评述

磁惯性约束聚变: 通向聚变能源的新途径

杨显俊, 李璐璐*

北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094

* 联系人, E-mail: li_lulu@iapcm.ac.cn

收稿日期: 2016-06-02; 接受日期: 2016-08-15; 网络出版日期: 2016-09-22

国家自然科学基金 (编号: 11175028, 11575029) 资助项目

摘要 磁约束聚变和惯性约束聚变是两种传统的聚变方式, 磁约束聚变的能量增益已经达到得失相当, 惯性约束聚变近年来也取得了突破性进展. 但传统聚变方式的等离子体参数处于两个极端, 相差 11 个量级, 且它们的设施庞大, 成本高昂, 研发周期很长. 磁惯性约束聚变兼具两种传统聚变方案的特点, 其等离子体参数介于它们之间, 同时由于其成本低廉, 设施小型化, 研发周期相对较短等优势, 因此具有潜在的商业价值, 近年来成为国际上比较活跃的研究领域. 本文将详细介绍磁惯性约束聚变的特点以及该领域的最新进展.

关键词 磁惯性约束聚变, 磁化靶聚变, 反场构型

PACS: 52.55.Lf, 52.58.-c

1 聚变途径研究发展的新动向

展情况.

磁约束聚变 (Magnetic Confinement Fusion, MCF) 和惯性约束聚变 (Inertial Confinement Fusion, ICF) 是两种传统的聚变方式, 磁约束聚变的能量增益已经实现得失相当^[1], 惯性约束聚变近年来也取得了突破性进展^[2]. 然而, 两种传统聚变途径仍然面临许多复杂而困难的问题, 距离真正的聚变能源时日尚远, 而且其设施庞大, 成本高昂, 研发周期过长. 同时, 聚变领域的专家学者也一直在努力探索小型而经济实用的聚变新途径, 这些新型聚变方案大都属于磁惯性约束聚变 (Magneto-Inertial Fusion, MIF) 的范畴. 本文将主要介绍近年来磁惯性约束聚变能源研究的发

1.1 磁约束聚变

为了实现轻核的聚变反应, 必须将聚变燃料 (氘氚) 加热到上亿摄氏度的高温, 地球上没有任何一种容器可以承受这么高的温度, 因此科学家们想到用磁场来约束聚变燃料的方法. 1950 年左右, 磁约束聚变研究涌现了一批创新性的磁场构型, 包括托卡马克 (Tokamak)、磁镜 (Magnetic Mirror)、仿星器 (Stellarator)、等离子体环形箍缩 (Toroidal Pinch) 等. 1960 年左右, 各种磁约束聚变方案的能量约束时间都受到 Bohm 定律的制约^[3]. 在 1968 年国际原子能机构会议上, T-3 托卡马克装置宣布其获得了中心电子温度

引用格式: 杨显俊, 李璐璐. 磁惯性约束聚变: 通向聚变能源的新途径. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 115202

Yang X J, Li L L. Magneto-inertial fusion: A new approach towards fusion energy (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 115202, doi: 10.1360/SSPMA2016-00279

1 keV 高温状态下 30 倍的 Bohm 约束时间. 然而, 其测量的准确性受到广泛的质疑. 为了验证 T-3 装置上实验的可靠性, 一批科学家组成了一个合作团队, 并将一个汤姆逊散射系统从 Culham 实验室运到了 T-3 所在的 Kurchatov 实验室^[3]. 1969 年在苏联杜布纳 (Dubna) 举行了一次特殊会议, 确认了 T-3 之前的结果. 这一结果的公布, 立即引起了轰动效应, 并进入了托卡马克建造的热潮. 当时的 Model C 仿星器在 6 个月内就改装成了 ST 托卡马克装置, 并很快证实了 T-3 装置上发现的约束性质的改进^[3]. 1978 年, 在 PLT 托卡马克上利用中性束注入的加热方式将离子温度提高到了 7.6 keV^[4]. 1982 年在德国 ASDEX 装置上首次发现了 H 模^[5]. 1986 年, 美国的 TFTR 利用 16 MW 的大功率氦中性束注入, 获得了 2 亿度的等离子体, 并产生了 10 kW 的聚变功率^[5]. 1997 年 12 月, JT-60 利用 DD 实验, 获得了等效为 DT 燃料时 1.25 的能量增益^[5], 基本上证明了磁约束聚变的科学可行性.

目前, 磁约束聚变主要以托卡马克为主, 国际上大型托卡马克的代表装置为美国的 DIII-D、欧洲的 JET、日本的 JT-60、俄罗斯的 T-15. 其中, 在 JET 和 JT-60 上已经实现了得失相当的聚变反应^[1,6], JT-60 装置上等效为 DT 燃料时的能量增益为 1.25, 聚变三乘积 $n\tau T$ 达到了 $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s keV}$. 磁约束聚变下一个阶段的代表将是 ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) 装置.

1985 年, 美苏两国领导人提出了 ITER 计划, 到 2006 年 5 月 24 日 7 个成员 (中国、欧盟、印度、日本、韩国、俄罗斯、美国) 签订了“联合实施国际热核聚变实验堆计划建立国际聚变能组织的协定”. ITER 装置将斥资 130 亿欧元在法国的 Cadarache 建造. ITER 计划分为三个阶段^[5]: 第一阶段是从 2007 年到 2021 年的实验堆建设阶段; 第二阶段为热核聚变运行实验阶段, 该阶段将验证聚变燃料的性能, 实验堆材料的可靠性, 聚变堆的可开放性等, 计划持续 20 年; 第三阶段为历时 5 年的实验堆退役阶段. ITER 的科学目标为^[5]: 在第一阶段, 通过感应驱动等离子体电流, 获得聚变功率 500 MW, Q 值大于 10, 能够持续燃烧 500 s 的等离子体; 第二阶段将通过非感应驱动电流, 获得聚变功率大于 350 MW, Q 值大于 5, 持续燃

烧 3000 s 的等离子体. 并在约束条件允许的情况下, 探索 Q 值大于 30 的稳态临界点火的燃烧等离子体. ITER 计划工程浩大, 工期较长, 目前该装置仍处于建造阶段.

2014 年 10 月 15 日, 洛克希德·马丁公司宣布了其在紧凑型聚变反应堆 (Compact Fusion Reactor, CFR) 研究方面的进展和规划 (www.lockheedmartin.com). 报道称未来十年内可能实现在卡车上安装的紧凑型聚变反应堆, 因此 CFR 装置迅速受到媒体的广泛关注. CFR 本质上是一个紧凑型的磁约束聚变装置. 该装置由中间的两个超导线圈和外围 7 个磁镜线圈 (与超导线圈电流相反) 组成, 其尺寸为 $2 \text{ m} \times 2 \text{ m} \times 4 \text{ m}$. 两个超导线圈在装置中心产生会切磁场构型, 通过强大的磁场梯度约束中心等离子体, 外围线圈产生磁镜场, 对逃离中心区的等离子体进行约束. 然而, 由于缺少具体的技术细节, CFR 的可行性遭到了广泛的质疑, 其具体表现有待于实验验证.

2015 年, 美国麻省理工大学提出了名为 ARC (Affordable, Robust, Compact) 的新型聚变反应堆概念设计^[7]. 其名称的含义为, 可负担起的健壮而紧凑的聚变反应堆. 事实上, ARC 是一个小型的托卡马克装置, 大圆半径 3.3 m, 小圆半径 1.1 m, 环向磁场 9.2 T, 设计功率 250–500 MW. ARC 的概念设计中使用新型高温超导材料 REBCO (Rare Earth Barium Copper Oxide) 产生更强的环向磁场, 这使 ARC 可以实现小型化设计, 大大降低设施成本; ARC 将探索在能量约束较高且杂质聚芯问题较小的 I 模下运行, 以达到更好的约束品质; ARC 采用了可拆解的模块化设计, 方便老化及损坏部件的更换, 特别是真空室的快速替换可以减缓第一壁的耐受性. ARC 现在仅处于概念设计阶段, 其可行性还有待于实验检验.

ITER 装置庞大的设施、高昂的费用、缓慢的建设进度等, 在一定程度上促使了 ARC 装置的提出, 尽管该装置仍处于初步的理论验证阶段, 但它的出现意味着科学家们正在试图寻找经济而紧凑的新型磁约束聚变方案.

除了托卡马克, 仿星器也是值得关注的一类磁约束聚变装置. 1958 年, Spitzer^[8] 提出了仿星器的概念. 与托卡马克不同, 仿星器的环向磁场以及极向磁场都由外部线圈提供, 因此在没有等离子体电流存

在的情况下, 仿星器依然可以对带电粒子进行有效地约束. 仿星器避免了等离子体电流带来的破裂问题, 因此能够更容易地实现稳态运行. 目前, 仿星器的代表装置为德国的 Wendelstein 7-X^[9] (W7-X). 该设施的总成本为 3.7 亿欧元, 2015 年 12 月 10 日第一次放电产生了氦等离子体, 2016 年 2 月 3 日第一次放电产生了 8 千万度高温, 持续 1/4 s 的氦等离子体. W7-X 的未来发展值得关注.

