

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

毛细管放电等离子体射流的瞬态辐射热流特性*

刘天旭 王若丹 熊涛 王亚楠 赵政 孙安邦†

(西安交通大学, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

(2025年8月26日收到; 2025年9月30日收到修改稿)

毛细管放电等离子体射流点火装置结构简单可靠, 点火效能强, 是当前工业和学术领域的研究热点. 射流瞬态辐射热流特性是表征射流点火能力的重要手段, 本文搭建了基于薄膜量热计的瞬态辐射热流测量系统, 针对薄膜探头的测量范围、响应时间和灵敏度提出设计与优化方法; 研究了聚乙烯和聚四氟乙烯不同工质情况下, 储能电容电压和毛细管直径对输出辐射热流特性的影响. 结果表明, 毛细管放电辐射热流密度相较于主放电电流具有滞后性, 增大系统储能有助于提升主放电沉积能量效率与等离子体温度, 进而提升输出辐射热流密度与热流持续时间; 增大毛细管直径会减小放电时间常数进而缩短热流持续时间, 当毛细管直径从 1.5 mm 增至 3 mm 时, 辐射热流密度显著提升, 而当毛细管直径从 3 mm 增至 6 mm 时, 辐射热流密度随之下降. 此外, 主放电能量沉积效率、等离子体射流扩展特性以及工质烧蚀特性均会影响辐射热流密度; 聚乙烯工质毛细管放电较聚四氟乙烯工质辐射热流密度峰值更高, 峰值时间提前且持续时间更短.

关键词: 毛细管放电, 薄膜量热计, 辐射热流, 瞬态特性**PACS:** 52.77.Fv, 52.25.Kn, 52.30.-q, 52.70.Ds**DOI:** 10.7498/aps.74.20251151**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251151

1 引言

毛细管放电是一种通过电弧烧蚀高聚物材料形成等离子体, 从一端开口的毛细管通道喷出形成等离子体射流的一种放电形式. 毛细管放电等离子体射流具有高温、高速、高密度、高热流等特征^[1-3], 在空间推进^[4]、等离子体喷涂^[5]、高热负荷模拟^[6,7]、等离子体点火^[8,9]等领域发挥重要作用. 在等离子体点火应用中, 毛细管放电射流装置不依赖气路、阀门等复杂机械结构, 结构简单可靠, 相较于传统点火方式可以显著降低点火时延^[10,11], 具有良好的点火效能. 对毛细管放电等离子体射流的输出热流特性进行实验表征, 对于预测点火时延、表征等离

子体点火能力、研究等离子体点火机理至关重要.

目前等离子体热流测量主要包括等离子体参数建模、靶板法以及薄膜量热计法等几种形式. 等离子体参数建模法通过测量等离子体温度、密度、辐射通量等参数, 建模计算热流密度^[12-14]. Yang 等^[15]和 Jiang 等^[7]分别计算了不同电容电压和不同毛细管直径下毛细管放电等离子体输出热流, 但未给出热流的时间演化规律. 另外等离子体参数测量精度受测量方法与模型的影响, 而且毛细管放电射流包含光辐射、热对流、粒子轰击等复杂热作用形式, 模型难以准确描述多种作用过程, 具有一定的局限性.

靶板法通过测量靶板探头在接受等离子体射流作用前后温度变化计算输入热流. Liu 等^[16]使

* 陕西省自然科学基金计划 (批准号: 2024ZY-JCYJ-01-06)、中央高校基本科研业务费 (批准号: xtr052023003, xpt012024063)、电工材料电气绝缘全国重点实验室 (批准号: EIPe23114) 和航天进入减速与着陆技术实验室 (批准号: EDL19092404) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn

用 K 型热电偶测量铜钨合金量热探头温度变化计算获得不同储能下重频等离子体加速器输出热负荷. Gebhart 等^[2,3] 使用红外相机测量钨靶板接受等离子体射流作用后表面温度变化过程计算电热等离子体射流热流密度, 并比较了外加磁场以及电流脉宽对输出热流的影响. 然而毛细管放电具有持续时间短、等离子体参数变化迅速等特点, 受到靶板的热平衡时间以及热电偶等温度采集设备采样频率的限制, 难以实现脉冲等离子体射流输出热流的时间分辨.

薄膜量热计一般通过纳秒至亚微秒级响应时间的金属薄膜的电阻温度关系实现热流的瞬态测量, 研究者针对薄膜量热计的测量原理以及等离子体射流瞬态辐射热流特性开展了系列研究. Spielman 等^[17] 设计基于镍和金材料的薄膜辐射热计并对二者灵敏度进行比较, 实现了对 Z 箍缩的 X 射线通量测量绝对精度达到 $\pm 10\%$. Das 等^[18,19] 考虑了铂薄膜量热探头向基板的热传导过程, 使用逆方法计算电热等离子体射流的瞬态辐射热流密度, 并研究射流前驱激波和射流扩展过程对热流的影响. 蒋仕等^[20] 使用镍薄膜量热计测量低气压下毛细管放电辐射热流密度, 发现热流密度在时间上滞后于放电电流且衰减速度较放电电流更慢.

然而, 现有研究中缺少针对量热计参数设计方法的讨论, 另外毛细管放电等离子体热流测量多为输出参数随实验工况变化规律的总结, 缺乏对不同工况下毛细管放电辐射热流的时间演化规律, 以及结合放电过程与物理机制的分析. 因此, 本文搭建基于薄膜量热计的瞬态辐射热流测量系统, 提出薄膜探头的设计与优化方法以提升测量的准确性与可靠性; 在使用聚乙烯 (polyethylene, PE) 和聚四氟乙烯 (polytetrafluoroethylene, PTFE) 两种毛

细管工质情况下, 研究毛细管结构参数与电源参数对辐射热流瞬态输出特性的影响并分析其机制, 获得毛细管放电输出辐射热流的调控方法.

2 实验平台

2.1 薄膜量热计瞬态辐射热流测量系统

薄膜量热计是利用金属薄膜的热电阻原理, 吸收等离子体辐射热流导致温度上升, 通过测量金属薄膜的电阻变化对辐射热流进行计算. 薄膜量热计探头薄膜如图 1 所示, 其中金属薄膜长度、宽度、厚度分别为 l , w 和 d , 流经电流为 I , 辐射热流垂直作用于薄膜表面.

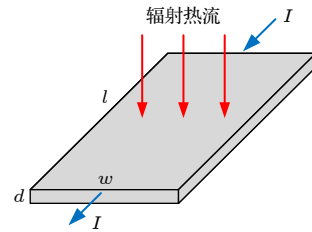


图 1 量热计探头的金属薄膜结构图

Fig. 1. Schematic of the metal thin-film in the heat flux gauge probe.

薄膜量热计测量系统结构如图 2 所示, 其中量热计探头如图 2(a) 所示, 将一长方形金属薄膜两端连接至 PCB 板的两个电极上, 薄膜表面距离 PCB 板 0.5 mm 以消除向 PCB 基板的热传导, 以避免基底材料热力学参数及表面特性等对热流测量引入更多的误差因素^[19]. 薄膜前方放置一块 2 mm 厚度的高透光度的亚克力 (polymethyl methacrylate, PMMA) 板, 以阻挡热等离子体直接与薄膜接触造成其损坏, 仅允许辐射热流通过. 量热计探

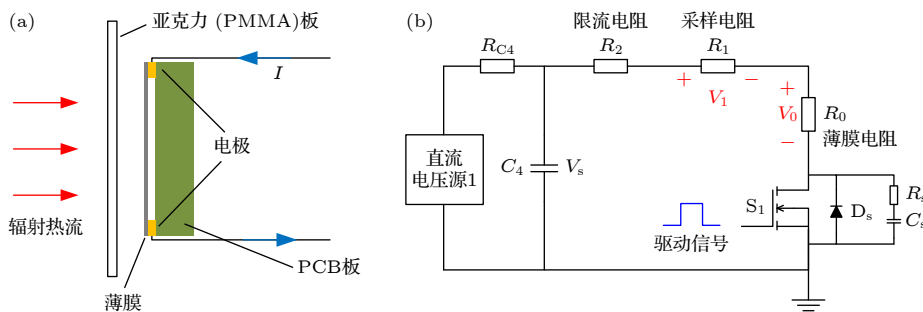


图 2 薄膜量热计测量系统的结构图 (a) 量热计探头; (b) 驱动电路

Fig. 2. Schematic of the film heatflux gauge measurement system: (a) The probe of the heat flux gauge; (b) the drive circuit.

