

静态气压下平行轨道加速器电流分布 与等离子体速度特性*

刘帅† 徐涛 刘康琪 张永鹏 杨兰均

(西安交通大学电气工程学院, 西安 710049)

(2023年6月19日收到; 2023年7月25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而广泛应用于等离子体物理研究与应用领域. 本文建立了平行轨道加速器电磁驱动等离子体实验平台, 通过磁探头阵列和光电二极管阵列研究了静态气压下平行轨道加速器的电流分布和等离子体速度特性. 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, 充电电压为 13 kV 时, 放电电流为 170 kA, 脉宽为 23.5 μs . 当放电电流较小、工作气压较高时, 平行轨道加速器电流分布较集中, 放电模式与雪梨模式相符. 随着放电电流的增大或工作气压的降低, 平行轨道加速器逐渐出现弥散的电流分布, 形成等离子体前沿和等离子体拖尾两个区域. 放电电流越大, 工作气压越低, 电流弥散分布越显著, 等离子体前沿电流分布比例越低, 等离子体前沿速度越高, 但等离子体速度增大的比例远低于放电电流增大的比例或工作气压平方根的倒数增大的比例.

关键词: 平行轨道, 电流分布, 等离子体速度, 静态气压

PACS: 52.59.Dk, 52.50.Dg

DOI: 10.7498/aps.72.20231007

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, 可应用于边缘局域模的模拟^[1,2]、微粒加速^[3,4]、空间等离子体实验室模拟^[5,6]、等离子体燃料注入^[7,8]以及等离子体射流驱动磁化惯性约束聚变^[9,10]等领域. 雪梨模式是电磁等离子体加速器最常见的工作模式^[11]. 加速器内预先充满一定气压的气体, 或采用快速气阀向加速器内注入气体, 间隔一定时间使气体充满加速器, 初始放电在轨道起始端区域形成一个紧凑的等离子体团, 然后等离子体团在洛伦兹力的作用下, 沿加速器轴向运动, 理想情况下认为运动过程中所扫过的气体分子被全部电离, 电离后的粒子随等离子体团以同样的速度轴向运动, 运动过程中等离子体团的密度或质量

会不断增大, 最后在加速器出口形成高速等离子体射流. 理想雪梨模式下, 电磁等离子体加速器等离子体的速度与流过等离子体的电流成正比. 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、电极表面阻力等, 这些都会对雪梨模式电磁驱动等离子体的过程和速度产生影响^[12,13]. 电流泄漏效应是指部分电流并未流过等离子体团, 而是滞留在加速器起始绝缘表面. Bhuyan 等^[14]在静态气压为 40 Pa、气体种类为氮气、峰值电流为 138 kA 条件下, 通过磁探头测得电流泄漏比例为 32%. Tou^[15]利用条纹相机获得等离子体团的速度, 并根据雪梨模型反推计算得到流过等离子体团的电流, 工作气体分别为氖和氩气, 流过等离子体团的电流均为总放电电流的 70% 左右, 即电流泄漏比例为 30%. Al-Hawat^[16], Mathuthu 等^[17]以及 Chow 等^[18]在气压为 40—133 Pa

* 陕西省自然科学基金研究计划 (批准号:2021JQ-044) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liushuai@xjtu.edu.cn

的条件下也发现了电流泄漏现象,且许多学者采用 Lee 模型^[19]仿真时将电流泄漏系数设在 60%—70% 范围内^[20,21]. 本课题组^[22]在静态气压下采用方波电流研究了电流泄漏随气压和电流的变化,发现初始气压越低,放电电流越大,电流泄漏比例越大,这将导致等离子体速度随电流或气压非线性变化.

国内对于电磁等离子体加速器的研究相对较少. 高著秀等^[23,24]通过雪梨模型分析了同轴轨道运行的最佳条件,并采用发射光谱多普勒频移法研究了等离子体轴向速度随放电电压和工作气体压强的变化关系. 张俊龙等^[25–27]采用光电倍增管研究了同轴轨道等离子体射流的速度及等离子体团的分离现象,得到等离子体的输运速度随放电电流的增大而增大,随气压的增大而减小;采用发射光谱法研究了同轴轨道等离子体射流输运过程中电子密度的变化情况. 上述研究均获得了等离子体速度随气压和电流变化的定性规律,但并未关注等离子体速度的非线性效应及其原因.

本课题组^[28]在快速气阀注气、高幅值正弦衰减振荡电流下,发现电流出现了弥散分布,且与前述电流泄漏现象不同,这对于紧凑高密度高速度等离子体射流的产生极为不利,且会导致等离子体速度随电流非线性变化. 但采用快速气阀注入工作气体,气体在轨道内分布不均匀,且气压无法准确获得,无法定量分析相关参量对等离子体速度的影响. 因此,本文在静态气压下研究了平行轨道加速

器电流分布,讨论了电流弥散分布对等离子体速度的影响,对于获得紧凑高速度等离子体具有重要的意义.

2 实验装置

实验布置图如图 1 所示,主要包括平行轨道加速器、驱动电源、磁探头、光电二极管、电流探头、示波器等. 平行轨道加速器主要由轨道电极、轨道两侧绝缘、夹具、喷嘴和法兰装配组成. 平行轨道电极长度为 250 mm,宽度为 16 mm,厚度为 3 mm,材料为紫铜. 两个轨道电极的间距为 16 mm. 轨道两侧为透明的 JGS2 石英玻璃绝缘材料,一方面提供绝缘和约束等离子体,另一方面方便轨道内等离子体的光学诊断. 由于轨道电极的宽度方向两侧共 5 mm 的区域压在石英玻璃上,所以轨道内有效的放电区域截面为 11 mm×16 mm. 轨道电极末端为石英玻璃管喷嘴,用于定向等离子体射流,喷嘴长度为 80 mm,内径为 24 mm.

平行轨道加速器驱动电源为正弦振荡衰减波电源,主要包括高压直流电源 HVDC、电容器 C_1 、回路电感 L_1 和开关. 当高压直流电源给电容器充电至设定电压后,触发开关导通,平行轨道加速器击穿产生等离子体,电容器 C_1 通过回路电感 L_1 向平行轨道加速器放电. 由于回路电阻很小,为欠阻尼状态,所以放电电流为正弦振荡衰减波形. 电容器由 6 台脉冲电容器并联组成,每台电容为 20 μF ,总电容量 120 μF ,回路电感由引线构成,约为 400 nH.

