

“荧光-1”实验装置物理设计*

孙奇志[†] 方东凡 刘伟 秦卫东 贾月松 赵小明 韩文辉

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2012年9月10日收到; 2012年10月17日收到修改稿)

本文主要介绍“荧光-1”实验装置物理参数设计, 并依据半经验公式预估在实验装置上可能达到的磁化等离子体状态参数. 理论设计结果表明: “荧光-1”实验装置最大放电电流 1.5 MA, 四分之一周期 3 μs , 最大反向磁场 4 T; 以此为实验平台, 当 θ 箍缩线圈内充气压力 50 mTorr(D_2 气体) 时, 形成的等离子体靶直径约为 2 cm, 长度 17 cm; 等离子体靶密度 $6.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 温度 ($T_i + T_e$) 约 300 eV; 等离子体平均 β 值为 0.95. 该状态参数接近磁化靶聚变所要求的等离子体靶初始状态参数.

关键词: 脉冲功率技术, 反场构形, 磁化等离子体, 磁化靶聚变

PACS: 84.70.+p, 52.55.Lf, 52.25.Xz

DOI: 10.7498/aps.62.078407

1 引言

磁惯性约束聚变 (magneto-inertial fusion, MIF) 是介于惯性约束聚变和磁约束聚变之间的一类新兴的中间状态聚变方案, 它既包含磁场约束、加热过程, 也包含惯性压缩、加热过程. 国内外目前发展的 MIF 概念主要包括四种类别: 基于反场构形 (Field Reversed Configuration, FRC) 的磁化靶聚变方案 (Magnetized Target Fusion, MTF)^[1,2]、在传统 ICF 靶上预先加磁场以减少热运输的 M-ICF (Magnetic ICF) 方案^[3]、等离子体套筒压缩球形靶 (Plasma Liner Experiment, PLE) 方案^[4] 及 Sandia 实验室提出的基于 Z 装置的 MgLIF (Magnetized Liner Inertial Fusion) 方案^[5,6]. 这四种类别物理过程和驱动方式略有不同, 但它们的核心思想都是采用预先加热并磁化的等离子体靶, 并对其进行惯性压缩以实现聚变点火. 这种方式的好处是显而易见的, 磁化可大大降低电子、离子的热运输损失, 增加等离子体内的能量沉积; 同时预加热可大大降低对压缩速度和压缩率的要求, 使得所需驱动器更廉价.

MTF 是 MIF 概念中发展时间最长、技术最成熟的重要类别. MTF 包括三个主要物理过程: 反场

构形 (FRC) 预加热磁化等离子体靶形成、等离子体靶的传输与俘获、固体套筒对等离子体靶的惯性压缩. 与激光或 Z 箍缩 ICF 相比, MTF 物理过程更复杂, 靶的形成、传输、俘获及压缩过程不容易控制, 但由于引入强磁场, MTF 点火条件的 ρR 阈值可降低 2—3 个数量级, 从而极大地降低了对压缩驱动器的功率需求. 通过多年的发展, 国外 MTF 关键技术已取得突破, 目前攻关方向为技术集成及原理实验验证. 反场构形 (FRC) 是一种高热压磁压比的紧凑环形等离子体, 有较高的初始密度和温度, 容易在实验室内用相对较小的装置产生并控制转移, 便于使用另外的压缩装置来进行压缩以达到聚变条件. 美国洛斯阿拉莫斯实验室长期致力于 FRC 理论与实验研究, 研制有 FRX-A^[7], FRX-B^[8], FRX-C^[9] 及 FRX-L^[10] 装置, 分别用于研究 FRC 靶的形成、约束、维持及传输. 2006 年研制成功的 FRX-L 装置达到的 D-T 等离子体参数为^[10]: 等离子体密度 $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 温度 200—700 eV, 等离子体内磁场 100—300 kG (1 G = 10^{-4} T). FRX-L 装置已用于 MTF 固体套筒压缩技术集成实验验证, 其规划是在空军武器实验室的 Shivar Star 装置 ($\sim 14 \text{ MA}$, 8 μs) 上达到能量增益 0.1, 之后在洛斯阿拉莫斯实验室的 ATLAS 装置 ($\sim 30 \text{ MA}$, 5 μs) 上达到能量增益 1.

* 中国工程物理研究院基金 (批准号:2011B0402009) 资助课题.

[†] 通讯作者. E-mail: sunqizhi@hotmail.com

2010年美国空军武器实验室的 Degnan 报道了利用 FRX-L 在 Shivar Star 装置上进行的首次 MTF 技术集成实验,验证了 FRC 靶形成、传输及在固体套筒内的俘获过程^[11].

中国工程物理研究院于 2011 年开始 MTF 及 FRC 研究.“荧光 -1”实验装置是中国工程物理研究院流体物理研究所计划于 2013 年建成的用于研究反场构形 (FRC) 预加热磁化等离子体靶形成、等离子体不稳定性及等离子体约束性质的实验装置,设计最大放电电流 1.5 MA,反向最大磁场 4T. 本文主要介绍“荧光 -1”实验装置的物理设计,包括分时放电电源系统电参数设计、电路模型、反场 θ 箍缩线圈结构、磁镜系统及其他辅助系统参数设计,并对在“荧光 -1”实验装置上所能达到的等离子体主要技术参数进行了预测. 基于 FRC 设计参数,对固体套筒绝热压缩及点火条件进行了定标分析.