1.2 惯性约束聚变

惯性约束聚变以美国的 NIF 装置 (National Ignition Facility) 为代表. 20 世纪 90 年代初, 美国开始考虑 NIF 计划, 1997 年 5 月 29 日 NIF 装置正式破土动工, 2009 年 5 月 29 日完工, 总成本 35 亿美元, 占地面积相当于三个足球场. NIF 装置位于美国劳伦斯利弗摩尔国家实验室^[10], 是美国唯一可以模拟现代核装置中心物质状态的实验实施. NIF 装置的主要目标是, 在不通过地下核试验的情况下, 确保美国核武器库存的安全及可靠性¹⁾.

NIF 装置利用 192 路, 1.8 MJ, 500 TW 的激光入射到金腔内, 通过激光与黑腔内壁相互作用在黑腔内产生均匀的 X 光, 利用 X 光压缩 DT 靶丸实现聚变点火. 在峰值压缩时, 热斑的密度约 10^{25} cm^{-3} , 热斑温度达到 5 keV, 能量约束时间约 0.15 ns^[2]. 2012 年, 美国未能实现 NIC (National Ignition Campaign) 计划^[10]中的点火目标, 使人们认识到激光 ICF 仍有许多问题需要解决. 激光器的能量是一个重要的制约因素, 在现有激光器的能量水平下, 是否能够仅通过对激光波形整形以及对靶丸的物理设计来实现聚变点火仍不明确. 除此之外, ICF 依然面临许多其他的影响因素, 如入射激光的均匀性问题, 靶丸表面的对称性问题, 靶丸在压缩过程中不稳定性的增长问题, 超热电子导致靶丸不均匀加热的问题等.

2014 年, 通过新设计的高脚 (High Foot) 激光, 在 NIF 上首次实现了燃料能量增益 (Fuel Gain) 大于 1

的聚变反应^[2]. 燃料能量增益定义为聚变能与燃料在峰值压缩时总能量的比值. 以第 N131119 发实验为例, 实验中使用的激光为 1.9 MJ, 425 TW, 聚变产额为 17.3 kJ, 峰值压缩时燃料总能量 8.5–9.4 kJ, 因此燃料能量增益约为 2. 从这里可以看到 1.9 MJ 的激光能量, 只有很少一部分馈入到 DT 燃料中, 实验与真正意义上的靶丸能量增益 (Target Energy Gain) 为 1 仍有很大差距, 要实现聚变点火依然面临很多困难.

当 2012 年 NIF 点火失败后, 参与 NIF 计划的科学家们就开始考虑磁场的作用. 事实上, 2012 年底美国能源部向国会提交的报告²⁾中就明确提出了, 未来除了要研究间接驱动点火以及直接驱动点火, 还要研究磁场驱动的聚变途径. 随着 NIF 装置点火计划的失败, 惯性约束聚变领域的专家学者开始关注并重视磁场对惯性约束聚变起到的积极作用.

除了激光驱动的 ICF, 科学家们还提出了其他途径的 ICF. 如 Z 箍缩驱动的 ICF, 在金属丝阵上加载 Z 方向的脉冲强电流, 丝阵会在洛伦兹力的作用下进行内爆, 内爆速度可以达到约 100 km/s, 丝阵内爆到轴心后会通过碰撞产生强 X 射线, 利用强 X 射线压缩靶丸进一步实现聚变^[11]. 目前, Z 箍缩的代表设施为美国的 Z 装置, 该装置可以产生 20 MA, 100 ns 的脉冲电流, 通过 Z 箍缩可以产生 280 TW 的强 X 光^[12]. 在对氘燃料压缩的集成实验中实现了 3.5×10^{11} 的中子产额^[13].

重离子束驱动的聚变 (Heavy-Ion Inertial Fusion, HIF) 是另一条惯性约束聚变途径, 通过多束重离子轰击靶丸, 使 DT 燃料压缩到上千倍的固体密度, 进而实现聚变点火^[14]. HIF 的能量转换效率非常高, 加速器可以将电能的 30%–40% 转化为离子束能量, 离子束的能量几乎可以完全沉积在靶丸上^[14]. 与激光 ICF 相比, HIF 对靶丸的辐照均匀性比较差, 容易引起瑞利泰勒 (Rayleigh Taylor, RT) 不稳定性的增长. 然而, 由于高能离子束的能量沉积距离约 1 mm, 相对大尺度的密度梯度可以在一定程度上抑制 RT 不稳定性的增长^[14]; 另一方面, 通过加速器对离子束

1) lasers.llnl.gov

2) U.S. Department of Energy. National Nuclear Security Administration's Path Forward to Achieving Ignition in the Inertial Confinement Fusion Program. Report to Congress. Dec. 2012

摆动 (Wobbling) 的控制, 可以光滑化离子束的非均匀辐照, 减缓 RT 不稳定性增长^[14]. 美国的 NDCX-II 是用于研究 HIF 的代表装置, 该装置可以产生 50 nC, 1.2 MeV 的锂离子^[15].

1.3 磁惯性约束聚变

早在 20 世纪 80 年代, 苏联和美国就分别提出了 MAGO (俄文 MAGnitnoye Obzhatiye, 英文翻译为 Magnetic Compression) 和 MTF (Magnetized Target Fusion) 的磁惯性约束聚变方案^[16-19]. 由于磁惯性约束聚变兼具惯性约束聚变与磁约束聚变的特征, 结合了两者的优点, 因此更加容易实现聚变反应. 与磁约束聚变相比, 由于提高了等离子体密度, 因此不需要那么长的约束时间; 与惯性约束聚变相比, 由于磁场的引入, 可以降低电子热传导, 增加 α 粒子能量沉积, 使燃料升温更加容易.

1.3.1 磁惯性约束聚变的等离子体参数

1953 年, 劳森给出了可发生持续聚变反应的一般判据, 即单位时间内系统的聚变输出能量必须大于维持系统所需的输入能量, 这就是著名的劳森判据^[20]. 劳森判据指出, 对于 DD 反应, 要求温度大于 20 keV, 粒子数密度与能量约束时间的乘积 $n\tau$ 大于 $10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$; 对于 DT 反应, 要求温度大于 10 keV, $n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$.

由于 DT 的反应截面大, 更容易实现聚变, 因此目前的聚变研究主要集中在实现 DT 聚变. 对于磁约束聚变, 以 ITER 为例, 其等离子体密度 (见表 1^[21]) 约为 10^{14} cm^{-3} , 为了满足劳森判据, 则其能量约束时间要达到秒量级; 对于惯性约束聚变, 以 NIF 为例, 其等离子体密度为 10^{25} cm^{-3} , 能量约束时间为亚纳秒量级. 由此可见, MCF 与 ICF 的等离子体参数处于两个极端, 两者相差 11 个数量级. 正是由于 MCF 与 ICF 的极端参数条件促使了科学家们探索等离子体参数介于两者之间的聚变新途径. 一般来说, 对于同时具有惯性约束聚变和磁约束聚变特征, 等离子体参数介于两种传统聚变方法之间的新型聚变途径统称为磁惯性约束聚变^[22] (Magneto-Inertial Confinement, MIF).

表 1 中给出了柱形结构下 MIF 的建造成本以及等离子体参数与 MCF 和 ICF 的比较, 可以看到 MIF 的等离子体参数基本介于 MCF 与 ICF 之间. 关于聚变设施的成本, Lindemuth 和 Siemon^[21] 认为这主要和等离子体所需能量 (E_{ITER}) 以及等离子体加热速率 (NIF) 有关. 他们给出了一般聚变装置的成本核算公式, 成本 (美元) = $10^{10} E_{\text{plasma}} / E_{\text{ITER}} + 3 \times 10^9 P_{\text{heat}} / P_{\text{NIF}}$, 这里 $E_{\text{ITER}} = 320 \text{ MJ}$, $P_{\text{NIF}} = 1.1 \times 10^{14} \text{ W}$. 对于质量、密度、温度分别为 1.7 mg, 10^{20} cm^{-3} , 8 keV 的磁化靶, 需要的能量和驱动器功率分别为 1.6 MJ 和 $9 \times 10^{10} \text{ W}$, 由此可以测算出其成本约为 5100 万美元^[21], 远低于 MCF 和 ICF 的建造成本 (如表 1 所示). 正是由于其等离子体参数没有那么苛刻, 因此成本更加低廉, 同时更加容易实现装置的小型化. 尽管 MIF 避免了 MCF 和 ICF 极端等离子体参数所带来的困难, 但是 MIF 依然面临等离子体不稳定性, 磁场约束能力, 内爆压缩时的能量转换效率等共性问题.

1.3.2 磁场对点火条件的影响

Lindemuth 等人^[18] 在研究外加磁场对磁化靶点火条件影响时发现, 随着磁场的增大, 满足点火条件的等离子体参数空间增大. 同时, 能量增益的最大值也随磁场增加而增大. 例如对于质量 2 μg 的 DT 靶丸, 球形内爆壳层动能 10 kJ 的情况, 磁场为 0.1 T 时, 最大能量增益为 0.8, 无法达到点火条件; 当磁场增大

表 1 不同聚变方式的建造成本及等离子参数^[21]

Table 1 Fundamental physical parameters and cost for fusion systems [21]

参数	ITER	MIF example	ICF
形状	环形	柱形	球形
成本 (M\$)	10000	51	3000
密度 (cm^{-3})	10^{14}	10^{20}	1.4×10^{25}
温度 (keV)	8	8	8
压强 (atm)	2.6	2.6×10^6	3.6×10^{11}
磁场 (T)	5	100	0
约束时间 (s)	0.9	9×10^{-7}	6.6×10^{-12}
质量 (mg)	350	1.7	0.01
体积 (m^3)	8.3×10^2	4.0×10^{-6}	1.8×10^{-13}

到 10 T 时, 最大能量增益达到 9.1; 继续增大磁场到 100 T, 最大能量增益达到 11.8^[18].

