# 脉冲感应式电推进中平面型线圈激励 等离子体的流动特征分析<sup>\*</sup>

成玉国1,夏广庆2,3

(1.中国人民解放军91550部队41分队,辽宁大连116023;2.大连理工大学工业装备结构分析国家重点实验室,辽宁大连116024;3.大连理工大学辽宁省空天飞行器前沿技术重点实验室,辽宁大连116024)

摘 要:感应等离子体推力器是一种具有较好应用前景的空间推进方式,受到复杂瞬态电磁场的影响,流场中热力学和动力学参数的时变特性难以实验测量。采用单流体磁流体力学理论,结合高温气体的热力学和输运模型,数值计算初始静止且无预电离的情况下,等离子体参数的二维分布,着重分析等离子体在前半周期内的流动特征。对内径r<sub>i</sub>为0.05m,外径r<sub>o</sub>为0.15m的线圈计算表明,其等离子体-线圈耦合距离约为0.032m,以Ar为工质情况下,有效冲量产生时,高价离子(Ar<sup>3+</sup>,Ar<sup>4+</sup>)与低价离子(Ar<sup>+</sup>,Ar<sup>2+</sup>)由于受电磁力影响不同,产生了局部分离电场,推动了电流片运动,且在电流片内部,前缘主要为低价离子,后缘主要为高价离子。单脉冲能量210.7J、峰值径向磁感应强度为0.5T、有效作用时间约12µs条件下,5µs时刻的Ar<sup>2+</sup>,Ar<sup>3+</sup>的最大数密度大于6×10<sup>21</sup>m<sup>-3</sup>,且大于Ar<sup>+</sup>,Ar<sup>4+</sup>的数密度。电流片运动大于耦合距离后,受径向运动以及激励电流反转的影响,线圈表面等离子体磁场非线性特征显着,而前缘磁场维持规则分布。对外径为0.15m,0.3m和0.5m的线圈计算发现,r<sub>o</sub>为0.5m时,电流片径向均匀长度达到0.3m,表明较大线圈尺寸除增加耦合距离外,可提高径向电流密度的均匀性。

关键词: 感应等离子体; 高温热力学; 电流片; 流动特征; 数值计算 中图分类号: V439 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2019) 10-2373-10 DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 180705

# Analysis of Plasma Flow Characteristics under Excitation of Planar Coil in Pulsed Inductive Electric Propulsion

CHENG Yu-guo<sup>1</sup>, XIA Guang-qing<sup>2,3</sup>

(1. PLA 91550 Element 41, Dalian 116023, China;

 State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;
 Key Laboratory of Advanced Technology for Aerospace Vehicles, Liaoning Province, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

**Abstract**: Pulsed inductive thruster is a promising plasma accelerator for space propulsion. The thermodynamic and kinetic parameters of the flow are difficult to measure in experiment due to complex transient electromagnetic field. In this work, the two-dimensional flow characteristics of the plasma, especially in the first half period, are numerically studied, by employing the single fluid MHD theory, in which the high temperature ther-

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2018-11-08; 修订日期: 2019-05-26。

基金项目:国家自然科学基金(11675040; 11702319)。

作者简介:成玉国,博士,工程师,研究领域为空间推进技术。E-mail: hlcyg@126.com

通讯作者:夏广庆,博士,教授,研究领域为空天动力技术、航空宇航与等离子体交叉前沿等。E-mail: gq.xia@dlut.edu.cn

引用格式:成玉国,夏广庆.脉冲感应式电推进中平面型线圈激励等离子体的流动特征分析[J].推进技术,2019,40(10): 2373-2382. (CHENG Yu-guo, XIA Guang-qing. Analysis of Plasma Flow Characteristics under Excitation of Planar Coil in Pulsed Inductive Electric Propulsion[J]. Journal of Propulsion Technology, 2019, 40(10):2373-2382.)

