

同轴枪正、负脉冲放电等离子体特性的对比*

余鑫 漆亮文 赵崇霄 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)

(2019年8月31日收到; 2019年11月4日收到修改稿)

同轴枪脉冲放电产生的等离子体具有高速度、高密度的特点, 在核聚变、空间推进、天体物理领域具有很高的应用价值. 本文针对不同放电方式对等离子体特性的影响进行了理论实验研究, 通过调换脉冲电源整流二极管的方向改变充电电流方向实现正、负脉冲放电, 采用光学、电学、磁探针等诊断手段, 研究了正、负脉冲放电产生的等离子体性能; 通过高速相机观察到正脉冲等离子体的分团现象, 使用了图像处理技术, 量化对比了等离子体发光强度. 结果表明在相同工作气压和放电电压下, 负脉冲等离子体拥有更高的密度, 流速稍小但性能趋稳; 而正脉冲等离子体具有更高的射流速度, 也易产生明显的分团现象, 所得实验结果与理论分析相一致.

关键词: 同轴枪, 正、负脉冲, 等离子体速度, 等离子体密度

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

DOI: 10.7498/aps.69.20191321

1 引言

同轴枪脉冲放电产生的等离子体具有高速度高密度的特点, 在聚变装置^[1-3]、等离子体空间推进^[4-7]、磁约束核聚变中的再燃^[8,9]、尘埃粒子加速^[10-14]、磁约束聚变装置中燃料注入^[15]以及实验室天体物理研究^[16]等方面具有广泛的应用和研究前景. 同轴枪脉冲放电最开始设计用于高温核聚变研究, 设计者为 Marshall. 枪体结构最初由空心圆柱的外电极和实心圆柱的内电极组成, 由于在放电之前, 腔室中已经充入了放电气体, 因此称其工作模式为预填充模式, 该模式的运行可用“雪梨模型”^[17,18]解释. 雪梨模型是指在放电初始阶段, 同轴枪底部的绝缘法兰表面爬电击穿形成等离子体通道, 放电电流流经等离子体连接内外电极形成 RLC (电阻 R 、电感 L 、电容 C) 闭合回路, 等离子体受到流过中心电极的感应磁场磁压力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 的

作用向枪口推进, 被压缩成一个薄片环状的等离子体, 等离子体薄片也被称为电流片, 并且在向外运动电离路径上所有的中性粒子最终喷射出枪口. 在实际实验中发现, 电流片不能完全电离枪内中性气体, 因此在每个放电半周期都有等离子体团喷出. 在同轴枪脉冲放电等离子体实验中, 有一个基本问题需要解决, 那就是脉冲放电极性的选择. 我们知道, 同轴枪脉冲放电的原理是对一个大电容充电, 然后在同轴枪中击穿气体形成等离子体释放电流. 由于同轴枪内外电极是同轴的, 放电特性会受到电极极性的影响, 特别是对于关注第一个放电半周期的研究者来说, 第一个放电半周期中心电极极性的选择非常重要, 因此弄清楚在预填充模式下, 正负极性对同轴枪等离子体特性的影响是十分必要的. 关于正负极性的转换, 是通过对充电电源进行直流充电的整流电路中二极管的方向调换来实现, 对于正负脉冲放电, 当第一个放电半周期内电极是正极时, 称之为正脉冲放电. 在以往的研究中, Keck^[19]

* 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

实验上发现正脉冲电流片呈一个抛物面形, 而负脉冲电流片更加平整, Fishman 和 Petschek^[20] 理论上证明了正脉冲电流片呈抛物面形. Al-Hawat^[21] 和 Chow 等^[22] 在关于高密度等离子体聚焦的研究中发现内电极为阳极时等离子体在磁压较小的外电极区域堆积, 造成实验速度与雪梨模型的理论速度值存在偏差. Lie 等^[23] 发现等离子体密度在枪体内从阴极到阳极逐渐减小, 张俊龙等^[24] 利用光电探测器直接观察到了等离子体分团 (blow-by) 现象. 通过对正负脉冲等离子体特性的对比研究, 形成差异的机理, 可以更加有选择性的根据研究需要, 选择不同的电极极性, 得到更好的等离子体参数, 更好的实验结果. 因此, 正负脉冲对比研究是很必要和很重要的, 也是为进一步实验铺路的重要研究. 本文主要是研究分析正负脉冲的差异性, 所以实验部分只采用了比较具有代表性的数据, 在不同参数下, 正负脉冲差异规律也是一样的, 同时由于实验诊断部分大都集中在同轴枪的枪口处, 在微秒量级的时间尺度里, 等离子体的径向和轴向输运特性变化不大, 我们认为枪口处的等离子体特性仍取决于枪内等离子体的特性, 因此, 枪内电流片的理论分析结论, 仍对枪口处的等离子体有效. 基于目前的实验研究, 通过两个光电探测器加上准直器, 收集到垂直于光电探测器的光电流信号的时间差, 利用两个光电探测器的间距, 大致计算得到等离子体的喷射速度; 同时利用发射光谱法测量等离子体辐射光谱中 H_{β} 谱线的 Stark 展宽, 通过展宽

计算得到等离子体的密度; 使用高速相机拍照观察正负脉冲放电等离子体, 观察到正脉冲分团现象, 使用图像处理 (RGB 分离)^[25] 高清照相机拍照片, 对蓝图中像素矩阵的提取处理, 分析了等离子体发光强度和运输情况, 以及等离子体核心区域的分布.

2 实验原理

实验原理图如图 1 所示, 通过真空设备进行抽真空, 再通入工作气体氩气, 使用气体流量计控制氩气进气速率, 使得腔内气压保持稳定, 之后通过对一个 $240 \mu\text{F}$ 的脉冲电源充电到实验设定的电压, 再触发火花开关释放电流击穿同轴枪内工作气体氩气, 在磁压力作用下, 枪底部产生的电流片快速喷出, 同时再电离路径上的工作气体, 产生高密度高速度的等离子体. 外电流回路通过一个电流探头, 探测回路的电流变化, 同轴枪内放置两个磁探针, 探测角向磁场的变化和电流片的运动, 枪体外接一个长 80 cm , 内径 30.7 cm 的柱形有机玻璃运输通道, 用高速相机和高清照相机对准玻璃通道中心拍照, 光电探测器 (Thorlabs PDA-10A) 垂直放在离枪口轴向 5 cm 和 10 cm 处观察喷出来的等离子体团发光情况, 同时通过光谱仪记录等离子体发射光谱.

