

反场构形的传输过程

李璐璐 张华 杨显俊

Translation process of field reversed configuration

Li Lu-Lu Zhang Hua Yang Xian-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 125202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.125202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.125202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I12>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

使用基于动态程序规划的时间延迟法分析直线磁化等离子体漂移波湍流角向传播速度和带状流结构

[Analysis on the azimuthal velocity fluctuation of drift-wave turbulence and zonal flow via dynamic programming based time-delay estimation technique in a linear magnetized plasma device](#)

物理学报.2014, 63(18): 185201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.185201>

反场构形的二维磁流体力学描述

[Two-dimensional magneto-hydrodynamic description of field reversed configuration](#)

物理学报.2014, 63(16): 165202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.165202>

磁场剪切对离子温度梯度模带状流产生的影响

[Magnetic shear effect on zonal flow generation in ion-temperature-gradient mode turbulence](#)

物理学报.2011, 60(8): 085202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.085202>

充气型放电毛细管的密度测量及磁流体模拟

[Density measurement and MHD simulation of gas-filled capillary discharge waveguide](#)

物理学报.2011, 60(9): 095202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.095202>

## 反场构形的传输过程\*

李璐璐 张华 杨显俊†

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2014年11月15日收到; 2014年12月29日收到修改稿)

介于惯性约束聚变与磁约束聚变之间的磁化靶聚变技术, 可能是一种实现纯聚变更低廉更有效的途径. 磁化靶聚变一般分为三个过程: 形成过程、传输过程和内爆压缩过程. 利用二维磁流体力学模拟程序MPF-2D, 对反场构形的传输过程进行了理论研究. 结果显示, 反场构形在传输过程中必须外加适当的磁场, 使得其内外磁压平衡, 才能维持其拓扑结构并进行稳定的传输. 还对初始磁压、传输磁场以及线圈间隙对反场构形传输过程的影响进行了详细的分析.

**关键词:** 磁化靶聚变, 反场构形, 二维磁流体力学

**PACS:** 52.55.Lf, 52.25.Xz, 52.30.Cv, 52.65.Kj

**DOI:** 10.7498/aps.64.125202

## 1 引言

实现可控核聚变的方式一般有两种: 以国际热核聚变实验反应堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor) 计划为代表的磁约束聚变; 以国家点火装置 (National Ignition Facility, NIF) 计划为代表的惯性约束聚变. 2014年初, NIF计划取得一定突破<sup>[1]</sup>, 靶丸的能量增益(能量输出与输入的比值)首次达到了1. 但是距离真正的实用化阶段还有很长的路要走.

除了传统的磁约束聚变和惯性约束聚变, 科学家们也在努力探索实现纯聚变的新途径. 例如介于两者之间的磁化靶聚变<sup>[2,3]</sup>. 磁化靶聚变一般分为三个过程<sup>[4,5]</sup>: 形成过程、传输过程以及内爆压缩过程. 在形成阶段, 等离子体通过内嵌磁场的方式进行预加热, 并在内爆压缩过程中实现聚变点火. 因此, 磁化靶聚变不需要惯性约束聚变那么高的初始密度( $\sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ ), 也不需要磁约束聚变那么长的约束时间(秒量级), 很可能是一种实现纯聚变更低廉更有效的途径. 反场构形 (field reversed configuration, FRC) 作为磁化靶有着如

下优势<sup>[6,7]</sup>: 具有很高的等离子体 $\beta$ 值, 具有很高的能量密度, 磁场拓扑结构简单, 具有可转移性, 探测手段成熟等.

形成FRC的方法有很多, 如环向箍缩 ( $\theta$ -pinch) 方法<sup>[4]</sup>、球马克融合 (spheromak merging) 方法<sup>[8]</sup>、碰撞融合 (collision merging) 方法<sup>[9]</sup>、旋转磁场 (rotating magnetic fields) 方法<sup>[10]</sup>等. 比较常用的是传统的环向箍缩方法, 如美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的FRX (Field-Reversed eXperiment) 系列装置<sup>[4,11,12]</sup>、我国的“荧光-1”装置<sup>[13]</sup>等. 环向箍缩方法的最大优点是等离子体受到器壁的污染很小, 其缺点是通过该方法只能内嵌约50%的初始磁场<sup>[4,14-16]</sup>. 关于FRC的形成过程, 本文作者在文献<sup>[17]</sup>中进行了详细的分析. 这里将重点讨论磁化靶聚变的第二个过程: FRC的传输过程.

