功率波形重叠且保持稳定的状态; 等离子体射流吸收功率呈现周期性变化; 入射和反射功率曲线在20 μs 处下降, 反射功率在21.4 μs 后大于入射功率, 之后衰减至零, 如图6(a)所示. 当脉冲调制频率为30 kHz时, 入射功率的变化基本保持稳定, 测量的7次微波反射功率出现了一定程度上的波动; 等离子体射流吸收功率呈现非周期性变化; 与10 kHz相似, 在脉冲结束后出现反射功率大于入射功率, 如图6(b)所示. 当脉冲调制频率为60 kHz时, 一个周期的时间很短, 大约16.7 μs . 测量的微波入/反射功率波形变化和30 kHz时类似, 但反射功率波形出现了更大幅度的波动, 等离子体射流吸收功率呈现非周期性变化. 总体而言, 在脉冲调制频率为10、30、60 kHz下, 微波脉冲开始时刻, 入射功率达到峰值; 在脉冲结束时, 反射功率都达到最大值.

电子在等离子体射流的电离发展和粒子间的碰撞过程中占据着主导地位, 电子密度是表征等离子体状态重要的物理参量. 为了准确掌握大气压微波等离子体射流的特性以及其物化效应的影响, 基于微波瑞利散射法测量了脉冲调制微波发卡氩等离子体射流的时

变电子演化, 相关的测量原理见前期论文^[25]. 如图7所示, 利用微波瑞利散射装置测量得到等离子体射流的总散射电压信号, 通过计算得到等离子体射流的电子数随时间演化曲线. 如图7(a)所示, 可以看出脉冲频率为10 kHz时, 电子数的变化存在明显的周期性. 从输入微波功率激发电开始, 电子数目迅速增加; 大约20 μs 时(脉冲微波功率结束时)电子数目达到最大值, 之后开始衰减直到55 μs 结束(这与已知的等离子体射流电子密度的衰减速度约30 μs 吻合); 之后, 等待下一个脉冲到来. 当脉冲频率为30 kHz时, 电子数呈现明显的周期性, 如图7(b)所示. 与10 kHz不同的是, 在一个周期初始或者结束时, 电子数都出现了峰值. 其次, 在一个周期的脉冲上升沿处, 电子数从峰值急剧下降到一个较低点, 之后快速上升. 此外, 在一个脉冲的下降沿到下一个脉冲来临期间, 电子数波形出现一个由衰减到急剧增长的转折点. 对比波形发现脉冲上升沿处的峰值远大于脉冲下降沿处的峰值. 当脉冲频率为60 kHz时, 电子数目的变化趋势与30 kHz时类似, 周期性显著, 但变化过程更加复杂, 且幅值出现小的波动, 如图7(c)所示. 对比分析图7所示的三种图形数据可知, 在脉冲微波功率激励发卡电极放电阶段, 电子数目的幅值并不相同. 且脉冲调制频率为30和60 kHz时电子数只是趋势性的周期化, 其数值上相邻周期是非周期性的. 但值得注意的是, 随着脉冲频率的增加, 电子数呈现逐渐减小的趋势.

脉冲调制频率为10 kHz下, 通过ICCD相机拍摄的瞬态影像, 如图2所示, 可获取等离子体射流的半径和长度, 用于计算等离子体射流的电子密度. 鉴于不同时

图7 (网络版彩图)不同脉冲调制频率下, 等离子体射流电子数变化曲线. (a) 10 kHz; (b) 30 kHz; (c) 60 kHz. 蓝色虚线为触发信号

Figure 7 (Color online) Variation curve of electron number in plasma jet at different pulse modulation frequencies. (a) 10 kHz; (b) 30 kHz; (c) 60 kHz. The blue dotted line is the trigger signal.

刻的等离子体射流形状具有不规则性, 使用与原形状相近且体积相等的圆柱体进行等效, 得到圆柱体的等效长度和等效半径, 可近似作为等离子体射流的等效长度和等效半径^[24]. 为了能够与瑞利散射信号数据相匹配, 需要编写程序对等离子体射流的等效半径和等效长度进行插值拟合, 得到等效半径和等效长度随时间变化的曲线. 根据拟合后的数据, 画出等效半径和等效长度的时变图. 等离子体射流的等效半径和等效长度随时间的变化过程, 如图8(a)所示. 从图中可以看出, 等离子体射流的等效半径和等效长度随时间在不断变化, 呈现先快速上升, 然后波动上升, 20 μs 后陡增至峰值及28 μs 后迅速衰减, 最后趋于一个稳定值.

