



## 磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响

赵繁涛 宋健 张津硕 漆亮文 赵崇霄 王德真

## Effects of magnetized coaxial plasma gun operation on spheromak formation and plasma characteristics

Zhao Fan-Tao Song Jian Zhang Jin-Shuo Qi Liang-Wen Zhao Chong-Xiao Wang De-Zhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 205202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210709

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210709>

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

#### 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>

#### 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>

#### 外电极长度对同轴枪放电等离子体特性的影响

Effect of length of outer electrode on plasma characteristics in coaxial gun

物理学报. 2021, 70(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201724>

#### 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>

#### 非磁化冷等离子体柱中的模式辐射特性分析

Analysis of mode radiation characteristics in a non-magnetized cold plasma column

物理学报. 2017, 66(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.055201>

# 磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响\*

赵繁涛 宋健<sup>†</sup> 张津硕 漆亮文 赵崇霄 王德真

(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)

(2021年4月14日收到; 2021年5月26日收到修改稿)

磁化同轴枪放电装置可以产生高传输速度、高电子密度的球马克, 在可控核聚变、高能量密度物理以及天体物理等领域均得到了广泛关注. 基于球马克形成阈值理论, 通过对放电图像的拍摄以及光、电、磁信号的诊断分析, 本文主要研究了磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响. 实验结果发现: 除放电电流和偏置磁通的比值以外, 受送气时长控制的气体分布长度同样是球马克产生的关键. 电极间通道内较长的气体分布可以使放电产生集中承载电流的等离子体环, 该环能够在足够强的磁压力推动下完成磁场拉伸与重联以形成球马克. 增加放电电流可以同时带来球马克传输速度、电子温度以及密度的提升, 而增加送气量仅对电子密度提升具有正面影响, 球马克性能优化的关键在于提升电容器组向等离子体环的能量馈入.

**关键词:** 磁化同轴枪, 球马克, 等离子体, 磁场

**PACS:** 52.55.Ip, 52.59.Dk, 52.70.Ds, 52.80.Vp

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210709

## 1 引言

球马克 (spheromak)<sup>[1]</sup> 是一种环形等离子体约束位形, 具有相互联结、强度相当且均由等离子体电流产生的环向与极向磁场. 作为产生球马克最为常用的方式之一, 由磁化同轴枪 (同轴电极与通电线圈组成的一种强流脉冲放电装置) 所产生的球马克具有高传输速度、高电子密度的特性, 因此在聚变装置芯部加料<sup>[2-4]</sup>、磁重联<sup>[5-7]</sup>、磁化靶聚变<sup>[8]</sup>、X射线源<sup>[9,10]</sup>、边缘局域模<sup>[11,12]</sup> 以及空间等离子体地面模拟研究<sup>[13,14]</sup> 等方面得到了广泛应用. 图1所示为磁化同轴枪产生球马克的基本过程, 首先在枪口位置施加一个稳态的极向偏置磁场, 并向高真空环境 ( $10^{-3}$  Pa) 的枪内快速 (约 100  $\mu$ s) 注入一定质量的工作气体, 最后在同轴电极两端施加电压

致气体击穿, 使电极间通道内形成一高电导率的等离子体环, 该环在轴向磁压力的推动下, 携带冻结的环向磁场加速运动至枪口, 若环在枪口位置受到的磁压力大于偏置磁场的磁张力, 受拉伸的偏置磁场将会缠绕该环直至破裂、重联构成极向磁场, 此时一个具有嵌套环形磁面的球马克形成.

20世纪80年代, 球马克首先以候选聚变概念 (alternative fusion concepts)<sup>[15,16]</sup> 出现, 90年代又以应用等离子体源兴起, 发展至今其研究范围已不再局限于泰勒弛豫<sup>[17]</sup>、磁螺旋度 (magnetic helicity) 注入<sup>[18]</sup>、磁流体平衡及稳定性<sup>[19]</sup> 等惯例内容, 对于球马克形成的理解以及等离子体参数的优化, 成为研究者们关注的又一热门话题. 例如, 加州理工学院的 Hsu 和 Bellan<sup>[20]</sup> 发现, 扭曲 (kink) 不稳定性可以将等离子体射流所携带的过量环向磁场转换为极向磁场, 直到两者强度相当, 从而建立球

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51807020)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0301804, 2017YFE0301206) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: DUT20RC(4)008) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [songjian@dlut.edu.cn](mailto:songjian@dlut.edu.cn)

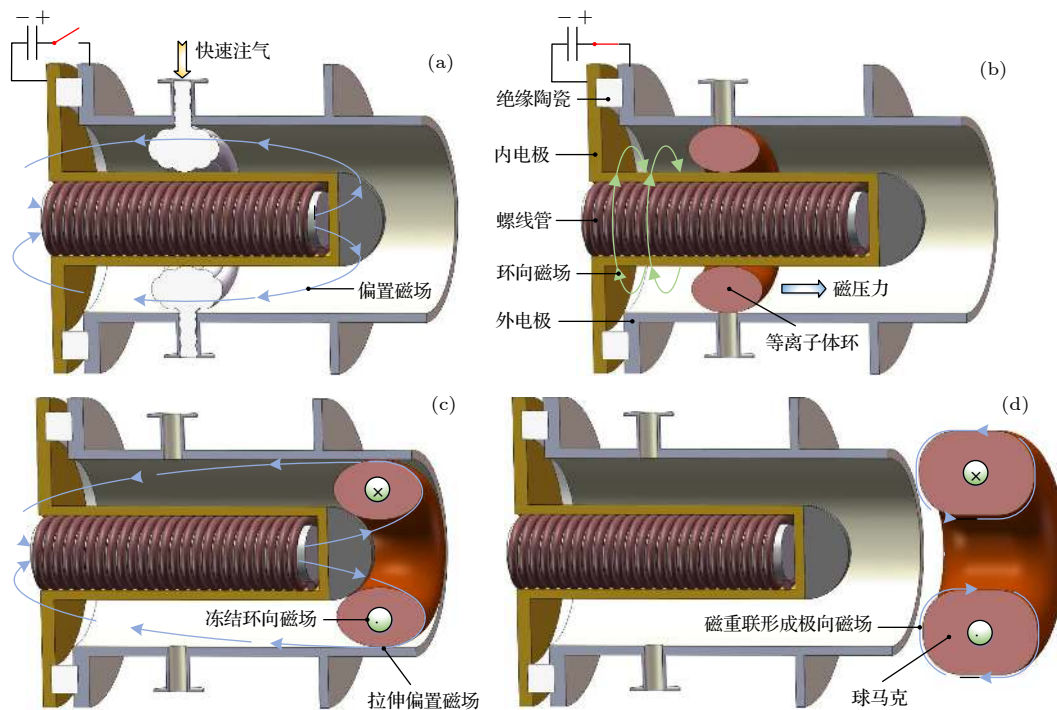


图 1 球马克形成过程示意图

Fig. 1. Schematic diagram of spheromak formation sequences.

马克平衡位形. 加州大学戴维斯分校的 Baker 等<sup>[21]</sup>发现, Blowby 效应可引发球马克加速装置的撬放电 (crowbar discharge), 使球马克传输速度过早达到饱和, 不易满足聚变装置加料所要求的高传输速度. 日本大学的 Edo 等<sup>[22]</sup>在原有 C-2 场反装置加料枪<sup>[23]</sup>的基础上, 通过引入预电离等离子体以降低击穿气压阈值, 可达到提升球马克传输速度和离子温度的目的. 加州理工学院的 Brown 等<sup>[24]</sup>发现, 球马克边缘频繁发生的电子-中性粒子碰撞会使其逐渐偏离弛豫态, 为此球马克以加速磁螺旋度耗散为代价, 在自身边缘激励强电场用于驱动放电, 从而造成磁场的异常衰减, 不利于球马克进行远距离传输. 斯沃斯莫尔学院的 Kaur 等<sup>[25]</sup>发现, 球马克磁场阻性衰减的特征时间由等离子体的电感-电阻比决定, 其中电感 (维持电流) 与等离子体电流路径的长度成正比, 电阻 (衰减电流) 与电子温度的  $3/2$  次方成反比, 较高的电子温度有利于维持磁化靶内部磁场的稳定.