modynamic and transport models are included. In the simulation, the initial gas is static and without ionization. The calculations find that, for the excitation coil of  $r_i=0.05m$  and  $r_o=0.15m$ , the decoupling distance is about 0.032m and the local electric field driving the current sheet is generated by high level ionization ions  $(Ar^{3+}, Ar^{4+})$  and low level ions  $(Ar^+, Ar^{2+})$  caused by the difference in electromagnetic force when Ar is used as propellant. The front of the current sheet is comprised of low order ions, while the back is of high order ions. Maximum densities of  $Ar^{2+}$ ,  $Ar^{3+}$  exceed  $6\times10^{21}m^{-3}$ , which are greater than  $Ar^+$ ,  $Ar^{4+}$  at  $5\mu$ s for single pulsed energy of 210.7J, peak radial intensity of 0.5T, period of about  $12\mu$ s. As the current sheet moves far away from the coil, the magnetic field varies non–linearly on the coil surface and distributes regularly within the sheet. Analysis of the effect of coil dimension on the current uniformity suggests that, when  $r_o=0.5m$ , the radial uniform dimension can reach 0.3m, which is better than outer radius of 0.15m and 0.3m, which shows that as coil dimension increases, the uniformity of the current sheet in radial direction is enhanced, besides increasing the decoupling distance.

技 术

Key words: Inductive plasma; High temperature thermodynamics; Current sheet; Flow characteristics; Numerical calculation

# 1 引 言

深空探测中电推进系统的功率通常为kW~ MW,实现mN~N量级的推力。从已经实现的电推进 应用看,以离子推进为代表的粒子发射式推力器虽 然存在电极腐蚀<sup>[1-2]</sup>,但其有效工作时间能够完成火 星探测等任务,影响其性能进一步提升的问题在于 离子空间电荷限制了其最大推力密度。避免这类问 题的一种解决方案是采用脉冲感应推进方式(Pulsed Inductive Thruster, PIT)<sup>[3]</sup>,这种推进方式采用脉冲电 流产生的感应电磁场电离和加速工质,避免了金属 电极与工质的相容性问题,理论上推力密度由输入 能量决定,变化范围宽,是具有较大应用前景的电磁 推力器<sup>[4-5]</sup>。

Lovberg 等<sup>[6]</sup>在实验中发现,PIT中初始阶段生成 的电流片与线圈之间相互作用是产生推力和冲量的 直接机制,而电流片的放电和加速与线圈的匹配是 影响平面型 PIT 性能的关键。不同 PIT 原型机差别主 要在于线圈结构、脉冲开关以及尺寸。随着研究的 深入,线圈半径由0.1m<sup>[7]</sup>发展至MK V/Va、MK VI/VII 的0.5m<sup>[8]</sup>。除了线圈尺寸和构型的考虑,早期的实验 中,在原型机 MK IV 引入了 diode-lamp 放电电路以尽 量减少电流的反转,但这种模式的测试性能低于常 规的 Ringing 模式<sup>[9]</sup>。Polzin<sup>[4]</sup>对不同尺寸的 PIT 实验 总结发现,在气体初始静止、无预电离的情况下,由 于较大的耦合距离,大线圈尺寸能够获得相对较好 的性能,并比较了MKI和MKV的径向磁感应强度,发 现不同尺寸PIT的电流片形成和加速过程类似,推力 产生机制相同,其主要的差别在于能量注入效率;且 较大的初始电流脉冲是获得高推进性能的主要因

素,线圈和脉冲放电电路的设计应实现这种放电 波形。

基于实验研究的结果, Mikellides<sup>[10]</sup>针对 MK V/ Va原型机,利用 MACH2代码,计算了单原子气体 He 和Ar<sup>[11]</sup>以及多原子气体NH。<sup>[12-13]</sup>的排气速度与比内 能之间的关系,当以NH,为工质的计算中忽略普朗克 光学薄气体辐射项时,结果与实验吻合较好,作者推 测NH,的高效率主要是由于较低的辐射导致。在不 耦合电路模型的情况下,与实验结果吻合,而对于更 高能量的模拟,未耦合电路的模型低估了后半周期 推力器的性能。计算中,半周期内的磁场强度变化 与实验一致,表明了利用磁流体计算能够较好地模 拟等离子体放电和加速主阶段的特性。国外的研究 集中于对 PIT 原型机性能特性的分析,利用 MACH2 代码的模拟获得了推力器的冲量、比冲以及推力等 随质量和能量的变化特性,但仍存在以下需进一步 拓展之处:瞬态感应等离子体流动参数的二维轴对 称分布情况报道较少;MACH2代码中的热力学性质 根据SESAME库<sup>[13]</sup>拟合获得,对真实气体的模拟可能 存在偏差。

本文以Ar为工质,利用磁流体力学模型、高温热 力学和输运气体模型计算连续介质条件下的二维轴 对称流场分布,研究等离子体热力学和动力学参数 的时变特性,分析了电流片和感应磁场的变化特性 和影响的主要机制。