## 2 理论模型

为了描述FRC的形成及传输过程, 需要求解磁流体力学方程组<sup>[17]</sup>:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (1)$$

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11105005, 11175026, 11175028) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yang\_xianjun@iapcm.ac.cn

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \Pi, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{u}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \nabla \times (\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{j}), \quad (3)$$

$$\rho_i \frac{d}{dt} \varepsilon_i = -p_i \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot (\mathbf{K}_i \cdot \nabla T_i) + C_i \mathbf{j} \cdot \boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{j} - \mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \Pi_i) + Q_i, \quad (4)$$

$$\rho_e \frac{d}{dt} \varepsilon_e = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot (\mathbf{K}_e \cdot \nabla T_e) + C_e \mathbf{j} \cdot \boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{j} - \mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \Pi_e) + Q_e, \quad (5)$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}. \quad (6)$$

这里,  $\rho_e$ ,  $\rho_i$  和  $\rho$  分别为电子密度、离子密度和总密度;  $p_e$ ,  $p_i$  和  $p$  分别为电子压强、离子压强和总压强;  $\varepsilon_e$  和  $\varepsilon_i$  分别为电子和离子的能量密度;  $T_e$  和  $T_i$  分别为电子温度和离子温度;  $C_e$  和  $C_i$  分别为电子焦耳热分配系数和离子焦耳热分配系数;  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{j}$  和  $\mathbf{B}$  分别为流速、电流密度和磁感应强度. (1) 式是连续性方程; (2) 式是纳维-斯托克斯方程; (3) 式是法拉第定律; (4) 和 (5) 式分别是离子和电子的能量方程; (6) 式是安培定律.

我们使用 MPF-2D 程序<sup>[17]</sup> 对上述磁流体力学方程组进行求解. 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. 根据环向箍缩方法形成 FRC 的装置特点, 可以将计算区域分成两部分: 真空区域和等离子体区域. 忽略位移电流后, 真空区域仅涉及磁场方程. 对于等离子体区域, MPF-2D 程序采用 ALE (arbitrary Lagrangian Eulerian) 方法进行求解, 该方法同时具有 Lagrange 法和 Euler 法的优点, 还可以克服网格大变形引起的计算困难. 每个时间步内, 磁流体力学方程组的求解过程可分为三步: 第一步是使用九点 Kershaw<sup>[18]</sup> 隐格式差分方法求解流体运动方程; 第二步是通过 Winslow 等势方法<sup>[19,20]</sup> 对网格进行重划分; 第三步是利用二阶精度的基于面通量 (simplified face-based Donor-Cell) 方法<sup>[21]</sup> 对物理量进行重映射. 具体的数值求解方法见文献<sup>[17]</sup>.

### 3 FRC 的传输过程

磁化靶聚变一般分为三个过程: 形成过程、传输过程和内爆压缩过程. 本节将针对传输过程的相关模拟结果进行讨论. FRC 在石英玻璃管中产生

之后, 如果要传输出去, 有两种方法可以选择: 在石英管一端增加气压, 利用压力梯度对 FRC 进行传输; 利用磁压将 FRC 传输出去. 考虑到 FRC 的寿命较短 (10  $\mu\text{s}$  左右), 而利用气压的方法时间较长, 并且气压的加载同形成过程在时间上不好匹配, 另外气压很难均匀地加载到 FRC 表面, 进而会导致 FRC 的不稳定性迅速增长. 采用磁压的方法可以避免上述问题, 而且产生磁压的方法比较简单, 只需将圆柱形的箍缩线圈改成圆锥形状即可.