Basko 等人^[23]对柱对称条件下的磁化靶聚变的点火条件进行了详细的计算分析, 给出了温度 $T = 7\text{--}10\text{ keV}$ 时的点火条件为 $BR \geq (6.5 - 4.5) \times 10^5\text{ G cm}$. Basko 等人^[23]计算的 Lindl-Widner 图反映了点火参数区间随着磁场增加而扩大.

1.3.3 磁场对 neutron 产额的影响

事实上, 在惯性约束聚变的研究中, 已经有相关工作讨论了磁场对于 ICF 的改善作用. 一般来讲, 磁场可以降低电子热传导损失, 并有利于 α 粒子的能量沉积, 这是对 ICF 有利的一面; 另一方面, 磁场的引入会破坏球对称性, 使靶丸在压缩阶段向不对称性方向发展, 这对于 ICF 而言是不利的. 正是由于两方面的竞争关系, 对于特定的实验需要选择最佳的磁场大小.

2012 年, 罗切斯特大学^[24]报道了其在 OMEGA 装置上关于磁场在激光驱动聚变中的作用. 该实验为了研究磁场的作用, 在内爆压缩之前, 使用 80 kG 的轴向磁场将靶丸磁化, 然后进行内爆压缩.

实验结果如图 1 所示, 与靶丸未磁化的情形相比, 由于磁场对带电粒子的约束作用, 可以减少电子热传导, 并有利于 α 粒子的能量沉积, 磁化后的靶丸其聚变中子产额增加了 30%, 离子温度上升了 15%.

图 1 (网络版彩图) OMEGA 装置上有无磁场时的聚变中子产额以及离子温度^[24]

Figure 1 (Color online) Neutron yield and ion temperature with and without magnetized implosions^[24].

1.3.4 磁场对聚变产额的影响

2013 年, 参与 NIF 计划的学者用二维磁流体力学程序研究了磁场在激光聚变中的作用^[25]. 图 2 中给出了 0–100 T 种子磁场下聚变产额随烧蚀层外表面扰动振幅的变化. 从图 2 中可以看到, 当种子磁场从 0 T 增加到 40 T 时, 聚变产额随磁场增加而增大, 当磁场增大到 100 T 时, 聚变产额反而减少.

从 0–40 T, 由于磁场增大会降低电子热传导损失, 并抑制流体不稳定性的增长, 因此聚变产额增大. 当磁场继续增大时, 会改变峰值压缩时靶丸的球对称性, 进而导致产能的减小. 该实验证明, 在 ICF 中引入合适的磁场, 可以有效提高聚变产额.

2 国际磁惯性约束聚变的新进展

磁惯性约束聚变对驱动器及等离子体靶的要求没那么苛刻, 同时具有体积小、成本低的优点, 近年来已经成为国际研究的热点问题. 2015 年 8 月, 美国能源部下属的 ARPA-E (Advanced Research Projects Agency-Energy) 机构开始资助 ALPHA (Accelerating Low-cost Plasma Heating and Assembly) 项目 (www.arpa-e.energy.gov), 该项目的目标是发展低成本, 高重频 ($> 1\text{ Hz}$), 中间密度 ($10^{18}\text{--}10^{20}\text{ cm}^{-3}$) 的聚变方案. ALPHA 项目共资助了 9 个课题, 总资助额度 3200 万美元, 这些项目基本属于磁惯性约束聚变的范畴, 显示出美国政府对该领域的重视.

本节将介绍国际上比较受关注的几种磁惯性约束聚变方案.

图 2 (网络版彩图) 0–100 T 种子磁场下的聚变产额^[25]

Figure 2 (Color online) Fusion yield under initial seed magnetic fields from 0 to 100 T^[25].

2.1 LANL/AFRL 的磁化靶聚变

美国洛斯阿拉莫斯国家实验室 (Los Alamos National Laboratory, LANL) 与美国空军研究实验室 (Air Force Research Laboratory, AFRL) 联合提出了磁化靶聚变方案^[26] (Magnetized Target Fusion, MTF). 该聚变方案可分为 3 个过程 (如图 3^[27]): (1) 磁化等离子体靶的形成阶段, 初始磁化靶的密度要求大于 10^{17} cm^{-3} , 温度大于 400 eV, 寿命约 30 μs , 内嵌磁场 3–5 T; (2) 磁化靶的传输阶段, 传输速度大于 200 km/s; (3) 内爆压缩阶段, 通过金属套筒压缩等离子体实现聚变点火, 压缩后磁场达到千特斯拉, 等离子体温度大于 10 keV, 密度大于 10^{20} cm^{-3} .

LANL 与 AFRL 的合作分为两个阶段, 第一阶段在 LANL 建造了 FRX-L (Field-Reversed Experiment-Liner) 实验装置^[28], 该装置的主要目标是形成高温高密的磁化等离子体靶; 第二阶段在 AFRL 建造了 FRCHX 装置^[29] (Field-Reversed Configuration Heating Experiment), 通过 FRCHX 进行磁化靶聚变的集成实验, 并验证磁化靶聚变方案的可行性.

反场构型 (FRC) 作为磁化等离子体靶具有如下优点^[30,31]: 磁场拓扑结构简单, 容易传输, 高能量密度及高等离子体 β 值. 事实上, LANL 从 1980 年代就开始研究反场构型的形成过程, 其早期在 FRX-A 装置、FRX-B 装置^[32] 以及 FRX-C 装置^[33] 上进行了大量的研究, 积累了丰富的经验. 受限于早期驱动器的能力以及 θ 箍缩线圈结构, 当时形成的 FRC 密度较低 (约 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). 目前, LANL 与 AFRL 最新联合研制的 FRC 形成装置为 FRX-L, 其 θ 箍缩线圈由 4 个长度 8.25 cm 的单匝线圈组成, 线圈间距为 1 cm.

2004 年, FRX-L 上得到了高密度^[34] (约 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) FRC, 等离子体温度 $T_i + T_e \approx 300 \text{ eV}$, 寿命约 10 μs .

为了验证磁化靶聚变的可行性, LANL 与 AFRL 在第二阶段合作中建造了 FRCHX 装置^[29]. 该装置可以进行 FRC 的形成、传输及内爆压缩的集成实验. 在形成部分 θ 线圈由 10 个单匝线圈组成, 并可以在 $0^\circ - 6^\circ$ 范围内调节锥角^[35], FRC 形成之后, 会在磁场梯度的作用下很快离开 θ 线圈; 中间的传输磁场会维持 FRC 的拓扑结构, 使 FRC 顺利传输到金属套筒, 随后被金属套筒两端的磁镜场所约束; 最后, 通过 Shiva Star 装置驱动金属套筒内爆压缩, 实现聚变点火. Shiva Star 装置 120 kV, 1.3 mF 的电容器组可储存 9 MJ 的能量^[36]. 在 FRCHX 集成实验中, 一般采用 4.5 MJ, 12 MA 的电流驱动铝套筒, 典型的套筒长度^[36] 为 30 cm, 直径 10 cm, 厚度 1 mm. Linde-muth^[37] 对磁化靶聚变参数空间的研究表明, 低增益磁化靶聚变对驱动器的要求为 2 MJ, Shiva Star 的驱动能力原则上符合要求.

2010 年初, 在 FRCHX 上进行了磁化靶聚变的第一次集成实验, 然而并没有观测到聚变特征, X 射线谱没有变化, 也没有探测到中子^[36]. 影响集成实验最终结果的因素可能是多方面的, 比如 FRC 经过 30 cm 的传输过程并被套筒两端的磁镜场捕获后, 轴向可能存在 10%–20% 的等离子体损失, 这会对实验结果产生一定的影响, 但并不是主要原因. 通过分析发现, 主要原因是由于 FRC 寿命不足, 在内爆压缩进行了一半时就基本没有了等离子体特征, 经过近三年的分析改进, 才在 2013 年初进行了第二次集成实验^[36].

通过引入射频电场控制等离子体磁通量的俘获, 并在端部加入电场控制等离子体不稳定性及磁面形状等手段, 目前在 FRCHX 上已经可以产生寿命约 19 μs 的高温高密 (400 eV, $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) 反场构型^[29,38]. 尽管 FRC 的寿命有了很大的提高, 但考虑到传输过程, FRC 在套筒内的存活时间仅有 14 μs , 而套筒的内爆压缩过程需要约 25 μs , 为了实现磁化靶的集成实验, 只能提前约 9 μs 进行套筒压缩. 到目前为止^[29,38], FRCHX 金属套筒的收缩比约为 19, 可以将 1.36 T 的初始磁场压缩到 540 T, 压缩后的 FRC 温

图 3 (网络版彩图) 磁化靶聚变方案示意图^[27]

Figure 3 (Color online) Sketch of magnetized target fusion^[27].

度约几千电子伏, 密度约 10^{19} cm^{-3} , 但尚无中子产额实验结果的公开报道, 二维磁流体模拟程序 MACH2 估算的中子产额^[29]为 2×10^9 .