# 2 脉冲感应式等离子体流动控制方程

#### 2.1 物理模型

对等离子体在脉冲电磁场激励下的运动采用单 流体磁流体力学描述,认为电子和离子处于热力学 平衡状态。其连续、动量和能量方程分别为

连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho V \right) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V V) = -\nabla p + J \times B$$
(2)

$$\frac{\partial \left(\rho e_{\tau}\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho e_{\tau} + p + \frac{B^{2}}{2\mu_{0}} - \frac{BB}{\mu_{0}}\right) V =$$

$$-\nabla \cdot q - Q_{\text{rad}} + \nabla \cdot \left(\vec{\tau} \cdot V\right) + \frac{J^{2}}{\sigma}$$
(3)

式中 $\rho$ 为等离子体密度,V为等离子体速度,B为 等离子体流场中的磁场强度,p为等离子体压力,J为 等离子体电流密度,  $J = \nabla \times B/\mu_0$ ,  $\mu_0$ 为真空磁导率,  $e_1$ 为总比能,  $e_t = f(p,\rho) + \frac{V^2}{2} + \frac{B^2}{2\rho\mu_0}, f(p,\rho)$ 为真实气

体状态函数, $\sigma_a$ 为等离子体电导率。

对等离子体流场中的电磁场运动采用参考文献 [14]的处理方法,用如下形式的磁扩散方程关联磁 场和速度场

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \nabla \times \left( \boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B} \right) = -\nabla \times \left( \frac{1}{\sigma_e \mu_o} \nabla \times \boldsymbol{B} \right)$$
(4)

式中 $\nabla \times (V \times B) = \nabla \cdot (VB - BV)_{\circ}$ 

采用文献[15]给出的双曲型散度清除代数方 程,解决以上方程组中的无粘项 Jacobi 矩阵不满秩和 磁场散度由于离散造成的不为零的问题,方程为

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot \left( c_{\rm h}^2 B \right) = -\frac{c_{\rm h}^2}{c_{\rm h}^2} \psi \tag{5}$$

式中 $\psi$ 为广义拉格朗日乘子,  $c_h = \frac{CFL}{\Delta t}$  min  $\min\left(\Delta x, \Delta y\right)_{i,j}, \quad \Delta t = CFL \min_{(i,j) \in D} \min\left(\frac{\Delta x}{c_{\epsilon}^{x}}, \frac{\Delta y}{c_{\epsilon}^{y}}\right) \quad , \quad c_{\rm b} =$ 

$$\sqrt{-\Delta t \frac{c_{\rm h}^2}{\ln\left(c_{\rm d}
ight)}}$$
  $\circ$ 

2.1.1 计算构型和边界条件

由以上方程得到广义拉格朗日乘子形式的 MHD 方程组(GLM-MHD),计算构型如图1所示。

如图1所示,在轴对称坐标系roz中,边AB表示 激励线圈。实际计算中,发现在脉冲作用周期内,在 电流圈斥力的作用下,等离子体轴向运动距离在1~2 个线圈半径的长度。因此,为了突出主要运动区域, 研究其中的流动机理,文中径向起算点为图1中A,B 点,计算域为ABCD包围的矩形区域,将AB,AD以及 CD视为非导电壁面,暂不考虑拐角处热膨胀对流动



的影响。

对于文中的非定常 MHD 流动, 空间格式应用 M-AUSMPW+,采用结构网格离散,在时间上采用具有 TVD性质的三阶 Runge-Kutta 法。计算的构型中,在 不特别提及的情况下,线圈内径为r;=0.05m,外径为r,= 0.15m,轴向方向为线圈径向尺寸的6倍,即 $L_{AB}$ = 0.6m,以保证出口不受等离子体流动的影响。

图1构型的气体初始条件为:气体处于静止状 态,质量为4.0mg,温度为0.1eV。气动和磁场边界条 件参考文献[16],设置如下:

(1)AB, CD 壁面边界,构型中除线圈表面外,为 壁面的有AB,CD,速度应用无滑移边界条件,n·V=0, 其余守恒量应用无梯度条件。

(2)线圈表面AD边界,速度应用无滑移条件,对 于磁场,在等离子体-线圈边界处,磁场由线圈激励 产生,即 $B_{r_{AD}}=\mu_0 J(t)/(r_0-r_1), B_{r_{AD}}=0, J(t)$ 为线圈电 流密度,其余守恒量应用边界无梯度条件