通过回溯以往的工作可以发现, 研究者们更为关注球马克在维持阶段内的性能提升, 例如磁通保持器 (flux conserver) 结构优化<sup>[26]</sup>、射频加热<sup>[27]</sup>、中性气体注入<sup>[28]</sup>以及磁螺旋度维持<sup>[29]</sup>等, 但对于如何产生球马克以及探究操作参数对球马克特性

影响规律的公开报道却相对较少, 特别是随着国内聚变研究的深入, 高参数球马克在托卡马克装置芯部加料及等离子体与壁材料相互作用 (plasma-wall interaction, PWI) 研究中均扮演着愈发重要的角色, 因此开展球马克相关的研究更是势在必行. 对于固定结构的磁化同轴枪而言, 球马克的产生涉及放电、送气以及时序操作的严格调控, 球马克的优化则需要对以上操作参数进行充分地测试分析, 以探究影响球马克性能的关键因素. 本文利用现有的磁化同轴枪放电装置, 结合球马克形成阈值理论, 确定了合理的装置操作参数; 同时借助高速相机、磁探针、三探针以及光电二极管等设备, 对磁化同轴枪放电特性及球马克等离子体特性进行了观测与分析, 最终给出操作参数对等离子体特性的影响规律.

## 2 实验装置与诊断

### 2.1 实验装置

实验装置如图 2 所示, 整体由磁化同轴枪、电源系统、脉冲送气系统、抽真空系统以及真空腔室五部分组成. 具体设计参数如下: 1) 磁化同轴枪如图 1 所示, 由同轴电极与螺线管组成, 其中外电

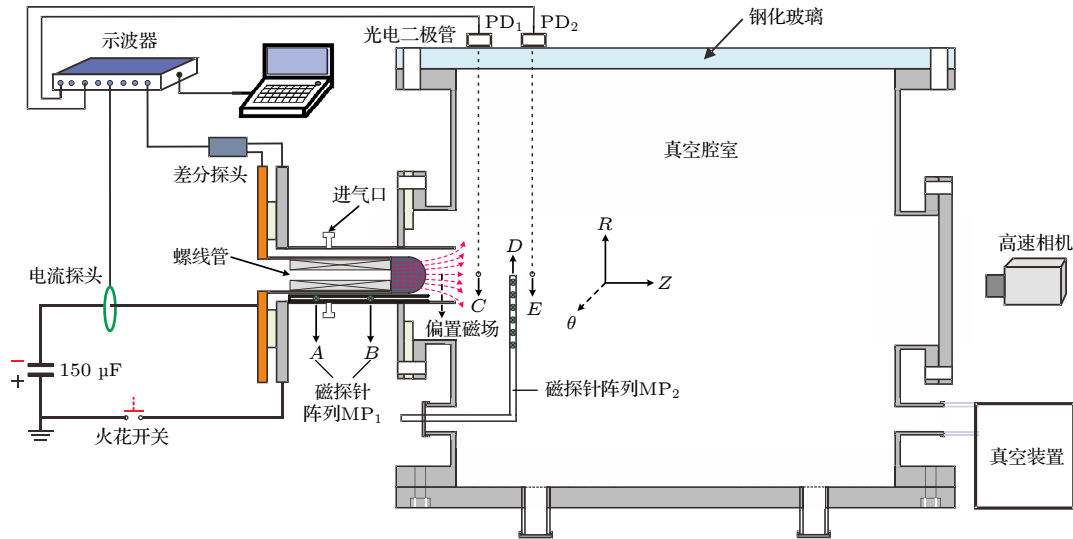


图2 实验装置示意图

Fig. 2. Schematic of experimental setup.

极为长 388 mm、直径 83 mm 的柱形不锈钢圆筒，外侧焊有两个直径为 26 mm 的进气口；内电极由长 311 mm、直径 54 mm 的空心柱形黄铜与直径 54 mm 的实心半球形钨铜焊接而成，内、外电极间通过厚 30 mm 的陶瓷圆环绝缘；螺线管置于内电极的空腔内，通电时可在内电极头部位置形成连接内外电极的极向偏置磁场。2) 电源系统主要包括 150  $\mu\text{F}$  电容器组与 6 mF 电容偏置电源。前者为同轴枪放电的驱动源，受火花间隙开关控制，最大充电电压为 20 kV，最大储能为 30 kJ，通过 16 根并联同轴线与同轴电极相连，其中内电极接其负高压端（阴极），外电极接地（阳极）；后者则为偏置磁场的驱动源，最大充电电压为 650 V，回路电流的振荡半周期约为 15 ms，峰值时刻约为 2.5 ms，这样的长脉冲既可以保证偏置磁场穿透内电极壁到达电极间区域，也容易使偏置磁场强度在球马克形成过程（约 10  $\mu\text{s}$ ）中保持恒定，螺线管在该电源驱动下产生的极向偏置磁通为 2—3 mWb。3) 脉冲送气系统由两个尼龙电磁阀和一个脉冲驱动源组成，电磁阀两端分别连接高压气瓶与外电极上的进气口，当给阀内线圈一个脉冲电流时，位于线圈上方闭合气体通道的铝盘会因产生涡流而被弹开，受压差作用，阀室内的工作气体快速向枪内涌入，铝盘抬起期间所受的阻力，主要来自上方弹簧因压缩产生的回复力及高压气瓶一侧的压力。本实验所用工作气体为 He，背景气压固定为 0.2 MPa，电磁阀电源充电电压在 2.0—2.3 kV 范围内可调，对应的

最大送气时长为 500—600  $\mu\text{s}$ ，送气量为 0.5—1.5 mg，详细的送气量标定方法可见文献 [30]。4) 真空腔室主体为柱形不锈钢圆筒，上端由钢化玻璃密封，柱面配有 7 个法兰窗口，以便磁化同轴枪连接与光学观察。真空腔室高为 666 mm，直径为 700 mm，相比同轴电极其径向尺寸高出接近一个量级，可使磁化等离子体具有足够的空间进行弛豫与传输，同时避免等离子体与器壁发生相互作用而干扰测量。5) 抽真空系统主体由机械泵与涡轮分子泵（中科科仪 FJ-700 型）组成，抽气速率为 700 L/s，每次放电前，真空腔室内气压需抽至低于  $10^{-3}$  Pa。

## 2.2 诊断与数据采集

为便于描述诊断设备所在空间位置，引入柱坐标系  $(R, Z, \theta)$ ，其中  $R = 0$  表示枪管轴线所在径向位置， $Z = 0$  表示外电极开口端所在轴向位置。设备参数及位置（见图 2）如下：1) Phantom V410L 型高速相机置于磁化同轴枪端面，分辨率为  $128 \times 128$ ，采样率为 150000 帧/秒，帧间时间为 6.67  $\mu\text{s}$ ，曝光时间为 1  $\mu\text{s}$ 。2) 两套磁探针阵列  $\text{MP}_1$  与  $\text{MP}_2$  用于采集实验所需的磁场数据。 $\text{MP}_1$  由 2 个间距 80 mm 的感应线圈组成，线圈匝数为 10，横截面积为 7.065  $\text{mm}^2$ ，将  $\text{MP}_1$  平行于枪管轴线放置在电极间通道内，可同时测量 A、B 两位置的环向磁场，以得到放电电流路径的轴向分布及演化特性，A、B 两点的轴向坐标分别为  $Z = -280$  和  $-200$  mm。