头通过电极引线接至驱动电路, 其电路如图 2(b) 所示, 其中 R_0 为薄膜电阻, R_1 为采样电阻, R_2 为限流电阻. S_1 为 N-MOSFET 开关, R_s, C_s, D_s 构成 RCD 吸收电路, C_4 为储能电容器, 容量 15000 μF . C_4 的充电电压为 50 V, 限流电阻 $R_2 = 4 \Omega$, 采样电阻 $R_1 = 0.5 \Omega$. 测量前通过直流电压源 1 与充电限流电阻 R_{C4} 充电至 V_s , 测量时向 S_1 门级发送一脉宽为 250 μs 的驱动电平信号控制其开通, 使用电压探头 Pico TA375 (100 MHz) 测量探头薄膜电阻 R_0 和采样电阻 R_1 两端电压信号 (V_0 和 V_1) 并通过示波器 PicoScope 4824A (80 MSa/s, 20 MHz, 12 bit) 记录.

金属薄膜的电阻 R_0 可以用下式表示:

$$R_0 = \rho_r \frac{l}{wd} = \frac{\rho_{r0} l}{wd} (1 + \alpha T_C), \quad (1)$$

其中 ρ_r 为薄膜电阻率, ρ_{r0} 为薄膜在 0 $^\circ\text{C}$ 的电阻率, α 为薄膜电阻温度系数, T_C 为摄氏温度. 金属膜受到热作用后温度提升 ΔT 与电阻提升 ΔR 的关系为

$$\Delta T = \frac{wd}{\alpha \rho_{r0} l} \Delta R. \quad (2)$$

在不考虑金属薄膜向两端电极热传导以及向空气的对流传热的情况下, 单位面积薄膜吸收的能量 e 为

$$e = \frac{c_p m \Delta T}{s_0} = c_p \rho_m d \Delta T, \quad (3)$$

其中 s_0 为金属薄膜在辐射热流方向的投影面积, m 为薄膜质量, ρ_m 为薄膜密度, c_p 为恒压热容. 从 $t = 0$ 测量起始时刻开始, 当金属薄膜在时间 t 内电阻变化 $\Delta R(t)$ 可表示为

$$\begin{aligned} \Delta R(t) &= \frac{V_0(t)}{V_1(t)/R_1} - \frac{V_0(0)}{V_1(0)/R_1} \\ &= R_1 \left(\frac{V_0(t)}{V_1(t)} - \frac{V_0(0)}{V_1(0)} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $V_0(0), V_1(0)$ 分别为测量起始时刻金属薄膜 R_0 和定值电阻 R_1 两端的电压, $V_0(t), V_1(t)$ 为 t 时刻金属薄膜 R_0 和定值电阻 R_1 两端的电压. 金属薄膜中流经电流 I 产生的焦耳热 e_i 可以表示为

$$e_i(t) = \int_0^t I^2(\tau) (R_0(0) + \Delta R(\tau)) d\tau, \quad (5)$$

其中 $R_0(0)$ 为测量起始时刻金属薄膜电阻. 由 (3) 式计算的 t 时刻的薄膜单位面积吸收能量 $e(t)$, 经过 (5) 式的探头的电流焦耳热修正, 作用在金属薄膜

上的等离子体辐射热负荷 e_r (单位 J/m^2) 和辐射热流密度 q_r (单位 W/m^2) 分别为

$$e_r(t) = e(t) - e_i(t)/s_0, \quad (6)$$

$$q_r(t) = \frac{de_r(t)}{dt}. \quad (7)$$

量热计探头的设计需考虑探头薄膜的温升限制、响应时间以及灵敏度几个因素. 由 (3) 式可知, 在单位面积吸收能量为 e , 薄膜最大允许温升为 ΔT_{\max} 时, 薄膜厚度应满足:

$$d \geq \frac{e}{c_p \rho_m \Delta T_{\max}}. \quad (8)$$

金属薄膜在表面接收辐射能后, 需经过一定时间才能达到热平衡状态, 称为探头的响应时间, Starner 等 [21] 定义薄膜探头响应时间 t_R 为探头的后表面温度随时间变化率达到与薄膜平均温度随时间变化率的偏差低于 1% 所用的时间:

$$t_R = 0.5 \frac{d^2 \rho_m c_p}{k}, \quad (9)$$

式中 k 为导热系数. 可见探头薄膜厚度越小响应时间越短.

在金属薄膜单位面积上吸收能量相同的情况下, 金属薄膜的电阻的相对变化率越大, 测量探头电压与回路电流变化率越大, 测量系统拥有更大的信噪比. 定义量热计探头灵敏度 s 为在薄膜单位面积上吸收单位能量的情况下, 电阻变化与初始电阻的比值:

$$s = \frac{\Delta R}{R_0 e} = \frac{\alpha}{c_p \rho_m d (1 + \alpha T_0)}, \quad (10)$$

其中 T_0 为金属薄膜的初始温度, 假定为室温 25 $^\circ\text{C}$. 可见量热计薄膜的测量灵敏度由尺寸参数 d 以及金属薄膜的物性参数 c_p, ρ_m 和 α 所决定. 对于同种材料的薄膜灵敏度与厚度呈反比. 在厚度 $d = 10^{-6} \text{ m}$ 的情况下, 常见金属材料薄膜灵敏度如表 1 所示. 其中金属材料的密度、恒压热容与电阻率来自 CRC 手册 [22].

由表 1 可知, 常见金属材料中对热流灵敏度最高的是金属镁, 其余依次是铝、铁、镍、银. 但常见薄膜材料的灵敏度差异在 1 倍以内, 相较于直接减小量热计薄膜探头的厚度, 改变探头薄膜材料带来的灵敏度提升相对有限. 综合考虑到探头材料对热流的灵敏度、耐热性与化学稳定性, 本文中选择金属镍作为探头薄膜材料.

表 1 常见金属薄膜物性参数与灵敏度 ($d = 10^{-6}$ m)
Table 1. Physical properties and sensitivity of common metal films ($d = 10^{-6}$ m).

材料	ρ_m /(g·cm ⁻³)	c_p /(J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	α /(10 ⁻³ K ⁻¹)	s /(10 ⁻³ m ² ·J ⁻¹)
Ni	8.91	440	7.32	1.58
Au	19.3	128	4.04	1.47
Ag	10.5	235	4.13	1.52
Cu	8.92	385	4.40	1.16
Fe	7.87	449	7.09	1.70
Al	2.70	897	4.60	1.74
Pt	21.1	133	3.88	1.26
Pd	12.0	240	3.76	1.12
Mg	1.74	1023	4.14	2.07

使用高温干燥箱对薄膜的电阻-温度曲线进行标定,考虑PCB材料FR4的最大耐温约150℃,选择最大标定温度为120℃,在标定范围 $\Delta T_{\max} = 100$ K的情况下,为满足实验中最大约1000 J/m²的热负荷测量,根据(8)式,选定镍薄膜的厚度 $d = 3$ μm;由(9)式计算此时探头响应时间 $t_R = 0.2$ μs,能够实现毛细管放电辐射热流的时间分辨测量。

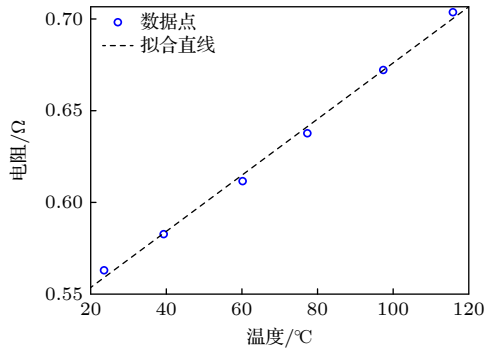


图 3 量热计探头的电阻-温度关系

Fig. 3. Resistance-temperature relationship of the heatflux gauge probe.

经测量,量热计探头的镍薄膜长度为13.0 mm,宽度为1.14 mm,在高温干燥箱中标定探头的电阻-温度拟合直线,如图3所示,计算 $\Delta T/\Delta R = 653.4$ K/Ω.本文中薄膜量热计热流测量系统参数如表2所示。

表 2 薄膜量热计热流测量系统参数
Table 2. Parameters of the film heatflux gauge measurement system.

