



·惯性约束聚变物理与技术·综述·

磁化套筒惯性聚变研究进展*

赵海龙, 肖波, 王刚华, 王强

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 磁化套筒惯性聚变(MagLIF)是一种新的聚变构型,它结合了传统惯性约束聚变和磁约束聚变的优点,理论上可以显著地降低聚变实现的难度,未来必将朝着点火的目标进一步发展,具备极大的应用潜力。针对这一特殊构型,分别从理论、实验和工程三个部分介绍了国际上该领域主要的研究进展,内容覆盖理论研究、数值模拟、实验加载、测量与诊断、负载设计与加工、分解实验、构型改进等多个方面,通过该文能够对该领域的研究现状有相对完善的了解,对未来发展趋势也有一定的认知。

关键词: 可控核聚变; 磁化套筒惯性聚变; 研究进展

中图分类号: O539

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202032.190357

Research progress of Magnetized Liner Inertial Fusion

Zhao Hailong, Xiao Bo, Wang Ganghua, Wang Qiang

(Institute of Fluid Physics, CAEP, P. O. Box 919-105, Mianyang 621900, China)

Abstract: Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF) is a new concept of controlled fusion, which combines both advantages of traditional magnetic confinement fusion (MCF) and inertial confinement fusion (ICF). It has promising application potentials because theoretically it can dramatically lower the difficulties in realizing controlled fusion. For purpose of better understandings of MagLIF, we investigate and summarize the main progresses achieved in this field. This paper will acquaint researchers with MagLIF research progress in the following domains: theoretical and analytic research, numerical simulations, experimental configurations, measurements and diagnostics, load designs and fabrications, laser driving MagLIF and auto-magnetization target. It will also provide heuristic perspectives for future MagLIF research.

Key words: controlled fusion; magnetized liner inertial fusion; research progress

能源是人类社会和文明发展的基础,而可控核聚变被认为是解决未来能源需求问题的重要手段之一。当前聚变科学的主流研究方向是磁约束聚变(MCF)^[1-3]和惯性约束聚变(ICF)^[4-6],二者的差异主要来自于聚变实现的方式。以相对容易实现的氘氚(DT)聚变反应为例,在不考虑外部加热的情况下,稳态时 α 粒子加热功率和韧致辐射以及热传导损失相平衡,就认为达到点火条件,这种平衡对燃料等离子体状态参数 $p\tau_T = 2T(n\tau_E)$ 有最低要求,即劳森判据,当温度 15 keV 时,表达式如下^[7]

$$(p\tau_T)_{\min} = 8.3(0.1 \text{ MPa} \cdot \text{s}) \quad (1)$$

对应上述判据, MCF 与 ICF 分别通过较长的约束时间和极大的压力来满足要求。

然而传统的聚变构型都面临着不同的工程和技术问题,距离点火的目标仍有一定的差距,因此有必要探索新的聚变构型,以尽量降低聚变的实现难度。这其中,在惯性约束聚变中对磁场的利用和引入成为研究热点,称为磁惯性聚变(MIF)。典型的构型主要有:等离子体射流驱动的磁惯性聚变(PJMIF)^[8-10]、磁化靶聚变(MTF)^[11-13],以及直接在激光驱动惯性聚变靶丸引入磁场的磁化 ICF^[14]等。

通过在快速套筒内爆中引入磁场和预加热,美国圣地亚实验室于 2010 年提出磁化套筒惯性聚变(MagLIF)^[15],其本质是利用套筒压缩磁化并预加热燃料,从而实现惯性约束聚变。MagLIF 整个过程包括三个主要阶段:燃料磁化、激光预加热和套筒压缩,如图 1 所示。首先,用外部磁场线圈对套筒中的燃料进行磁化,特定时刻使用激光器

* 收稿日期:2019-09-16; 修订日期:2020-01-10

基金项目:国家自然科学基金项目(11205145, 11605189)

作者简介:赵海龙(1985—),男,助理研究员,从事脉冲功率技术及其应用研究; ifp.zhaoailong@qq.com。

对燃料进行加热,燃料经过预热后温度可达 50~400 eV 并完全等离子体化^[16],此时磁场冻结于燃料内,随着套筒内爆被一起压缩。借助磁场的作用可以显著抑制燃料热传导损失、提升 α 粒子能量沉积效率^[17],在有限的驱动能力下降低聚变实现的难度,具有极大的应用潜力。

MagLIF 研究在理论、模拟以及实验上均取得快速的进展^[18-23],引发全世界科学家对该领域的关注,未来必将进一步朝着点火的目标继续发展。鉴于其在国防与军事科技领域的重要应用价值,有必要及时跟踪掌握国际上 MagLIF 研究进展,做好相应的理论与技术储备。本文分别从理论与数值模拟、实验和工程三个部分介绍该领域最新的研究进展,内容覆盖理论研究、数值模拟、实验加载、测量与诊断、负载设计与加工、分解实验、构型改进等多个方面,通过本文能够对该领域的研究现状有相对完善的了解,对未来发展趋势也有一定的认知。

1 理论与数值模拟

理论和数值模拟在 MagLIF 研究过程中发挥了主导作用,主要研究目标为定标规律的建立、关键物理图像认知、不稳定性的影响以及靶参数设计,从而回答该构型是否合理、套筒内界面的完整性,以及预期实验结果与参数依赖关系等问题。主要研究方式包括定性、半定量的解析方法,专业的磁流体数值模拟程序,以及集成化的物理模型设计,目前存在的主要问题集中在实验结果与数值模拟程序预期差异较大,意味着程序模型、算法或者物理图像认知上仍有较大完善空间。

用于开展 MagLIF 数值模拟研究的磁流体(MHD)程序主要有三个:Gorgon(帝国理工大学)^[24-25],LASNEX^[18-19,26]和 HYDRA^[20,27](劳伦斯利弗莫尔实验室)。此外,西班牙马德里理工大学的 Ramis 教授等人所开发的开源流体力学程序 MULTI-IFE^[28-29],引入磁场后也尝试应用于 MagLIF 的初步计算^[30-31]。

1.1 零维定标模型

零维模型由 S. A. Slutz^[15] 提出,主要用于 MagLIF 定标规律的建立和基准模型参数设计,控制方程为 MHD 方程组,表达式如下

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (3)$$

$$\rho \frac{de}{dt} + p \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \rho w \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \left(\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \quad (5)$$

式(2)~(5)分别是质量、动量、能量守恒方程和磁扩散方程,在材料状态方程的支持下,可通用于描述包含套筒和燃料在内的多介质运动过程,需要额外考虑燃料能量方程,由下式描述

$$c_v \frac{dT}{dt} = G_{pdV} - L_{rad} - L_{cond} + G_\alpha \quad (6)$$

其中 c_v 为燃料的比热容, G_{pdV} 是套筒压力做功的能量收益, L_{rad} 是由于辐射导致的能量损失, L_{cond} 是由于热传导引发的能量损失, G_α 则是得益于 α 粒子能量沉积的收益。

对聚变燃料而言,辐射损失的主要来源是韧致辐射,可以写出损失表达式为^[7]

$$L_{rad} = 5.35 \times 10^3 n_{20}^2 T_k^{1/2} \quad [\text{W/m}^3] \quad (7)$$

整理后写作

$$L_{rad} = 7.9 \times 10^{16} \Gamma T^{\frac{1}{2}} \quad [\text{W/cm}] \quad (8)$$

其中 $\Gamma = \rho r$ [g/cm^2], 代表燃料面密度, r 为燃料外半径大小,单位 cm, T 为燃料温度,单位 keV。

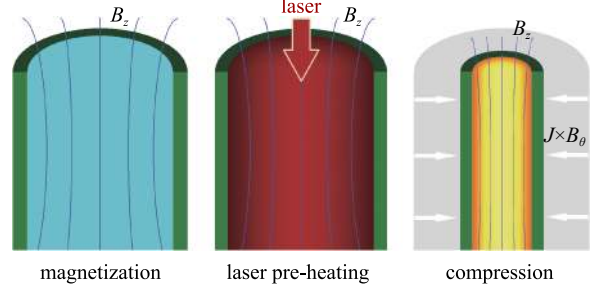


Fig. 1 Schematic of MagLIF process, including three main stages

图 1 MagLIF 过程示意图(包含三个主要阶段)

由于轴向强磁场的引入,对电子热传导有极大的抑制作用,需对燃料热传导系数进行修正,写作

$$k_{ce} = 3.16n \frac{kT}{m_e} \tau_e \left(\frac{1 + 0.39x_e^2}{1 + 3.9x_e^2 + 0.26x_e^4} \right) \quad (9)$$

其中 $x_e = \omega_{ce} \tau_e$ 为霍尔参量, $\omega_{ce} = eB/m_e$ 为电子回旋频率, τ_e 为电子-离子平均碰撞时间。若假设离子均匀分布,则 $\tau_e = \tau_{ei} = 1.1 \times 10^{10} T^{3/2} / n \ln A$, 对氘氚燃料而言,令库仑对数 $\ln A$ 取 7, 则热传导能量损失写作

$$L_{\text{cond}} = 8.7 \times 10^{12} T^{7/2} \left(\frac{1 + 0.39x_e^2}{1 + 3.9x_e^2 + 0.26x_e^4} \right) \text{ [W/cm]} \quad (10)$$

