

高气压下交流旋转滑动弧放电特性实验研究

张磊 于锦禄 赵兵兵 陈朝 蒋永健 胡长淮 程惠能 郭昊

Experimental investigation of discharge characteristics of alternating current rotating gliding arc discharge under high air pressure

Zhang Lei Yu Jin-Lu Zhao Bing-Bing Chen Zhao Jiang Yong-Jian Hu Chang-Huai Cheng Hui-Neng Guo Hao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 075204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211232

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211232>

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

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>

亚大气压六相交流电弧等离子体射流特性研究:实验测量

Characteristics of meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet: Experiments

物理学报. 2018, 67(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172556>

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

高气压氦气平行极板击穿电压及场致发射的影响

Breakdown voltage of high pressure helium parallel plates and effect of field emission

物理学报. 2021, 70(13): 135102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210086>

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet

物理学报. 2019, 68(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181832>

大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge

物理学报. 2021, 70(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202246>

高压下交流旋转滑动弧放电特性实验研究^{*}

张磊¹⁾ 于锦禄^{1)2)3)†} 赵兵兵¹⁾ 陈朝¹⁾ 蒋永健⁴⁾

胡长淮¹⁾ 程惠能¹⁾ 郭昊¹⁾

1) (中国人民解放军空军工程大学航空工程学院, 西安 710038)

2) (西北工业大学动力与能源学院, 西安 710003)

3) (中国航发四川燃气涡轮研究院, 成都 610599)

4) (陆军航空兵研究所, 北京 101121)

(2021 年 7 月 1 日收到; 2021 年 12 月 13 日收到修改稿)

本文针对恶劣条件下滑动弧等离子体放电稳定性问题, 搭建了高压交流旋转滑动弧放电实验系统, 开展了高压下交流旋转滑动弧放电特性实验, 并对其放电特性、电弧运动特性、光谱特性进行了分析. 研究表明: 随着介质气体压力的升高, 滑动弧放电的电压、电流、能量均呈现增大趋势, 当介质气体压力升高到 0.52 MPa 时, 滑动弧放电的能量从常压下的 84.74 J 增大到 147.13 J; 且随着介质气体压力的升高, 电弧的击穿频率并不是单调变化, 而是在 0.2 MPa 时达到最大为 26.55 kHz; 高压下电弧运动过程中会出现“弧道骤变”现象; 随着介质气体压力的升高, 滑动弧放电的整体光谱发射强度呈现变强趋势; 通过两谱线法对滑动弧放电的电子激发温度进行了计算, 常压下滑动弧放电的电子激发温度为 0.8153 eV, 随着介质气体压力的升高, 电子激发温度呈现升高趋势, 当介质气体压力达到 0.4 MPa 时, 滑动弧放电的电子激发温度升高至 5.3165 eV.

关键词: 滑动弧等离子体, 高压放电, 电子激发温度, 击穿频率

PACS: 52.80.-s, 51.50.+v, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.71.20211232

1 引言

滑动弧放电是由 Lesueur 和 Czernichowski^[1]提出来的, 其工作原理是, 在强电场激励下, 两电极间产生的电弧在气流驱动下沿电极滑动, 并周期性地击穿-拉长-熄弧-再击穿的循环过程^[2]. 滑动弧作为非平衡等离子体的典型代表, 同时兼具低温等离子体能耗低、效率高、化学选择性强和高温等离子体能量密度高、处理量大的优点^[3]. 此外滑动弧放电具有电极结构简单、电极寿命长的特点^[4], 因此滑动弧等离子体被广泛应用于解水制氢^[5]、杀菌消毒^[6]、污水处理^[7]和污染物降解^[8]等领域. 由于滑动弧放电过程中会产生大量的激发态粒子、活

性基团, 可以提高化学反应速率、加快化学反应进行, 因此滑动弧等离子体还被用在强化燃烧领域^[9].

滑动弧等离子体应用领域宽广、优点突出, 专家学者对其开展了大量的研究工作. 针对二维滑动弧, 何立明等^[10]研究了电极扩张角、空气流量对滑动弧放电特性的影响规律; Sun 等^[11]对滑动弧的电弧运动模式进行了分析; 杜长明等^[12]研制出用于废水处理的气液滑动弧等离子体, 将滑动弧等离子体应用于废水处理领域. 由于二维滑动弧的电极结构限制了滑动弧的作用区域, 并且二维滑动弧与介质气体的相互作用时间较短, 限制了二维滑动弧在工程中的应用. 因此, 把滑动弧放电的结构从二维发展到三维, 将极大地提高滑动弧的处理能力并将推动滑动弧的工程化应用. 针对三维旋转滑动

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 91741112, 51776223) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yujinlu1@163.com

弧, 鲁娜等^[13]对其放电特性进行了阐述; Chen 等^[14]对电弧滑动模式进行了深入地分析; Wu 等^[15]对大气压氩环境中的滑动弧光谱特性进行了研究, 并对其振动温度和电子密度进行了计算. 在数值仿真方面, 汪宇等^[16]对滑动弧的放电特性进行了数值模拟, 模拟得到的电弧轴心温度可以达到 5700—6700 K; Kolev 和 Bogaerts^[17]通过数值模拟的方法研究了滑动弧放电过程的击穿机理, 并研究了不同电流条件下电弧传热机理的差异. 在点火助燃方面, 张磊等^[18]研究了滑动弧对燃油雾化的影响规律, 结果表明滑动弧等离子体有助于减小燃油的 SMD(燃油喷雾索太尔平均直径) 值; Liu 等^[19]在小型低排放 (DLE) 燃烧器上开展了滑动弧对火焰结构的影响研究, 结果表明, 滑动弧在火核发展和火焰的稳定过程中起重要的作用. 上述研究为滑动弧等离子体的工程化应用奠定了坚实的理论基础, 开拓了大量的原创性成果, 为后续滑动弧等离子体的研究与应用提供了借鉴, 但是滑动弧等离子体应用范围宽广, 其放电环境也是复杂的; 滑动弧等离子体在恶劣环境中, 尤其是高压环境中的放电稳定性问题鲜有研究.

恶劣环境中滑动弧等离子体放电稳定性问题是关系到滑动弧等离子体工程化应用的重要问题^[18], 尤其是航空发动机燃烧室中, 环境极其恶劣, 高空极端环境中滑动弧等离子体放电稳定性与航空发动机高空二次点火能力密切相关. 因此, 本文设计了适用于航空发动机燃烧室的滑动弧等离子体激励器, 并开展了高压条件下滑动弧等离子体的放电特性实验. 研究了大气压力对滑动弧等离子体放电特性、电弧运动特性、光谱特性的影响规律, 运用两谱线法对滑动弧放电过程中的电子激发温度进行了计算, 希望为滑动弧等离子体在高压条件下的应用研究提供借鉴, 并推动滑动弧等离子体在航空发动机上的工程化应用.

2 实验系统

2.1 实验系统组成

高压下交流旋转滑动弧放电实验装置主要包括气源系统、电源、高压放电实验舱体、示波器、高速 CCD 相机、三维旋转滑动弧激励器及管路系统组成. 高压交流旋转滑动弧放电实验系统原理图如图 1 所示.