参数	数值
ρ_m /(kg·m ⁻³)	8.91×10^3
c_p /(J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	440
l /mm	13
w /mm	1.14
d /μm	3
R_1 /Ω	0.5
R_2 /Ω	4
V_s /V	50
$\Delta T/\Delta R$ /(K·Ω ⁻¹)	653.4

2.2 毛细管放电等离子体射流实验诊断平台

本文在前期搭建的毛细管放电等离子体射流点火系统上开展实验^[23],实验诊断平台如图4所示,分为毛细管放电射流装置、脉冲电流回路、脉冲电压回路、电流泄放回路、控制系统、实验诊断设备等.其中毛细管放电射流装置结构如图5所示,其中阳极与阴极间毛细管通道长度为25 mm,阳极与触发电极间的触发间隙长度为5 mm,阴极、阳极、触发电极材料为黄铜.毛细管工质材料选择聚乙烯和聚四氟乙烯进行比较.毛细管放电在大气压开放空气环境中进行。

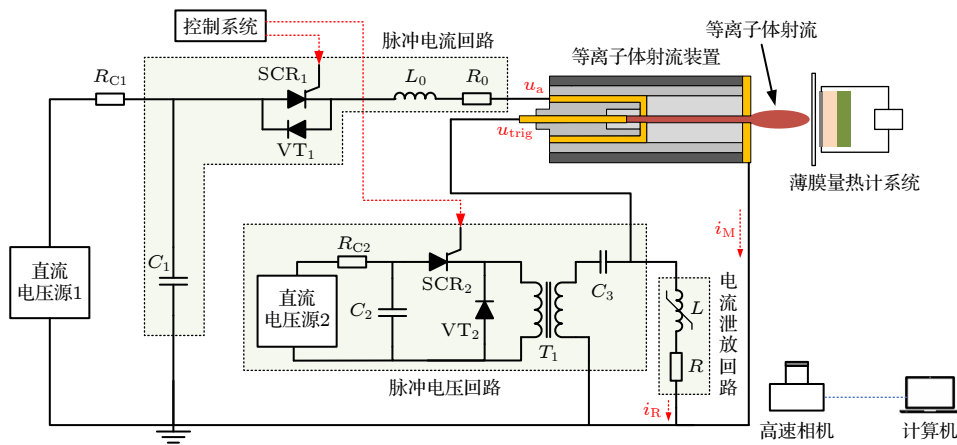


图 4 毛细管放电等离子体射流实验平台结构图

Fig. 4. Schematic of the capillary discharge plasma experimental platform.

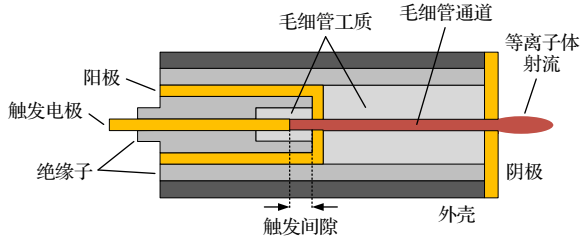


图 5 毛细管放电射流装置结构图

Fig. 5. Schematic of the capillary discharge device.

用高压探头 Pinteck P6018A (18 kV, 100 MHz) 测量触发电极电压 u_{trig} , 差分探头 Siglent DPB5700 (7 kV, 70 MHz) 测量阳极电压 u_a , 电流线圈 Meatrol HCT-CXF-10235-PZ (20 kA, 500 kHz) 和 Meatrol HCT-9534 (20 kA, 10 MHz) 分别测量脉冲电流回路 i_M 与电流泄放回路电流 i_R , 并通过示波器 Siglent 2504X oscilloscope (2 GSa/s, 500 MHz) 记录电压电流信号. 使用高速相机 Phantom v2012 (10^5 f/s, $1 \mu\text{s}$ 曝光, 加装减光滤镜) 拍摄等离子体射流在大气中扩展演化图像. 在高速相机拍摄时移去薄膜量热计探头.

3 毛细管放电过程及辐射热流瞬态特性

3.1 毛细管放电过程及电学参数计算

PE 和 PTFE 工质毛细管在电容 C_1 充电电压为 2 kV (储能 280 J) 时, 其放电的电压电流波形分别如图 6(a), (b) 所示.

整个放电过程可以分为触发间隙击穿 (t_A-t_C)、等离子体喷射触发 (t_C-t_D) 和主放电 (t_D-t_E) 三个阶段, 各阶段详细物理过程见文献 [23]. 其中 PE 和 PTFE 工质的主放电起始时间 t_D 分别在间隙击穿 t_B 后的 $55.5 \mu\text{s}$ 和 $57.0 \mu\text{s}$, 主放电电流脉宽分别为 $53.0 \mu\text{s}$ 和 $58.3 \mu\text{s}$. PTFE 的放电时间较长, 呈现更加明显的拖尾效应. 主放电阶段毛细管通道电流迅速增长至数 kA, 产生显著热效应烧蚀管壁材料产生等离子体并加热至 10^4 K 量级, 该阶段是等离子体产生并形成射流的主要阶段, 其能量沉积过程直接影响等离子体射流的输出参数. 在整个毛细管放电的过程中, 电容器 C_1 储能 E_0 转化为等离子体喷射触发阶段消耗能量 E_1 、主放电阶段电弧沉积能量 E_2 、放电后电容残余能量 E_3 以及电路中的损耗能量. 各阶段能量 E_i ($i = 0, 1, 2, 3$) 及占电容储能的比例 η_i ($i = 1, 2, 3$) 由以下公式计算

得到:

$$E_0 = \frac{1}{2} C_1 U_0^2, \quad (11)$$

$$E_1 = \frac{1}{2} C_1 (U_0^2 - U_D^2), \quad (12)$$

$$E_2 = \int_{t_D}^{t_E} P_M dt = \int_{t_D}^{t_E} [u_a i_M + (u_a - u_{\text{trig}}) i_R] dt, \quad (13)$$

$$E_3 = \frac{1}{2} C_1 U_E^2, \quad (14)$$

$$\eta_i = \frac{E_i}{E_0} \times 100\%, \quad (15)$$

其中 U_0 为电容器 C_1 的初始电压, U_D 为主放电阶段开始 t_D 时刻电容器 C_1 的电压, U_E 为主放电结束 t_E 时刻电容器 C_1 的残余电压.

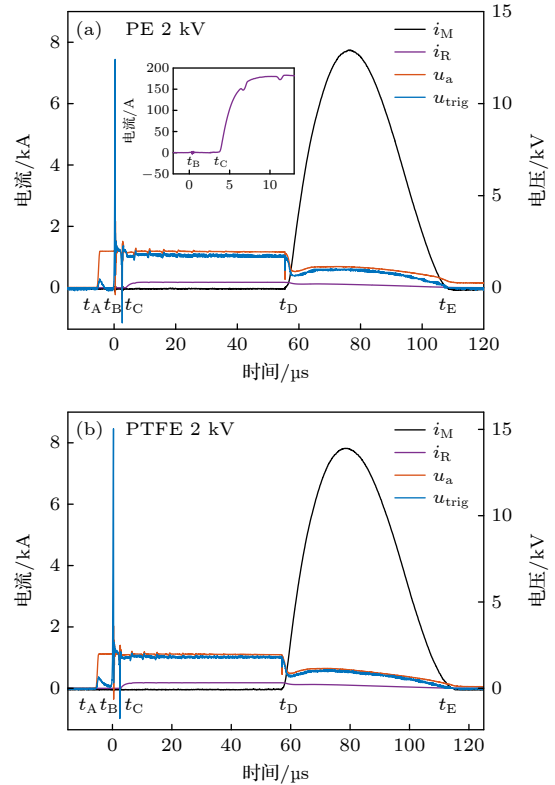


图 6 不同工质毛细管放电的电压与电流波形 (a) PE; (b) PTFE

Fig. 6. Voltage and current waveforms of capillary discharge with different propellant: (a) PE; (b) PTFE.

3.2 等离子体射流发展形貌

在电容器 C_1 充电电压为 2 kV 时, 使用高速相机拍摄 PE, PTFE 工质毛细管放电等离子体射流在大气压空气中扩散过程如图 7(a), (b) 所示, 高速摄影图像序列的时间零点为主放电起始时间 t_D .