2 “荧光 -1”实验装置结构参数设计

2.1 分时放电电源系统

分时放电电源系统是“荧光 -1”实验装置研制和开展预加热磁化等离子体实验研究的关键,其放电时间控制、放电周期、脉冲上升时间等参数对预加热磁化等离子体的产生及约束有决定性作用. 如何合理设计各分系统放电过程、放电电流峰值,对形成等离子体形状、不稳定性发展、约束时间、达到的等离子体密度及温度等参数有重要影响. 分时放电电源系统中各分系统组成如下图 1 所示,主要包括初始磁场电容器组 (图中 D)、电离电容器组 (图中 C)、 θ 箍缩电容器组 (图中 E)、磁镜线圈电容器组 (图中 A 与 B).

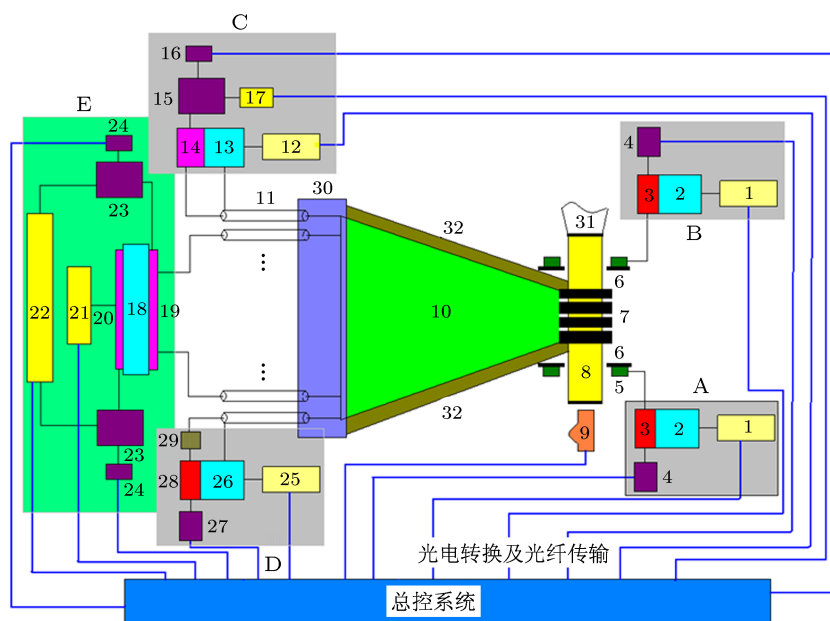


图 1 “荧光 -1”实验装置总体方框图 (1- 两套 10 kV/0.6 A 充电电源; 2- 两套 2 mF/10 kV 电容器组; 3- 两个 NL-8900 型引燃管开关; 4- 两套引燃管开关触发器; 5- 磁镜线圈 (电感约 164 μ H); 6- 磁通量隔离板; 7- 多个单匝 θ 箍缩线圈; 8- 内充 D_2 气体的石英玻璃管; 9- 端部分幅/扫描相机; 10- 平板传输线; 11- 低电感传输电缆 (64 根 200 kV/150 nH 电缆); 12- 充电电源 (100 kV/60 mA); 13- 电离电容器组 (3 μ F/100 kV); 14- 大电流闭合开关; 15- 小型 Marx 型触发器 (200 kV/10 ns); 16- 触发器 (15—20 kV); 17- 充电电源 (40 kV/150 mA); 18- θ 箍缩电容器组 (± 100 kV/2 \times 72 μ F); 19- Crowbar 闭合开关; 20- 两级串联模块闭合开关; 21- 双极性充电电源 (± 100 kV/60 mA); 22- 充电电源 (40 kV/150 mA); 23- 小型 Marx 型触发器 (200 kV/10 ns); 24- 两套 15—20 kV 触发器; 25- 充电电源 (10 kV/0.6 A); 26- 初始磁场电容器组 (2 mF/10 kV); 27- 两套引燃管开关触发器; 28- 两套引燃管开关 (NL-8900 型); 29- 隔离电感 (4 μ H); 30- 内充 SF_6 气体的绝热盒; 31- 高真空系统 (10^{-5} Pa); 32- 平板传输线绝缘薄膜)

分时放电电源系统等效电路如图 2. 图中下标 m, I, b 分别表示 θ 箍缩、电离及初始磁场放电回路. 各回路电感如下估算. 由于放电时间尺度都在微秒量级,所有连接电缆、连接 θ 箍缩线

圈的变宽度平板传输线均按集中参数估计. θ 箍缩线圈电感计算值为 39 nH; 变宽度平板传输线 (小端宽度 36 cm, 大端宽度 2.5 m, 长度 1 m, 间距 5 mm, 中间以相对介电常数为 2.3 的 PTFE 薄膜绝

缘) 电感约 9 nH, 电容量 2.9 nF. 则负载总电感 (θ 箍缩线圈与平板传输线电感之和) 约为 48 nH. 对于 θ 箍缩放电回路, 单台 3 μ F/100 kV 电容器电感为 100 nH, 24 台电容器并联再两路串联放电, 总电感为 8.3 nH; 单个轨道开关电感 40 nH, 4 个轨道开关并联电感 10 nH, 48 根 8 m 长 200 kV 电缆 (电感为 150 nH/m) 并联电感 25 nH, 再考虑到回路其他连接电感, 则回路总电感约为 100 nH. 同样, 对于电离电容器组放电回路, 单台 3 μ F/100 kV 电容器电感为 100 nH, 1—3 台电容器并联电感为 33—100 nH, 单个轨道开关电感 40 nH, 8 根 4 m 长 200 kV 电缆 (电感为 150 nH/m) 并联电感 75 nH, 则回路总电感为 200—260 nH.