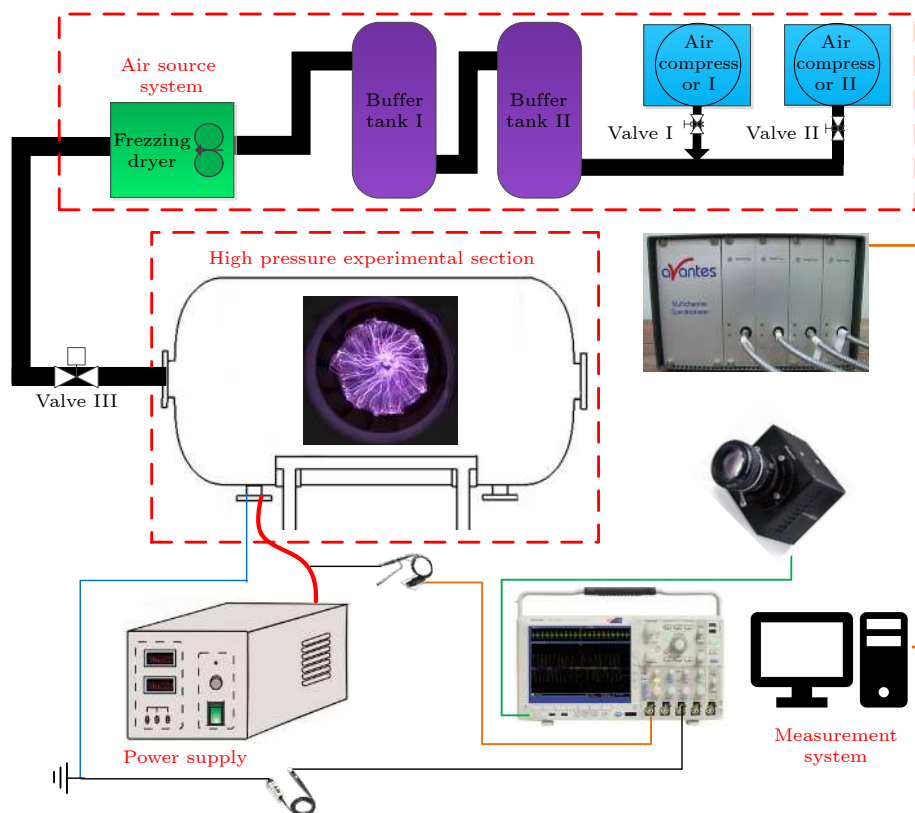


图 1 实验系统示意图

Fig. 1. Schematic diagram of experimental system.

供气系统由螺杆式空气压缩机 (型号: OGFD-42.8/8B, 功率 250 kW, 排气量 $42.8 \text{ m}^3/\text{min}$, 排气压力 0.8 MPa)、储压罐、冷干机 (型号: LY-D200AH)、内锥流量计 (DYNZ16-8001E12)、智能流量积算仪等组成, 为高压舱实验段增压并提供所需压力条件下的空气. 实验过程中, 入口空气流量设置为 0.0435 kg/s .

高气压滑动弧放电等离子体激励电源为南京苏曼等离子体科技有限公司生产设计的 CG-10000FG 电源, 该电源的输入电压 380 V, 电源调制频率为 10—20 kHz, 输出功率为 500—3000 VA. 实验过程中为使滑动弧激励器在所需气体压力条件下均能放电成功, 将电源频率设置为 17 kHz.

高气压放电实验舱体由耐压舱体 (体积为: 1.05 m^3 , 最大可承受压力为 0.8 MPa)、进气装置、排气装置、安全阀、压力表、观察视窗及管路等组成. 三维旋转滑动弧激励器直接与舱体内进气管路连接, 保证进入高压舱的气流全部经过三维旋转滑动弧激励器. 实验过程中, 通过控制进气装置的进气量来保证驱动滑动弧工作所需的空气流量, 通过控制舱体的排气量来维持舱体内压力的稳定, 需要指出的是, 本文所有工况均在压力稳定条件下测得.

2.2 测量系统

高气压交流旋转滑动弧放电实验过程中采用高速 CCD 相机、高压探针、电流探针、示波器同步采集高气压交流旋转滑动弧放电过程中的电压、电流信号以及电弧图像运动特征. 高速 CCD 相机 (Mini UX50), 能够提供 130 万像素 (1280×1024 像素) 的图像分辨率, 最高帧率可达到 20000 帧/秒, 最短曝光时间 $5 \mu\text{s}$, 实验过程中高速 CCD 相机采集帧率设置为 10000 帧/秒, 曝光时间设置为 $100 \mu\text{s}$, 能够快速捕捉到滑动弧的运动过程. 高压探针 (Tektronix P6015A), 用于测量滑动弧放电过程中的电压信号, 电流信号通过电流探针 (Tektronix TCP0030) 测量. 示波器 (Tektronix DPO-4104B) 与电压、电流探针连接可同时对放电过程的电压、电流信号进行采集, 实验过程中示波器采样频率设置为 1×10^8 次/秒. 需要特别指出的是, 实验过程中, 通过外部触发器同步触发高速 CCD 相机和示波器, 以保证示波器与高速 CCD 相机采集的时序性.

三维旋转滑动弧激励器的发射光谱信号通过

Avantes 公司生产的四通道光谱仪 (AvaSpec-ULS-2048-4-USB2) 采集, 测量的波长范围为 200—900 nm, 最小分辨率达到 0.18 nm, 积分时间设置为 1000 ms. 在光谱信号测量过程中, 将光纤探头固定在三维坐标位移机构上, 对滑动弧放电区域的 5 个点进行周期性均布的信号采集, 以提高实验的准确度, 最后对 5 次测量结果取平均值. 实验过程中光纤探头的测点分布图如图 2 所示.

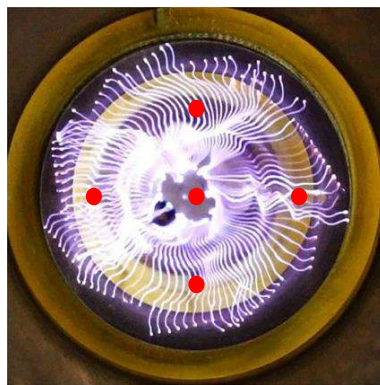


图 2 光纤探头测点位置分布示意图

Fig. 2. Distribution diagram of measuring points of optical fiber probe.

2.3 三维旋转滑动弧激励器

目前航空发动机燃烧室存在高空燃油雾化质量差、燃烧效率低、点/熄火包线不足的重大现实问题. 于锦禄^[9]在第三届全国青年燃烧学术会议上, 首次提出将滑动弧与航空发动机燃烧室头部相结合的概念, 并验证了滑动弧等离子体在提高航空发动机点火能力、拓宽航空发动机稳定燃烧范围等方面存在明显的优势. 因此, 本文设计了适用于航空发动机燃烧室的三维旋转滑动弧等离子体激励器, 其原理图如图 3 所示, 三维旋转滑动弧激励器主要由阴极燃油喷嘴、阳极文氏管、旋流器、喇叭口组成. 阴极燃油喷嘴和阳极文氏管之间的最小击穿距离为 10.9 mm, 阳极文氏管出气角为 37° , 阳极文氏管通过高压电缆接入高压交流电, 阴极燃油喷嘴与燃烧室火焰筒共地. 阳极文氏管与阴极燃油喷嘴在强电场的激励下产生等离子体电弧, 在旋流器旋转气流的作用下形成三维旋转滑动弧等离子体放电. 经过燃油喷嘴初步雾化的燃油, 全部经过滑动弧放电区域, 一方面滑动弧等离子体促进了燃油的雾化裂解, 另一方面滑动弧放电过程中产生的活性粒子在旋流器的作用下与雾化的燃油进行充

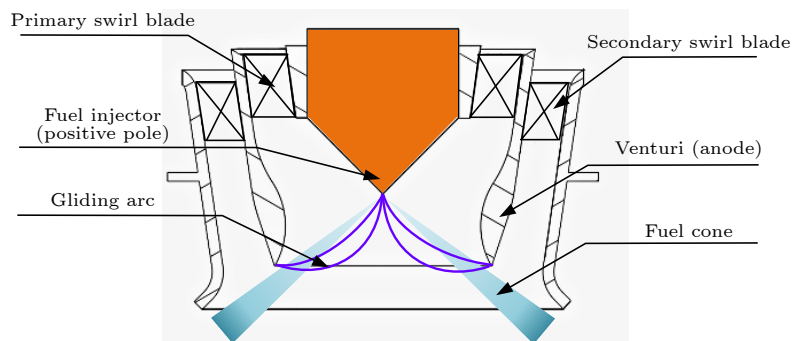


图3 三维旋转滑动弧激励器结构示意图

Fig. 3. Structure diagram of 3D rotary sliding arc actuator.

分的掺混, 同时在滑动弧等离子体放电的高温升作用下完成航空发动机燃烧室的点火, 实现航空发动机燃烧室的点火助燃一体化, 改善燃烧室的燃烧性能.