(3)出流边界,构型中出流边界为BC,采用外推 条件,n·∇0=0,式中0为守恒矢量。

2.1.2 脉冲能量和激励磁场特性

脉冲感应式推力器中,脉冲能量由电容器放电 产生,计算中,参考国外相关的实验参数,设定放电 参数如下:电容  $C=15\mu F$ ,单脉冲放电能量为210.7J, 外部线路电阻为5mΩ,阻抗为120nH,根据电路方 程<sup>[13]</sup>,得到峰值径向磁场约为0.5T,有效作用周期约 为12µs,随时间变化曲线如图2所示。

#### 2.2 热力学性质

守恒方程组的计算直接给了内能和密度的值, 为了获得组分的参数需进一步联立以下方程。

完全气体定律

$$p = \left(n_{e} + n_{Ar} + n_{Ar^{*}} + n_{Ar^{2+}} + n_{Ar^{3+}} + n_{Ar^{4+}}\right)kT \quad (6)$$
  
电荷守恒方程

$$n_{\rm e} = n_{\rm Ar^{*}} + 2n_{\rm Ar^{2+}} + 3n_{\rm Ar^{3+}} + 4n_{\rm Ar^{4+}}$$
(7)





Fig. 2 Radial intensity of the magnetic field at plasma-coil interface

Saha方程

$$\frac{n_e n_{Ar^{(j+1)+}}}{n_{Ar^{j+}}} = 2 \frac{Z_{j+1}}{Z_j} \frac{\left(2\pi m_e kT\right)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{j+1}}{kT}\right) \quad (8)$$

式中 $m_e$ 为电子质量,h为普朗克常数, $n_{Ar'}$ 为组分数密度,j=0(原子),1,2,3表示原子的电离级数, $E_{j+1}$ 为对应的电离能,文中最高计算至Ar工质的四价电离。

为了验证气体热力学性质计算的正确性,对比 Murphy等<sup>[17]</sup>的组分数密度随时间变化,如图3所示。 图3中的结果与文献[17]对比表明,热力学性质采用 的算法能够正确地计算较高温度下等离子体的组 分。时间推进过程中直接获得的是比内能和密度, 根据计算的热力学曲线,首先通过内能与密度的关 系插值获得等离子体压力,在此基础上通过压力和 密度的插值获得等离子体温度。

#### 2.3 输运性质

为了获得较宽温度和压力范围内的等离子体的 输运系数,本文根据气体动力学理论,采用了







Fig. 3 Number densities of Ar plasma at 0.1MPa as time is varied

Boltzmann一阶扰动解的计算方法,计算电导率<sup>[18]</sup>

$$\sigma_{\rm ei} = -\frac{e^2 n}{\rho k} \sum_{i=1}^{N} \left\{ \frac{Z_i}{T} \sum_{j=1}^{N} \left( m_j n_j Z_j D_{ij} \right) \right\}$$
(9)

式中*D<sub>ij</sub>为扩*散系数。求解式(9)需计算多组元 扩散系数,表达式为

$$D_{ij} = \frac{\rho n_i}{2nm_j} \sqrt{\frac{2kT}{m_i}} c_{io}^{(j,i)}(\xi)$$
(10)

式中 $c_{in}^{(j,i)}(\xi)$ 为Sonine多项式系数, $\xi$ 为展开阶数。 采用Sonine多项式的一阶展开,并用碰撞积分表示扩 散系数<sup>[19]</sup>。

为验证本文发展的碰撞积分算法正确性,这里 采用具有局部最小值的势函数 Morse 势,对比文献 [20]验证偏转角计算的准确性;对比文献[21]给出 的 Lennar-Jones 势验证碰撞截面计算准确性,计算结 果对比见图 4。图 4 的结果与文献 [20-21] 对比表明, 文中碰撞积分算法能够正确解决以上提到的三个 问题。



