



工作参数对平行轨道加速器放电模式的影响

刘帅 史宇昊 林天煜 张永鹏 路志建 杨兰均

Influence of operating parameters on discharge mode of parallel-rail accelerator

Liu Shuai Shi Yu-Hao Lin Tian-Yu Zhang Yong-Peng Lu Zhi-Jian Yang Lan-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 205205 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210484

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210484>

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

平行轨道加速器等离子体动力学特性研究

Plasma dynamic characteristics of a parallel-rail accelerator

物理学报. 2018, 67(6): 065201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172403>

放电参数对爆燃模式下同轴枪强流脉冲放电等离子体的影响

Influence of discharge parameters on pulsed discharge of coaxial gun in deflagration mode

物理学报. 2019, 68(10): 105203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190218>

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>

圆柱型光纤螺线圈轨道角动量模式

Orbital angular momentum mode of cylindrical spiral wave-guide

物理学报. 2020, 69(5): 054207 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190997>

涂覆石墨烯的非对称并行电介质纳米线波导的模式特性分析

Mode properties analysis of graphene-coated asymmetric parallel dielectric nanowire waveguides

物理学报. 2018, 67(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172016>

涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线的模式分析

Mode characteristics of asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires waveguide

物理学报. 2020, 69(23): 238102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201041>

工作参数对平行轨道加速器放电模式的影响*

刘帅 史宇昊 林天煜 张永鹏 路志建 杨兰均†

(西安交通大学, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2021年3月12日收到; 2021年6月5日收到修改稿)

电磁等离子体加速器可产生高密度高速度等离子体射流, 因此广泛应用于核物理与天体物理等领域. 本文建立了平行轨道加速器电磁驱动等离子体实验平台, 通过磁探头、光谱仪研究了不同放电电流和注气量条件下平行轨道加速器的放电模式. 平行轨道加速器驱动电源为正弦振荡衰减波电源, 总电容为 120 μF , 回路总电感约为 400 nH. 快速气阀电流波形为单脉冲双指数波形. 当放电电流为 40 kA 时, 平行轨道加速器的工作模式为雪梨模式. 随着放电电流的增大, 平行轨道加速器出现爆燃模式, 且电流通道后沿在电流上升阶段固定不动, 而在电流下降阶段开始向轨道末端移动. 注气量越大, 平行轨道加速器电流通道前沿速度越慢, 电流分布越集中, 放电模式越趋向于雪梨模式. 工作参数主要影响轨道两端的电压, 从而影响平行轨道加速器的放电模式.

关键词: 平行轨道, 电流, 雪梨模式, 爆燃模式**PACS:** 52.59.Dk, 52.50.Dg**DOI:** 10.7498/aps.70.20210484

1 引言

电磁等离子体加速器产生的高密度高速度等离子体射流, 可应用于空间推进^[1]、边缘局域模 (ELM) 的模拟^[2,3]、微粒加速^[4-6]、空间等离子体实验室模拟^[7-9]以及等离子体射流驱动磁化惯性约束聚变 (PJMIF)^[10-12]等领域. 不同的应用背景对等离子体射流的参数要求不同. 例如, 对于 ELM 模拟, 倾向于密度较低、长度较长的等离子体射流; 而对于 PJMIF 应用, 倾向于紧凑的高密度等离子体射流. 这就要求电磁等离子体加速器工作在不同的放电模式下.

电磁等离子体加速器有两种常见的工作模式——雪梨模式和爆燃模式^[13,14]. 雪梨模式的特征是一个紧凑的等离子体沿加速器轴向运动, 并不断电离和扫掠前方的中性气体, 等离子体具有密度和质量的累积效应. 而在实际电流通道的运动过程

中, 存在许多复杂的现象, 如电流泄漏、电流通道倾斜、电流通道粒子泄漏、电极表面阻力等, 这些都会对雪梨模式电磁驱动等离子体过程产生影响^[15-17]. 爆燃模式的特征是等离子体在轨道内呈现弥散分布, 轨道内形成一个稳定的、宽范围的电流分布区域; 固定的电离区域会连续不断电离并加速注入的粒子, 形成高速等离子体射流^[18]. 爆燃模式由 Cheng^[19]于 1970 年首次实验发现, 并提出了 MHD Rankine-Hugoniot 理论解释爆燃模式的物理过程. 近几年, 斯坦福大学、德克萨斯大学进行了许多同轴等离子体加速器爆燃模式放电的实验、磁流体仿真及其 ELM 应用研究^[20-22]. Sitaraman 和 Raja^[23]认为爆燃模式的产生与等离子体电阻有关.

在实际应用中, 尤其在快速气阀注气条件下, 电磁等离子体加速器经常不会处于单一的工作模式, 而会存在放电模式之间的转变. Woodall 和 Len^[24]研究同轴轨道放电模式时发现, 在第一个电

* 陕西省自然科学基金研究计划 (批准号: 2021JQ-044) 和国防科技重点实验室基金 (批准号: 6142605200104) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanglj@xjtu.edu.cn

流脉宽内放电模式主要取决于气阀注气与主回路放电之间的时间间隔, 当时间间隔较长时, 放电呈现雪犁模式; 当时间间隔较短时, 放电呈现爆燃模式; 当气阀注气时刻与主回路放电时间间隔介于上述两种情况之间时, 放电呈现雪犁模式向爆燃模式的转换, 即首先形成一个紧凑的等离子体团, 然后轨道内电流逐渐变成弥散分布. Subramaniam 等^[25]在研究爆燃模式时发现, 当电流存在振荡时, 在电流的第一个半周期, 放电模式是爆燃模式, 而在电流的第二个半周期, 电流通道在加速器起始端重新形成, 由于加速器内充满残余的粒子, 相当于粒子预填充, 放电模式转为雪犁模式.