3 实验结果与分析

3.1 滑动弧放电模式分析

大气压 (0.1 MPa) 条件下通过数码相机记录了滑动弧放电过程中的两种不同状态下的放电图像, 如图 4 所示. 图 4(a) 和图 4(b) 中的图像均是由同样拍摄条件下得到的四张照片拼接而成, 从滑动弧放电图像中可观察到两类照片中的电弧存在较大的差异. 在图 4(a) 中的电弧整体呈蓝紫色, 每根电弧的亮度较高, 形态清晰可辨, 相邻两电弧的形态较为相近, 能直观地体现出电弧击穿的过程. 而图 4(b) 中的照片, 电弧颜色以橘红色为主, 电弧

形态模糊难以分辨, 但在相机曝光时间内照片上清晰地记录了滑动弧阴极端点在燃油喷嘴上的滑动过程, 电弧的文氏管一端也呈现出连续滑动的特点.

大气压 (0.1 MPa) 条件下滑动弧放电过程中 0—40 ms 电压、电流信号波形如图 5(a) 所示. 观察发现滑动弧放电过程中电压、电流信号亦呈现出两种不同的特征, 特征 I: 电压、电流密集出现脉冲尖峰, 且电流脉冲峰值的绝对值在 1—15 A; 特征 II: 电压呈现逐渐增大的正弦波变化特征, 电流变化比较平稳, 电流维持在毫安量级. 将电弧运动图像与电压、电流信号相结合, 得到图 5(b) 和图 5(c), 观察发现, 图 5(b) 与图 4(a) 中的电弧颜色均呈现蓝紫色, 相邻电弧均未出现明显的滑动和伸长. 图 5(c) 与图 4(b) 中电弧颜色均为橘红色, 电弧出现明显的位移和伸长, 何立明等^[20]指出, 图 4(a) 和图 5(b) 这种放电模式是电弧处于不断击

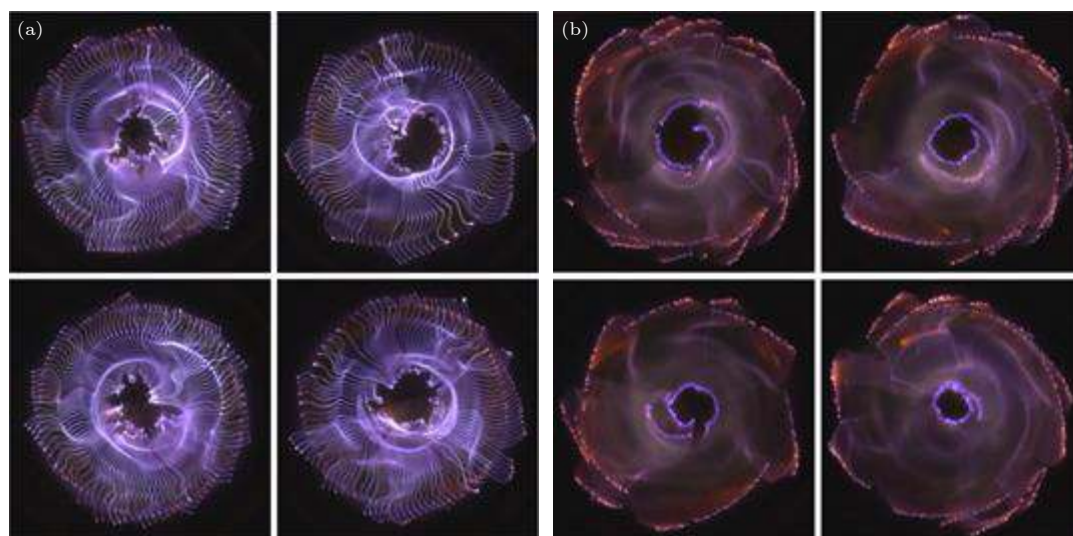


图4 两种不同状态下电弧放电的照片 (a) 放电状态一; (b) 放电状态二

Fig. 4. Photos of arc discharge in two different states: (a) Discharge state I (b) discharge state II.

穿的过程中, 电弧亮度较高, 因此将其定义为击穿伴随滑动模式 (B-G). 而图 5(c) 与图 4(b) 是电弧处于击穿之后的滑动、发展过程, 电压随电弧的伸长呈逐步增长的正弦波变化, 因此将这种放电模式定义为稳定滑动模式 (A-G).

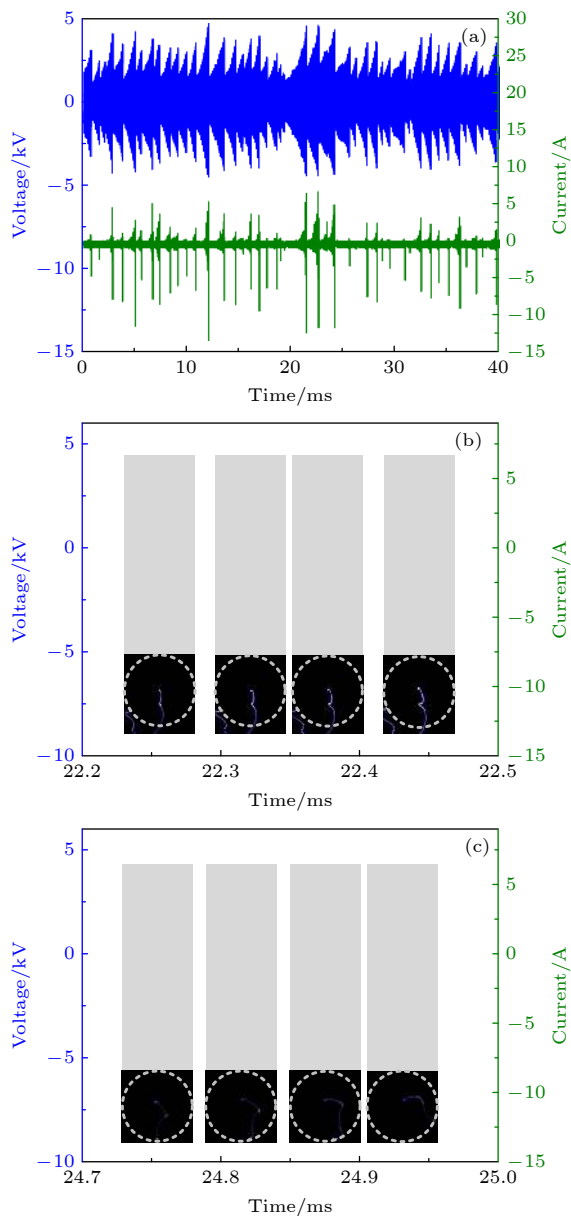


图 5 常压放电电压、电流波形图 (a) 0—40 ms; (b) 22.2—22.5 ms; (c) 24.7—25 ms

Fig. 5. Voltage and current waveforms of atmospheric discharge: (a) 0—40 ms; (b) 22.2—22.5 ms; (c) 24.7—25 ms.

为研究介质气体压力对滑动弧放电模式的影响, 将示波器采集到的电压、电流信号特征绘制成图 6 所示的不同介质气体压力条件下电压、电流波形图. 观察图 6 发现, 不同介质气体压力条件下滑动弧放电的电压、电流信号仍然会出现前文所述的

击穿伴随滑动模式 (B-G) 和稳定滑动模式 (A-G), 但是随着介质气体压力的升高, 电压、电流的脉冲峰值会增加. 由图 6(a) 可知, 大气压 (0.1 MPa) 条件下滑动弧放电的电压峰值为 3—4 kV, 电流脉冲峰值在 3—10 A. 由图 6(c) 可知, 当介质气体压力升高到 0.3 MPa 后, 电压峰值达到 4—10 kV, 电流脉冲峰值达到 10—30 A. 依据电子动能公式 $mv^2/2 = eE\lambda$ (式中 λ , m 和 e 分别为电子平均自由程、电子质量和电子电荷量) 可知, 当介质气体压力增加时, 单位体积内介质气体的密度增加, 进而增大了电子和分子碰撞的概率, 导致电子平均自由程缩小, 因此在相同间距下, 需要更高的电压才能击穿阴极阳极之间的空气, 产生等离子体电弧. 当介质气体的压力继续增大, 单位体积内介质气体的密度变得更高, 电子与分子发生碰撞的概率进一步增大, 因此击穿空气产生电弧所需的电压更高. 由图 6(e) 可得, 介质气体压力增大到 0.5 MPa 时, 滑动弧放电的电压峰值达到 5—15 kV, 电流峰值增大到 10—40 A.

