## 稠密等离子体焦点运动过程的理论和数值研究\*

孙强<sup>1</sup>) 董烨<sup>1</sup>) 杨薇<sup>1</sup>) 张含天<sup>1</sup>) 宋萌萌<sup>1)2</sup> 刘朝晖<sup>1)2</sup>) 王子鸣<sup>1)2</sup>) 周前红<sup>1)†</sup>

1)(北京应用物理与计算数学研究所,北京 100094)
 2)(中国工程物理研究院研究生院,北京 100088)
 (2025年1月12日收到;2025年3月24日收到修改稿)

稠密等离子体焦点 (DPF) 是一种脉冲强流放电装置, 在粒子加速器、受控核聚变、空间推进及脉冲中子 源等领域有着广泛应用.本文采用耦合外电路的双温磁流体动力学模型, 研究了 DPF 的轴向加速和径向内 爆过程, 并探讨了装置参数对等离子体运动的影响规律.首先, 通过与实验结果的对比, 验证了双温磁流体模 型的准确性. 然后针对 DPF 装置开展了物理过程及规律的理论和模拟研究.研究表明在洛伦兹力的作用下, DPF 等离子体鞘沿轴向不断加速, 到达内电极末端后部分等离子体沿径向向内压缩, 最终在对称轴上形成高温高 密等离子体. 对于大型 DPF 装置, 增加电路电压能显著提升电流水平; 同时阴阳极半径之比应尽可能小, 这 可以在其他参数不变的情况下, 有效提高 DPF 的峰值电流和箍缩电流.

关键词: 稠密等离子体焦点,磁流体模拟,等离子体加速,箍缩 PACS: 52.30.-q,52.65.-y,52.75.Kq CSTR: 32037.14.aps.74.20250040

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250040

1 引 言

稠密等离子体焦点 (DPF) 装置是一种快脉冲 (μs 量级)、大电流 (数百 kA 到数 MA) 的等离子体 放电装置, 能够以简单高效的放电形式产生高温 (~10<sup>7</sup> K)、高速 (10<sup>5</sup>—10<sup>6</sup> m/s) 和高密度 (10<sup>23</sup>— 10<sup>26</sup> m<sup>-3</sup>) 的等离子体<sup>[1,2]</sup>. 稠密等离子体焦点不仅可 用于工业和科技领域中改善材料表面、制备纳米材 料<sup>[3-10]</sup>, 还可作为关键装置应用于国防领域, 例如 粒子加速器<sup>[11]</sup>、空间推进<sup>[12,13]</sup>、脉冲中子源<sup>[14,15]</sup>等.

DPF 最早是 20 世纪 60 年代由苏联的 Fillpov<sup>[1]</sup> 和美国的 Mather<sup>[2]</sup> 独立提出的. 基于探索受控核 聚变的需求, 70—90 年代欧洲和美国建立了一系 列大型 MA 量级的 DPF 装置, 如美国的 DPF-6 装

置<sup>[16]</sup>、法国的 Liemeil 装置<sup>[17]</sup>、德国的 POSEIDON<sup>[18]</sup> 和 SPEED 装置<sup>[19]</sup>、意大利的 Frascati 装置<sup>[20]</sup>、波 兰的 PF-1000 装置<sup>[21]</sup>等,其 D-D 中子产额均达到 了 10<sup>11</sup>—10<sup>12</sup>/脉冲 (D-T 中子产额超过 10<sup>13</sup>/脉冲). 近年来,在国防尖端领域的需求牵引下,美国进一 步建立了一系列短脉冲、高产额的 DPF 装置 (如 Gemini、MJOLNIR、Sodium 等). 国内最早开展 DPF 研究的单位是中国科学院原子能研究所浓密 等离子体焦点研究小组. 1975 年该小组建立了我 国首个 DPF 装置 (储能 40 kJ),平均中子产额为 1.0×10<sup>9</sup>/脉冲<sup>[22]</sup>. 90 年代以后,清华大学<sup>[23-25]</sup>、西 北核技术研究院<sup>[26]</sup>、中国工程物理研究院流体物 理研究所<sup>[27,28]</sup>、核物理与化学研究所<sup>[29-31]</sup>和电子 工程研究所<sup>[32]</sup> 也相继建立了稠密等离子体焦点 DPF 装置.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 12475256, 12375246, 12305288) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: zhou\_qianhong@qq.com

<sup>© 2025</sup> 中国物理学会 Chinese Physical Society

广义上稠密等离子体焦点 (DPF) 属于 Z 箍缩 (Z-pinch) 的一种, 其中 DPF 焦点形成阶段即为 Z 箍缩过程<sup>[33]</sup>. DPF 基本结构包括一对同轴型的 电极,电极一端采用绝缘子隔开,电极间充满气体. 典型的 DPF 物理过程包括沿面击穿 (gas breakdown)、轴向加速 (run down)、径向内爆 (run in) 和箍缩 (pinch) 过程,如图 1 所示. DPF 装置的预 充电 (几十 kV) 高压电容器通过电感 (几十 nH)、 触发开关对放电室放电,工作电流峰值为 10<sup>2</sup> kA— MA,脉宽为数 μs. 触发开关导通后,绝缘子沿面击 穿形成等离体鞘,而后洛伦兹力推动等离子体鞘, 使其以超音速沿管道轴向加速.到达内电极末端后 部分等离子体沿径向向内压缩,最终一个超密集、 超热的等离子体柱被挤压到轴上.