其中 $x_e = \omega_{ce} \tau_e = 0.001 1T^{3/2} B_z / \rho$, B_z 为轴向磁场强度,单位 T, ρ 为燃料密度,单位 g/cm^3 。

得益于轴向磁场的存在,氘氚聚变 α 粒子能量沉积增加。在温度 7~13 keV 的范围内,氘氚聚变反应截面近似写作 $\langle \sigma v \rangle \approx 2.74 \times 10^{-19} T^{2.6} \text{ cm}^3/\text{s}$, 误差不超过 5%, 得到沉积的 α 粒子能量表达式为

$$P_\alpha = 7.4 \times 10^{15} G_\alpha^2 T^{2.6} f_\alpha \text{ [W/cm]} \quad (11)$$

其中 f_α 为 α 粒子能量沉积系数,在外加磁场的作用下,写作下式

$$f_\alpha \approx \frac{x_\alpha + x_\alpha^2}{1 + \frac{13x_\alpha}{9} + x_\alpha^2}, \quad x_\alpha = \frac{8}{3} \left(\frac{\rho r}{G_\alpha} + \frac{b^2}{\sqrt{9b^2 + 1000}} \right) \quad (12)$$

其中, $b = r/r_\alpha = Br/26.5 \text{ [cm/T]}$, $r_\alpha = 26.5/B$ 是 3.5 MeV 能量 α 粒子的回旋半径, G_α 为燃料中 α 粒子的面密度,在燃料面密度 0.2~0.4 g/cm^2 、温度 5~10 keV 的范围内, $G_\alpha \approx 0.015 T^{3/2} \text{ g/cm}^2$ 。

聚变释放的能量为 $Y_{\text{fusion}} = \int \dot{E}_{\text{fusion}} dt$, $\dot{E}_{\text{fusion}} = 5p_\alpha / f_\alpha$, 单个粒子内能约为 $(3/2)k_B T$, 整个压缩过程中燃料吸收的总能量近似为

$$E_{\text{fuel}} = 3.8 \times 10^{10} \rho_s r_s^2 T_s \text{ [J/m]} \quad (13)$$

其中 ρ_s , T_s , r_s 分别是迟滞时刻燃料的密度 [g/cm^3]、温度 [keV] 和半径 [cm], 由聚变产额和燃料内能可计算得到燃料能量增益因子, 定义为 $Q = Y_{\text{fusion}} / E_{\text{fuel}}$ 。

1.2 理论与解析模型

在各类简化的基础上,研究人员提出了半解析、缩比参数等模型,可更加简捷、快速地获得所需结果,对于理解整个 MagLIF 物理过程, MHD 程序校验等方面有积极贡献。其中, R. D. McBride 与 S. A. Slutz 提出的半解析 MagLIF 模型^[32-33] SAMM 最为全面,模型覆盖以下关键因素:激光预加热,脉冲功率驱动套筒内壁,套筒压缩及解析 EOS、人为粘性、磁压和欧姆加热,燃料的绝热压缩及加热,辐射损失与燃料光透,考虑 Nernst 项损失的磁通压缩,磁化电子、离子热传导损失,端面损失,预设混杂引起的额外损失,任意比例下的氘氘(DD)初级反应和 DT 初级反应, α 粒子能量沉积。需要注意由于该模型简化较多,因此所给出计算结果主要用于 MHD 模拟程序的补充。

劳伦斯利弗莫尔实验室 D. D. Ryutov 针对 MagLIF 关键物理过程,提出了缩比模型的分析思路^[34],采用无量纲的缩比参数以保证决定等离子体行为的关键参数在不同系统内保持不变。这种思路很有借鉴意义,因为小型装置通常具有更便利的诊断条件,同时也意味着较为低廉的实验成本。

海军实验室(NRL)的 A. L. Velikovich 等人对 MagLIF 实验涉及的磁通压缩以及热传导损失部分进行了深入的理论研究^[35]。对 Braginskii 经典等离子体输运方程的分析表明,从等离子体到套筒壁的热传导损失由热传导和对流主导,磁通损失由对流和 Nernst 项主导,对于较大的电子霍尔参量而言,磁通与热扩散系数随霍尔参量的增加而降低,成反比关系,比例关系与 Bohm 扩散相似。

圣地亚实验室 I. R. Lindemuth 给出了三种磁化负载构型(柱形内爆+轴向磁场,柱形内爆+角向磁场,球形内爆+角向磁场)下,参数空间(密度-能量-速度)中不同构型取值合理性的分析^[36]。主要结论是三种构型都存在能量增益大于 30 的负载设计,提供了靶负载参数设计和驱动器能量需求,并指出高增益负载下驱动器的发展方向,对初始等离子体密度给出了下限:临界密度要求分别是 $10^{17}/\text{cm}^3$, $10^{18}/\text{cm}^3$ 和 $10^{20}/\text{cm}^3$,这也对靶等离子体生成方案提出了制约。

西班牙马德里理工大学的 Rubio 博士在 MagLIF 简单构型解析表达式基础上,讨论了热等离子体燃料与冷等离子体外壁交互状态下,质量与磁通损失情况^[37-39](模型见图 2)。认为根据初始磁刘维数和电子霍尔参量的不同, MagLIF 内爆过程中磁通存在超扩散和磁化两种机制,分别对应磁化强度的增加与减少。作者针对两种机制下磁场强度、温度和磁通损失分别作了计算分析, Nernst 效应在磁场向外扩散中发挥了重要作用,但是根据计算结果,

当等离子体处于磁化机制下时,中心热区域处于磁绝缘状态,经历理想的绝热压缩,这意味着Nernst效应被排斥在中心热区之外,有助于该区域磁通守恒的改善。

1.3 不稳定性模拟

套筒内界面直接影响了MagLIF构型中内爆速度、磁通损失和燃料混杂等关键结果,因此尽力保证一个好的、可接受的不稳定性发展结果是MagLIF实验成功的必要条件,得益于长期开展Z箍缩数值模拟工作,圣地亚实验室在金属套筒内爆不稳定性数值模拟上取得了显著成果^[40-42]。

为进一步校验其数值模拟工具的预测能力并检验不稳定发展可控性,2010年圣地亚实验室在Z装置上开展了两批次磁瑞利泰勒(MRT)不稳定性实验^[40]。用波长为25~400 μm的正弦扰动,作为触发固体铝套筒表面不稳定性的初始扰动,用空间分辨率为15 μm的X射线成像装置,对套筒外表面MRT不稳定性增长演变过程进行观测。辐射磁流体动力学数值模拟与实验结果的对比表明,50 μm波长触发的不稳定性的实验结果与模拟结果吻合得最好,实验中不稳定性发展基本可控。

2013年,T. J. Awe等人在实验中第一次发现包含轴向磁场的套筒内爆过程中,会形成螺旋型不稳定性结构^[43],这与传统套筒Z箍缩内爆所形成的柱对称结构不稳定性发展完全不同。普遍认为有外加原因导致套筒外表面叠加了轴向和角向两种磁场分布,从而引发螺旋型扰动源,但是形成螺旋型的初始扰动的原因却始终未曾探明。2016年,A. B. Sefkow在美国物理学会等离子体物理年会上报告了圣地亚实验室有关螺旋不稳定性数值模拟研究进展^[44],通过系统模拟揭示了螺旋不稳定性增长的根源,当考虑传输线中的等离子体和磁场效应时,研究人员发现套筒外的等离子体参与了上部混合振荡并轰击套筒,导致在早期阶段对套筒的外表面形成初始扰动源(图3),这可能为螺旋型不稳定性结构提供了初始扰动源。