3.2 电弧运动特性分析

为直观地描述介质气体压力对电弧运动特性的影响, 利用高速 CCD 相机拍摄不同介质气体压力下电弧的运动过程. 每隔 5 ms 取一张电弧图像, 将不同介质气体压力下 50—85 ms 的 8 张运动图像进行对比, 得到图 7 所示不同气压条件下电弧运动图像.

从图 7 可以看出介质气体压力为 0.1 MPa (大气压) 时电弧在刚击穿时刻 (50 ms) 长度较短且电弧颜色呈蓝紫色, 随着时间的发展, 电弧在气流的吹动下长度在不断变长, 直到下一次击穿, 此段时间内电弧呈橘红色. 介质气体压力升高之后电弧呈现出与 0.1 MPa (大气压) 条件下不同的现象, 从图 7(b) 可以看出, 介质气体压力为 0.3 MPa 时, 电弧在刚击穿时刻 (50 ms) 亮度呈现亮白色, 随着时间的发展, 电弧在气流的吹动下不断变长且向下游移动, 在电弧发展的过程中电弧亮度变为蓝紫色, 电弧通道 (图像中表现为电弧粗细) 明显变窄 (60 ms). 观察图 7 发现, 高气压下滑动弧放电的电弧亮度均会呈现“亮白色-蓝紫色-亮白色”的变化特征, 电弧通道呈现“宽-窄-宽”的循环变化, 随着介质气体压力的升高电弧亮度变化以及电弧通道变化现象更加明显. 为了更加详细地分析高气压条件

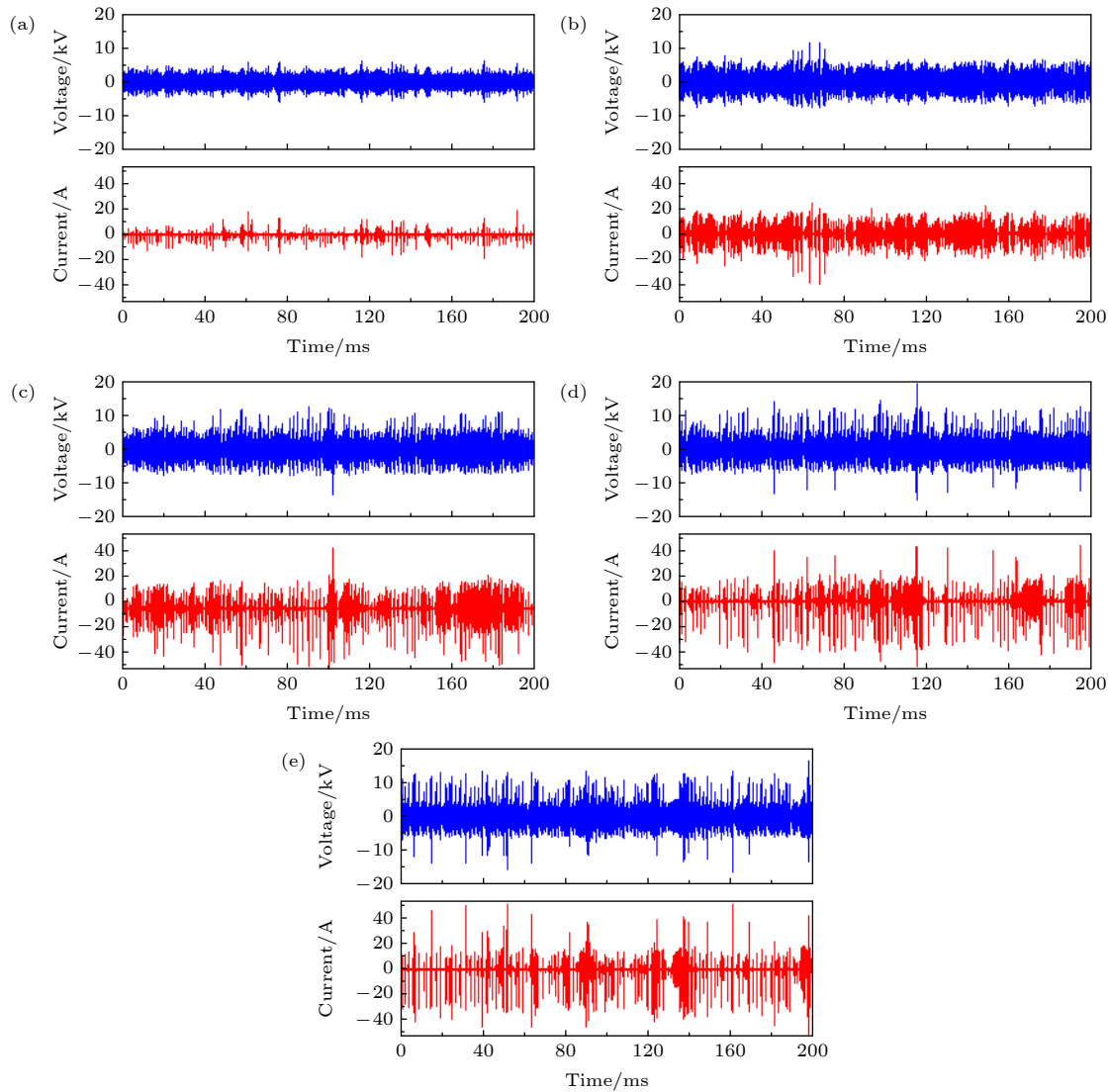


图6 不同气体压力条件下电压电流波形图 (a) 0.1 MPa; (b) 0.2 MPa; (c) 0.3 MPa; (d) 0.4 MPa; (e) 0.5 MPa

Fig. 6. Voltage and current waveforms under different gas pressures: (a) 0.1 MPa; (b) 0.2 MPa; (c) 0.3 MPa; (d) 0.4 MPa; (e) 0.5 MPa.

下电弧运动过程中呈现出的这一现象, 将 0.4 MPa 条件下滑动弧放电的电压、电流、电弧运动图像结合得到图 8 所示。

从图 8 可以看出, 在电弧启弧阶段电弧呈亮白色, 且电弧通道较宽, 启弧之后电弧亮度呈现蓝紫色, 且明显可以看出电弧通道变窄 (2—2.3 ms), 随着时间的发展电弧长度在气流的吹动下变长, 电弧亮度又变为亮白色, 电弧通道再次变宽, 依次循环发展. 结合图 8 中电压、电流, 分析可知, 在电弧启弧阶段电弧在最小的间距下击穿且此刻击穿电压较高, 电子数量大, 电离能力较强, 且此时气压高单位体积内空气密度较大, 瞬间产生的激发态粒子数量增多, 进而使得电弧亮度较高, 电弧通道变宽. 电弧启弧之后, 电弧通道形成, 此时只需较小的电

压、电流就能维持电弧发展, 电压变小, 阴极发射的高能电子数量变少, 电离能力变弱, 产生的激发态粒子变少, 因此电弧亮度变暗, 电弧通道变窄. 随着电弧长度的增加, 两极间的电阻变大, 击穿空气消耗的能量增加, 因此维持电弧发展的电压逐渐变大, 当电源输出电压不足以维持电弧长度时电弧会暂时息弧, 但是上一时刻电弧熄灭后遗留的电弧通道击穿条件要优于最小间距处击穿条件, 因此会在电弧熄灭位置附近重新击穿产生新的电弧, 此时电压较高, 因此电弧亮度增加, 电弧通道又变宽, 将高压条件下滑动弧放电过程中出现的这种电弧通道骤变的现象定义为“弧道骤变”. 因为“弧道骤变”现象与电压、电流的变化密切相关, 当电压、电流出现脉冲峰值时, 电弧亮度较高, 电弧通道较