LANL/AFRL 的磁化靶聚变方案目前主要受制于 FRC 的寿命, 如何获得更加稳定的 FRC 磁化等离子体靶将是其未来的主要发展方向.

2.2 三阿尔法公司的 FRC 对撞聚变

美国 Tri alpha energy 公司^[39]在 C-2 装置上利用碰撞融合技术产生了稳定的 FRC. 通过碰撞融合产生的 FRC, 其约束能力是传统 θ 箍缩方法产生 FRC 约束能力的 5–10 倍^[39]. 目前, C-2 装置上已经可以产生寿命长达 5 ms 的稳定 FRC^[40], 尽管与托卡马克相比这一时间仍然较短, 但是对于磁化靶聚变这种新型聚变途径而言具有重要意义. 图 4 为 C-2 装置的结构示意图, 首先在装置的南北两端分别生成 FRC 等离子体团, 然后将两个 FRC 高速 (250 km/s) 传输到中央真空室, 它们碰撞后会融合成一个稳定的 FRC.

图 5 中给出了碰撞融合前后 FRC 性质的对比.

图 4 (网络版彩图) C-2 装置结构示意图^[39]

Figure 4 (Color online) Schematic of the C-2 device^[39].

图 5 (网络版彩图) 碰撞前单个 FRC 与融合后 FRC 性质的变化^[39]

Figure 5 (Color online) Comparison of the initial and merged FRCs^[39].

其中 9335 发实验为碰撞融合实验, 为了同碰撞前 FRC 性质进行比对, 9770 发和 9771 发实验分别在北端和南端产生单个 FRC 并传输到中间真空室. 需要指出的是, 由于单个 FRC 的传输速度非常快, 约 250 km/s, 因此 9770 发和 9771 发实验中的单个 FRC 并没有被真空室的磁镜场所捕获.

图 5 中 B_e 为真空室中间面测量到的外磁场, $r_{\Delta\phi}$ 为外部磁通半径 (基本可看作 FRC 的分界面半径), ϕ_p 是角向磁通量. 从图中可以看出, 由两端产生的 FRC 性质基本相同. 两个 FRC 碰撞后的融合过程持续约 20–30 μs (图中黄色区域). 碰撞后的外场强度, 外部磁通半径, 以及俘获磁通量都显著增大. 特别是俘获磁通量, 增大了 10 倍以上. 需要指出的是, 在球马克融合过程中没有发现磁通量增加现象^[41]. 目前关于 FRC 融合过程中磁通量的增大机制尚不清楚.

两个 FRC 动能的 60% 在碰撞后转化为内能, 导致等离子体温度升高, 约 40% 的动能转化为磁场能量, 在传输单个 FRC 被磁镜俘获的实验中也发现了这一现象. 碰撞融合后 FRC 的输运性质有了较大改善, 增加了融合后 FRC 的存活时间. 2010 年, C-2 装置上产生了密度 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 总温度 $T_i + T_e \approx 0.5 \text{ keV}$, 寿命长达 2 ms 的 FRC^[39].

为了获得更加稳定的 FRC, Tri alpha energy 公司在 C-2 装置的南端放置了一个等离子体枪, 同时在真空室外围增加了中性束注入装置^[42]. 在 FRC 形成之后, 等离子体枪通过电弧放电, 可以产生持续 6 ms 的稀薄 ($< 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) 热等离子体流^[42], 流强 10^{22} D/s , $T_e \sim 30 - 50 \text{ eV}$, $T_i \sim 100 \text{ eV}$, 等离子体流内部的电场指向轴心. 因此, 在 FRC 分界面处产生的 $E \times B$ 漂移与逆磁漂移反向, 可以更好地约束等离子体. 如图 6 所示, 左图为没有等离子体枪时探测到的 FRC 质心运动轨迹, 右图为在等离子体枪产生偏压场时 FRC 质心的运动轨迹. 从图中可以看到, 偏压场可以抑制 FRC 的摆动, 更好地约束等离子体. 而通过中性束注入, 一方面可以产生与等离子体热压相当的快离子压, 从而提高等离子体约束性质, 另一方面, 中性束注入对于等离子体加热以及添加燃料同样具有积极意义. 2012 年, 通过在 C-2 装置的一端增加等离子体枪并在真空室外围增加中性束注入装置, 使 FRC 的寿命延长到了 4 ms^[42].

图6 (网络版彩图) C-2装置上引入等离子体枪前后FRC质心的运动轨迹 [40]

Figure 6 (Color online) Trajectories of the FRC centroid motion as a function of time [40].

通过大量的实验, Tri alpha energy 公司发现可以通过3个方面获得高品质的反场构型 [40]: 等离子体枪、中性束注入装置, 以及表面吸杂系统. 通过 Ti 或 Li 的表面吸杂系统, 可以提高中性燃料的再循环效率, 也可以大大减少等离子体的杂质浓度, 进而获得比较纯的氢等离子体 (有效电荷 $Z_{\text{eff}} \sim 1.28$). 到目前为止 [40], C-2 装置的两端都增加了等离子体枪, 在真空室周围放置了8个中性束注入装置, C-2 上可以产生总温度 1 keV, 寿命 5 ms 的反场构型. C-2 装置通过碰撞融合产生了世界上最稳定的 FRC, 其唯一的缺点是等离子体密度太低 ($< 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). 与传统 θ 箍缩方法产生的 FRC 相比, C-2 装置通过碰撞融合得到的 FRC 具有更高的温度、更大的俘获磁通量, 以及更长的等离子体约束时间.

Tri alpha energy 公司的目标反应是 $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$, 并以反应产物作为公司名称. 该反应的优势是没有中子的产生, 聚变能量可以更方便的输出, 辐射防护也相对简单, 然而 $p + {}^{11}\text{B}$ 的反应截面较小, 实现聚变的难度较大, 劳森判据 [43] 要求离子温度达到 200 keV, $n\tau$ 达到 $10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$. 目前, Tri alpha energy 公司只采用氘作为燃料, 虽然其 FRC 的寿命很长, 但是 FRC 的密度较小, $n\tau \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$, 还差 3 个量级才能达到劳森判据. 该聚变方案明显缺少惯性压缩阶段的设计, 但是从目前的发展来看, Tri alpha energy 公司未来可能仍将主要致力于提高 FRC 的寿命.

2.3 圣地亚国家实验室的磁化套筒聚变

2010 年, 美国圣地亚国家实验室 [44] 提出了磁

化套筒惯性聚变概念 (Magnetized Liner Inertial Fusion, MagLIF). 该聚变方案主要分为 3 个过程 (如图 7 所示 [45]): 首先通过外部线圈产生 10–30 T 的轴向磁场 [46], 将套筒内部的 DT 燃料进行磁化, 为了保证磁场完全扩散到套筒内部, 磁化时间 [44] 大于 1 ms; DT 燃料磁化后, 在套筒上端利用 Z-Beamlet 激光器产生 5–10 kJ, 10 ns 的脉冲激光对 DT 燃料预加热到 200–500 eV; 最后利用 Z 装置驱动金属套筒对燃料进行快速压缩 (约 100 ns), 实现聚变点火. MagLIF 装置中 10–30 T 的初始磁场, 在压缩后可以达到 1000 T 以上 [47], 这可以极大地降低电子热传导, 并约束 α 粒子的运动, 有利于能量沉积.

2012 年, 圣地亚国家实验室 [46] 从理论上设计了一种高增益的 MagLIF, 它和标准 MagLIF 唯一的区别是在套筒内增加了一层低温 DT 燃料 (DT 冰或液态 DT 燃料). 通过对初始磁场, 初始 DT 气体密度, 初始 DT 冰层厚度, 以及脉冲激光预加热时间等参数优化后, 得到了最佳能量增益与驱动器峰值电流的关系. 对于标准 MagLIF, 当驱动器电流为 55 MA 时, 能量增益为 8, 而高增益 MagLIF 的能量增益超过了 100; 当驱动器峰值电流达到 70 MA 时, 高增益 MagLIF 给出的能量增益高达 1000. 需要指出的是, 目前 Z 装置可以提供的最大电流为 27 MA [46].

圣地亚国家实验室 [47–50] 针对内爆压缩过程中金属套筒的瑞利 - 泰勒不稳定性问题进行了大量的研究. 2010 年, 通过 Z 装置, 使用 20 MA, 100 ns 的脉冲电流驱动铝套筒, 研究了表面波长 20–400 μm 的

图7 (网络版彩图) MagLIF 装置聚变原理示意图 [45]

Figure 7 (Color online) Schematic of the three critical components of the MagLIF concept [45].

种子不稳定性随内爆压缩过程的增长^[48], 实验观测到了波长小于 200 μm 时出现的射流, 磁流体力学的模拟结果与实验基本一致. 2013 年, 圣地亚国家实验室^[47]进行了 3 组对比实验, 3 组实验套筒内轴向磁场分别取 0, 7, 10 T, 其他实验条件相同. 实验中发现磁化的套筒在内爆压缩过程中会产生螺旋不稳定性. 这种角向不对称的不稳定性在以往未磁化的套筒压缩过程中是没有发现的. 同时, 高分辨率的图像显示磁化套筒在收缩比为 6.9 时, 内表面依然保持了很好的均匀性. 最近, 通过在磁化套筒表面添加 70 μm 的绝缘涂层, 抑制了电热不稳定性的发展, 在 20 倍收缩比的铍套筒中展示了前所未有的表面均匀性^[50].