实验同轴枪示意图如图 2 所示, 是一个圆柱形同轴枪, 外电极与内电极之间在枪底部有一个尼龙绝缘法兰. 同轴枪内电极直径为 50 mm , 长度为

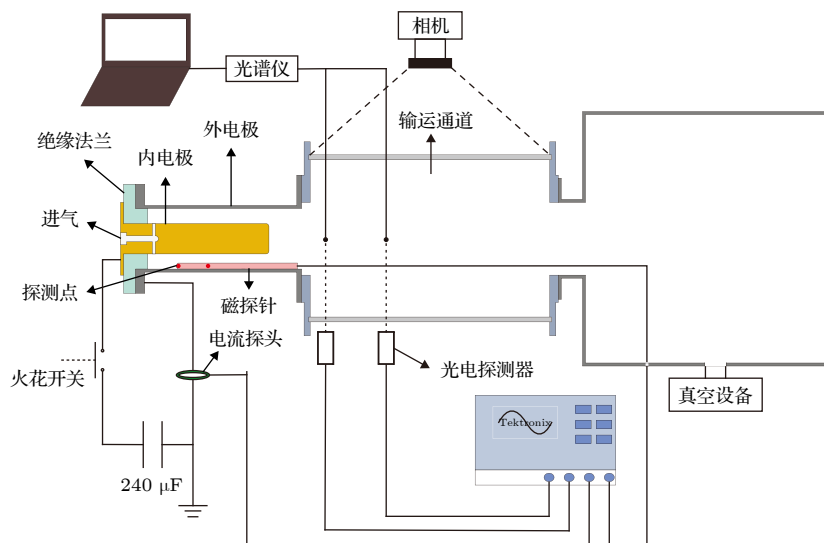


图 1 实验原理图

Fig. 1. Experimental schematic diagram.

245 mm, 材料是黄铜; 外电极内径为 100 mm, 长度为 270 mm, 材料是 304 不锈钢; 绝缘法兰直径为 100 mm, 厚度为 20 mm. 内外电极距离 25 mm, 从枪体底端到出口平面为 270 mm. 一般来说同轴枪放电击穿位置在枪体底部, 绝缘法兰表面爬电击穿电压低于气体击穿电压, 所以一般在绝缘法兰表面产生初始电流通路, 形成电流片, 随后在磁压力推动下, 电离路径上的氩原子, 产生等离子体射流.

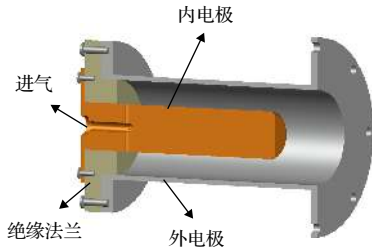


图 2 实验同轴枪

Fig. 2. Coaxial plasma gun of experiment.

3 理论分析

同轴枪等离子体, 受到流经等离子体的强电流、内电极电流产生的磁场 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 作用, 以很快的速度喷出. 由于电流片的轴对称结构, 流经等离子体的电流产生的磁场对于等离子体的作用是各处相互抵消的, 总的贡献是 0, 因此对等离子体产生驱动力的磁场部分只有流经内电极的轴向电流产生的角向磁场. 建立同轴枪坐标系, 如图 3 所示柱坐标系, 以同轴枪底部绝缘法兰表面中心为坐标原点, 内电极轴向中心向枪口方向为 z 轴方向, 径向离 z 轴距离为 r , 角向方向为 θ 方向.

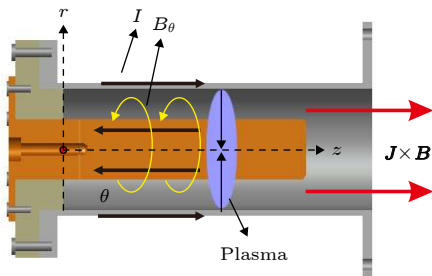


图 3 同轴枪等离子体动力图

Fig. 3. Plasma dynamic diagram of coaxial gun.

当同轴枪内电流片稳定运行时, 其向外的磁压力和等离子体压力达到平衡, 由此可以大致得到正负脉冲电流片的形态. $\rho(r)$ 为磁流体元的质量密

度, 与正负脉冲以及径向位置 r 有关, 对于正脉冲, 电流流向外电极, 外电极为阴极, 大量正离子聚集在外电极附近, 因此 ρ 在内电极小、外电极大. 对于负脉冲, 电流流向内电极, 内电极为阴极, 大量正离子聚集在内电极, 因此 ρ 在内电极大、外电极小. 根据高超音速流理论, 电流片气压为

$$p = \rho(r) u_s^2 \cos^2 \varphi,$$

其中 φ 为磁流体元速度方向与内电极表面法向方向的夹角, u_s 为磁流体元的流速.

磁流体元受到的磁压为 $\frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{r_i^2}{r^2}$, 其中 B_0 为内电极表面的磁感应强度, r_i 为内电极的半径. 气压和磁压平衡可以得到

$$\rho(r) u_s^2 \cos^2 \varphi = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{r_i^2}{r^2},$$

对于相同放电参数下, 正负脉冲的 u_s 相近似, B_0, r_i, μ_0 为常数, 因此平衡条件可近似为

$$\rho(r) \cos^2 \varphi = \frac{C}{r^2},$$

$$\varphi(r) = \arccos \left(\frac{C}{\rho(r) \cdot r^2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

其中 C 为系数, 可以得到大致电流片剖面.