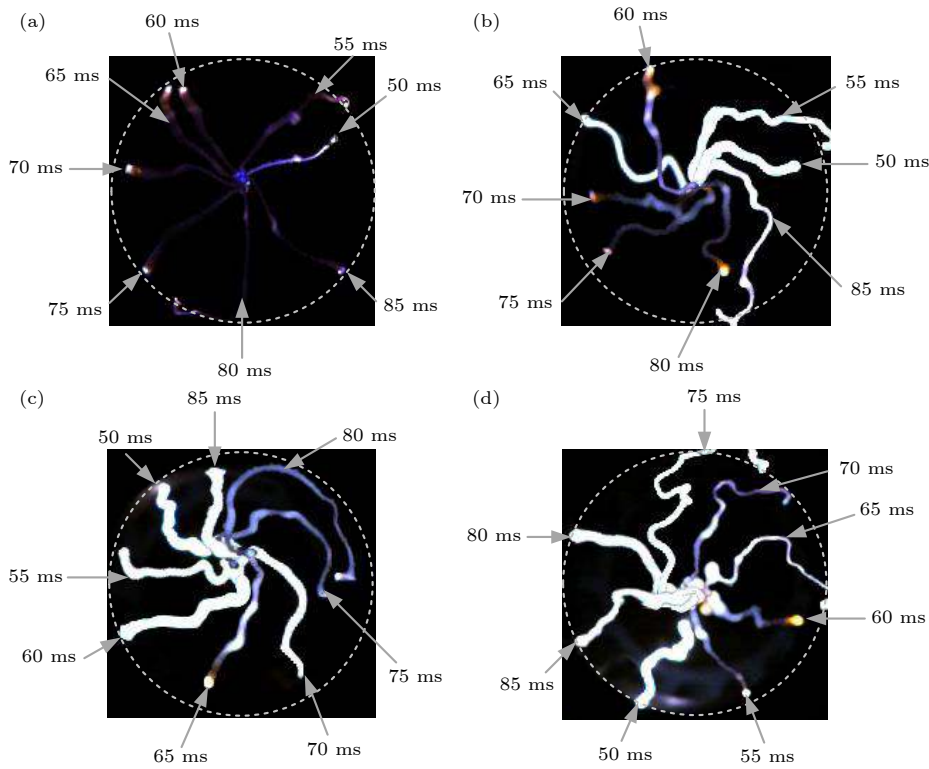


图 7 不同气压条件下电弧运动图 (a) 0.1 MPa; (b) 0.3 MPa; (c) 0.4 MPa; (d) 0.5 MPa

Fig. 7. Arc motion image under different air pressure: (a) 0.1 MPa; (b) 0.3 MPa; (c) 0.4 MPa; (d) 0.5 MPa.

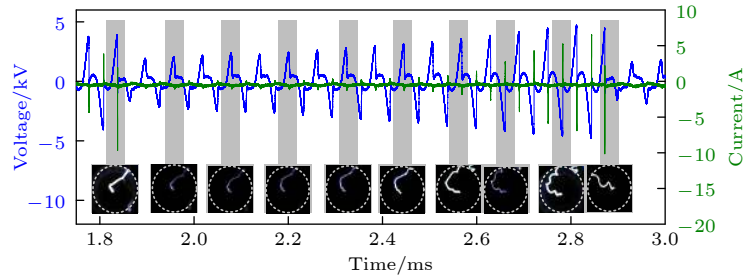


图 8 0.4 MPa 条件下滑动弧运动图

Fig. 8. Motion diagram of sliding arc at 0.4 MPa.

宽; 当电压、电流无脉冲峰值出现时, 电弧亮度较暗, 电弧通道变窄; 因此, 在高压条件下, 通过弧道骤变现象可以更加清晰地判断滑动弧放电所处的模式, 进而有助于实现滑动弧等离子体放电的调控.

3.3 压力对电弧击穿频率、放电模式的影响

对比图 6 发现, 随着介质气体压力的增大, 波形图中电压以及电流出现峰值的次数有所差异, 意味着介质气体压力的变化会对电弧的击穿频率产生影响. 因此对 200 ms 放电时间内的电弧击穿频率以及电弧放电模式进行统计, 得到图 9 所示不同气压下击穿频率、放电模式.

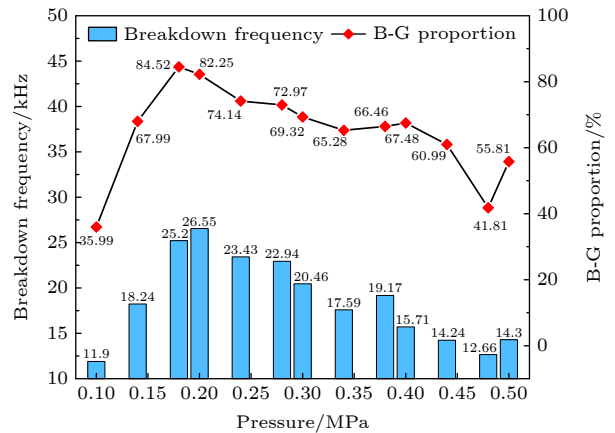


图 9 不同气压下击穿频率、放电模式

Fig. 9. Breakdown frequency and discharge mode under different air pressure.

分析发现, 滑动弧的击穿频率和放电模式并不是随着介质气体压力的变化单调变化. 从图 9 可以看出, 常压下 (0.1 MPa) 电弧的击穿频率为 11.9 kHz, 击穿伴随 (B-G) 模式占比为 35.99%, 当介质气体压力升高至 0.2 MPa 时, 电弧的击穿频率升高至 26.55 kHz, 击穿伴随 (B-G) 模式占比升高至 82.25%, 滑动弧的击穿频率在 0.1—0.2 MPa 之间随着介质气体压力的升高而不断增加. 这是由于介质气体压力升高, 两电极间的电阻值增大, 电弧与空气之间的换热增大, 为了维持两电极间能量的平衡, 电弧发展的路程受限, 电弧击穿频率升高, 电弧处于击穿伴随模式下的占比升高. 当介质气体压力继续升高, 电弧击穿频率和击穿伴随模式占比都会呈现下降趋势, 当介质气体压力升高至 0.5 MPa 时, 电弧击穿频率下降至 14.3 kHz, 击穿伴随 (B-G) 模式占比下降至 55.81%. 这主要由两方面原因导致, 一方面气体压力继续升高, 电弧与空气之间的换热继续增大, 电弧的发展更困难. 另一方面由气体放电的帕邢定律 $V_{\text{min}} = B(pl)_{\text{min}}$ (式中 V_{min} 为最小击穿电压, B 为汤森电离系数, p 为气体压力, l 为极间距) 可知, 介质气体压力升高, 电弧的击穿电压变大, 因此击穿产生电弧的时间变长, 进而击穿频率下降, 击穿模式的占比下降. 但是总体来看高压下的电弧击穿频率以及击穿伴随模式占比要比大气压下的, 意味着介质气体压力的升高会对电弧的生成和发展产生抑制作用.

3.4 压力对滑动弧放电能量的影响

本文设计的旋转滑动弧等离子体激励器能够实现航空发动机燃烧室的点火助燃一体化, 其放电能量对航空发动机性能有着重要的影响. 因此本文对不同工况下旋转滑动弧等离子体激励器放电过程的能量进行研究, 文献 [14] 指出滑动弧放电能量表达式为

$$E = \int_{t_1}^{t_2} p dt, \quad (1)$$

式中, E 代表放电能量; P 代表放电功率; t_1 , t_2 分别代表开始和结束的时间. 实际过程中示波器输出的电压、电流数据是离散点, 不适用于 (1) 式, 但是示波器输出的点足够多 (0.2 s 保存 2000 万个点), 因此根据离散点的积分公式推导出滑动弧放电能量公式为

$$E = \sum \frac{P_i + P_{i+1}}{2} \Delta t, \quad (2)$$

式中, P_i 为 i 时刻瞬时功率; P_{i+1} 为 $i+1$ 时刻瞬时功率, Δt 为两数据点之间的时间间隔, 应用此公式求得大气压下 200 ms 时间内滑动弧放电的瞬时功率和能量如图 10 所示. 从图 10 中可以看出, 大气压条件下旋转滑动弧放电过程中瞬时功率呈锯齿状变化, 在 0.4 kW 左右, 电弧击穿过程中瞬时功率较大, 瞬时功率大约在几十千瓦, 在 200 ms 时间内旋转滑动弧放电能量为 84.74 J.

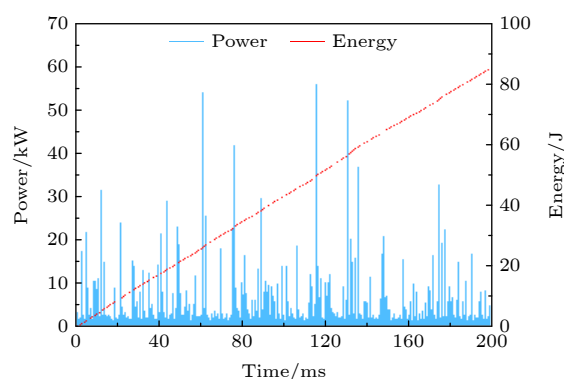


图 10 常压下滑动弧放电的瞬时功率和能量

Fig. 10. Instantaneous power and energy of gliding arc discharge at atmospheric pressure.

