

利用旋转磁场驱动电流技术产生和 维持 FRC 的实验¹⁾

吴 成

(中国科学院物理研究所)

A. KNIGHT I. R. JONES

(School of Physical Sciences, Flinders University of South Australia, Bedford Park, S.A. 5042)

1987 年 4 月 22 日收到

提 要

利用旋转磁场驱动电流技术产生场反向磁场位形 (FRC)。实验中未观察到任何等离子体不稳定性。FRC 的寿命由所加旋转磁场的时间 (40 ms) 决定。

一、引 言

利用旋转磁场驱动电流的技术是 1962 年由 Blevin 和 Thonemann^[1] 提出的。Jones^[2] 利用这项技术首先产生和维持紧凑环 (compact torus) 磁场位形,称之为 Rotamak。此后,这项技术又用于产生一系列感兴趣的等离子体/磁场位形,包括类角向收缩位形^[3]、类螺旋收缩位形^[4]和反场收缩位形^[5]。澳大利亚 Flinders 大学和原子能研究所^[6]分别用高功率短时间 (12 MW, 80 μ s)、低功率长时间 (6 kW, 12 ms) 和中等功率长时间 (200 kW, 20—40 ms) 的射频源产生了稳定的 Rotamak 等离子体。Frank^[7] 等人利用 1 MW 的脉冲射频发生器 (1—2ms) 在 Rotamak 装置上获得离子和电子温度分别为 250 eV 和 60 eV 的高温等离子体。在这些实验中都没有观察到任何等离子体不稳定性。Dutch 和 McCarthy^[8], 堀田荣喜^[9] 等人分别用 $m = 1$ 和 $m = 2$ 的旋转磁场在 Tokamak 装置上成功地驱动起等离子体电流。关于用旋转磁场驱动电流的效率和高频旋转磁场中电子轨道的稳定性有种种议论^[10-12],但至今尚无结论。

调节平衡场 (Tokamak 装置中称之为垂直场) 的曲率,紧凑环可以成为扁平、圆形和细长的位形。本文叙述的实验是在一个圆柱形装置上利用旋转磁场驱动电流技术形成长形 Rotamak 等离子体。调节平衡场的幅度、充气压和旋转场的幅度,使驱动电流足够大,以致轴向平衡场反向,这种磁场结构就是通常所说的场反向位形简称 FRC。

二、利用旋转磁场驱动电流技术产生 FRC 的原理

假定离子是均匀分布、绝对不动、具有正电荷的物质,电子是无惯性、无压强、带负电

1) 这是作者做为访问学者在澳大利亚 Flinders 大学的工作。

荷的流体,在此模型中,电子运动方程和一般欧姆定律是相同的,为

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{j} + \frac{1}{n_e e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

其中 n_e 和 η 分别表示电子数密度和电导率. 等号右边第一项是电阻项,第二项是霍耳项.

考虑无限长半径为 R 、浸没在均匀轴向磁场 B_0 中无限长的柱形等离子体,将幅度 B_ω 、频率 ω 的均匀磁场

$$\begin{aligned} B_r &= B_\omega \sin(\omega t - \varphi), \\ B_\theta &= B_\omega \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (2)$$

垂直地加在等离子体柱上,旋转磁场感生电场 $\tilde{E}_z$. 若方程(1)中电阻项与霍耳项相比占主导地位时,电场 $\tilde{E}_z$ 产生轴向屏蔽电流 j_z (如图 1(a) 所示),阻止旋转磁场向等离子体里渗透.

霍耳项的作用是产生角向力 $F_{c\theta} = j_z \tilde{B}_r$. $\tilde{B}_r$ 和 j_z 都是以频率 ω 随时间变化的量,因此,角向力 $F_{c\theta}$ 有一个稳态部分 $\langle j_z B_r \rangle$ 和一个以频率 2ω 变化的部分. 电子不但受角向力 $\langle j_z B_r \rangle$ 的加速力矩作用,而且由于与离子碰撞,同时受到一个减速力矩的作用,当两个力矩平衡时,电子获得一个稳态的角向速度 $v_{c\theta}$ (见图 1(b)). 结果,产生角向电流密度

$$j_\theta(r) = -n_e(r) e v_{c\theta}(r). \quad (3)$$

由霍耳项驱动电流称之为霍耳电流.