对于初始磁场电容器组放电回路, 由于其电容量很大, 相对于回路负载的感抗来说, 容抗非常小, 在电离电容器组、 θ 箍缩电容器组放电时, 容易造成电流分流, 从而大大降低负载电流幅度, 因此必须考虑在初始磁场电容器组放电回路中增加电感

隔离器. 表 1 为分时放电能源系统中各电容器组对应的容抗和负载感抗对比表. 由表 1 可见, 隔离器电感取为 4 μ H, 则当 C_1 及 C_m 放电时, C_b 回路总阻抗分别约为 6.3 Ω , 2.1 Ω , 远大于对应的负载感抗 78 m Ω , 26 m Ω , 可达到隔离目的. 同样, 当 C_m 放电时, C_1 回路容抗为 0.64 Ω , 远大于对应的负载感抗 26 m Ω , 也可达到隔离目的.

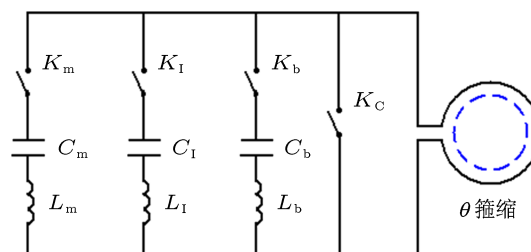


图 2 分时放电能源系统等效电路图 (L_m -100 nH; C_m - $2 \times 72 \mu$ F/100 kV; K_m -4 组轨道开关并联; L_1 -200 nH; C_1 -3 μ F/100 kV; K_1 -1 组轨道开关; L_b -4 μ H 电感隔离器; C_b -2 mF/10 kV; K_b -2 组引燃管开关; K_C -Crowbar 闭合开关 (4 组轨道开关并联))

表 1 各电容器组对应的容抗和负载感抗对比表

放电顺序	C_b 放电	C_1 放电	C_m 放电
C_b (2 mF) 容抗	—	0.32 m Ω	0.96 m Ω
+4 μ H 感抗		+6.3 Ω	+2.1 Ω
C_1 (3 μ F) 容抗	开路	—	0.64 Ω
C_m (36 μ F) 容抗	开路	开路	—
圆频率 $\omega = 2\pi f$	$2\pi \times 1.8$ kHz	$2\pi \times 250$ kHz	$2\pi \times 83$ kHz
负载感抗 ωL	0.6 m Ω	78 m Ω	26 m Ω

根据上述各回路参数, 对分时放电能源系统进行了 Pspice 仿真计算. 无 Crowbar 闭合开关时计算得到的 θ 箍缩线圈负载上电流波形图见图 3, 有 Crowbar 闭合开关时计算结果见图 4. 由图 3 和图 4 可见, θ 箍缩线圈负载电流设计值大于 1.5 MA. 当无 Crowbar 闭合开关时, θ 箍缩线圈电流以 12 μ s 周期衰减振荡, 对等离子体有用的约束时间小于半周期 6 μ s; 有 Crowbar 闭合开关时, θ 箍缩线圈电流半脉冲宽度约 50 μ s, 远大于无 Crowbar 闭合开关情况, 其等离子体约束时间也会更长. 这表明采用 Crowbar 闭合开关对延长等离子体持续时间非常关键.

“荧光 -1” 实验装置工作过程描述如下: 首先, 在石英放电管中充以低气压 D_2 气体 (充气压力取

决于 C_1 放电时感应的电场强度大小); 然后 C_b 对 θ 箍缩线圈放电, 为放电管中性气体提供初始磁场; 当初始磁场达到最大值附近时, C_1 对 θ 箍缩线圈放电, 在中性气体内感应电场, 感应电场首先使石英玻璃管壁处气体电离, 随着放电电流增大, 气体电离层逐渐向内发展并在管壁和轴线间振荡, 大约 3—4 个周期后, 完成对中性气体的电离, 此时初始磁场被冻结在等离子体内; 随后, C_m 对 θ 箍缩线圈放电, 提供一个更强的反向磁场, 使石英管内磁化等离子体产生 θ 箍缩效应, 向半径方向压缩. 在此过程中, 磁化等离子体得到加热, 同时, 反向磁场向等离子体内渗透, 在放电管两端反向磁力线与等离子体内冻结磁力线重新联结, 形成闭合磁力线. 由于两端磁镜的作用, 等离子体在轴向内也得到压缩

加热, 当在半径方向及轴向的磁压力与等离子体热压力分别达到平衡时, 预加热磁化等离子体即形成.