如图 4 所示, 在放电过程中, 正脉冲电流片是一个抛物面, 而负脉冲电流片是一个凸面形. 相比而言, 负脉冲电流片更加平整, 扫掠效率更高, 且负脉冲内电极是阴极, 大量正离子在内电极聚集, 由于正离子比电子质量大得多, 可以认为喷出后, 电子在静电耦合作用下向中心正离子靠近, 因此负脉冲等离子体主要集中在内电极. 正脉冲放电由于外电极是阴极, 正离子在外电极聚集, 喷出枪口后等离子体分布没有负脉冲等离子体集中. 所以负脉冲等离子体密度应该比正脉冲等离子体密度高, 且由于正脉冲等离子体在空间分布比较分散, 所以输运的稳定性也不如负脉冲等离子体.

在放电初期形成电流片时, 不同径向位置的磁流体元轴向速度决定了最终电流片的形态. $\rho_{1,2}, u_{1,2}, f_{1,2}$ 分别是正脉冲内外电极附近的磁流体元质量密度、轴向速度、受轴向磁压力所做的功, $\rho_{3,4}, u_{3,4}, f_{3,4}$ 分别是负脉冲内外电极附近的磁流体元质量密度、轴向速度、受轴向磁压力所做的功. 能量守恒有

$$\frac{1}{2} \rho_{1,2,3,4} u_{1,2,3,4}^2 = f_{1,2,3,4}.$$

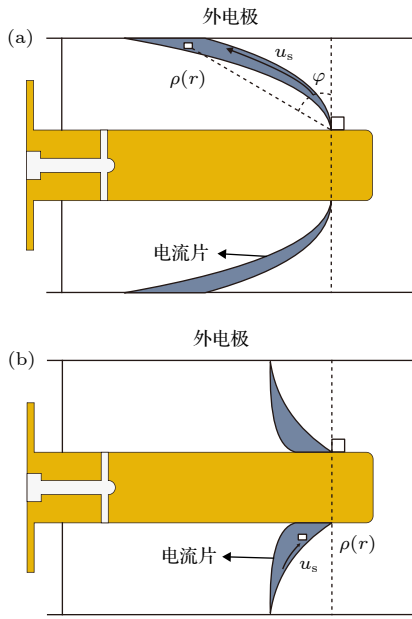


图 4 正 (a) 和负 (b) 脉冲等离子体电流片理论模型图
Fig. 4. Theoretical model diagrams of the current sheets of positive (a) and negative (b) pulsed plasma.

加速距离相同有 $f_1 = f_3, f_2 = f_4$, 正脉冲内电极附近质量密度小, 外电极附近质量密度大, 负脉冲相反, 因此有 $\rho_1 < \rho_3, \rho_2 > \rho_4$, 所以有 $u_1 > u_3, u_2 < u_4$.

由于正脉冲等离子体质量主要分布在外电极, 内电极质量小, 而外电极磁压力弱, 内电极磁压力大, 因此内外电极等离子体速度差异大. 负脉冲等离子体质量主要分布在内电极, 外电极质量小, 内电极磁压力大, 外电极磁压力小, 内外电极附近等离子体的轴向速度差异更小. 因此相同放电参数下正脉冲等离子体的速度要比负脉冲等离子体速度快, 且由于正脉冲内外电极等离子体的速度差异大, 容易产生等离子体分团.

4 实验结论与分析

图 5 为高清相机曝光 1 s 的 7 kV 负脉冲放电照片, 可以看到同轴枪出口处有一个极亮的尾形区域. 拍照位置固定, 通过 RGB 图像处理, 将原图分解为红图、绿图和蓝图, 如图 6 所示. 红图中等离子体发光波长比较长, 能量比较低, 可以看到等离子体扩散到玻璃运输通道边缘的状态. 蓝图中等离子体发光波长比较短, 能量比较高, 所以认为蓝图中可以更好地显示正负脉冲放电等离子体的核心区域, 轮廓比较清晰, 从蓝图中可以看到, 负脉冲

等离子体在运输通道后部仍有较强发光强度, 说明负脉冲等离子体射流更强, 这是因为负脉冲电流片凸面的形态使得其扫掠效率更高, 同时负脉冲等离子体更集中在中心, 电离产生更多等离子体, 射流强度更强, 而正脉冲等离子体抛物面形的电流片扫掠效率较低, 电离产生的等离子体相对较少, 因此射流强度较弱.



图 5 7 kV 氩气负脉冲放电原图

Fig. 5. Original image of 7 kV negative pulsed discharge of argon.

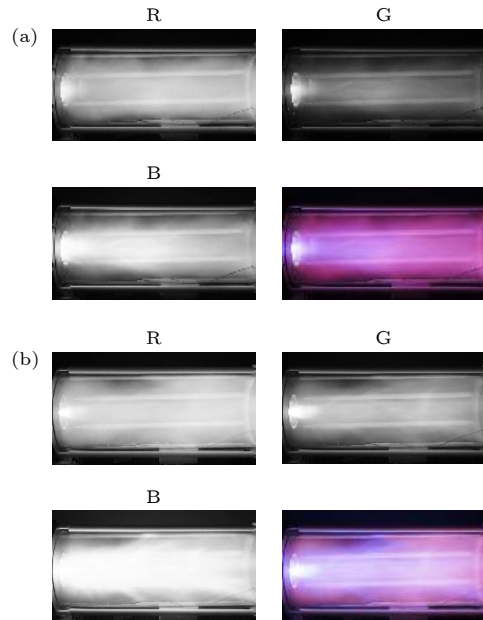


图 6 7 kV 氩气 (a) 正、(b) 负脉冲放电照片的 RGB 图像处理

Fig. 6. RGB image processing for the original images of 7 kV (a) positive and (b) negative pulsed discharge of argon.