当方程(1)中等号右边第二项与第一项之比 $\frac{e B_\omega}{n_e \nu_{ci}}$ (ν_{ci} 是电子-离子碰撞频率)增加时,屏蔽电流 j_z 减小,旋转磁场向等离子体内渗透增强,电子角向速度增加,从而驱动电流增大. 理论研究^[13,14]表明: 当满足下面条件时,电子获得最大的角向速度:

$$v_{c\theta}^{\max} = r\omega. \quad (4)$$

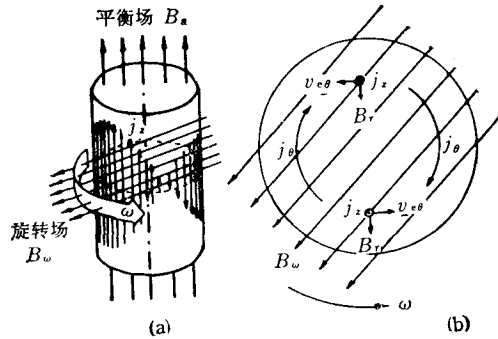
(a) 如果 $\omega \ll \omega_{ce}$, 并且 $\nu_{ci} \ll \left(\frac{\delta}{R}\right) \omega_{ce}$, δ 是经典趋肤深度, $\delta = \left(\frac{2m_e \nu_{ci}}{\mu_0 \omega n_e e^3}\right)^{1/2}$, $\omega_{ce} = \frac{e B_0}{m_e}$. (b) 如果 $\omega \gg \omega_{ci}$, $\omega_{ci} = \frac{e B_0}{m_i}$. (c) 如果 $\nu^* \gg \left(\frac{m_e}{m_i}\right) \nu_{ci}$, ν^* 是离子与周围环境的碰撞频率. 此时,产生的角向电流密度为

$$j_\theta(r) = n_e(r) |e| r \omega. \quad (5)$$

由此电流产生的轴向磁场为

$$B_c(r) = \frac{\mu_0 |e| \omega N(r)}{2\pi}, \quad (6)$$

其中



(a) 屏蔽电流 j_z 的分布
(b) 角向电流 j_θ 的产生
图 1 旋转磁场产生角向电流原理图

$$N(r) = \int_r^R 2\pi r n_c(r) dr.$$

当选择旋转磁场的方向,使其产生的轴向磁场 $B_c(r)$ 与轴向平衡场 B_a 的方向相反,则总的轴向磁场为

$$B_z(r) = B_a - B_c(r). \quad (7)$$

若旋转磁场驱动的电场足够大,使得 $B_c(0) > B_a$, 则磁场位形就是众所周知的场反向位形 (FRC).

三、实验装置

图 2 是实验装置示意图. 两个幅度和频率相等、位相差 90° 的射频电流脉冲流经一对互相垂直的 Helmholtz 线圈,产生幅值 B_ω 、频率 ω 的旋转磁场. 线圈紧靠直径 10 cm、长 1.5 m 的石英玻璃放电管的外壁、以放电管中平面为中心长 0.5 m. 电流脉冲是由两个大功率 RF 发生器产生的,脉冲宽度 40 ms. 馈有直流电流、互相串联的 12 个可移动螺线管,产生 0—100 G 连续可调的平衡场. 移动螺线管的相互位置,可产生不同磁场形态和磁镜比的平衡场. 本实验选择的磁镜比 $M = 1.11$.