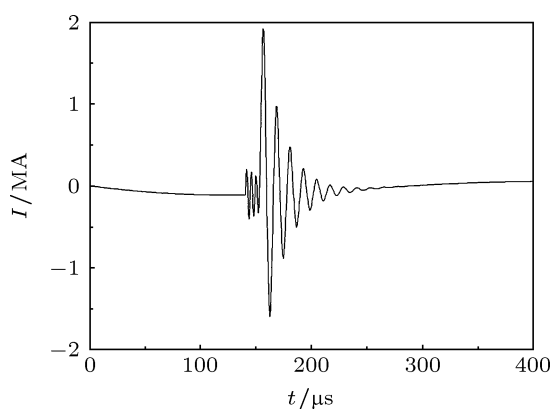


图3 无 Crowbar 时负载电流波形图

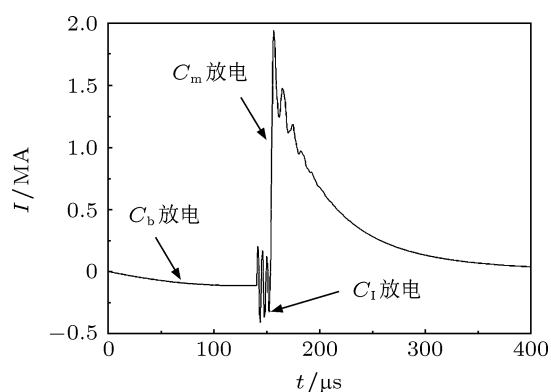


图4 有 Crowbar 时负载电流波形图

2.2 反场 θ 箍缩线圈

根据需要的测量点个数, θ 箍缩线圈 (内直径 12.4 cm, 长度 36 cm) 可分为 4—10 个单匝 θ 箍缩线圈并联构成, 石英玻璃管外直径 11 cm, 厚度 2.5 mm, 石英玻璃管与单匝 θ 箍缩线圈用多层绝缘膜绝缘. 其剖面图见图 5. 为了计算 θ 箍缩线圈内磁感应强度, 可采用二维电磁分析软件进行计算, 也可按均匀磁场由磁通量与面积之商近似估算. 图 6 为 θ 箍缩线圈放电电流 1.5 MA 时采用二维电磁分析软件仿真计算结果, 其磁感应强度在线圈内沿径向近似均匀分布, 约为 3.5 T. 若按磁通量与面积之商近似估算, 则当初始磁场电容器组、电离电容器组、 θ 箍缩电容器组放电电流分别为 100 kA, 300 kA, 1.5 MA 时 (图 4 计算结果), 线圈内平均磁感应强度可分别达到 0.3 T, 0.8 T, 4.0 T (与二维电磁

分析软件计算结果误差 8%).

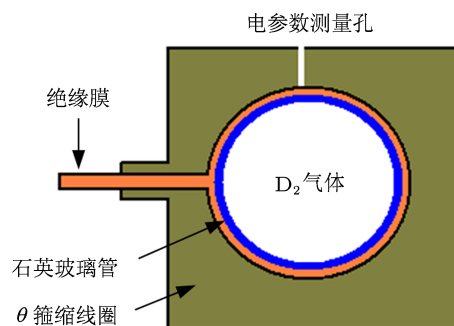


图5 单匝 θ 箍缩线圈剖面图

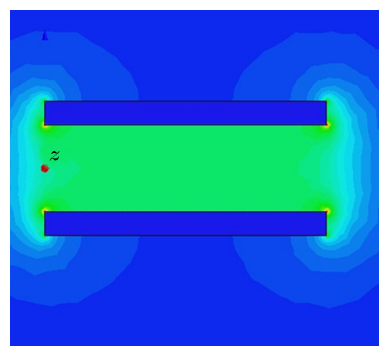


图6 θ 箍缩线圈磁感应强度分布图

2.3 磁镜线圈

磁镜线圈产生的磁场与 C_b 放电时产生的磁场方向相反, 与 C_m 放电时产生的磁场方向相同. 磁镜线圈主要作用有三: 其一是在 C_b 放电时, 轴向挤压初始磁场, 使磁力线在端部沿径向穿出, 并在相应轴线位置处产生一个磁场零点; 其二, C_m 放电时, 磁镜线圈产生的磁场在两端局部增强, 并形成剪切场, 最终打断磁力线形成“磁岛”, 之后在“磁岛”内部等离子体冻结的初始磁场磁力线与扩散到等离子体内的反向磁力线重新连接形成封闭磁力线; 其三, 在磁化等离子体形成以后, 充当“磁镜”作用, 对产生的等离子体进行轴向约束, 并使等离子体逐渐收缩加热. 本文设计的磁镜线圈由三个宽度约 2.5 cm、内直径 14 cm、绕线 16 匝的螺线管串联组成 (采用直径 4.5 mm 的高绝缘强度导线每层绕 4 匝, 4 层共 16 匝), 总电感约 164 μ H. 磁镜线圈结构示意图见图 7. 磁镜线圈电容器组容量 2 mF, 最大充电电压 10 kV, 其放电四分之一周期约 900 μ s, 理想电流峰值大于 10 kA. 为估算磁镜线圈在轴线上产生的磁感应强度, 假定在螺线管半径方向磁场

均匀分布, 则峰值电流 10 kA 时, 总磁通为 1.64 wb, 平均磁感应强度为 2.2 T.

磁通量隔离板(见图 7)的作用是降低磁镜线圈与 θ 箍缩线圈间互感, 从而降低电离电容、 θ 箍缩电容快放电时在磁镜线圈上的感应电压, 保护磁镜线圈不发生电击穿. 本文设计的磁通量隔离板为厚度 1.6 mm、内孔直径 15 cm、外直径 45 cm 的不锈钢板.

