

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究

漆亮文 赵崇霄 闫慧杰 王婷婷 任春生

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet

Qi Liang-Wen Zhao Chong-Xiao Yan Hui-Jie Wang Ting-Ting Ren Chun-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 035203 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181832

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181832>

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

放电参数对同轴枪中等离子体团的分离的影响

Influence of discharge parameters on blow-by in a coaxial plasma gun

物理学报. 2015, 64(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.075201>

同轴枪脉冲放电等离子体输运过程中密度变化的实验研究

Experimental study on coaxial gun pulse discharge plasma density change in transport process

物理学报. 2017, 66(5): 055203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.055203>

脉冲放电产生螺旋流注的等离子体特性研究

Plasma characteristics of helical streamers induced by pulsed discharges

物理学报. 2017, 66(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.155202>

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>

非均匀磁场尘埃等离子体中颗粒的复杂运动

Complex motions of grains in dusty plasma with nonuniform magnetic field

物理学报. 2015, 64(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.64.195202>

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究*

漆亮文 赵崇霄 闫慧杰 王婷婷 任春生†

(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)

(2018年10月10日收到; 2018年12月15日收到修改稿)

同轴枪放电可以产生高速度、高密度的等离子体射流, 在天体物理、核物理等研究领域具有广泛的应用. 基于同轴枪放电等离子体运动的“雪犁模型”分析, 本实验通过对等离子体光电信号和磁信号的测量及放电照片的拍摄, 研究了不同放电电流和气压对同轴枪放电等离子体电流片的运动特性、电流通道分布的影响. 实验结果发现: 一次放电过程中, 气压为 10 Pa、放电电流为 35.7—69.8 kA 时, 随着放电电流的增加, 等离子体喷射速度增加, 输运距离与离子携带的轴向动能成正比, 大电流条件下, 等离子体喷出枪口时易于在枪底端形成新的电流通道; 气压为 5—40 Pa、放电电流为 49.8 kA 时, 随着气压的增加, 等离子体喷射速度减小, 输运距离缩短, 高气压下, 等离子体喷出枪口时在枪底端未产生新的放电通道, 这与放电过程中遗留在枪底端的带电粒子和电流片渗漏残留在枪内的中性粒子共同形成的阻抗通道有关; 电流反向时, 二次放电击穿位置发生在电极头部, 放电过程中存在多次放电现象.

关键词: 同轴枪, 等离子体, 光电流信号, 磁场**PACS:** 52.80.Vp, 52.50.Dg, 52.70.Kz, 98.38.Am**DOI:** 10.7498/aps.68.20181832

1 引言

脉冲同轴等离子体枪利用放电过程中流过电极间的电流产生的洛伦兹力加速等离子体, 可产生高速度、高温度、高密度^[1-4]的等离子体射流. 在等离子体空间推进^[5,6]、模拟国际热核聚变反应堆计划 (ITER) 中边缘局域模与器壁材料相互作用^[7-11]、磁约束聚变装置中燃料注入^[12-14]以及实验室天体物理研究^[15]等方面具有广泛的应用. 工作于“雪犁模型”^[16,17]下的同轴枪放电过程中, 预先充入腔体的工作气体在外加电压下击穿放电, 沿电极起始端的绝缘层附近形成一个轴对称的等离子体薄层, 此等离子体薄层连接内外电极形成一个闭合回路. 流过中心电极的电流在其周围会感应出角向磁场, 等离子体在洛伦兹力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 的作用下沿轴向运动, 类似于扫雪形式推动并电离前面的中性气体, 使得被电离的中性粒子随等离子体以相同的速度喷出

枪口.

同轴枪放电等离子体的应用中, 关于等离子体参数的测量是非常重要的研究内容. 中国科学院空间科学与应用研究中心高著秀等^[18]采用发射光谱的多普勒频移测量研究了不同放电参数对等离子体速度的影响, 结果表明速度随充电电压的增大而增大, 随气压的增大而不断减小. 大连理工大学张俊龙等^[19]利用光电倍增管直接观察到了等离子体团的 blow-by 现象, 研究了放电参数对等离子体团的分离的影响, 指出等离子体团的分离程度与枪内电流片所受的径向磁压梯度大小有关. 西安交通大学刘帅等^[20]利用光电二极管和磁探针研究了近似方波的电流作用下平行轨道加速器内等离子体的动力学特性, 通过冲击摆测量了首次等离子体射流的动量. 然而, 关于同轴枪内等离子体电流片的运动特性、电流通道分布特点等国内研究相对较少. 在国外, Pert^[21]利用磁探针研究了同轴枪内电流片

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0301206) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rchsh@dlut.edu.cn

前后的电流通道分布,发现在放电后期,绝缘层底板处会产生一个固定的等离子体弧,形成 Crowbar 效应. Crowbar 放电不仅能侵蚀电极材料,使得等离子体品质变差,而且严重影响了紧凑型高密度等离子体的产生. Bruzzone 和 Martínez^[22]在研究电流片的演化过程中也发现了放电过程中电极末端附着部分的放电电流存在电流停滞现象,并通过等离子体电阻曲线的分析发现在电流片后面存在的涡流效应. Al-Hawat^[23]和 Chow 等^[24]在关于高密度等离子体聚焦的研究中选择中心电极为阳极,由于枪内角向磁场与半径成反比,等离子体会在磁压较小的阴极区域堆积,造成等离子体质量损失,使得实验速度与雪梨模型下的理论值存在偏差. 基于目前的研究分析,以往的诸多实验主要研究特定放电条件下枪内电流通道的分布演化特点,而在同轴枪的实际应用中,喷射出的等离子体特性及其输运是主要关注的对象.