对图片进行亮度处理, 如图 7 所示, 且对正负脉冲 7 kV 的放电图片进行了对比, 可以明显发现负脉冲放电等离子体发光更加强烈, 同时在出口处存在一个极亮的尾形区域, 这个极亮的区域等离子体很密集, 而正脉冲放电枪口中心并没有像负脉冲那样明亮的区域. 这一实验现象可以由前面理论模型中得到解释, 由于负脉冲电流片凸面的形态, 而

且在内电极产生质量堆积, 因此喷出后, 在中心形成高密度等离子体区域, 形成极亮的区域. 而正脉冲等离子体质量主要分布在外电极, 中心电极等离子体相对稀薄, 喷出后不会在中心形成极亮区域.

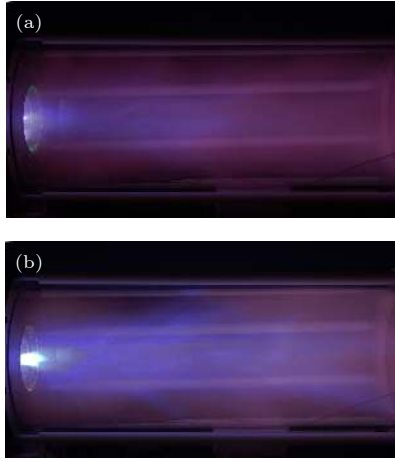


图 7 7 kV 氩气 (a) 正、(b) 负脉冲放电照片的图像亮度处理

Fig. 7. Image brightness processing for the original images of 7 kV (a) positive and (b) negative pulsed discharge of argon.

以图 8 左上角为原点运输方向为 X 轴方向, 自上往下的方向为 Y 轴方向建立像素坐标系, 坐标系图像经过进一步亮度降低, 色阶调整至 0 到 120, 通过对等离子体核心区域的蓝图中的像素矩阵中 X 轴像素点 300, 700, 1500 (图 8 所示) 提取分析, 得到 X 轴像素点 300, 700, 1500 处径向亮度分布, 如图 9 所示.

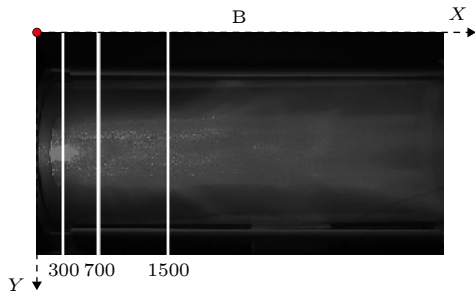


图 8 7 kV 负脉冲放电条件下, 亮度处理蓝图 X 轴像素点 300, 700, 1500 位置示意图

Fig. 8. For 7 kV negative pulsed discharge, schematic of X -axis pixel point 300, 700, 1500 of brightness processing blueprint.

高清相机位置固定, 记录整个曝光期间的发光分布, 从图 9 可以看出, 负脉冲等离子体整体发光更强, 图像边缘存在对称的亮度大幅度起伏点, 是

由玻璃边缘的反光, 以及在边缘用于固定玻璃运输通道的尼龙棒的反光造成的, 可以用来大致确定玻璃通道的径向范围. 在 300 像素点中心亮度极高, 这个区域存在过度曝光, 但是其外轮廓比较清晰, 可以很好分辨这一极亮区域的尺寸, 负脉冲中心极亮尾形区域 1262 到 1456 像素, Y 轴总像素点为 2576, 玻璃运输管道内径 30.7 cm, 通过亮度径向分布和蓝图中运输通道边缘同黑暗背景亮度突变对比, 确定运输通道如图 9(a) 所示, 通道边缘像素坐标为 664, 2069, 由此比例计算, 极亮尾形区域直径约为 4.2 cm. 同样, 喷射出来的轴向长度, 从出口处中心到尾端像素点为 Y 轴 283, 455, 再加上枪口到内电极距离 7 cm, 所以尾形区域从内电极大约长 10.8 cm. 从像素 300 到 700, 可以从图像上看到外轮廓的扩大, 这表明等离子体在运输过程中径向的膨胀, 以及高亮度区域的亮度减小, 这表明等离子体能量耗散, 复合的氩原子比电离产生的氩等离子体更多, 使得发光强度减弱. 正脉冲轴向运输过程中等离子体发光强度随距离增加逐渐降低且

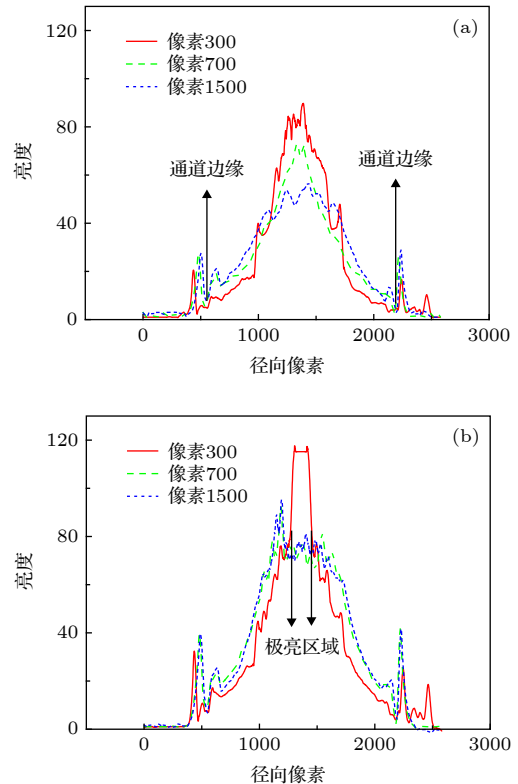


图 9 (a) 正、(b) 负脉冲放电蓝图 X 轴像素点 300, 700, 1500 亮度径向分布

Fig. 9. Brightness radial distribution of (a) positive, (b) negative pulsed discharge blueprint at its X -axis pixel point 300, 700, 1500.