MP<sub>2</sub> 由 5 组径向间隔 20 mm 的感应线圈组成, 每组包含 2 个匝数为 20, 横截面积为 7.065 mm<sup>2</sup> 的感应线圈, 将 MP<sub>2</sub> 竖直放置在  $Z = 100$  mm 处 (位置  $D$ ), 可同时测量 5 处不同径向位置的环向与轴向磁场, 以得到球马克磁场的强度及径向分布. 两磁探针阵列的输出信号  $dB/dt$ , 需由电阻为 330  $\Omega$ 、电容为 1  $\mu\text{F}$  的阻容积分器进行时间积分来得到磁场信号. 3) 两光电二极管 (Thorlabs PDA-10A) PD<sub>1</sub> 与 PD<sub>2</sub> 分别放置在真空腔室上方的不同轴向位置, 对应的坐标分别为  $Z = 20$  和 120 mm (位置  $C$  和  $E$ ), 当运动的等离子体依次经过以上两坐标时, 光电二极管会即时响应一定幅值的电压信号, 根据两光电二极管的轴向间距  $\Delta Z$  及其信号出现的时间差  $\Delta t$ , 可计算得到等离子体的传输速度. 4) 三探针诊断系统, 主体由三根半径 0.5 mm, 长 5.0 mm, 间隔 1.5 mm 且呈轴对称分布的钨丝电极组成, 偏压电路主要由两个 0.5  $\Omega$  取样电阻 (用于监测探针电流) 以及两个干电池组构成. 选择其中一根探针作为参考电位探针且不接地, 剩余两根探针则作为负偏压电位探针, 相对电位分别为 -3 和 -10 V. 将三探针指向枪口放置于真空腔室内, 探针头部置于  $E$  位置处, 可同时测量球马克的电子密度与温度. 5) 放电电流与同轴电极两端的电压, 分别通过罗柯夫斯基线圈与高压差分探头进行测量. 除高速相机以外, 其他诊断设备的采集信号由一台四通道示波器 (Tektronix MDO3054) 和一台八通道数字示波器 (PicoScope 4828) 进行记录.

## 3 结果与讨论

### 3.1 球马克的产生

#### 3.1.1 球马克形成阈值

磁化同轴枪产生球马克的过程可类比胶头滴管滴加试剂, 其中磁压力对应胶头所受压力, 偏置磁场张力对应液滴表面张力, 液滴的下落要求胶头所受压力大于液滴表面张力, 滴管孔径则决定需要施加压力的大小, 容易想象球马克的产生同样存在类似的阈值问题, 并且这一阈值应与磁化同轴枪的特征尺寸相关. 球马克的产生要求等离子体受到的磁压力大于偏置磁场的磁张力, 而磁压力和磁张力又分别与放电电流和偏置磁通的平方成正比, 若定量地比较以上两磁力的大小关系, 可引入流通比参

数  $\lambda_{\text{gun}}$ <sup>[18]</sup>, 表示为

$$\lambda_{\text{gun}} = \mu_0 \frac{I_{\text{gun}}}{\Phi_{\text{bias}}}, \quad (1)$$

其中  $\mu_0$  为真空磁导率;  $I_{\text{gun}}$  为放电电流;  $\Phi_{\text{bias}}$  为偏置磁通. 两磁力大小相等时所对应的  $\lambda_{\text{gun}}$  作为球马克的形成阈值  $\lambda_{\text{th}}$ , 磁化同轴枪只有在  $\lambda_{\text{gun}} > \lambda_{\text{th}}$  的放电操作下才能够产生球马克.

为得到阈值  $\lambda_{\text{th}}$ , 本文引入以下物理模型: 假设放电起始形成一轴对称等离子体环, 该环所受的磁压力源于其自身前后的磁场压强差, 在环拉伸偏置磁场之前, 该磁场压强差等于自生环向磁场  $B_\theta$  对应的磁场压强  $P_B$  (见图 1), 即

$$P_B = \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 I_{\text{gun}}^2}{8\pi^2 r^2}. \quad (2)$$

由于  $P_B$  存在径向梯度, 指向枪口的磁压力  $F_B$  由  $P_B$  在电极间通道的环形截面积分后得到:

$$F_B = 2\pi \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} P_B r dr = \frac{\mu_0 I_{\text{gun}}^2}{4\pi} \ln\left(\frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}}\right), \quad (3)$$

其中  $r_{\text{in}}$  和  $r_{\text{out}}$  分别为枪的内、外电极半径. 当环所受的磁压力等于磁张力时, 磁压力  $F_B$  在环拉伸偏置磁场时所做的功, 等于偏置磁场能量的增加量, 即:

$$F_B \cdot dZ = \frac{B_{\text{bias}}^2}{2\mu_0} (\pi r_{\text{in}}^2) dZ, \quad (4)$$

其中  $B_{\text{bias}} = \Phi_{\text{bias}}/(\pi r_{\text{in}}^2)$  为偏置磁场强度,  $B_{\text{bias}}^2/(2\mu_0)$  为偏置磁场能量密度,  $dZ$  为偏置磁场的轴向形变量. 将 (3) 式代入至 (4) 式中得到  $\lambda_{\text{th}}$  为

$$\lambda_{\text{th}} = \frac{\mu_0 I_{\text{gun}}}{\Phi_{\text{bias}}} = \frac{1}{r_{\text{in}}} \sqrt{\frac{2}{\ln(r_{\text{out}}/r_{\text{in}})}}. \quad (5)$$

可见球马克形成阈值是仅与磁化同轴枪特征尺寸相关的常数. 已知本文所用同轴电极的尺寸参数, 计算得到球马克的形成阈值为 79.89  $\text{m}^{-1}$ .

实验时固定偏置磁场电源充电电压为 650 V, 即最大充电电压, 如此可以提高球马克的磁场强度, 由于线圈电流峰值 (约 1000 A) 对应的偏置磁通为 2.7 mWb, 若使流通比参数大于球马克形成阈值, 则对应放电电流峰值需超过 171.60 kA.

#### 3.1.2 放电电流调控

图 3 所示为磁化同轴枪放电电流、电压以及光电二极管信号波形, 此时电容器组充电电压为 15 kV, 送气量为 0.5 mg, 如无特殊说明, 之后的实

验数据也为该操作参数所得. 观察电压、电流波形发现, 电流信号表现为周期性衰减的正弦波形, 且与电压信号存在一定相位差, 由外回路(同轴线、火花开关及电容器组等)与磁化同轴枪构成的闭合回路可等效为RLC欠阻尼振荡电路. 其中 $R$ 为外回路电阻 $R_e$ 与等离子体电阻 $R_p$ 之和,  $L$ 为外回路电感 $L_e$ 与等离子体电感 $L_p$ 之和,  $C$ 为电容器组电容. 当分别改变电容器组充电电压与送气量时, 等离子体电阻与电感参数随之变化, 与外回路相比, 两电路参数在整个闭合回路中占比较小<sup>[31]</sup>, 阻尼系数 $\beta = R/(2L)$ 与阻尼振荡周期 $T = 2\pi/\sqrt{1/LC - \beta^2}$ 基本保持不变. 已知欠阻尼振荡电路的电流峰值为 $V_C T/(2\pi L)$ <sup>[32]</sup>,  $V_C$ 为电容器组充电电压, 当增大电压 $V_C$ 时, 放电电流峰值随之增大; 当增大送气量时, 放电电流峰值基本保持不变. 若要调节放电电流峰值, 无关送气量, 只需控制电容器组充电电压即可. 本实验将电容器组充电电压设为11—15 kV, 对应的放电电流峰值约为182—253 kA, 振荡周期保持为 $(47 \pm 0.5) \mu\text{s}$ , 该电流参数理论上可满足球马克的形成要求.