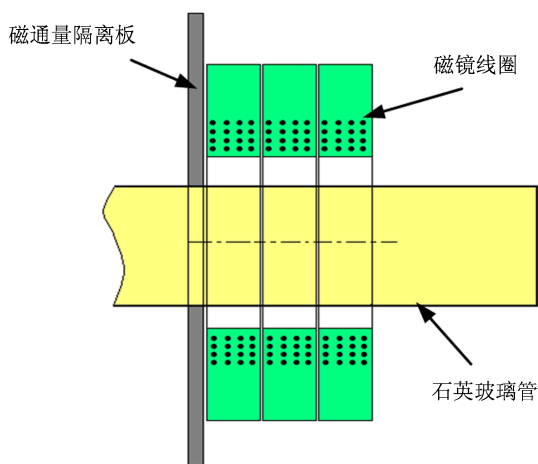


图 7 磁镜线圈及磁通量隔离板结构示意图

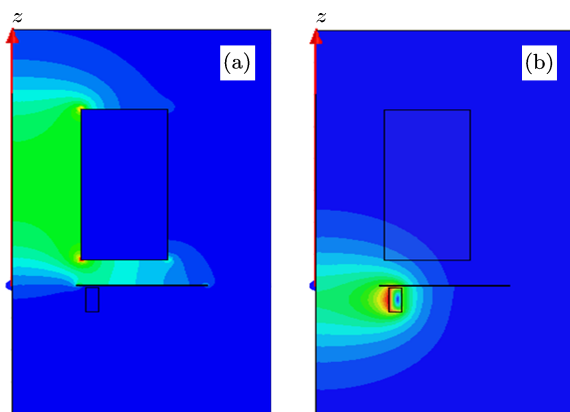


图 8 磁场分布图 (a) C_1 放电; (b) 磁镜线圈放电

图 8 为采用二维电磁分析软件仿真计算结果. 图中上方为 θ 箍缩线圈, 中间为不锈钢磁通量隔离板, 二者间距 8 cm, 下方为 48 匝磁镜线圈. 由图 8(b) 可见, 对于慢放电过程(磁镜线圈放电频率 $f \sim 0.3$ kHz), 电流上升时间远大于磁场扩散时间, 大部分磁通量可以穿透磁通量隔离板, 而对图 8(a) 中快放电过程 (C_1 放电频率 $f \sim 250$ kHz), 大部分磁通量可以被隔离, 由此可降低 C_1 放电时磁镜线

圈上的感应电压. 图 9 为 z 轴上归一化磁感应强度分布图. 图中 $z=0$ 为磁通量隔离板位置, 实线代表磁镜线圈放电, 虚线代表 C_1 放电. 图 9 表明, 磁镜线圈慢放电过程, 隔离板 ($z=0$) 处磁场透过率大于 90%; C_1 快放电过程, 磁场透过率约 30%. 而且在隔离板处, 沿半径增大方向磁场透过率迅速减小(见图 8(a)), 这对磁镜线圈的保护是有益的.

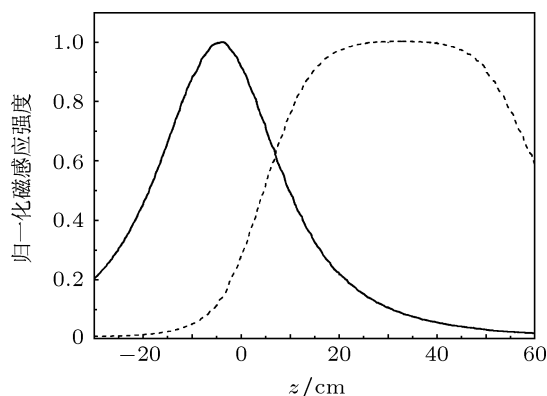


图 9 轴线上归一化磁感应强度分布图

3 磁化等离子体物理参数预估

根据上述设计方案, “荧光 -1” 实验装置可达到的主要电参数指标列于表 2. 图 10 为形成的 FRC 等离子体靶结构示意图. 在实验装置上可能获得的等离子体密度、温度、等离子体半径、长度等参数, 可按以下半经验公式进行预估.

3.1 等离子体温度

气体电离完成后, 在反场 θ 箍缩前 (C_m 放电), 形成的等离子体为冷等离子体. 若不考虑等离子体磁化, 并假设绝热系数为 5/3, 则 $kT_1 = 0.3B^2/\mu_0 n_0$, 这里 T_1 称为等离子体参考温度. 由绝热关系式 $nT \sim V^{-5/3}$ 及压力平衡关系式 $P \sim nT_1 \sim B_C^2$ 可得 $T_1 \sim B_C^{4/5}$. 再引入 Green 和 Newton^[12] 首次定义的参考磁场 $B_* = E_\theta^{1/2}(\mu_0 m_i n_0)^{1/4}$, 则在外部反向磁场 B_C 作用下, 动能冲击过程和随后的慢压缩过程总共产生的等离子体加热可表示为 $kT_1 = 0.30B_C^{4/5} B_*^{6/5} / \mu_0 n_0$, 代入 B_* 表达式有

$$T_1 = 470 E_\theta^{3/5} B_C^{4/5} A_1^{3/10} / P_0^{7/10}, \quad (1)$$

式中 T_1 单位为 eV, 感应电场 E_θ 单位为 kV/cm, 外部磁场 B_C 单位为 kG, 初始充气压力 P_0 单位采用 mTorr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^{-2} \text{ Pa}$), A_1 为粒子质量

数. 当等离子体内有磁场时, 实际温度与参考温度比值为^[13]

$$h = T/T_I = (\sqrt{3}/2)(1 + 1.75G_{LO}^{1.5})^{-1} + 2.7G_{LO}^{1.2}, \quad (2)$$

式中 $G_{LO} = B_{LO}/B_*$, B_{LO} 为等离子体开始向内收缩时的磁感应强度, 其值大约是初始磁感应强度的 0.4—0.6^[14].