外轮廓逐渐扩大,说明正脉冲等离子体在输运过程中不断加剧向外扩散,中心区域等离子体越来越少,而负脉冲 700, 1500 像素处强度和轮廓变化不大,说明负脉冲在喷出枪口后有一段相对稳定扩散的输运区域,外部气体压力和内部压力达到平衡,而正脉冲 700 到 1500 像素外轮廓继续扩大是因为正脉冲等离子体更多分布在外电极周围,更容易向外扩散.以上 RGB 图像处理以及 X 轴像素点亮度提取,可以证明负脉冲等离子体出枪口瞬间发光强度更强,等离子体更密集,这是由于负脉冲电流片更加平整,且在磁压力更大的内电极质量积累,使得扫掠效率更高,电离更多的氩原子,发光强度更强.正脉冲由于电流片呈抛物面形,且阴极是外电极,因此在外电极质量积累,扫掠效率相对较低,电离的氩原子相对较少,发光相对较弱.

图 10 是正负脉冲 7 kV, 10 Pa 氩气放电高速相机拍摄的正负脉冲放电第一和第二个等离子体团的喷射照片,高速相机曝光时间为 $1.02 \mu\text{s}$,帧速率为 100 kHz.可以看到,第一个等离子体团,负脉冲产生的等离子体团整体性更好,正脉冲出现了明显的分团,对于第二个等离子体团,正脉冲出口处中心有发光尾形区域,负脉冲第二团没有这一区域,但在第一团存在这样一个发光区域,因此可以判断,这个发光尾形区域和内电极为阴极有关.

负脉冲放电第一周期和正脉冲第二周期极亮尾形区域的形成,是因为在内电极是负极也就是阴极时,正离子大多数分布靠近内电极造成质量积累,所以等离子体喷出时,大多集中在内电极,由于回路电流是连续的,需要有电子和正离子在出口处维持放电,因此被等离子体团拖拽出来一条尾形电流通道,大量电子离子复合碰撞跃迁发光形成极亮的尾形电流通道区域.内电极为阳极也就是正脉冲的第一个周期,负脉冲的第二个周期,在外电极质量积累,电流片呈一个抛物面形,因此等离子喷出后,氩离子和电子在外电极边缘复合碰撞跃迁发光,中心没有尾形区域.对于正脉冲第一个放电半周期出现的分团现象,是因为正脉冲放电在外电极有质量积累,且外电极角向磁场更弱,磁压力更小,速度较慢,而靠近内电极的等离子体受到更强的磁压力,密度更低,速度更快产生速度差,因此喷出枪口后,导致等离子体分团.负脉冲电流片更加平整,内电极质量积累,受到更大的磁压力,整体速度更加均衡,抑制了分团现象.

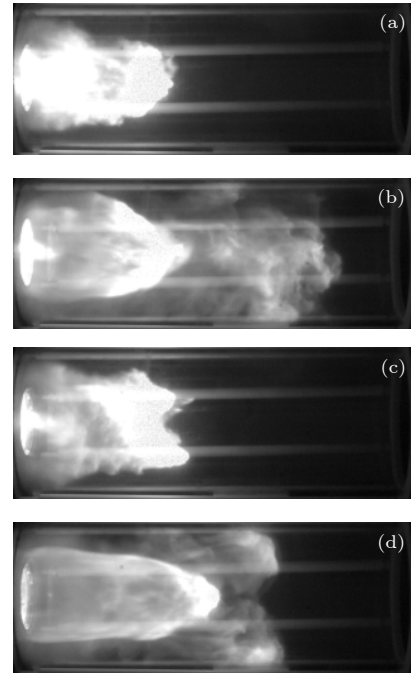


图 10 7 kV, 10 Pa 氩气正、负脉冲放电第一 (a), (c) 和第二 (b), (d) 团等离子体喷射高速相机拍照照片 (a), (b) 正脉冲放电; (c), (d) 负脉冲放电

Fig. 10. Fast-framing camera images of first (a), (c) and second (b), (d) plasmoid jet of 7 kV, 10 Pa argon positive, negative pulsed discharge: (a), (b) Positive pulsed discharge; (c), (d) negative pulsed discharge.

图 11 是正负脉冲电流波形图、光电流和磁信号波形图,光电探测器 1 和 2 分别放置在离枪口 5 cm 和 10 cm 处,磁探针 1 和 2 分别放置在离枪底端 5 cm 和 10 cm 处.从图 11 可以看到,负脉冲光信号强度更强,光信号 1 到来时间更慢,这是由于负脉冲电流片更加平整,扫掠效率更高,正脉冲电流片呈抛物面形,外电极质量积累,扫掠效率低,负脉冲电离产生更多的等离子体,因此负脉冲发光强度更强.由于正脉冲电流片电离的氩原子更少,同时正脉冲等离子体在内电极比较稀薄但受到的磁压力很大,因此正脉冲电流片速度更快,光信号 1 到来时间更早.从图 11 还可以看到,正脉冲磁信号 1 在第一个放电半周期相比于负脉冲磁信号 1 的幅值稍大,这是因为正负脉冲电流片不同的形态导致的.

采用同轴枪坐标系,磁信号的来源分为两部分,如图 12 所示,主要的一部分是流经内电极的轴向电流在磁探针处产生的角向磁场 $B_{\theta M}$,由于流经等离子体的电流对磁探针处的贡献不再是轴对称的,磁场不会被全部抵消,因此磁信号另外一部

分来源于内外电极间流经电流片的电流产生的磁场 B_r . 分析认为, 由图 11 可以看到, 磁信号峰值附近时, 从光信号到来时间看, 正负脉冲电流片位置都处在同轴枪枪口附近, 在相同的脉冲电流强度下, 如果只考虑 $B_{\theta M}$, 那么正负脉冲磁信号幅值应该是一致的, 因此认为, 导致磁信号 1 测量结果产生区别的原因是正负脉冲电流片形态分布的差别, 以及磁信号 1 探测点位置在同轴枪底部, 使得正负