考虑同轴枪内角向磁场分布不均匀的情况,本实验利用负脉冲高压放电,由于放电过程中离子流向内电极运动增大其表面的摩擦阻力,使得电极间隙内的等离子体在不同径向位置所受的磁压力不均匀性效应减小,其运动过程更适合使用“雪梨模型”描述. 因此,预填充模式下负脉冲放电更容易产生高速度、高密度等离子体射流. 然而,在负脉冲放电条件下,针对如何获得紧凑高密度的等离子体喷射,避免放电过程中二次击穿造成的等离子体形貌变化、质量损失等研究相对较少,电流通道分布特性与放电参数间的关系尚不明确. 本文利用磁探针研究同轴枪放电过程中的电流通道的分布特性,同时测量了等离子体光电流信号及回路电流、电压信号,研究了不同放电参数(放电电流与工作气压)对等离子体运动特性的影响.

2 实验装置

实验装置与光电信号测量原理如图 1 所示,放电装置主要由同轴放电枪、供电系统、输运通道、真空系统四部分组成. 其中同轴枪由实心圆柱内电极和空心圆柱外电极组成,内电极由直径 50 mm、长 245 mm 的黄铜材料构成;外电极内径 100 mm,长 270 mm,材料为不锈钢,加速长度为 200 mm. 内外电极间通过厚 20 mm、直径 100 mm 的尼龙介质绝缘,电极间隙 25 mm. 内电极末端有一个直径 10 mm 的通气孔,实验过程中经通气孔充入 Ar 气进行放电. 供电系统主要由 4 个 60 μF 电容并联的电容组作为放电电源,电容充电电压最大为 10 kV,放电电流最大可达 100 kA. 输运通道为长 40 cm、直径 30 cm 的玻璃直筒,通过法兰连接在放电枪与真空腔室中间,其主要作用是便于观察等离子体的输运过程和光学诊断. 真空系统由机械泵、分子泵、复合真空计三部分组成,实验时通过真空系统维持腔体内的气压,本底真空可达 10^{-3} Pa,根据所需的气压充入氩气.

同轴枪外电极接地,内电极接电容器高压输出端,输出电压为负脉冲,采用 Pearson 电流探头和差分探头分别测量放电回路电流及枪两端的电压. 在距离枪底绝缘面 $Z = 50, 100$ mm 处布置两个磁探针,分析枪内电流通道分布的变化及等离子体电流片的运动,磁探针绕制在直径为 5 mm 的尼龙骨架上,线圈为直径 0.3 mm 的漆包线,匝数为 9 匝,通过阻容积分器得到磁场并以电压信号输出,积分器电容和电阻分别为 1 μF 和 330 Ω . 两个磁探针插入内径为 10 mm 的陶瓷管内,磁探针中心距离内电极 20 mm. 两个相同型号的光电探测器 1 和 2 (Thorlabs PDA-10A) 分别位于距枪喷口端 25 和 125 mm 处,用于测量输运过程中等离子体的发光

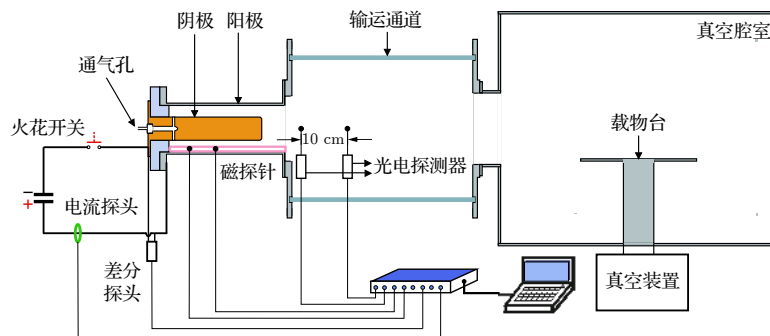


图 1 实验装置与测量原理图

Fig. 1. Schematic of experimental setup and diagnosis measurement.

信号, 并通过两信号出现的时间差计算等离子体喷射速度 $V = \frac{L}{\Delta t}$ (L 是两光电探测器间隔距离, Δt 为两光电流信号出现的时间间隔). 等离子体发出的光信号通过准直器 (Thorlabs F240SMA-A)、光纤进入光电探测器, 并输出一定的电压信号. 放电电流、电压信号及光电探测器、磁探针输出的电压信号均通过一台八通道数字示波器 (PicoScope 4828) 进行记录分析.

3 结果与讨论

3.1 同轴枪放电特性

同轴枪放电的击穿过程发生在枪起始端两电极间绝缘层附近的位置, 气体击穿后放电电流迅速增加, 流过等离子体的电流连接内外电极形成 RLC 闭合回路, 等离子体在洛伦兹力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 作用下沿轴向运动. 电容器充电电压 4 kV、氩气气压 10 Pa 的放电条件下, 得到电压、电流及磁场波形如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 气体击穿时电压迅速降至某非零值后升高, 这与等离子体电感和电阻有关. 等离子体在放电过程中不断积累磁能用于等离子体加速, 部分转化为等离子体轴向运动动能, 同时由于带电粒子与中性分子碰撞冲击中将部分磁能转化为无定向热能. 放电电流增加, 第一个半周期电流峰值为 39.2 kA, 脉宽为 50 μs .