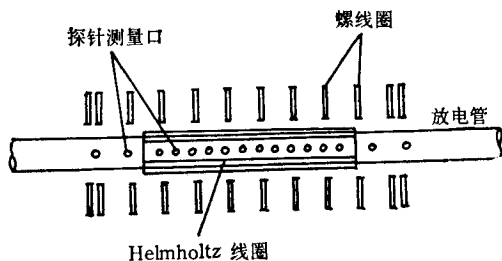


图 2

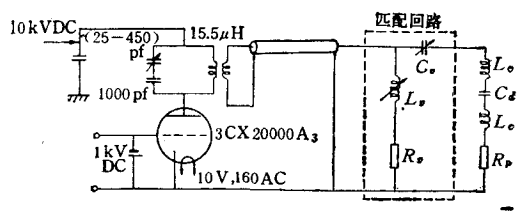


图 3

两个 RF 发生器的最大输出功率各为 90 kW, 它主要由功率放大管和阳极调谐回路组成. 功率放大管的型号是 3CX20000A₃, 工作在 C 类, 强风冷却, 板压由最高充电 10 kV 的电容器组提供. 阳极调谐回路由一个电感 (15.5 μH) 与一个固定电容 (1000 pF) 和一个可变电容 (25—450 pF) 串联支路并联组成. RF 输出取自绕在调谐回路电感外面的耦合线圈.

功率放大器的输出回路调谐在 1 MHz, 等效发生器阻抗为纯电阻. 由 Helmholtz 线圈和等离子体组成的负载系统的阻抗与发生器阻抗不匹配, 必须用匹配网络耦合发生器

表 1

旋转磁场频率	1.0 MHz	
脉冲长度	40 ms	
工作气体	氩	
工作气压	2 mTorr	8 mTorr
轴向平衡场	25 G	40 G
总驱动电流	2.1 kA	2.6 kA

和负载系统, 使等离子体获得最大的功率. 实验等效电路(一路)示于图 3. L_c 代表 Helmholtz 线圈, 两个线圈中间用电容 C_d 去耦, R_p 代表等离子体负载, 匹配回路由可变电容 C_v 和可调电感 L_v 组成.

放电管轴向 16 个位置装有横跨直径的小玻璃管(外径 5 mm), 霍耳探针可以插进玻璃管进行总轴向磁场的测量.

两种放电实验条件列于表 1.

四、实验结果

1. 总轴向磁场的径向分布

轴向磁场 B_z 是平衡垂直场 B_0 与驱动电流 i_0 产生的轴向磁场分量 $B_c(r)$ 的合成. 霍耳效应磁探针在轴向 16 个位置横跨直径进行总轴向磁场的测量. 在测量过程中, 用置于放电管中平面的逆磁探针监视等离子体的行为. 每次放电, 磁探针和逆磁探针信号储存进计算机. 径向 29 个位置, 轴向 14 个位置共 266 次放电, 逆磁探针信号重复性很好, 保证了测量的可靠性. 图 4 给出了 5 次放电中逆磁探针输出的叠加信号. 图 5 是计算机给出的典型的磁探针信号. 序号 1, 2, 3, 4, 5 分别对应径向位置 $r = 70, 40, 0, -40, 70$ mm. 低充气压 (2 m Torr) 和高充气压 (8 m Torr) 两种情况 B_z 的径向分布的典型例子示于图 6.