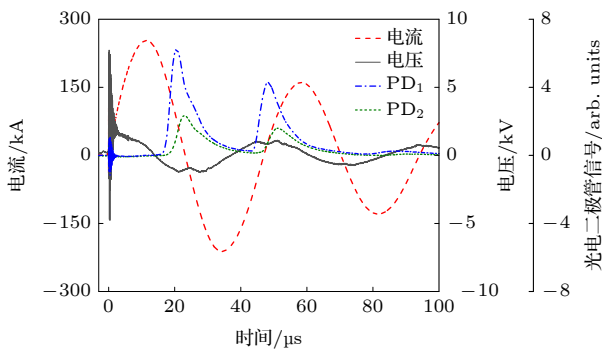


图3 磁化同轴枪放电电流、电压与以及光电二极管信号波形图

Fig. 3. Representative gun current, voltage and photodiodes traces.

### 3.1.3 气体分布长度

在球马克形成阈值的推导过程中, 假设电极间通道内仅存在一个放电区域(径向电流路径), 即运动的等离子体环, (2)式成立的前提便是等离子体环承载了全部放电电流. 在电流峰值达到球马克形成要求的前提下, 只有电流路径集中的放电, 可以使等离子体受到足够强度的磁压力推动, 进而拉伸偏置磁场以使重联发生. 以往的研究<sup>[33]</sup>表明, 通道内中性气体的分布长度对电流路径的集中程度具有决定性影响. 在实际的送气操作中, 气体分布长

度受送气时长(指气体注入先于电容器组放电的时间)控制, 送气时长越长, 气体在通道内的分布越发均匀, 枪越倾向于雪犁模式<sup>[34]</sup>放电, 此时的放电区域较为集中, 容易产生具有较高电子温度和密度的等离子体; 送气时长越短, 气体来不及向远处扩散, 只能集中于进气口附近, 枪越倾向于爆燃模式<sup>[30]</sup>放电, 此时的放电区域较为弥散, 容易产生具有较高传输速度的等离子体. 对于球马克形成而言, 既要保证枪内等离子体受到足够强度的磁压力来突破偏置磁场的限制, 还要尽量保证磁压力沿环向对称, 以便较好地拉伸偏置磁场, 以上正是雪犁放电普遍具备的特征. 若要使雪犁放电发生, 应尽可能地延长气体分布长度, 但不宜使气体经扩散进入通道以外的区域, 否则将会使球马克浸入至过量的中性气体中, 等离子体与中性粒子之间频繁地碰撞, 将造成电子温度的降低以及磁场能量、磁螺旋度的快速耗散<sup>[35]</sup>, 进而大幅缩短球马克的寿命<sup>[24]</sup>.

借助快速响应压电传感器(PCB 113B21, 上升时间 $\leq 1 \mu\text{s}$ ), 监测了注入气体在电极间通道内的动态扩散过程. 将两路压电传感器分别布置于进气口和内电极头部位置, 仅在送气操作环境下, 通过监测两压电传感器的信号时延, 得到He在通道内的热扩散速度约为1.14 km/s, 该测量结果与室温下He的绝热膨胀速度<sup>[36]</sup> $V_{\text{th}} = \sqrt{2kT_g/m_{\text{He}}} = 1.24 \text{ km/s}$  ( $T_g$ 为气体温度)相差仅8%, 故认定该测量方法有效. 由于进气口与内电极头部的轴向距离约为19 cm, 若要使工作气体仅存在于通道以内的区域, 所允许的最大送气时长约为160  $\mu\text{s}$ . 另外为尽量避免气体击穿发生在绝缘陶瓷附近而引入杂质污染(等离子体烧蚀陶瓷所致), 不宜使气体扩散至陶瓷圆环所在位置, 由于进气口与陶瓷圆环的轴向距离约为12 cm, 此时所允许的最大送气时长缩减至约100  $\mu\text{s}$ . 在尽量保证气体分布长度最大化的前提下, 选用100  $\mu\text{s}$ 的送气时长, 能够使He在放电前占据通道总长度的3/4, 可以使放电产生集中承载电流的等离子体环.

最终基于各项放电、送气参数所确定的触发时序为: 偏置磁场电源的触发时刻记为 $T_s = 0$ , 随后在 $T_s = 2.3 \text{ ms}$ 时触发电磁阀电源, 最后在 $T_s = 2.5 \text{ ms}$ 时触发火花间隙开关电源, 此时偏置磁场强度刚好达到峰值. 以上所有触发操作由一台多通道可调延时触发器(最小可调精度1  $\mu\text{s}$ )完成. 电磁阀与火花间隙开关的触发时间间隔设定为200  $\mu\text{s}$ ,

是由于电磁阀的开启需要一定时间, 无关电磁阀电源充电电压, 电磁阀的开启响应时间约为 100  $\mu\text{s}$ . 在火花间隙开关导通约 1  $\mu\text{s}$  之后, 气体击穿致初始等离子体形成.

### 3.1.4 球马克位形验证

球马克位形的建立, 本质上是磁螺旋度注入与重组的结果, 无论是磁化同轴枪法、 $Z$ - $\theta$  箍缩法 [37] 还是磁通核法 [38], 均涉及以上两个过程. 磁螺旋度注入在本文指冻结环向磁通与预设极向磁通的联结; 磁螺旋度重组则指富含磁螺旋度的等离子体自组织建立球马克位形的过程, 即泰勒弛豫 [17]. 弛豫可以在保持磁螺旋度不变的同时衰减磁场能量, 以驱动各种不稳定性, 因此弛豫态磁场满足无力磁场方程  $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ ,  $\lambda$  为常数. 此时磁流体平衡方程可写为  $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P = 0$ , 即等离子体电流与磁场方向平行. 为检验首次喷射等离子体是否具有球马克位形, 可通过分析其携带磁场是否为无力磁场来判断.

如图 4 所示, 磁探针阵列  $\text{MP}_2$  测量了首次喷射等离子体内五处不同径向位置的轴向和环向磁场, 对应的坐标为  $R = 0, 2, 4, 6, 8$  cm. 已知无力磁场方程在柱坐标系下的解为  $B_\theta(R) \sim J_1(\lambda R)$  和  $B_z(R) \sim J_0(\lambda R)$ , 其中  $J_1$  和  $J_0$  分别为一阶和零阶贝塞尔函数. 图 4 中的实线分别为  $\lambda = 39 \text{ m}^{-1}$  时的  $J_1$  和  $J_0$ , 由于测量数据点与实线部分基本吻合, 可以确定首次喷射等离子体具有球马克位形, 且其磁轴位于  $R = (4, 6 \text{ cm})$  的径向区间内, 因为轴向磁场方向在该区间发生了反转.

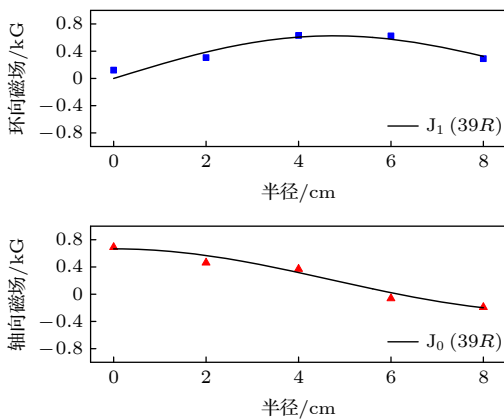


图 4 球马克环向与轴向磁场的径向分布 ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ )  
 Fig. 4. Radial profiles of toroidal and axial magnetic field in spheromak ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ).

## 3.2 磁化同轴枪放电特性

### 3.2.1 多电流路径现象

球马克的形成从侧面证实了第一个半周期放电可以产生集中承载电流的等离子体环, 但不能说明等离子体环是电极间通道内唯一的电流路径. 如若通道内还存在其他放电区域, 势必会削弱流经等离子体环的电流, 进而对球马克的形成及性能参数造成不利影响. 为验证磁化同轴枪放电期间是否存在上述问题, 利用磁探针对通道内的电流路径分布进行了测量.