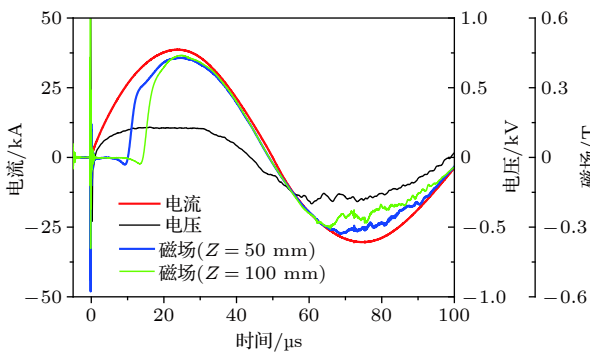


图 2 电容器充电电压 4 kV、氩气气压 10 Pa 的放电条件下电压、电流及磁场波形

Fig. 2. Waveforms of voltage, current and magnetic field on discharge condition that the charge voltage of capacitor is 4 kV, and the Ar gas pressure is 10 Pa.

观察第一个半周期内不同位置处的磁场信号发现, 气体击穿后等离子体是以电流片的形式向前运动. 等离子体电流片未经过磁探针时, 输出电压幅值为零, 当等离子体运动经过磁探针后, 由通过中心电极的电流产生的方位角磁场穿过探针时引

起磁通变化, 输出一定的电压信号, 幅值与放电电流大小成正比关系. 等离子体电流片经过 $Z = 100$ mm 处的磁探针后, 两磁信号同步并随电流幅值而变化, 电流片携带全部的放电电流, 这些现象均符合“雪犁模型”. 第一个半周期放电结束到电流反向后的 15 μs 时间内, 磁探针一直有磁信号输出, 并随着电流幅值变化, 这表明二次放电发生在电极头部. 随后两磁信号出现多次振荡, 对应的电压信号也出现相同频率的振荡, 这是由于同轴枪内部发生多次放电现象, 电流通道贯穿于整个枪内, 等离子体并不是以单独的电流片形式存在, 从 $Z = 100$ mm 处的磁场小于 $Z = 50$ mm 的磁场信号也可以证明. 在此过程中, 各电流通道均在洛伦兹力作用下向前运动, 在放电后期两磁信号重合.

等离子体在喷出枪口 25 mm 和 125 mm 处的光电流信号如图 3 所示, 光电流信号具有一定的宽度, 这与放电产生的等离子体的形貌有关. 光电流信号 2 强度明显比光电流信号 1 弱, 造成此现象的原因是输运过程中等离子体能量损耗, 损耗机制主要包括以下两种: 1) 喷出枪口时的等离子体具有一定的轴向动能, 在输运过程中不断与中性粒子发生碰撞并伴随着电子与离子间的复合, 等离子体能量及密度降低, 发光减弱; 2) 等离子体具有较高的温度, 电子在热膨胀作用下向输运通道器壁扩散, 并与器壁复合损失. 相比于一次放电的光电流信号, 二次放电过程产生的等离子体光电流强度很弱. 这是由于一次放电过程中等离子体电流片几乎扫过了所有的中性气体, 电极通道内残留的中性粒子数很少, 产生的等离子体密度较低, 发光减弱. 此外, 根据图 2 的分析, 低密度的等离子体不能承载大电流时会存在多次放电现象, 每个电流通道都

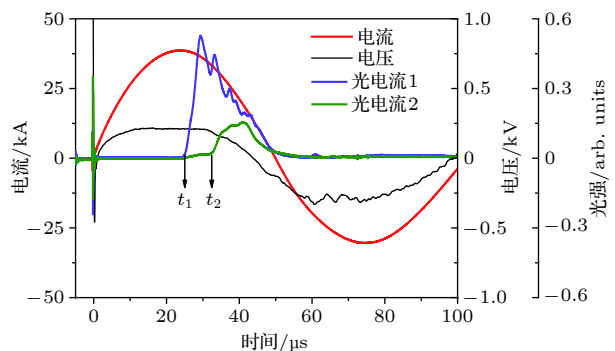


图 3 等离子体在喷出枪口 25 和 125 mm 处电压、电流及光电流波形

Fig. 3. Waveforms of voltage, current and photocurrent of the plasma when it jets 25 and 125 mm from the gun nozzle.

有分流作用,稀薄的等离子体所受洛伦兹力减小,使其遗留在枪内并未喷出。

3.2 二次击穿现象

一次放电过程中,当电容器电压施加在同轴枪电极两端时,击穿过程发生在绝缘层表面。击穿瞬间等离子体压力大于初始时刻电流片后面的磁压力,使得等离子体电流片加速运动之前,部分带电粒子已沉积在绝缘层附近,电流片倾向于依附在绝缘层表面^[25]。此后,电流片在扫除中性气体的过程中由于渗漏导致的部分中性粒子也存在于枪内。放电后期由遗留在电流片之后的带电粒子碰撞电离部分残余的中性分子形成一种低阻抗路径^[21],产生新的电流通道。图4为放电电流69.8 kA、气压为10 Pa条件下的电压、电流及磁场波形。可明显看出,在放电后期,电压波形和磁场波形均出现了一次振荡,其幅值均先减小后增加。气体击穿后枪两端的电压由以下公式决定:

$$V_g = \frac{d}{dt}(LI) + RI, \quad (1)$$

式中 I 为放电回路电流, $\frac{d}{dt}(LI)$ 是由枪电感引起的电压降, RI 是枪内等离子体电阻引起的电压降。这表明在电流的第一个半周期内存在二次击穿。等离子体电流片运动至枪口喷出后,放电通道维持在电极头部。然而,遗留在枪底的带电粒子在电场作用下碰撞电离渗漏的中性分子,使其再次击穿。此时,枪内存在两个电流通道,新电流通道的形成使得同轴枪内部阻抗突然减小,电压会先减小后增加,与初始气体击穿特性一致。同时,新电流通道的出现