基于等离子体射流的等效半径和等效长度, 结合测定的总散射电压, 最终得到等离子体射流的时变电子密度. 如图8(b)所示, 电子密度 n_e 基本上呈现先增大后减小的趋势, 在28 μs 达到峰值 $4.06 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 之后指数衰减. 分析波形时发现电子密度波形在1 μs 时出现了小波峰, 此时的电子密度波峰是由脉冲上升沿的等离子体电离增强导致的^[25-27]. 此外, 电子密度在28 μs 达到峰值, 而在此时脉冲微波功率已经过去了8 μs , 说明电子密度的峰值滞后8 μs .

3.2 电磁模型与仿真

对实验装置进行电磁仿真, 可以研究局域增强电场的时空分布如何影响等离子体射流的演化. 前期研究发现, 在没有等离子体负载的情况下, 输入功率1 W时, 输入电压波将从开口端反射, 并形成最大电压振幅为20 V的驻波^[24]. 局部增强的电场可以很容易地电离

气体放电. 然而, 一旦等离子体负载出现, 驻波分布会发生变化, 开口端最大电压可能丢失. 为了研究不同等离子体负载对驻波电场分布的影响, 使用HFSS软件进行电磁仿真. 本文构建了三种不同等离子体位型的仿真模型, 分别为拱形等离子体、月牙形等离子体和类椭圆形等离子体. 仿真模型由U形金属丝发卡、谐振腔、石英管、SMA端口等组成; 设置输入1 W微波功率, 建立模型的相关细节可以在之前的文章中看到^[18,24].

在仿真模型中, 使用电导率 σ 、相对介电常数 ε'_p 和介电损耗角正切 $\tan\delta$ 作为等离子体的电气特征参数, 用于表征等离子体的三个参数, 如下^[28-30]:

$$\varepsilon_p = \varepsilon'_p + i\varepsilon''_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{en}^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu_{en}}{\omega(\omega^2 + \nu_{en}^2)}, \quad (1)$$

$$\sigma = i \frac{n_e e^2}{m_e (\omega + i\nu_{en})}, \quad (2)$$

$$\tan\delta = \left| \varepsilon''_p / \varepsilon'_p \right|, \quad (3)$$

其中, $i = \sqrt{-1}$ 是虚数单位, m_e 是电子质量, e 是基元电荷量, ω 是微波角频率, $\nu_{en} = 1.53 \times 10^{12} \sqrt{T_e \text{ (eV)}}$ 是电子碰撞频率, $T_e \text{ (eV)}$ 是以电子伏为单位的电子温度, n_e 是电子密度, $\omega_p \approx 17.96\pi(n_e \text{ (m}^{-3}))^{1/2}$ 是等离子体角频率. 因此, 如果已知 $T_e \text{ (eV)}$ 和 $n_e \text{ (m}^{-3})$ 的值, 通过式(1)–(3)就可以得到 ε'_p , σ , $\tan\delta$ 的值. 根据前期的研究工作, 已经知道微波等离子体射流的 $T_e \text{ (eV)}$ 和 $n_e \text{ (m}^{-3})$ 的数值范围^[18,24], 本文使用的数据为 $(T_e \text{ (eV)}, n_e \text{ (m}^{-3})) = (0.1, 10^{21})$. 将此

图 8 (网络版彩图)脉冲调制频率为10 kHz下, 等离子体射流的等效长度和等效半径随时间的演化曲线(a)和任一周期内, 电子数量和电子密度随时间的演化曲线(b)

Figure 8 (Color online) Evolution curves of (a) the equivalent length and equivalent radius of plasma jet and (b) the number of electrons and electron density in one period when the pulse modulation frequency is 10 kHz.

数据代入到式(1)–(3)中, 可以得到参数(ϵ'_p , σ , $\tan\delta$)的近似值为(-13.6, 60, 34). 图9–11使用的等离子体参数设置均是相同的.