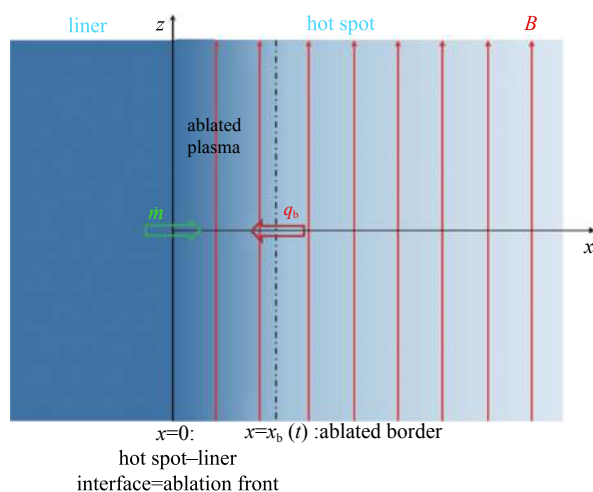


Fig. 2 Schematic of analytic MagLIF model
图2 MagLIF简单构型解析表达式中的模型示意图

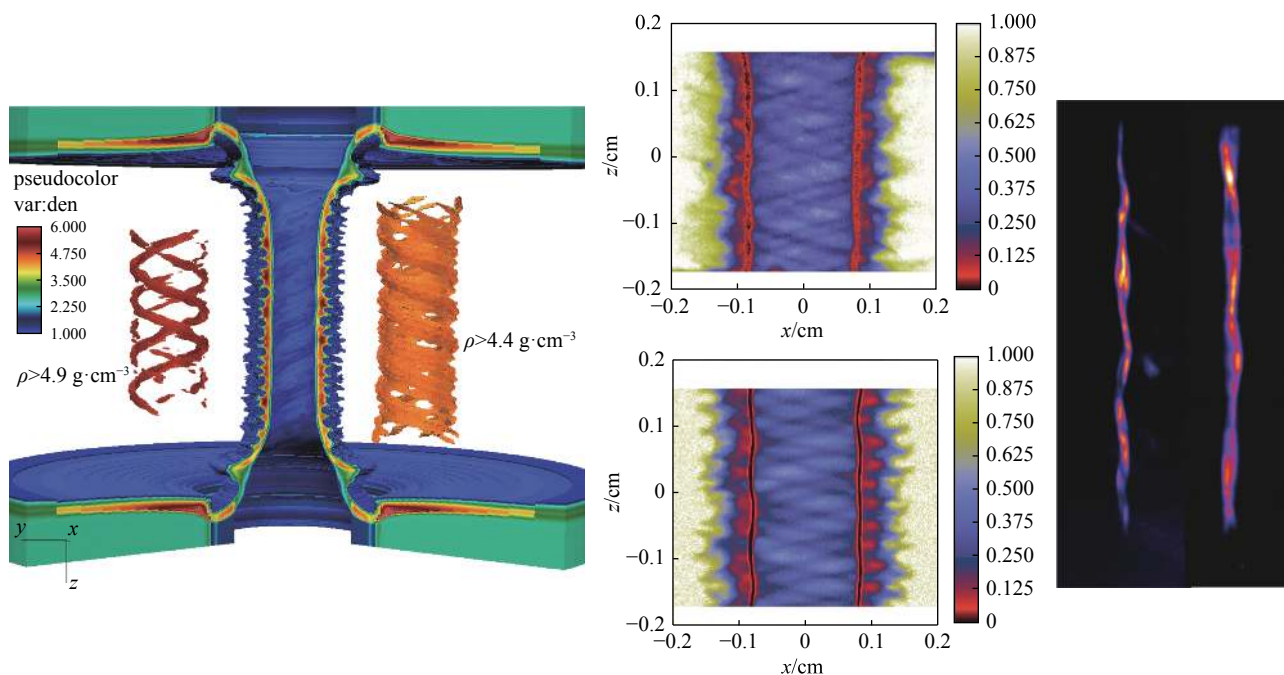


Fig. 3 Demonstration of helical instability structure simulated by HYDRA with PIC code
图3 圣地亚实验室关于螺旋不稳定性结构的模拟结果展示

对此问题康奈尔大学C. E. Seyler等人开展了MagLIF套筒动力学模拟,再现螺旋不稳定性结构,并从物理上揭示了螺旋结构形成的原因^[45]。根据模拟结果,功率源发射的低密度等离子体流会对套筒外部的磁场进行压缩,该行为会在外表面引起螺旋状的MRT初始扰动,从而引发螺旋型不稳定性结构。在数值模拟中使用增强的MHD

模型(XMHD)引入霍尔项从而增加对低密度等离子体的处理,才能很好地再现这种结构。

另一个重要研究成果是有关电热不稳定性 and 材料强度的影响。J. D. Pecover 和 K. J. Peterson 等人通过自身工作表明, MRT 初始扰动可以通过联合考虑电热不稳定性 (electro-thermal instability, ETI) 和 electro-choric 不稳定性 (electro-choric instability, ECI) 来描述^[24, 46]。其中, 电阻率对温度的依赖是引起 ETI 的主要原因, 表明初始扰动受温度影响的阻抗特性驱动, 并反过来影响套筒表面电流和温度分布, 形成正反馈。在固态情况下, 热传导和阻性扩散限制了 ETI 的发展幅度, 然而当套筒外表面气化时, 气化点附近部分区域因为密度降低导致电阻率急剧升高, 电流会更加深入地套筒内部扩散, 从而导致更为强烈的高密度尖峰, 形成 ECI 不稳定性。三维 Gorgon 数值模拟结果显示, 材料强度的影响会相对提高 ETI 和 ECI 不稳定性的波长和幅值, 而全状态的 MRT 不稳定性数值模拟相比之前的随机初始扰动模式有了长足的进步, 模拟结果也和实验吻合得更好。

1.4 靶参数设计

S. A. Slutz 基于一维 LASNEX 程序给出 MagLIF 负载点参数设计, 旨在最大限度利用 ZR 装置驱动能力, 实现燃料能量收支平衡^[15, 21]。参数设计为: 套筒材料铍, 初始参数为 $B_0 = 30$ T, $T_0 = 250$ eV, $\rho_0 = 3.0$ mg/cm³, $R_0 = 3.24$ mm, 套筒位型比 (半径/厚度) 6, 高度 5.0 mm。在 27 MA 峰值电流驱动下, 一维 LASNEX 计算获得的聚变能量产额为 500 kJ, 燃料吸收能量 120 kJ, 峰值压缩密度 0.5 g/cm³, 最大压力 3×10^{14} Pa, 压缩比 23, 峰值燃料温度约 8 keV, 峰值磁场强度约 1.35×10^4 T。

A. B. Sefkow 等人经过计算, 使用 HYDRA 程序给出了集成化的 MHD 数值模拟结果, 针对 Z 装置集成实验能力提出近期设计: 峰值电流为 18~20 MA, 初始轴向磁场 10 T, 激光预加热能量 2 kJ (2 ns), 负载套筒使用金属铍, 位型比 6, 外半径 0.279 cm, 线质量密度 138 mg/cm, 内部填充 1.5 mg/cm³ 的 DD 燃料, 套筒高度 7.5 mm^[20]。有两点考虑: 一是套筒高度影响负载电感, 可能导致加载到负载上的驱动电流减少; 第二是套筒高度对激光预加热效果有影响, 等离子体温度可能不及预期。

迟滞时刻 (图 4) 燃料与套筒吸收能量密度分别为 50 kJ/cm 和 550 kJ/cm, 压缩比 28, 燃料半径约 84 μ m, 密度 0.6 g/cm³, 面密度 6 mg/cm², 峰值温度 5 keV, 对应压力 2.5×10^{14} Pa。压缩后燃料中轴向磁场强度峰值时刻可达 $(4.0 \sim 7.5) \times 10^3$ T, 计算表明整个压缩过程中约有 36% 的磁通损失掉。

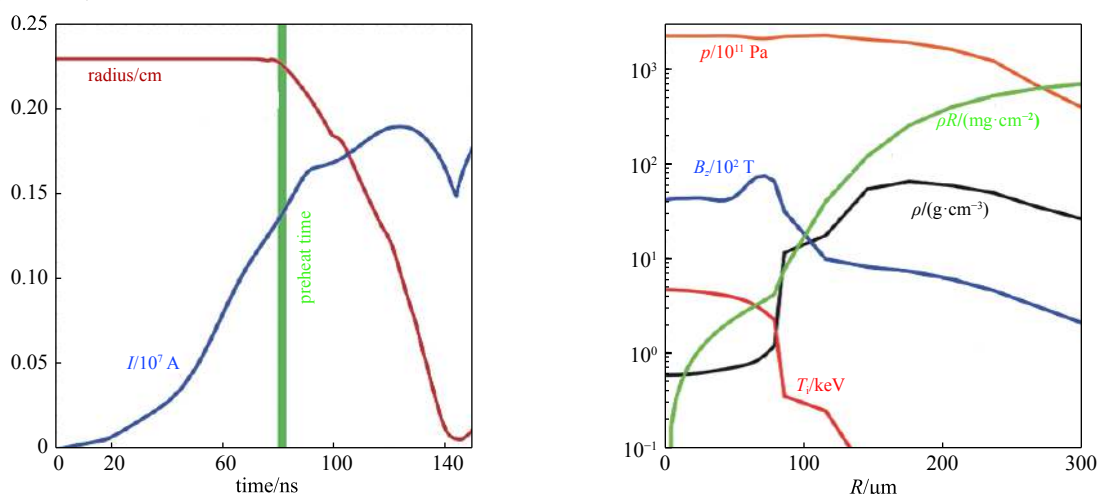


Fig. 4 Recent design results calculated by HYDRA

图 4 近期设计负载参数数值模拟结果

考虑 Z 装置的驱动能力还有提升空间 (最高 27 MA), 因此 A. B. Sefkow 随后提出了近期升级设计, 该设计的靶参数为: 峰值电流为 23.7 MA, 初始轴向磁场 40 T, 激光预加热能量 6.2 kJ (2 ns, 700 μ m 半径), 负载套筒使用金属铍, 位型比 6, 外半径 0.3 cm, 高度 10 mm, 线质量密度 160 mg/cm, 内部填充 1.2 mg/cm³ 的 DT 燃料。