到目前为止, 已经在 MagLIF 上进行了磁套筒压缩聚变的集成实验^[45]. 实验中采用了铍套筒, 其长度 7.5 mm, 内半径 2.325 mm, 在套筒内部填充氘燃料, 燃料密度约 0.7–1.5 mg/cm^{-3} . 首先对燃料使用 10 T 的轴向磁场进行磁化; 然后利用 Z beamlet 激光器产生 2.5 kJ, 1 TW 的激光对燃料预加热; 最后利用 Z 装置产生 19 MA, 100 ns 的电流压缩燃料. 实验中峰值压缩速度为 70 km/s, 燃料温度达到了 3 keV, DD 中子产额为 2×10^{12} , 次级反应 DT 中子产额大于 10^{10} .

从聚变过程来看, MagLIF 兼具惯性约束聚变以及磁约束聚变的优势. 通过 4 ns 的激光脉冲预加热等离子体, 提高了初始等离子体靶的温度, 降低了压缩过程对驱动器的要求; 然后利用 Z 装置驱动套筒快速压缩聚变燃料, 利用重套筒压缩轻等离子体靶可以抑制加速段的不稳定性发展, 同时由于压缩过程很快, 对等离子体靶的稳定性要求降低, 也降低了套筒两端燃料损失的影响; 压缩后磁场达到千特斯拉量级, 超强磁场对带电粒子具有很强的约束作用, 可以降低电子热传导损失, 提高 α 粒子的能量沉积. 因此, MagLIF 实验可以看成是对磁惯性约束聚变的原理性验证, 成功地展示了磁惯性约束聚变的优势. 然而由于其采用 Z 装置作为驱动器, 因此很难实现设施的小型化.

2.4 LANL 的等离子体射流磁惯性约束聚变

2000 年左右, 美国洛斯阿拉莫斯国家实验室 (LANL)^[51,52]提出了等离子体射流磁惯性约束聚变

的概念 (Plasma Jet induced Magneto-inertial Fusion, PJMIF). 这一方案得到美国政府的高度重视, 获得了能源部下属 ARPA-E 机构 ALPHA 计划的重点资助. 该方案首先使用两个磁化的等离子体环对碰融合形成直径约 10 cm 的磁化靶; 然后在周围用等离子体枪产生 60 个速度 200 km/s, 质量 0.2–0.4 mg 的等离子体射流 (如图 8^[53]), 通过等离子体射流的碰撞形成等离子体套筒; 等离子体套筒将磁化靶压缩到 1 cm 左右, 使磁化靶密度上升 1000 倍, 温度上升 100 倍, 实现聚变点火.

PJMIF 聚变方案计划分为 4 个阶段进行^[51]: 第一阶段是检验该聚变方案的基本物理概念及相关的技术手段; 第二阶段是全方面的验证 PJMIF 的物理可行性, 使劳森判据的三乘积 ($n\tau T$) 达到 $6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ s} \times 2 \text{ keV}$; 第三阶段是对 PJMIF 原理进行实验验证, 该阶段为研究发展 (R&D) 阶段, 实现劳森判据三乘积达到 $6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ s} \times 5 \text{ keV}$; 第四阶段实现真正的聚变.

到目前为止, PJMIF 尚处于第一阶段. 2010–2011 年 LANL 建造了 PLX (Plasma Liner Experiment) 装置, 该装置的主要目标是研究等离子体射流碰撞后形成球形等离子体套筒的物理过程^[54]. PLX 装置计划用等离子体枪产生 60 束超声速等离子体射流; 然后它们在中心通过碰撞形成等离子体套筒. 科学家们希望等离子体套筒在滞止阶段的惯性约束能力能够在空间, 时间及压强方面分别达到厘米, 微秒及兆帕量级.

图 8 (网络版彩图) 等离子体枪产生射流的示意图^[53]

Figure 8 (Color online) Illustration of plasma jets produced by plasma guns^[53].

2011年9月, PLX上进行了单束等离子体射流实验, 2012年进行了两束等离子体射流的碰撞实验. 目前, PLX主要用于研究超声速等离子体射流的碰撞过程, 等离子体射流性质如下^[54]: 密度约 10^{16} cm^{-3} , 温度 1.4 eV, 速度 30–100 km/s, 马赫数大于 10, 射流直径 5 cm, 长度 20 cm.

PJMIF 由于使用等离子体作为套筒, 因此内爆压缩阶段不用处理套筒碎片, 更有利于燃料的回收和能量的输出. 到目前为止, PLX 只开展了两束等离子体的碰撞试验, 还没有办法形成真正的等离子体套筒, 对于等离子体套筒的稳定性及其能量传输到靶的效率还有待验证.

2.5 通用聚变公司的声波驱动磁化靶聚变

2002年成立的加拿大通用聚变公司 (General Fusion Company)^[55] 设计了一种声波驱动的磁化靶聚变方案. 该方案首先产生一对 DT 等离子体环; 接着将 DT 等离子体环注入到一个液态铅 (含 17% 的锂, 用于氙的增值) 的自旋涡流中; 然后用上百个空气驱动的活塞撞击液态铅; 漩涡中心体积将迅速缩小 1000 倍, 使等离子体密度由 10^{17} cm^{-3} 升高到 10^{20} cm^{-3} , 温度由 0.1 keV 上升到 10 keV, 磁场由 2 T 上升到 200 T, 最终实现聚变. 聚变产生的热能及中子由液态铅吸收, 并通过热交换系统输出能量. 其中, 聚变反应释放的中子与锂反应可以起到氙增值的作用.

通用聚变公司目前已经建成了具有 14 个活塞的迷你球装置. 该装置的核心为声学驱动系统以及等离子体注入系统. 驱动系统^[55] 主要由直径 0.3 m, 重 100 kg 的活塞组成, 该活塞通过压缩空气在 1 m 长的空腔内加速, 其速度由电子系统精确控制. 单个活塞的碰撞速度可以达到 50 m/s. 目前已经开展了 14 个活塞撞击液态铅的实验, 碰撞速度为 7–10 m/s, 观测到了漩涡的内爆过程, 以及漩涡内壁不稳定性增长. 其下一步的目标是实现 14 个活塞在 20 m/s 的碰撞速度下, 碰撞时间误差小于 $\pm 10 \mu\text{s}$.

通用聚变公司^[55] 利用等离子体枪产生类似球马克的等离子体团, 该等离子体团形成后通过磁压加速, 由上下两端射入液态铅漩涡中心进行碰撞融合. 等离子体团离开等离子体枪之后, 由于外部缺少磁

压, 容易引起磁场拓扑结构的破坏, 因此其等离子体密度不能太高, 以便维持磁冻结效应. 目前, 已经建成一个小型的 MRT (Magnetized Ring Test) 装置, 两个高能量的 PI1 装置和 PI2 装置. PI1 装置上形成了温度 100 eV, 密度 10^{14} cm^{-3} , 内嵌磁场 0.4 T, 寿命 200 μs 的氙等离子体.

目前通用聚变公司还处于分解实验和理论验证阶段, 尚无集成实验的相关报道. 其内爆采用空气锤压缩液态铅, 通过在液态铅中加入适量的锂后, 可以使液态铅直接吸收聚变能量和产物, 屏蔽反应中子, 并完成氙的增值, 但是相较于电磁驱动的内爆方式, 这种空气锤的时间同步性较差.

3 国内磁惯性约束聚变的发展

国内关于磁惯性约束聚变的起步较晚, 科研投入力量有限, 但是也已经取得了一定的进展, 国际上也开始注意到我们的工作^[22,37]. 北京应用物理与计算数学研究所从 2007 年开始关注并研究磁惯性约束聚变, 通过多年的理论研究, 建立了磁流体力学的描述方法, 分析了磁化等离子体升温点火的物理机制, 并与国内多家科研单位形成了紧密的合作关系.

3.1 理论研究进展

磁惯性约束聚变中磁场起着重要的作用, 特别是在内爆压缩阶段, 种子磁场会迅速增大到上千特斯拉. 通过零维的解析分析以及一维的数值计算, 详细研究了强磁场对于电子热传导的抑制作用以及等离子体升温的物理过程^[56,57].

为了细致地研究磁惯性约束聚变中等离子体的演化过程, 随后开发了二维磁流体力学模拟程序 MPF-2D^[58], 该程序是二维柱对称条件下单流体双温磁流体方程组的求解程序, 在求解二维磁流体力学方程组时采用了自适应的拉氏网格, 并使用九点隐格式差分的方法求解能量方程及磁扩散方程.

针对美国洛斯阿拉莫斯国家实验室与空军研究实验室合作研制的 FRX-L 装置, 利用自主研制的 MPF-2D 程序详细分析了该装置上 FRC 的形成过程, 结果与实验基本相符. 针对中国工程物理研究院流

体物理研究所建造的荧光 1 装置 (其主要目标是形成高温高密度的 FRC 磁化等离子体靶), 我们从理论上建议了 3 组最佳实验参数. 2015 年 9 月, 荧光 1 装置进行了 FRC 形成的首轮实验, 结合实验探测, 从理论上对实验进行了详细的分析.