虽然 FRC 是在石英玻璃管中产生的, 但是并不能只使用石英玻璃管进行传输. 根据我们的模拟结果显示, 如果只使用石英玻璃管, FRC 一旦离开具有磁场环境的箍缩线圈, FRC 内部的磁场将迅速向真空中扩散. 在石英玻璃管外部增加一个金属套筒, 可以在一定程度上减缓 FRC 内部磁场向外扩散的过程, 但是 FRC 的拓扑结构依然无法维持较长时间. 只有在 FRC 外部加上适当的磁场, 维持 FRC 内外磁压的平衡, 才能使 FRC 进行稳定的传输.

图 1 给出了 FRC 传输过程中磁场及密度的演化过程. 从初始时刻的磁场构形 ( $t = 0 \mu\text{s}$ ) 可以看出, 箍缩线圈有一定的倾斜角, 在这里为  $1^\circ$ , 箍缩线圈与两端的磁镜线圈间隔 2 cm, 右端磁镜线圈与传输线圈的间隔为 2 cm, 传输线圈的长度为 1 m, 传输磁场是一个均匀磁场. 从初始时刻到  $t = 3.5 \mu\text{s}$ , 是 FRC 在箍缩线圈内部的形成过程. 随后, FRC 将在磁压的作用下向传输线圈内部移动. 从  $t = 4.5 \mu\text{s}$  时刻的磁场构形可以看出, FRC 已经完全进入到传输线圈内部. 从密度分布图可以看出, 大部分等离子体进入到了传输线圈, 然而在箍缩线圈内部 ( $L = 20\text{--}50 \text{ cm}$  处), 靠近对称轴的位置仍有少量的等离子体未被传输出来. 这是由于 FRC 是一个柱对称的磁场构形, 对称轴上的磁场始终为零, 理想情况下对称轴上没有轴向磁压, 因此对称轴上的等离子体无法被传输出去, 这会造成一定的等离子体损失. 随后, FRC 将在均匀磁场中进行一个稳定的传输, 在  $t = 15 \mu\text{s}$  时, FRC 传输到了线圈的最右端.

图 2 给出了箍缩线圈取不同倾斜角时, FRC 的传输距离及轴向平均速度随时间的演化. 传输距离  $L$  的定义为 FRC 左端与箍缩线圈右端的距离. 从图 2 可以看出: 当倾斜角  $\theta = 0.3^\circ$  时, FRC 传输到线圈最右端的时间为  $18.6 \mu\text{s}$ ; 随着倾斜角度变大,