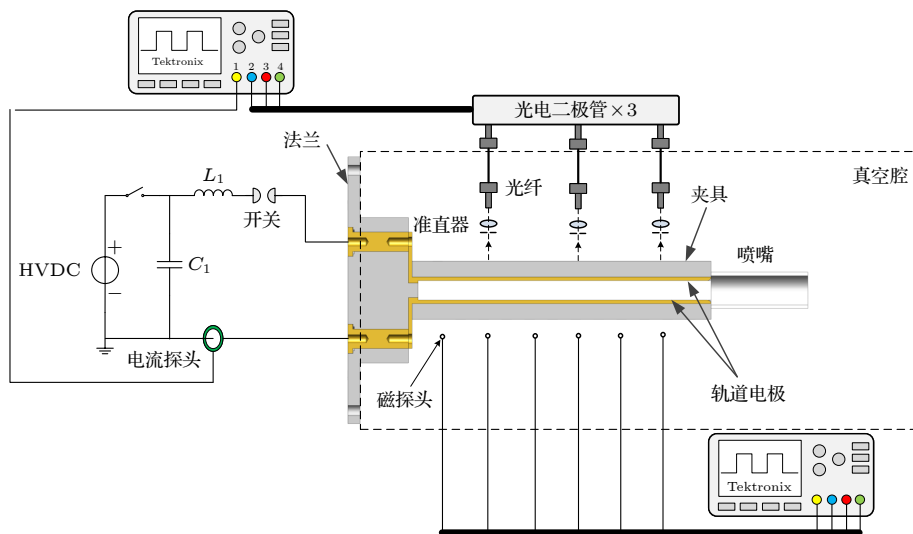


图 1 实验布置图

Fig. 1. Experimental setup.

放电电流通过 Pearson 1423 电流探头测量; 工作气体为合成空气. 实验时, 用机械泵将真空腔内空气抽至 1 Pa 左右, 然后向真空腔注入合成空气至目标气压.

本文共采用 6 个磁探头, 构成磁探头阵列. 通过亥姆霍兹线圈校准磁探头并微调参数, 使磁探头的幅值响应一致. 磁探头线圈分别布置在距离轨道起始端轴向距离为 16, 54, 92, 130, 168 和 206 mm 处. 磁探头线圈的布置如图 2 所示, 用于探测电流通道运动引起的磁场 B_x 的变化. 磁探头线圈布置在石英玻璃的外侧, 距离轨道中心为 19 mm. 当电流通道未运动至测量位置时, B_x 基本为 0; 当电流通道穿过测量位置后, 由轨道电极电流和电流通道等离子体电流在测量位置产生磁场 B_x , 幅值与电流大小成正比. 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 RC 积分器得到磁场, 积分器电阻和电容分别为 330 Ω 和 1 μF . 磁探头的幅值响应为 0.697 V/T. 采用光电二极管探测等离子体运动过程中轨道某一位置的光强变化. 由于轨道两侧的绝缘材料为透明石英玻璃, 所以将光电二极管探测器布置在轨道的侧面. 在平行轨道加速器的轴向不同位置共布置 3 个光电二极管探测器, 距离轨道起始端分别为 54, 130 和 206 mm, 与磁探头的其中 3 个探测位置相对应. 等离子体发光通过光纤准直器 (Thorlabs F240 SMA-A) 耦合进入石英光纤, 并传播至光电二极管 (Thorlabs PDA-10 A). 准直器前有可调光阑, 大小为 1—10 mm, 用于调节耦合进入准直器的光通量大小. 由于只有平行光能被准直器收集, 当等离子体未运动到光电探测器位置时, 光电二极管输出基本为 0; 当等离子体经过光电探测器时, 光电二极管输出与光强相关的电压信号. 磁探头信号和光电二极管信号通过两台同步触发的示波器采集.

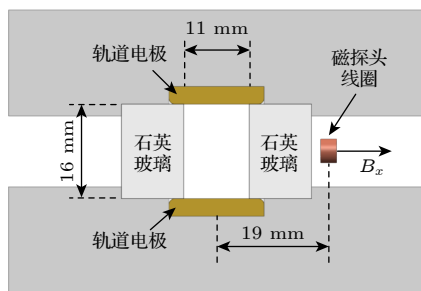


图 2 磁探头线圈布置示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the magnetic probe coil setup.

3 结果与讨论

3.1 典型放电波形

驱动电源充电电压为 8 kV、工作气体为空气、气压为 200 Pa 时, 轴向不同位置的磁探头测得的磁场波形与光电二极管波形如图 3 所示. 本文主要关注放电电流第一个半周期内电流分布和等离子体的演化特性. 放电电流幅值为 100 kA, 脉宽为 23.5 μs . 如果是一个厚度小于磁探头线圈间距且厚度恒定不变的电流通道, 以一定的速度依次经过 6 个磁探头线圈位置, 那么当电流通道前沿未运动至测量位置时, 该磁场为 0; 电流通道后沿穿过测量位置后, 该点磁场与电流波形成正比, 随电流波形正弦振荡, 且与该点至轨道起始端之间的其他测量点测得的磁场波形重合. 由图 3 可知, 不同位置磁场的起始点具有时间差, 表明电流通道前沿依次经过磁探头线圈探测位置; 而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的开始向轨道末端方向运动.