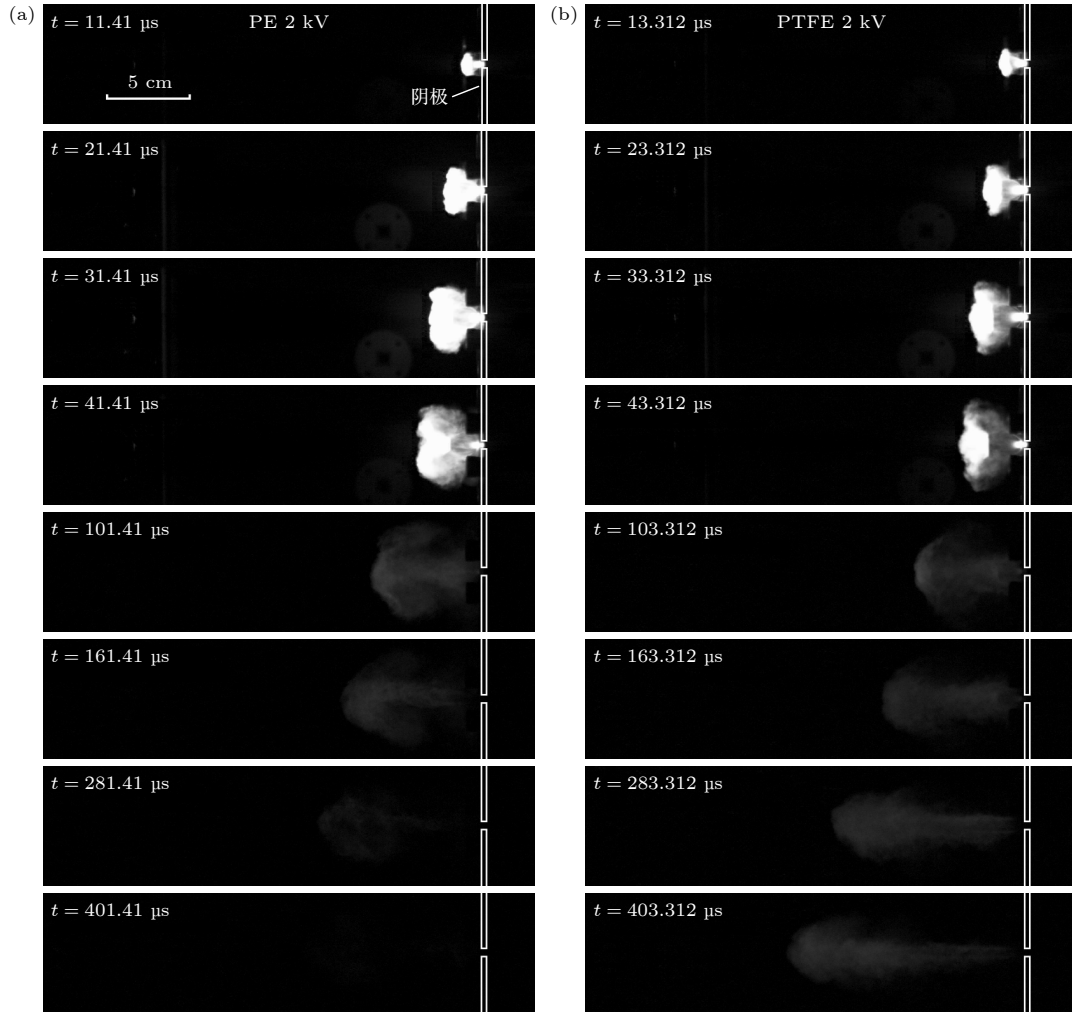


图 7 高速相机拍摄的不同工质等离子体射流在空气中发展过程 (a) PE; (b) PTFE

Fig. 7. Image sequence of plasma jet development in air captured by high-speed camera with different propellant: (a) PE; (b) PTFE.

对高速摄影图像进行空间尺寸标定后, 设置图像亮度阈值对等离子体射流图像二值化以确定等离子体射流空间区域, 定义等离子体射流的长度和宽度为射流二值图像在轴向和径向上的最大尺寸, 计算不同时刻的等离子体射流的长度、宽度如图 8 所示.

图 7 显示在主放电前 45 μs 内, 等离子体射流呈现马赫盘等超音速射流特征, PE 射流的亮度较 PTFE 更高, 在主放电结束后, PE 工质射流更快地与空气掺混、冷却, 在放电起始约 300 μs 后射流基本消散; 而 PTFE 工质等离子体射流在放电起始后 400 μs 时仍能保持形状. 由图 8 可以看出, 相较于 PTFE 工质, PE 工质等离子体射流在前期拥有更快的发展速度. 这是因为毛细管通道高聚物工质在电弧加热完全解离后, PTFE 平均分子量 (16.67) 比 PE 的平均分子量 (约 4.68) 更大, 等离子体粒子

热运动速度较低导致前期扩散速度较慢, 但更大的平均分子量使射流拥有更大的惯性, 能够在更长时间内向前发展不易消散.

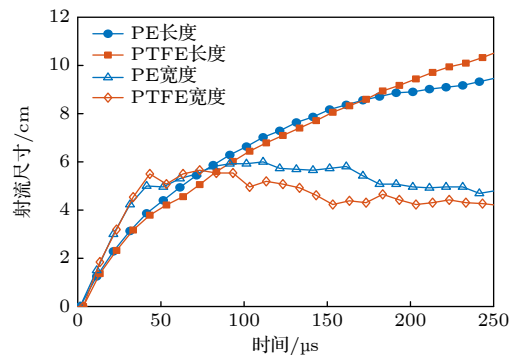


图 8 PE 和 PTFE 工质等离子体射流长度和宽度随时间变化趋势

Fig. 8. Temporal variation of the length and width of plasma jets with PE and PTFE propellant.

3.3 等离子体射流辐射热流特性

量热计探头在射流装置阴极前方 3 cm 测量辐射热流密度, 设置薄膜量热计测量电路在触发间隙击穿的时刻开始测量. 图 9 展示了 PE 工质毛细管放电工况和空载无热流作用工况下, 测量的驱动电路薄膜探头 R_0 和限流电阻 R_1 两端电压 V_0 和 V_1 经 200 kHz 频率低通滤波的波形, 以及对应的毛细管放电时刻.

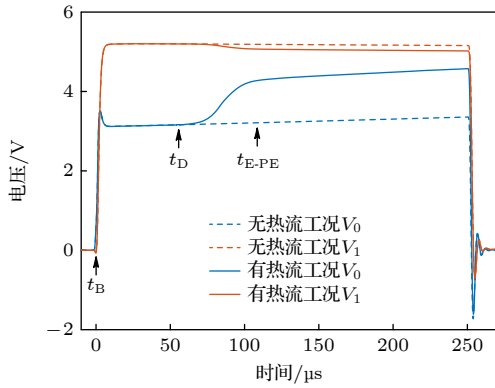


图 9 驱动电路 V_0 和 V_1 电压波形 (200 kHz 低通滤波)
Fig. 9. Voltage waveform of V_0 and V_1 in the drive circuit (200 kHz low-pass filtered).

由图 9 可知, 在有放电辐射热流作用工况下, 薄膜探头电压 V_0 呈现先缓慢上升, 再快速上升, 再缓慢上升的趋势, 采样电阻电压 V_1 由于串联分压的关系呈相反趋势. 这是由于在主放电开始的 t_D 时刻前, 放电电流很小且等离子体射流未出阴极喷口, 无辐射热流作用于镍薄膜, 镍薄膜探头仅在电流焦耳热的作用下温度提升电阻增大, 其两端电压 V_0 小幅提升; 而在 t_D 时刻主放电开始, 在等离子体射流的辐射热流和电流焦耳热的共同作用下, 薄膜温度和电阻快速增大导致 V_0 快速上升; 在 t_E 时刻后主放电结束, 等离子体射流消散辐射作用快速降低, 薄膜探头电压 V_0 上升速度减缓.

将主放电起始时间 t_D 作为时间零点, 计算 PE 和 PTFE 工质在电容器 C_1 充电电压为 2 kV 时毛细管放电的热负荷 e_r 和热流密度 q_r 曲线, 及对应的毛细管放电时刻如图 10 所示. 由于主放电开始的 t_D 时刻毛细管通道击穿的存在电磁干扰, 本文在主放电开始 5 μ s 后计算热流密度.

由图 10 可以看出, PE 和 PTFE 的热流密度曲线均呈先增大后减小的趋势, 和主放电电流 I_M

的变化趋势一致, 主放电电流的提升导致毛细管通道电弧等离子体焦耳加热功率提升, 进而提升等离子体温度和辐射热功率. 辐射热流作用的时间和主放电时间基本一致, 但是存在一定的滞后性, PE 和 PTFE 的热流密度峰值时间分别滞后于主放电电流 I_M 的峰值时间约 8.5 μ s 和 10.7 μ s, 这是因为等离子体从毛细管内部向空气中扩展需要一定的时间. PE 热流密度峰值时间较 PTFE 峰值时间早约 2.2 μ s, 是 PE 工质毛细管放电等离子体射流在前期发展过程中的扩展速度较 PTFE 更快所致.