迟滞时刻套筒与燃料吸收的总能量分别为 895 kJ 和 68 kJ, 燃料质量与磁通损失比例分别是 44% 和 32%。聚变燃料的约束半径 96 μ m, 密度 0.3 g/cm³, 面密度 4 mg/cm², 峰值温度 15 keV (平均 8 keV), 对应压力 3.4×10^{14} Pa。磁化燃料参数 6.5, 对应磁化强度 BR 为 1.8×10^2 T·cm, 满足 Basko 在文献 [47] 中所提出的点火判据。DT 聚变中子产额 3.0×10^{16} , 聚变能量 84 kJ, 持续时间约 4 ns (半高宽 2.1 ns), 考虑燃料所有吸收的能量, 则聚变增益 (定义为 $Q = Y_{\text{fusion}}/E_{\text{fuel}}$) 约 1.2, 接近传统激光 ICF 的实验结果。

2 实验与配套研究

基于前期计算结果, 圣地亚实验室在配套制靶工艺与诊断能力提升的基础上, 于 Z 装置上开展了首批实验, 验证了 MagLIF 的有效性, 实验结果为更好地认知物理过程提供了直接条件。然而也引发新的问题, 特别是实验产额与程序预期的巨大差异, 使得更多力量投入到预加热机制的研究中去, 当前存在的主要问题是激光预加热效率的提升, 以及替代方案的考虑上。

2.1 首批集成实验

经过充分的计算和设计, 2014 年首批 DD 出中子集成实验在 Z 装置上成功进行^[22], 主要参数为: 驱动电流 19 MA, 上升时间 100 ns, 特定时刻激光预加热能量为 2.5 kJ/1 TW, 套筒最大内爆速度 70 km/s, 燃料迟滞时刻温度达 3 keV, 电子和离子温度处于平衡, DD 反应中子产额 2.1×10^{12} , X 光诊断显示热核反应中心区域宽 60~120 μm , 持续时间约 2 ns, 次级 DT 反应中子产额 $> 10^{10}$, 燃料等离子体面密度估算仅为 2 mg/cm^2 , 证明磁化燃料发挥了显著的作用。

对应的负载参数为: 金属铍套筒, 高 7.5 mm, 外半径 2.325 mm, 位型比 6, 上端内加 0.5 mm 的铝衬套, 下端内加 1.0 mm 的尼龙衬套, 以减少和电极接触所产生的壁不稳定性。初始燃料密度分别为 0.7 和 1.5 mg/cm^3 , 激光注入孔 (LEH) 窗口使用聚合物箔, 弯曲成球盖形状, 半径 1.5 mm, 高度 0.6 mm。负载设计示意如图 5 所示。初始轴向磁场 10 T, 激光能量分为两次加载, 500 J 的预脉冲持续时间 4 ns, 用于破坏 LEH 窗口, 提升主脉冲与燃料的耦合效率。

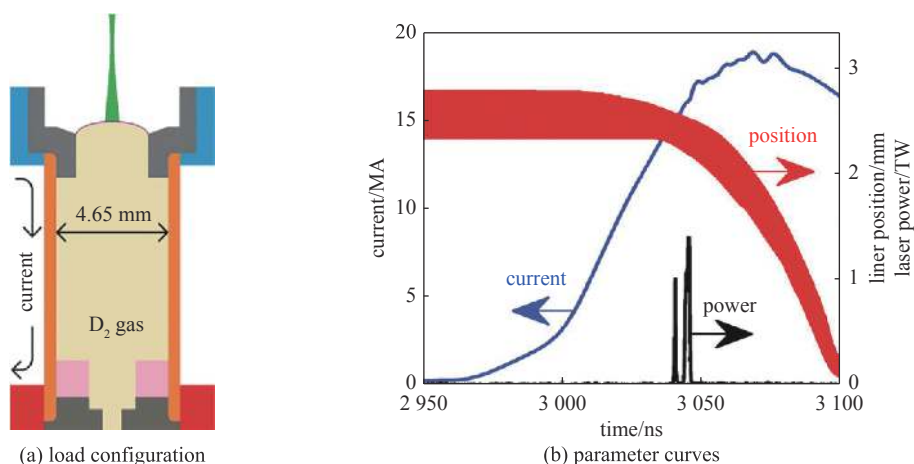
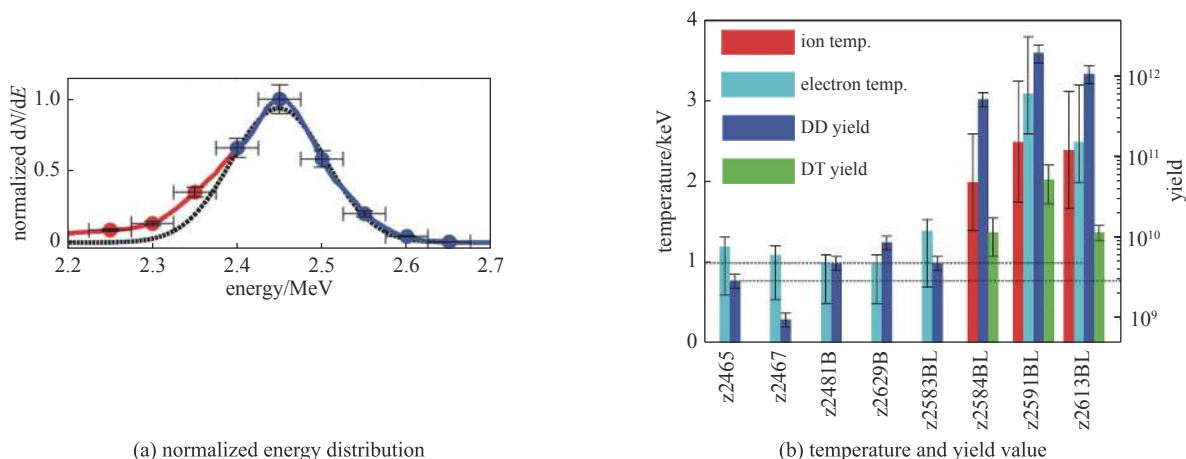


Fig. 5 Schematic of integrated MagLIF experiments' load configuration and laser preheat curve

图 5 首批 MagLIF 集成实验负载结构示意图与激光预加热曲线

实验测量结果如图 6 所示, 实验发次后面的 B 和 L 分别代表该发实验中是否使用了轴向磁场和激光预加热, 除了 Z2481 和 Z2583 发实验外, 所有的实验初始燃料密度均为 0.7 mg/cm^3 。1 keV 处标出的虚线基本代表电子温度测量能力的下限, 3×10^9 处虚线则代表了 DD 中子产额测量的背景噪声, DT 中子产额的测量下限为 7×10^7 。保持负载设置不变, 更改预加热和轴向磁场参数, 发现最好的情况下, 迟滞时刻离子和电子温度分别是 2.5 keV, 3.1 keV,



(a) normalized energy distribution

(b) temperature and yield value

Fig. 6 Experimental results of integrated MagLIF shots on Z facility

图 6 Z 装置上首批 MagLIF 集成实验测量结果

对应的 DD 聚变中子产额 2.1×10^{12} 。

后续文献 [48] 公布了首批 MagLIF 实验的更多细节和具体状态参数, 且设计开展了对比实验 (control experiment), 证明没有激光预加热或燃料磁化的套筒压缩实验在中子产额上是失败的。由自发射图像可以判断 X 光和中子产生区域的体积, 再加上电子温度、X 射线能量产额、混杂比例, 可以反推燃料密度。根据 Z2613 发次实验结果, 中心区域燃料密度为 $0.2 \sim 0.3 \text{ g/cm}^3$, 结合发射体积, 可以得到热核反应区域的质量仅有初始质量的 $7\% \sim 25\%$, 这与模拟结果一致。计算表明高达 50% 的质量可以在内爆过程中损失掉, 而剩余质量中 60% 又分布在远离轴心、靠近套筒内表面的地方, 温度相对较低、密度较高。

2.2 激光驱动 MagLIF

首批实验结果和后续数值模拟结果, 都陆续提出了对于激光预加热效果的怀疑, 然而由于 Z 装置诊断条件受限和实验代价高昂, 因此在合作的基础上, D. H. Barnak 等人在 OMEGA 激光器上开展了激光驱动 MagLIF 的缩比研究 [49] (图 7), 取得了一定成果。相比于 Z 装置, OMEGA 激光能量大约 1 kJ, 据此设计的能量对应的点负载仅为 Z 上的 1/10, 负载使用直径 0.6 mm 塑料套筒, 内部填充 2.4 mg/cm^3 的 D_2 , 轴向磁场 10 T, 使用 OMEGA 产生 40 束激光来压缩套筒 (15.8 kJ, 1.5 ns), 单独一束激光 (180 J, 1.5 ns) 来预加热燃料到 100 eV, 轴向压缩均匀度 0.7 mm, 达到预期目标, 中子产额是预期的 2 倍。

J. R. Davies 在文章中披露了模拟和实验细节 [50]。二维数值模拟显示单束 OMEGA 激光可以将燃料预加热至 200 eV 的温度, 一维 MHD 模拟用来决定脉冲宽度、套筒厚度和燃料密度, 以便在保持和 Z 装置实验压缩比接近 (~ 25) 的情况下, 最大限度优化中子产额。如果将 OMEGA 实验结果等比例放大至 NIF 实验能力范围内, 一维模拟结果显示中子产额有 500 倍的增量。