图 9^[59] 中给出了荧光 1 装置上 FRC 形成实验的二维模拟结果. 由于荧光 1 装置的轴对称结构, 因此只计算了 R - Z 平面中的一半. 与美国 FRX-L 装置类似, 荧光 1 装置在两端也采用了与初始磁场反向的端部磁场, 这使 θ 线圈两端的磁场梯度非常大, 因此加入主场后, FRC 的形成时间非常短 (约 $0.5 \mu\text{s}$). FRC 形成后立即被主磁场压缩 (如图 9 所示), 内嵌磁场不断增大 (初始为 0.1 T), 在 $3 \mu\text{s}$ 时, 对称轴附近的磁场达到了 0.63 T . 由于荧光 1 装置目前还没有加入 crowbar 开关, 主场放电四分之一周期后, 外部磁场将迅速衰减, 导致等离子体膨胀, 内嵌磁场在 $4 \mu\text{s}$ 时降到了 0.13 T . 在峰值压缩时, 等离子体平均密度为 $1.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 平均温度为 136 eV .

磁化靶聚变一般包含靶的形成, 传输及内爆压缩过程. 针对传输过程, 设计了一种锥形箍缩线圈传输 FRC 的方案, 并利用 MPF-2D 从理论上分析了影

响传输效率的关键物理因素^[60]. 模拟结果显示, 必须在 FRC 外部加上适当的磁场, 维持 FRC 内外磁压的平衡, 才能保持其拓扑结构并进行稳定的传输. 增大初始磁压, 最大传输速度变化不大, 但是 FRC 的加速度变大, 使 FRC 提前 $2\text{--}4 \mu\text{s}$ 达到最大速度, 因此相同时间内 FRC 的传输距离增大. 当 FRC 离开箍缩线圈后, 将进入传输磁场, 如果采用均匀的传输磁场, FRC 的传输速度将迅速减小; 如采用非均匀磁场进行传输, FRC 进入传输磁场后的速度衰减将变慢, 可以提高传输效率. 另外, 线圈间隙产生的磁镜场对传输也有影响, 随着线圈间隙的增大, FRC 的传输距离变短. 当间隙增大到一定程度后, FRC 将会被间隙所产生的磁镜场俘获.

在磁化靶聚变的套筒压缩阶段, 种子磁场会被压缩到上千特斯拉的超强磁场. 针对超强磁场的产生, 本课题组与中国工程物理研究院流体物理研究所展开合作. 研发的一维磁流体力学模拟程序可以很好地模拟 MC-1 (炸药柱面内爆磁通量压缩) 装置上的内爆压缩过程^[61], 如图 10 所示. 目前, MC-1 装置已经可以稳定地产生 1400 T 以上的超强磁场^[61].

图 9 (网络版彩图) 荧光 1 装置上 FRC 形成过程的二维模拟^[59]

Figure 9 (Color online) Simulation of formation process on Yingguang 1 device^[59].

图 10 (网络版彩图) MC-1 装置上套筒内直径随时间的演化 [61]

Figure 10 (Color online) The evaluation of the inner diameter of the liner [61].

对于燃料的内爆压缩过程, 利用一维程序进行了初步计算. 其中驱动器电流设为 12 MA, 上升沿 7.5 μs , 套筒选用半径 50 mm, 厚度 0.5 mm 的铝套筒, 等离子体区域半径 28 mm. 经过初步分析发现, 为了实现聚变点火, 等离子体靶的初始密度要大于 10^{17} cm^{-3} , 温度大于 400 eV. 通过压缩后, 燃料温度可以达到 50 keV, 密度达到 10^{20} cm^{-3} , 能量约束时间约 1 μs , 基本达到劳森判据要求.

到目前为止, 我们已经发展了二维磁流体力学模拟程序 MPF-2D, 该程序可用于研究磁化靶的形成、传输及碰撞融合过程 [58–60, 62, 63]. 另一方面, 还发展了零维解析模型以及一维磁流体力学模拟程序, 用于研究内爆压缩过程以及超强磁场的产生. 同时, 正在研制一维带核反应的辐射磁流体力学模拟程序, 以便更好地研究聚变燃料的压缩过程.

3.2 实验设施及进展

目前, 国内已经建成了可以用于研究磁惯性约束聚变的相关实验设施. 荧光 1 装置 [64] 可以用于研究高密度磁化等离子体靶的产生, 并已经进行了相关实验; KMAX 装置 [65] 可以开展 FRC 碰撞融合产生长寿磁化靶的原理性实验研究; MC-1 装置 [66] 可以用于研究超强磁场的产生过程, 并已经可以产生峰值 1400 T 的超强磁场 [61]; FP-1 装置 [67] 可以用于研究电磁驱动的金属套筒对等离子体靶的压缩过程.

3.2.1 荧光 1 装置

中国工程物理研究院流体物理研究所的荧光 1 装置 [64] 主要用于研究反场构型预加热磁化等离子体靶的形成, 等离子体不稳定性及等离子体的约束性质. 其 θ 线圈由 8 个 5 cm 长, 间隔 1 cm 的单匝线圈组成 [59], 内直径 21 cm, 设计最大放电电流 1.5 MA, 四分之一周期 3 μs , 可产生反向最大磁场 4 T. θ 线圈内放置的石英玻璃管内外直径分别为 12.5 和 14 cm.

2015 年 9 月该装置在国内首次产生了高密度 FRC 磁化等离子体靶 [59], 图 11 给出了分幅相机捕获到的 FRC 被主场压缩的过程. 图 12 给出了 FRC 分界面半径随时间的演化, 其中理论值为 MPF-2D 的计算结果, 与实验结果基本一致, 可以很好地描述 FRC 的压缩过程, 并给出正确的峰值压缩时间. 结合实验观测与理论分析, 最终认定荧光 1 装置上形成的 FRC 长约 39 cm, 宽约 2 cm, 最大压缩比时的等离子体密

图 11 分幅相机捕获的荧光 1 装置上 FRC 的形成过程 [59]

Figure 11 Images of formation process on Yingguang 1 device [59].

图 12 (网络版彩图) 理论计算的 FRC 半径与荧光 1 装置上实验值的比较 [59]

Figure 12 (Color online) Comparison of separatrix radius calculated theoretically with experimental data [59].

度 $1.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 平均温度约 140 eV. 从密度上看, 基本达到了美国 FRCHX 装置的水平 ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 但是由于荧光 1 装置尚未加入 corwbar 开关, FRC 的寿命仅 3 μs 左右, 还有待进一步提高.

3.2.2 KMAX 装置

美国 Tri alpha energy 公司的研究表明, FRC 的碰撞融合过程对于产生长寿命等离子团具有重要意义. 中国科学技术大学成功研制了 KMAX 装置 [65], 该装置是一个对称的串节磁镜, 由一个主磁镜和两个子磁镜组成, 全长 10 m, 主真空室直径 1.2 m, 该装置目前已经完成工程建设, 可以进行 FRC 碰撞融合的原理性实验.

3.2.3 MC-1 装置

在内爆压缩阶段, 种子磁场会被金属套筒压缩到上千特斯拉. 中国工程物理研究院流体物理研究所研制的 MC-1 炸药柱面内爆磁通量压缩装置 [66], 利用炸药内爆驱动金属套筒, 通过套筒压缩内部磁通量从而实现超强磁场的产生. 图 13 中给出了 MC-1 装置上两发实验中磁场随时间的变化. 在峰值压缩阶段, MC-1 装置已经可以稳定地产生 1400 T 以上的超强磁场, 理论分析的套筒压缩过程与实验基本一致 [61].

图 13 (网络版彩图) MC-1 装置上超强磁场的产生过程 [61]

Figure 13 (Color online) Magnetic field generated by MC-1 [61].

3.2.4 FP-1 装置

中国工程物理研究院流体物理研究所的高能密度物理实验装置 FP-1 利用电磁驱动套筒内爆 [67]. 该装置主要包括能源系统、汇流器件、靶室、闭合开关等. 能源系统由 216 台 MCF5024 脉冲电容器构成一个二级的 Marx 电容器组, 最大贮能 1.08 MJ. 电容器组额定电容量为 216 μF , 额定电压 100 kV, 对圆柱形电感负载最大电流可达 4 MA, 上升沿约 7 μs . FP-1 装置在 70 kV 工作电压下, 对直径 41.2 mm, 壁厚 0.6 mm, 高 20 mm 的铝套筒进行驱动时, 驱动电流为 3.2 MA, 内爆速度为 3.0 km/s. 利用 FP-1 装置可以研究等离子体燃料的内爆压缩过程.

3.3 未来发展计划

美国 FRCHX 装置可以产生高密度的 FRC 磁化等离子体靶 ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 然而其集成实验的结果表明, 由于高密度 FRC 的寿命较短 (19 μs), 目前还无法满足金属套筒内爆压缩的要求; 另一方面, Tri alpha energy 公司利用 C-2 装置, 通过 FRC 的对撞融合可以产生长寿命的磁化靶 (约 5 ms), 但是其缺点是等离子体密度太低 ($< 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). 通过分析 FRCHX 装置以及 C-2 装置的优缺点, 本课题组提出了基于 FRC 碰撞融合的磁化靶聚变反应堆, 如图 14 所示. 该聚变方案已申报并获得了两项国家发明专利 (磁化等离子体聚变点火装置 CN2015207634008, 磁化等离子体聚变点火装置及其磁惯性约束聚变方法 CN2015106334301).

图 14 FRC 碰撞融合的磁化靶聚变原理图

Figure 14 Schematic of MTF based on colliding and merging of two FRCs.