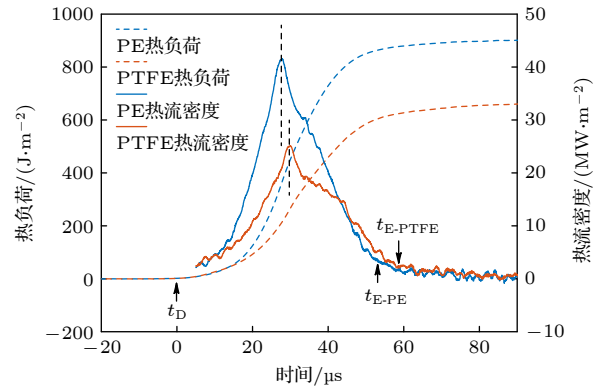


图 10 PE 和 PTFE 工质毛细管放电热负荷与热流密度
Fig. 10. The heat load and the heat flux of the capillary discharge with PE and PTFE propellant.

在 t_E 时刻, 主放电阶段电流以及毛细管通道电能沉积功率已经降低至 0, 但是热流密度仍有 2—3 MW/m^2 , 主放电结束后, 等离子体射流在自身辐射作用和与空气掺混过程中损失能量并迅速冷却, 尽管等离子体射流自发光可持续数百微秒, 辐射热流在主放电开始后约 80 μ s 即降至极低水平.

对于 PE 和 PTFE 工质的主放电阶段, 沉积在镍薄膜探头上的辐射热负荷 e_r 分别为 900 J/m^2 和 660 J/m^2 , 热流密度峰值 q_r 分别为 41 MW/m^2 和 24.8 MW/m^2 . PE 的辐射热负荷与热流密度分别是 PTFE 的 1.36 倍和 1.65 倍. 其中 PTFE 的热流持续时间较 PE 热流持续时间更长, 这和 PTFE 工质主放电持续时间较长以及等离子体射流在空气中持续时间较长有关. 假设等离子体辐射热流密度在毛细管射流装置阴极前方 $r = 3$ cm 的半球面上均匀分布, PE 和 PTFE 工质的放电过程中总辐射能量 $E_r = 2\pi r^2 e_r$ 约占主放电阶段毛细管通道电能沉积 E_2 的 2.0% 和 1.5%.

4 电容电压与毛细管直径对辐射热流的影响

4.1 电容器 C_1 充电电压对辐射热流密度的影响

在毛细管通道直径为 3 mm 时, 设置储能电容器 C_1 的充电电压分别为 1.25, 1.5, 1.75, 2 kV 以改变电容储能 E_0 (分别为 109.375, 157.5, 214.375 和 280 J), 测量电压电流波形, 以主放电起始时间为时间零点, 在 C_1 不同充电电压下的主放电电流波形如图 11 所示; 计算不同放电阶段能量沉积效率, 如图 12 所示.

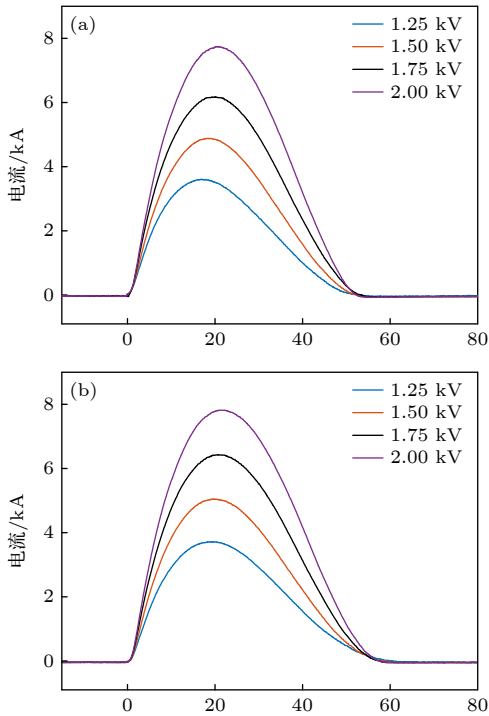


图 11 C_1 不同充电电压下的主放电电流波形 (a) PE; (b) PTFE
Fig. 11. The main discharge current waveform under different charging voltage of C_1 : (a) PE; (b) PTFE.

由图 11 和图 12 可知, 毛细管放电电流峰值 I_M 和主放电阶段毛细管通道能量沉积效率均随电容器的充电电压提升而提升, PTFE 工质毛细管放电在电容器充电电压较低时有更高的能量沉积效率. 使用高速相机拍摄不同工况下等离子体射流发展演化图像序列, 计算等离子体射流的长度与宽度随时间变化曲线, 如图 13 所示.

由图 13 可知, 对于 PE 和 PTFE 两种工质, 随着电容充电电压的提升, 主放电电流 I_M 增大,

毛细管通道温度与压强越高, 射流在长度和宽度方向有更快的扩展速度. 测量并计算 PE, PTFE 毛细管工质在不同的电容器充电电压下, 在阴极前方 3 cm 处的热流密度随时间变化曲线, 如图 14 所示. 比较辐射热负荷与辐射热流峰值与电容储能的关系, 如图 15 所示.

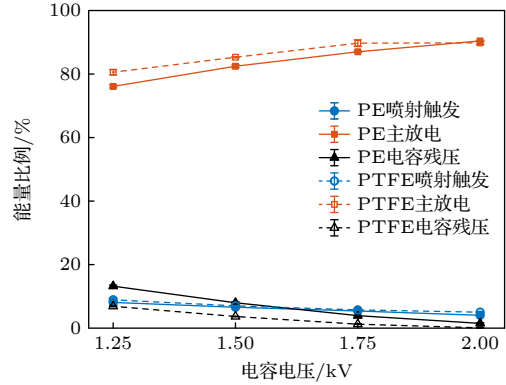


图 12 C_1 不同充电电压下不同放电阶段能量沉积效率
Fig. 12. The energy deposition efficiency of different discharge stage under different charging voltage of C_1 .

可见, 随着电容器 C_1 充电电压的提升, PE 和 PTFE 两种工质毛细管放电的辐射热流密度峰值和热流密度持续时间增大. 等离子体射流的热负荷与热流密度和电容器储能正相关, 而且热流密度的增长速度大于电容器储能的增长速度. 这是因为一方面, 主放电过程中毛细管通道电能沉积效率 E_2 随着电容充电电压的增加而增加, 另一方面电容器充电电压越高主回路电流 I_M 越大, 等离子体射流的温度和扩展速度也越高, 根据斯特藩-玻尔兹曼定律, 能够输出更高的热辐射功率.

4.2 毛细管直径对辐射热流密度的影响

在储能电容器 C_1 的电压为 2 kV 时, 改变毛细管通道直径分别为 1.5, 3, 4.5 和 6 mm, 测量电压电流波形, 以主放电起始时间为时间零点, 不同毛细管直径下的主放电电流波形如图 16 所示, 计算不同放电阶段能量沉积效率, 如图 17 所示.

从图 16 可知, 随着毛细管直径的增大, 放电电流峰值增大, 同时电流脉宽即主放电时间减小. 这是因为随着直径的增大毛细管通道电弧截面积增大, 等效电阻减小, 放电时间常数也随之减小. 在能量沉积效率方面, 两种工质均在 3 mm 直径下达到能量沉积效率的峰值, 这是因为当毛细管直径