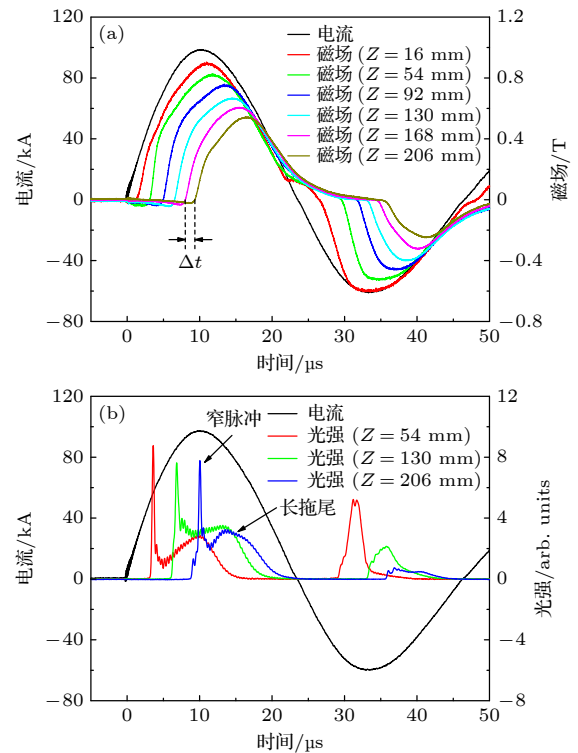


图 3 磁场波形和光电二极管波形 (a) 磁场波形; (b) 光电二极管波形

Fig. 3. Magnetic field and photodiode waveforms: (a) Magnetic field waveform; (b) photodiode waveform.

根据图3的光电二极管波形,在放电电流第一个半周期内,光电二极管的波形均为一个窄的脉冲紧和一个比较长的拖尾,说明在该放电参数和工作气压下,平行轨道加速器形成一个范围很宽的呈弥散状的电流通道.光电二极管首先探测到的窄脉冲,与理想雪犁模式下的电流通道等离子体的光电探测结果相符;光电二极管随后探测到的拖尾部分,对应轨道内弥散的电流通道,本节对轴向不同位置电流通道的电流分布进行测量.

通过磁场波形,可以得到不同时刻电流通道在轴向的电流分布.在一维近似下,磁探头线圈位置测得的磁场大小与轨道电极末端至磁探头线圈位置分布的电流大小成正比:

$$B(Z) = k \int_{Z_m}^Z J dZ \quad (1)$$

式中, B 为磁探头线圈位置测得的磁场大小; Z 为平行轨道轴向距离, $Z = Z_m$ 表示轨道末端位置; k 为比例系数,通过轨道末端短路测得 $k = 9.33 \text{ mT/kA}$; J 为电流通道轴向单位长度的电流.令 B_n 为从轨道起始端第 n 个磁探头测得的磁场大小,即 B_1 表示 $Z = 16 \text{ mm}$ 位置磁探头测得的磁场.6个磁探头将平行轨道轴向分为7段区域,分别为 $0-16$, $16-54$, $54-92$, $92-130$, $130-168$, $168-206$ 和 $206-242 \text{ mm}$,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,总放电电流为 I_T .则平行轨道加速器每段区域分布的电流大小为

$$\begin{cases} I_0 = I_T - B_1/k, \\ I_n = \frac{B_n - B_{n+1}}{k}, \quad n = 1, 2, \dots, 5, \\ I_6 = B_6/k. \end{cases} \quad (2)$$

将每段区域分布的电流除以总放电电流,即可获得不同时刻平行轨道加速器每段区域分布的电流比例.此外,通过两个相邻磁探头磁场波形起始点的时间间隔 Δt 和间距 l ,可以得到等离子体前沿的运动速度 $V = l/\Delta t$.

驱动电源充电电压为 8 kV ,放电电流为 100 kA ,工作气体为空气,气压为 200 Pa 时,平行轨道内不同时刻的电流分布比例如图4所示,图中7个点分别代表7段区域的电流分布比例,0时刻代表放电的起始时刻.时刻选取的依据是前6个分段区域电流幅值或比例达到最大的时刻.由图4可知,

$t < 4.8 \mu\text{s}$ 时,电流通道在前3段区域运动,电流分布较集中,每段区域分布的电流比例能达到70%以上.当 $t > 6.4 \mu\text{s}$ 时,电流通道前沿运动至平行轨道的后半段区域,电流呈弥散分布,随着等离子体的运动,电流弥散程度越高, $168-206 \text{ mm}$ 这一区域的电流分布比例最大仅能达到28%.

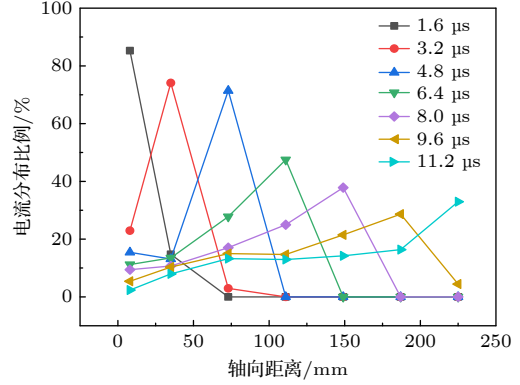


图4 放电电流为 100 kA 时电流分布比例

Fig. 4. Current distribution ratio when the current is 100 kA .

3.2 放电电流幅值的影响

气压为 200 Pa ,驱动电源充电电压分别为 3.2 , 10 和 13 kV 时,轴向不同位置的磁探头测得的磁场波形、光电二极管波形和电流波形如图5所示.工作气压相同,驱动电源充电电压不同时,磁场波形和光电二极管波形的形状具有很大的差别.当充电电压为 3.2 kV 时,放电电流幅值为 38 kA ,脉宽为 $24.3 \mu\text{s}$,磁场波形与光电二极管波形与理想雪犁模型的预期相符,表现为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.当充电电压升高至 10 kV 和 13 kV 时,放电电流幅值分别为 135 kA 和 170 kA ,而磁场波形上升阶段具有明显的拐点,出现拐点后6个轴向位置的磁探头测得的磁场波形的上升斜率出现差别,越靠近轨道末端,磁场上升斜率越小,说明在这6个轴向位置之间始终有电流分布存在.在电流的下降阶段,6个轴向位置的磁场开始逐渐重合.光电二极管波形是一个小的窄脉冲紧跟一个幅值更高、宽度更长的拖尾波形.窄脉冲对应着电流通道的前沿部分,而拖尾波形说明一直存在等离子体,且等离子体发光强度很高.