现有针对电磁等离子体加速器的研究认为, 在快速气阀注入气体条件下, 放电时气体扩散至整个轨道时, 放电模式即为雪犁模式. 本课题组针对平行轨道加速器开展研究时发现, 除了气阀注气与主回路放电之间的时间间隔, 注气量和放电电流幅值也会影响平行轨道加速器的放电模式, 在某些条件下出现了雪犁模式向爆燃模式的转变, 这对于紧凑高密度高速等离子体射流的产生是极为不利的. 因此, 本文研究了工作参数对平行轨道等离子体加速器放电模式的影响, 并对影响机制进行了分析讨论.

2 实验装置

实验装置图如图 1 所示, 主要包括平行轨道加速器、平行轨道加速器驱动电源、快速气阀、快速

气阀驱动电源、延时触发器、真空腔、磁探头、电流探头、示波器、光谱仪、ICCD. 平行轨道电极轨道长度为 242 mm, 轨道间距为 16 mm, 轨道有效放电宽度为 11 mm, 轨道材料为铜. 轨道两侧为透明的石英玻璃绝缘材料, 一方面提供绝缘和约束等离子体, 另一方面便于光学诊断. 轨道末端为石英玻璃管喷嘴, 用于定向等离子体射流. 轨道起始端安装快速气阀, 通过注气通道向轨道电极区域注入工作气体. 快速气阀主要由储气室、线圈、铝盘和弹簧组成. 铝盘外径为 22 mm, 厚度为 2 mm, 质量为 2.5 g. 线圈内径为 16 mm, 外径为 24 mm, 高度为 9 mm. 线圈采用 1 mm 聚酯漆包线绕制, 共绕 4 层, 电感量为 13 μH . 快速气阀储气室内充有一定背景气压的气体. 工作气体为氩气. 在弹簧的作用下, 快速气阀处于关闭状态. 当给气阀线圈施加脉冲电流时, 线圈轴向会产生变化的磁通, 变化的磁通在铝盘上感应出涡流, 涡流与磁场的相互作用使铝盘产生排斥力, 铝盘向远离线圈的方向运动, 快速气阀开启, 快速气阀储气室内气体注入平行轨道加速器内. 随后铝盘在弹簧和气压差的作用下返回初始位置, 快速气阀关闭.

平行轨道加速器驱动电源为正弦振荡衰减波电源, 总电容 C_1 为 120 μF , 回路总电感 L_1 约为 400 nH. 放电电流通过 Pearson 1423 电流探头测量. 快速气阀驱动电源电容 C_2 为 18 μF , T 为晶闸管, 回路电阻 R 为 0.33 Ω , D 为续流二极管. 采用机械泵和分子泵将真空腔气压抽至 10^{-3} Pa, 待平行轨道驱动电源和气阀电源充电完成后, 延时触发

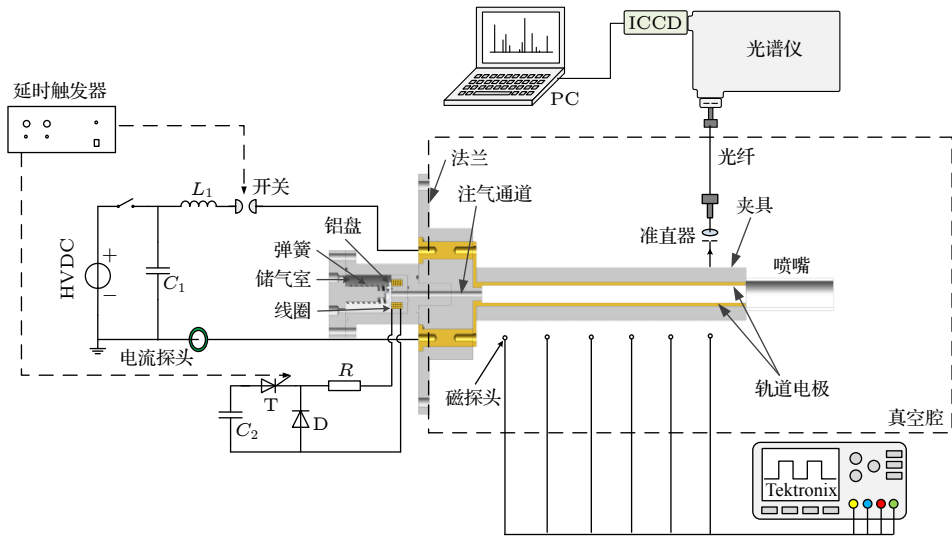


图 1 实验装置图

Fig. 1. Experimental setup.

器一路输出先触发气阀电源放电, 快速气阀打开向平行轨道加速器内注入工作气体, 间隔一定时间后, 延时触发器另一路输出触发平行轨道驱动电源, 电源向平行轨道放电, 驱动等离子体运动产生高速等离子体射流.

在轨道的轴向 6 个位置布置磁探头, 如图 1 所示, 磁探头线圈分别布置在距轨道起始端距离为 $Z = 16, 54, 92, 130, 168, 206$ mm 的位置处, $Z = 0$ 对应轨道起始端. 电流通道等离子体的运动引起的磁场变化通过轨道侧面石英玻璃外侧布置的磁探头测量, 磁探头中心距离轨道中心 19 mm. 磁探头线圈采用直径为 0.3 mm 的漆包线绕制, 匝数为 10 匝, 通过积分器得到磁场. 积分器电阻和电容分别为 330Ω 和 $1 \mu\text{F}$. 磁探头的幅值响应为 0.697 V/T . 等离子体轴向运动过程中的发射光谱通过光谱仪来测定. 由于轨道两侧绝缘材料为石英玻璃, 等离子体的发光可以从侧面透过石英玻璃, 因此在轨道的侧面布置准直器. 等离子体发光通过 2 mm 光阑、准直器 (Thorlabs F240SMA-A)、光纤 (芯径 $100 \mu\text{m}$) 耦合进入光栅光谱仪 (Andor SR500i). 光谱仪的探测器为 ICCD (Andor DH334T). 光谱仪的测量位置聚焦在电极间距的中心位置, 轴向测量位置为 $Z = 206$ mm. 磁探头信号与放电电流通过多台同步触发的示波器 (Tektronix DPO4104B) 采集.