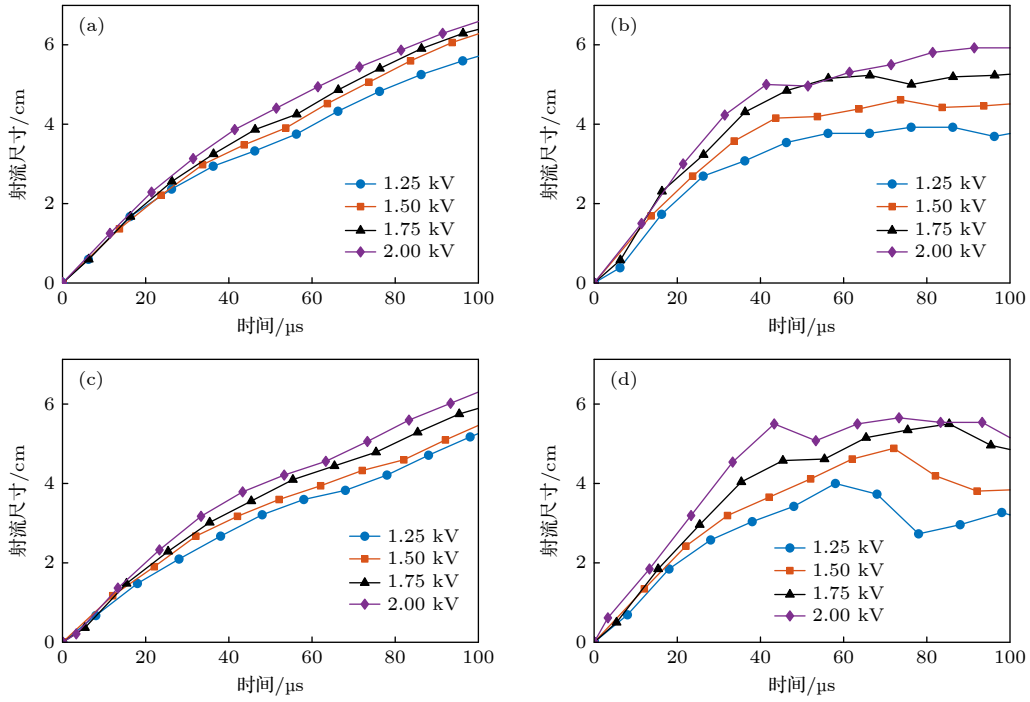


图 13 C_1 不同充电电压下等离子体射流尺寸随时间变化 (a) PE 长度; (b) PE 宽度; (c) PTFE 长度; (d) PTFE 宽度

Fig. 13. Temporal variation of plasma jet sizes under different charging voltage of C_1 : (a) PE length; (b) PE width; (c) PTFE length; (d) PTFE width.

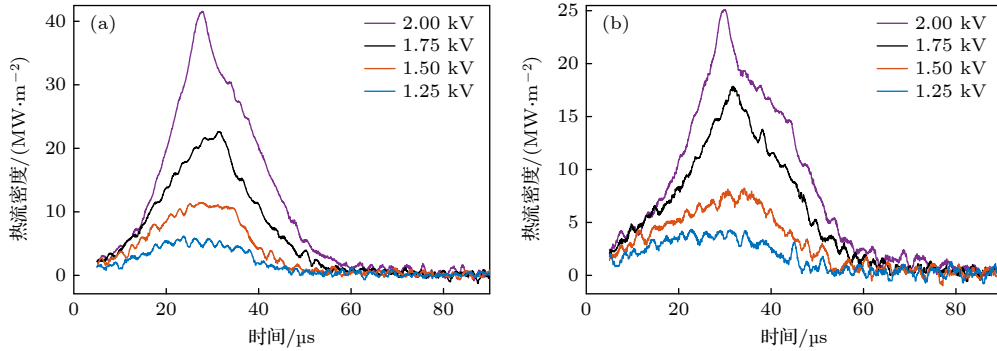


图 14 C_1 不同充电电压下的热流密度随时间变化 (a) PE; (b) PTFE

Fig. 14. Temporal variation of the heatflux under different charging voltage of C_1 : (a) PE; (b) PTFE.

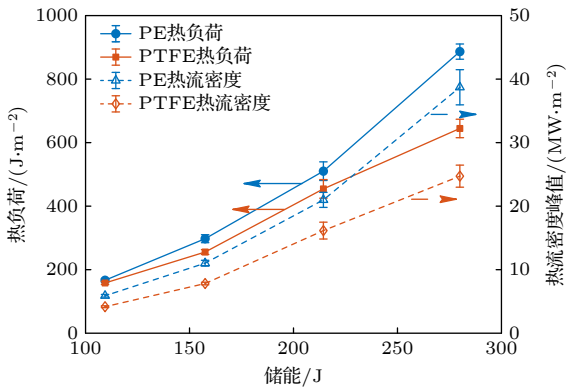


图 15 C_1 不同储能条件下毛细管放电热负荷与热流密度峰值

Fig. 15. The heat load and the peak heat flux under different storage energy of C_1 .

过小时, 放电过程中毛细管通道压力显著提升, 同时电弧阻抗较大, 以及烧蚀产物的低温蒸汽层的阻碍作用, 不利于电弧通道的发展与维持^[24], 导致放电结束后储能电容器仍残余较高的电压. 而毛细管直径较大时, 一方面等离子体喷射触发阶段等离子体喷射压力不足, 更长的触发时间导致更多的能量消耗, 另一方面较大的放电电流导致在电容、导线等部件的杂散电阻上消耗更多能量. 通过高速相机拍摄并计算不同工况下等离子体射流长度与宽度随时间变化如图 18 所示.

由图 18 可见, 在毛细管通道直径为 1.5 mm 时, 两种工质的等离子体射流的扩展速度明显比其他

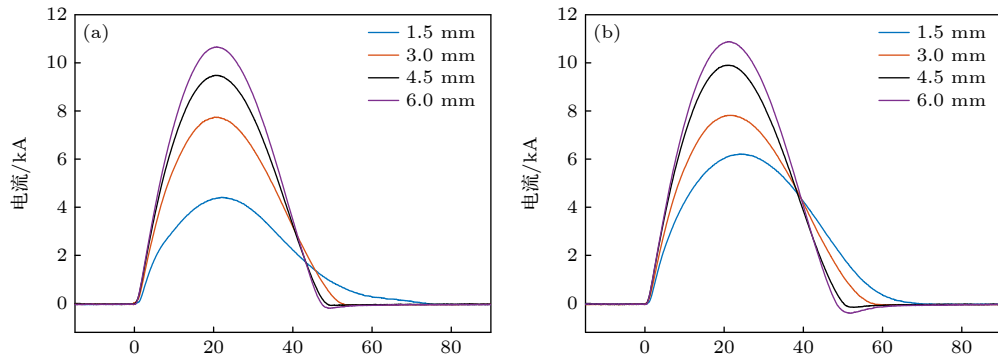


图 16 不同毛细管直径下主放电电流波形 (a) PE; (b) PTFE

Fig. 16. The main discharge current waveform under different capillary diameter: (a) PE; (b) PTFE.

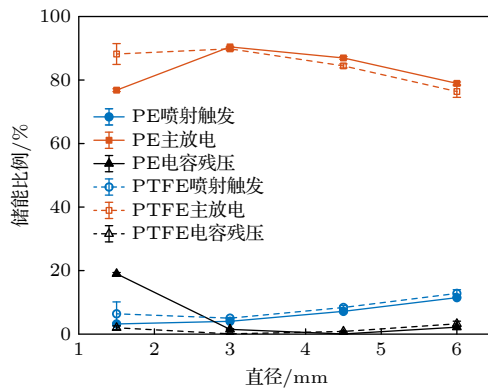


图 17 不同毛细管直径下不同放电阶段能量沉积效率

Fig. 17. The energy deposition efficiency of different discharge stage under different capillary diameter.

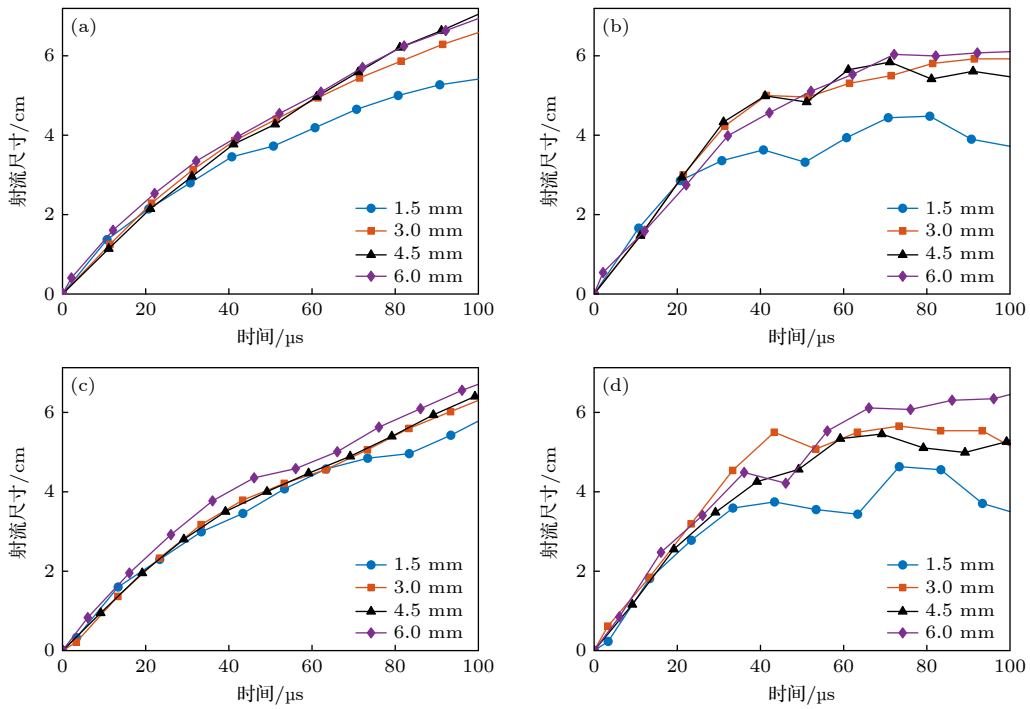


图 18 不同直径毛细管放电等离子体射流尺寸随时间变化 (a) PE 长度; (b) PE 宽度; (c) PTFE 长度; (d) PTFE 宽度

Fig. 18. Temporal variation of plasma jet sizes under different capillary diameter: (a) PE length; (b) PE width; (c) PTFE length; (d) PTFE width.