拱形等离子体仿真模型: 即在发卡谐振器外部的石英管内设置等离子体(半径为1 mm的半圆环, 等离子体丝粗度为0.7 mm), 且半圆环等离子体与发卡开口端齐平(U形电极开口端的间隙为2 mm). 氩等离子体射流拱高设为1 mm, 此时, 不同微波相位的模拟电场分布如图9所示. 从图中观察到驻波沿发卡电极驻波分布, 两个金属电极尖端的电场最强, 且位于主电极上的电场强于从电极.

月牙形等离子体仿真模型: 即在发卡谐振器外部的石英管内设置等离子体(长轴为5 mm的半椭圆环, 等离子体丝粗度为0.7 mm), 且半椭圆环等离子体与发卡开口端齐平. 氩等离子体射流的拱高视为5 mm, 此时不同微波相位的模拟电场分布如图10所示. 图10和9相比, 其驻波场时空分布大体相同, 只是图10所示的电极区域的电场强度和发卡电极引导的驻波电场较强.

类椭圆形等离子体仿真模型: 即在发卡谐振器外部的石英管内设置等离子体(长轴为10 mm的类椭圆环, 等离子体丝粗度为0.7 mm), 且类椭圆环等离子体起始于发卡电极开口端. 氩等离子体射流拱高视为10 mm, 此时不同微波相位的模拟电场分布如图11所示. 图11和10相比, 发卡电极引导的驻波电场强度更强, 电场位型与图9和10相似, 即两个金属电极尖端的电场最强, 且位于主电极上的电场强度最强.

图 9 (网络版彩图)不同微波相位下, 拱高为1 mm等离子体的模拟电场

Figure 9 (Color online) Simulated electric field of plasma under different microwave phases when the arch height is 1 mm.

对比图9–11, 从仿真结果可以看出, 尽管在细节上存在差异, 但电极区域电场分布大体相同, 驻波都是沿供电电极分布; 电场的最强区域位于发卡谐振器的开口端; 随着等离子体射流长度的增加, 发卡电极尖端的电场也随之增强; 且位于主电极上的电场强于从电极. 然而, 等离子体区域电场存在不同, 随着等离子体射流拱高从1到10 mm, 等离子体射流最前端的电场强度逐渐衰弱, 电场分布发生变化. 如图9和10所示, 等离子体射流拱高分别为1和5 mm时, 随着微波相位的增加, 等离子体射流前端的电场分布较为均匀. 如图11所示, 当等离子体射流拱高为10 mm时, 等离子体射流前端的电场分布出现了明显的变化, 随着微波相位的

图 10 (网络版彩图)不同微波相位下, 拱高为5 mm等离子体的模拟电场

Figure 10 (Color online) Simulated electric field of plasma under different microwave phases when the arch height is 5 mm.

图 11 (网络版彩图)不同微波相位下, 拱高为10 mm等离子体的模拟电场

Figure 11 (Color online) Simulated electric field of plasma under different microwave phases when the arch height is 10 mm.

增加, 前端电场由原先的锥形逐渐向石英管两端扩散, 形成了外供位型电场. 值得注意的是, 不管微波相位分布和等离子体射流拱高变化, 在等离子体区域的电场总是呈空心形状, 如图9-11所示. 这一特性表明, 放电通道内的传导足够强, 使微波能量能够通过发卡电极之间的等离子体射流羽流传导. 另一个有趣的现象是, 在微波相位为 0.25π 时, 发卡中间位置的电场强度相对变小, 但等离子体区域出现了增强电场, 表明位于等离子体区域的驻波模式是表面等离激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)^[18].

3.3 关于放电过程的分析讨论

综合分析发卡微波等离子体射流的放电影像、功率图谱、电子时空演化和电磁仿真结果, 可以得到大气压脉冲调制微波氩等离子体射流的电离机理及其形态转变机制. 前期实验发现, 拱形等离子体射流的拱高主要受气体流量和输入功率的影响^[24]. 本文气体流量和输入功率保持不变, 发现通过调节脉冲频率, 也可以改变发卡谐振器电极尖端出现的等离子体射流的拱高及其演变.