快速气阀驱动电源电容充电电压不同时, 气阀驱动电流不同. 快速气阀驱动电源电容充电范围为 $2.3\text{--}3.0 \text{ kV}$, 产生的电流幅值为 $1.87\text{--}2.50 \text{ kA}$, 由于存在续流二极管, 电流波形为单脉冲双指数波形. 当快速气阀驱动电源电容充电电压为 2.3 kV 时, 快速气阀驱动电流波形如图 2(a) 所示, 电流峰值为 1.87 kA , 电流波形从起始点上升到峰值的时间为 $22 \mu\text{s}$, 下降到峰值的 50% 的时间为 $45 \mu\text{s}$. 在距离快速气阀喷口 5 mm 的位置布置压力传感器, 用来测量注入气体的滞止压力, 反映注入气体不同时刻的瞬时密度. 工作气体为氩气, 快速气阀不同工作气压、气阀电源不同放电电流下, 距离快速气阀喷口 5 mm 处测得的注入气体的滞止压力波形如图 2(b) 所示, 其中, $t = 0$ 时刻是气阀电源放电的起始时刻. 压力传感器测得的气体滞止压力主要与气体注入的瞬时密度有关. 当快速气阀工作气压/放电电流分别为 $200 \text{ kPa}/1.87 \text{ kA}$, $400 \text{ kPa}/2.18 \text{ kA}$, $800 \text{ kPa}/2.50 \text{ kA}$ 时, 气体注入的瞬时密度呈逐渐

增大趋势. 快速气阀放电与主回路放电之间的时延不同, 注入的气体在轨道内的分布区域不同. 通过在轨道电极出口布置压力传感器, 测得注入气体的前沿运动至轨道电极出口的时刻为 $450 \mu\text{s}$. 因此本文快速气阀仅工作在上述 3 种气压/电流条件下, 快速气阀放电与主回路放电之间的时延固定为 $450 \mu\text{s}$.

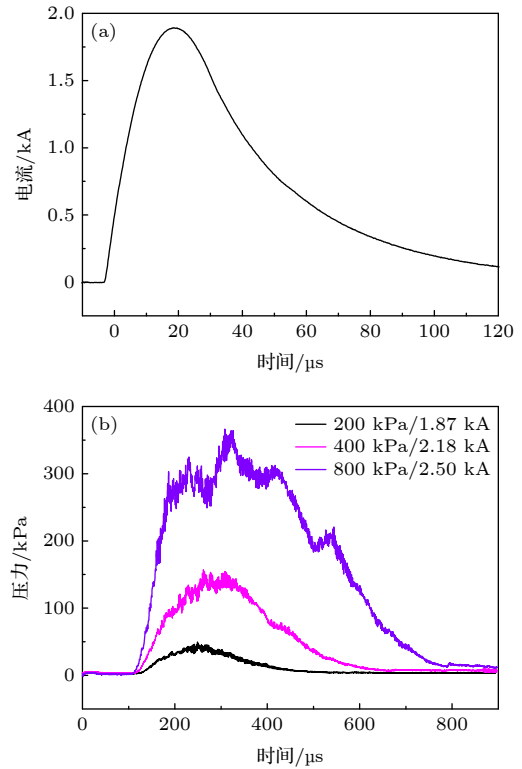


图 2 快速气阀波形图 (a) 电流波形; (b) 注入气体的滞止压力波形

Fig. 2. Fast gas valve waveform: (a) Current waveform; (b) injected gas stagnation pressure waveform.

3 结果与讨论

3.1 雪犁模式典型波形

快速气阀工作气压为 200 kPa 、气阀电流为 1.87 kA , 平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 3.2 kV 时, 轴向不同位置的磁探头测得的磁场波形和电流波形如图 3 所示. 电流波形为正弦振荡衰减波, 电流第一个半周期峰值为 40 kA , 脉宽为 $23.4 \mu\text{s}$. 由于电流反向时一般会在轨道起始端有二次击穿, 本文只关注电流的第一个半周期内平行轨道加速器的工作模式. 雪犁模式的典型特征是形成一个紧凑的等离子体片. 从磁场波形上看, 不

同轴向探测位置的磁场从 0 上升的起点反映了电流通道的的前沿; 某一轴向探测位置磁场与靠近轨道起始端方向前一个探测位置磁场的重合点反映了电流通道的后沿. 根据图 3 可知, 磁场上升起点依次经过探测位置, 磁场上升后也依次重合, 磁场上升斜率相近, 表明一个具有一定厚度的电流通道整体以一定的速度依次运动过轨道轴向不同的探测位置.

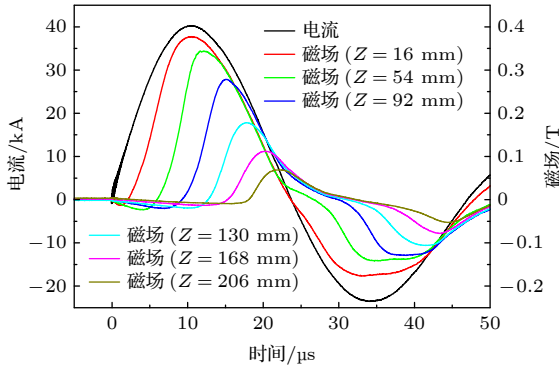


图 3 磁场波形和电流波形
Fig. 3. Magnetic field and current waveforms.