该聚变方案首先在两端产生高温高密度磁化等离子体团; 然后通过磁场传输到中央靶室, 两个等离子体团碰撞融合后会形成一个长寿命的高温高密度磁化等离子体靶 (500 eV , 10^{17} cm^{-3} , $100\text{ }\mu\text{s}$); 最后通过金属套筒内爆压缩实现聚变点火. 该装置既可以解决 FRCHX 装置上磁化靶寿命的不足, 也可以克服 C-2 装置上等离子体密度太低的弱点. 未来, 将根据该聚变方案, 发展相应的理论工具, 实现磁化等离子体靶的形成、传输、碰撞融合以及内爆压缩的一体化模拟分析能力. 事实上, 美国 LANL/AFRL^[22] 近期也提出了利用两个 FRC 碰撞的设想.

为了最终聚变能源的输出, 基于该聚变方案, 本课题组与中国原子能科学研究院在聚变反应堆的设计方面展开了合作. 目前, 初步给出了一种聚变反应堆的概念设计^[68]. 反应堆结构由内而外分别为铝套筒, 钨铌合金第一壁, 液态锂铅包层, ODS 合金容器, 石墨-液态锂铅反射层, 含硼水-不锈钢屏蔽层. 当磁化靶实现聚变点火后, 能量由循环的液态锂铅包层带出反应堆实现能量输出, 同时 DT 反应产生的中子与 Li 反应可以实现氦的增殖, 在反应堆外分离后可以继续作为原料使用.

3.4 面临的问题

国内磁惯性约束聚变研究目前主要处于概念设计和理论论证阶段. 理论方面, 我们虽然已经有了二维磁流体力学模拟程序 MPF-2D, 但是缺少二维的内

爆压缩程序. 实验方面, 仍处于分解验证阶段. 如荧光 1 装置进行磁化靶形成的验证, MC-1 装置主要用于超强磁场产生的实验, KMAX 用于 FRC 对撞融合的原理性实验. 由于科研力量和科研经费的投入有限, 短期内很难实现惯性磁约束聚变的集成实验.

从等离子体品质方面来说, 荧光 1 装置上形成的 FRC 密度为 $1.3 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$, 已经接近 FRCHX 的水平 ($5 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$). 但是荧光 1 装置上 FRC 的寿命只有 $3\text{ }\mu\text{s}$ 左右, 与 FRCHX 的 $19\text{ }\mu\text{s}$ 以及内爆压缩所需的 $25\text{ }\mu\text{s}$ 差别依然较大.

4 总结

磁约束聚变 (MCF) 的能量增益已经实现得失相当, 惯性约束聚变 (ICF) 近年来也取得了重要突破, 然而其距离真正的聚变能源依然路途遥远. 两种传统聚变途径对等离子体靶的参数要求比较苛刻, 设施庞大, 费用高昂, 研发周期较长. 最近, 紧凑型磁约束聚变装置 ARC 的提出, 显示了磁约束聚变领域在反应堆小型化方面的努力. 在惯性约束聚变领域, NIF 未能完成 2012 年预期的点火目标后, 相关科学家们也开始认真考虑磁场对惯性约束聚变的作用.

磁惯性约束聚变 (MIF) 的等离子体参数介于两种传统聚变方法的参数之间, 其对等离子体靶的要求没有那么苛刻, 成本更加低廉, 设施容易实现小型化. Lindemuth 等人^[21] 对磁惯性约束聚变的点火参

数及成本进行了详细的分析, 并与 MCF 和 ICF 进行了比对. 通过理论评估, MIF 的设施成本约为 0.51 亿美元, 比 MCF 和 ICF 低 2 个量级.

正是由于 MIF 低成本, 小型化的特点, 近年来国际上兴起了 MIF 的研究热潮. 本文对国际上关注度比较高的几种新型聚变途径进行了详细地介绍: 美国 LANL 与 AFRL 联合推出的磁化靶聚变, 目前已经在 FRCHX 装置上进行了集成实验; 美国 Tri alpha energy 公司的 FRC 对撞聚变, 其 C-2 装置可以产生寿命长达 5 ms 的 FRC, 但是密度较低; 美国圣地亚国家实验室的 MagLIF 聚变方案, 目前已经进行了集成实验, 并且观测到了 2×10^{12} 的 DD 中子产额; 美国 LANL 的等离子体射流磁惯性约束聚变, 由于没有足够的等离子体枪, 其 PLX 装置目前主要用于研究超声速等离子体射流的碰撞过程; 加拿大通用聚变公司的声波驱动磁化靶聚变, 目前正在进行声波驱动系统和等离子体注入系统的分解实验. 总的来说, 国际上大部分的磁惯性约束聚变都处于分解实验阶段, 只有少数装置进行了集成实验, 并测到了中子的

产生.

我国关于磁惯性约束聚变的研究起步较晚, 科研力量和科研经费投入有限, 目前仍处于概念设计和理论验证阶段. 实验上正在进行磁惯性约束聚变的分解实验. 2015 年, 我国在荧光 1 装置上首次产生了高密度 FRC, 但是寿命只有 3 μ s 左右, 尚有待提高. 目前, MC-1 装置已经可以稳定地产生 1400 T 以上的超强磁场, 为磁化靶的压缩阶段提供了有利的实验支撑. 在新建成的 KMAX 装置上, 将很快可以进行 FRC 对碰的原理性实验.

磁惯性约束聚变由于成本低廉, 设施小巧, 及潜在的商业价值等特点, 在国际上引起了越来越多的关注. 目前, 已经涌现出了许多 MIF 的概念设计及相应装置, 并在少数装置上实现了集成实验, 这对 MIF 的研究是一种巨大的激励. 尽管我国在这方面的起步较晚, 但是与国际上的差距并不大, 我国需要在这时期紧紧抓住机遇, 适时投入科研力量, 在国际磁惯性约束聚变研究领域占有一席之地.

参考文献

- 1 Kishimoto H, Ishida S, Kikuchi M, et al. Advanced tokamak research on JT-60. *Nucl Fusion*, 2005, 45: 986–1023
- 2 Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, et al. Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion. *Nature*, 2014, 506: 343–348
- 3 Meade D. 50 years of fusion research. *Nucl Fusion*, 2010, 50: 014004
- 4 Zhu S Y. History of research on the study of nuclear fusion (in Chinese). *Physics*, 1990, 19: 113–117 [朱士尧. 核聚变研究的发展历史. *物理*, 1990, 19: 113–117]
- 5 Li J A. The status and progress of tokamak research (in Chinese). *Physics*, 2016, 45: 88–97 [李建刚. 托卡马克研究的现状及发展. *物理*, 2016, 45: 88–97]
- 6 JET Team. Fusion energy production from a deuterium-tritium plasma in the JET tokamak. *Nucl Fusion*, 1992, 32: 187–203
- 7 Sorbom B N, Ball J, Palmer T R, et al. ARC: A compact, high-field, fusion nuclear science facility and demonstration power plant with demountable magnets. *Fusion Eng Des*, 2015, 100: 378–405
- 8 Spitzer L. The stellarator concept. *Phys Fluids*, 1958, 1: 253–264
- 9 Otte M, Abmus D, Biedermann C, et al. Setup and initial results from the magnetic flux surface diagnostics at wendelstein 7-X. *Plasma Phys Control Fusion*, 2016, 58: 064003
- 10 Moses E I. The national ignition campaign: Status and progress. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 104020
- 11 Ding N, Zhang Y, Xiao D, et al. Theoretical and numerical research of wire array Z-pinch and dynamic hohlraum at IAPCM. *Matter Radiat at Extremes*, 2016, 1: 135–152
- 12 Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, et al. Enhancement of X-ray power from a Z pinch using nested-wire arrays. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 4883–4886
- 13 Rochau G A, Bailey J E, Chandler G A, et al. High performance capsule implosions driven by the Z-pinch dynamic hohlraum. *Plasma Phys Control Fusion*, 2007, 49: B591–B600
- 14 Kawata S, Karino T, Ogoyski A I. Review of heavy-ion inertial fusion physics. *Matter Radiat at Extremes*, 2016, 1: 89–113
- 15 Waldron W L, Abraham W J, Arbelaez D, et al. The NDCX-II engineering design. *Nucl Instruments Methods Phys Res Sect A-Accelerat Spectro*