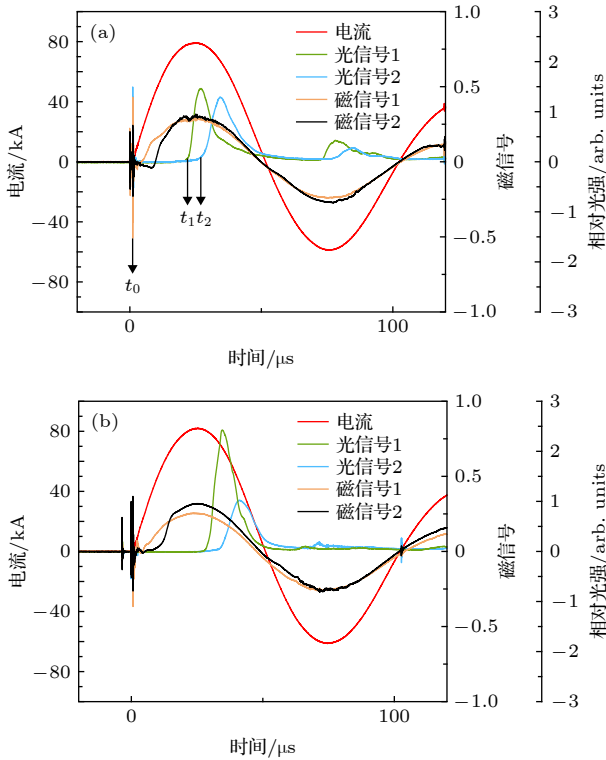


图 11 5.5 kV, 10 Pa 氩气正 (a)、负 (b) 脉冲放电电流、光信号和磁信号波形图
Fig. 11. Current, optical signal, and magnetic signal waveform for 5.5 kV, 10 Pa argon positive (a), negative (b) pulsed discharge.

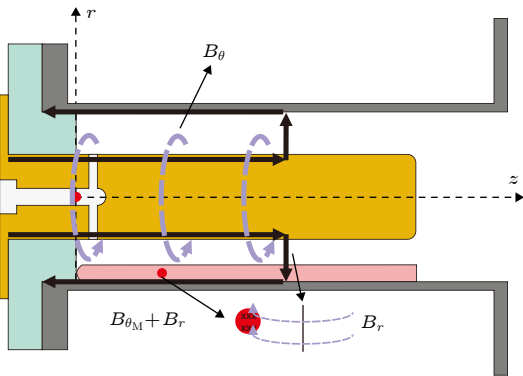


图 12 同轴枪磁探针磁场测量
Fig. 12. Magnetic field measurement of coaxial gun magnetic probe.

脉冲电流片对磁信号 1 探测点 B_r 贡献不同. 正如前面理论分析过程中得到的结论, 正脉冲电流片是一个长长的抛物面, 负脉冲相对比较平整、比较短, 而磁信号 1 探测点处在同轴枪底部, 因此图 11 中正脉冲磁信号幅值处, 电流片尾部在磁探针 1 仍能产生可观的 B_r , 而负脉冲磁信号在幅值时电流片对此处贡献较弱, 因此正脉冲磁信号 1 比负脉冲强, 而处在轴向 10 cm 处的磁信号 2 点正负磁信号接近, 是因为该点靠近同轴枪的中后部, 使得正负脉冲电流片对此处 B_r 贡献接近.

通过光电流波形图上升点的时刻 t_1 和 t_2 , 可以大致计算得到等离子体喷射速度. 最终得到速度随电压的变化, 如图 13 所示.

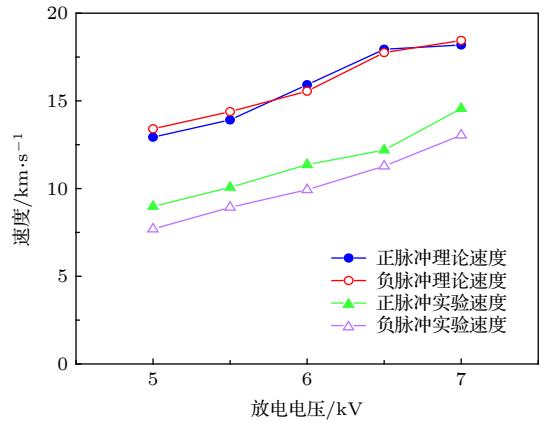


图 13 10 Pa 氩气正负脉冲等离子体速度对比
Fig. 13. Comparison of positive and negative pulsed plasma speed of 10 Pa argon.

从图 13 可以看到, 正脉冲等离子体的喷射速度比负脉冲速度快, 造成速度差异现象的主要原因是负脉冲第一个放电半周期内电极是阴极而正脉冲外电极是阴极, 因此负脉冲在内电极质量积累, 电流片更加平整, 扫掠效率高, 等离子体质量更大, 速度相对较慢, 而正脉冲电流片倾斜呈抛物面形状扫掠效率相对较低, 等离子体质量整体较少, 内电极附近磁压力大, 所以正脉冲等离子体速度更快, 在第二个放电半周期, 可以看到正脉冲放电光信号仍然有相当强度, 而负脉冲几乎没有, 这说明在第一个放电半周期结束后负脉冲放电枪内中性残留气体很少, 而正脉冲放电枪内气体残留更多, 这也能证明在第一个放电半周期负脉冲扫掠效率更高, 因此第二个放电半周期电离喷射出的等离子体较少, 发光强度很弱.

以枪底部中心为原点, 枪出口方向为 Z 轴方向, z 是电流片在枪内离枪底部的距离, V_0 是以最大电流 I_0 直流运行时的电流片速度, L' 为同轴枪的电感梯度, r_i, r_0 分别是内外电极半径, 本实验中 r_0/r_i 为 2, ρ 为枪体内气体质量密度, A 是内外电极间的环形横截面积, 且假设电流片是垂直于轴向的环形片, 电流片扫过的地方氩原子能全部被电离, 电流波形是正弦波形, ω 是正弦波的角频率, 实验中电流一个周期 T 为 100 μs , $\omega = 2\pi/T$, 所以电流片的理论速度近似是最大放电流和电流片枪内加速时间的函数:

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

$$V_0 = I_0 \sqrt{\frac{L'}{2\rho A}},$$

$$L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_0}{r_i}.$$

由于正负脉冲在相同放电电压下光信号 1 到来时间不同, 因此正负脉冲等离子体的理论速度不同, 从图 13 可以看到理论速度差异不明显, 所以在枪体结构固定的情况下, 影响等离子体速度的主要因素是放电气体的种类、气压和放电电压, 可以看到实验上的速度几乎都慢于理论速度, 是因为第一个光电探测器离内电极距离 12 cm, 同时实验环境不是理想真空环境, 等离子体在离开同轴枪加速后, 与周围粒子发生碰撞, 发生动量转移, 因此经过减速后实验等离子体速度较慢.