2.3 预加热研究

根据实验测量结果, 所产生的中子产额比 HYDRA 数值模拟预期少了一个量级, 证据表明主要原因在于激光预加热能量沉积效率过低。圣地亚实验室 D. Sinars, M. Geissel, M. Gomez 等人在不同会议上交流了 MagLIF 研究的最新进展 [51-54], 主要内容是首批实验的结果和数值模拟对比, 重点阐述了激光预加热机制的不足之处, 包括 LEH 窗口必须很薄, 否则影响激光进入; 即便使用 $1.5 \mu\text{m}$ 厚度窗口, 测量到燃料中沉积的激光能量不足预期的 50% 等。这其中可能有测量仪器对于低能区间不敏感的原因 (意味着可能有 100 J 左右测量误差), 但观测到激光加热在燃料中引起激波的现象, 足以证明激光预加热确实存在较大缺陷。

高强度激光与密度是影响激光等离子体不稳定性 (LPI) 发展的决定因素, 过去的研究主要集中在传统激光 ICF 领域, 目标等离子体密度通常在激光临界密度的 10% 以上或 1% 以下, 对应激光强度约 10^{15} W/cm^2 , 电子温度 $3 \sim 5 \text{ keV}$, LEH 窗口厚度在亚微米量级, 而 MagLIF 实验所对应的状态 (5% 临界密度, $1.5 \sim 3.5 \mu\text{m}$ 的窗口厚度) 则少有涉及。M. Geissel 等人利用圣地亚实验室的 Z-Beamlet 激光器, 在 Pecos 靶加载平台开展激光预加热研究, 在相对较低的等离子体密度、温度和能量状态下, 在较大空间尺度范围内测量前向和反向散射光并减少损失, 实验结果表明受激布里渊散射 (SBS) 可造成注入激光高达 50% 的能量损失 [55]。在减少散射损失方面, 采用降低激光强度 (拉长脉冲) 并使用分布式相盘 (DPP) 的方法取得较好的能量沉积效果。

与此同时, J. R. Davies 等人在 OMEGA 装置上, 也针对性地开展了 LEH 窗口传输效率和激光反射损失的测量工作 [56]。实验中使用 $1.8 \mu\text{m}$ 厚的复合酰亚胺膜可承受 $14 \times 10^5 \text{ Pa}$ 的气体压力, 在此条件下使用热量计和时间分辨率达到 2.5 ns 的光谱仪, 对激光传输和反射效率进行了测量, 其中激光能量 $60 \sim 200 \text{ J}$, 强度 $(0.6 \sim 2.2) \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 以保证将燃料预加热到 100 eV 以上。测量结果表明, 早期一段时间内传输效率较低且逐步下降, 持续时间随激光强度增加而缩短, 并伴随着激光的侧散射以及显著的红移, 随后经过快速转换进入全传输模式。

在激光预加热机制不太理想的情况下, S. A. Slutz 提出带电粒子束作为预加热机制的可行性分析 [57]。二维数值模拟表明, 预加热能量随驱动电流上升而增加, 对应 Z 装置, 所需预加热能量为 $2 \sim 6 \text{ kJ}$, 对应 Z300 装置 48 MA 的电流, 则需要 30 kJ 能量, 对于高增益冷冻靶, 甚至需要增加至 40 kJ 能量。通过系列计算, 报告论证了电子束加

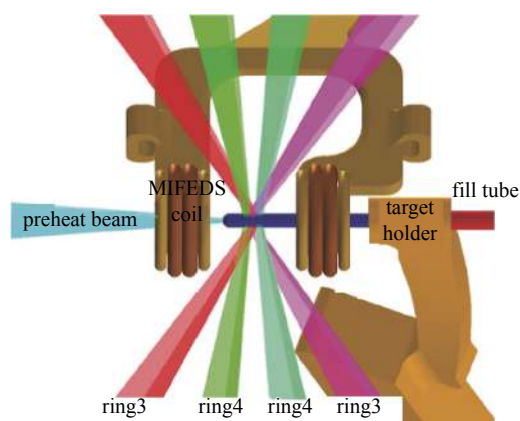


Fig. 7 Schematic of MagLIF driven by laser beams

图 7 激光驱动 MagLIF 构型示意图

热实际操作不可行,主要原因是停止距离太长的特性导致其无法应用。此外,800 keV 能量的离子束在 4.5 mg/cm^3 的 DT 燃料中停止距离为 1 cm 左右,看似可行,但是有效加热能力相差太远,仅为 0.03 TW,原则上可以考虑使用更高沉积效率的重离子来实现目标,例如锂离子。

2.4 诊断能力

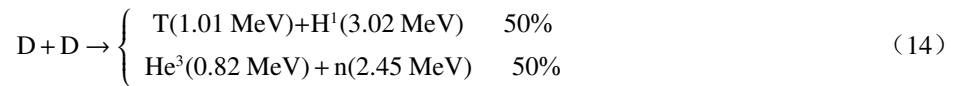
针对特定的发展需求,圣地亚实验室研发了多种配套的诊断设备和能力^[58-59],用于测量温度、密度、速度以及混合特征等,便于更好理解靶物理过程,同时为校验数值模拟程序提供数据。实验室开展了广泛应用于 ICF(不限 MagLIF)和高能量密度物理实验测量的高速单光线诊断测量设备研发^[60],并将 NDP(National Diagnostic Plan)支持下已经开发的混合 CMOS 系统,继续升级到高速单光线测量系统。这些测试设备和手段,在 MagLIF 集成实验中发挥了重要作用。

S. B. Hansen 在文献 [61] 中公布了诊断测量得到的首批次 MagLIF 实验热核反应区域的参数细节:迟滞时间 1~2 ns 内,燃料温度 3 keV,密度 0.3 g/cm^3 ,梯度以及燃料与套筒的混杂等状态参数分布。诊断设备获得了实验过程 X 射线时间积分图像,径向和轴向高能光子发射谱以及 X 射线光谱,有效的揭示了迟滞时刻中心区域各组分的光子发射和吸收情况。将中子测量情况与 X 射线时空测量结果结合,可以获得详尽、真实的 MagLIF 迟滞时刻等离子体状态:燃料密度 $0.2\sim 0.3 \text{ g/cm}^3$,温度 2~4 keV(内爆速度仅为 100 km/s),钨套筒混杂率 5~10%,燃烧持续时间 1~2 ns,燃烧半径 30~60 μm ,高度 4 mm。

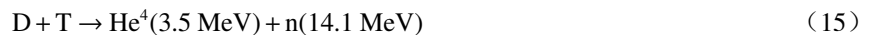
P. F. Knapp 进一步展示了 MagLIF 实验 X 光和中子谱测量结果^[62],从迟滞时刻各参数状态来看,激光预加热效果不理想,怀疑引入混杂(特别是 Al 的使用),未来实验考虑全部移除 Al(高 Z 混杂导致辐射损失倍增)。由于条件受限,不能直接测量预加热过程的演化情况,但是可以通过中子和高能 X 射线诊断迟滞时刻混杂情况,给出迟滞时刻各种状态参量的较准确描述,有助于了解实验进展。

2.5 燃料磁化

DD 聚变初级反应存在两个分支(各 50% 几率),其中一个会释放出氦离子,在强磁场条件下,氦在离开反应区域之前有可能和氘离子发生次级 DT 聚变反应,释放出高能中子。DD 反应的初级反应式如下



次级反应式如下



燃料磁化强度越大,次级反应发生的概率越高。因此借助 DT 反应和 DD 反应中子产额的具体测量结果,可以评估燃料磁化程度,P. F. Schmit 等人开发了这样一种方法,通过对次级反应中子能谱的等方分析(isotropic analysis),可以进一步约束测量边界,利用次级反应产额限定燃料混杂情况的上限^[63]。分析结果表明这些 MagLIF 实验取得了良好的磁化效果,聚变产物也得到很好的约束。

P. F. Knapp 等人在文献 [64] 中公布了上述方法的理论细节,根据该理论可以从次级 DT 反应产额中推出磁化强度参数 BR 的大小,这是磁惯性聚变中的关键参量。基于该方法,Knapp 等人分析了 Z 装置上首批 MagLIF 实验结果,给出迟滞时刻热核反应区域 BR 平均数值在 34 T·cm,证实 DD 初级反应释放出的氦原子处于磁化状态,这是首次对压缩磁场能够使燃料带电粒子产物进行磁化的实验证明。

帝国理工大学 B. Appelbe 等人设计了 MagLIF 实验中可能出现的磁场构型并使用 Gorgon 程序开展了系列计算,探讨不同拓扑结构的磁场对中子能谱的影响^[25]。研究中主要涉及三种可能的 MagLIF 构型:(1)柱形燃料+轴向/角向磁场;(2)柱形燃料但是端面箍缩更厉害,形成磁镜结构;(3)螺旋型燃料管道+螺旋型磁场。使用多物理场模型计算每种构型迟滞状态下次级反应中子能谱,计算结果表明角向和螺旋型磁场得到的结果与实验测量更加接近。