图 1 DPF 装置基本结构 Fig. 1. The basic structure of the DPF device.

DPF 的理论模型可以分为雪耙模型、磁流体 模型和粒子 (PIC) 模型 3 种<sup>[34]</sup>. 雪耙模型认为当 放电气体经历击穿过程后,将形成等离子体鞘层结 构,该结构在电磁场洛伦兹力驱动下呈现类活塞式 或雪耙状构型,沿放电通道轴向持续推进,将所遇 到的中性气体电离为等离子体,并堆积在鞘层里 面,同鞘层一起向前运动.雪耙模型将等离子体电 流鞘近似为一个均匀的薄层,并使用动量守恒方程 描述等离子体的轴向运动,能近似地估算等离子体 鞘的轴向运动速度和时间<sup>[35]</sup>. Lee 模型在雪耙模型 基础上,进一步考虑了 DPF 的径向内爆、箍缩、膨 胀等过程,并将所有阶段都与外电路进行了耦合, 以使能量和电荷保持一致<sup>[36]</sup>. Lee 模型由于其计算 方便并且与实验拟合效果较好,因此也被广泛用于 许多 DPF 装置的优化设计. 但 Lee 模型本质上是 一个半经验模型,需要调整模型参数,将计算得到 的总电流波形与实测波形进行拟合.

除 Lee 模型外, 磁流体模型和粒子 PIC 方法 也被广泛用于 DPF 的研究. Potter 等<sup>[37]</sup>于 1971 年 基于显式 Lax-Wendroff 方法, 建立了第一个自洽的二维磁流体 (MHD) 程序. Garanin 等<sup>[38]</sup>建立了隐式差分的二维 MHD 模型, 该模型可以消除磁声速对计算时间步长的限制, 并显著减小虚拟真空密度对等离子体动力学的影响. Meehan 等<sup>[39]</sup>使用ALEGRA MHD 代码, 展示了 DPF 全三维数值模拟预测结果, 与二维轴对称相比, 全三维模型更准确地预测了 DPF 轴向阶段持续时间. 2012 年以来, 美国的 Schmidt 等<sup>[40-42]</sup>利用粒子模拟程序Chicago 对 DPF 等离子体的动力学行为进行了深入探索. 粒子模拟可以细致考虑 DPF 等离子体箍缩过程中高能离子加速及中子产生过程, 但由于计算效率的限制, 目前主要针对箍缩阶段的高密度等离子体区域 (百纳秒时间尺度) 进行局部研究.

总体而言,目前 Lee 模型在国内外 DPF 研究 中应用最为广泛,但是其假设等离子体层为无限电 导率的平面薄层, 仅能对等离子体层的位置和运动 速度进行简单的描述,无法得到等离子体层在整个 运动过程中的形态变化. 粒子模拟得到的物理图像 最为细致,但是只能针对箍缩阶段的高密度等离子 体区域进行局部研究. 与上述两种模型相比, 磁流 体模型一方面可以研究 DPF 等离子体鞘层运动、 电流分布、流体不稳定性等宏观物理图像及演化过 程,另一方面可以评估参数(如电极几何、气压、驱 动电流波形)对 DPF 整体性能的影响. 虽然在箍 缩阶段, 磁流体模型无法自洽地计算 DPF 高能粒 子束及中子产生等粒子动力学行为,但是在不需要 定量研究中子产额的场景下,采用磁流体模型研 究 DPF 宏观物理过程仍然具有显著意义.因此, 本文主要基于双温磁流体动力学模型,并耦合外电 路来研究 DPF 轴向加速和径向内爆过程, 同时探 索 DPF 装置参数对等离子体运动的影响规律, 最 后为 DPF 装置优化提供理论建议. 本文第 2 节详 细介绍了我们使用的物理模型;第3节对计算结果 进行分析与讨论;第4节是总结与展望.

## 2 数值模型

## 2.1 控制方程

在欧拉框架下, 单温理想磁流体方程组 (不考 虑任何耗散过程) 的守恒形式如下<sup>[43]</sup>:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}) = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \boldsymbol{u} \boldsymbol{u}^{\mathrm{T}} + P_{\mathrm{tot}} \boldsymbol{I} - \frac{\boldsymbol{B} \boldsymbol{B}^{\mathrm{T}}}{\mu_{0}} \right) = 0, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ \left( \varepsilon + P_{\text{tot}} \right) \boldsymbol{u} - \frac{\boldsymbol{B} \left( \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{B} \right)}{\mu_0} \right] = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} - \nabla \cdot \left( \boldsymbol{B} \boldsymbol{u}^{\mathrm{T}} - \boldsymbol{u} \boldsymbol{B}^{\mathrm{T}} \right) = 0.$$
 (4)

方程 (1)—(4) 分别为连续性方程、动量方程、能量 方程和磁场方程. 其中  $\rho$  为等离子体密度, u 为速 度, B 为磁场.  $\varepsilon = \rho \frac{u^2}{2} + E_t + \frac{B^2}{2\mu_0}$  为等离子体的 总能,包括了等离子体的动能  $\rho(u^2/2)$ 、内能  $E_t$  和 磁能  $B^2/(2\mu_0)$ ;  $P_{tot} = P + B^2/(2\mu_0)$  为等离子体的 总压,包括了等离子体压力 P 和磁压  $B^2/(2\mu_0)$ .