2. 角向磁通分布

轴向磁场的径向分布是 r 和 z 的两维对称曲线, 可以找到一个多项式

$$B_z(r, z) = \sum_m \sum_n \alpha_{mn} r^m z^n, \quad (8)$$

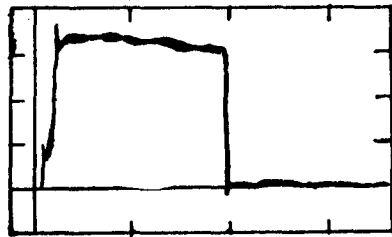


图 4

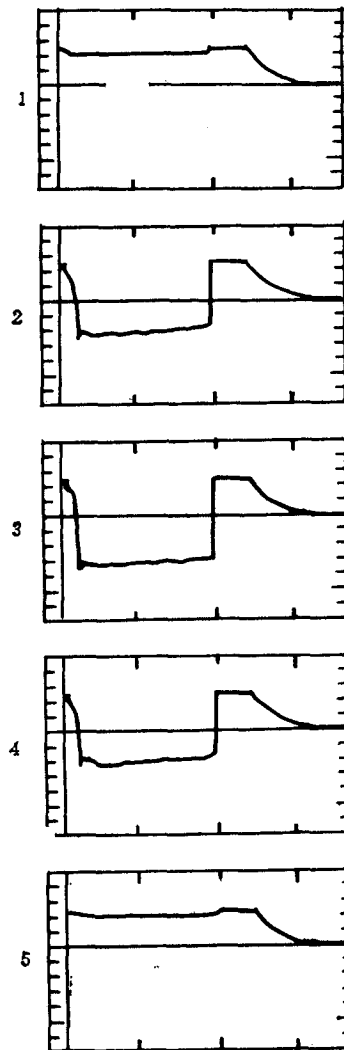


图 5 垂直灵敏度 10 G/格; 水平灵敏度 10 ms/格

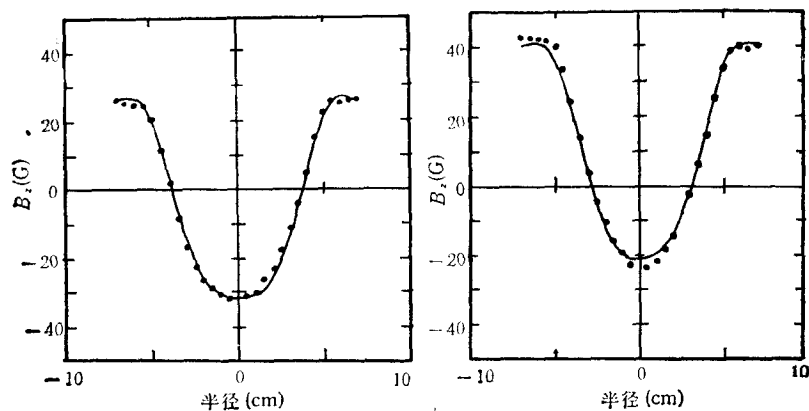
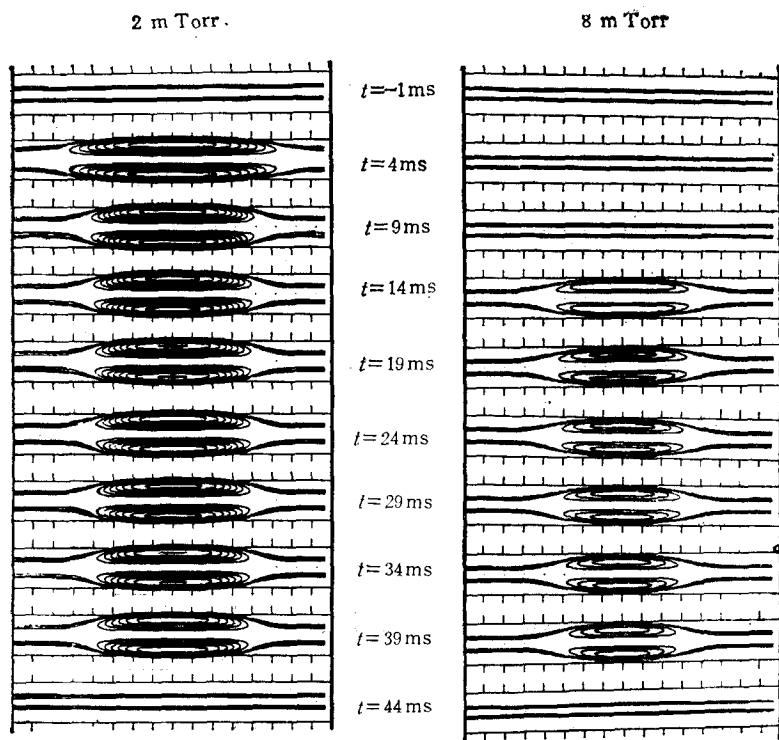