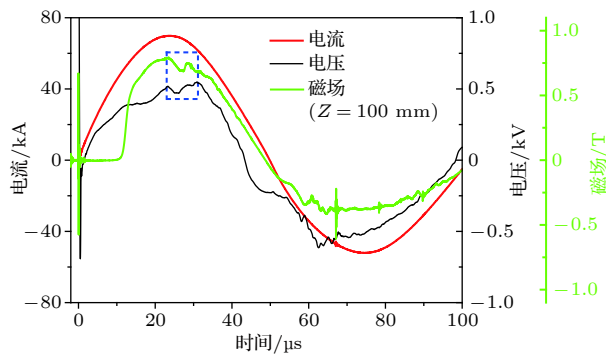


图4 放电电流69.8 kA、气压为10 Pa条件下电压、电流及磁场波形

Fig. 4. Oscilloscope of the voltage, current and magnetic probe signals recorded at $Z = 100$ mm on condition that the discharge current is 69.8 kV, and the Ar gas pressure is 10 Pa.

会携带部分放电电流,使得流经磁探针位置处的电流有所减小,磁场信号也随之减弱,出现振荡。

3.3 电流对放电过程及等离子体运动的影响

为研究放电电流对等离子体运动的影响,将腔室气压恒定为10 Pa,磁探针距离枪底绝缘面 $Z = 100$ mm,光电探测器1离枪喷口25 mm。选择放电电压为3.5, 4, 6, 7 kV,对应得到如图5所示的电压电流、磁场及光电流波形。从图5可以发现,随着放电电压的增大,第一个半周期电流峰值呈线性增加,电流脉宽保持为50 μ s。从光电流信号1随电流的变化可以明显看出:随着放电电流的增加,光电流信号出现的时间 t_1 向前移动。光电探测器与 Pearson 电流探头响应时间延迟为400 ns,这表明等离子体在枪内的加速时间随电流的增加逐渐缩短,与等离子体电流片运动速度成反比。对比图5(a)—(d)发现,随着放电电流的增加,同轴枪两端的电压幅值明显增加。这是由于等离子体横切角向磁场时正负电荷分离引起的,可类比于“霍尔效应”,其电压幅值与等离子体电流片运动速度和角向磁场强度有关。放电电流增大会使得角向磁场增强,等离子体在扫雪过程中速度也随之增加,“霍尔效应”明显增强。

观察图5中磁场信号与电压信号发现,随着放电电流的增大,等离子体在喷出枪口时容易在枪底部形成新的电流通道。由于放电过程中电压幅值是146—543 V,不足以使得绝缘材料发生击穿。所以此电流通道的产生是遗留在电流片之后带电粒子与中性分子形成的低阻抗路径下的电流重新分布。电流较小时,等离子体以整团的形貌喷出枪口,而大电流条件下,喷出的等离子体是尖锐的峰值后拖着较大的尾流。出现这种现象的原因是:随着放电电流的增大,等离子体密度和温度增加^[26],等离子体压力不断增大。在气体击穿的初始时刻,放电电流产生的磁压力较等离子压力小,等离子体在击穿后以电流片的形式迅速喷出,遗留在绝缘层附近的带电粒子数增多。等离子体电流片喷出枪口时,遗留在枪底的带电粒子与残余的中性分子碰撞电离导致二次击穿,携带部分放电电流。

预填充模式下同轴枪放电等离子体理论速度可依据雪犁模型计算,根据动量守恒定律:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{dz}{dt} \right) = \frac{1}{2} L' I^2, \quad (2)$$

其中同轴枪电感梯度 $L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_o}{r_i}$ (r_i, r_o 分别为同