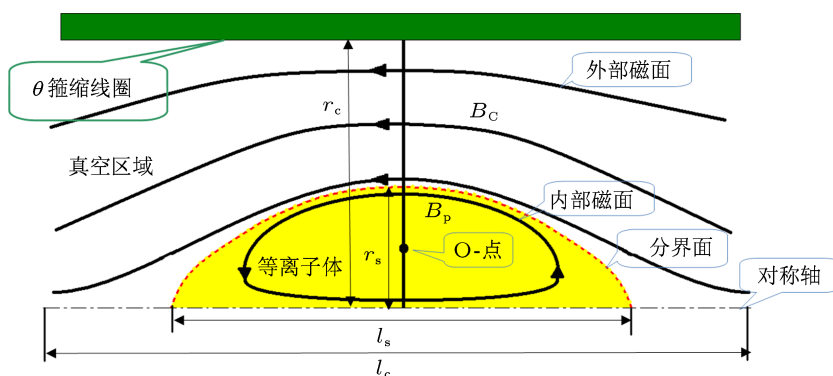


图 10 FRC 等离子体靶结构示意图

表 2 “荧光-1”实验装置主要参数设计值

θ 箍缩线圈		石英玻璃管		C_b 放电		C_1 放电		C_m 放电		磁镜线圈		C_1 放电		初始充气	
半径	长度	半径	长度	电流	磁场	电流	磁场	电流	磁场	电流	磁场	感应电场	压力	密度	
r_c/cm	l_c/cm	r_t/cm	l_t/cm	I_b/kA	B_b/kG	I_1/kA	B_1/kG	I_c/MA	B_c/kG	I_m/kA	B_m/kG	$E_\theta/(kV/cm)$	$P_0/mTorr$	n_0/cm^{-3}	
6.2	36	5.5	50	100	3	300	8	1.5	40	10	22	0.6	50	3.3×10^{15}	

3.2 等离子体密度、半径、长度、 $\langle\beta\rangle$ 值

根据估算出的等离子体温度, 由径向压力平衡关系式 $n_M kT = B_C^2/2\mu_0$ 可计算出 FRC 平衡时的最大粒子数密度. 考虑到关系式 (2) 及关系式 $kT_I = 0.30B_C^{4/5} B_*^{6/5}/\mu_0 n_0$, 有

$$n_M = 5n_0 G_C^{6/5}/3h, \quad (3)$$

式中 $G_C = B_C/B_*$. 在平衡状态下, 定义 $x_s = r_s/r_c$, 其中 r_s 为等离子体分界面半径, r_c 为 θ 箍缩线圈半径, 则可根据磁通量守恒系数及径向压力平衡得^[13]

$$x_s = 1.47(f_\phi x_t^2 G_{LO}/G_C)^{1/3}, \quad (4)$$

式中 $f_\phi \sim r_t P_0^{1/2}$, $x_t = r_t/r_c$, 其中 r_t 为石英玻璃管半径. 在 x_s 算出后, 可由 $r_s = x_s r_c$ 计算等离子体分界面半径. 等离子体压力平衡状态可表述为 $P_m = P + B^2/2\mu_0 = B_C^2/2\mu_0$, 式中 P 为等离子体热压力, B 为等离子体内冻结磁感应强度, B_C 为等离子体分界面外部磁感应强度. 由等离子体在轴向处于收缩平衡可得^[13]

$$\langle\beta\rangle = \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \frac{P}{P_m} dA = 1 - x_s^2/2. \quad (5)$$

对平衡时的细长 FRC, 在分界面内粒子总数可表示为

$$N_e = \left(\frac{2}{3}\right) \pi r_s^2 l_s n_M \langle\beta\rangle, \quad (6)$$

这里 l_s 为分界面长度. (6) 式由等离子体温度假定为常量且分界面为椭圆形而得到. 在大多数 FRC 实验中, 预加热磁化等离子体形成后测得的 N_e 值基本上为在 θ 箍缩线圈长度 l_c 内初始粒子数总数 $N_0 = \pi r_c^2 l_c n_0$ 的 2/3, 这里 n_0 为初始密度^[13]. 则由 $N_e = 2N_0/3$ 可得 $n_M = n_0 x_t^2 / (\langle\beta\rangle x_s^2 z_s)$. 其中 $z_s = l_s/l_c$ 为等离子体归一化长度. 结合 (3) 式可得

$$z_s = l_s/l_c = 3x_t^2 h / 5(G_C^{6/5} x_s^2 \langle\beta\rangle). \quad (7)$$

3.3 等离子体沉积能量及约束时间

在箍缩过程中, 假设等离子体热压力做功全部沉积为等离子体能量, 则

$$E = \int P dV = 3/2 \int d(PV) = 3\pi r_s^2 l_s \frac{B_0^2}{2\mu_0} \langle\beta\rangle. \quad (8)$$

在达到平衡状态后, 随粒子输运过程等离子体内的沉积能量逐渐衰减. 通常能量约束时间为粒子

约束时间的一半, 近似为^[15]

$$\tau_E = 0.5\tau_N = 0.5R^2/\rho_{ie}, \quad (9)$$

式中 $R = r_s/\sqrt{2}$ 为等离子体磁场零点半径, ρ_{ie} 为离子回旋半径.

3.4 等离子体内平均磁感应强度

气体电离完成并开始箍缩时, 等离子体内俘获的磁通量为 $\Phi_{LO} = \pi r_c^2 B_{LO}$, 当等离子体达到平衡状

态时, 等离子体内保留的磁通量为^[13]

$$\Phi_e = (x_s/\sqrt{2})^\epsilon f_\phi \Phi_{LO}, \quad (10)$$

式中 ϵ 为磁通量守恒系数, 实验确定的值通常在 0.25—0.4 之间^[13]. 本文按低限值 $\epsilon \sim 0.25$ 估算, 则等离子体内平均磁场为

$$B_P = \phi_e [\pi(r_s/\sqrt{2})^2]^{-1}. \quad (11)$$

根据上述经验预测公式及“荧光-1”实验装置参数, 可得到磁化等离子体靶主要参数设计值, 并列入下表 3.