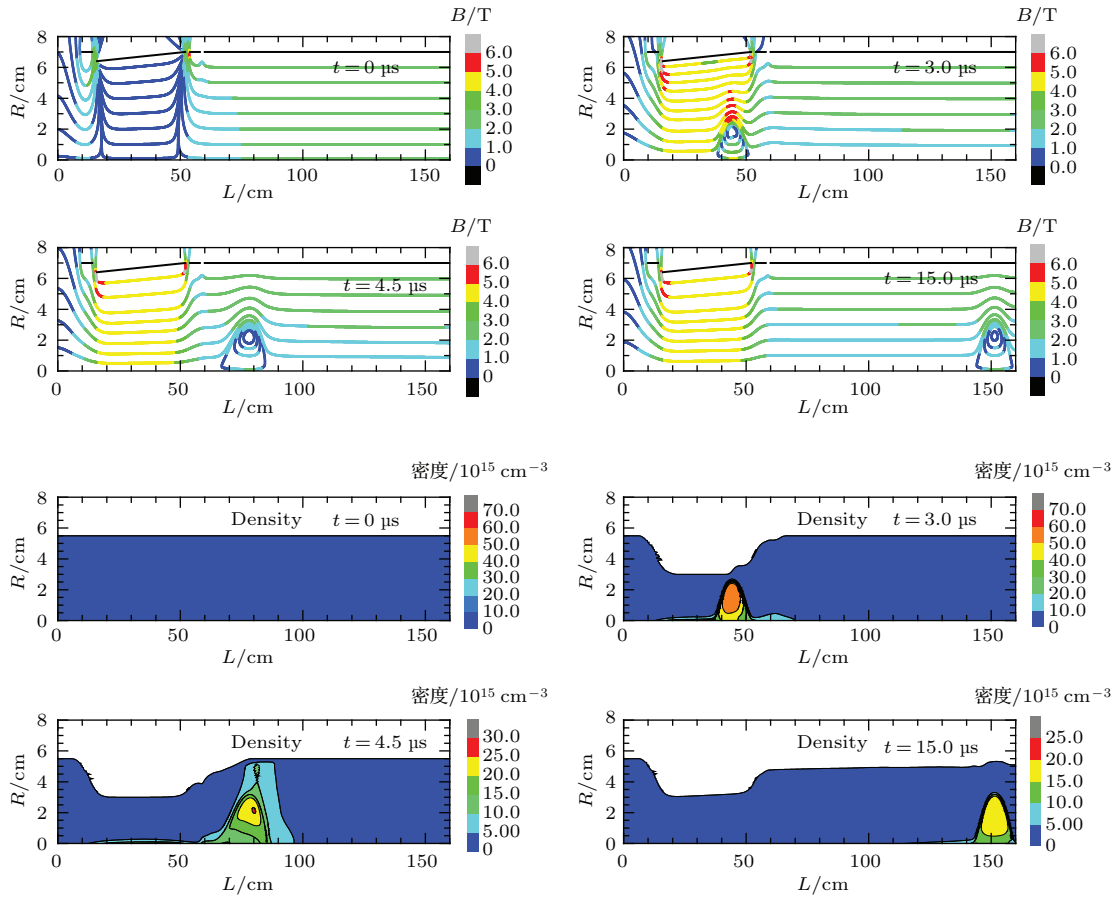


图1 (网刊彩色) FRC 传输过程中磁场及密度的演化

Fig. 1. (color online) Magnetic field and plasma density of FRC during the translation process.

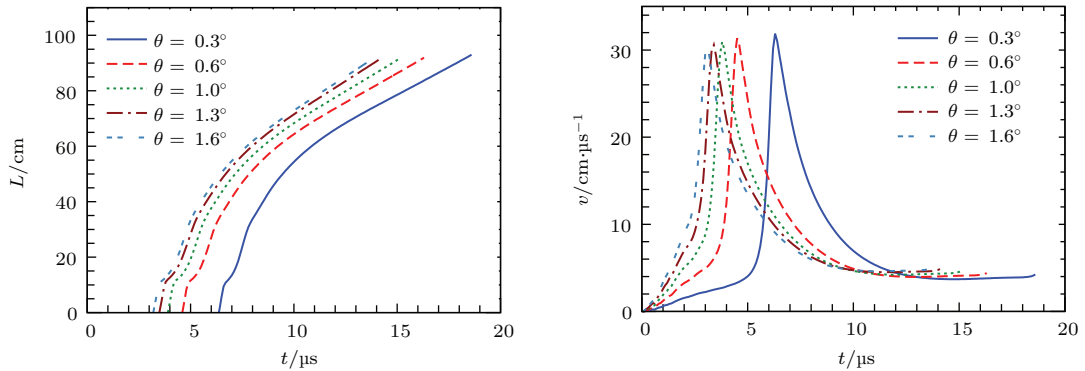


图2 (网刊彩色)  $\theta$  线圈不同倾斜角时, FRC 的传输距离及轴向平均速度随时间的演化

Fig. 2. (color online) Translation distance and average axial velocity of FRC with different obliquities of  $\theta$  coil.

传输时间逐渐减小, 当倾斜角  $\theta = 1.6^\circ$  时, FRC 的传输时间为  $13.6 \mu\text{s}$ . 相应地, 传输速度随着倾斜角度的增大而增加. 如图 2 所示, FRC 轴向平均速度的最大值约为  $30 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . 倾斜角  $\theta = 0.3^\circ$  的情况下, 轴向平均速度最大值出现在  $t = 6.3 \mu\text{s}$ ; 倾斜角  $\theta = 1.6^\circ$  时, 最大值出现在  $t = 3.1 \mu\text{s}$  时刻. 轴向平均速度最大值出现的时间对应着 FRC 完全离

开箍缩线圈的时间, 随后 FRC 将进入传输磁场, 由于传输磁场为均匀磁场, 因此无法提供轴向磁压, FRC 的传输速度迅速衰减, 从图 2 可以看出, 对于不同倾斜角度的情况, 其轴向速度最终都衰减到约  $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ .