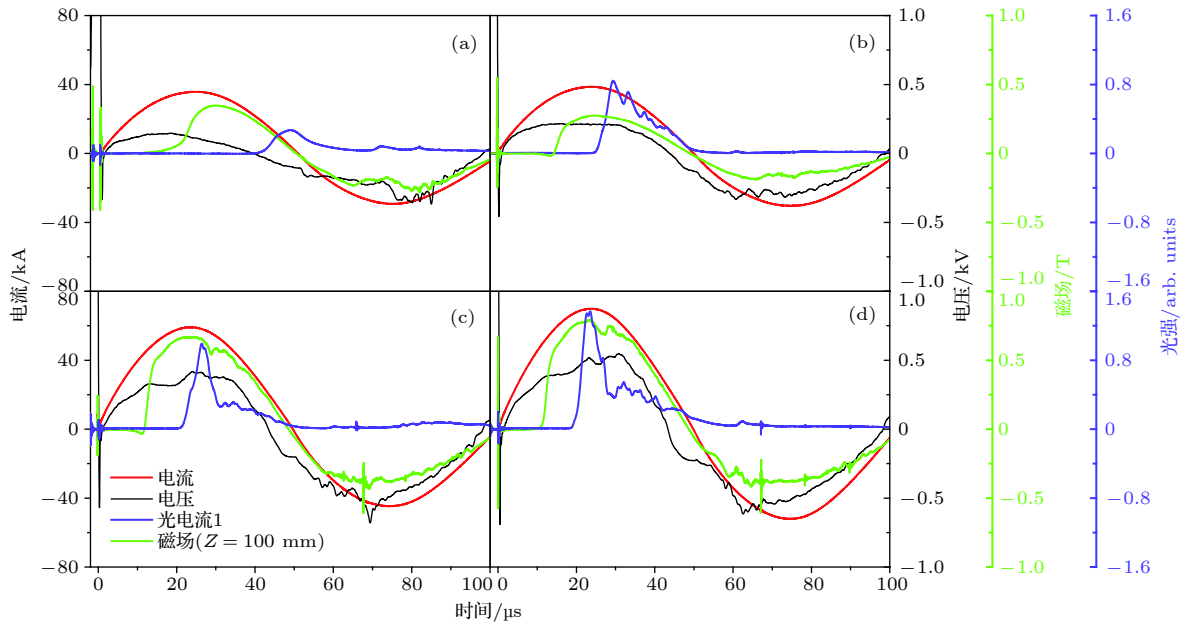


图 5 同轴枪在气压为 10 Pa, 电压分别为 (a) 3.5, (b) 4, (c) 6, (d) 7 kV 放电条件下的电压、电流、磁场及光电流波形

Fig. 5. Waveforms of voltage, current, magnetic field and photocurrent for coaxial gun discharge at the pressure 10 Pa with different voltage (a) 3.5, (b) 4, (c) 6, (d) 7 kV.

轴枪内外电极半径); $m = \rho z A$ 为电流片在距离枪底 z 长度内所扫过的中性气体质量, ρ 为中性气体密度; $A = \pi(r_0^2 - r_1^2)$ 为电极间的横截面积. 考虑到放电电流大小随时间变化, 假设 $I = I_0 \sin \omega t$ (I_0 为峰值电流, ω 为角频率), 对 (2) 式积分得^[24]

$$\frac{dz}{dt} = V_0 \left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega} \right) \left/ \left[2 \left(t^2 + \frac{\cos 2\omega t - 1}{2\omega^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right. \quad (3)$$

其中 $V_0 = I_0 \sqrt{\frac{L'}{2\rho A}}$ 为峰值电流 I_0 对应的速度, 等离子体速度是中性气体密度和不同时刻电流大小的函数.

利用等离子体喷出枪口的时间 t_1 计算得到不同放电电流下等离子体喷射速度的理论值, 等离子体实验速度为两光电探测器间的距离与光电流信号出现时间间隔的比值. 气压为 10 Pa 时不同放电电流下等离子体理论速度与实验速度对比如图 6 所示. 随着放电电流的增大, 等离子体在枪内运动时受到的轴向磁压力增加, 等离子体运动速度加快, 速度变化值为 8.2—17.1 km/s. 然而, 等离子体速度的实验值大于理论值, 并且随着放电电流的增大, 实验与理论偏差值增大. 这与电流片在运动过程中扫过的粒子数有关. 依据图 5 分析, 气体击穿瞬间产生的等离子体压力较起始电流产生的磁压力大, 使得部分带电粒子遗留在枪底绝缘层附近, 所以电流片在运动过程中所扫除的等离子体质量

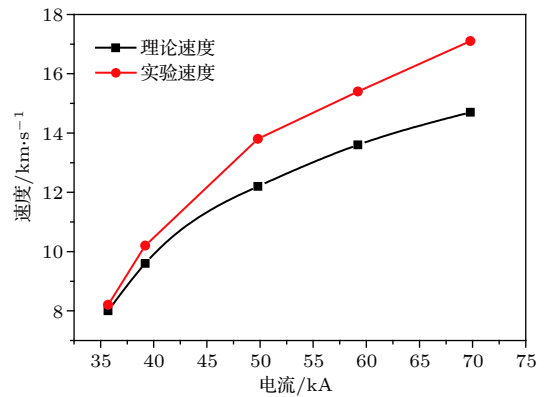


图 6 气压为 10 Pa 时不同放电电流下等离子体理论速度与实验速度对比

Fig. 6. Theoretical and experimental velocity of the plasma versus current at a pressure of 10 Pa.

量小于理论计算值, 等离子体实验速度较大. 此外, 随着放电电流的增大, 放电瞬间遗留在枪底的带电粒子数增多, 电流片所携带的等离子体质量减少, 其实验速度与理论值偏差也增大.

实验中同轴枪放电第一个半周期电流脉宽为 50 μs, 等离子体喷射速度 6.4—17.1 km/s, 而在运输过程中, 随着与中性分子间碰撞电离并拖拽其一起运动, 等离子体会一直减速, 在 40 cm 长的运输通道内存在时间至少约为 23.4—62.5 μs. 因此, 为了获得放电过程中运输通道内等离子体形貌并测量其运输距离, 需调节相机的曝光时间为 1 s, 图 7 是 Nikon 相机拍摄的不同放电电流下的等离子体

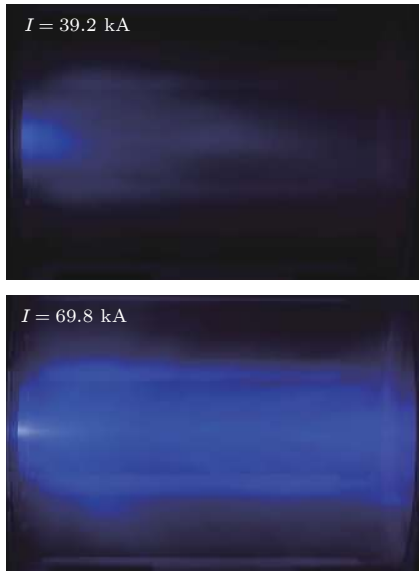


图 7 同轴枪在气压 10 Pa、电流 $I = 39.2$ 和 69.8 kA 条件下的放电照片

Fig. 7. Photographs for coaxial gun discharge with the pressure of 10 Pa at different current $I = 39.2, 69.8$ kA.