表 3 预加热磁化等离子体靶主要参数设计值

温度 ($T_e + T_i$)/eV	最大密度 n_M/cm^{-3}	分界面半径 r_s/cm	长度 l_s/cm	β 值	沉积能量 E/kJ	平均磁感应强度 B_P/kG	分界面内粒子总数 N_e	约束时间 $\tau_E/\mu\text{s}$
~ 300	6.6×10^{16}	1.9	17	0.95	3.9	5	7.3×10^{18}	~ 20

4 固体套筒压缩定标及点火条件分析

FRC 等离子体靶形成后, 可通过绝热压缩达到点火条件. 绝热过程要求压缩时间比粒子碰撞时间长, 但比约束时间短, 比如 FRC 形成过程中的反向磁场压缩过程及磁化靶聚变中的固体套筒压缩过程均属绝热过程. 这两种方式都可以用来再次压缩 FRC 靶. 然而, 磁场压缩过程中金属边界保持不变, x_s 会逐渐变小, 输入电能大部分以磁场能量形式存储在分界面外部, 仅有少部分能够转化为等离子体内能, 因而压缩加热效率低, 这也是为什么磁化靶聚变都采用额外的固体套筒进行绝热压缩的原因.

对于固体套筒压缩细长 FRCs 情况, 考虑到 $T \sim B_C^{4/5}$ 及 $n \sim B_C^{6/5}$, 并假定压缩过程中等离子体内磁通量守恒, 即 $\phi_e = \pi r_c^2 B_c (x_s/\sqrt{2})^{3+\epsilon}$ 为常数, 则可得压缩过程中磁场、等离子体分界线长度、等离子体温度及密度定标律.

$$B_c \sim x_s^{-(3+\epsilon)} r_c^{-2}, \quad (12)$$

$$l_s \sim B_c^{-6/5} r_s^{-2} \sim r_c^{2/5} x_s^{2(4+3\epsilon)/5}, \quad (13)$$

$$T \sim B_c^{4/5} \sim x_s^{-4(3+\epsilon)/5} r_c^{-8/5}, \quad (14)$$

$$n \sim B_c^{6/5} \sim x_s^{-6(3+\epsilon)} r_c^{-12/5}. \quad (15)$$

上述定标律都是 x_s 与 r_c 的函数. 对于磁场压缩与固体套筒压缩过程, x_s 与 r_c 的变化分别占主导地位, 也即是说, 磁场压缩过程主要是 x_s 变化, 而 r_c 不变, 相反, 固体套筒压缩主要是 r_c 变化, 而 x_s 基本不变. 据此, 假定固体套筒最终的

径向压缩率为 10, 等离子体靶初始参数取为表 3 所列设计值, 则固体套筒压缩后等离子体峰值密度为 $n_f \sim n_M \times 10^{2.4} \sim 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 等离子体温度 $T_f \sim (T_i + T_e) \times 10^{1.6} \sim 12 \text{ keV}$, 等离子体内磁感应强度为 $B_{pf} \sim B_P \times 10^2 \sim 50 \text{ T}$, 分界线半径 $r_{sf} \sim 0.19 \text{ cm}$.

对于 D-T 等离子体, 聚变点火条件的三乘积表达式为 $nT\tau_E > 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{s}$. 若等离子体温度取 $T \sim 10 \text{ keV}$, 则聚变点火条件简化为 $nT\tau_E > 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. 在 FRC 及 MTF 中, 由等离子体 $\beta \sim 1$ 可得 $B_c^2 \sim 2\mu_0 nkT$, 离子回旋半径 $\rho_{ie}(\text{cm}) \approx 0.16 \times 10^8 \text{ cm}^{-1/2} [n(\text{cm}^{-3})]^{-1/2}$, 结合 (9) 式可得 $nT\tau_E \approx 3 \times 10^{-14} R^2 n^{3/2}$, 则聚变点火条件可描述为

$$[R(\text{cm})]^2 [n(\text{cm}^{-3})]^{3/2} > 10^{28} \text{ cm}^{-2.5}. \quad (16)$$

另一种磁化靶聚变点火条件采用温度、磁场及等离子体特征尺度来描述^[16].

$$T \sim 7\text{—}10 \text{ keV},$$

$$BR \sim 45\text{—}65 \text{ T} \cdot \text{cm}, \quad (17)$$

式中 B 为等离子体内磁感应强度, R 为等离子体靶特征尺度, 通常采用等离子体内磁场零点半径值. 根据前文描述的固体套筒绝热压缩定标结果, 等离子体温度条件均可以满足, (16) 式对应的计算值为 $2.4 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2.5}$, (17) 式对应的 BR 计算值为 $10 \text{ T} \cdot \text{cm}$, 与聚变点火要求在同一量级, 数值上均差 5 倍. 要提高上述数值, 可能采取的措施包括: 提高

固体套筒半径压缩率 (比如大于 25 倍); 增加 FRC 初始充气压力.

5 结论

本文主要介绍了“荧光 -1”实验装置的物理参数设计. 采用 Pspice 电路模型对分时放电能源系统放电过程进行了分析及优化, 确定了实验装置建设规模、系统参数及放电时序, 并依据半经验理论定标方法, 给出了“荧光 -1”实验装置建成后可能达到的磁化等离子体状态参数. 定标分析结果表明其与磁化靶聚变要求的等离子体靶初始状态参数基本相符. 尽管这种方法采用了某些经验常数, 且尚

未考虑辐射输运等过程, 精度有限, 但该方法对实验装置参数的物理设计是有指导意义的, 同时也有助于更直观地理解等离子体形成、绝热压缩过程中某些重要物理参数的影响. 将来, 在“荧光 -1”实验装置建设完成后, 需要建立关于高温高密度磁化等离子体形成的状态参数数据库, 并对上述预测方法中的经验常数进行定量确认, 完善预测理论并提高预测精度. 此外, 本文也仅限于磁化等离子体形成过程的半经验理论分析. 在等离子体靶形成后, 可采用梯度引导磁场方式或锥形 FRC 线圈方式把它引出到套筒压缩区, 再采用炸药驱动或电磁驱动 (如输出电流达 30 MA 的 ATLAS 装置) 的固体套筒压缩达到聚变点火条件.