等离子体密度通过光谱分析 H_β 的 Stark 展宽计算得到. 光谱仪曝光时间设置为 3 s, 光信号收集前后点分别在离枪口 5, 10 cm 处. 展宽具体计算公式如下:

$$\Delta\lambda_\nu = \frac{\Delta\lambda_L}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_L}{2}\right)^2 + \Delta\lambda_G^2},$$

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = \Delta\lambda_\nu - \frac{\Delta\lambda_G^2}{\Delta\lambda_\nu},$$

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = 2 \times 10^{-11} (n_e)^{\frac{2}{3}}.$$

$\Delta\lambda_\nu$ 为总展宽佛克脱展宽, $\Delta\lambda_L$ 和 $\Delta\lambda_G$ 分别为洛仑兹展宽和高斯展宽. 佛克脱展宽包含了洛仑兹展宽和高斯展宽. 在该实验的环境中, 洛仑兹展宽主要为 Stark 展宽, 高斯展宽近似为仪器展宽, 通过

Stark 展宽与总展宽、仪器展宽以及电子密度的关系, 可计算得到等离子体密度 [26–28].

实验处理过程中, 将光谱仪采集到的 486.1 nm H_β 谱线附近固定范围内谱线进行洛仑兹非线性拟合得到总展宽, 最后通过对氩氦激光器 632.8 nm 谱线进行高斯非线性拟合得到仪器展宽, 最终通过 Stark 展宽公式计算得到等离子体密度. 由于光谱仪记录的 H_β 谱线展宽为最大展宽, 因此记录的是同轴枪等离子体最大密度. 从图 14 可以看到, 负脉冲等离子体的密度更高, 在低的放电电压下, 前点的密度高于后点的密度, 这是由于等离子体团能量比较小, 从前点到后点的过程中, 热膨胀、复合使得等离子体密度下降, 当能量更高时, 有额外能量电离更多的中性粒子, 使得等离子体密度升高. 在相同放电条件下, 首先等离子体密度最高的点是第一团等离子体产生的, 负脉冲第一个放电半周期内电极是阴极, 正离子更多集中在内电极, 且电流片比较平整, 扫掠效率更高, 更多的中性粒子被电离, 所以喷出后等离子体密度高, 正脉冲第一个放电半周期外电极是阴极, 等离子体喷出后比较分散, 且电流片是一个抛物面形, 扫掠效率比较低, 因此密度较低.

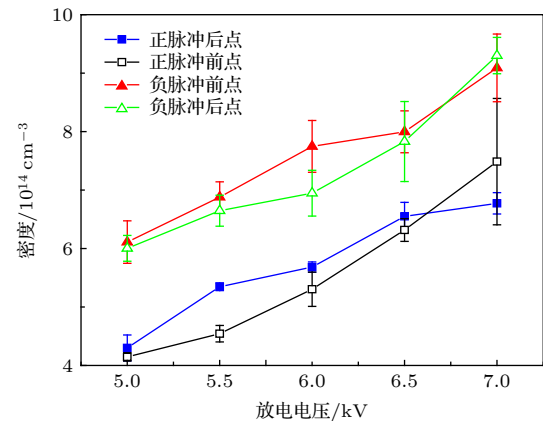


图 14 10 Pa 氩气正负脉冲等离子体密度对比

Fig. 14. Comparison of positive and negative pulsed plasma density of 10 Pa argon.

5 分析与讨论

同轴枪强流脉冲等离子体的特性受到中心电极极性影响, 主要是因为阴极附近会产生质量积累, 由于放电电极为中心同轴电极, 角向感应磁场强度从内电极到外电极逐渐降低, 使得电流片在内电极附近受到更大的磁压力, 外电极附近磁压力相

对较小, 正脉冲等离子体主要分布在外电极, 内电极等离子体稀少但受到很强的磁压力, 因此电流片呈抛物面形, 扫掠效率也相对较低, 负脉冲等离子体主要分布在内电极, 受到磁压力大, 外电极等离子体更少, 但是磁压力也相对较小, 因此电流片更加平整, 扫掠效率也更高. 因此阴极的质量积累效应和同轴放电电极结构对电流片的形态、扫掠效率产生影响, 从而导致正、负脉冲等离子体特性的差异, 在相同放电电压和气压下, 正脉冲等离子体速度更快, 但是密度相对较低, 同时由于正脉冲等离子体的速度差异, 通过高速相机上可以直接观察到分团现象, 负脉冲等离子体由于电流片相对平整, 速度差异较小, 抑制了分团现象的发生.

6 结 论

通过调换脉冲电源整流电路中二极管的方向实现了同轴枪正、负脉冲的放电方式, 以电流片为参考系建立坐标系, 等离子体压力与磁压力平衡建立方程, 根据正、负脉冲电流片质量分布的不同大致得到了正、负脉冲电流片的理想形态. 使用光电二极管测量、光谱仪对 H_{β} 谱线的 Stark 展宽分析计算得到在相同放电条件下, 正、负脉冲等离子体的速度与密度. 利用高清相机拍照 RGB 图像处理, 从蓝图中可以观察等离子体核心区域, 负脉冲中心区域发光极强, 等离子体更集中在内电极喷出, 同时观察到正脉冲等离子体更容易径向膨胀. 通过高速相机直接观察到了分团现象. 分析了电流片形态以及质量分布对于同轴枪等离子体特性的影响. 结果表明, 正脉冲等离子体在速度上更占优势, 负脉冲等离子体在密度和输运稳定性上更具有优势, 因此建议相关研究者, 想要获得更高密度同轴枪等离子体时采取负脉冲放电的方式, 想要获取更高速度参数的等离子体源时, 采用正脉冲放电方式.