运输照片. 从图 7 明显看出, 等离子体运输距离随放电电流的增大而增长, 这是因为中性气体在等离子体运输过程中起阻碍作用, 并在碰撞过程中消耗等离子体能量. 等离子体中的带电粒子在枪内做 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移运动, 电子和离子以相同的速度喷出枪口. 由于电子质量远小于离子质量, 等离子体轴向运输距离的长短主要取决于离子动能的大小. 气压为

10 Pa、电流为 39.2 和 69.8 kA 时计算得到 Ar^+ 轴向动能分别为 19.93, 59.94 eV, 大于 Ar 原子第一电离能 15.76 eV. 带电粒子在运输过程中会不断碰撞电离中性分子直至复合损失完全, 其运输距离与 Ar^+ 携带动能成正比.

3.4 气压对放电过程及等离子体运动的影响

为研究气压对等离子体运动的影响, 保持放电电流 49.8 kA, 工作气压为 5, 10, 25, 40 Pa, 得到如图 8 所示的电压电流、磁场及光电流波形. 对比图 8(a)—(d) 可以发现, 由于放电过程中等离子体被完全电离, 相比于放电回路的电阻与电感, 等离子体电阻和电感值分别为 $\text{m}\Omega$ 和 nH 量级^[27], 对放电回路的影响很小, 因此放电电流峰值和脉宽不随气压发生变化. 然而, 随着气压的增大, 两电极间的电压幅值不断减小, 这是由等离子体电流片运动速度和角向磁场强度决定的. 尽管放电电流一定时, 角向磁场强度不变, 但随着气压的增大, 等离子体速度不断减小, 导致霍尔效应引起的电压值随之减小.

从图 8 磁场信号及电压信号可以看出, 随着工作气压的增大, 电流前半周期内存在的二次击穿现象明显消除, 在枪底端未产生新的电流通道. 气压为 40 Pa 时, 其磁场与电压信号均未出现振荡, 等离子体以整团的形式喷出枪口. 在气体放电过程

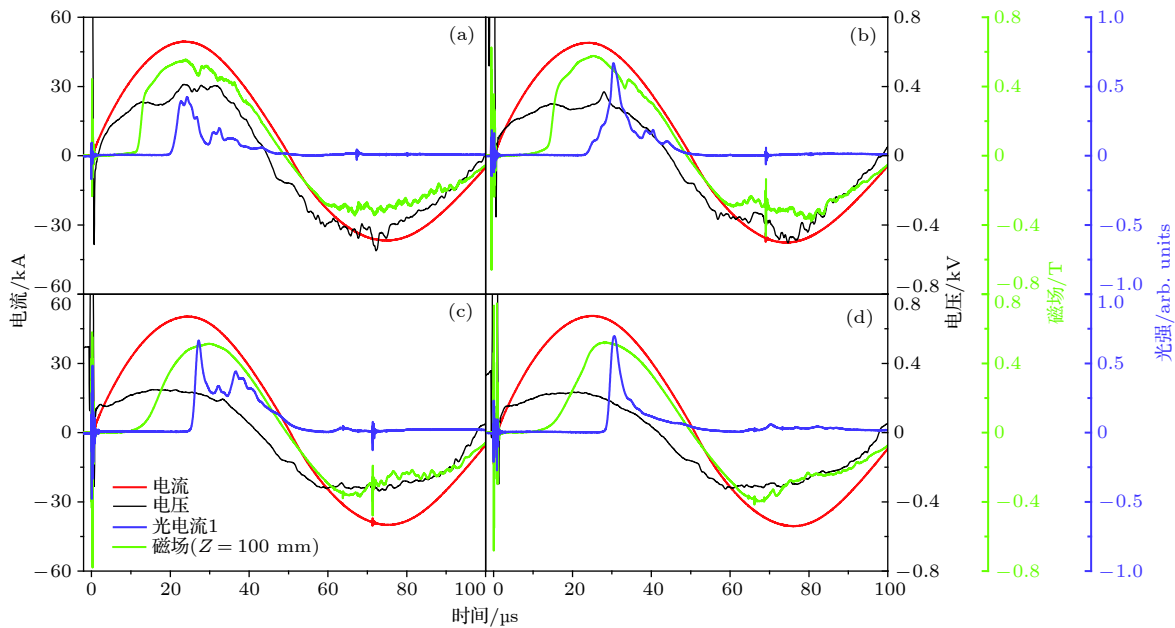


图 8 同轴枪在电流 49.8 kA, 气压分别为 (a) 5, (b) 10, (c) 25, (d) 40 Pa 放电条件下的电压、电流、磁场及光电流波形

Fig. 8. Waveforms of voltage, current, magnetic field and photocurrent for coaxial gun discharge at the current 49.8 kA with different pressure (a) 5, (b) 10, (c) 25, (d) 40 Pa.

中, 电子碰撞是气体中带电粒子产生的主要途径. 随着气压的增大, 渗漏过电流片的中性粒子增多, 遗留在枪内的带电粒子与中性粒子的碰撞频率增加, 这使得带电粒子在一个平均自由程内不能获得足够的能量电离中性分子, 同轴枪内部阻抗增大, 抑制了二次击穿现象的发生, 在放电后期并未形成新的电流通道.

放电电流为 49.8 kA 时, 不同气压下等离子体喷射速度与理论值的对比如图 9 所示. 随着气压的增大, 等离子体速度不断减小, 实验与理论速度偏差值随气压的增大而增加, 理论值为实验速度的 64%—95%. 这是因为等离子体在运动过程中会不断碰撞电离中性气体, 将动量传递给被电离的中性粒子并拖拽其向前运动. 根据动量守恒定律, 被拖拽粒子的动量与等离子体所减少的动量相等. 相同放电电流下, 随着气压的增大, 中性粒子数密度不断增加, 等离子体在运动过程中拖拽该部分中性粒子所消耗的动量增加, 等离子体运动速度减慢. 然而, 随着气压的增加, 使得电流片在枪内扫雪过程中电离更多的中性粒子变得困难. 由于渗漏导致的遗留在枪内的中性粒子数增多, 扫雪过程不够完全, 喷出的等离子体质量与枪内中性气体质量偏差值增大, 所以速度理论值较实验测量值偏小, 且偏差值随之增大.