入射微波场通过发卡谐振器, 将能量耦合转变为表面等离激元模式的驻波电场, 表面等离激元的表面驻波场具有局域增强特性. 当脉冲调制频率为10 kHz时, 一旦输入微波, 就会沿发卡电极谐振激起局域增强驻波电场. 在大气压下, 电离气体放电以流注形式发展, 电离波头的发展表现为等离子体子弹的推进模式^[19]. 如图9所示, 在发卡电极尖端具有更强的电场, 且位于主电极上的电场强于从电极, 主/从电极上电压极性是相反的(3/4波长谐振器), 这将有利于从主电极向从电极的电离方向发展; 而气体流动方向是沿石英管的轴线, 所以形成了独特的拱形氩等离子体射流模式. 在一个放电周期内, 脉冲微波激励存在时, 随着时间的发展, 一方面放电发展消耗微波能量, 另一方面局域增强驻波沿着高电导率射流通道向前传输微波, 维持着等离子体射流的电离发展; 此时, 等离子体射流的电子密度大于微波的截止密度, 由于趋肤效应, 导致等离子体射流具有甜甜圈截面(即高能电子仅存在于壳层的外围, 壳层内的高能电子和氩激发态粒子数量较少)^[31]. 当脉冲微波激励消失后, 放电进入衰减阶段, 这一阶段等离子体射流的发光强度存在着一个快速增强和衰减的过程, 如图2-4所示. 由于脉冲微波激

励消失时, 电子数量同步下降, 趋肤效应消失, 一方面壳外的高能电子迅速移动到等离子体射流的内部区域; 另一方面发卡谐振器储存的微波穿透等离子体射流, 加热低能电子至较高能量; 两个因素叠加使得等离子体射流内部的高能电子数量增加, 高能电子与氩激发态粒子发生频繁的碰撞而增强了光发射. 在放电收缩阶段, 放电通道的中间区域最后消失, 如图2-4所示. 这是由于在发卡电极尖端具有更强的电场, 脉冲微波激励消失后, 高能电子的密度在发卡电极尖端区域比拱形射流顶端区域多, 与激发态粒子碰撞的概率大, 导致激发态粒子的密度在发卡尖端区域比拱形射流顶端区域衰减快一些, 进而光辐射衰减的速度也快一些, 因此表现出放电通道的光辐射在拱形射流顶端区域最后消失. 此外, 氩激发态粒子的寿命可在100 μs 以上存在, 这表明在两个相邻微波脉冲的间隔内存在氩激发态粒子^[18]. 即使在零功率输入下(在脉冲之间), 放电通道也存在微弱光辐射, 光发射强度逐渐减弱至消失. 综上所述, 10 kHz时周期性放电形态的形成机制可归因于局域增强电场的共振激发、微波等离子体射流中的电离波推进、脉冲调制微波氩等离子体中不同粒子的时空分布等共同作用致使.

上述放电过程是脉冲调制微波发卡谐振放电的正常形态, 但当脉冲频率改变时氩等离子体放电出现了不同的形态. 现结合实验数据和电磁仿真, 继续探讨大气压脉冲调制微波氩等离子体射流随脉冲调制频率改变的电离过程演化. 当脉冲调制频率为30 kHz时, 氩等离子体在发卡电极的开口端形成了月牙形的等离子体射流, 如图1(c)所示; 等离子体射流长度呈现大幅度波动, 如图3所示; 分析入/反射功率时, 发现等离子体吸收功率呈现非周期性演化, 如图6(b)所示; 且一个周期内电子数曲线出现了多次状态的转变, 如图7(b)所示. 这些实验结果表明, 其电离过程发生了变化, 因而引起了放电形态的变化. 值得注意的是, 放电过程中电子数存在两点异常: (1) 在一个周期的脉冲上升沿处, 电子数从峰值急剧下降到一个较低点之后出现极速上升; (2) 脉冲微波功率消失10 μs 时, 电子数曲线仍然出现了快速增长. 下面分析两点异常的产生原因. (1) 在一个周期的脉冲上升沿处, 电子数从峰值急剧下降到一个较低点之后出现极速上升. 这一现象可能跟微波等离子体射流存在极性分布有关^[32]. 微波等离子体射流的波头表现为负极性, 而波尾呈现正极性; 在前一