2.6 制靶与配套

MagLIF 实验制靶工作主要由通用原子能(GA)公司承担,进展主要包括以下几个方面:几何构型优化以便承受更多压力,镀膜以便提升物理诊断能力,沿轴向诊断窗口的精确机械加工能力,装配基准再现能力提升和装配时间减少 50%,以及在靶上安装气体压力转换器的能力^[65]。截止 2018 年,共研制出 11 种 MagLIF 负载设计,可承受 $1\sim 20 \times 10^5 \text{ Pa}$ 的内部压力,最大承受能力为 $33 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。

研制的 MagLIF 负载主要类型如图 8 所示, 高度 8~10 mm, 外径 2.1~5.0 mm。在此过程中, 根据特殊实验和诊断需要, 激光进入孔的设计也有较大进步, 目前窗口固定方式更为合理, 且垫圈厚度也大为减少, 可以最大程度降低 LPI 不稳定性发展, 提升激光预加热效率。

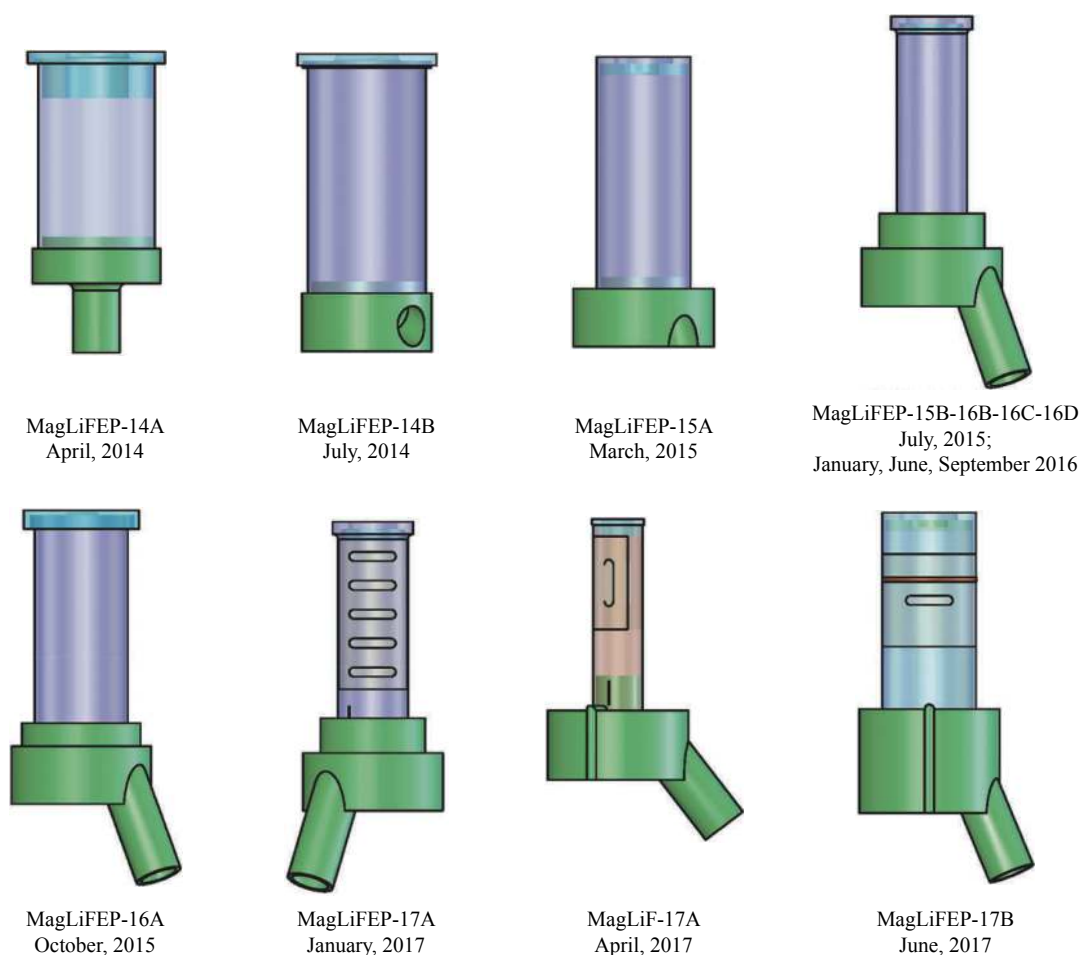


Fig. 8 Demonstration of main types of MagLIF load configurations

图 8 MagLIF 制靶设计的类型通览(高度 8~10 mm, 外径 2.1~5.0 mm)

此外, Z 装置上配套研发了专门用于 MagLIF 实验的大型冷冻降温平台^[66], 可以有效地将 LEH 窗口厚度降为原有的 1/10, 并针对性地做了修改以便让磁场更好地透入套筒内部, 现有能力可以在 5 min 内将氙气降温至液态。

3 新型设计与长远目标

轴向磁场在 MagLIF 过程中起到了非常重要的作用, 然而实验要求的磁场强度较高, 导致磁场线圈不可避免地会很臃肿, 既影响负载驱动电流, 也对诊断条件提出制约。利用波形调制和负载螺旋型设计, 可在电流早期阶段产生线性上升沿, 从而产生轴向磁场并尽可能缩短扩散时间。这个阶段存在的问题有两个, 第一是轴向磁场的作用和扩散机制尚未完全清楚, 其次是相应的套筒结构受到破坏, 可能导致不稳定性强烈发展, 从而影响内界面的完整。考虑未来实验发展目标是实现点火, 因此需要针对性地进行长远目标设计, 特别是带冰层的氙靶设计, 计算结果表明与经典 MagLIF 有较大差异, 对此也进行了介绍。

3.1 自磁化负载

典型的 MagLIF 负载构型中, 初始轴向磁场是通过外部线圈引入的。圣地亚实验室的 D. C. Lamppa 等人与 Milhous 公司的 J. Meissner 等人联合^[67]设计开发了用于 Z 装置上 MagLIF 实验的轴向磁场线圈系统, 由两个 4 mF/15 kV 的电容器组成。首批设计的线圈系统用于 40 多发次 Z 上的实验, 可以在提供 10 T 磁场强度条件下保证全窗口 (full access) 的诊断条件。然而, 安置线圈会占用原本非常紧凑的负载空间并导致电感增大, 降低有效驱动电流, 而且会导致许多光源诊断仪器的测量受到极大限制, 需寻找优化方案。

其中一种方式是通过倾斜回流柱设计, 可以利用装置自身电流的上升沿产生磁场, 从而去掉外部线圈的依赖,

其中的关键限制因素是扩散时间。P. A. Gourdain 等人^[68]讨论了当电阻梯度存在时, 电流趋肤效应失效的机理, 数值模拟结果表明, 30 T 磁场可以在 60 ns 内完成到套筒内部的扩散过程, 可以通过调整回流柱安置方式, 以螺旋排列的回流柱来替代外部磁场线圈。

与此同时, S. A. Slutz 等人^[69]提出了一种自磁化(AutoMag)套筒负载设计。该设计核心理念是将电流通道划分为若干条, 每两条之间通过绝缘物间隔, 利用调制后的电流驱动套筒加载, 从而实现轴向磁场产生和套筒内爆压缩两项功能, 该构型关键点在于电流通道设计、电流波形调制以及击穿时刻和效果的把握。

AutoMag 套筒加载过程大致可分为三个阶段: 磁化阶段、击穿阶段和内爆阶段, 如图 9 所示。磁化阶段驱动电流针对性地做了调制, 上升沿变得非常平缓, 近乎线性增加。如果套筒半径 r_L 取 0.3 cm, 回流罩半径 r_R 取 0.6 cm, 铍在套筒中物质占比 0.5, 计算表明当电流达到 0.6 MA 时就可以产生 30 T 强度的磁场。当轴向磁场达到理想的强度时, 令电流加载曲线快速上升, 增大的电场强度可以形成电击穿, 从而使得电流通道回到轴向上。击穿效果可以通过电流上升速率以及金属比例因子来控制, 但精确的电击穿时刻无法通过数值模拟预测, 需要实验来确定。

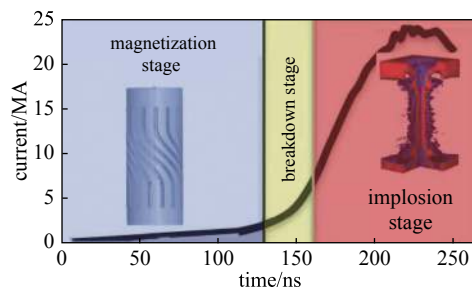


Fig. 9 Three main stages of AutoMag configuration
图 9 AutoMag 构型加载过程的三个主要阶段

AutoMag 负载构型的电感可以从标准 MagLIF 构型的 6.3 nH 降低为 3.7 nH, 使用 Bertha 程序计算预测负载的驱动峰值电流分别为 22 MA 和 18 MA, 这将极大的有利于提升聚变产额。圣地亚实验室在 Mykonos 平台上开展了原理验证实验, 设计多种 AutoMag 负载构型并测量轴向磁场产生和分布情况, 评估产生电击穿的决定性物理因素和过程。实验结果表明在 cm 量级的套筒上, 可产生不同区间范围的磁场强度, 在电流强度 350 kA 驱动下, 测量得到 90 T 的磁场, 与瞬态数值模拟结果一致。