图 10 是电流为 39.2 kA、气压 10 和 30 Pa 下的同轴枪放电等离子体输运照片. 可以看出, 气压为 10 Pa 时, 等离子体输运距离约为 40 cm, 随着气压的增大, 等离子体输运距离不断减小, 气压为 30 Pa 时输运距离缩短为 20 cm. 这是因为在输运过程中等离子体与中性粒子的碰撞频率增加, 等离

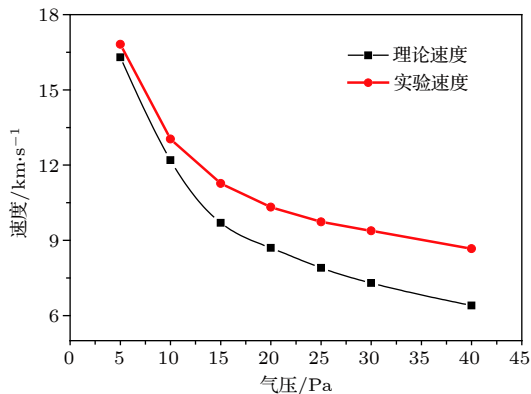


图 9 电流为 49.8 kA, 不同气压下等离子体理论速度与实验速度对比

Fig. 9. Theoretical and experimental velocity of the plasma versus pressure at the discharge current of 49.8 kA.

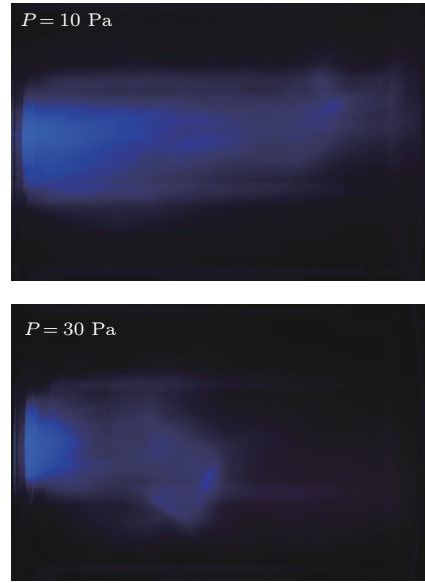


图 10 同轴枪在电流 39.2 kA、气压 $P = 10$ 和 30 Pa 条件下的放电照片

Fig. 10. Photographs for coaxial gun discharge with the current of 39.2 kA at different pressures $P = 10, 30$ Pa.

子体能量耗散速率加快, 传输距离会迅速减小. 随着气压的增加, 等离子体喷射速度减小, 气压为 30 Pa 时 Ar^+ 动能为 6.05 eV, 小于 Ar 的第一电离能, 然而等离子体在与中性分子碰撞后会拖拽其向前运动, 其电子和离子间的复合损失过程需要经过一段时间, 当 Ar^+ 动能较小时也会输运一段距离, 其输运机制还需做进一步仿真计算与实验研究.

4 结 论

本文通过对放电回路的电信号和等离子体磁场信号的测量, 研究了不同放电电流和气压对同轴枪放电等离子体电流片的运动特性、电流通道分布的影响, 并通过光电探测器及放电照片的拍摄, 分析了不同放电电流和气压下的等离子体输运特性. 实验结果发现: 1) 放电电流反向时, 二次放电击穿位置发生在电极头部, 放电过程中存在多次放电现象, 影响等离子体喷出枪口; 2) 同轴枪两端的电压变化是由于等离子体横切角向磁场时正负电荷分离引起的, 可类比于“霍尔效应”, 与枪内角向磁场强度和等离子体运动速度有关; 3) 一次放电过程中, 等离子体运动速度随电流的增大而增大, 输运距离不断增加. 在大电流条件下, 等离子体压力增大, 使得遗留在绝缘层附近的带电粒子增多, 等离子体在喷出枪口时易于在枪底部形成新的电流通道. 随着气压的增加, 等离子体运动速度减慢, 输

运距离不断减小. 高气压下, 由电流片渗漏导致残留在枪内的中性粒子数增多, 抑制了放电过程中在枪底端产生新的电流通道. 该实验结合同轴枪内外等离子体运动特性的分析, 从合理匹配放电参数的角度出发, 为避免放电过程中存在的二次击穿问题提供了一定的参考依据.