气压为 200 Pa ,不同放电电流下平行轨道内不同时刻的电流分布比例如图6所示.当驱动电源

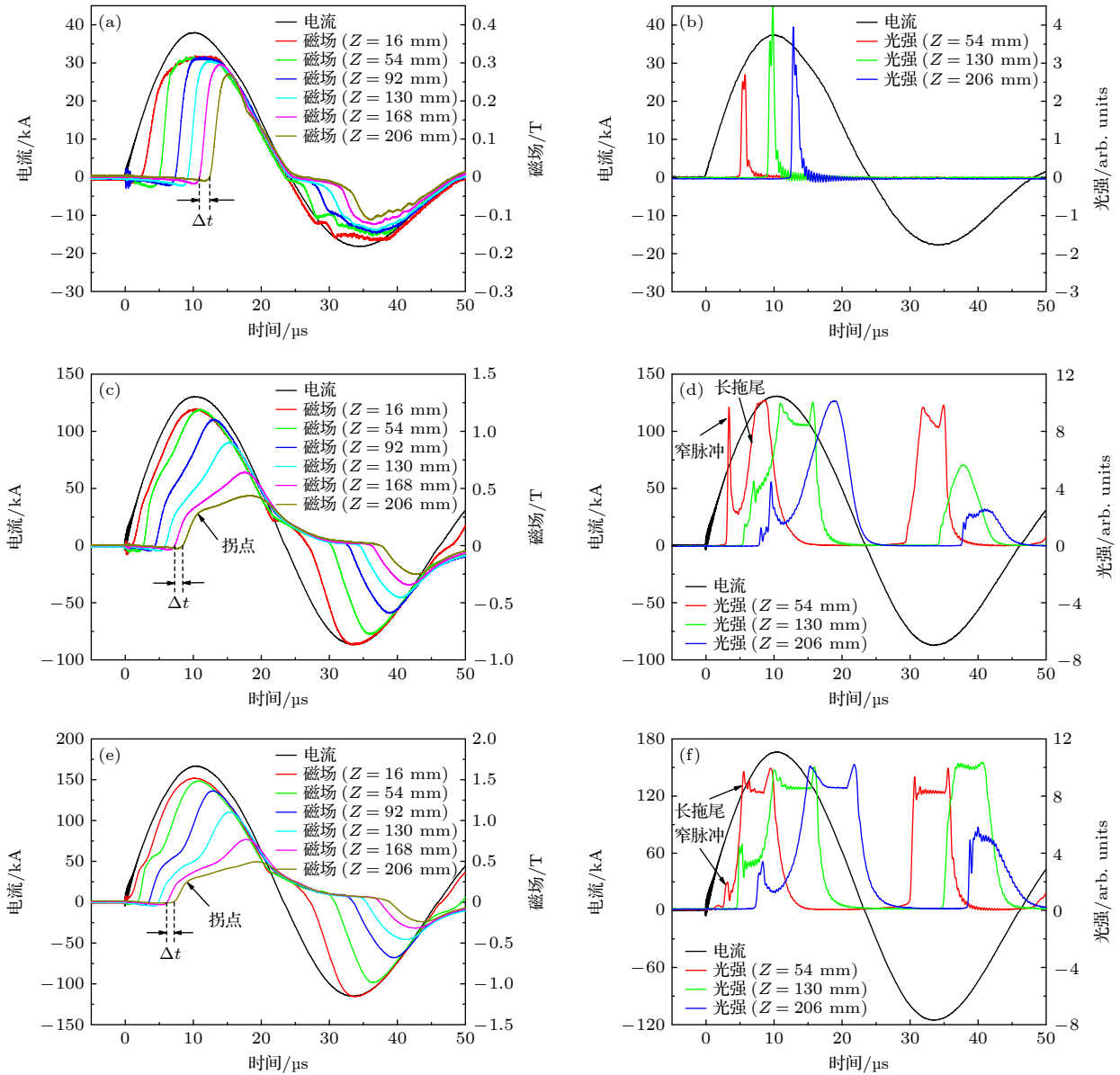


图 5 不同电流下的波形图 (a) 38 kA, 磁场; (b) 38 kA, 光电二极管; (c) 135 kA, 磁场; (d) 135 kA, 光电二极管; (e) 170 kA, 磁场; (f) 170 kA, 光电二极管

Fig. 5. Waveforms under different currents: (a) 38 kA, magnetic field; (b) 38 kA, photodiode; (c) 135 kA, magnetic field; (d) 135 kA, photodiode; (e) 170 kA, magnetic field; (f) 170 kA, photodiode.

充电电压为 3.2 kV, 放电电流幅值为 38 kA 时, 平行轨道内电流分布较为集中, 即表现为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区域, 且每段的电流分布比例基本都能达到 80% 以上. 当驱动源充电电压为 13 kV, 放电电流达到 170 kA 时, 电流分布规律与低电流下明显不同. $t < 3 \mu\text{s}$ 时, 此时放电电流在上升阶段且幅值较小, 电流分布呈现一定的集中趋势, 但轨道起始端存在一定的电流泄漏; 当 $t > 3 \mu\text{s}$ 时, 电流通道前沿继续向轨道出口运动, 但电流明显在轨道内弥散分布, 在轨道前半段电流分布的比例最

大, 且基本固定不动. 越靠近轨道末端的区域, 能达到的最大电流分布比例越小, 168—206 mm 这一区域的电流分布比例最大仅能达到 13%. 以上实验结果表明, 驱动源充电电压越高, 放电电流越大, 电流弥散分布效应越显著.