3.2 高增益靶设计

在前期基础上, 考虑点火及商业化能源利用, A. B. Sefkow 等人提出了高增益 (>100) 长远目标设计^[19-20]。设计引入冰层燃料, 计算表明能量增益相比经典 MagLIF (纯气体燃料, 体加热) 在驱动电流为 30 MA 时只是略有不同, 但在 55 MA 时有了明显区别, 聚变产额达到 10 GJ/cm, 而 70 MA 时, 能量增益可达 1 000。

一维计算所使用的负载参数为: 金属铍套筒, 位型比 6, 外半径 0.488 cm, 线质量密度 428 mg/cm; 固态冰层 DT 燃料密度 0.25 g/cm³, 线质量密度 42 mg/cm, 位型比 5.5; 内部气态 DT 燃料密度 5 mg/cm³, 线质量密度 1.7 mg/cm, 对应压力大于冰层燃料的蒸汽压, 并且小于激光在等离子体中的截止密度; 初始轴向磁场 8 T, 外部驱动电流不变, 改变充电电压使得 110 ns 时电流达到峰值 70 MA。计算中通过在 65~97 ns 时刻内沉积 21 kJ 的能量来对气态燃料进行预加热, 到预加热结束时, 气体吸收能量为 17 kJ/cm。套筒内爆阶段持续 50 ns, 最大内爆速度约 150 km/s, 燃料压缩比 35。

迟滞时刻各状态量的分布如图 10 所示, 峰值时刻气体与冰层燃料密度分别为 2~45 g/cm³ 和 45~160 g/cm³, 约

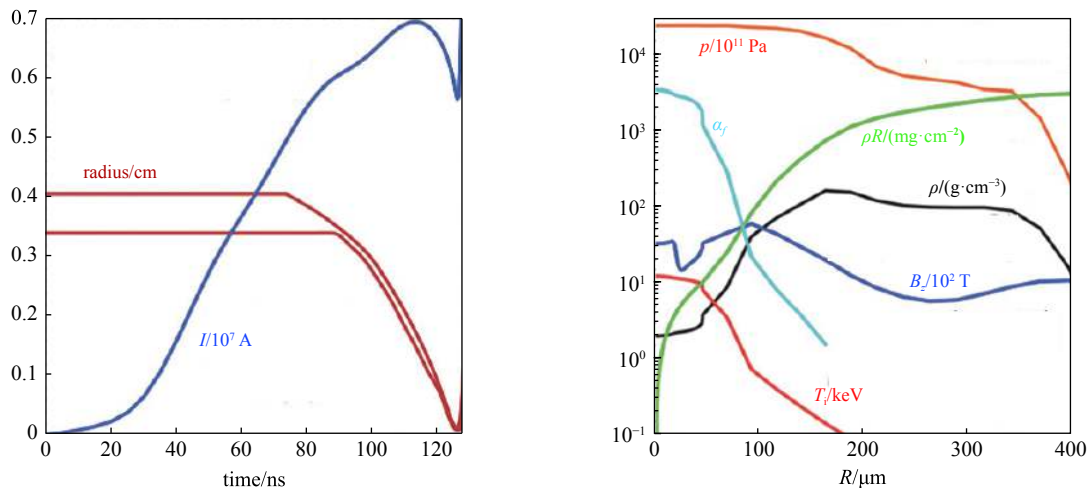


Fig. 10 Calculated results by HYDRA (with cryogenic DT layer)
图 10 理想情况下一维 HYDRA 计算结果(带冰层燃料 MagLIF)

束半径约 95 μm 和 169 μm , 气体、冰层、套筒面密度分别为 0.1 g/cm^2 , 0.8 g/cm^2 和 3.1 g/cm^2 , 峰值温度 13 keV, 压力 25×10^{14} Pa, 磁化燃料参数 2.2。DT 聚变中子产额 2.8×10^{21} , 聚变能量 7.9 GJ/cm, 持续时间约 0.4 ns, 燃料燃烧比例 53%, 能量增益 4 000, 靶负载能量增益 810。

此外, 针对未来应用装置, S. A. Slutz 等人以 Z300 和 Z800 装置设计参数为目标, 开展了 MagLIF 实验参数设计^[70]。Z300 和 Z800 是设计中的未来大型驱动器装置, 300 和 800 分别代表了预期达到的功率峰值(单位 TW), 二者分别可以提供 48 MA 和 65 MA 驱动能力。计算结果表明, 使用纯气体 DT 燃料, 在 Z300 和 Z800 的驱动能力下, 预计聚变产额分别是 18 MJ 和 440 MJ, 而如果在套筒内部增加冰层燃料, 则 Z800 驱动能力下, 聚变产额可增加到 7 GJ。随后作者进一步的计算结果^[71]表明: 对于给定的聚变增益, 所需的能量和电流随着上升时间的增加(10~500 ns)成单调递增关系, 暗示对于 MagLIF 实验, 长脉冲并不是一个很好的选择。

4 未来发展趋势

经过多年发展, 圣地亚哥实验室从理论、数值模拟到实验等多个角度, 证实了 MagLIF 构型可以在较低压缩比的前提下实现热核聚变反应, 并在 MRT 不稳定性、激光预加热和分解实验, 以及集成化数值模拟与实验方向上取得显著成果, 未来必将进一步朝着实现点火的目标继续发展。目前研究进展中有关端面效应、磁场压缩和损失、预加热等方向上仍有较多需要深入探索的地方, 但所取得的成就已经引发全世界科学家对该领域研究进展的关注, 具备极大的应用潜力。

与之对比的是, 国内对于 MagLIF 领域的相关研究基本还处在起步阶段, 相比其他单位, 中国工程物理研究院流体物理研究所现有聚龙一号装置在驱动、诊断和测量上都具备开展 MagLIF 分解实验的研究条件, 论证中的下一代大型脉冲功率装置更是具备了开展集成化实验甚至实现点火的潜在优势, 有着明确的需求和应用前景。当前首要问题是相应的数值模拟能力仍未具备, 必须尽快构建起能够综合考虑磁化、预加热、端面损失、磁通损失、套筒压缩、聚变反应等多种物理机制在内的、集成化的数值模拟工具, 这也是我们下一步工作的努力目标。

总之, MagLIF 聚变构型具备了科学、技术和工程三个方面的应用前景, 不仅有望为未来商业能源提供低成本的聚变实现方案, 其本身也是多物理场、多学科交叉的集成式创新典范, 能够拓展现有大型脉冲功率驱动装置应用范畴, 对流体不稳定性、等离子体物理、激光与物质相互作用、磁流体数值模拟等基础科学问题有持续推动, 对装置诊断能力提升、负载设计与调试等工程问题也有所促进, 值得投向更多的关注。

参考文献:

- [1] Aymar R. The ITER project[J]. IEEE Trans Plasma Science, 1997, 6: 1187.
- [2] Shimomura Y, Spears W. Review of the ITER project[J]. IEEE Trans Plasma Science, 2004, 14: 1369.
- [3] Huang Chuanjun, Li Laifeng. Magnetic confinement fusion: A brief review[J]. Front Energy, 2018, 12: 305.
- [4] Hurricane O A, Springer P T, Patel P K, et al. Approaching a burning plasma on the NIF[J]. Phys Plasmas, 2019, 26: 052704.
- [5] McCrory R L, Meyerhofer D D, Betti R, et al. Progress in direct-drive inertial confinement fusion[J]. Phys Plasmas, 2008, 15: 055503.
- [6] Mordecia D R, Meyerhofer D D, Betti R, et al. The physics issues that determine inertial confinement fusion target gain and driver requirements: A tutorial[J]. Phys Plasmas, 1999, 6: 1690.
- [7] Freidberg J. 等离子体物理与聚变能[M]. 北京: 科学出版社, 2010: 50-51. (Freidberg J. Plasma physics and fusion energy. Beijing: Science Press, 2010: 50-51)
- [8] Thio Y C F, Panarella E, Knupp C E, et al. Magnetized target fusion in a spheroidal geometry with standoff drivers[C]//The 2nd Conference on Current Trends in International Fusion Research. 1999: 113.
- [9] Parks P B. On the efficacy of imploding plasma liners for magnetized fusion target compression[J]. Phys Plasmas, 2008, 15: 062506.
- [10] Cassibry J T, Stanic M, Hsu S C, et al. Tendency of spherically imploding plasma liners formed by merging plasma jets to evolve toward spherical symmetry[J]. Phys Plasmas, 2012, 19: 052702.
- [11] Schoenberg K F, Siemon R E. Magnetized target fusion: A proof-of-principle research proposal[R]. LA-UR-98-2413.
- [12] Kirkpatrick R C. Magnetized target fusion(MTF) principle status and international collaboration[C]//Latin America Workshop on Plasma Physics. 1998.
- [13] Lindemuth I R, Kirkpatrick R C. Parameter space for magnetized fuel targets in inertial confinement fusion[J]. Nucl Fusion, 1983, 23: 263.
- [14] Perkins L J, M Ho D D, Logan B G, et al. The potential of imposed magnetic fields for enhancing ignition probability and fusion energy yield in indirect-drive inertial confinement fusion[J]. Phys Plasmas, 2017, 24: 062708.
- [15] Slutz S A, Herrmann M C, Vesey R A, et al. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field[J]. Phys Plasmas, 2010, 17: 056303.
- [16] Harvey-Thompson A, Geissel M, Jennings C, et al. Constraining preheat energy deposition in MagLIF experiments with multi-frame shadowgraphy[J]. Phys Plasmas, 2019, 26: 032707.