在理想磁流体方程中,流体中没有任何耗散过程,即忽略了等离子体的黏性和热传导,且假定等离子体的电导率无穷大.然而,实际情况中等离子体系统是必然存在耗散过程的,因此需要进一步考虑黏性、热传导以及电阻项,进而建立非理想磁流体动力学模型.此外,在DPF物理过程中通常处于非局域热力学平衡,还需要考虑电子温度和离子温度,即双温磁流体.基于DPF物理过程,通过引入电子温度以及耗散过程,构建了双温非理想 MHD 模型<sup>[37]</sup>.

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{u}) = 0.$$
 (5)

动量方程:

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \boldsymbol{u} \boldsymbol{u} + P_{\text{tot}} \boldsymbol{I} - \frac{\boldsymbol{B} \boldsymbol{B}^{T}}{\mu_{0}} \right) = \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_{i}.$$
 (6)

总能方程:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \left( \rho \frac{\boldsymbol{u}^2}{2} + e \right) \boldsymbol{u} + P \boldsymbol{u} \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu_0} \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B} \right)$$
$$= \nabla \cdot (\lambda_{\rm i} \nabla T_{\rm i}) + \nabla \cdot (\lambda_{\rm e} \nabla T_{\rm e}) + \nabla \cdot (\bar{\tau}_{\rm i} \cdot \boldsymbol{u}). \tag{7}$$

磁场方程:

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{E}) = \boldsymbol{0}. \tag{8}$$

电子能量方程:

$$\frac{\partial (E_{\rm e})}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \left( E_{\rm e} + \boldsymbol{p}_{\rm e} \right) \boldsymbol{u} \right)$$
$$= \boldsymbol{u} \cdot \nabla \boldsymbol{p}_{\rm e} + \nabla \cdot \left( \lambda_{\rm e} \nabla T_{\rm e} \right) + \boldsymbol{j} \cdot \boldsymbol{E} - Q_{\rm ei}. \tag{9}$$

欧姆定律:

$$\boldsymbol{E} = \frac{\boldsymbol{j}}{\sigma} - \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}.$$
 (10)

其中 $\bar{r}_i$ 为离子黏性应力, $\lambda_i$ , $\lambda_e$ 分别为离子和电 子热导率, $\sigma$ 为电导率,E为电场,j为电流密度,  $\frac{1}{\mu_0}E \times B$ 表示电磁能量流密度向量.总能 $\varepsilon =$  $\rho(u^2/2) + E_i + E_e + B^2/(2\mu_0)$ 包括了离子内能 $E_i$ 和电子内能 $E_e$ ,总压 $P_{tot} = P_i + P_e + B^2/(2\mu_0)$ 包 含电子压力 $P_e$ .

## 2.2 物性参数

DPF 等离子体物性参数采用经典的 Braginskii 系数<sup>[44]</sup>. 其电子和离子热导率为

$$\lambda_{\rm e} = c_1 \tau_{\rm e} \frac{k^2 n_{\rm e} T_{\rm e}}{m_{\rm e}}, \ \lambda_{\rm i} = 3.9 \tau_{\rm i} \frac{k^2 n_{\rm i} T_{\rm i}}{m_{\rm i}}, \qquad (11)$$

其中, 当  $Z_i = 1$ 时  $c_1 = 3.16$ ; 当  $Z_i = 2$ 时  $c_1 = 4.9$ ; 当  $Z_i = 3$ 时  $c_1 = 6.1$ .  $n_e \pi n_i$ 分别为电子密度和离 子密度,  $T_e \pi T_i$ 分别为电子温度和离子温度, 物理 量  $\tau_e \pi_i$ 分别是电子和离子的碰撞时间:

$$\tau_{\rm e} = \frac{12\pi^{3/2}\varepsilon_0^2 m_{\rm e}^{1/2} (kT_{\rm e})^{3/2}}{\sqrt{2}n_{\rm i}Z_{\rm i}^2 e^4 {\rm ln}\Lambda},$$
  
$$\tau_{\rm i} = \frac{12\pi^{3/2}\varepsilon_0^2 m_{\rm i}^{1/2} (kT_{\rm i})^{3/2}}{n_{\rm i}Z_{\rm i}^4 {\rm e}^4 {\rm ln}\Lambda},$$
 (12)

其中  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $Z_i$ 为离子电荷数,  $\ln \Lambda$ 为库仑对数.

离子的黏性系数如下:

$$\mu_{\rm i} = 0.96 n_{\rm i} k T_{\rm i} \tau_{\rm i}. \tag{13}$$

电导率表达式如下:

$$\sigma = c_2 \frac{\mathbf{e}^2 n_{\mathbf{e}}}{m_{\mathbf{e}} v_{\mathbf{e}i}},\tag{14}$$

其中  $c_2$  是依赖于离子电荷数  $Z_i$  的常数. 对于  $Z_i = 1$ ,  $c_2 = 1.96$ ; 对于  $Z_i = 2$ ,  $c_2 = 2.27$ ; 对于  $Z_i = 3$ ,  $c_2 = 2.5$ .