周期放电衰减阶段, 此时的 $0\ \mu\text{s}$ 对应于前一周期的 $33.3\ \mu\text{s}$, 即脉冲微波功率已经过去 $27\ \mu\text{s}$; 此时微波等离子体射流的负极性电离波头已经消失, 仅留下正极性尾部; 当再次施加脉冲微波功率时, 新激发的负极性电离波头快速中和前一周期余留的正极性射流尾部, 使得此时等离子体射流的电子数急剧下降. 之后, 由于输入微波功率激发放电, 电子数开始增长, 从而表现出急剧下降后再极速上升的状态. (2) 脉冲微波功率消失 $10\ \mu\text{s}$ 时 (下一个脉冲还未开始), 电子数曲线仍然出现了快速增长. 分析产生的原因如下: 首先, 虽然此时没有输入微波功率, 但是发卡谐振器内存在微波储能. 微波等离子体射流的电离过程中, 发卡谐振器上的行波、局域增强 SPPs 驻波和等离子体电子静电波之间存在波模耦合转变过程^[22]. 当输入脉冲微波时 ($0\text{--}6.7\ \mu\text{s}$), 波模转换顺序是先从发卡谐振器上的行波到 SPPs 驻波, 然后从 SPPs 驻波到等离子体电子静电波; 当输入微波脉冲消失后 ($6.7\text{--}16.7\ \mu\text{s}$), 波模转换的顺序倒置, 即从等离子体电子静电波到 SPPs 驻波, 然后从 SPPs 驻波到发卡谐振器上的行波; 等离子体射流电子数下降到一定值后, 等离子体电子静电波近似消失. 此时 ($16.7\ \mu\text{s}$ 至下一个脉冲来临), 波模转换的倒置过程消失, 波模转换顺序又变为正向, 使得重新加热等离子体区域, 致使电子数目急剧上升. 其次, 另一个重要因素也是致使此时电子数目急剧上升的原因. 在 $2\text{--}6.7\ \mu\text{s}$ 时间内, 氩等离子体射流的内部是空心的, 如前期研究获得的甜甜圈形状的横截面^[31]以及图 9–11 所示的电场, 在等离子体区域内空心, 由于趋肤效应, 入射微波只能以表面波的形式加热等离子体射流的外围区域, 氩等离子体射流的内部高能电子较少. 但是, 在 $6.7\ \mu\text{s}$ 之后, 入射微波脉冲激励停止, 等离子体射流的外壳电子密度开始衰减, 发卡谐振器内储存的微波能量得以进入等离子体射流的壳内区域, 进而继续加热电子, 使得整个等离子体射流区域内的电子数量增加很多. 总之, 以上过程共同导致在脉冲微波消失后出现电子数目的急剧上升.

当脉冲调制频率为 $60\ \text{kHz}$ 时, 氩等离子体在发卡电极的开口端形成了类椭圆形的等离子体射流, 如图 1(c) 所示. 等离子体射流形状比 $30\ \text{kHz}$ 时更加饱满、射流长度波动幅度更大, 如图 4 所示; 分析其形成原因与 $30\ \text{kHz}$ 类似, 等离子体吸收功率呈现非周期性演化, 如图 6(c) 所示; 电子数曲线出现了两次异常状态的转变,

如图 7(c) 所示. 但是有两点值得注意: (1) 等离子体吸收功率的波动幅度更大; (2) 电子数幅值约为 $30\ \text{kHz}$ 时的 $1/2$, 且从多个采样周期来看, 电子数峰值波动比 $30\ \text{kHz}$ 时更大. 这是因为, 脉冲调制频率为 $60\ \text{kHz}$ 时, 加热电子时间比 $30\ \text{kHz}$ 时减少 $1/2$, 导致电子数幅值约为 $30\ \text{kHz}$ 时的 $1/2$. 脉冲调制频率为 $60\ \text{kHz}$ 时, 等离子体吸收功率的波动更大, 导致其电子数峰值变动更大. 值得注意的是, 在脉冲功率消失后, 30 与 $60\ \text{kHz}$ 均出现反常增加, 且存在时间尺度上的等比例反常增强. 这与我们的分析吻合.