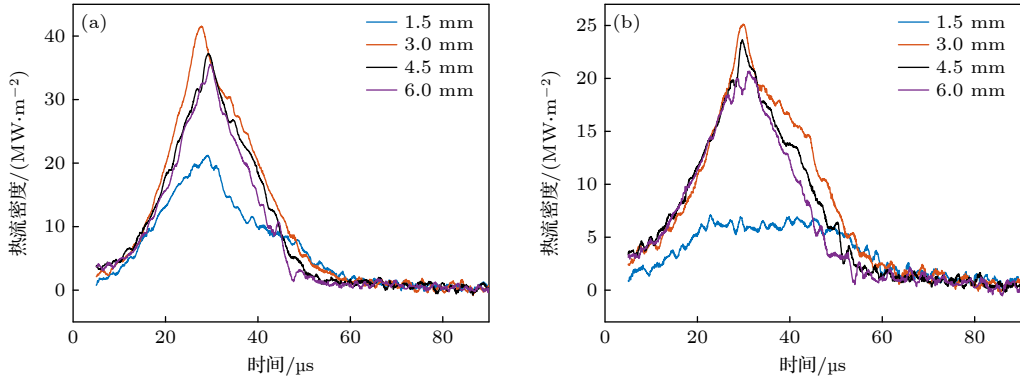


图 19 不同直径下的热流密度随时间变化 (a) PE; (b) PTFE

Fig. 19. Temporal variation of heat flux under different capillary diameter: (a) PE; (b) PTFE.

工况更慢, 在宽度方向上更为显著, 这和毛细管通道电弧发展受阻相关; 当直径大于 3 mm 时, 等离子体射流的扩展过程随直径变化不明显. 测量并计算不同毛细管直径下 PE, PTFE 工质在阴极前方 3 cm 处热流密度随时间变化曲线, 如图 19 所示; 比较热负荷与热流密度峰值与毛细管直径的关系, 如图 20 所示.

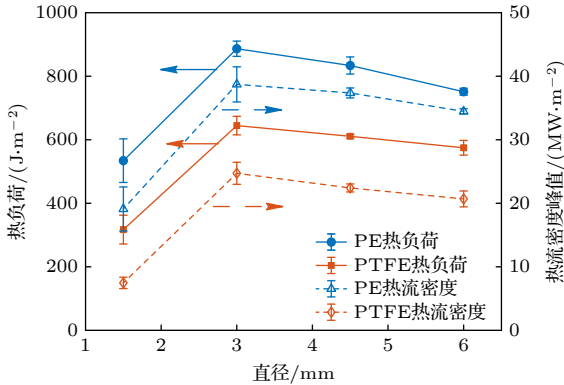


图 20 不同毛细管直径放电热负荷与热流密度

Fig. 20. The heat load and the peak heat flux under different capillary diameter.

由此可见, 对于 PE 和 PTFE 工质的毛细管放电热负荷与热流密度均在直径 3 mm 时候达到峰值, 在直径 1.5 mm 时两种工质的热负荷和峰值热流密度均显著低于直径 3 mm 的工况; 而在毛细管直径大于 3 mm 时, 随着毛细管直径的增大, 热流密度与热负荷均减小, 这和主放电阶段沉积能量呈现正相关性, 主放电阶段沉积能量降低导致输出热流密度降低. PE 和 PTFE 工质在毛细管直径 6 mm 时的热流密度峰值比直径 3 mm 时分别降低了 11.0% 和 16.3%. 此外, 等离子体辐射热流密度的持续时间随毛细管直径的增大而缩短, 和主放电持续时间的变化趋势一致.

比较不同工质、不同直径毛细管放电后在阴极前方 3 cm 处挡板上的沉积物情况, 如图 21 所示, 可见随着毛细管直径的增大, 射流喷射到挡板上的沉积物逐渐减少, 对于相同直径的毛细管放电 PE 工质较 PTFE 工质有更少的沉积物. 相关研究表明, 毛细管直径增大会导致放电过程中毛细管通道的温度提高, 压强降低 [7,25], 毛细管通道的温度升高使工质烧蚀裂解更为充分, 等离子体射流中的大

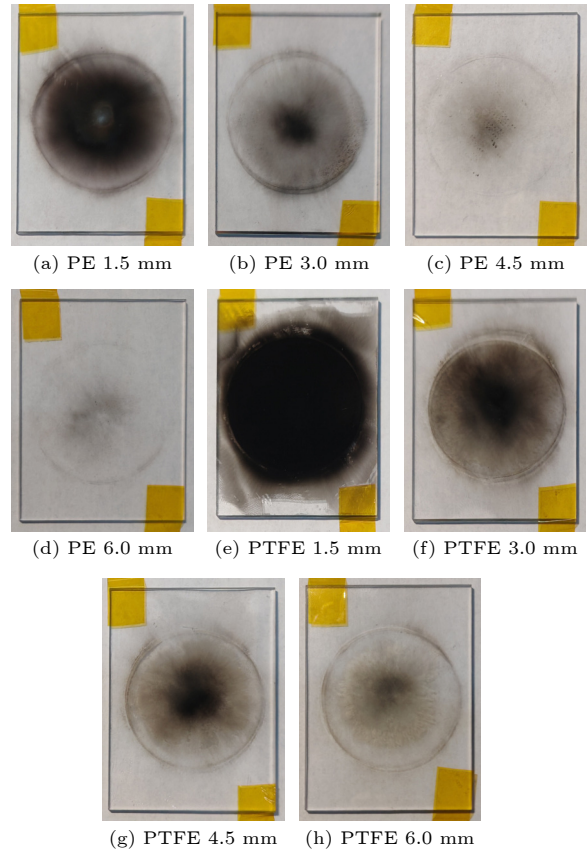


图 21 不同直径毛细管放电后 PMMA 挡板上沉积物

Fig. 21. Deposits on the PMMA boards after discharge with different capillary diameter.

分子工质以及炭黑颗粒等会减小; 而根据动力学烧蚀理论^[26], 毛细管通道的压强增大会导致毛细管通道等离子体向壁面回流沉积增加, 这增大了射流中的沉积物的比例, 而相同温度与压力下 PTFE 的烧蚀率较 PE 更高^[27]; 射流中的炭黑等沉积物可能会吸收部分等离子体辐射能, 而且喷射在挡板上的沉积物会对后续等离子体射流光辐射有一定的阻碍作用. 在毛细管直径为 1.5 mm 情况下, 更慢的射流扩展速度导致射流与探头平均距离较远、总辐射功率较低, 以及等离子体射流沉积物影响, 其热流密度相较于其他工况显著降低.

5 结 论

本文搭建了基于薄膜量热计瞬态辐射热流测量系统, 针对薄膜探头的测量范围、响应时间与灵敏度参数提出设计与优化方法; 并结合电学诊断与高速摄影方法, 研究毛细管工质种类、系统储能与毛细管直径对输出等离子体辐射热流的影响并结合放电过程分析其机制.

1) 减小量热计探头薄膜厚度有助于缩短探头的响应时间以及提升灵敏度, 但会减小热负荷测量的最大范围. 而改变探头薄膜材料带来的探头灵敏度变化相对有限.

2) 毛细管放电辐射热流密度相较于主放电电流具有滞后性, 热流密度峰值时间和结束时间均滞后于主放电电流. 等离子体射流输出辐射能量占主放电电弧通道沉积能量的 1%—2%.

3) 毛细管放电等离子体辐射热流密度峰值和储能电容电压正相关, 且储能电容电压越高热流持续时间越长, 辐射热流密度峰值的增长速度高于系统储能的增长速度.