图 5 所示为磁探针阵列  $\text{MP}_1$  在通道内  $A, B$  两位置采集的环向磁场信号. 1) 当第一个半周期放电开始时, 两磁探针均未即时输出信号, 表明气体击穿发生在  $A$  位置的上游 (枪底方向) 区域而非送气口处, 说明已有足够的中性气体扩散至通道的上游, 另外由于上游区域对应的电感参数较小, 气体击穿容易发生在此处. 2) 在轴向磁压力的推动下, 等离子体环从击穿位置开始向通道下游 (枪口方向) 加速运动, 当环经过磁探针时, 探针采集的环向磁场信号  $B_\theta$  与其下游的电流强度  $I$  成正比, 即  $B_\theta = (\mu_0/2\pi R_{\text{MP}}) \cdot I$ , 其中  $R_{\text{MP}}$  为磁探针所在位置的径向坐标. 3) 利用上述  $B_\theta$ - $I$  关系, 可以计算不同时刻的  $I$  在放电电流  $I_{\text{gun}}$  中的占比, 结果发现: 在 4.9  $\mu\text{s}$  之前,  $A$  处下游的电流强度  $I_A$  在  $I_{\text{gun}}$  中的占比不断增加, 表明等离子体环仍未完全经过  $A$  处; 在 4.9—5.5  $\mu\text{s}$  期间,  $I_A$  占比保持不变, 约为 91%, 表明等离子体环已完全经过  $A$  处, 考虑到环的下游不会存在其他电流路径 [39], 说明环承载了 91% 的放电电流, 剩余的 9% 由  $A$  处上游的放电分担; 在 5.5—9.3  $\mu\text{s}$  期间,  $I_A$  占比不断减小, 等离子体环承载的电流在  $I_{\text{gun}}$  中的占比由 91% 降至 73%,  $A$  处上游的放电明显有所增强. 5) 当  $A, B$  两处的磁信号在 11.0  $\mu\text{s}$  交叉后,  $B$  处的磁信号强度反而比  $A$  处的大, 由  $B_\theta$ - $I$  关系可知, 此时  $A$  处下游的电流强度  $I_A$  小于  $B$  处下游的电流强度  $I_B$ . 由于放电电流是向通道的上游汇聚, 而  $A$  又位于  $B$  的上游, 如果出现  $I_A$  小于  $I_B$  的情况, 只能说明在  $A, B$  之间存在与  $I_{\text{gun}}$  方向相反的电流路径. 由于此时等离子体环已距通道的底端较远, 即等离子体电感较大, 且电流信号又刚好处于下降沿, 等离子体环由于电感效应, 会维持其内部电流恒定, 而为使整体放电电流呈下降趋势, 需反向电流路径的存在.

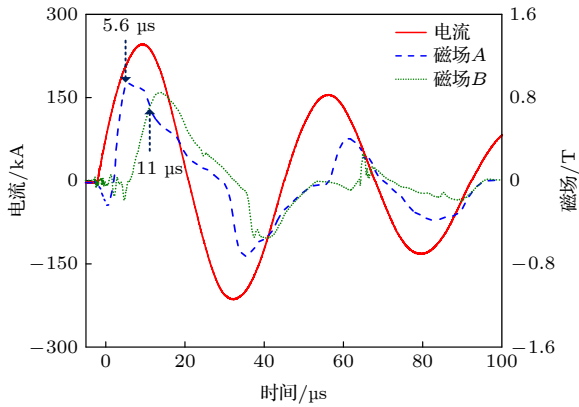


图 5 电极间通道内的环向磁场波形

Fig. 5. Toroidal magnetic field traces inside the gun channel.

综上所述, 在第一个半周期放电期间, 电极间通道内的电流路径分布较为复杂, 既有沿轴向加速运动的等离子体环, 还有位于通道上游及中间位置 (A 与 B 之间) 的其他放电区域. 位于中间位置的反向放电不会对等离子体环造成负面影响. 而位于上游的放电则会对下游的等离子体环起到分流作用, 导致电容器组向等离子体环的能量输入有所减少, 进而影响到球马克的传输速度等参数.

对于通道上游的放电而言, 带电粒子与中性粒子的存在是其发生的前提条件. 放电初期, 自生环向磁场产生的磁压力较弱, 等离子体环尾部的带电粒子可以通过热扩散运动逐渐脱离前方的主放电

区域, 从而在环后方形成一强度甚弱且近乎停滞的电流路径, 以上是通道上游带电粒子的来源. 至于中性粒子, 主要是运动的等离子体环未完全扫掠通道内气体所造成的粒子渗漏. 数量可观的粒子渗漏令通道上游空间具备适宜的气压条件, 从而使原有的微弱放电逐渐发展成为一个较强的放电区域, 表现在该电流路径所承载的电流有所增强. 粒子渗漏不仅为通道上游的放电所用, 还应作为下半周期放电气体的主要来源, 具体来讲, 是应为图 3 所示的二次喷射现象负责.

### 3.2.2 二次喷射现象

图 6 所示为高速相机在枪口端面拍摄的放电图像, 将 0 μs 记为首次放电的起始时刻, 则该图像序列呈现了前三个半周期的放电信息. 与图 3 所示的光电二极管信号对应, 磁化同轴枪放电期间仅存在两次等离子体喷射, 分别开始于 13.34—20.01 μs 和 40.02—46.69 μs 期间, 对应前两个半周期放电.

第一个半周期放电期间 (0—23.5 μs), 中性气体最先在电极间通道的局部区域发生击穿, 随着放电的发展, 等离子体逐渐布满整个环向区域, 最终以环的形式出现. 等离子体环在向通道下游加速运动时, 会电离并扫除前方的中性气体, 致使环内的带电粒子逐渐稠密起来, 以上正是雪梨放电独有的

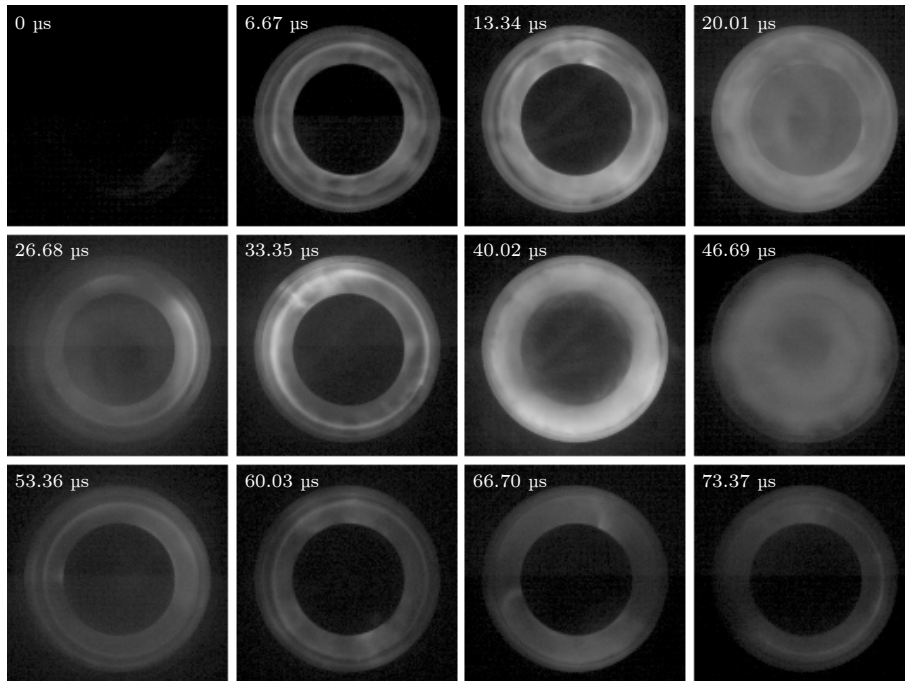


图 6 磁化同轴枪内部放电图像

Fig. 6. Image sequences of discharge inside the gun channel.