此外, 脉冲调制频率 $10\ \text{kHz}$ 时, 电子密度在脉冲微波功率消失 $8\ \mu\text{s}$ 后达到最大值, 如图 8(b) 所示. 现分析其原因如下. 首先, 在脉冲微波功率消失后, 电子数开始下降, 如图 7(a) 所示, 但等离子体射流的等效半径和等效长度收缩得更快, 如图 8(a) 所示, 导致电子密度变大. 这是因为, 其等效半径和等效长度根据 ICCD 相机捕捉影像的亮斑得到, 而在 $28\ \mu\text{s}$ 时, 脉冲微波功率已经过去 $8\ \mu\text{s}$, 等离子体射流的高能电子已经衰减殆尽, 从而发光亮斑收缩加速. 其次, 虽然在 $28\ \mu\text{s}$ 时没有输入微波功率, 但是发卡谐振器内存在微波储能, 储存的微波能量被等离子体射流吸收, 这会减缓等离子体射流电子密度的衰减进程, 使得等离子体射流的电子密度值增大. 实际上, 前期研究曾经使用流体模拟模型对大气压脉冲调制微波氩等离子体射流的电离过程进行了数值模拟^[22,33–35], 模拟结果显示, 电子温度分布的变化趋势与施加的脉冲微波功率一致, 而电子密度分布滞后入射微波功率 $5\text{--}10\ \mu\text{s}$ 左右. 总之, 以上这些物理过程共同致使了脉冲调制微波氩等离子体射流的电子密度在 $28\ \mu\text{s}$ 时激增达到峰值.

4 结论

本文对大气压下脉冲调制微波发卡谐振器激发氩等离子体射流的电离行为和形态特征进行了研究. 采用等离子体与微波场相互作用的共振耦合放电方法, 构建了发卡微波谐振放电装置. 实验上, 脉冲调制微波放电产生了氩等离子体射流, 并观察到等离子体射流随时间演化的放电现象. 随着脉冲调制频率的增加, 等离子体射流的形态从周期性向非周期性发展. 实验中分别使用脉冲调制频率为 10 , 30 , $60\ \text{kHz}$ 时, 氩等离子体射流从 $10\ \text{kHz}$ 的拱形变为 $30\ \text{kHz}$ 的月牙形, 最后

呈现60 kHz的类椭圆形的射流形态. 分析入/反射功率图谱, 发现随着脉冲频率的增大, 等离子体射流的吸收功率由周期性变化演化为非周期性变化且波动幅度增加. 基于微波瑞利散射法, 测量了等离子体射流的电子数, 得出电子密度峰值为 $4.06 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 电子数在 10^{13} 的量级. 通过构建电磁模拟模型, 得出等离子体射流的电磁时空分布. 综合实验结果和电磁仿真, 得出放电形态的电离机制及其电离行为是局域增强电场的共振激发、微波等离子体射流中的电离波推进和氩脉冲调制微波等离子体中不同粒子的时空分布共同作用所致.

为了更深入地研究当前的实验, 仍然存在一些问

题值得探究. 例如, 随着脉冲频率的增加, 观察到等离子体射流的体积在膨胀变大, 初步分析是由于吸收功率随着调制频率的增加而增大, 而等离子体射流的电子数随脉冲频率的增加呈现出减小的趋势. 即更小的电子密度和更大的吸收功率致使等离子体在体积上的膨胀. 但其更深入的电离机制还有待探讨. 其次, 脉冲调制频率为60 kHz时, 吸收功率变动更大的原因还有待研究. 此外, 本文所述的发卡电极间隙是固定的, 只改变了脉冲调制频率, 那么发卡谐振器的等离子体射流形貌是否同时受多个参数(如发卡间隙、气流、气体种类、脉冲频率和功率幅值等)的影响, 还有待进一步探究.