## 2.3 外电路

DPF 系统外电路为典型的 R-L-C 串联电路, 电路方程如下<sup>[36]</sup>:

$$\frac{d}{dt} [L_0 I] = V_0 - r_0 I - \int \frac{I dt}{C_0} - U_{\rm PF}, \qquad (15)$$

式中,  $V_0$  为电路初始电压,  $C_0$  为电路电容,  $L_0$  为 电路电感,  $r_0$  为电路电阻, 这些参数直接由实验给 定 (对于 UNU 装置,  $V_0 = 15 \text{ kV}$ ,  $C_0 = 30 \mu\text{F}$ ,  $L_0 =$ 110 nH,  $r_0 = 12 \text{ m}\Omega$ ).  $U_{\text{PF}}$  为 DPF 系统的电压, 需 要由 MHD 模拟结果自洽确定. 对于 DPF 放电系 统,其电压的计算方式如下:

$$U_{\rm PF} = \frac{d\left(\Phi\right)}{dt},\tag{16}$$

$$\Phi = \int B \mathrm{d}s,\tag{17}$$

其中Φ为DPF系统的磁通量.

#### 2.4 计算域和边界条件

图 2 所示为 DPF 装置的计算域示意图 (UNU 装置<sup>[36]</sup>). UNU 型 DPF 装置的阳极半径为 *a* = 0.95 cm, 阴极半径为 *b* = 3.2 cm, 阴阳极间隙 为 2.25 cm. DPF 阳极长度为 16 cm, 阴极长度为 25 cm. 本数值模型构建中排除电极固体区域, 并 基于 DPF 装置的轴对称几何特征, 采用二维轴对 称模型进行数值模拟以提高计算效率.



图 2 DPF 计算域示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the DPF computational domain.

具体边界条件如下. 电极表面 (AF, EF 和 BC) 使用导体壁面确定磁场边界, 使用滑移边界和绝热 边界确定速度和温度:

$$\frac{\partial B}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial T_{\rm i}}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial T_{\rm e}}{\partial n} = 0, \quad u_n = 0.$$
 (18)

入口 (AB) 设置为低速低密度, 磁场边界的磁感应强度为

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}.\tag{19}$$

首先需要根据外电路来计算电流,然后根据电流计算入口 (AB) 处的磁场边界,因此整个 DPF 系统还需要耦合外电路模型 (方程 (15)). 出口 (CD)

设置为超音速出口边界; 对称轴 (DE) 设置为轴对称边界.

最后,模型假定初始等离子体完全电离,这样 的考虑主要出于以下两个方面:一方面 DPF 在初 始击穿后,等离子体鞘在洛伦兹力作用下很快被加 速并达到 10—100 eV 以上的高温高速状态,此时 被等离子体鞘扫过的中性气体均处于完全电离状 态;另一方面如果考虑中性气体,则需要进一步建 立多流体模型来进行自洽计算,会显著增加模拟复 杂度及计算量.因此,从简化模型角度出发,本文 假设等离子体处于完全电离状态,并且存在一定合 理性.

## 3 结果与讨论

## 3.1 模型验证与实验对比

首先, 针对双温 MHD 模型进行验证与对比. 图 3 和图 4 对比了双温 MHD 模型和 Lee 模型计 算得到的 UNU 装置的电流和电压<sup>[30]</sup>. 需要注意的 是, Lee 模型在 UNU 装置上通过调整模型输入参 数, 已经与实验进行了良好的拟合, 因此这里也可 以看作与实验的电流与电压值进行对比. 对比结果 表明 MHD 模型计算的 DPF 电流和电压值比较准 确, 而且由于 DPF 电流与等离子体运动情况以及 电磁场变化都密切相关, 也能进一步体现双温 MHD 模型关于磁场和等离子体模拟的准确性.



图 3 计算的电流 (UNU 装置) Fig. 3. The calculated current of UNU device.

进一步与 UDMPF1 装置<sup>[45]</sup> 进行对比. 图 5 所示为双温 MHD 模拟的径向阶段轨迹与实验的 对比情况.可以发现计算得到的径向阶段等离子体 运动情况与实验测量结果符合较好. 总体而言, 通 过与 UNU 装置和 UDMPF1 装置的实验结果对比,能够验证双温 MHD 模型在计算 DPF 轴向加速、径向内爆及外电路等方面的准确性.



图 4 径向时刻的计算电压 (UNU 装置)





图 5 径向阶段轨迹对比 (UDMPF1装置) Fig. 5. The comparison of radial phase trajectories of UDM-PF1 device.

#### 3.2 DPF 物理过程模拟结果

进一步研究 DPF(UNU 装置) 轴向加速、径向 内爆及箍缩等物理过程和规律. 假定等离子体完全 电离, 背景 D 等离子体密度  $n_0 = 2.4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (对应的背景气压约为 3.5 Torr (1 Torr =1.33×  $10^2 \text{ Pa}$ )), 温度 1 eV. 在入口处给定一个平均密度 在  $4n_0$  左右的等离子体薄层 (即等离子体鞘), 温 度 2 eV 左右.