通过靠近平行轨道出口的两个磁场信号起始点的时间差 Δt , 如图 5(a), (c), (e) 所示, 可以获得等离子体前沿运动至轨道末端的速度. 不同放电电流幅值下等离子体前沿速度如图 7 所示. 随着放电电流的增大, 等离子体前沿速度增大. 放电电流由 38 kA 增大到 170 kA, 电流增大 3.47 倍, 等离子

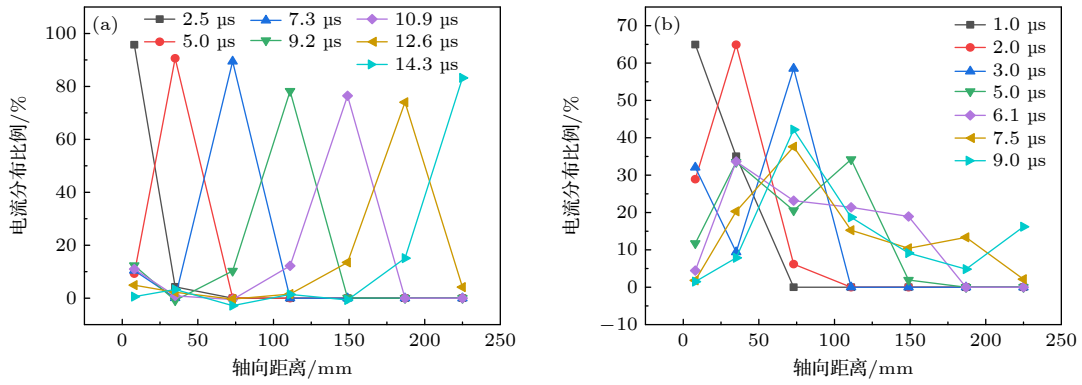


图 6 不同电流下的电流分布比例 (a) 38 kA; (b) 170 kA

Fig. 6. Current distribution ratio under different currents: (a) 38 kA; (b) 170 kA.

体速度由 25.0 km/s 增大到 33.6 km/s, 速度仅增大 34.4%, 出现明显的非线性效应. 主要原因是电流在轨道内弥散分布, 虽然放电电流在增大, 但增大的电流主要分布在等离子体的拖尾区域, 等离子体前沿区域的电流并不会会有明显变化, 造成等离子体前沿速度仅略微增大.

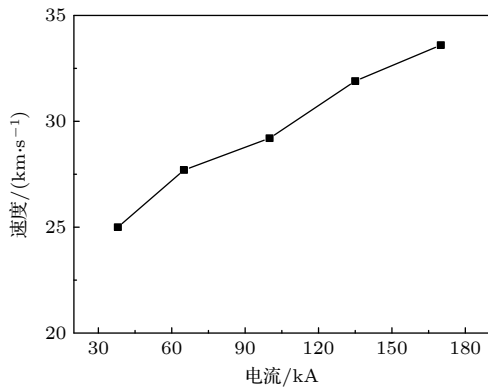


图 7 等离子体前沿速度与电流的关系

Fig. 7. Relationship between plasma front velocity and current.

3.3 静态气压的影响

驱动电源充电电压为 8 kV, 放电电流为 100 kA, 静态气压分别为 100, 400 和 1000 Pa 时, 轴向不同位置的磁探头测得的磁场波形、光电二极管波形和电流波形如图 8 所示, 可见工作气压对电流分布也有很大的影响. 当气压为 100 Pa 时, 磁场波形、光电二极管波形与图 5(e) 和图 5(f) 相似, 磁场波形上升阶段具有明显的拐点, 出现拐点后 6 个轴向位置的磁探头测得的磁场波形的上升斜率出现差别, 越靠近轨道末端, 磁场上升斜率越小, 说明在这 6 个轴向位置之间始终有电流分布存在; 光电二极管波形是一个小的窄脉冲紧跟一个幅值更高、宽

度更长的拖尾. 当气压增大至 400 Pa 时, 仅在靠近轨道末端的两个磁探头观测到磁场较为明显的上升拐点, 光电二极管波形仍存在一定的拖尾, 但前沿信号和拖尾信号分界线不明显, 且拖尾信号幅值较低. 当气压增大至 1000 Pa 时, 磁场波形上升阶段无明显拐点, 光电二极管信号表明, 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, 与理想雪梨模型的预期相符.

驱动源充电电压为 8 kV, 放电电流为 100 kA, 不同气压下平行轨道内不同时刻的电流分布比例如图 9 所示. 当气压为 100 Pa, $t < 3.7 \mu\text{s}$ 时, 此时放电电流在上升阶段且幅值较小, 电流通道前沿电流分布比例较大, 而在轨道的起始端具有一定比例的电流泄漏; $t > 5.1 \mu\text{s}$ 时, 电流通道前沿继续向轨道出口运动, 但电流明显在轨道内弥散分布, 且近似呈现沿轨道轴向平均分布的趋势. 越靠近轨道末端的区域, 能达到的最大电流分布比例越小, 168—206 mm 这一区域的电流分布比例最大仅能达到 23%. 当气压为 1000 Pa 时, 在轨道前半段, 电流分布较为集中, 随着等离子体的运动, 电流通道呈现逐渐扩大的趋势, 但并未形成整个轨道的弥散分布, 每段区域的电流分布比例均能达到 60% 以上. 以上实验结果表明, 驱动源充电电压一定, 静态工作气压越低, 电流弥散分布效应越显著.

不同静态气压下等离子体前沿速度如图 10 所示. 随着静态气压的增大, 等离子体前沿速度降低. 理想雪梨模式下, 等离子体速度与气压平方根的倒数成正比. 当气压由 1000 Pa 降低至 100 Pa 时, 气压平方根的倒数增大 2.16 倍, 而实验测得的等离子体速度由 20.5 km/s 增大到 37.0 km/s,