考虑到 FRC 的寿命约为  $10\text{--}20 \mu\text{s}$ , 而对于上述均匀磁场中传输的情况, 当传输线圈为  $1 \text{ m}$ , 倾

斜角  $\theta = 1.6^\circ$  时, 传输到线圈最右端所需的时间为  $13.6 \mu\text{s}$ , 因此有必要增大传输速度. 增大传输速度有两种选择: 继续增大箍缩线圈的倾斜角度来增大初始磁压; 采用非均匀磁场进行传输. 如果继续增大初始磁压的话, 一方面过大的磁场梯度会导致不稳定性的增长加快; 另一方面, 根据上面的讨论可知, 初始磁压的增加对最大速度的贡献有限, 它只是增大了 FRC 在箍缩线圈内部的加速度, 并且 FRC 一旦离开箍缩线圈, 速度将迅速减小. 基于以上考虑, 我们决定采用非均匀磁场传输的办法来加快传输速度. 图 3 给出了传输线圈倾斜角度  $\theta' = 0.4^\circ$  时的计算结果, 其他条件与图 2 中的

情况相同. 从传输距离来看, 当  $\theta = 0.3^\circ$  时, FRC 传输到线圈右端所需时间为  $13.5 \mu\text{s}$ , 比均匀磁场传输时的  $18.6 \mu\text{s}$  缩短了  $5.1 \mu\text{s}$ , 而且比均匀磁场下  $\theta = 1.6^\circ$  时的  $13.6 \mu\text{s}$  还要快; 当  $\theta = 1.6^\circ$  时, FRC 传输到线圈右端所需时间为  $10.0 \mu\text{s}$ , 比均匀磁场传输的情况快  $3.6 \mu\text{s}$ . 从传输速度来看, 由于箍缩线圈的设置没有差别, 因此两种情况下的最大速度一样, 到达最大速度的时间一样. FRC 到达最大速度之后会进入传输磁场, 对于非均匀磁场的情况, 从图 3 可以看到 FRC 进入传输磁场后速度会衰减, 最终降到约  $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ , 这是均匀磁场下  $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$  的 2.5 倍.

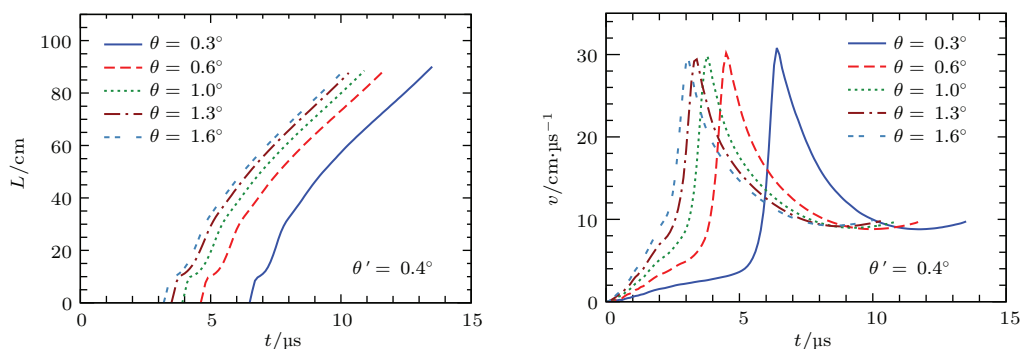


图 3 (网刊彩色) 传输线圈倾斜角为  $0.4^\circ$  时, FRC 的传输距离及轴向平均速度随时间的演化  
 Fig. 3. (color online) Translation distance and average axial velocity of FRC with obliquity  $\theta' = 0.4^\circ$  of translation coil.