- Detect Assoc Equip, 2014, 733: 226–232
- 16 Garanin S F. The MAGO system (magnetic compression). *IEEE Trans Plasma Sci*, 1998, 26: 1230–1238
- 17 Chernychev V K, Korchagin V P, Babich L P, et al. A review of experimental progress in the MAGO/MTF thermonuclear program. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2016, 44: 250–267
- 18 Lindemuth I R, Kirkpatrick R C. Parameter space for magnetized fuel targets in inertial confinement fusion. *Nucl Fusion*, 1983, 23: 263–284
- 19 Lindemuth I R, Reinovsky R E, Chrien R E, et al. Target plasma formation for magnetic compression/magnetized target fusion. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 1953–1956
- 20 Lawson J D. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proc Phys Soc B*, 1957, 70: 6–10
- 21 Lindemuth I R, Siemon R E. The fundamental parameter space of controlled thermonuclear fusion. *Am J Phys*, 2009, 77: 407–416
- 22 Wurden G A, Hsu S C, Intrator T P, et al. Magneto-inertial fusion. *J Fusion Energ*, 2015, 35: 69–77
- 23 Basko M M, Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J. Ignition conditions for magnetized target fusion in cylindrical geometry. *Nucl Fusion*, 2000, 40: 59–68
- 24 Hohenberger M, Chang P Y, Fiksel G, et al. Inertial confinement fusion implosions with imposed magnetic field compression using the OMEGA Laser. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 056306
- 25 Perkins L J, Logan B G, Zimmerman G B, et al. Two-dimensional simulations of thermonuclear burn in ignition-scale inertial confinement fusion targets under compressed axial magnetic fields. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 072708
- 26 Wurden G A, Schoenberg K F, Siemon R E, et al. Magnetized target fusion: A burning FRC plasma in an imploded metal can. *J Plasma Fusion Res*, 1999, 2: 238–241
- 27 Intrator T P, Siemon R E, Sieck P E. Adiabatic model and design of a translating field reversed configuration. *Phys Plasmas*, 2008, 15: 042505
- 28 Taccetti J M, Intrator T P, Wurden G A, et al. FRX-L: A field-reversed configuration plasma injector for magnetized target fusion. *Rev Sci Instrum*, 2003, 74: 4314–4323
- 29 Grabowski C, Degnan J H, Amdahl D J, et al. Addressing short trapped-flux lifetime in high-density field-reversed configuration plasmas in FRCHX. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 42: 1179–1188
- 30 Tuszewski M. Field reversed configurations. *Nucl Fusion*, 1988, 28: 2033–2092
- 31 Steinhauer L C. Review of field-reversed configurations. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 070501
- 32 Armstrong W T. Field-reversed experiments (FRX) on compact toroids. *Phys Fluids*, 1981, 24: 2068–2089
- 33 Siemon R E. Proceedings of the third symposium on the physics and technology of compact toroids in the magnetic fusion energy program. Tech Report. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 1981. LA-8700-C; CONF-801215-TRN: 81-010239
- 34 Intrator T P, Park J Y, Degnan J H, et al. A high-density field reversed configuration plasma for magnetized target fusion. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2014, 33: 152–160
- 35 Wurden G A, Intrator T P, Sieck P E, et al. FRCHX magnetized target fusion HEDLP experiments. In: *Proceeding of 22nd IAEA Fusion Energy Conference*. Geneva: IAEA, 2008
- 36 Wurden G A. Techniques to extend frc lifetimes for magnetized target fusion implosions in FRCHX, Presentation in Exploratory Plasma Research 2013 Workshop, Tech Report. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 2013. LA-UR-13-20795
- 37 Lindemuth I R. The ignition design space of magnetized target fusion. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 122712
- 38 Degnan J H, Amdahl D J, Domonkos M, et al. Recent magneto-inertial fusion experiments on FRCHX. In: *Proceedings of 24th IAEA Fusion Energy Conference*. San Diego: IAEA, 2012
- 39 Binderbauer M W, Guo H Y, Tuszewski M, et al. Dynamic formation of a hot field reversed configuration with improved confinement by supersonic merging of two colliding high- β compact toroids. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 045003
- 40 Binderbauer M W, Tajima T, Steinhauer L C, et al. A high performance field-reversed configuration. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 056110
- 41 Cothran C D, Falk A, Fefferman A, et al. Spheromak merging and field reversed configuration formation at the swarthmore spheromak experiment. *Phys Plasmas*, 2003, 10: 1748–1754
- 42 Tuszewski M, Smirnov A, Thompson M C, et al. Field reversed configuration confinement enhancement through edge biasing and neutral beam injection. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 255008
- 43 Hay M J, Fisch N J. Ignition threshold for non-maxwellian plasmas. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 112116
- 44 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. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 056303
- 45 Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, et al. Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 155003
- 46 Slutz S A, Vesey R A. High-gain magnetized inertial fusion. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 025003
- 47 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. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 235005
- 48 Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, et al. Measurements of magneto-rayleigh-taylor instability growth during the implosion of initially solid al tubes driven by the 20-MA, 100-ns Z facility. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 185001
- 49 Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, et al. Measurements of magneto-Rayleigh-Taylor instability growth during the implosion of initially solid metal liners. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 056301
- 50 Awe T J, Peterson K J, Yu E P, et al. Experimental demonstration of the stabilizing effect of dielectric coatings on magnetically accelerated imploding metallic liners. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 065001
- 51 Francis T Y C, Knapp C E, Kirkpatrick R C, et al. A physics exploratory experiment on plasma liner formation. *J Fusion Energy*, 2000, 20: 1–11
- 52 Hsu S C, Awe T J, Brockington S, et al. Spherically imploding plasma liners as a standoff driver for magnetoinertial fusion. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2012, 40: 1287–1298
- 53 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. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 052702
- 54 Hsu S C, Moser A L, Merritt E C, et al. Laboratory plasma physics experiments using merging supersonic plasma jets. arXiv: 1408.0323v3
- 55 Richardson D, Froese A, Suponitsky V, et al. Status of progress towards acoustic magnetized target fusion at general fusion. In: *Proceedings of 34 Annual Conference of the Canadian Nuclear Society*. Toronto: Canadian Nuclear Society, 2013
- 56 Yang X J, Dong Z W, Shi J R. A simple model for ignition of magnetized target fusion. *Chin Phys Lett*, 2009, 26: 122801
- 57 Yang X J. The physical process of implosion compression in the magnetized plasma (in Chinese). Tech Report National Defense. Beijing: Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, 2010. 2010AA1369 [杨显俊. 磁化靶聚变的内爆压缩物理过程研究. 中国国防科学技术报告. 北京: 北京应用物理与计算数学研究所, 2010. 2010AA1369]
- 58 Li L L, Zhang H, Yang X J. Two-dimensional magneto-hydrodynamic description of field reversed configuration (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2014, 63: 165202 [李璐璐, 张华, 杨显俊. 反场构形的二维磁流体力学描述. *物理学报*, 2014, 63: 165202]
- 59 Li L L, Jia Y S, Sun Q Z, et al. Formation process of magnetized fusion target on the YingGuang 1 device. *Chin Phys Lett*, 2016, 33: 045202
- 60 Li L L, Zhang H, Yang X J. Translation process of field reversed configuration (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2015, 64: 125202 [李璐璐, 张华, 杨显俊. 反场构形的传输过程. *物理学报*, 2015, 64: 125202]
- 61 Yang X J, Wang S C, Deng A D, et al. Mechanism and simulation of generating pulsed strong magnetic field. *Chin Phys Lett*, 2014, 31: 100702
- 62 Li L L, Zhang H, Yang X J, et al. Optimization of field reversed configuration for “Ying-Guang 1” (in Chinese). *High Power Las Part Beams*, 2015, 27: 45006 [李璐璐, 张华, 杨显俊. 荧光 1 装置上反场构形的优化设计. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 045006]
- 63 Wang G Q, Wang X G, Li L L, et al. Modeling of the merging of two colliding field reversed configuration plasmoids. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 062701
- 64 Sun Q Z, Fang D F, Liu W, et al. Physical design of the Ying-Guang 1 device (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 62: 078407 [孙奇志, 方东凡, 刘伟, 等. 荧光 1 实验装置物理设计. *物理学报*, 2013, 62: 078407]
- 65 Sun X, Luo M, Zhang Q, et al. Recent results from kmax tandem mirror experiment. In: *Proceedings of 57th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics*. Savanna: American Physical Society, 2015
- 66 Gu Z W, Luo H, Zhang H D, et al. Experimental research on the technique of magnetic flux compression by explosive cylindrical implosion (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 62: 170701 [谷卓伟, 罗浩, 张恒第, 等. 炸药柱面内爆磁通量压缩实验技术研究. *物理学报*, 2013, 62: 170701]
- 67 Yang L B, Sun C W, Liao H D, et al. High energy density physics facility FP-1 and its applications (in Chinese). *High Power Las Part Beams*, 2002, 14: 767–770 [杨礼兵, 孙承伟, 廖海东, 等. 高能密度物理实验装置 FP-1 及其应用. *强激光与粒子束*, 2002, 14: 767–770]
- 68 Hu G. Study on the concept of FRC reactor (in Chinese). In: *Proceedings of Strategic development seminar on new type of compact fusion reactors*. Beijing: Center for Fusion Energy Science and Technology, Chinense Academy of Engineering Physics, 2014 [胡古. 反场构型聚变反应堆概念研究. 磁化靶聚变能源应用前景专题研讨会. 北京: 中国工程物理研究院聚变能源科学技术研究中心, 2014]

Magneto-inertial fusion: A new approach towards fusion energy

YANG XianJun & LI LuLu*

Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China

Magnetic confinement fusion (MCF) and inertial confinement fusion (ICF) are two typical approaches of controlled fusion. The energy gain of magnetic confinement fusion achieved unity already, and inertial confinement fusion also made a big progress recently. However, the parameter spaces of two methods are different with 11 magnitudes, and their facilities are very large with fancy cost. Magneto-inertial fusion (MIF) combines both features of MCF and ICF, whose parameter space intermediates between the two extremes of MCF and ICF. The capital cost of MIF is much lower than either of the two, and it has large potential for commercial applications. With advantages of low cost, compact facility, and short time of construction, MIF draws more and more attention recently. In this paper, the status and recent progress of MIF research will be introduced.

magneto inertial fusion, magnetized target fusion, field reversed configuration

PACS: 52.55.Lf, 52.58.-c

doi: 10.1360/SSPMA2016-00279