200 ms 时间内旋转滑动弧放电能量随介质气体压力变化如图 11 所示, 从图中可以看出, 200 ms 时间内旋转滑动弧放电能量随介质气体压力的升高总体呈上升趋势. 介质气体压力为 0.1 MPa (大气压) 时滑动弧放电能量为 84.74 J, 当介质气体压力增大到 0.2 MPa 时滑动弧放电的能量增大到 119.65 J, 能量增量为 34.91 J, 放电能量的增加主要是由于介质气体压力升高改变了滑动弧放电的模式. 文献 [14] 指出, 滑动弧放电过程中, 电弧处于击穿伴随模式下消耗的能量高于电弧处于稳定滑动模式下消耗的能量. 由前文分析可知介质气体压力升高, 电弧的击穿频率升高, 滑动弧放电模式会向击穿伴随模式转变. 同时, 介质气体压力升高增大了滑动弧放电的电压/电流, 导致滑动弧放电的瞬时功率增大, 因此在相同时间内电弧放电能量增大. 当介质气体压力升高到 0.3 MPa 时, 滑动弧放电的能量增大到 126.04 J, 相比于 0.2 MPa 时能量增量为 6.39 J, 能量增值明显变小. 结合图 9 分析可知能量增值变小的原因是, 当介质气体压力超过

0.2 MPa 之后, 继续升高介质气体压力, 电弧的击穿频率以及击穿伴随模式占比会呈现下降的趋势, 较大的瞬时功率出现的次数减少. 介质气体压力高于 0.3 MPa 之后, 滑动弧放电的能量增长幅度变大, 这是由于介质气体压力继续升高, 电弧击穿电压以及维持电弧发展的电压继续增大, 滑动弧放电的瞬时功率增大, 此时瞬时功率增大对能量的影响要高于电弧击穿频率对能量的影响, 当介质气体压力升高至 0.52 MPa 时放电能量增大到 147.13 J.

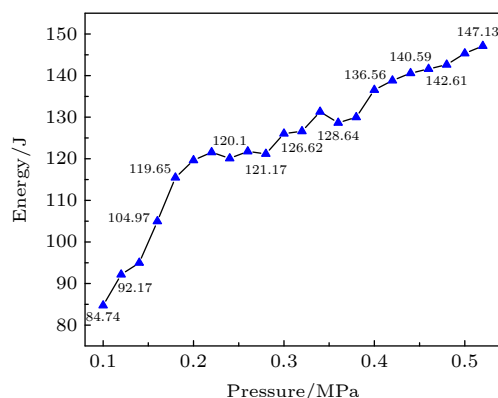


图 11 不同气压下滑动弧放电能量

Fig. 11. Discharge energy of sliding arc under different pressure.

3.5 压力对滑动弧放电发射光谱的影响

滑动弧放电过程中在强电场激励作用下会产生大量激发态粒子, 这些激发态粒子在向基态或较低激发态跃迁时将多余的能量以光子的形式辐射出去, 进而形成光谱^[20]. 由于不同粒子的激发态能级不同, 所以不同粒子的发射光谱也不同, 因此通过对滑动弧放电过程的光谱信号进行分析, 即可推测出滑动弧放电过程激发态物质的种类及其浓度. 大气压条件下滑动弧放电过程中的发射光谱如图 12 所示.

从图 12 中可以看出, 滑动弧放电发射光谱的谱线与谱带并存, 滑动弧放电发射光谱主要集中在 300—800 nm 范围内, 且在 350—450 nm 范围内发射光谱较为集中, 且发射强度较高. 其中在 350—370 nm 范围内发现了氮气分子第二正带系 $N_2(C^2\Pi_u \rightarrow B^2\Pi_g)$ 的发射光谱, 在 390.4 nm 处发现了 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ 的发射谱线, 这表明滑动弧放电过程中会产生大量的激发态氮气分子以及 N_2^+ 自由基, 这些激发态的氮原子对化学反应起着重要的作用. 同时在 337 nm 和 777.5 nm 处分别出现了 O_2

和 O 的发射谱线, 氧的激发态以及氧原子会在燃烧过程中促进燃烧反应的进行. 在滑动弧放电发射光谱中还在 511.03 nm 处发现了 OH 的发射谱线, 这是空气中的水蒸气在强电场激发下出现的结果.

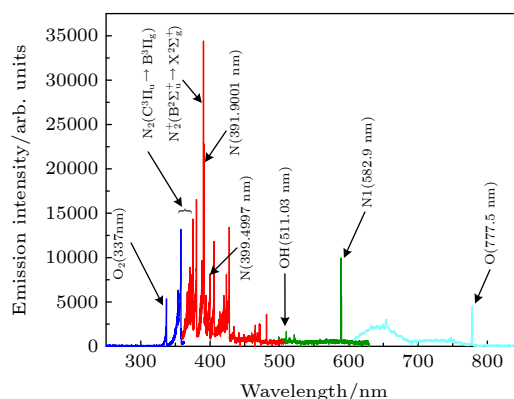


图 12 大气压滑动弧放电发射光谱

Fig. 12. Emission spectra of atmospheric pressure sliding arc discharge.

实验过程中采集到的不同介质气体压力条件下滑动弧放电发射光谱如图 13 所示, 由图分析可得, 随着介质气体压力的升高, 滑动弧放电发射光谱整体发射强度呈现出增强趋势. 处在 350—370 nm 处的氮气分子第二正带系 $N_2(C^2\Pi_u \rightarrow B^2\Pi_g)$ 的发射强度呈现减弱现象, 但是处在 400—500 nm (激发能为 10^6 cm^{-1} 量级) 范围内的氮原子的激发态发射强度大幅提高. 随着介质气体压力的升高还会在 744.78 nm 处出现氮原子 $N \text{ I}$ (激发能为 $96787.680 \text{ cm}^{-1}$) 的发射谱线, 且随着介质气体压力的升高发射强度增强, 随着介质气体压力升高会在 794.3 nm ($O \text{ I}$) 和 822.1 nm ($O \text{ I}$, 激发能为 $113294.816 \text{ cm}^{-1}$) 处出现氧的不同激发态的发射谱线. 对比发现, 随着介质气体压力升高, 分子的激发态发射强度会呈现减弱趋势, 而分子对应的原子激发态发射强度增强, 尤其是处在低能级的原子激发态普遍呈现增强趋势. 这种现象是由于介质气体压力升高, 滑动弧放电的激励电压升高, 电离能力增强, 使得相同空间内电子的数量以及电子所携带的能量都相应增加, 高能电子与空气中分子碰撞的概率增加, 进而将更多的分子电离形成基态, 导致基态的发射强度升高明显.

为详细分析介质气体压力对滑动弧放电发射光谱的影响, 选取具有助燃效果的 $O_2(337 \text{ nm})$, $O(777.5 \text{ nm})$, $OH(511.03 \text{ nm})$ 三种粒子以及对化学

反应起促进作用的 N 的激发态 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ (390.4 nm) 进行分析, 得到图 14 所示的气压对活性粒子发射强度的影响规律。

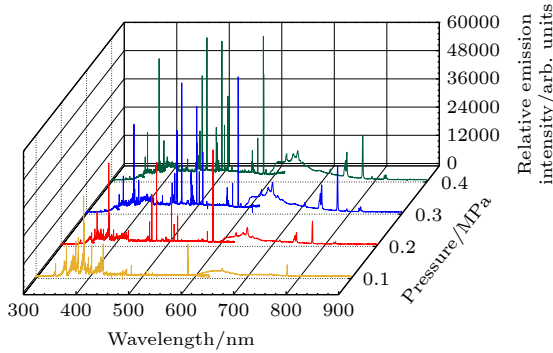


图 13 不同气体压力条件下滑动弧放电发射光谱

Fig. 13. Emission spectra of sliding arc discharge under different gas pressures.