(b) Cross section of *L*-*J* potential as *E* is varied

为了在宽能量范围内实现较为精确计算,本文的计算中Ar-Ar碰撞采用 HFDTCS2势<sup>[22]</sup>。对于一价离子-中性粒子之间的作用,主要考虑弹性和电荷交换碰撞<sup>[17]</sup>,多价离子-中性粒子碰撞采用极化势,带电粒子之间的作用采用屏蔽库仑势,电子-中性粒子的碰撞截面采用文献[23]的拟合,计算的扩散和电导率结果如图5示。



varied

### 3 结果分析

本节分析激励峰值磁场在 0.5T 条件下, 等离子 体流场的特征。从实验总结看, 衡量电流片中能量 沉积大小以及等离子体获得有效冲量的重要依据 是:电流片与背景气体的密度比。当比值较大时, 可 以认为工质在电流上升段能量吸收效率高, 从而气 体压缩效应显著, 电流片能量足够维持其运动以及 进一步电离沿轴向推进过程中的中性气体。为了验 证在此能量条件下, 电流片得到了有效激发, 图 6 对 比了轴向长度为线圈半径 1/4 体积内线圈表面等离 子体的平均密度与电流片核心区的平均密度及其比 值随时间的变化, 即

$$\rho_{s} = 2\pi \int_{0}^{\frac{1}{4}r_{o}} \int_{r_{i}}^{r_{o}} \rho dr dz$$

$$\rho_{c} = \iint_{c} \rho dr dz$$
(11)

式中*c*为电流片的积分区域,取最大密度位置为中心,沿正负轴向降至 e<sup>-1</sup>的区域。

从图6中可以看出,脉冲作用的初始时刻,表面 区域等离子体的密度经历了上升至快速下降的过程,与电流片形成及初始运动对应,电流片核心区域 的平均密度曲线斜率在1.0µs后随时间增大而减小, 表明了电磁作用逐渐减弱。6.0µs之后,表面密度趋



Fig. 6 Variations of plasma density  $\rho_c$  and density ratio  $\rho_c/\rho_s$  with time

于稳定,其值较电流片核心区域的密度低2个量级。 根据密度的对比,可以认为等离子体得到了有效激 发,电流片具有足够的强度产生有效冲量和推力。 在脉冲作用的后半段,形成的电流片其冲量可忽略 不计。

#### 3.1 电流片的运动分析

3.1.1 电流片解耦距离分析

将电流片和线圈视为径向无限短的薄环微元累 积而成,如图7(a)中的微元a,b,根据纽曼公式,线圈 微元a,b的互感为

$$M_{\rm ab} = -\mu_0 \sqrt{r_{\rm a} r_{\rm b}} \left[ \left( \lambda - \frac{2}{\lambda} \right) K + \frac{2}{\lambda} E \right] \qquad (12)$$

式中 $r_a$ , $r_b$ 为微元a,b的半径,K,E为关于 $\lambda$ 的第一 类和第二类椭圆积分,  $\lambda = 2\sqrt{r_ar_b}/\sqrt{(r_a + r_b)^2 + z^2}$ 。 结合实际构型尺寸,线圈与电流片的互感可表示为

$$M_{ab}(z) = \alpha^2 \frac{\int_{r_i}^{r_a} \left(\int_{r_i}^{r_a} M_{ab} dr_a\right) dr_b}{\left(r_o - r_i\right)^2}$$
(13)

式中 $\alpha$ 为线圈的角向修正系数,将 $M_{ab}(z)$ 随轴向 距离z变化的曲线以 $M(z) = L_e e^{-z/2e_0}$ 的形式拟合,得到 解耦距离 $z_0$ ,如图7(b)所示。从图7(b)中可以看出, 在 $r_i=0.05m$ , $r_o=0.15m$ 的情况下,线圈与电流片的解耦 距离约为0.032m。

3.1.2 电流片结构分析

图 7 中给出了 5.0 µs 时刻离子组分的二维分布。 等离子体的空间分布呈现如下特点:轴向上,随着距 离增大,高价电离的粒子数密度减小,低价粒子数密 度增加, Ar<sup>2+</sup>, Ar<sup>3+</sup>的最大数密度大于 6×10<sup>21</sup>m<sup>-3</sup>, 且大 于Ar<sup>+</sup>的数密度。文中的计算采用了热力学平衡假 设,表明了等离子体的温度随着轴向距离增加减小。 从图 8 中可以看出,对于高阶带电粒子,密度最大区 在径向中心区域,沿z轴正向的密度梯度有利于电流 片的运动,而负向的密度梯度会造成等离子体向表 面低密度区域的扩散。在壁面边界处,低价离子在 粘性力、热压力和电磁力的共同作用下,数密度保持 了连续性;高价离子的数密度出现了间断分布的特 性。电流片中,对于高速运动的高温等离子体,粘性 力可以忽略。带电粒子的洛伦兹力为qVB,电荷数较 大的离子受力较大,此外对于不同的离子(质量差异 可以忽略),其热压力几乎相同。从图8中可以看出, 低价离子的分布保持了连续性,因此,可以推断,对 于高价离子,其电磁力大于粘性和热运动的合力,向 前的合力"拉拽"主流,使其与壁面处的流动分离。