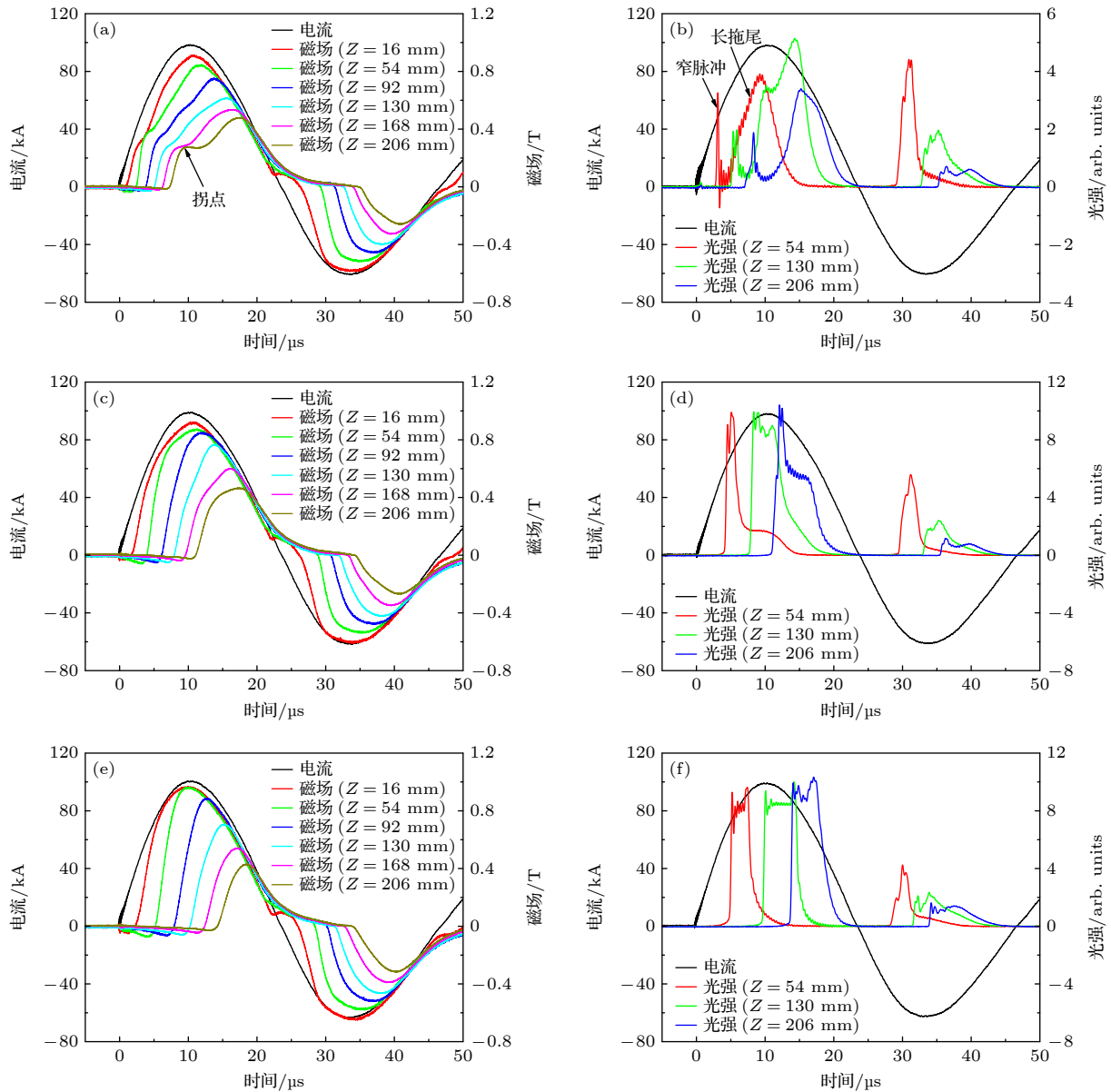


图 8 不同静态气压下波形图 (a) 100 Pa, 磁场; (b) 100 Pa, 光电二极管; (c) 400 Pa, 磁场; (d) 400 Pa, 光电二极管; (e) 1000 Pa, 磁场; (f) 1000 Pa, 光电二极管

Fig. 8. Waveforms under different pressure: (a) 100 Pa, magnetic field; (b) 100 Pa, photodiode; (c) 400 Pa, magnetic field; (d) 400 Pa, photodiode; (e) 1000 Pa, magnetic field; (f) 1000 Pa, photodiode.

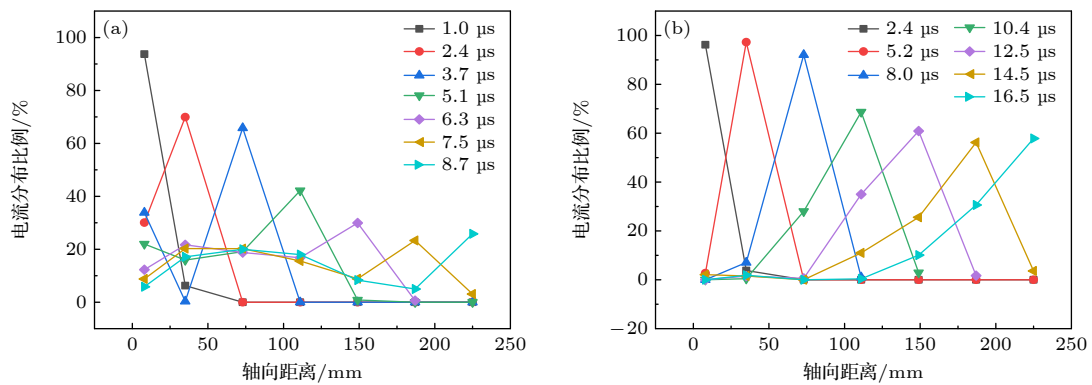


图 9 不同气压下的电流分布比例 (a) 100 Pa; (b) 1000 Pa

Fig. 9. Current distribution ratio under different pressures: (a) 100 Pa; (b) 1000 Pa.

速度仅增大 80.5%. 主要原因在于低气压下, 电流在轨道内明显弥散分布, 等离子体拖尾的电流对等离子体前沿的速度贡献较小, 造成低气压下等离子体前沿速度增大的比例较低.

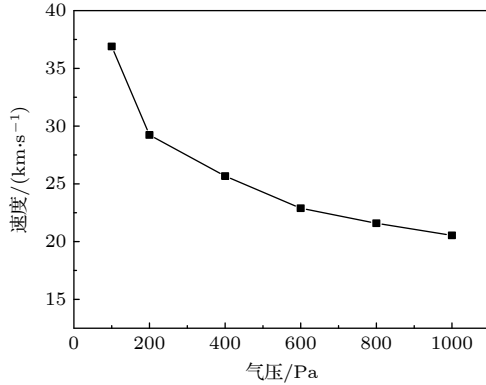


图 10 等离子体前沿速度与气压的关系

Fig. 10. Relationship between plasma front velocity and pressure.