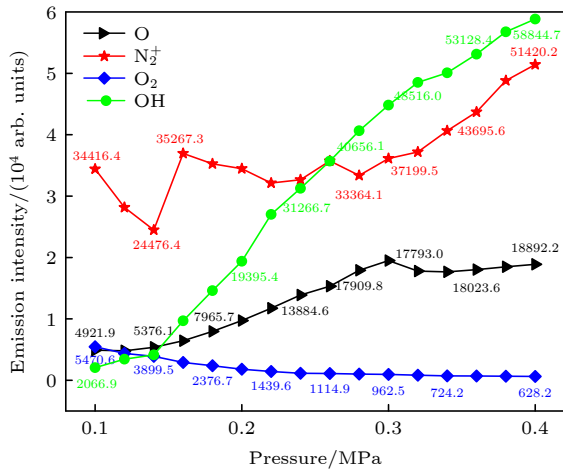
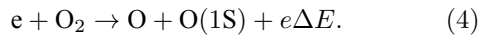
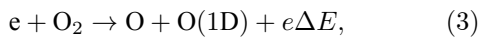


图 14 气体压力对活性粒子发射强度的影响

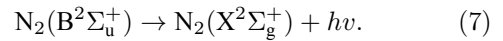
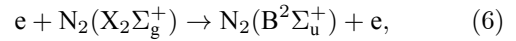
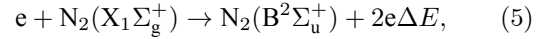
Fig. 14. Influence of gas pressure on emission intensity of active particles.

从图 14 中可任意看出, O_2 (337 nm) 的发射强度随着介质气体压力的升高逐渐变小, 当介质气体压力为大气压 (0.1 MPa) 时, O_2 (337 nm) 的发射强度为 5470.6 arb. units, 当介质气体压力升高到 0.4 MPa 时, O_2 (337 nm) 的发射强度降低到 628.2 arb. units. O (777.5 nm) 与 O_2 (337 nm) 的发射强度随介质气体压力的变化呈现出完全相反的趋势, 这是由于氧原子的主要产生途径为 [20]



随着介质气体压力的升高, 滑动弧放电过程中的激励电压升高, 阴极发射的高能电子数量以及电子所

携带的能量均增大, 高能电子与 O_2 (337 nm) 碰撞的频率升高, 氧分子生成更多的激发态的氧原子, 导致 O_2 (337 nm) 的发射强度降低而 O (777.5 nm) 的发射强度增强. 由于空气中含有少量的水蒸气, 滑动弧放电发射光谱中会有 OH (511.03 nm) 出现, OH (511.03 nm) 的光谱发射强度随介质气体压力的升高而增强且变化幅度较大. 当介质气体压力为大气压 (0.1 MPa) 时 OH (511.03 nm) 的光谱发射强度为 2066.9 arb. units, 随着介质气体压力的升高, 单位体积内水蒸气的密度增加, 滑动弧放电过程的激励电压也在升高, 因此电场中电子的密度增加, 电子与水蒸气碰撞的概率变高, 进而 OH (511.03 nm) 的光谱发射强度增强, 当介质气体压力增大到 0.4 MPa 时, OH (511.03 nm) 的光谱发射强度增大到 58844.7 arb. units. $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ 产生的主要途径为



高能电子的碰撞在 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ 的产生中起主要作用, 在介质气体压力较低时, 高能电子与氮气分子发生碰撞产生 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ 以及中间态的激发态氮粒子和基团, 因此介质气体压力在 0.3 MPa 之前 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ 发射强度变化缓慢. 当介质气体压力增大到 0.4 MPa 时 $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ 发射强度增大到 51420.2 arb. units, 相较于 0.3 MPa 时变化了 15288.7 arb. units. 这是由于介质气体压力升高后, 高能电子数量增加, 促进了 $e + N_2(X_2\Sigma_g^+) \rightarrow N_2(B^2\Sigma_u^+) + e$ 和 $e + N_2(X_1\Sigma_g^+) \rightarrow N_2(B^2\Sigma_u^+) + 2e\Delta E$ 反应的进行, 因此作为终端反应链的 $N_2(B^2\Sigma_u^+) \rightarrow N_2(X^2\Sigma_g^+) + h\nu$ 的反应加快, 进而发射强度升高.

3.6 压力对电子激发温度的影响

电子激发温度是表征等离子体中粒子和电子碰撞过程的热力学平衡状态的重要参数, 由于滑动弧放电产生的等离子体为非平衡等离子体, 认为其局部达到热力学平衡状态, 因此原子在能级上的布居数服从 Boltzman 分布.[21]

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp \left[-\frac{E_1 - E_2}{k_B T} \right], \quad (8)$$

式中, N_1 , N_2 表示高、低能级原子布居数; g_1 , g_2 表示高、低能级的统计权重; E_1 , E_2 表示高、低能级的激发能; k_B 表示 Boltzman 常数 (1.380649×10^{-23} J/K); T 表示电子激发温度.

对于等离子体发射光谱而言, 原子谱线发射强度可以表示为

$$I = h\nu AN, \quad (9)$$

式中, I 为谱线发射强度; h 为普朗克常数 ($6.62607015 \times 10^{-34}$ J·s); c 为光速, ν 为发射光谱谱线频率; A 为上下能级之间的跃迁几率; N 为原子布居数. 根据两谱线强度计算电子激发温度法^[22], 联立 (8) 式和 (9) 式可得

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{I_1/(v_1 A_1)}{I_2/(v_2 A_2)} = \frac{g_1}{g_2} \exp \left[-\frac{E_1 - E_2}{k_B T} \right]. \quad (10)$$

进而可得

$$T = \left| \frac{E_1 - E_2}{k_B \ln \frac{I_1/(v_1 g_1 A_1)}{I_2/(v_2 g_2 A_2)}} \right|. \quad (11)$$

本文的工作介质为空气, 因此在滑动弧放电的发射光谱中出现大量的 N 的激发态, 根据两谱线法, 选用发射强度较高的同属于氮原子的两条较为清晰的谱线 391.9001 nm 以及 399.4997 nm 来计算电子的激发温度, 所需光谱数据来源于美国国家标准与技术学会网站, 列于表 1.

表 1 氮原子光谱数据

Table 1. Structural parameters of capillary of different kind of fluid.

λ/nm	E/cm^{-1}	A/s^{-1}	g
391.9001	190120.24	7.56×10^7	3
399.4997	174212.03	1.22×10^8	5

通过计算得到不同介质气体压力条件下滑动弧放电过程中电子激发温度如图 15 所示. 分析图 15 发现, 电子激发温度随介质气体压力的升高呈增大趋势, 介质气体压力为 0.1 MPa (大气压) 时, 电子激发温度为 0.8153 eV, 当介质气体压力升高到 0.4 MPa 时, 电子激发温度增大到 5.3165 eV. 在等离子体放电过程中, 非弹性碰撞是使基态原子跃迁到激发态的主要原因, 电子平均能量的高低主要反映在电子激发温度的变化上^[23], 而电子能量是通过电场加速获得^[24]. 因此电子激发温度的升高可由两个原因导致: 一方面由前文分析可知, 随着

介质气体压力升高, 滑动弧放电的击穿电压升高, 因此激发出的电子数量增多, 并且等离子体中电子在电场中获得的初始能量增大; 另一方面, 电弧击穿之后, 随着介质气体压力的升高, 维持电弧发展的电压增大, 两电极间的电场强度增加, 依据 $mv^2/2 = eE\lambda$ 可知, 电子在电场中获得的期望能量增大. 因此随介质气体压力的升高, 电子激发温度整体呈增大趋势.

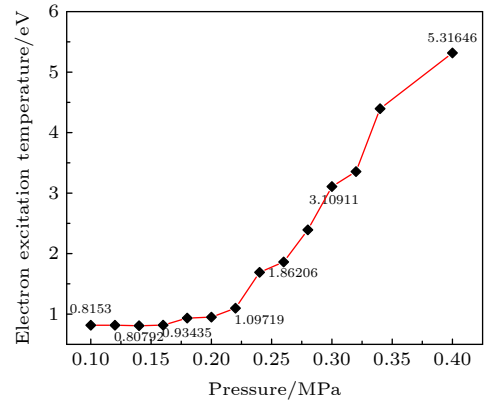


图 15 气体压力对电子激发温度的影响

Fig. 15. Influence of gas pressure on electron excitation temperature.

4 结 论

1) 高压下电弧运动过程会出现“弧道骤变现象”, 此现象和滑动弧放电的电压、电流变化密切相关, 因此可以通过高压下“弧道骤变”现象对滑动弧等离子体放电进行调控.