图 6 和图 7 所示为不同时刻 DPF 装置内等离 子体的温度分布. 从图中可以看出, 等离子体鞘在 洛伦兹力加速下沿轴向不断加速, 此时等离子体鞘 的温度也不断升高. 内电极附近的等离子体鞘运动 快于外电极, 这是因为磁场近似与半径成反比, 进 而导致外电极附近等离子体受到的洛伦兹力远小 于内电极. 当等离子体鞘运动到内电极末端后, 会 沿径向向内弯曲, 最后被压缩在对称轴上形成高温 高密的等离子体. 箍缩时刻大概在 2.8 μs, 箍缩时 刻温度上升 2 个量级左右. 需特别指出, 在 0—2.5 μs 阶段 (图 6), DPF 等离子体呈现轴向运动特征, 与 外电路电流上升期 (图 3) 同步演化. 此阶段阴阳极 间磁感应强度随电流增强呈单调递增的趋势, 致使 洛伦兹力不断增大. 在洛伦兹力驱动下, 等离子体



图 6 不同时刻的离子温度分布 (轴向阶段)

Fig. 6. Ion temperature distribution at different times (axial phase).



图 7 不同时刻的离子温度分布 (径向阶段)

Fig. 7. Ion temperature distribution at different times (radial phase). 持续获得轴向加速并伴随温度上升.而在 2.78— 2.90 μs 阶段 (图 7), DPF 系统主要为径向内爆模 式,此时电流变化显著趋缓 (图 3).由于同轴电极 系统磁场分布特征,磁感应强度与等离子体鞘层径 向位置呈近似反比,伴随内爆进程推进,鞘层-阳极 间距持续压缩,导致磁感应强度不断增强.该机制 促使洛伦兹力呈指数增长态势,最终引发等离子体 内爆速度及温度梯度陡升现象.

不同时刻的离子密度和速度分布如图 8 和图 9 所示.从图中可以发现,在洛伦兹力作用下,等离 子体鞘会不断加速.同时由于等离子体鞘在运动过 程中,将其经过区域的气体不断扫入等离子体鞘 内,会导致等离子体质量不断增大,因此等离子体



图 8 不同时刻的离子数密度分布 Fig. 8. Ion number density distribution at different time.





鞘的厚度是一直在增大,如图 8 所示.等离子体鞘 的密度分布与温度分布大体一致,这表明等离子体 鞘一直维持着高温高密度的一个状态,这也会导致 等离子体鞘经过区域的气体被迅速电离.从图 9 可 以看出,在轴向阶段等离子体鞘的最高运动速度大 约在 9×10<sup>4</sup> m/s,与 Lee 模型符合较好.轴向阶段 的运动可看作一个简单的雪耙过程.由于雪耙经过 的区域,等离子体质量不断增大,因此加速效果会 越来越差.这也是实验中等离子体轴向速度的上限 在 10×10<sup>4</sup> m/s 左右的主要原因.

## 3.3 DPF 参数的影响规律

DPF 物理过程中轴向阶段主要决定电流上升时间,需要与电路进行匹配.根据轴向运动和外电路的匹配原则,轴向运动末期需要接近放电的1/4周期,此时电流能够达到峰值,进而将更多的系统能量传递到箍缩等离子体中.径向内爆阶段决定了箍缩时的密度、温度和体积.箍缩阶段则决定了不稳定性过程和束靶产生中子过程.

下面主要研究 DPF 参数对这些过程的影响作 用. DPF 的参数主要包括放电参数 (电压  $V_0$ 、电容  $C_0$ 、电感  $L_0$  和杂散电阻  $R_0$ )和结构参数 (阳极半 径 a、阴阳极半径比 c = b/a).

首先,对于电路参数,主要关注  $C_0$ 和  $L_0$ ,电阻  $R_0$ 与前两者相比作用几乎可以忽略.在不考虑 DPF 负载情况下,电路最大电流  $I_{max} = V_0 \sqrt{C_0/L_0}$ ,因此通常比较直观地提升电流方法为增大线路电容  $C_0$ 、减小线路电感  $L_0$ .但是实际情况下,对于 MA 级别的 DPF 装置,继续增大  $C_0$ 和减小电感  $L_0$ ,电路电流 (尤其是 pinch 电流)通常会达到饱和.因此,针对外电路电流的饱和效应进行理论推导.

对于大型 DPF 装置, DPF 腔室电感  $L_f$ 远大 于线路电感  $L_0(L_f \gg L_0)$ , 电流幅值是由腔室电感 决定, 而不由电容器组的电感决定.