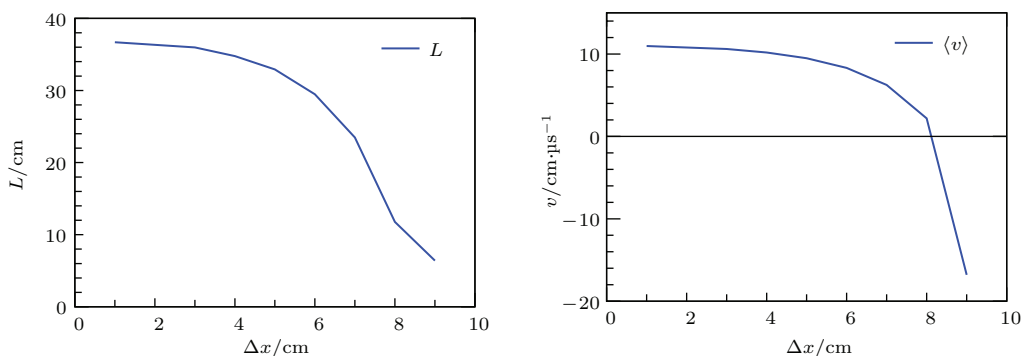


图 4 (网刊彩色)  $6 \mu\text{s}$  时 FRC 的传输距离及轴向平均速度与线圈间隙  $\Delta x$  的关系  
 Fig. 4. (color online) Translation distance and average axial velocity of FRC at  $6 \mu\text{s}$  with different  $\Delta x$ .

除了前文讨论的磁场会对传输过程有影响之外, 还有一个因素不可忽略, 那就是线圈间的间隙. 之前的计算过程中, 箍缩线圈与磁镜线圈的距离以及磁镜线圈与传输线圈的距离都是  $2 \text{ cm}$ . 下面将通过改变磁镜线圈与传输线圈的距离研究线圈间隙对传输过程的影响. 图 4 给出了  $6 \mu\text{s}$  时 FRC 的传输距离及轴向平均速度与线圈间隙  $\Delta x$  的关系,

计算过程中采用均匀磁场进行传输. 从图 4 可以看出, 随着间隙  $\Delta x$  的增大, 传输距离迅速减小. 这是由于线圈间隙的存在, 使得磁场在间隙处存在不均匀性, FRC 到达间隙处时将进行径向扩张, 随后 FRC 需要克服间隙右端的磁压才能进入传输磁场. 关于传输速度, 图 4 中的结果显示, 传输速度随着间隙的增大不断减小, 当  $\Delta x = 9 \text{ cm}$  时, 传输速



度为负值,表示FRC未能克服线圈间隙右端的磁压进入传输磁场,反而被线圈间隙两端的磁压所俘获.另一方面,由于线圈间隙处磁场存在不均匀性,还会导致FRC不稳定性的增长.

## 4 结 论

本文利用最近开发的二维磁流体力学模拟程序MPF-2D对FRC的传输过程进行了研究.这里采用圆锥形箍缩线圈产生磁压的方法使FRC传输出去.模拟结果显示,如果只使用石英玻璃管进行传输,FRC一旦离开箍缩线圈,其内部的磁场将迅速向真空中扩散.在外面增加一个金属套筒,可以在一定程度上减缓磁场的扩散过程,但是其拓扑结构依然无法维持.只有在FRC外部加上适当的磁场,维持FRC内外磁压的平衡,才能保持FRC的拓扑结构并进行稳定的传输.文中对初始磁场,传输磁场以及线圈间隙对传输过程的影响进行了详细的分析.随着初始磁压的增大,最大传输速度稍有变大,达到最大传输速度的时间提前,相同时间内FRC的传输距离增大.对于均匀磁场传输的情况,FRC进入传输磁场之后,传输速度迅速减小到约4 cm/ $\mu$ s;如果采用非均匀磁场进行传输,例如将传输线圈的倾斜角设为 $\theta' = 4^\circ$ 时,FRC进入传输磁场后其速度最终衰减到约10 cm/ $\mu$ s,大大地提高了传输速度.最后,文中还对线圈间隙的影响进行了相关研究.随着线圈间隙的增大,FRC的传输距离变短,相应的传输速度变慢.当间隙增大到一定程度后,FRC可能会因为无法克服间隙右端的磁压,进而被间隙所俘获.

感谢北京应用物理与计算数学研究所董志伟、邓爱东的讨论与建议.