图 6

● 为实验值;实线为拟合曲线

图 7 间距为 1×10^{-7} Wb

拟合和平滑实验数据. m, n 是待定偶数, α_{mn} 是待定系数. 用最小二乘法求得的拟合曲线也示于图6. 求得的拟合多项式可用来计算各种等离子体参数. 例如, 积分

$$\phi(r, z) = 2\pi \int_0^r B_z(r', z) r' dr', \quad (9)$$

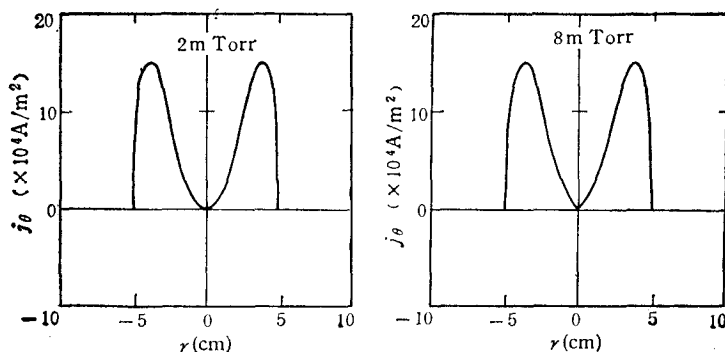
得到角向磁通. 用这种方法得到的两种充气压下不同时刻的等值角向磁通的分布示于图7. 从图7可以看出: 低充气压情况, 分离面 ($\phi = 0$) 在管壁外, 而高充气压时分离面在

管壁里面。

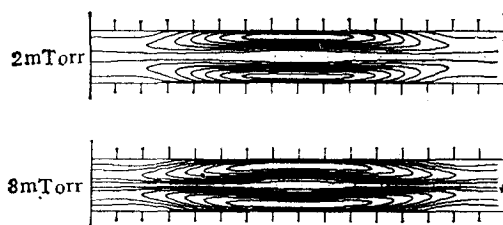
3. 驱动的角向电流 J_θ

将二维拟合多项式(8)代入方程

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (10)$$



(a) 角向电流的径向分布 ($t = 19 \text{ ms}$, $z = 0$)



(b) 等值角向电流分布 ($t = 19 \text{ ms}$)

图 8

可以求出角向电流 $J_\theta(r, z)$, 图 8 给出中平面 $t = 19 \text{ ms}$ 的径向分布和等值电流在 rz 平面内的分布。利用安培定律

$$\oint_c \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I, \quad (11)$$

能够求出总的角向电流。积分路线 c 取中心轴和最外测量点组成的闭合曲线 ($r = 0, z = \pm 35 \text{ cm}, r = 5 \text{ cm}$)。用此法计算得到的总角向电流随时间的演变绘在图 9。低充气压时产生总角向电流为 2.1 kA , 高充气压时总电流为 2.6 kA 。总电流随时间的减小是由于 RF 发生器输出功率随时减小造成的。

五、结 论

1. 如第二节所述, 当 $\frac{eB_0}{m_e v_{ci}} \gg 1$ 时, 方程(1)

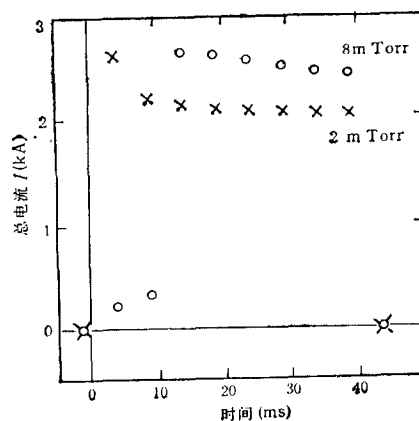


图 9

中霍耳项占主导地位。我们的实验条件下, $B_\omega = 50$ G, 根据 Langmuir 探针测量的初步数据估算, 高充气情况: $T_e = 7.6$ eV, $n_e = 3.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$, $v_{ei} = 8.3 \times 10^6$, $\frac{eB_\omega}{m_e v_{ei}} \approx$