通过磁场波形, 可以得到不同时刻电流通道的轴向的电流分布. 在一维近似下, 磁探头线圈位置测得的磁场大小与电流通道的轴向电流密度的关系为

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -k\mu J, \quad (1)$$

式中 B 为磁探头布置位置处测得的磁场大小; k 为比例系数, 可通过轨道末端短路校准获得; J 为电流通道的电流密度; μ 为磁导率. 令 B_n 为从轨道起始端第 n 个磁探头测得的磁场大小, 即 $n=1$ 时表示 $Z=16$ mm 位置的磁探头线圈. 6 个磁探头将平行轨道轴向分为 7 段区域, 分别为 0—16 mm, 16—54 mm, 54—92 mm, 92—130 mm, 130—168 mm, 168—206 mm 和 206—242 mm, 电流在这 7 段区域内每段区域分布的电流分别以 I_0 — I_6 表示. 则平行轨道加速器轴向 7 段区域内每段区域分布的电流大小为

$$I_n = \frac{1}{k\mu} (B_{n-1} - B_n). \quad (2)$$

由于放电电流随时间变化, 将每段区域分布的电流除以总放电电流 I_t 获得平行轨道加速器每段区域分布的电流比例为

$$\frac{I_n}{I_t} = \frac{1}{k\mu I_t} (B_{n-1} - B_n). \quad (3)$$

快速气阀工作气压为 200 kPa、气阀电流为 1.87 kA, 平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 3.2 kV 时, 不同时刻轨道内每段区域电流分布的比例如图 4 所示. 图中第一个点代表 0—16 mm 区域的电流分布比例, 其余 6 个点分别代表以该点为中心、宽度为 38 mm 区域的电流分布比例. $t = 0$ 时刻表示加速器放电的起始时刻. 6 个不同时刻选取的依据是前 6 个分段区域电流比例分别达到最大的时刻. 由图 4 可知, 随着时间的增加, 电流分布比例最大的区域不断向轨道出口方向移动. $t \leq 13.8 \mu\text{s}$ 时, 电流分布较为集中; $t > 13.8 \mu\text{s}$ 时, 电流分布宽度逐渐增大. 根据快速气阀的气体注入波形推测, 当时延为 450 μs 时, 轨道内气体分布特征为轴向中间某一区域密度最高、向轨道起始端和末端两个方向逐渐递减、轨道末端气体密度接近为零. 当 $t > 13.8 \mu\text{s}$ 时, 电流运动至轨道的后半段, 电流通道前沿至轨道末端的气体密度逐渐降低, 电流通道前沿区域的洛伦兹力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 和磁压力 P 会大于前方气体的动压 ρv^2 , 因此电流通道前沿的速度会略微增大, 引起电流分布的宽度逐渐增大. 但电流通道整体向轨道末端运动的趋势不变, 因此在这个轨道放电参数和气阀工作参数下, 平行轨道加速器的工作模式为雪梨模式.

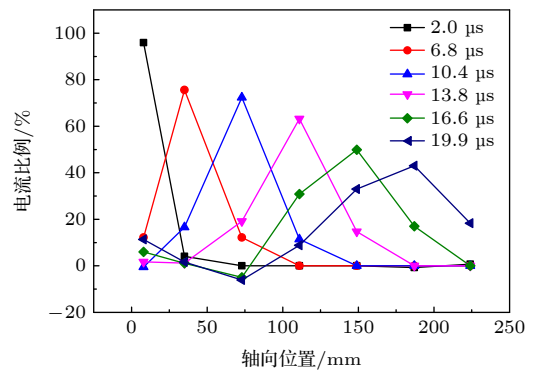


图 4 电流分布比例图
Fig. 4. Current distribution ratio waveform.

3.2 放电电流幅值的影响

快速气阀工作气压为 200 kPa、气阀电流为 1.87 kA, 平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压分别为 5, 8 和 13 kV 时, 轴向不同位置的磁探头测得的磁场波形和电流波形如图 5 所示. 平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 5 kV 时, 放电电流幅值为 64 kA; 磁场上升起点依次经过探测位置, 磁场上升后也依次重合, 磁场上升斜率相近,

表明具有一定厚度的电流通道整体以一定的速度依次运动过轨道轴向不同的探测位置;但在轴向位置 $Z = 168 \text{ mm}$ 和 $Z = 206 \text{ mm}$ 处,磁场上升至最高点之前出现明显的拐点,表明在电流通道的后方出现了二次击穿,并有一小部分电流从二次击穿的电流通道流过.平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 8 kV 时,放电电流幅值为 100 kA ;磁场上升起点依次经过探测位置,但磁场上升的斜率随着轴向位置的增大呈现递减的趋势.平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 13 kV 时,放电电流幅值为 170 kA ;磁场在上升过程中出现明显

的斜率变化,且越靠近轨道末端,磁场上升越慢;不同位置的磁场只有在电流峰值过后才开始逐渐重合,说明电流通道的后沿在电流上升阶段一直在轨道起始端附近固定不动,而当电流峰值过后,电流通道后沿才明显地开始向轨道末端方向运动.在该放电参数和工作气压下,平行轨道加速器形成的并不是一个厚度薄的电流通道,而是一个范围很宽的呈弥散状的电流通道.