3.4 分析与讨论

根据上述实验结果以及快速气阀注气条件下的研究结果^[28], 可以将轨道内的等离子体分布分成两个区域, 分别为等离子体前沿区域和等离子体拖尾区域. 其中, 等离子体前沿区域可看作一个整体, 以一定的速度和厚度沿轨道轴向运动, 具有雪犁模式的特征, 等离子体的粒子种类主要是组成工作气体的带电粒子; 等离子体拖尾区域具有不同的速度分布, 在放电电流上升阶段, 越靠近轨道起始端, 等离子体速度越小, 等离子体粒子种类主要是电极和绝缘材料烧蚀的带电粒子. 这样可将轨道内大致分成 3 个区域, 分别为中性气体区域、等离子体前沿区域和等离子体拖尾区域, 如图 11 所示.

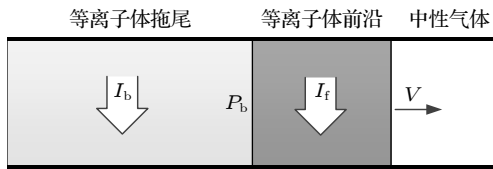


图 11 平行轨道区域划分示意图

Fig. 11. Schematic diagram of the region in the parallel-plate.

等离子体拖尾的形成主要与轨道电压有关, 轨道电压与放电电流幅值、电流变化率、等离子体速度正相关, 轨道电压越高, 等离子体拖尾区域电流分布越大. 在工作气压为 200 Pa 条件下, 当放电

电流为 100 kA 以上时, 轨道内具有明显的等离子体拖尾区域. 在磁场波形上, 等离子体前沿区域对应磁场初始快速上升的部分, 等离子体前沿和等离子体拖尾区域的界面对应磁场波形斜率的拐点, 等离子体拖尾区域对应磁场波形拐点之后缓慢上升的部分. 根据靠近轨道末端的磁探头测得的磁场波形, 设波形拐点处的磁场为 B_f , 则等离子体前沿区域运动至轨道末端时的电流 $I_f = B_f/k$, 其中 $k = 9.33 \text{ mT/kA}$. 由图 3(a)、图 5(c) 和图 5(e) 计算可得, 放电电流分别为 100, 135 和 170 kA 时, 波形拐点处的磁场分别约为 290, 261 和 235 mT, 则等离子体前沿区域的电流分别为 31.1, 28.0 和 25.2 kA. 放电电流越大, 等离子体前沿区域的电流反而越小, 等离子体前沿的电流占放电电流的比例分别为 31.1%, 20.7% 和 14.8%. 尽管等离子体前沿的电流随放电电流的增大而减小, 但等离子体前沿的速度随放电电流的增大而增大. 说明等离子体前沿的速度不仅受等离子体前沿电流的洛伦兹力作用, 还受其他力的作用. 理想的雪犁模式假设电流通道后方为真空状态, 即该区域热压强为 0, 此时等离子体只受洛伦兹力. 当等离子体拖尾区域存在电流分布时, 该区域等离子体具有一定的压强. 所以等离子体前沿除了受到前沿区域电流的洛伦兹力外, 还受到等离子体拖尾区域的热压力作用.

为了简化分析, 假设等离子体前沿的轴向运动速度为 V , 流过等离子体前沿的电流为 I_f , 等离子体前沿受到等离子体拖尾区域的压强为 P_b , 平行轨道的电感梯度为 L' , 气体初始密度为 ρ , 轨道放电截面为 A , 等离子体运动距离为 z , 等离子体前沿的运动满足雪犁模式, 则等离子体前沿的运动方程可表示为

$$\frac{d}{dt} \left(\rho A z \frac{dz}{dt} \right) = \frac{1}{2} L' I_f^2 + P_b A. \quad (3)$$

假设等离子体前沿在电流的作用下达到稳定的速度, 可得等离子体前沿的速度 V 为

$$V = \sqrt{\frac{L' I_f^2}{2\rho A} + \frac{P_b}{\rho}}. \quad (4)$$

放电电流越大, 等离子体拖尾区域的电流越大, 电极和绝缘材料烧蚀越多, 等离子体拖尾区域电子密度越高、压强 P_b 越大. 因此等离子体前沿在洛伦兹力和等离子体拖尾区域热压力的共同作用下, 等离子体前沿速度随放电电流的增大而增大, 但增大的比例较低. 通过 (4) 式以及实验得到

的等离子体前沿的速度,可近似估算等离子体拖尾区域对等离子体前沿的压强大小.在平行轨道加速器工作气压为 200 Pa 条件下,放电电流分别为 100, 135 和 170 kA 时,等离子体前沿区域的电流分别为 31.1, 28.0 和 25.2 kA,平行轨道的电感梯度为 $0.54 \mu\text{H}/\text{m}^{[22]}$,轨道放电截面为 $11 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$,气体初始密度为 $2.58 \text{ g}/\text{m}^3$.则估算的等离子体拖尾区域对等离子体前沿的压强大小分别为 0.72, 1.42 和 1.94 MPa.

综上所述,增大放电电流或降低工作气压,均可以使等离子体运动速度增大,但如果电流出现明显的弥散分布,等离子体速度增大的比例会远低于放电电流增大的比例或工作气压平方根的倒数增大的比例,这不仅使得驱动电源的驱动效率很低,等离子体射流也会产生很长的拖尾,不利于紧凑高密度高速等离子体射流的高效率产生.当期望获得一个更高速度的紧凑等离子体射流时,可通过降低轨道的电感梯度来降低轨道电压,避免出现电流的弥散分布.

4 结 论

本文通过磁探头和光电二极管研究了静态气压下平行轨道加速器电流分布和等离子体速度特性.实验结果表明:1)当放电电流较小、工作气压较高时,平行轨道加速器电流分布较集中,放电模式与雪犁模式相符;2)放电电流越大,工作气压越低,电流弥散分布效应越显著,平行轨道内形成等离子体前沿和等离子体拖尾两个区域;3)前沿区域等离子体同时受洛伦兹力作用和等离子体拖尾区域热压力的作用;4)放电电流越大,工作气压越低,等离子体前沿电流分布比例越低,等离子体前沿速度越高,但等离子体速度增大的比例远低于放电电流增大的比例或气压平方根倒数增大的比例,导致驱动电源的驱动效率很低.