100. 低充气情况: $T_e = 10$ eV, $n_e = 1.93 \times 10^{13}/\text{cm}^3$, $v_{ei} = 1.37 \times 10^7$, $\frac{eB_\omega}{m_e v_{ei}} \approx$

64. 两种工作参数下, 趋肤深度都远大于等离子体半径, 旋转磁场完全渗透进等离子体里。

2. 霍耳项产生的电子角向速度与旋转磁场渗透有紧密关系。在与电子同速旋转的坐标系中, 观察旋转磁场的旋转频率为 ω^* , 由于 Doppler 频移, $\omega^* < \omega$. 趋肤深度 δ 正比例于 $\omega^{-\frac{1}{2}}$, 增强的磁场渗透是由于较低频率 ω^* 相应于较大的有效趋肤深度。可以想象, 若电子与旋转磁场同步旋转, $\omega^* = 0$, 则有效趋肤深度应该是无限的, 旋转磁场则完全渗透进等离子体。

3. 众所周知, FRC 是约束高 β 等离子体很好的磁场结构。通常产生 FRC 都是用具有反向偏场的角向收缩装置, 据作者所知, FRC 最长寿命为 $300 \mu\text{s}^{[15]}$ 。但是, 用旋转磁场的方法产生和维持 FRC 的实验中, 尚未观察到任何等离子体不稳性, FRC 的寿命唯一地由所加旋转磁场的时间决定。人们期望, 用旋转磁场的方法能获得稳态的 FRC。

参 考 文 献

- [1] H. A. Blevin and P. C. Thonemann, *Nucl. Fusion Suppl., Part 1*, (1962), 55.
- [2] I. R. Jones, Flinders University Report No. FUPH-151(1979) (NTIS No. PB85-133858).
- [3] W. N. Hugrass, I. R. Jones and M. G. R. Philips, *J. Plasma Phys.*, 26(1981), 465.
- [4] W. N. Hugrass, I. R. Jones and M. G. R. Philips, *Nucl. Fusion*, 19(1979), 1546.
- [5] M. L. Xue and D. B. Ratcliffe, Flinders University Report, Memorandum FRR-14-86, 31 October, (1986).
- [6] G. Durance, Proc. of a Technical Committee Meeting on advances in Compact Torus Research, IAEA-TECD-OC-369, held in Sydney, Australia, 4—7 March (1985), p. 141.
- [7] M. Frank, A. Hardtke, M. Jogwich, M. Kuhnappel, H. Tuzcek, *ibid.*, p. 165.
- [8] M. Dutch and A. L. McCarthy, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 28(1986), 695.
- [9] 堀田荣喜, 铃木光明, 国富一良和林泉, *電学論 A*, 106(1986), 23.
- [10] N. J. Fisch and T. Watanabe, *Nucl. Fusion*, 22(1982), 423.
- [11] W. N. Hugrass and I. R. Jones, *J. Plasma Phys.*, 29(1983), 155.
- [12] 堀田荣喜, P. Karnpanitch, 林泉, *電学論 A*, 104(昭 59), 355.
- [13] I. R. Jones and W. N. Hugrass, *J. Plasma Phys.*, 26(1981), 441.
- [14] W. N. Hugrass, *J. Plasma Phys.*, 28(1982), 369.
- [15] R. E. Siemon *et al.*, *Fusion Technology*, 9(1986), 13.

THE EXPERIMENT OF GENERATION AND MAINTAINANCE OF A FRC BY MEANS OF A ROTATING MAGNETIC FIELD

WU CHENG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

A. KNIGHT I| R. JONES

(School of Physics Sciences, Flinders University of South Australia, Bedford Park, S. A. 5042)

ABSTRACT

An experiment in which a rotating magnetic field was used to generate and maintain a FRC is described. The FRC life time appeared to be limited by the duration of the rotating field pulse (40 ms), there was no evidence of gross instabilities.