快速气阀工作气压为 200 kPa 、气阀电流为 1.87 kA ,平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压分别为 8 和 13 kV 时,不同时刻轨道内每段区域电流分布的比例如图 6 所示.平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 8 kV , $t \leq 6.8 \mu\text{s}$ 时,随着时间的增加,电流分布比例最大的区域不断向轨道出口方向移动,放电呈现雪犁模式; $t > 8.6 \mu\text{s}$ 时,电流分布区域明显扩大,充满轨道的后半段区域,呈现出爆燃模式的放电特征.平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 13 kV ,在电流的上升阶段 ($t < 10 \mu\text{s}$),随着电流通道前沿的运动,电流通道逐渐充满整个轨道;在 $4.4\text{--}8.0 \mu\text{s}$ 时间段,电流分布比例最大的区域固定不动.这说明电流通道后沿在放电电流上升阶段基本在轨道起始端附

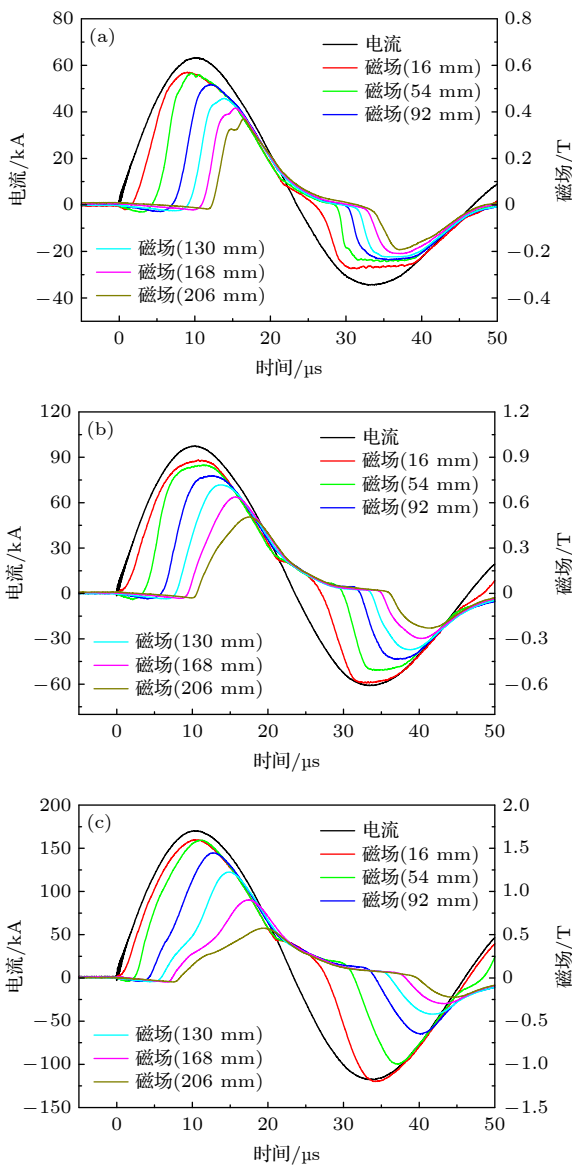


图 5 不同电流下的磁场波形图 (a) 64 kA ; (b) 100 kA ; (c) 170 kA
 Fig. 5. Magnetic field waveform under different currents: (a) 64 kA ; (b) 100 kA ; (c) 170 kA .

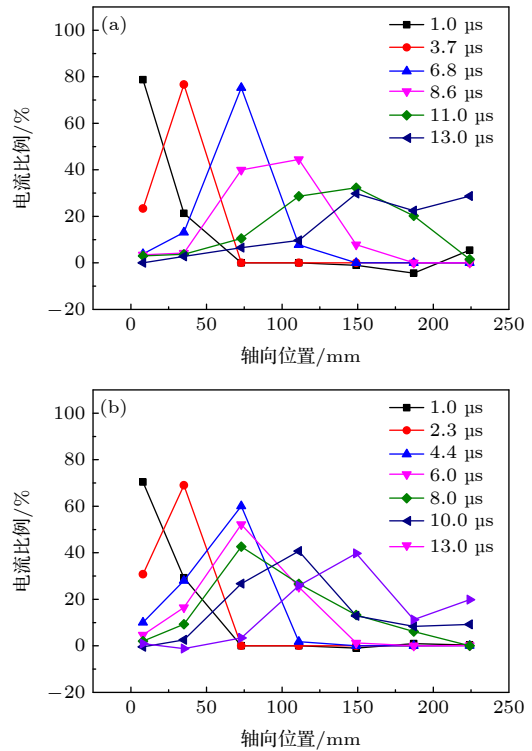


图 6 不同电流下的电流分布比例 (a) 100 kA ; (b) 170 kA
 Fig. 6. Current distribution ratio under different currents: (a) 100 kA ; (b) 170 kA .

近固定不动, 等离子体在轨道内弥散分布, 这是爆燃模式的典型特性. 因此, 当放电电流由 40 kA 增大到 170 kA 时, 平行轨道加速器放电模式由雪犁模式转变为爆燃模式.

3.3 注气量的影响

平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 13 kV, 快速气阀工作气压和电流分别为 400 kPa/2.18 kA 和 800 kPa/2.50 kA 时, 轴向不同位置的磁探头测得的磁场波形和电流波形如图 7 所示. 与图 5(c) 对比可见, 气体注入量越大, 电流通道的前沿运动速度越慢, 磁场在上升过程中出现明显的斜率变化的现象越不显著, 不同探测点磁场上升的斜率越接近. 这说明气体注入量越大, 平行轨道加速器电流分布越集中, 放电模式由爆燃模式逐渐趋向于雪犁模式. 另一方面, 在不同的注气量条件下, 不同探测点磁场波形均在电流波形的下降阶段, 即电流通道后沿均在电流峰值之后才开始向轨道末端运动. 这表明电流波形也是影响平行轨道加速器放电模式的一个关键因素.