特征. 第二个半周期放电期间 (23.5—47.0  $\mu\text{s}$ ), 带电粒子同样随放电的发展变得愈发稠密, 表明此次放电仍能够产生集中承载电流的等离子体环, 对应存在二次喷射等离子体. 如果此次放电所用气体的来源仅为电磁阀注入 (阀门一旦开启将持续送气数百微秒), 则放电前的送气时长要小于 23  $\mu\text{s}$ , 这显然是不可能的, 如此短的气体分布长度不会使雪犁放电发生. 第一个半周期放电形成的等离子体环, 不能将通道内的中性粒子全部电离和扫除, 其中所渗漏到环后方的中性粒子, 会为通道上放电和第二个半周期放电所用, 只有如此才能促成雪犁放电再次发生. 观察第三个半周期放电 (47.0—69.5  $\mu\text{s}$ ), 此次放电已不再具有雪犁放电特征. 由于前两个半周期放电已将通道内绝大多数中性粒子消耗殆尽, 极少量残余中性粒子和短期的气体注入 (同二次放电, 送气时长小于 23.0  $\mu\text{s}$ ) 不易满足雪犁放电的发生条件. 该半周期放电更接近于爆燃模式放电, 电流路径分布较为弥散, 通道内稀薄等离子体所受的磁压力较小, 无法突破偏置磁场的限制喷出枪口.

### 3.3 等离子体特性

#### 3.3.1 传输速度

图 7 所示为不同充电电压 (放电电流) 与送气量下, 球马克在  $C, E$  两点间的平均传输速度. 为简化物理分析, 预先做两个合理假设: 1) 由于以上轴向区间位于枪口附近且为真空环境, 球马克在该区间内的平均传输速度等同于其在枪口处的喷射速度; 2) 偏置磁场因等离子体环拉伸所发生的形变主要沿轴向, 偏置磁通一定时, 无关操作参数, 等离子体环在外电极延长段均损耗同样大小的动能. 由 (4) 式可得该损耗量为  $(B_{\text{bias}}^2/2\mu_0)(\pi r_{\text{in}}^2)L'$ , 其中  $L'$  为内电极头部与枪口的轴向距离. 可见在不同操作参数下, 球马克喷射速度的相对大小和偏置磁场存在与否无关, 因此我们只需关注等离子体环在电极间通道内的加速运动即可. 观察图 7 后发现, 送气量一定时, 放电电流增加, 推动等离子体环运动的磁压力增大 (见 (3) 式), 从而导致等离子体环的运动速度增加. 以 0.5 mg 送气量为例, 当充电电压从 11 kV 增至 15 kV 时, 球马克喷射速度从 42.4 km/s 增至 60.9 km/s. 放电电流一定时, 送气量增加, 电极间通道内的中性气体密度随之增加, 环内的高能电子有机会电离更多中性粒子, 届时会有更多带电粒子加入到等离子体环中, 使环的自身质量增加, 在同样大小的磁压力推动下,

大质量等离子体环运动得更慢, 最终导致球马克喷射速度减小. 以 253 kA 放电电流为例, 当送气量从 0.5 mg 增至 1.5 mg 时, 球马克喷射速度从 60.9 km/s 降至 52.2 km/s.

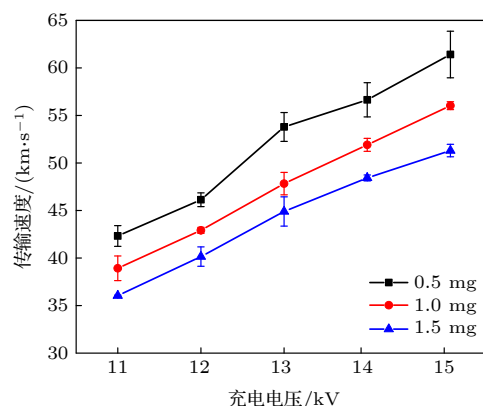


图 7 球马克传输速度与充电电压、送气量的关系

Fig. 7. Spheromak propagation speed versus capacitor-bank charge voltage and gas-puffed mass.

#### 3.3.2 电子密度

同大多数球马克实验 [11,13,14,23] 一样, 本文涉及的电子密度与温度参数, 均由三探针同时测量得到. 由于本三探针采用的是“电流型”电路设计 [40], 关于电子密度和温度的计算方法可参考文献 [40, 41]. 另外为避免强流脉冲放电回路给三探针测量系统带来电磁干扰, 探针偏压回路使用干电池组供电, 数字示波器采用锂电池供电, 参考电位探针不接地.

如图 8 所示, 当送气量一定时, 电子密度随放电电流的增加而增加. 从带电粒子的产生角度看: 放电电流增加时, 电子直接从电容器组放电中所获的能量有所增加, 届时会有更多 He 原子被电子电离, 并加入到运动的等离子体环中, 随之一起喷出枪口. 从带电粒子的损失角度看: 等离子体环在沿轴向拉伸偏置磁场时, 其内带电粒子的径向热扩散运动将会受到轴向磁场的限制, 另外由于环的轴向运动速度随放电电流的增加而增加, 粒子径向热扩散运动的路程将进一步减小, 因此发生在外电极内壁处的等离子体复合损失可以忽略不计. 综上所述, 磁化同轴枪所喷射等离子体的密度理应随放电电流的增加而增加. 由于三探针的密度测量是局域性的, 从枪口位置至三探针所在位置, 电子密度与放电电流之间的关系并未随球马克的传输发生改变, 尽管传输过程中等离子体复合与自由膨胀造成了电子密度的降低. 另外考虑到送气量是不变的,

且电离气体基本来自于工作气体注入, 带电粒子数随放电电流的增加而增加, 意味着即便在充电电压为 15 kV 时, 等离子体环也不能将通道内的中性气体全部电离与扫除, 部分中性粒子会遗漏于通道内, 为上游放电和下半周期放电所用.

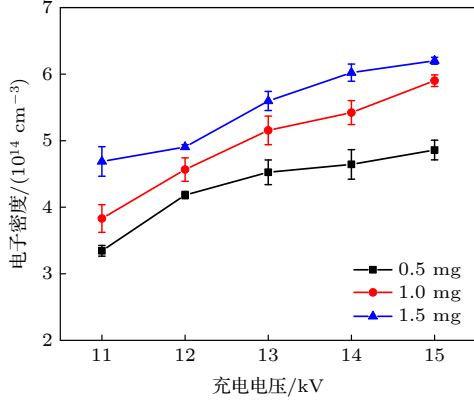


图 8 电子密度与充电电压、送气量的关系  
Fig. 8. Electron density versus capacitor-bank charge voltage and gas-puffed mass.

放电电流一定时, 电子密度随送气量的增加而增加. 首先讨论电子在不同送气量下的获能问题, 已知电容器组的储能为  $E_C = (CV_C^2)/2$ , 其经放电释放至等离子体中的能量  $E_{inj}$  为

$$E_{inj} = \int_0^t I_{gun} V_{gun} dt, \quad (6)$$

其中  $V_{gun}$  为同轴电极两端电压. 随着放电电流  $I_{gun}$  的振荡衰减,  $E_{inj}$  逐渐趋于稳态并达到最大值  $E_{max}$ , 电子与各类粒子间的碰撞将  $E_{max}$  损耗于等离子体中, 并转换为辐射能与内能 [42]. 观察图 9 发现,  $E_{max}$  基本不随送气量的变化而变化, 以 15 kV 充电电压为例, 0.5, 1.0 及 1.5 mg 送气量对应的  $E_{max}$  分别为 4202, 4106 及 4115 J, 约占电容器组储能的 24%. 仅限本文所选的送气量, 电子的获能与送气量参数基本无关. 在电子获能一定的情况下, 随着中性气体密度的增加, He 原子总的有效电离碰撞截面增大, 届时会有更多 He 原子被电子电离, 等离子体环所包含带电粒子的密度因此增大.