参考文献

- Li S Z. Development and optical emission diagnosis of atmospheric-pressure microwave plasma torch (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2019, 45: 3730–3735 [李寿哲. 大气压微波等离子体炬的开发和发射光谱诊断. 高电压技术, 2019, 45: 3730–3735]
- Li X C, Zhang P P, Li Y R, et al. Comparative investigation on the atmospheric pressure plasma jet excited by three types of waveforms (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2016, 46: 085211 [李雪辰, 张盼盼, 李亚茹, 等. 三种波形激励的大气压等离子体射流的比较研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 085211]
- Zhong N, Chen W, Zhang Y, et al. A novel high energy efficiency dual-channel microwave plasma jet using strip line. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2021, 49: 3086–3091
- Chen Z Q, Zhang H, Tu Y L, et al. Research progress on atmospheric pressure lower-power microwave plasma sources and their application prospects (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2018, 48: 125201 [陈兆权, 张煌, 涂一焱, 等. 大气压低功率微波等离子体源的研究进展及其应用展望. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 125201]
- Li H P, Yu D R, Sun W T, et al. State-of-the-art of atmospheric discharge plasmas (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2016, 42: 3697–3727 [李和平, 于达仁, 孙文廷, 等. 大气压放电等离子体研究进展综述. 高电压技术, 2016, 42: 3697–3727]
- Nie Q Y, Zhang X F, Li H P, et al. Advances of atmospheric-pressure dielectric-barrier-discharge plasma jets (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2014, 44: 1157–1169 [聂秋月, 张晓菲, 李和平, 等. 大气压介质阻挡放电等离子体射流源研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 1157–1169]
- Li S Z, Xie S H, Wu Y, et al. Decomposition of greenhouse gas of SF_6 and CF_4 by means of atmospheric pressure microwave plasma torch (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2021, 47: 3012–3019 [李寿哲, 谢士辉, 吴悦, 等. 温室气体 SF_6 和 CF_4 的大气压微波等离子体降解技术. 高电压技术, 2021, 47: 3012–3019]
- Lee H W, Kang S K, Won I H, et al. Distinctive plume formation in atmospheric Ar and He plasmas in microwave frequency band and suitability for biomedical applications. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 123506
- Kang S K, Seo Y S, Lee H W, et al. Slit shaped microwave induced atmospheric pressure plasma based on a parallel plate transmission line resonator. *J Phys D-Appl Phys*, 2011, 44: 435201
- Lee H W, Lee H W, Kang S K, et al. Synergistic sterilization effect of microwave-excited nonthermal Ar plasma, H_2O_2 , H_2O and TiO_2 , and a global modeling of the interactions. *Plasma Sources Sci Technol*, 2013, 22: 055008
- Seo Y S, Lee H W, Kwon H C, et al. A study on characterization of atmospheric pressure plasma jets according to the driving frequency for biomedical applications. *Thin Solid Films*, 2011, 519: 7071–7078
- Hopwood J, Hoskinson A R, Gregório J. Microplasmas ignited and sustained by microwaves. *Plasma Sources Sci Technol*, 2014, 23: 064002
- Chen Z, Xia G, Zhou Q, et al. Filamentary streamer discharges in argon at atmospheric pressure excited by surface plasmon polaritons. *Rev Sci Instrum*, 2012, 83: 084701

- 14 Zhang S, Chen Z, Yang J, et al. Study on discharge mode and transition mechanism of atmospheric pressure Ar/Zn pulsed microwave plasma jet. *AIP Adv*, 2021, 11: 095201
- 15 Lu X P, Yan P, Ren C S, et al. Review on atmospheric pressure pulsed DC discharge (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 801–815 [卢新培, 严萍, 任春生, 等. 大气压脉冲放电等离子体的研究现状与展望. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 801–815]
- 16 Wu S Q, Nie L L, Lu X P. Atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2015, 41: 2602–2624 [吴淑群, 聂兰兰, 卢新培. 大气压非平衡等离子体射流. 高电压技术, 2015, 41: 2602–2624]
- 17 Yu Y, Huang K, Wu L. Influence of a nearby conductor on shape and length of a microwave plasma jet. *Phys Rev E*, 2020, 102: 031201
- 18 Chen Z Q, Zhou B K, Zhang H, et al. Characteristic plume morphologies of atmospheric Ar and He plasma jets excited by a pulsed microwave hairpin resonator. *Chin Phys B*, 2018, 27: 055202
- 19 Li P, Chen Z, Mu H, et al. Confluence or independence of microwave plasma bullets in atmospheric argon plasma jet plumes. *J Appl Phys*, 2018, 123: 123302
- 20 Takamura S, Amano S, Kurata T, et al. Formation and decay processes of Ar/He microwave plasma jet at atmospheric gas pressure. *J Appl Phys*, 2011, 110: 043301
- 21 Zheng Z, Chen Z Q, Liu P, et al. Study on argon plasma jets at atmospheric pressure in ambient air excited by surface waves. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 911–916
- 22 Chen Z Q, Hu D, Liu M H, et al. Electromagnetic interaction between local surface plasmon polaritons and an atmospheric surface wave plasma jet. *Chin Phys B*, 2014, 23: 035202
- 23 Chen Z Q, Xia G Q, Liu M H, et al. PIC/MCC simulation of the ionization process of SWP influenced by gas pressure and SPP (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 62: 195204 [陈兆权, 夏广庆, 刘明海, 等. 气体压强及表面等离激元影响表面波等离子体电离发展过程的粒子模拟. 物理学报, 2013, 62: 195204]
- 24 Chen Z, Xia G, Zou C, et al. Study on hairpin-shaped argon plasma jets resonantly excited by microwave pulses at atmospheric pressure. *J Appl Phys*, 2015, 118: 023307
- 25 Wu J F, Chen Z Q, Zhang M, et al. Measurement of time-varying electron density of air spark shock wave plasma jet by the method of microwave Rayleigh scattering (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2020, 69: 075202 [吴金芳, 陈兆权, 张明, 等. 微波瑞利散射法测定空气电火花激波等离子体射流的时变电子密度. 物理学报, 2020, 69: 075202]
- 26 Dobrynin D, Fridman A, Starikovskiy A Y. Reactive oxygen and nitrogen species production and delivery into liquid media by microsecond thermal spark-discharge plasma jet. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2012, 40: 2163–2171
- 27 Wu S, Lu X, Liu D, et al. Photo-ionization and residual electron effects in guided streamers. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 103508
- 28 Raizer Y P. *Gas Discharge Physics*. Berlin: Springer, 1991
- 29 Raether H. *Surface Plasmons*. New York: Springer, 1988
- 30 Kalluri D K. *Electromagnetic Waves, Materials, and Computation with MATLAB*. Boca Raton: Taylor & Francis/CRC Press Inc., 2011
- 31 Chen Z, Liu X, Zou C, et al. Donut shape plasma jet plumes generated by microwave pulses even without air mole fractions. *J Appl Phys*, 2017, 121: 023302
- 32 Chen Z, Zhang H, Wu J, et al. Polarity transition and ionization enhancement of atmospheric argon plasma jet plumes generated by repetitive microwave pulses. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2019, 47: 4787–4794
- 33 Zhang M, Chen Z, Wu J, et al. Measurement of transient electron density of a pulsed microwave argon plasma jet via microwave rayleigh scattering. *J Appl Phys*, 2020, 128: 123301
- 34 Zhang Z, Shneider M N, Miles R B. Coherent microwave Rayleigh scattering from resonance-enhanced multiphoton ionization in argon. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 265005
- 35 Chen Z Q, Liu X D, Zou C L, et al. Donut shape plasma jet plumes generated by microwave pulses even without air mole fractions. *J Appl Phys*, 2017, 121: 023302