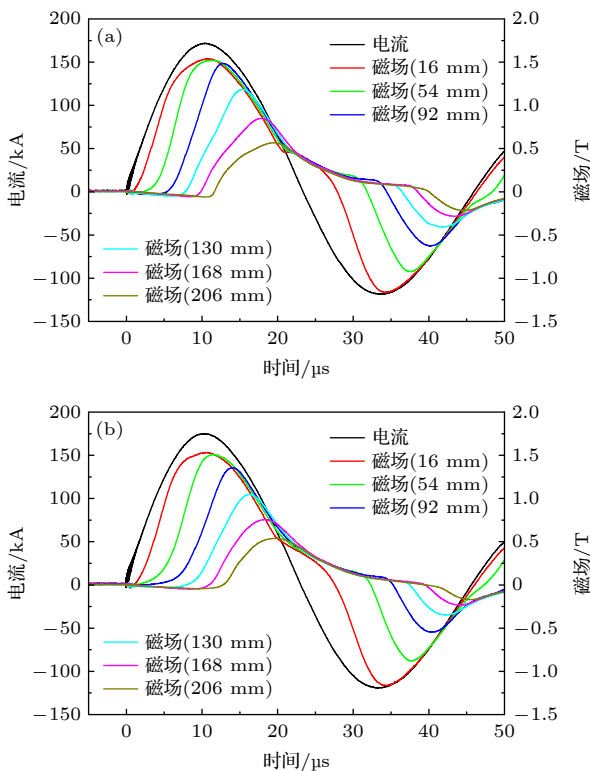


图 7 不同注气条件下磁场波形图 (a) 400 kPa/2.18 kA; (b) 800 kPa/2.50 kA

Fig. 7. Magnetic field waveform under different gas injection: (a) 400 kPa/2.18 kA; (b) 800 kPa/2.50 kA.

3.4 光谱诊断

当平行轨道加速器工作在雪犁模式下时, 电流通道以一定的厚度沿轨道轴向运动, 并不断电离前方的中性气体, 电离后的粒子随电流通道一起沿轴向运动, 因此电流通道内的粒子主要为 Ar 粒子. 但当放电电流增大, 平行轨道加速器趋向于雪犁模式时, 电流通道充满整个轨道, 此时电流通道不同位置的粒子成分将完全不同. 快速气阀工作气压为 200 kPa、气阀电流为 1.87 kA, 平行轨道加速器驱动电源电容器充电电压为 13 kV, 探测时刻分别为 $t = 9 \mu\text{s}$ 和 $t = 15 \mu\text{s}$ 时, 平行轨道加速器轴向 $Z = 206 \text{ mm}$ 位置电流通道等离子体的发射光谱如图 8 所示. 发射光谱探测系统 ICCD 的门宽时间设为 400 ns, 所以实际探测的是上述时刻 $\pm 200 \text{ ns}$ 时间范围内的积分光谱. $t = 9 \mu\text{s}$ 时, 对应电流通道等离子体的前沿位置, 处于磁场上升斜率明显拐点时刻之前, 此时等离子体的发射光谱主要为 Ar II 谱线, 说明在电流通道等离子体的前沿位置, 等离子体的粒子种类主要是 Ar 粒子. 这是由于工作气体为氩气, 随着等离子体前沿的运动, 会不断电离并扫掠运动方向前方的中性气体. $t = 15 \mu\text{s}$ 时,

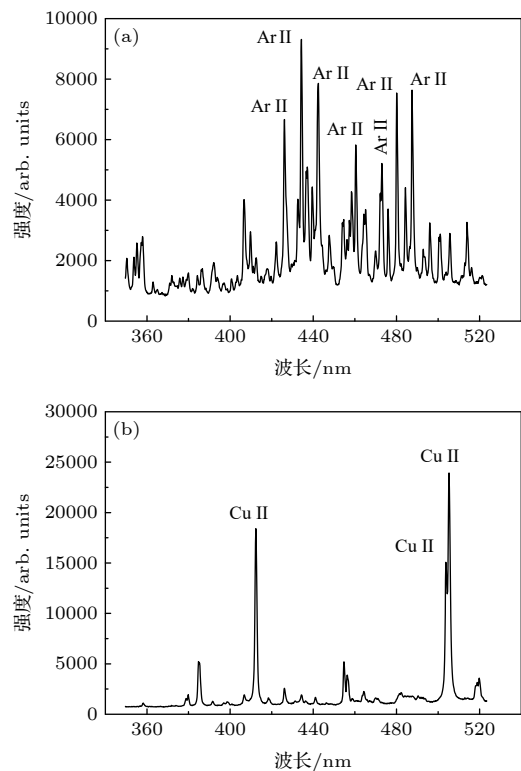


图 8 电流通道等离子体的发射光谱 (a) $t = 9 \mu\text{s}$; (b) $t = 15 \mu\text{s}$

Fig. 8. Current channel plasma emission spectrum: (a) $t = 9 \mu\text{s}$; (b) $t = 15 \mu\text{s}$.

对应电流通道等离子体的中尾部位置, 处于磁场上升斜率明显拐点之后, 此时光谱图像与 $t = 9 \mu\text{s}$ 时刻出现明显的差别, 强度最大的谱线变为 Cu II 谱线, 即电流通道等离子体的中尾部区域主要为烧蚀电极产生的带电粒子. 那么可以预见的是, 当等离子体从轨道末端喷出后, 等离子体射流的前沿主要是中性气体的带电粒子, 而等离子体射流的拖尾部分主要是烧蚀电极和绝缘材料形成的带电粒子. 这对于等离子体射流的应用是极为不利的.

3.5 分析与讨论

综合以上研究结果发现, 当放电电流较低时, 平行轨道加速器呈现雪梨模式; 当放电电流增大时, 平行轨道加速器出现爆燃模式, 且存在共同的特征, 即电流通道后沿在电流上升阶段固定不动, 而在电流下降阶段开始向轨道末端移动; 注气量越大, 平行轨道加速器电流通道前沿速度越慢, 电流分布越集中, 放电模式由爆燃模式逐渐趋向于雪梨模式. 这说明, 放电模式的改变不仅与放电电流幅值有关, 还与电流的变化率、电流通道的运动速度有关, 而这些参量都会引起轨道电压的变化. 因此, 本文认为工作参数主要影响轨道两端的电压, 从而导致影响放电模式; 当放电电流过大或电流变化率越大, 轨道两端电压越高, 电流通道后方的间隙不足以耐受高压而击穿, 引起电流在轨道内弥散分布, 出现爆燃模式放电.