参考文献

[1] Turchi P J, Roderick N F, Degnan J H, Frese M H, Amdahl D 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 92
 [2] Woodruff S, Hill D N, Stallard B W, Bulmer R, Cohen B,

Holcomb C T, Hooper E B, McLean H S, Moller J, Wood R D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 095001
 [3] Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2010 *IEEE Tran. Plasma Sci.* **38** 232
 [4] Cassibry J T, Francis Thio Y C, Markusic T E, Wu S T 2006 *J. Propul. Power.* **22** 628
 [5] Cassibry J T, Wu S 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2180
 [6] Markusic T E, Thio Y C, Cassibry J T 2002 *Proceedings of the 38th AIAA Joint Propulsion Conference Indianapolis Indianapolis, Indiana, July 7–10, 2002 AIAA 2002–3803*
 [7] McNab I R 2009 *IEEE Trans. Magn.* **45** 381
 [8] 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
 [9] 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
 [10] Ticos C M, Wang Z H, Wurden G A 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2770
 [11] Wang Z H, Ticos C M, Wurden G A 2007 *Phys. Plasmas* **14** 103701
 [12] Gao Z X, Huang J G, Han J W, Yang X Z, Feng CH 2010 *Spacecraft Environment Engineering* **27** 285 (in Chinese) [高著秀, 黄建国, 韩建伟, 杨宣宗, 冯春华 2010 *航天器环境工程* **27** 285]
 [13] Ticos C M, Wang Z H, Wurden G A, Kline J L, Montgomery D S 2008 *Phys. Plasmas* **15** 103701
 [14] Ticos C M, Wang Z H, Wurden G A, Kline J L, Montgomery D S, Dorf L A, Shukla P K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 155002
 [15] Parks P B 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 1364
 [16] Underwood T C, Loebner K T K, Cappelli M A 2017 *High Energ. Dens. Phys.* **23** 73
 [17] Butler T D, Henins I, Jahoda F C, Marshall J, Morse R L 1969 *Phys. Fluids* **12** 1904
 [18] Hart P J 1964 *J. Appl. Phys.* **35** 3425
 [19] Keck J 1962 *Phys. Fluids* **5** 630
 [20] Fishman F J, Petschek H 1962 *Phys. Fluids* **5** 632
 [21] Al-Hawat S 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 764
 [22] Chow S P, Lee S, Tan B C 1972 *J. Plasma Phys.* **1** 21
 [23] Lie T N, Rhee M J, Chang C C 1967 *6th Electric Propulsion and Plasmadynamics Conference Colorado, USA, September 11–13, 1967* p1
 [24] Zhang J L, Yang L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2017 *Acta Phys. Sin.* **64** 075201 (in Chinese) [张俊龙, 杨亮, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2017 *物理学报* **64** 075201]
 [25] Matsumoto T, Roche T, Allfrey I, Gota H, Asai T, Edo T, Hosozawa A, Tanaka F, TAE Team 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10E108
 [26] Wu L F 2010 *M. S. Thesis* (Wuhan: Wuhan Institute of Technology) (in Chinese) [吴利峰 2010 硕士学位论文 (武汉: 武汉工程大学)]
 [27] Qian M Y, Ren C S, Wang D Z, Zhang J L, Wei G D 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 063303
 [28] Qian M Y 2011 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [钱沐杨 2011 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]

Comparative study of positive and negative pulsed discharge plasma characteristics of coaxial gun*

Yu Xin Qi Liang-Wen Zhao Chong-Xiao Ren Chun-Sheng[†]

(*Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams of Ministry of Education,
School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)
(Received 31 August 2019; revised manuscript received 4 November 2019)

Abstract

The coaxial gun plasma generated by pulsed discharge possesses the characteristics of high speed and high density, and has potential application value in the field of fusion, space propulsion and astrophysics. In this paper, the effect of positive and negative pulsed discharges on plasma characteristics are investigated and a theoretical model for analyzing the morphology of positive and negative pulsed current sheets is proposed. Positive and negative pulsed discharges are realized by changing the direction of the rectifier diode in the pulse power supply to change the direction of the recharging current. Through theoretical analysis, and measurements by using photodiode, Pearson probe, magnetic probe, HD camera, fast-framing camera and RGB image processing, the plasmas generated by positive and negative pulsed discharges are compared and investigated. Most of experimental diagnoses concentrate on investigating the plasma behavior in the coaxial gun muzzle on a microsecond-order time scale. Because radial and axial transport characteristics of plasma change little, we think, the plasma characteristics in the muzzle still depend on the characteristics of plasma in the coaxial gun. Therefore, the conclusion of the theoretical analysis of the current sheet in the coaxial gun is still valid for the plasma in the muzzle. The theoretical analysis shows that the positive pulsed current sheet presents a parabolic shape and the negative pulsed current sheet displays a convex shape, which makes the negative pulsed current sheet sweep more efficiently and a large amount of plasma is concentrated near the inner electrode, namely the cathode, so the negative pulsed plasma is denser. For the positive pulsed plasma, near the inner electrode the plasma is thin and the magnetic pressure is powerful, and near the outer electrode, the plasma is dense and the magnetic pressure is weak. Therefore, the positive pulsed plasma is faster in movement speed but easier to split, and because of its dispersion, its transport stability is not so good as that of the negative pulsed plasma. The experimental results accord with the theoretical analyses. The final conclusion shows that under the same discharge parameters, the positive pulsed discharge produced plasma is faster in movement speed but more likely to split, and the negative pulsed discharge created plasma is denser in density and more stable. Therefore, for obtaining a higher density plasma, the negative pulsed discharge is recommended, and for achieving a high-speed plasma source, the positive pulsed discharge is advised to be adopted.

Keywords: coaxial gun, positive and negative pulses, plasma speed, plasma density

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

DOI: 10.7498/aps.69.20191321

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

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