## 参考文献

[1] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Doppner T, Hinkel D E, Berzak Hopkins L F, Kline J L, Pape S L, Ma T, MacPhee A G, Milovich J L, Pak A, Park H S, Patel P K, Remington B A, Salmonson J D, Springer P T, Tommasini R 2014 *Nature* **506** 343

[2] Zaripov M M, Khaybullin I B, Shtyrkov E I 1976 *Sov. Phys. Usp.* **19** 1032

[3] Lindemuth I R, Kirkpatrick R C 1983 *Nucl. Fusion* **23** 263

[4] Taccetti J M, Intrator T P, Wurden G A, Zhang S Y, Aragonéz 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, Martínez R A, Sánchez P G, Schoenberg K F, Scott K J, Siemon R E, Tejero E M, Trask E H, Tuszewski M, Waganaar W J 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 4314

[5] Intrator T P, Siemon R E, Sieck P E 2008 *Phys. Plasmas* **15** 042505

[6] Green T S 1960 *Phys. Rev. Lett.* **5** 297

[7] Wright J K, Phillips N J 1960 *J. Nucl. Energy Part C* **1** 240

[8] Binderbauer M W, Guo H Y, Tuszewski M, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 045003

[9] Yamada M, Ono Y, Hayakawa A, Katsurai M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 721

[10] Slough J T, Miller K E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1444

[11] Armstrong W T, Linford R K, Lipson J, Platts D A, Sherwood E G 1981 *Phys. Fluids* **24** 2068

[12] Intrator T P, Park J Y, Degnan J H, Furno S I, Grabowski C, Hsu S C, Ruden E L, Sánchez P G, Taccetti J M, Tuszewski M, Waganaar W J, Wurden G A, Zhang S Y, Wang Z 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 152

[13] Sun Q Z, Fang D F, Liu W, Qin W D, Jia Y S, Zhao X M, Han W H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 078407 (in Chinese) [孙奇志, 方东凡, 刘伟, 秦卫东, 贾月松, 赵小明, 韩文辉 2013 物理学报 **62** 078407]

[14] Armstrong W T, Cochrane J C, Commisso R J, Lipson J, Tuszewski M 1981 *Appl. Phys. Lett.* **38** 680

[15] Sgro A G, Armstrong W T, Lipson J, Tuszewski M G, Cochrane J C 1982 *Phys. Rev. A* **26** 3564

[16] Soběhart J R 1990 *Phys. Fluids B* **2** 2268

[17] Li L L, Zhang H, Yang X J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 165202 (in Chinese) [李璐璐, 张华, 杨显俊 2014 物理学报 **63** 165202]

[18] Kershaw D S 1981 *J. Comput. Phys.* **39** 375

[19] Winslow A W 1963 *Equipotential Zoning of Two-Dimensional Meshes* (Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory) UCRL-7312

[20] Winslow A W 1981 *Adaptive Mesh Zoning by Equipotential Method* (Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory) UCID-19062

[21] Margolin L G, Shashkov M 2002 *Second-Order Sign-Preserving Remapping on General Grids* (Los Alamos: Los Alamos National Scientific Laboratory) LA-UR-02-525

# Translation process of field reversed configuration\*

Li Lu-Lu Zhang Hua Yang Xian-Jun<sup>†</sup>

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

( Received 15 November 2014; revised manuscript received 29 December 2014 )

## Abstract

Magnetized target fusion (MTF) is an alternative approach to fusion between traditional inertial confinement fusion and magnetic confinement fusion. It involves three processes: the formation of target plasma, the translation of target plasma, and compression process of implosion. In this paper, the translation process is studied with a two-dimensional magneto-hydrodynamic code MPF-2D, and the result shows that it is necessary to add a proper magnetic field in the translation process of field reversed configuration in order to maintain its topological structure. The effects of initial magnetic pressure, translation magnetic field, and the gap between coils are studied in detail.

**Keywords:** magnetized target fusion, field reversed configuration, two-dimensional magneto-hydrodynamic

**PACS:** 52.55.Lf, 52.25.Xz, 52.30.Cv, 52.65.Kj

**DOI:** [10.7498/aps.64.125202](https://doi.org/10.7498/aps.64.125202)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105005, 11175026, 11175028).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yang\\_xianjun@iapcm.ac.cn](mailto:yang_xianjun@iapcm.ac.cn)