- [17] Paradela J, Garcia-Rubio F, Sanz J. Alpha heating enhancement in MagLIF targets: A simple analytic model[J]. *Phys Plasmas*, 2019, 26: 012705.
- [18] Perkins L J, Logan B G, Zimmerman G B, et al. Two-dimensional simulation of thermonuclear burn in ignition-scale inertial confinement fusion targets under compressed axial magnetic fields[J]. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 072708.
- [19] Slutz S A, Roger A V. High-gain magnetized inertial fusion[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 025003.
- [20] Sefkow A B, Slutz S A, Koning J M, et al. Design of magnetized liner inertial fusion experiments using the Z facility[J]. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 072711.
- [21] Slutz S A. Magnetized liner inertial fusion(MagLIF): The promise and challenges[C]//MagLIF Workshop. 2012.
- [22] Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, et al. Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 155003.
- [23] Knapp P F, Gomez M R, Hansen S B, et al. Origins and effects of mix on magnetized liner inertial fusion target performance[J]. *Phys Plasmas*, 2019, 26: 012704.
- [24] Pecover J D, Chittenden J P. Instability growth for magnetized liner inertial fusion seeded by electro-thermal, electro-choric, and material strength effects[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 102701.
- [25] Appelbe B, Pecover J, Chittenden J, et al. The effects of magnetic field topology on secondary neutron spectra in Magnetized Liner Inertial Fusion[J]. *High Energy Density Physics*, 2017, 22: 27.
- [26] Knapp C E, Kirkpatrick R C. Possible energy gain for a plasma-liner-driven magneto-inertial fusion concept[J]. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 070701.
- [27] Marinak M M, Kerbel G D, Gentile N A, et al. Three-dimensional HYDRA simulations of National Ignition Facility targets[J]. *Phys Plasmas*, 2001, 8: 2275.
- [28] Ramis R, Meyer-ter-Vehn J. MULTI-IFE—A one-dimensional computer code for Inertial Fusion Energy (IFE) targets simulations[J]. *Comput Phys Commun*, 2016, 203: 226.
- [29] Ramis R. 3D simulations of thin shell capsule implosions[C]//The 2nd International Conference on Matter and Radiation at Extremes. 2017.
- [30] Wu Fuyuan. Running MULTI-IFE standalone in Windows/Linux operating system[C]//Local Symposium. 2017.
- [31] Chen Shijia. Numerical simulation of MagLIF by MULTI-IFE[C]//Local Symposium. 2017.
- [32] McBride R D, Slutz S A. A semi-analytic model of magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 052708.
- [33] McBride R. D, Slutz S A, Vesey R A, et al. Exploring magnetized liner inertial fusion with a semi-analytic model[J]. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 012705.
- [34] Ryutov D D, Cuneo M E, Herrman M C, et al. Simulating the magnetized liner inertial fusion plasma confinement with smaller-scale experiments[J]. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 062706.
- [35] Velikovich A L, Giuliani J L, Zalesak S T. Magnetic flux and heat losses by diffusive, advective, and Nernst effects in magnetized liner inertial fusion-like plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 042702.
- [36] Lindemuth I R. The ignition design space of magnetized target fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 122712.
- [37] Garcia-Rubio F, Sanz J. Mass ablation and magnetic flux losses through a magnetized plasma-liner wall interface[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 072710.
- [38] Garcia-Rubio F, Sanz J. Mass diffusion and liner material effect in a MagLIF fusion-like plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 082112.
- [39] Garcia-Rubio F, Sanz J, Betti R. Magnetic flux conservation in an imploding plasma[J]. *Phys Rev E*, 2018, 97: 011201.
- [40] Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, et al. Measurement of magneto-Rayleigh-Taylor instability growth during the implosion of initially solid Al tubes driven by the 20-MA, 100-ns Z facility[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 185001.
- [41] Peterson K J, Yu E P, Sinars D B, et al. Herrmann simulations of electro-thermal instability growth in solid aluminum rods[J]. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 056305.
- [42] Peterson K J, Awe T J, Yu E P, et al. Electro-thermal instability mitigation by using thick dielectric coatings on magnetically imploded conductors[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 135002.
- [43] Awe T J, McBride R D, Jennings C A, et al. Observations of modified three-dimensional instability structure for imploding Z-pinch liners that are premagnetized with an axial field[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 235005.
- [44] Sefkow A B. On the helical instability and efficient stagnation pressure production in thermonuclear magnetized inertial fusion[C]//58th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American Physical Society. 2016.
- [45] Seyler C E, Martin M R, Hamlin N D. Helical instability in MagLIF due to axial flux compression by low-density plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 062711.
- [46] Peterson K J. Dramatic reduction of magneto-Rayleigh Taylor instability growth in magnetically driven Z-pinch liners [C]//20th International Conference on Plasma Science. 2015.
- [47] Basko M M, Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J. Ignition conditions for magnetized target fusion in cylindrical geometry[J]. *Nucl Fusion*, 2000, 40: 59.
- [48] Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, et al. Demonstration of thermonuclear conditions in magnetized liner inertial fusion experiments[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 056306.
- [49] Barnak D H. Laser-driven magnetized liner inertial fusion on OMEGA[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 056310.
- [50] Davies J R, Davies J R, Betti R, et al. Laser-driven magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 062701.
- [51] Sinars D B. Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF) research at Sandia National Laboratories [C]//1st Chinese Pulsed Power Society Workshop. 2015.
- [52] Geissel M. LEH transmission and early fuel heating for MagLIF with Z-beamlet [C]//45th Anomalous Absorption Conference. 2015.
- [53] Gomez M. Recent progress in Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF) experiments[C]//20th IEEE Pulsed Power Conference. 2015.
- [54] Geissel M, Awe T J, Bliss D E, et al. Nonlinear laser-plasma interaction in magnetized liner inertial fusion[C]//Proc of SPIE. 2016: 973100.
- [55] Geissel M, Harvey-Thompson A J, Awe T J, et al. Minimizing scatter-losses during pre-heat for magneto-inertial fusion targets[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25:

022706.

- [56] Davies J R, Bahr R E, Barnak D H, et al. Laser entrance window transmission and reflection measurements for preheating in magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 062704.
- [57] Slutz S A. On the feasibility of charged particle-beam preheat for MagLIF[R]. SAND 2015-1515R.
- [58] Hansen S. Investigating inertial confinement fusion target fuel conditions through X-ray spectroscopy[J]. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 056312.
- [59] Hansen S. Transport in and diagnostics of Magnetized Liner Inertial Fusion(MagLIF) experiments[C]//Radiation High Energy Density Physics Workshop. 2015.
- [60] Rochau G A. MagLIF and the potential of high-speed single line-of-sight detection for ICF[R]. SAND 2015-4415PE.
- [61] Hansen S B, Sefkow A B, Nagayama T N, et al. Diagnosing laser-preheated magnetized plasmas relevant to magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 122708.
- [62] Patrick K. Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF) experiments on Z: Spectroscopy and what's been learned about stagnation [R]. SAND 2015-5078PE.
- [63] Schmit P F, Knapp P F, Hansen S B, et al. Understanding fuel magnetization and mix using secondary nuclear reactions in magneto-inertial fusion[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 155004.
- [64] Knapp P F, Schmit P F, Hansen S B, et al. Effects of magnetization on fusion product trapping and secondary neutron spectra[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 056312.
- [65] Fooks J A, Carlson L C, Fitzsimmons P, et al. Evolution of Magnetized Liner Inertial Fusion(MagLIF) targets[J]. *Fusion Sci Technol*, 2018, 73: 1.
- [66] Awe T J, Shelton K P, Sefkow A B, et al. Development of a cryogenically cooled platform for the Magnetized Liner Inertial Fusion(MagLIF) program[J]. *Rev Sci Instrum*, 2017, 88: 093515.
- [67] Lamppa D C. The path to 30 tesla: field coil designs for the Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF) concept at Sandia's Z facility[C]. SAND 2015-4163C.
- [68] Gourdain P A, Adams M B, Davies J R, et al. Axial magnetic field injection in magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 102712.
- [69] Shipley G A, Awe T J, Hutsel B T, et al. Megagauss-level magnetic field production in cm-scale auto-magnetizing helical liners pulsed to 500 kA in 125 ns[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 052703.
- [70] Slutz S A, Stygar W A, Gomez M R, et al. Scaling magnetized liner inertial fusion on Z and future pulsed-power accelerators[J]. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 022702.
- [71] Slutz S A. Scaling of magnetized inertial fusion with drive current rise-time[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 082707.