此时,最大电流近似为

$$I_{\max} = V_0 \sqrt{\frac{C_0}{L_f}} = \sqrt{\frac{2E_0}{L_f}},$$
 (20)

其中 $E_0 = V_0^2 C_0$ 表示 DPF系统存储的能量. 而轴向匹配时间近似为

$$t = \frac{\pi}{2}\sqrt{L_{\rm f}C} = \frac{l}{v_z}.$$
 (21)

(21) 式表示电路的 1/4 周期与 DPF 轴向运动时间

相匹配,这里近似认为 DPF 轴向阶段很快达到恒 定轴向速度 vz. DPF 轴向电感为

$$L_{\rm f} = 2l \cdot \ln\left(R/r\right) \ [\rm nH]. \tag{22}$$

最后,可以推导得到:

$$I_{\max} = V_0 \frac{10^9}{\pi v_z \ln(R/r)}.$$
 (23)

式中, v<sub>z</sub> 表示轴向速度, R 为外径, r 为内径. 可以 发现对于 MA 级别的 DPF 装置, 继续增大 C<sub>0</sub> 和 减小电感 L<sub>0</sub>, 对于最大电流提升效果基本可以忽 略 (即电流容易达到饱和), 此时增大电路电压 V<sub>0</sub> 对电流提升比较显著.

对于结构参数, 主要是关注阳极半径 a, 以及 阴阳极半径之比 c = b/a. 对于阳极半径 a, 大量已 有研究均发现等离子体层轴向运动速度的变化与 阳极半径的尺寸成反比. 由 (19) 式可知, 在相同的 电流条件下, 增大阳极半径会减弱阴阳极之间的磁 感应强度, 导致等离子层所受到的洛伦兹力减小. 因此, 这里主要关注阴阳极半径之比 c 的影响.

对于大型 DPF 装置, DPF 腔室电感 L<sub>f</sub>是一 个至关重要的参数 (此时线路电感可忽略). 主要体 现在以下两点:

 1) 尽量减小轴向阶段的电感和动态电阻,进 而提升电流峰值;

 2) 径向阶段的电感和动态电阻尽量小,从而 显著提升箍缩电流.

这里轴向电感为 $\frac{\mu}{2\pi}$ (lnc) z,轴向动态电阻为  $\frac{\mu}{2\pi}$ (lnc) $\frac{dz}{dt}$ .研究表明,当参数 c由 3.0 衰减至 1.5 时,等效电感与动态阻抗呈现约 2.7 倍的衰减;当 参数 c由 2.0 降至 1.3 时,等效电感与动态阻抗呈 现约 2.6 倍的衰减.因此,MA 级 DPF 装置需要实 现参数 c的最小化设计 (在工程设计上确保不发生 绝缘击穿的情况下).这能在其他参数不变的情况 下,尽可能提升 DPF 的电流峰值和箍缩电流.

下面针对大型 DPF 装置 (PF-1000 装置<sup>[21]</sup>) 进行双温 MHD 数值模拟. 图 10 所示为模拟得到 的轴向阶段电流变化,其他参数不变,只改变外径 b. 双温 MHD 计算结果表明,同等参数条件下, c 越 小, DPF 电流越高.可以发现降低 c 能够明显提升 电流. 从物理机制上可进行如下解释:其他参数不 变的情况下, c 越小, DPF 体积越小, 这样 DPF 系 统消耗的磁能也越小, 电流才会越大.因此,可以 预期 DPF 小型化之后应该能够提升系统电流, 这 对于高 DD 产额装置比较关键.



图 10 轴向阶段电流变化(其他参数不变,只改变阴极径) Fig. 10. The current change at axial phase (other parameters remain unchanged, only the cathode radius is changed).

## 4 结 论

本文建立了耦合外电路的双温 MHD 模型, 研 究了 DPF 轴向加速和径向内爆过程. 首先通过与 UNU 装置和 UDMPF1 装置的实验结果对比, 验 证了双温 MHD 模型的准确性. 然后进一步研究 了 DPF 物理过程及规律.

1) DPF 等离子体鞘在洛伦兹力加速下沿轴向 不断加速,此时等离子体鞘的温度也不断升高.运 动到内电极末端后,等离子体鞘会沿径向向内弯 曲,最终被压缩在轴上形成高温高密等离子体,密 度上升1个量级,温度上升2个量级左右.

2) 放电参数研究结果表明, 对于大型 DPF 装置 (MA 量级), 降低电感、提升电容, 电路电流容 易达到饱和; 而增大电路电压对电流提升效果则比 较显著.

3) 结构参数研究结果则表明, 对于 DPF 装置 (尤其是 MA 量级), 阴阳极半径之比 c 需要尽可能 小, 这能在其他参数不变的情况下, 尽可能提升 DPF 的峰值电流和箍缩电流.

#### 参考文献

- Filippov N, Filippova T, Vinogradov V 1962 Nucl. Fusion 2 577
- [2] Mather J 1964 Phys. Fluids 7 S28
- [3] Khan I, Jabbar S, Hussain T 2010 Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 268 2228
- [4] Khan K, Ahmad R, Hussain T 2022 Radiat. Eff. Defects Solids 177 892