Ionization behavior of hairpin argon plasma jets resonantly generated by microwave pulses at atmospheric pressure

CHEN ZhaoQuan^{1*}, YANG Jie¹, CHEN SiLe¹, XU XiaoJuan¹, LUO Jin¹, WANG Bing¹,
ZHOU YuMing¹ & LU XinPei²

¹ Anhui Provincial Key Laboratory of Power Electronics and Motion Control, Anhui University of Technology,
Ma'anshan 243032, China;

² State Key Laboratory of Strong Electromagnetic Engineering and New Technology, Huazhong University of Science and Technology,
Wuhan 430074, China

Atmospheric pressure microwave plasma jet has many advantages, such as high density and high activity. However, their application is limited because it is difficult to modulate the morphology of the plasma jet for specific requirements. This study constructs a pulsed microwave hairpin resonant discharge device to generate an atmospheric pressure pulsed microwave argon plasma jet. The results show that the plasma jet has three typical discharge forms on different pulse frequencies. When the pulse frequency is 10 kHz, the argon plasma jet changes periodically with an arched plasma morphology at the open end of the hairpin electrode. When the pulse frequency is 30 kHz, the argon plasma jet presents a nonperiodical change, and the plasma morphology exhibits a crescent-shaped pattern. When the pulse frequency is 60 kHz, the argon plasma jet presents a largescale nonperiodic change with similar oval plasma morphology. In addition, the spatiotemporal electron evolution process of the argon plasma jet is measured by a microwave Rayleigh scattering device, which reveals that the peak electron density is $4.06 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, the number of electrons is on the amplitude order of 10^{13} , and the number of electrons changes periodically with the pulsed power. Combining the experimental and simulation results, it can be concluded that the formation mechanism of the three discharge forms is attributed to the resonance excitation of the locally enhanced electric field, the ionization wave propulsion in the microwave plasma jet, and the temporal and spatial distribution of different particles in the pulsed microwave argon plasmas.

pulsed microwave discharge, plasma jet, ionization characteristics, electromagnetic simulation

PACS: 52.50.Sw, 52.40.Fd, 52.35.Mw, 52.25.Os

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0034](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0034)