参考文献

- [1] Case A, Messer S, Brockington S, Wu L, Witherspoon F D, Elton R 2013 *Phys. Plasmas* **20** 012704
- [2] Ticos C M, Wang Z, Wurden G A, Kline J L, Montgomery D S 2008 *Phys. Plasmas* **15** 103701
- [3] Messer S, Case A, Bomgardner R, Phillips M, Witherspoon F D 2009 *Phys. Plasmas* **16** 064502
- [4] Asai T, Itagaki H, Numasawa H, Terashima Y, Hirano Y, Hirose A 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10E119
- [5] Paganucci F, Zuin M, Agostini M, Andrenucci M, Antoni V, Bagatin M, Bonomo F, Cavazzana R, Franz P, Marrelli L, Martin P, Martines E, Rossetti P, Serianni G, Scarin P, Signori M, Spizzo G 2008 *Plasma Phys. Contr. F.* **50** 124010
- [6] Poehlmann F, Gascon N, Thomas C, Cappelli N 2006 *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Sacramento, USA, July 9–12, 2006 p5157
- [7] Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 232
- [8] Matsumoto T, Sekiguchi J, Asai T, Gota H, Garate E, Allfrey I, Valentine T, Morehouse M, Roche T, Kinley J, Aefsky S, Cordero M, Waggoner W, Binderbauer M, Tajima T 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 053512
- [9] Kikuchi Y, Sakuma I, Iwamoto D, Kitagawa Y, Fukumoto N, Nagata M, Uedaet Y 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S715
- [10] Nagata M, Kikuchi Y, Fukumoto N 2009 *IEE J. Trans. Electric. Electron. Eng.* **4** 518
- [11] Klimov N, Podkovyrov V, Zhitlukhin A, Kovalenko D, Linke J, Pintsuk G, Landman I, Pestchanyi S, Bazylev B, Janeschitz G, Loarte A, Merola M, Hirai T, Federici G, Riccardi B, Mazul I, Giniyatulin R, Khimchenko L, Koidan V 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S59
- [12] Parks P B 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 1364
- [13] Voronin A V, Gusev V K, Petrov Y V, Sakharov N V, Abramova K B, Sklyarova E M, Tolstyakov S Y 2005 *Nucl. Fusion* **45** 1039
- [14] Voronin A V, Gusev V K, Petrov Y V, Mukhin E E, Tolstyakov S Y, Kurskiev G S, Kochergin M M, Hellblom K G 2008 *Nukleonika* **53** 103
- [15] Underwood T C, Loebner T K, Cappelli M A 2017 *High Energ. Dens. Phys.* **23** 73
- [16] Butler T D, Henins I, Jahoda F C, Marshall J, Morse R L 1969 *Phys. Fluids* **12** 1904
- [17] Hart P J 1964 *J. Appl. Phys.* **35** 3425
- [18] Gao Z X, Feng C H, Yang X Z, Huang J G, Han J W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 145201 (in Chinese) [高著秀, 冯春华, 杨宣宗, 黄建国, 韩建伟 2012 物理学报 **61** 145201]
- [19] Zhang J L, Yang L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 075201 (in Chinese) [张俊龙, 杨亮, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2015 物理学报 **64** 075201]
- [20] Liu S, Huang Y Z, Guo H S, Zhang Y P, Yang L J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 065201 (in Chinese) [刘帅, 黄易之, 郭海山, 张永鹏, 杨兰均 2018 物理学报 **67** 065201]
- [21] Pert G J 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 4215
- [22] Bruzzone H, Martínez J F 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 471
- [23] Al-Hawat S 2004 *IEEE T. Plasma Sci.* **32** 764
- [24] Chow S P, Lee S, Tan B C 1972 *J. Plasma Phys.* **1** 21
- [25] Mathuthu M, Zengeni T G, Gholap A V 1996 *Phys. Plasmas* **3** 4572
- [26] Yang L, Zhang J L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 055203 (in Chinese) [杨亮, 张俊龙, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2017 物理学报 **66** 055203]
- [27] Wiechula J, Hock C, Iberler M, Manegold T, Schönlein A, Jacoby J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043516

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet*

Qi Liang-Wen Zhao Chong-Xiao Yan Hui-Jie Wang Ting-Ting Ren Chun-Sheng[†]

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

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

(Received 10 October 2018; revised manuscript received 15 December 2018)

Abstract

The coaxial gun discharge, used as plasma jet with high density and velocity, has a wide variety of applications such as plasma space propulsion, simulation experiment of thermal transient events in the International Thermonuclear Experimental Reactor, plasma refueling for fusion reactors and a laboratory scale platform for studying astrophysical phenomena. The plasma produced in the coaxial gun can be accelerated by self-induced Lorentz force, and the ionization in the transport process can be based on “snow-plow model” in which a coaxial current sheet moves forward and sweeps a large amount of the gas between two electrodes to cause the plasma dump. Based on the measurements of discharge current, voltage, photocurrent and magnetic signal, the experimental investigation on the characteristics of plasma motion and current sheet channel distribution in the gun operated under different discharge conditions and various pressures is carried out. In this paper, it is emphasized to explore the electrical and dynamic properties about plasma in the first half-cycle of current. The results show that the plasma velocity increases with the increase of the current amplitude, and that the transport distance is proportional to the axial kinetic energy of ions when the pressure is fixed at 10 Pa and discharge current is adjusted from 35.7 kA to 69.8 kA. Moreover, in the case of high current, the plasma jet from the nozzle tends to form a new current path at the bottom of the gun. However, when the discharge current is fixed at 49.8 kA and the gas pressures range from 5 Pa to 40 Pa, the plasma motion velocity and transport distance are continuously reduced. Meanwhile, it is not found that new current paths are generated at the bottom of the coaxial gun under high pressure. The generation of the new current path is relevant to the channel impedance formed by more charged particles left at the bottom of the gun and neutral particles leaking from current sheet during discharge. Besides, a multiple discharge phenomenon is presented in experiment and the secondary discharge breakdown position occurs at the head of the electrode when the current is reversed to a positive value. Therefore, this study provides a reasonable choice of electrical parameters to obtain optimal plasma characteristics during the discharge of the coaxial gun.

Keywords: coaxial gun, plasma, photocurrent, magnetic field

PACS: 52.80.Vp, 52.50.Dg, 52.70.Kz, 98.38.Am

DOI: 10.7498/aps.68.20181832

* Project supported by National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFE0301206).

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