- [5] Rawat R 2015 J. Phys. Conf. Ser **591** 012021
- [6] Soto L 2005 Plasma Phys. Control. Fusion 47 A361
- [7] Tang V, Adams M, Rusnak B 2010 IEEE Trans. Plasma Sci. 38 719
- [8] Temple B, Barnouin O, Miley G H 1991 Fusion Sci. Technol. 19 846
- [9] Thomas R, Yang Y, Miley G 2005 AIP Conf. Proc. 746 536
- [10] Auluck S 2023 Phys. Plasmas **30** 043109
- [11] Gribkov V, Latyshev S, Miklaszewski R 2010 Phys. Scr. 81 035502
- [12] Verma R, Roshan M, Malik F 2008 Plasma Sources Sci. Technol. 17 045020
- [13] Lerner E J, Hassan S M, Karamitsos Z I, Fritsch R 2023 J. Fusion Energy 42 7
- [14] Bennett N, Blasco M, Breeding K, et al. 2016 Source and Diagnostic Development for a Neutron Diagnosed Subcritical Experiment North Las Vegas, NV (United States)
- [15] Bennett N, Blasco M, Constantino D 2016 Dense Plasma Focus Experimental Results and Plans for NDSE North Las Vegas, NV (United States)
- [16] Krishnan M 2012 IEEE Trans. Plasma Sci. 40 3189
- [17] Bernard A, Coudevilie A, Jolas A 1975 Phys. Fluids 18 180
- [18] Sadowski M, Herold H, Schmidt H 1984 Phys. Lett. A 105 117
- [19] Decker G, Kies W, Nadolny R 1996 Plasma Sources Sci. Technol. 5 112
- [20] Brzosko J S, Robouch B, Klobukowska J 1987 Fusion Sci. Technol. 12 71
- [21] Gribkov V, Bienkowska B, Borowiecki M, Dubrovsky A V, Ivanova-Stanik I, Karpinski L, Miklaszewski R A, Paduch M, Scholz M, Tomaszewski K 2007 J. Phys. D: Appl. Phys. 40 1977
- [22] Dense Plasma Focus Group 1975 Acta Phys. Sin. 24 309 (in Chinese) [浓密等离子体焦点研究小组 1975 物理学报 24 309]
- [23] Lv M F, Han Y, Yang J J, Wang X X 1996 Tsinghua Sci. Technol. 5 36 (in Chinese) [吕铭方, 韩旻, 杨津基, 王新新 1996 清华大学学报 5 36]
- [24] Wang X X, Han Y, Wang Z W, Liu K 1999 Sci. China 29 76 (in Chinese) [王新新, 韩旻, 王志文, 刘坤 1999 中国科学 29 76]
- [25] Zhang G X, Luo C M, Wang X X 2002 *High Volt. Eng.* 28 32 (in Chinese) [张贵新, 罗承沐, 王新新等 2002 高电压技术 28 32]

- [26] Han Y, Luo C M, Wang K C 1995 High Power Laser Part. Beams 7 461 (in Chinese) [韩旻, 罗承沐, 王克超 1995 强激光 与粒子束 7 461]
- [27] Long J D, Chen L, Feng S P, 2019 *High Energy Dens. Phys.* 2
  42 (in Chinese) [龙继东, 陈林, 丰树平 2019 高能量密度物理 2
  42]
- [28] Chen L, Feng S P, Gao S S 2004 Sci. China 34 458 (in Chinese) [陈林, 丰树平, 高顺受 2004 中国科学 34 458]
- [29] Li M J, Fan J, Zhang F Q 2018 *High Power Laser Part. Beams* **30** 129 (in Chinese) [李名加, 范娟, 章法强 2018 强激光 与粒子束 **30** 129]
- [30] Guo H S, Yang G Z, Zhu X B 2012 Nucl. Electron. Detection Tech. 32 880 (in Chinese) [郭洪生, 杨高照, 朱学彬 2012 核电 子学与探测技术 32 880]
- [31] Xi H, Liang C, Zhang F 2021 J. Instrum. 16 P12021
- [32] Tan X H, Dai J Y, Mi L, Huang H G, Xie C M, Zhou M G 2004 The 3rd Beijing Nuclear Society Nuclear Application Technology Academic Exchange meeting (in Chinese) [谈效华, 戴晶怡, 米伦, 黄华国, 谢超美, 周明贵 2004 第三届北京核学会 核应用技术学术交流会]
- [33] Haines M 2011 Plasma Phys. Control. Fusion 53 093001
- [34] Auluck S, Kunes P, Paduch M, Sadowski M J, Krauz V I, Lee S, Soto L, Scholz M, Miklaszewski R, Schmidt H, Blagoev A, Samuelli M, Seng Y S, Springham S V, Talebitaher A, Pavez C, Akel M, Yap S L, Verma R, Kolacek, Keat P L C, Rawat R S, Abdou A, Zhang G X, Laas T 2021 *Plasma* 4 450
- [35] Hart P J 1962 *Phys. Fluids* **5** 38
- [36] Lee S 2014 J. Fusion Energy **33** 319
- [37] Potter D 1971 Phys. Fluids 14 1911
- [38] Garanin S F, Mamyshev V I 2008 Plasma Phys. Rep. 34 639
- [39] Meehan B T, Niederhau H 2016 JDMS 13 153
- [40] Schmidt A, Tang V, Welch D 2012 Phys. Rev. Lett. 109 205003
- [41] Schmidt A, Link A, Welch D 2014 Phys. Plasmas 21 102703
- [42] Angus J, Link A, Schmid A 2021 Phys. Plasmas 28 010701
- [43] Liu Q 2002, Ph. D. Dissertation (Beijing: Graduate School of China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [刘全 2002 博士学位论文 (北京: 中国工程物理研究院研究生院)]
- [44] Braginskii S 1965 Rev. Plasma Phys. 1 205
- [45] Lim L H, Yap S, Lim L K, Lee M C, Poh H S, Ma J, Yap S
  S, Lee S 2015 *Phys. Plasmas* 22 092702