为了分析时间推进过程中组分的运动特性,图8 中给出了中心最大数密度的轴向位置随时间的变 化。受组分电磁力大小不同的影响,高价和低价电 离的运动存在分离。在等离子体主流中,粒子的运 动主要由电磁力和热压力决定,等离子体运动大于 解耦距离后,热压力占主导。从图9中可以看出,低 价离子(Ar\*,Ar<sup>2+</sup>)受不同性质的力影响较小,在脉冲 作用周期内,推进速度较为均匀,而高价离子(Ar<sup>3+</sup>, Ar<sup>4+</sup>)在脱离解耦距离,即轴向运动距离大于约 0.032m后,其速度的下降较为显著。这一现象说明, 在脉冲作用周期内,对于前缘低价离子,其产生的自 感应磁场足够驱动其运动,而对于主要位于后缘的 高价离子,其产生的磁场相对较小,造成了其运动速 度的下降。这些结果表明,在平面线圈脉冲感应耦 合模式下,低价和高价的离子运动存在分离现象,根 据电中性假设,这种局部电荷分离驱动了电流片的 运动。

#### 3.2 感应磁场与电流特性分析

影响流场中磁场变化的主要因素是:等离子体 的自感磁场与脉冲磁场的相互作用;等离子体轴向 和径向的扩张造成的磁力线扰动。图10和图11中 给出了不同时刻流场中径向磁感应强度的变化,可 以看出,磁场的变化经历了以下过程:

(1)电流片的生成阶段,线圈表面工质急剧压 缩,速度低,自感应磁场弱,流体中的磁场主要是激 励磁场的渗透,磁感应强度轴向总体呈递减趋势,径 向均匀,如图10(a)和图11中2µs径向强度轴向分布 所示。

(2)电流片轴向位置大于解耦距离后,磁场由激励磁场和感生磁场叠加产生,其核心区域磁场强度保持了规则分布形式,径向边缘处受粘性和热压力对磁力线重构的影响,等强度值呈曲线分布,从中心向边缘,其强度逐渐降低;线圈表面的磁场受残余低密度等离子体的扩散影响,呈现无规则非线性分布。从图 10(b)和图 11 中 5µs 径向强度轴向分布中可以



Fig. 7 Calculation of decoupling distance



Fig. 8 Ion density distribution at 5.0µs



Fig. 9 Variations of maximum density location of ions with time

看出,在5.0μs时刻,磁场沿着轴向呈先上升后下降 的趋势,且存在局部峰值。

(3)电流片运动远离线圈表面,脉冲激励电流反向,其核心区域粒子热运动产生的自感应磁场延缓 了磁场的衰减,径向磁场保持正向且规则分布,线圈 表面为异号磁场共存的非线性分布状态,如图10(c) 和图11中7.5µs径向强度轴向分布所示。

过程(3)表明在脉冲作用的后半周期,依靠磁迹 (Magnetic trace),电流片能够进一步电离前缘工质, 虽然强度减弱,但可提升推进的性能,这可以从图 6 中看出,在后半周期,核心区的密度仍然保持了缓慢



Fig. 10 Inductive magnetic field at different time

增大的趋势。

图 12 中给出了半径 0.1m 处不同轴向位置的磁感

应强度随时间变化。根据图5中的激励磁场变化特性,约5.2µs左右,激励磁场发生反转,而在图12中, 这些点的磁场在该时刻之后仍维持了正向数值。由 文献[4]中给出的判别公式

$$\Psi = \frac{R_{\rm e} + R_{\rm p}}{2} \sqrt{\frac{C}{L_{\rm e}}} \tag{14}$$

式中 $R_p$ 为等离子体电阻,在等离子体主加速阶段,通常为数十mΩ至百mΩ<sup>[13]</sup>,当 $\Psi$ <1时,Ringing模式,根据本文输入条件,可得 $\Psi$ <1,表明图5所示磁场激励下,电路处于Ringing工作模式,从而产生等离子体中感应磁场反转滞后的现象,这些维持正向的磁场可进一步使得电流片得到加热。除了提高电流片的密度,提升等离子体感应磁场强度,这种工作模式中,在磁迹出现的阶段,第一个电流片激励不充分、残余气体密度较高的情况下,可能生成第二个电流片,从而提高工质和能量的利用效率。