2) 介质气体压力升高, 电弧击穿频率并非单调变化, 由于气压升高对电弧的形成和发展起抑制作用, 因此在气体压力为 0.2 MPa 时, 电弧的击穿频率达到最大值, 为 26.55 kHz, 随着气压的继续升高电弧的击穿频率逐渐降低, 但是高压下的电弧击穿频率要高于常压下的电弧击穿频率.

3) 随着介质气体压力升高, 滑动弧放电的电压、电流、放电能量以及光谱发射强度总体呈升高趋势; 常压下滑动弧放电过程的能量为 84.74 J, 当介质气体压力升高到 0.52 MPa 后, 滑动弧放电的能量增大至 147.13 J, 滑动弧发射光谱整体呈现增强趋势, 在强电场的作用下, 分子激发态更多的被电离为原子激发态, 分子光谱发射强度有所减弱, 原子的光谱发射强度增强.

4) 运用两谱线法对滑动弧放电过程中的电

子激发温度进行计算, 常压下的电子激发温度为 0.8153 eV, 介质气体压力升高至 0.4 MPa 后, 电子激发温度升高至 5.3165 eV.

参考文献

- [1] Lesueur H, Czernichowski A, Chapelle J F. R. Patent 2639172[1988]
- [2] Du C M 2015 *Non-Thermal Arc Plasma Technology and Application* (Beijing: Chemical Industry Press) p15 (in Chinese) [杜长明 2015 非热电弧等离子体技术与应用 (北京: 化学工业出版社) 第15页]
- [3] Zhang H, Zhu F S, Li X D, Du C M, Bao Z, Cen K F 2015 *High Voltage Eng.* **41** 2930 (in Chinese) [张浩, 朱凤森, 李晓东, 杜长明, 薄拯, 岑可法 2015 高电压技术 **41** 2930]
- [4] Lei J P, He L M, Chen Y, Chen G C, Zhao B B, Zhao Z Y, Zhang H L, Deng J, Fei L 2020 *Acta Phys. Sin.* **19** 195203 (in Chinese) [雷健平, 何立明, 陈一, 陈高成, 赵兵兵, 赵志宇, 张华磊, 邓俊, 费力 2020 物理学报 **19** 195203]
- [5] Fridman A, Chirokov A, Gutsol A 2005 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **38** 1
- [6] Kim H S, Lee D H, Fridman A, Cho Y I 2014 *Int. J. Heat Mass Transfer* **77** 1075
- [7] Kusano Y, Sorensen B F, Andersen T L, Toftegaard H L, Leipold F, Salewski M, Sun Z W, Zhu J J, Li Z S, Alden M 2013 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **46** 135203
- [8] Du C M, Li J L, Yan J H 2008 *High Voltage Eng.* **34** 512 (in Chinese) [杜长明, 李俊岭, 严建华 2008 高电压技术 **34** 512]
- [9] Yu J L 2017 *The Third National Young Scholar Meeting on Combustion Research Conference* Shaanxi xian, China, April 14–17, 2017 p1 (in Chinese) [于锦禄 2017 第三届全国青年燃烧学术会议 陕西西安 2017年4月14—17日 第1页]
- [10] He L M, Chen Y, Liu X J, Wu Y, Liu P F, Zhang Y H 2016 *High Voltage Eng.* **42** 1921 (in Chinese) [何立明, 陈一, 刘兴建, 吴勇, 刘鹏飞, 张一汉 2016 高电压技术 **42** 1921]
- [11] Sun Z W, Zhu J J, Li Z S, Aldén M, Leipold F, Salewski M, Kusano Y 2013 *Opt. Express* **21** 6028
- [12] Du C M, Shi T H, Sun Y W, Zhuang X F 2008 *J. Hazard. Mater.* **154** 1192
- [13] Lu N, Sun D F, Wang B, Li J, Wu Y 2018 *High Voltage Eng.* **44** 1930 (in Chinese) [鲁娜, 孙丹凤, 王冰, 李杰, 吴彦 2018 高电压技术 **44** 1930]
- [14] Chen Z, Yu J L, Cheng W D, Jiang Y J, Jiang L Y, Tian Y, Zhang L 2021 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **54** 225203
- [15] Wu A J, Zhang H, Li X D, Lu S Y, Du C M, Yan J H 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 836
- [16] Wang Y, Li X D, Yu L, Yan J H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 035203 (in Chinese) [汪宇, 李晓东, 余量, 严建华 2011 物理学报 **60** 035203]
- [17] Kolev S, Bogaerts A 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 102704
- [18] Zhang L, Yu J L, Chen Y, Hu C H, Jiang Y J, Tian Y 2021 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **42** 124308 (in Chinese) [张磊, 于锦禄, 陈一, 胡长淮, 蒋永健, 田裕 2021 航空学报 **42** 124308]
- [19] Liu X, Subash A A, Bao Y, Hurtig T, Li Z S, Ehn A, Larfeldt J, Lörst D, Nilson T, Fureby C 2021 *American Institute of Aeronautics and Astronautics 2021 Scitech Forum* Reston VA, USA, January 11–21, 2021 p0653
- [20] He L M, Yu J L, Zeng H 2019 *The Technology of Plasma Ignition and Assisted Combustion* (Beijing: Aviation Industry Press) p71 (in Chinese) [何立明, 于锦禄, 曾昊 2019 等离子体点火与助燃技术 (北京: 航空工业出版社) 第71页]
- [21] Ke Y K, Dong H R 1998 *Handbook of Analytical Chemistry* (Vol. 3) (Beijing: Chemical Industry Press) p36 (in Chinese) [柯以侃, 董慧茹 1998 分析化学手册(第三卷) (北京: 化学工业出版社) 第36页]
- [22] Sun D P 2019 *Physics Experimentation* **39** 4 (in Chinese) [孙殿平 2019 物理实验 **39** 4]
- [23] Park H, Choe W 2010 *Curr. Appl. Phys.* **10** 1456
- [24] Song F L, Jin D, Jia M, Song Z J 2018 *Spectrosc. Spectral. Anal.* **38** 1675 (in Chinese) [宋飞龙, 金迪, 贾敏, 宋志杰 2018 光谱学与光谱分析 **38** 1675]

Experimental investigation of discharge characteristics of alternating current rotating gliding arc discharge under high air pressure^{*}

Zhang Lei¹⁾ Yu Jin-Lu^{1)2)3)†} Zhao Bing-Bing¹⁾ Chen Zhao¹⁾
Jiang Yong-Jian⁴⁾ Hu Chang-Huai¹⁾ Cheng Hui-Neng¹⁾ Guo Hao¹⁾

1) (*Aeronautics Engineering College, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China*)

2) (*School of Power And Energy, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710003, China*)

3) (*AECC Sichuan Gas Turbine Establishment, Chengdu 610599, China*)

4) (*Army Aviation Research Institute, Beijing 101121, China*)

(Received 1 July 2021; revised manuscript received 13 December 2021)

Abstract

In order to study the stability of gliding arc plasma discharge under mal-conditions, an experimental system for studying the high air pressure alternating current rotating gliding arc discharge is built. The discharge characteristics, arc motion characteristics and spectral characteristics of rotating gliding arc discharge are analyzed under high pressure experimentally. Experimental results show that the voltage, current and energy increase in the gliding arc discharge with the increase of air pressure. As the air pressure rises to 0.52 MPa, the discharge energy increases from 84.74 to 147.13 J. With the increase of gas pressure, the breakdown frequency of the arc does not change monotonically, but reaches a maximum value of 26.55 kHz at 0.2 MPa, while the emission spectral intensity increases. The “arc channel mutation” occurs in the process of arc motion under high pressure. The electron excitation temperature in the process of gliding arc discharge is calculated by the two-line method, and the electron excitation temperature of gliding arc discharge is 0.8153 eV at an atmosphere pressure. The electron excitation temperature rises with the increase of air pressure. The excitation temperature increases to 5.3165 eV at an air pressure of 0.4 MPa.

Keywords: rotating gliding arc plasma, high air pressure discharge, electron excitation temperature, breakdown frequency

PACS: 52.80.-s, 51.50.+v, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.71.20211232

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91741112, 51776223).

[†] Corresponding author. E-mail: yujinlu1@163.com