## Theoretical and numerical studies on motion process of dense plasma focus<sup>\*</sup>

1) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

2) (Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

( Received 12 January 2025; revised manuscript received 24 March 2025 )

#### Abstract

Dense plasma focus (DPF) device is a pulsed high current discharge device, which is widely used in particle accelerator, controlled nuclear fusion, space propulsion, and pulsed neutron source. However, existing models for DPF dynamics, including semi-empirical snowplow approximations and particle-in-cell (PIC) methods, face limitations in balancing computational efficiency and comprehensive physical descriptions. In contrast, magnetohydrodynamic (MHD) models can comprehensively analyze the macroscopic phenomena (e.g. sheath motion, current distribution, fluid instabilities) and the influence of parameters (e.g. electrode geometry, gas pressure, and driving current waveforms) on DPF performance. Although MHD cannot self-consistently resolve kinetic behaviors like high-energy particle beams or neutron production during pinch phases, it remains highly valuable for investigating macroscopic DPF physics when quantitative neutron yield analysis is unnecessary. Therefore, a two-temperature MHD model coupled with an external RLC circuit is developed in this paper, which combines electron-ion thermal nonequilibrium, resistive effects, and plasma transport coefficients derived from Braginskii formulations. The model is rigorously validated based on experimental data from two benchmark DPF devices (UNU and UDMPF1), demonstrating high consistency in current waveform, voltage profile, and radial implosion trajectory. The research shows that the DPF plasma sheath is continuously accelerated along the axial direction under the action of the Lorentz force. When it moves to the end of the inner electrode, due to Z-pinch effect, the plasma sheath bends radially inward and is further compressed onto the axis of symmetry, finally forming a high-temperature and high-density plasma region in front of the inner electrode end, the so-called plasma focus. For the UNU device, simulations reveal distinct plasma evolution phases. One is the axial acceleration  $(0-2.5 \ \mu s)$ , where the current sheath reaches a speed of up to 90 km/s under the dominance of Lorentz force, with ion temperatures rising from 1 eV to 100 eV, and the other is the radial implosion (2.78–2.90 µs), during which plasma density increases by an order of magnitude (reaching to  $\sim 10^{24}$  m<sup>-3</sup>) and ion temperature surges to  $\sim 1$  keV through magnetically driven compression. Further studies also find that for large DPF devices, with the inductance reduced and the capacitance increased, the circuit current is easily saturated. However, increasing the circuit voltage has a more significant effect on the increase of current. This paper shows that for large DPF devices, the ratio of anode radius to cathode radius needs to be as small as possible, which can increase the peak current and pinch current of DPF while keeping other parameters unchanged.

Keywords: dense plasma focus, magnetohydrodynamic simulation, plasma acceleration, pinch

**PACS:** 52.30.-q, 52.65.-y, 52.75.Kq

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250040

CSTR: 32037.14.aps.74.20250040

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12475256, 12375246, 12305288).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhou\_qianhong@qq.com

# 物理学报Acta Physica Sinica





Institute of Physics, CAS

## 稠密等离子体焦点运动过程的理论和数值研究

孙强 董烨 杨薇 张含天 宋萌萌 刘朝晖 王子鸣 周前红

## Theoretical and numerical studies on motion process of dense plasma focus

SUN Qiang DONG Ye YANG Wei ZHANG Hantian SONG Mengmeng LIU Zhaohui WANG Ziming ZHOU Qianhong

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 74, 115201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250040 CSTR: 32037.14.aps.74.20250040 在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.74.20250040

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

腔体结构参数对毛细管放电型脉冲等离子体推力器放电特性的影响

Influence of cavity configuration parameters on discharge characteristics of capillary discharge based pulsed plasma thruster 物理学报. 2021, 70(23): 235204 https://doi.org/10.7498/aps.70.20211198

基于OpenFOAM的磁流体求解器的开发和应用

Development and application of OpenFOAM based magnetohydrodynamic solver 物理学报. 2022, 71(11): 119501 https://doi.org/10.7498/aps.71.20212432

一个快速模拟热稠密非平衡等离子体的碰撞辐射模型

A general model for rapid simulation of hot dense plasmas under non-local thermal equilibrium conditions 物理学报. 2021, 70(11): 115202 https://doi.org/10.7498/aps.70.20201946

动态响应和屏蔽效应对稠密等离子体中电子离子能量弛豫的影响 Analysis of dynamic response and screening effects on electron-ion energy relaxation in dense plasma 物理学报. 2025, 74(3): 035101 https://doi.org/10.7498/aps.74.20241588

面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration 物理学报. 2022, 71(9): 095202 https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435

激光入射双层等离子体靶产生的表面等离子体波及应用

Surface plasma wave excited by laser pulse obliquely incident on a double-layer plasma target and ts application 物理学报. 2023, 72(4): 045201 https://doi.org/10.7498/aps.72.20221305