Fig. 12 Inductive field intensity changes with time at different axial location at r = 0.1m

等离子体的磁场决定了电流密度的大小,即J= ∇×B/μ₀,图13给出电流片充分发展时刻,相同内径、 不同外径线圈激励情况下,电流片中心区域电流密 度的径向分布。可以看出,电流密度的径向分布均 匀程度与半径大小呈正相关,r。为0.5m时,电流片径 向均匀长度达到0.3m。早先的实验研究<sup>[4]</sup>认为在初 始气体静止的情况下,较大的半径增加推进性能,主 要是因为耦合距离的增加,这里的计算可以看出,线 圈半径增加,电流密度的均匀性随之增加,根据文献 [4]的结论,均匀性增加可以提升推进性能。



Fig. 13 Radial distribution of current density at the core of current sheet at 5.0µs

#### 3.3 等离子体电感特性分析

平面型 PIT 的放电中,等离子体电感和电阻特性 影响其与线圈脉冲放电的匹配,电感计算如下:

$$L_{\rm p} = \frac{\phi(t)}{J(t)} = \frac{\int B \cdot dA}{J(t)}$$
(15)

式中 $\phi(t)$ 为磁通量,J(t)为线圈电流,根据等离子体能量吸收关系确定

$$R_{\rm p}J(t)^2 = \int \eta J^2 \mathrm{d}V \tag{16}$$

式中η为等离子体电阻率。

Mikellides 等<sup>[13]</sup>的数值计算发现,在半周期内,等 离子体电阻在脉冲起始阶段和末段变化较大,而在 加速阶段电阻变化很小。因此,这里的简化计算忽 略初始和末段急剧变化的过程,认为半周期内,电阻 为恒定值(10mΩ),初步分析等离子体的电感变化趋 势,从而为线圈和等离子体放电的匹配设计提供参 考。不同线圈尺寸下电感随时间变化在图14中给 出。从图14中曲线变化看,不同尺寸的电感保持了 相似的趋势。这一结果与文献[4]中电流片结构与 线圈尺寸相关性较低结论一致。Mikellides 等<sup>[13]</sup>指 出,电感曲线的斜率代表了运动速度的变化,从图14 可以看出,作为整体,电流环的运动速度经历了急剧 上升至缓慢下降的过程,这与图中的速度变化趋势 一致。电感曲线结果验证了运动远离线圈表面,大 于解耦距离后,等离子体推进性能的下降。等离子体电感的上升主要发生在电流片能量沉积之后,其值约为数百nH,可作为线圈设计时的参考。



Fig. 14 Variations of plasma inductance and average axial velocity of the current sheet with time at different radius

### 4 结 论

通过本文研究,得到如下结论:

(1)单脉冲能量210.7J、峰值径向磁感应强度为 0.5T条件下,半周期结束时刻,Ar<sup>2+</sup>,Ar<sup>3+</sup>的最大数密 度大于6×10<sup>21</sup>m<sup>-3</sup>,且大于Ar<sup>+</sup>,Ar<sup>4+</sup>的数密度,表明瞬态 高变化率电流有助于脉冲能量的沉积。由于电磁 力、热压力和粘性力合力的差异,高价离子和低价离 子之间的运动速度不一致,在脉冲作用周期内,两者 产生的自感磁场大小存在差异,造成了局部分离现 象。初始能量沉积结束之后,等离子体的电感逐渐 增加,加速过程开始。

(2) 在粒子的径向运动以及激励电流反转的共同作用下, 磁场在电流片核心区域和线圈表面呈现不同的特征, 核心区域热运动剧烈, 可维持较为规则的分布, 后者则呈现无规则非线性分布, 同时磁迹的存在使得等离子体可获得进一步加速。

(3)对于相同,外径分别为0.15m,0.3m和0.5m线 圈激励的等离子体电流密度计算发现:r<sub>o</sub>为0.15m时, 径向无密度均匀区域;r<sub>o</sub>为0.3m时,在径向中心位置 区域,密度变化平缓;r<sub>o</sub>为0.5m时,电流片径向均匀长 度达到0.3m。表明气体初始处于静止状态时,大的 线圈尺寸有利于提高电流片的径向均匀性,从而提 升推进性能。

#### 参考文献:

[1] Mazouffre S, Grimaud L. Characteristics and Performanc-

es of a 100W Hall Thruster for Microspacecraft[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 46(2): 330-337.