当平行轨道加速器处于雪梨模式时, 轨道两端的电压 U 可表示为

$$U = L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{dt} + Ri, \quad (4)$$

其中, L 为轨道电感, i 为放电电流, R 为电流通道电阻. 假设电流波形为正弦波形, 电流波形周期为 T , 则电流波形可表示为 $i = I_0 \sin(2\pi/T \cdot t)$. 为了简化分析, 假设电流通道运动为匀速运动. 如果电流通道运动的速度为 v , 轨道单位长度电感为 L' , 则轨道两端电压可写为

$$U = L'vtI_0 \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) + I_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) L'v + RI_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right), \quad (5)$$

本文中轨道的单位长度电感为 $L' = 0.54 \mu\text{H}/\text{m}$ ^[26], 电流波形周期取为 $T = 44 \mu\text{s}$. 在放电电流峰值为 $I_0 = 100 \text{ kA}$ 条件下计算轨道两端的电压. 取等离

子体速度为 $v = 20 \text{ km/s}$. 根据文献 [27] 的实验结果, 取电流通道电子密度为 $n_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度为 $T_e = 4 \text{ eV}$, 则等离子体碰撞频率为 $\nu_e = 2.91 \times 10^{-6} n_e \ln AT_e^{-3/2} = 8.6 \times 10^{11} \text{ Hz}$, 等离子体电导率为 $\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} = 1.64 \times 10^4 \Omega \cdot \text{m}$ [28]; 取电流通道的宽度为 30 mm , 轨道电极间距为 16 mm , 轨道电极为 11 mm , 则可计算得到电流通道的电阻为 $R = 3 \text{ m}\Omega$, 即 (5) 式中第三项的振幅为 $RI_0 = 300 \text{ V}$. (5) 式中第一项的振幅为 $L'vtI_0 2\pi/T = 7800vt \text{ V}$, (5) 式中第二项的振幅为 $I_0 L'v = 1080 \text{ V}$. 即可得到理想雪梨模式下轨道两端电压随时间的变化关系, 如图 9 所示. 放电开始后, 如果平行轨道加速器处于雪梨模式, 随着电流通道的运动, 轨道起始端电压波形先增大后减小, 最高能达到约 1800 V , 电压峰值时间约为 $8 \mu\text{s}$, 小于电流峰值的时间.

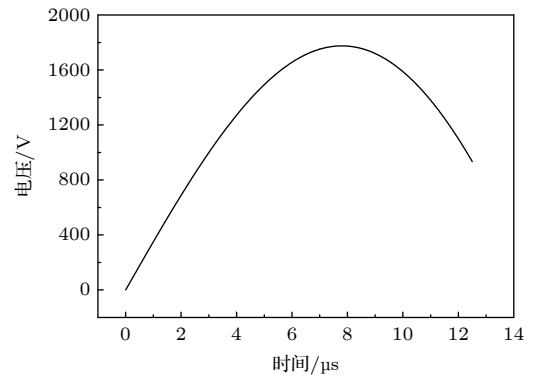


图 9 轨道两端电压随时间的变化
Fig. 9. Rail electrode voltage as a function of time.

平行轨道加速器工作在雪梨模式下, 电流通道会扫掠前方的中性气体, 但扫掠效率不会达到 100%, 会有残余气体的泄露. 本文的轨道结构雪梨模式下电流通道扫掠效率约为 80%, 气体注入后轨道内气压约为数百帕至千帕范围, 电流通道扫掠后, 电流通道后方存在数十帕至上百帕的残余气压, 而且还会存在一定的残余带电粒子. 在这个低气压下, 氩气的击穿电压基本处于巴申曲线的最小值, 约为 $300\text{—}500 \text{ V}$ ^[29]. 因此, 当放电电流较大、电流变化率较大或电流通道运动速度较快时, 都会导致轨道电压升高. 如果轨道电压超过击穿电压, 那么就无法继续维持雪梨模式, 会在电流通道后方引起二次击穿, 形成电流通道的拖尾, 产生爆燃模式放电. 爆燃模式下固定的电流通道主要通过烧蚀电极来维持. 当电流由峰值开始下降时, 轨道电压

开始降低,当电压不足以维持二次击穿时,电流通道后沿在洛伦兹力作用下开始运动.理论分析与实验结果相符合.

因此,本文认为工作参数主要影响轨道两端的电压,从而导致影响放电模式.根据(1)式,为了抑制雪犁模式向爆燃模式的转变,一是可以采用方波代替正弦波,减小电流的变化率;另一个是减小轨道的电感梯度,即减小轨道电极的电流密度,如采用宽度更宽的平行轨道或直径较大的同轴轨道.

4 结 论

本文通过磁探头、光谱仪研究了不同放电电流和注气量条件对平行轨道加速器放电模式的影响.实验结果表明:1)当快速气阀工作气压为200 kPa、气阀电流为1.87 kA、平行轨道加速器放电电流为40 kA时,平行轨道加速器的工作模式为雪犁模式;2)随着放电电流的增大,平行轨道加速器放电模式由雪犁模式转变为爆燃模式,并形成范围很宽的呈弥散状的电流通道,电流通道后沿在电流上升阶段固定不动,而在电流下降阶段开始向轨道末端移动;注气量越大,平行轨道加速器电流通道电流分布越集中,放电模式越趋向于雪犁模式;3)爆燃模式下固定的电流通道主要通过烧蚀电极来维持;4)工作参数主要影响轨道两端的电压,从而影响平行轨道加速器的放电模式.