-
- [1] Taccetti J M, Intrator T P, Wurden G A, Zhang S Y, Aragonz R, Assmus P N, Bass C M, Carey C, deVries S A, Fienup W J, Furno I, Hsu S C, Kozar M P, Langner M C, Liang J, Maqueda R J, Martinez R A, Sanchez P G, Schoenberg K F, Scott K J, Siemon R E, Tejero E M, Trask E H, Tuszewski M, Waganaar W J, Grabowski C, Ruden E L, Degnan J H, Cavazos T, Gale D G, Sommars W 2003 *Rev. Sci. Instr.* **74** 4314
- [2] Degnan J H, Amdahl D J, Brown A, Cavazos T, Coffey S K, Domonkos M T, Frese M H, Frese S D, Gale D G, Grabowski T C, Intrator T P, Kirkpatrick R C, Kiuttu G F, Lehr F M, Letterio J D, Parker J V, Peterkin R E, Roderick N F, Ruden E L, Siemon R E, Sommars W, Tucker W, Turchi P J, Wurden G A 2008 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **36** 80
- [3] Gotchev O V, Knauer J P, Chang P Y, Jang N W, Shaupm M J, Megerhofer D D, Betti R 2009 *Rev. Sci. Instr.* **80** 043504
- [4] Lynn A G, Merritt E, Gilmore M, Hsu S C, Witherspoon F D, Cassibry J T 2010 *Rev. Sci. Instr.* **81** 10E115
- [5] Slutz S A, Herrmann M C, Vesey R A, Sefkow A B, Sinars D B, Rovang D C, Peterson K J, Cuneo M E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056303
- [6] Stephen A S, Roger A V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 025003
- [7] Finn J M, Sudan R N 1982 *Nucl. Fusion* **22** 1443
- [8] Armstrong W T, Linford R K, Lipson J, Platts D A, Sherwood E G 1981 *Phys. Fluids* **24** 2068
- [9] Siemon R E, Armstrong W T, Bartsch R R 1983 *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Vol. 2) (Vienna: IAEA) p283
- [10] Intrator T, Zhang S Y, Degnan J H, Furno I, Grabowski C, Hsu S C, Ruden E L, Sanchez P G, Taccetti J M, Tuszewski W, Waganaar W J, Wurden G A 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2580
- [11] Degnan J H, Adamson P, Amdahl D J, Delaney R, Domonkos M T, Hackett K E, Lehr F M, Ruden E L, Tucker W, White W, Wood H, Grabowski C, Brown D, Gale D, Kostora M, Parker J, Sommars W, Frese M H, Frese S D, Camacho J F, Coffey S K, Makhin V, Intrator T P, Wurden G A, Sieck P, Turchi P J, Waganaar W J, Siemon R E, Awe T J, Bauer B S, Fuelling S, Lynn A G, Roderick N F 2010 *Proceedings of the 13th International conference on Megagauss generation and relative topic* Suzhou, P.R. China, July 6–10, 2010 p553
- [12] Green T S, Newton A A 1966 *Phys. Fluids* **9** 1386
- [13] Tuszewski M 1988 *Nucl. Fusion* **28** 2033
- [14] Tuszewski M 1988 *Phys. Fluids* **31** 3754
- [15] Steinhauer L C 2011 *Phys. Plasmas* **18** 070501
- [16] Basko M M, Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J 2000 *Nucl. Fusion* **40** 59

Physical design of the “Ying-Guang 1” device*

Sun Qi-Zhi[†] Fang Dong-Fan Liu Wei Qing Wei-Dong Jia Yue-Song
Zhao Xiao-Ming Han Wen-Hui

(Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, China)

(Received 10 September 2012; revised manuscript received 17 October 2012)

Abstract

“Ying-Guang 1” is a multi-bank pulsed power device for investigating the formation, confinement and instability of the high temperature and high density field-reversed configuration (FRC) plasma injector for the magnetized target fusion (MTF). This paper described the physical design of the “Ying-Guang 1” device which will be constructed in 2013 at the Institute of Fluid Physics, CAEP. Theoretical results show that the peak reversed current and magnetic field of this device are 1.5 MA and 4 T respectively with the rise time of 3 μ s. Based on the semi-empirical formula developed by Tuszewski the magnetized plasma of equilibrium density $6.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and temperature $(T_i + T_e) \sim 300 \text{ eV}$ could be achieved on the “Ying-Guang 1” device when the initially filled D_2 gas pressure is about 50 mTorr, and the length of the FRC separatrix is 17 cm with a radius of 2 cm. The average ratio of the thermal pressure to magnetic pressure β is about 0.95, and the magnetic field embedded in plasma is 0.5 T. From the adiabatic compression scaling laws and the corresponding ignition conditions, the formed FRC plasma target of the “Ying-Guang 1” device approaches the necessity of the MTF if the radius compression ratio of the solid metal liner were set to 10.

Keywords: pulsed power, field reversed configuration, magnetized plasma, magnetized target fusion

PACS: 84.70.+p, 52.55.Lf, 52.25.Xz

DOI: 10.7498/aps.62.078407

* Project supported by the Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2011B0402009).

[†] Corresponding author. E-mail: sunqizhi@hotmail.com