- [2] 李文博,胡俊锋,孙 昊,等.电推进空心阴极热子的寿命评估研究[J].推进技术,2017,38(9):2146-2151. (LI Wen-bo, HU Jun-feng, SUN Hao, et al. Research on Life Assessment of Electric Propulsion Hollow Cathode Heater [J]. Journal of Propulsion Technology, 2017, 38(9):2146-2151.)
- [3] Martin A K. 2016 Performance Scaling of Inductive Pulsed Plasma Thrusters with Coil Angle and Pulse Rate
   [J]. Journal of Physics D:Applied Physics, 2016, 49(2).
- Polzin K A. Comprehensive Review of Planar Pulsed Inductive Plasma Thruster Research and Technology [J]. Journal of Propulsion and Power, 2011, 27(3): 513-531.
- [5] Polzin K A, Sankaran K, Ritchie A G, et al. Inductive Pulsed Plasma Thruster Model with Time-Evolution of Energy and State Properties[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, 46(47).
- [6] Lovberg R H, Dailey C L. Current Sheet Development in a Pulsed Inductive Accelerator[R]. AIAA 89-2266.
- [7] Dailey C L. Pulsed Electromagnetic Thruster[R]. AFR-PL-TR-71-107.
- [8] Russell D, Poylio J H, Goldstein W, et al. The Mark VI Pulsed Inductive Thruster[R]. AIAA 2004-6054.
- [ 9 ] Dailey C L, Lovberg R H. The PIT MKV Pulsed Inductive Thruster[R]. NASA-CR-191155.
- [10] Mikellides P G. An Overview of the MHD Code, MACH
  [R]. AIAA 2007-5614.
- [11] Mikellides P G, Neilly C. Modeling and Performance Analysis of the Pulsed Inductive Thruster[J]. Journal of Propulsion and Power, 2007, 23(1): 51-58.
- [12] Mikellides P G, Ratnayake N. Modeling of the Pulsed Inductive Thruster Operating with Ammonia Propellant [J]. Journal of Propulsion and Power, 2007, 23(4): 854-862.
- [13] Mikellides P G, Villarreal J K. High Energy Pulsed Inductive Thruster Modeling Operating with Ammonia propellant[J]. Journal of Applied Physics, 2007, 102(10).
- [14] Kim S, Soogab L, Kim K H. Wavenumber-Extended High-Order Oscillation Control Finite Volume Schemes for Multi-Dimensional Aeroacoustic Computations [J]. Journal of Computational Physics, 2008, 227(8): 4089-4122.
- [15] Dedner A, Kemm F, Kroner D, et al. Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations [J]. Journal of

Computational Physics, 2002, 175(2): 645-673.

- [16] Frese M H. A Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Simulation Code for Complex Experimental Configurations [R]. AMRC-R-874.
- [17] Murphy A B, Tam E. Thermodynamic Properties and Transport Coefficients of Arc Lamp Plasmas: Argon, Krypton and Xenon [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2014, 47(29).
- [18] Zhang X N, Li H P, Murphy A B, et al. A Numerical Model of Non-Equilibrium Thermal Plasmas. I. Transport Properties[J]. *Physics of Plasmas*, 2013, 20(3).
- [19] Hirschfelder J O, Curtiss C F, Bird R B. Molecular Theory of Gases and Liquids [M]. New York: John Wiley, 1954.

- [20] Colonna G, Laricchiuta A. General Number Algorithm for Classical Collision Integral Calculation [J]. Computer Physics Communications, 2008, 178(11): 809-816.
- [21] O'Hara H, Smith F J. The Efficient Calculation of the Transport Properties of a Dilute Gas to a Prescribed Accuracy [J]. Journal of Computational Physics, 1970, 5 (2): 328-344.
- [22] Aziz R A, Slaman M J. The Repulsive Wall of the Ar-Ar Interatomic Potential Reexamined [J]. The Journal of Chemical Physics, 1990, 92(2):1030-1035.
- [23] Rat V, André P, Aubreton J, et al. Transport Coefficients Including Diffusion in a Two-temperature Argon Plasma[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2002, 35(10): 981-991.

(编辑:朱立影)