### 3.3.3 电子温度

图 10 所示为不同操作参数下的电子温度, 大致处于 2—12 eV 范围内. 送气量一定时, 电子温度随放电电流的增加而增加. 电子温度的变化应从电子的获能与传能两方面来考虑. 从获能方面讲, 由于电容器组有更多的能量释放, 电子直接从电容

器组放电中所获的能量有所增加 (见图 9). 从传能方面讲, 电子密度随放电电流的增加而增加, 意味着电子与中性粒子间的碰撞传能更加频繁. 尽管电子的能量损耗有所提升, 但电子温度依然随放电电流的增加而增加, 表明电子的获能在自身能量变化中是占主要的. 而在放电电流一定时, 电子直接从电容器组放电中所获的能量是一定的, 送气量增加时, 电子与其他粒子间的碰撞频率有所增加, 即电子存在更多能量损耗, 电子温度随之下降.

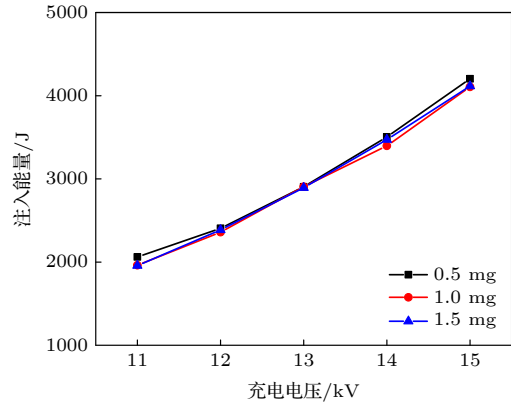


图 9 注入能量与充电电压、送气量的关系  
Fig. 9. Injected energy versus capacitor-bank charge voltage and gas-puffed mass.

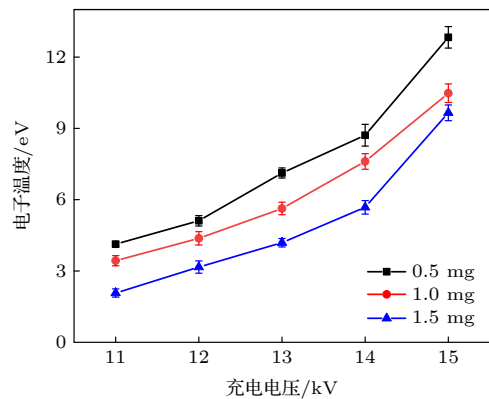


图 10 电子温度与充电电压、送气量的关系  
Fig. 10. Electron temperature versus capacitor-bank charge voltage and gas-puffed mass.

## 3.4 讨论

操作参数的选择对于球马克的产生和优化至关重要, 由于实验时已固定偏置磁通与气体分布长度 (送气时长) 不变, 以下仅讨论放电电流、送气量对球马克等离子体特性的影响. 尽管放电电流增加可以同时带来传输速度、磁场强度、电子密度以及

温度的提升,但绝非是越高越好.球马克位形的建立过程必然涉及极向磁通放大机制<sup>[20]</sup>,过大的放电电流会导致该机制失效,使等离子体以射流形式而非球马克位形喷出枪口.类比胶头滴管滴加试剂,当胶头所受压力过大时,试剂会以流动的形态而非液滴形态下落.球马克的形成机制从根本上约束了其传输速度的上限,因此在加料等应用研究中需要设计针对球马克等离子体的加速装置,以达到高传输速度要求.

除电子密度的提高以外,送气量增加所带来的参数变化更多是负面的,不止包括传输速度和电子温度的降低,甚至会加快球马克磁场的衰减.对阻性衰减而言,电子温度降低意味着斯必泽电阻增大,球马克磁场寿命与斯必泽电阻大小成反比,过大的送气量会缩短磁场寿命.对非阻性衰减而言,送气量增加意味着发生在球马克边缘位置的电子与中性粒子碰撞会更加频繁,进而给等离子体电流带来更多损耗,球马克为维持自身的弛豫态,会在边缘位置激励强电场用于驱动放电,从而造成更为严重的磁场异常衰减<sup>[43]</sup>.普渡大学的 Mayo 等<sup>[44]</sup>发现,中性粒子与离子间的电荷交换是中性粒子进入等离子体芯部的主要运输途径.可以预见送气量增加会导致该电荷交换运动更加频繁,即有更多中性粒子能够进入到等离子体芯部,一定程度地增加了球马克边缘的有效厚度,加剧了磁场的异常衰减.如若通过降低送气量来提高磁场寿命,可能会造成通道内气压过低而不易击穿的现象,引入击穿辅助<sup>[27]</sup>技术或预电离等离子体<sup>[22]</sup>可有效地解决以上问题.

## 4 结 论

本文通过对球马克形成阈值展开理论分析,并结合放电电流与压电传感器信号,确定了球马克产生对放电电流峰值、气体分布长度等操作参数所作的要求.同时利用光电信号、磁场信号的采集以及放电图像的拍摄,研究了磁化同轴枪在所选操作参数下的放电特性,并给出了放电电流和送气量对球马克等离子体特性的影响规律.1) 电极间通道内中性气体的分布长度是球马克产生的关键.由于电流路径的集中程度主要受气体分布长度的影响,较长的气体分布容易使雪犁放电发生,其中用于集中承载电流的等离子体环可以在足够强度的磁压力

推动下,拉伸偏置磁场进而形成球马克.由于过量的中性气体会缩短球马克的磁场寿命,在选定送气时长时,应尽量避免气体分布长度超过通道的总长度.2) 第一个半周期放电期间,电极间通道内不止存在运动的等离子体环,其上游及中间位置还伴有其他的电流路径.带电粒子的遗留和中性粒子的渗漏会引起通道上游处放电的发展,削弱电容器组向等离子体环的能量馈入,从而对球马克等离子体特性造成不利影响.3) 相比增加送气量,增加放电电流是提升等离子体参数的更好方式.放电电流增大时,电容器组向等离子体环的能量馈入有所增加,可以同时带来传输速度、电子密度及温度的提升.送气量增大时,电子与其他粒子间的碰撞传能更加频繁,由于最大馈能与送气量基本无关,即在能量馈入一定的情况下,电子密度虽有所提升,但传输速度和电子温度却均有所下降.对于固定结构的磁化同轴枪而言,操作参数的选择是球马克形成及性能优化的关键,在遵循以上影响规律提升球马克性能之前,应考虑所选操作参数是否对球马克形成有不利影响.

## 参考文献

- [1] Rosenbluth M N, Bussac M N 1979 *Nucl. Fusion* **19** 489
- [2] Raman R, Martin F, Quirion B, St-Onge M, Lachambre J L, Michaud D, Sawatzky B, Thomas J, Hirose A, Hwang D, Richard N, Côté C, Abel G, Pinsonneault D, Gauvreau J L, Stansfield B, Décoste R, Côté A, Zuzak W, Boucher C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3101
- [3] Fukumoto N, Inoo Y, Nomura M, Nagata M, Uyama T, Ogawa H, Kimura H, Uehara U, Shibata T, Kashiwa Y, Suzuki S, Kasai S, Group J M 2004 *Nucl. Fusion* **44** 982
- [4] Liu D, Xiao C, Hirose A 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 013502
- [5] Brown M, Gelber K, Mebratu M 2020 *Plasma* **3** 27
- [6] Yamada M, Ono Y, Hayakawa A, Katsurai M, Perkins F W 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 721
- [7] Chai K-B, Zhai X, Bellan P M 2016 *Phys. Plasmas* **23** 032122
- [8] Howard S, Laberge M, McIlwraith L, Richardson D, Gregson J 2009 *J. Fusion Energy* **28** 156
- [9] Degnan J H, Peterkin R E, Baca G P, Beason J D, Bell D E, Dearborn M E, Dietz D, Douglas M R, Englert S E, Englert T J, Hackett K E, Holmes J H, Hussey T W, Kiuttu G F, Lehr F M, Marklin G J, Mullins B W, Price D W, Roderick N F, Ruden E L, Sovinec C R, Turchi P J, Bird G, Coffey S K, Seiler S W, Chen Y G, Gale D, Graham J D, Scott M, Sommars W 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2938
- [10] Dietz D, Hussey T W, Roderick N F, Douglas M R, Degnan J H 1997 *Phys. Plasmas* **4** 873
- [11] Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 232
- [12] Sakuma I, Kikuchi Y, Kitagawa Y, Asai Y, Onishi K, Fukumoto N, Nagata M 2015 *J. Nucl. Mater.* **463** 233
- [13] Zhang Y, Fisher D M, Gilmore M, Hsu S C, Lynn A G 2018