参考文献

- [1] Loebner K T K, Underwood T C, Wang B C, Cappelli M A 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 1534
- [2] Sakuma I, Kikuchi Y, Kitagawa Y, Asai Y, Onishi K, Fukumoto N, Nagata M 2015 *J. Nucl. Mater.* **463** 233
- [3] 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]
- [4] Ticos C M, Wang Z, Wurden G A, Kline J L, Montgomery D S 2008 *Phys. Plasmas* **15** 103701
- [5] Zhang Y, Gilmore M, Hsu S C, Fisher D M, Lynn A G 2017 *Phys. Plasmas* **24** 110702
- [6] Underwood T C, Loebner K T K, Cappelli M A 2017 *High Energ. Dens. Phys.* **23** 73
- [7] Kong D F, Zhuang G, Lan T, Zhang S B, Ye Y, Dong Q L, Chen C, Wu J, Zhang S, Zhao Z H, Meng F W, Zhang X H, Huang Y Q, Wen F, Zi P F, Li L, Hu G H, Song Y T 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 065601
- [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] Cassibry J T, Stanic M, Hsu S C, Witherspoon F D, Abarzhi S I 2012 *Phys. Plasmas* **19** 052702
- [10] Hsu S C, Moser A L, Merritt E C, Adams C S, Dunn J P, Brockington S, Case A, Gilmore M, Lynn A G, Messer S J, Witherspoon F D 2015 *J. Plasma Physics* **81** 345S10201
- [11] 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]
- [12] 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]
- [13] Markusic T E, Choueiri E Y, Berkery J W 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4847
- [14] Bhuyan H, Mohanty S R, Neog N K, Bujarbarua S, Rout R K 2003 *Meas. Sci. Technol.* **14** 1769
- [15] Tou T Y 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 870
- [16] Al-Hawat S 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 764
- [17] Mathuthua M, Zengeni T G, Gholap A V 1996 *Phys. Plasmas* **3** 4572
- [18] Chow S P, Lee S, Tan B C 1972 *J. Plasma Phys.* **8** 21
- [19] Lee S 2014 *J. Fusion Energ.* **33** 319
- [20] Lee S, Saw S H, Lee P C K, Rawat R S, Schmidt H 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 111501
- [21] Aghamira F M, Behbahani R A 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 043301
- [22] Liu S, Huang Y Z, Guo H S, Lin T Y, Huang D, Yang L J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 053506
- [23] Gao Z X, Huang J G, Han J W, Yang X Z, Feng C H 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]
- [24] 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]
- [25] 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]
- [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] Yang L, Yan H J, Zhang J L, Hua Y, Ren C S 2014 *High Voltage Engineering* **40** 2113 (in Chinese) [杨亮, 闫慧杰, 张俊龙, 滑跃, 任春生 2014 高电压技术 **40** 2113]
- [28] Liu S, Shi Y H, Lin T Y, Zhang Y P, Lu Z J, Yang L J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 205205 (in Chinese) [刘帅, 史宇昊, 林天煜, 张永鹏, 路志建, 杨兰均 2021 物理学报 **70** 205205]

Current distribution and plasma velocity characteristics of parallel-plate accelerator under static pressure^{*}

Liu Shuai[†] Xu Tao Liu Kang-Qi Zhang Yong-Peng Yang Lan-Jun

(School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 19 June 2023; revised manuscript received 25 July 2023)

Abstract

Electromagnetic plasma accelerators which can generate high-density and hypervelocity plasma jets have been widely used in plasma physics research and application fields. An experimental platform of parallel-plate accelerator electromagnetically driven plasma is established in this paper, mainly including a parallel-plate accelerator, a power supply, magnetic probes, photodiodes, a current probe, and an oscilloscope. The current distribution and plasma velocity characteristics of a parallel-plate accelerator under static pressure are studied by using magnetic probe array and photodiode array. The working gas is synthetic air. A mechanical pump is used to pump the vacuum chamber to about 1 Pa, and then synthetic air is injected into the vacuum chamber to a target pressure. The power supply of the parallel-plate accelerator has a sinusoidal oscillation attenuation waveform with a total capacitance of 120 μF and a total inductance of about 400 nH. When the charging voltage is 13 kV, the discharge current is 170 kA and the pulse width is 23.5 μs . The discharge currents are 38, 100, 135 kA, and 170 kA when the pressures are 100, 200, 400 and 1000 Pa, respectively. The current distribution of the parallel-plate accelerator is concentrated, and the discharge mode is consistent with the snowplow mode, when the discharge current is small and the working pressure is high. As the discharge current increases or the working pressure decreases, a diffuse current distribution gradually appears in the parallel-plate accelerator. Two regions are formed, i.e. the plasma front region and the plasma tail region. The diffuse current distribution phenomenon is more remarkable when the discharge current is higher or the working pressure is lower. The plasma front current distribution proportion decreases and the plasma front velocity increases with the increase of discharge current and the decrease of working pressure. However, the plasma velocity proportion increased is much lower than the discharge current proportion increased or working pressure proportion decreased. When the discharge current increases from 38–170 kA, the plasma velocity increases from 25.0 km/s to 33.6 km/s, with the velocity increment being only 34.4%. The plasma front region is subjected to both the Lorentz force and the thermal pressure of the plasma tail region.

Keywords: parallel-plate, current distribution, plasma velocity, static pressure

PACS: 52.59.Dk, 52.50.Dg

DOI: 10.7498/aps.72.20231007

^{*} Project supported by the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JQ-044).

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



静态气压下平行轨道加速器电流分布与等离子体速度特性

刘帅 徐涛 刘康琪 张永鹏 杨兰均

Current distribution and plasma velocity characteristics of parallel-plate accelerator under static pressure

Liu Shuai Xu Tao Liu Kang-Qi Zhang Yong-Peng Yang Lan-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 195202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231007

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231007>

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>

工作参数对平行轨道加速器放电模式的影响

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

物理学报. 2021, 70(20): 205205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210484>

同轴枪正、负脉冲放电等离子体特性的对比

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

物理学报. 2020, 69(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191321>

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>

屏蔽气体流速对同轴双管式氦气大气压等离子体射流粒子分布的影响

Effect of flow rate of shielding gas on distribution of particles in coaxial double-tube helium atmospheric pressure plasma jet

物理学报. 2022, 71(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220421>

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>