4) 毛细管放电热流持续时间随毛细管直径的增大而缩短, 毛细管直径从 1.5 mm 增至 3 mm 时辐射热流密度显著提升, 但直径从 3 mm 增至 6 mm 过程中辐射热流密度有所下降; 主放电过程毛细管通道能量沉积效率、射流发展形貌以及射流中沉积物等因素均可能会对辐射热流造成影响.

5) 在相同工况下, PE 工质的辐射热流密度与热负荷高于 PTFE 工质, PE 工质的辐射热流密度峰值较 PTFE 热流峰值时间更为提前且持续时间更短, 但是 PTFE 工质的等离子体射流在大气中能够发展更长的距离持续更长时间, 这可能会在等

离子体点火中的对流传热与活性粒子作用方面有积极作用.

参考文献

- [1] Taylor M J 2001 *IEEE Transactions on Magnetics* **37** 194
- [2] Gebhart T E, Martinez-Rodriguez R A, Baylor L R, Rapp J, Winfrey A L 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 063302
- [3] Gebhart T E, Baylor L R, Rapp J, Winfrey A L 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 033301
- [4] Wang Y N, Ge C J, Cheng L, Ding W D, Geng J Y 2020 *J. Propul. Techn.* **41** 149 (in Chinese) [王亚楠, 葛崇剑, 程乐, 丁卫东, 耿金越 2020 *推进技术* **41** 149]
- [5] Winfrey A L, Bourham M A 2013 *2013 IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conference (PPPS 2013)* San Francisco, CA, USA, June 16–21, 2013 p1
- [6] Yang W H, Hang Y H, Fan H, Chen L, Li X W, Murphy A B 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 075204
- [7] Jiang S, Chen L, Shi H T, He Y Z, Li X W 2023 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **51** 1117
- [8] Li J, Litzinger T A, Thynell S T 2005 *J. Propul. Power* **21** 44
- [9] Li J, Litzinger T A, Thynell S T 2004 *J. Propul. Power* **20** 675
- [10] Wang Q, Yang W H, Hang Y H, Fan H, Li X W 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 334002
- [11] Wang Q, Hang Y H, Li X W, Jia S L 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 1950
- [12] Morgan T W, De Kruif T M, Van Der Meiden H J, Van Den Berg M A, Scholten J, Melissen W, Krijger B J M, Bardin S, De Temmerman G 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 095004
- [13] Porwitzky A J, Keidar M, Boyd I D 2007 *Propell. Explos. Pyrot.* **32** 385
- [14] Porwitzky A J, Keidar M, Boyd I D 2007 *IEEE Trans. Magnet.* **43** 313
- [15] Yang W H, Jiang S, Chen L, Li X W, Gu K Q, He Y Z, Li W H 2021 *Phys. Plasmas* **28** 113503
- [16] Liu S, Xu T, Shi Y H, Zhan W, Liu C Y, Lu Z J, Yang L J 2022 *Rev. Sci. Instrum.* **93** 103544
- [17] Spielman R B, Deeney C, Fehl D L, Hanson D L, Keltner N R, McGurn J S, McKenney J L 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 651
- [18] Das M K, Thynell S T 2006 *J. Thermophys. Heat Tr.* **20** 903
- [19] Das M, Thynell S T, Li J, Litzinger T A 2005 *J. Thermophys. Heat Tr.* **19** 572
- [20] Jiang S, Yang W H, Chen L, Li W H, Li X W, Shi H T 2022 *Proc. CSEE* **42** 415 (in Chinese) [蒋仕, 杨伟鸿, 陈立, 李伟昊, 李兴文, 石桓通 2022 *中国电机工程学报* **42** 415]
- [21] Starner K 1968 *ISA Trans.* **7** 181
- [22] Haynes W M 2016 *CRC Handbook of Chemistry and Physics (97th ed.)* (Boca Raton: CRC Press) pp 2097–2289
- [23] Liu T X, Cheng R Z, Wang R D, Zhao Z, Wang Y N, Sun A B 2024 *Rev. Sci. Instrum.* **95** 093540
- [24] Wang Y N, Ren L Y, Ding W D, Sun A B, Geng J Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 235204 (in Chinese) [王亚楠, 任林渊, 丁卫东, 孙安邦, 耿金越 2021 *物理学报* **70** 235204]
- [25] Zhang J B, Li X W, Yang W H, Yan W R, Wei D, Liu Y, Yan G H 2018 *Phys. Plasmas* **25** 103501
- [26] Keidar M, Boyd I D, Beilis I I 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1675
- [27] Li R, Li X W, Jia S L, Murphy A B, Shi Z Q 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1033

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas

Transient radiative heat flux characteristics in capillary discharge plasma jets*

LIU Tianxu WANG Ruodan XIONG Tao WANG Yanan
ZHAO Zheng SUN Anbang[†]

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 26 August 2025; revised manuscript received 30 September 2025)

Abstract

The capillary discharge plasma ignition device features a simple and reliable structure with a high ignition efficiency, and has become a research focus in both industrial applications and academic studies. The transient radiative heat flux characteristics of the plasma jet is a critical indicator for characterizing its ignition capability. In this work, a transient radiative heat flux measurement system based on a thin-film heatflux gauge is established. Design and optimization methods are proposed to address the measurement range, response time, and sensitivity of the thin-film probe. The results indicate that reducing the thickness of the film can enhance measurement sensitivity effectively, whereas changing the film material yields relatively limited improvement. Additionally, the effects of energy storage capacitor voltage and capillary diameter on the output radiative heat flux characteristics are investigated using polyethylene and polytetrafluoroethylene as capillary propellant. The results indicate that the radiative heat flux of capillary discharge exhibits a temporal delay compared with the main discharge current. Increasing the voltage of the energy storage capacitor enhances the energy deposition efficiency of the main discharge and the plasma temperature, thereby improving both the output radiative heat flux and the duration of the heat flux. Moreover, the growth rate of the heat flux exceeds that of the stored energy. Enlarging the capillary diameter reduces the discharge time constant, thereby shortening the heat flux duration. At the same time, the ablation of the propellant becomes more sufficient, resulting in fewer jet deposits and a weaker absorption of the heat flux. When the capillary diameter increases from 1.5 mm to 3 mm, the jet expansion velocity and the energy deposition efficiency are significantly enhanced, leading to a remarkable increase in the radiative heat flux density. However, when the diameter further increases from 3 mm to 6 mm, the jet expansion velocity changes marginally, while the decrease of energy deposition efficiency can result in a reduction in radiative heat flux. The capillary discharge with polyethylene propellant exhibits a higher peak radiative heat flux, an earlier peak time, and a shorter duration than that with the polytetrafluoroethylene propellant.

Keywords: capillary discharge, thin-film heatflux gauge, radiative heat flux, transient characteristics

PACS: 52.77.Fv, 52.25.Kn, 52.30.-q, 52.70.Ds

DOI: [10.7498/aps.74.20251151](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251151)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251151](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251151)

* Project supported by the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2024ZY-JCYJ-01-06), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant Nos. xtr052023003, xpt012024063), the State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, China (Grant No. EIPE23114), and the Laboratory of Aerospace Entry, Descent and Landing Technology, China (Grant No. EDL19092404).

[†] Corresponding author. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn



毛细管放电等离子体射流的瞬态辐射热流特性

刘天旭 王若丹 熊涛 王亚楠 赵政 孙安邦

Transient radiative heat flux characteristics in capillary discharge plasma jets

LIU Tianxu WANG Ruodan XIONG Tao WANG Yanan ZHAO Zheng SUN Anbang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235210 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251151

CSTR: 32037.14.aps.74.20251151

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251151>

当期内容 View table of contents: <https://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

腔体结构参数对毛细管放电型脉冲等离子体推力器放电特性的影响

Influence of cavity configuration parameters on discharge characteristics of capillary discharge based pulsed plasma thruster

物理学报. 2021, 70(23): 235204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211198>

面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration

物理学报. 2022, 71(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435>

用于激光尾波加速的弯曲毛细管内气流运动的模拟研究

Simulation study on gas flow in curved capillary used in laser wakefield acceleration

物理学报. 2023, 72(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230893>

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>

基于玻璃毛细管的大气环境MeV质子微束的产生与测量

Production and measurement of MeV proton microbeams in atmospheric environment based on glass capillary

物理学报. 2024, 73(10): 104101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240301>

刚性毛细管内微气泡弹跳行为

Bouncing behavior of microbubbles in rigid capillary tube

物理学报. 2025, 74(21): 214302 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250968>