*Phys. Plasmas* **25** 055709

- [14] Hsu S C, Bellan P M 2005 *Phys. Plasmas* **12** 032103
- [15] Turner W C, Goldenbaum G C, Grammema E H A, Hammer J H, Hartman C W, Prono D S, Taska J 1983 *Phys. Fluids* **26** 1965
- [16] Barnes C W, Jarboe T R, Henins I, Sherwood A R, Knox S O, Gribble R, Hoida H W, Klingner P L, Lilliequist C G, Linford R K, Platts D A, Spencer R L, Tuszewski M 1984 *Nucl. Fusion* **24** 267
- [17] Taylor J B 1986 *Rev. Mod. Phys.* **58** 741
- [18] Barnes C W, Fernández J C, Henins I, Hoida H W, Jarboe T R, Knox S O, Marklin G J, McKenna K F 1986 *Phys. Fluids* **29** 3415
- [19] Jarboe T R 1994 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **36** 945
- [20] Hsu S C, Bellan P M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 215002
- [21] Baker K L, Hwang D Q, Evans R W, Horton R D, McLean H S, Terry S D, Howard S, DiCaprio C J 2002 *Nucl. Fusion* **42** 94
- [22] Edo T, Asai T, Tanaka F, Yamada S, Hosozawa A, Kaminou Y, Gota H, Roche T, Allfrey I, Osin D, Smith R, Binderbauer M, Matsumoto T, Tajima T 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3405062
- [23] 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
- [24] Brown M R, Bailey III A D, Bellan P M 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 6302
- [25] Kaur M, Gelber K D, Light A D, Brown M R 2018 *Plasma* **1** 229
- [26] Rusbridge M G, Gee S J, Browning P K, Cunningham G, Duck R C, al-Karkhy A, Martin R, Bradley J W 1997 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **39** 683
- [27] Coomer E, Hartman C W, Morse E, Reisman D 2000 *Nucl. Fusion* **40** 1669
- [28] Hwang D Q, Horton R D, Howard S, Evans R W, Brockington S J 2007 *J. Fusion Energy* **26** 81
- [29] 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
- [30] 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]
- [31] Wang Z, Beinke P D, Barnes C W, Martin M W, Mignardot E, Wurden G A, Hsu S C, Intrator T P, Munson C P 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 033501
- [32] Wiechula J, Hock C, Iberler M, Manegold T, Schönlein A, Jacoby J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043516
- [33] Woodall D M, Len L K 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 961
- [34] 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]
- [35] Bellan P M 2000 *Spheromak* (London: Imperial College Press) p232
- [36] Black D C, Mayo R M, Caress R W 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2820
- [37] Goldenbaum G C, Irby J H, Chong Y P, Hart G W 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 393
- [38] Yamada M, Furth H P, Hsu W, Janos A, Jardin S, Okabayashi M, Sinnis J, Stix T H, Yamazaki K 1981 *Phys. Rev. Lett.* **46** 188
- [39] Chung Kyoung-Jae, Chung K S, Hwang Y S 2014 *Curr. Appl. Phys.* **14** 287
- [40] Chen L, Yang L, Wan X, Jin D Z, Xiang W, Tan X H 2015 *High Pow. Las. Part. Beam.* **27** 045007 (in Chinese) [陈磊, 杨林, 万翔, 金大志, 向伟, 谈效华 2015 强激光与粒子束 **27** 045007]
- [41] Chen S L, Sekiguchi T 1965 *J. Appl. Phys.* **36** 2363
- [42] Kumar D, Moser A L, Bellan P M 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 47
- [43] Fernández J C, Barnes C W, Jarboe T R, Henins I, Hoida H W, Klingner P L, Knox S O, Marklin G J, Wright B L 1988 *Nucl. Fusion* **28** 1555
- [44] Mayo R M, Choi C K, Levinton F M, Janos A C, Yamada M 1990 *Phys. Fluids B* **2** 115

# Effects of magnetized coaxial plasma gun operation on spheromak formation and plasma characteristics\*

Zhao Fan-Tao   Song Jian<sup>†</sup>   Zhang Jin-Shuo   Qi Liang-Wen  
Zhao Chong-Xiao   Wang De-Zhen

(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 14 April 2021; revised manuscript received 26 May 2021 )

## Abstract

Spheromak plasma formed by a magnetized coaxial plasma gun possesses high propagation velocity and electron density, which has been extensively investigated, for it has a variety of applications, such as fueling of fusion reactor, magnetized target fusion, and laboratory simulations of astrophysical phenomena. Formation and optimization of the gun-type spheromak are studied by investigating the discharge characteristics of the gun and the scaling of plasma parameters with various operation conditions. Based on the spheromak formation mechanism, several significant operation parameters are identified, including peak value of gun current, bias flux, gas-puffed mass and the length of neutral gas distribution inside the gun channel: this length can be controlled by adjusting the time delay between gas injection and discharge of the capacitor bank to initiate gas breakdown and for a long time delay the current path distribution inside the gun channel can be characterized by a moving plasma ring which carries almost all of the gun current. Under a sufficient pressure of the self-generated field, the moving plasma ring with freezed toroidal field pushes the bias field into the vacuum chamber, the twisted field lines are then broken, reconnected, and thus forming a free spheromak. The injected gas is desired to exist only in the gun channel: if downstream region of the gun is filled with neutral gas, a weakly ionized and cold spheromak will be formed, which is not beneficial to practical applications. The multiple current path phenomenon is observed using two spatially separated magnetic coils inside the gun channel, excepting for the plasma ring, there are a stagnant current path and a reversed current path separately located in upstream and middle region of the gun channel. Development of the upstream current path is due to the residual charged particles detached from the tail of accelerated plasma ring and the unswept neutral particles, which reduces the energy injected into the plasma ring from capacitor bank, and thus having a negative effect on the performance of spheromak. The axial propagation velocity of spheromak, electron temperature and density are shown to increase with the capacitor bank voltage rising, which can be attributed to the elevation in energy injected into the plasma ring. Only higher electron density is obtained by increasing the gas-puffed mass, and the propagation velocity and electron temperature are observed to decrease. The energy injected into the plasma ring is independent of the gas-puffed mass, and electron density is elevated with gas-puffed mass increasing. Since the frequency of electron impact ionization increases, electrons undergo more collisions and transfer more energy to other particle species, thus the thermal energy of electrons decreases.

**Keywords:** magnetized coaxial plasma gun, spheromak, plasma, magnetic field

**PACS:** 52.55.Ip, 52.59.Dk, 52.70.Ds, 52.80.Vp

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210709

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51807020), the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFE0301804, 2017YFE0301206), and the Fundamental Research Funds for the Central University of the Ministry of Education of China (Grant No. DUT20RC(4)008).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [songjian@dlut.edu.cn](mailto:songjian@dlut.edu.cn)