参考文献

- Ziemer J K, Choueiri E Y 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 395
- Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 232
- Loebner K T K, Underwood T C, Wang B C, Cappelli M A 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 1534
- Cai M H, Wu F S, Li H W, Han J W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 019401 (in Chinese) [蔡明辉, 吴逢时, 李宏伟, 韩建伟 2014 物理学报 **63** 019401]
- Ticos C M, Scurtu A, Toader D, Banu N 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 033509
- 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]
- Underwood T C, Loebner K T K, Cappelli M A 2017 *High Energy Density Phys.* **23** 73
- Zhang Y, Gilmore M, Hsu S C, Fisher D M, Lynn A G 2017 *Phys. Plasmas* **24** 110702
- Zhang Y, Fisher D M, Gilmore M, Hsu S C, Lynn A G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 055709
- Hsu S C, Langendorf S J, Yates K C, Dunn J P, Brockington S, Case A, Cruz E, Witherspoon F D, Gilmore M A, Cassibry J T, Samulyak R, Stoltz P, Schillo K, Shih W, Beckwith K, Thio Y C F 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 1951
- Thio Y C F, Hsu S C, Witherspoon F D, Cruz E, Case A, Langendorf S, Yates K, Dunn J, Cassibry J, Samulyak R, Stoltz P, Brockington S J, Williams A, Luna M, Becker R, Cook A 2019 *Fusion Sci. Technol.* **75** 581
- Yate K C, Langendorf S J, Hsu S C, Dunn J P, Brockington S, Case A, Cruz E, Witherspoon F D, Thio Y C F, Cassibry J T, Schillo K, Gilmore M 2020 *Phys. Plasmas* **27** 062706
- Zhao C X, Qi L W, Yan H J, Wang T T, Ren C S 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 105203 (in Chinese) [赵崇霄, 漆亮文, 闫慧杰, 王婷婷, 任春生 2019 物理学报 **68** 105203]
- Qi L W, Zhao C X, Yan H J, Wang T T, Ren C S 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 035203 (in Chinese) [漆亮文, 赵崇霄, 闫慧杰, 王婷婷, 任春生 2019 物理学报 **68** 035203]
- Markusic T E, Choueiri E Y, Berkery J W 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4847
- Berkery J W, Choueiri E Y 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 64
- 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]
- Poehlmann F R, Cappelli M A, Rieker G B 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123508
- Cheng D Y 1970 *Nucl. Fusion* **10** 305
- Loebner K T K, Underwood T C, Cappelli M A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 175001
- Loebner K T K, Underwood T C, Mouratidis T, Cappelli M A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 094104
- Subramaniam V, Panneerchelvam P, Raja L L 2018 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **51** 215203
- Sitaraman H, Raja L L 2014 *Phys. Plasmas* **21** 012104
- Woodall D M, Len L K 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 961
- Subramaniam V, Underwood T C, Raja L L, Cappelli M A 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 025016
- Liu S, Huang Y Z, Guo H S, Lin T Y, Huang D, Yang L J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 053506
- Liu S, Huang Y Z, Zhang Y P, Zhan W, Yu M H, Yang L J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 113505
- Huba J D 2013 *NRL Plasma Formulary* (Washington: Naval Research Laboratory)
- Xiao D M 2016 *Gas Discharge and Gas Insulation* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) pp47-88

Influence of operating parameters on discharge mode of parallel-rail accelerator^{*}

Liu Shuai Shi Yu-Hao Lin Tian-Yu Zhang Yong-Peng
Lu Zhi-Jian Yang Lan-Jun[†]

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

(Received 12 March 2021; revised manuscript received 5 June 2021)

Abstract

Electromagnetic plasma accelerators which can generate hypervelocity and high density plasma jets have been widely used in the fields of nuclear physics and astrophysics. In this paper, an experimental platform of parallel-rail accelerator electromagnetically driven plasma is established, and the discharge modes under different discharge currents and gas injection conditions are studied through using magnetic probes, a spectrometer and an ICCD. A fast gas valve is used to inject argon into the rail electrode area. The time delay between the fast valve discharge and the parallel-rail accelerator discharge is fixed to be 450 μs . The waveform of power supply of the parallel-rail accelerator is a sinusoidal wave. The total capacitance is 120 μF , the total inductance is about 400 nH, and the maximum current is 170 kA. The fast valve current waveform is a double exponential waveform with a maximum current of 2.5 kA. When the discharge current is 40 kA, a current sheet with a certain thickness is generated, and the current sheet moves through different detection positions along the rail electrode at a certain velocity. Therefore, the working mode of the parallel-rail accelerator is the snowplow mode. As the discharge current increases, the trailing edge of the current channel is fixed during the current rising phase, and starts to move to the end of the rail during the current falling phase. A diffuse distributed current channel is formed, and the parallel-rail accelerator operates in a deflagration mode. As the gas injection mass increases, the current channel front velocity decreases to form a more concentrated distributed current channel, and the discharge mode turns into the snowplow mode. The stationary current channel in the deflagration mode is maintained mainly by ablating the electrode. The operating parameters mainly affect the rail voltage, which in turn affects the discharge mode of the parallel-rail accelerator. The rail voltage increases when the discharge current or the current rate of change increases. If the rail gap behind the current channel cannot withstand the high rail voltage under large discharge current or large current rate of change, the breakdown occurs, which results in the deflagration mode discharge.

Keywords: parallel-rail, current, snowplow mode, deflagration mode

PACS: 52.59.Dk, 52.50.Dg

DOI: 10.7498/aps.70.20210484

^{*} Project supported by the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JQ-044) and the National Defense Science and Technology Foundation of State Key Laboratory, China (Grant No. 6142605200104).

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