文章编号: 1673-0062(2010)02-0005-03

# 电子回旋波控制托卡马克中电流分布的研究

吕知平,龚学余\*,彭晓炜

(南华大学 核科学技术学院,湖南 衡阳 421001)

摘 要:利用电子回旋波电流驱动定域性好的特点,在数值上研究了电子回旋波对托卡马克中电流分布的控制. 结果表明:电子回旋波频率、功率和波发射角度对电流分布起重要作用,优化计算得到了一组波参数.在此波参数下可以有效地驱动等离子体中心电流.并使之满足等离子体平衡电流的分布形式.

关键词: 托卡马克: 电子回旋波: 电流驱动: 电流密度分布控制

中图分类号: TL624 0532<sup>+</sup>. 11 文献标识码: A

# The Study of Electron Cyclotron W aves Controlling Current Distribution in Tokamak

# LV Zhi-ping GONG Xue-yu\*, PENG Xiao-wei

(School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang Hunan 421001, China)

Abstract Using the good beality of electron cyc b tron current drive, the control of current distribution has been studied numerically in Tokamak by electron cyc b tron wave, The results show that electron cyc b tron wave frequency, power, and wave launch angle plays an important role on the current distribution A set of wave parameters have been gained by optimized calculation, under which, the centre current of plasma can be effectively driven, and the distribution of plasma equilibrium current can be met

K ey words Tokamak electron cyclotron waves current drive current density profile control

# 0 引言

托卡马克等离子体中的电流由等离子体本身的自举电流和非感应驱动电流组成,自举电流是由等离子体中电子压强的梯度导致了在磁通量面上的一个切向力,在稳态情况下,该切向力与摩擦力平衡,当俘获电子和通行电子的动量传递能够

与通行电子和离子之间的动量传递相抗衡时,由通行电子定向漂移产生的电流. 等离子体中的自举电流呈中空分布形式<sup>[1]</sup>. 为使等离子体中心达到平衡电流分布,必须外加非感应驱动方法来驱动等离子体的中心电流.

在电子回旋波电流驱动中,由于电子回旋波的频率相当高,能传播到堆芯部并能与等离子体

收稿日期: 2010-05-23

作者简介: 吕知平 (1982-), 男, 湖南衡阳人, 南华大学核科学技术学院硕士研究生. 主要研究方向: 核聚变与等离子体. \* 通讯作者.

中心电子发生回旋共振,在等离子体中产生一个宏观电流,并且其驱动电流层的宽度很窄,所以电子回旋波具有较好传播能力和波能量沉积定域性,在堆级等离子体条件下,利用电流回旋波能很好地驱动等离子体中心的电流.本文考虑到等离子体自举电流呈中空分布形式,应用电子回旋波电流驱动来控制等离子体中心的电流分布,研究电流分布控制与电子回旋波频率、功率及入射波发射角度的关系.找出最佳的电子回旋波频率、功率及波的发射角度,从而实现对等离子离子体中心电流控制的目的.使等离子体中心也能满足平衡电流分布形式.

### 1 电子回旋波的传播与驱动电流

托卡马克等离子体存在空间不均匀性,为了计算电子回旋波在等离子体中的驱动电流分布,首先要知道波在等离子体中的传播情况,采用程函数近似方法,通过对等离子体色散关系来求解波迹方程<sup>[2]</sup>,从而得到波在传播过程中各个点上相关的物理量.

#### 1.1 波迹方程

在环形坐标系中, 波迹方程的表示形式为:

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial D_0 /\partial k_r}{\partial D_0 /\partial \omega} \qquad \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial D_0 /\partial n}{\partial D_0 /\partial \omega}$$

$$\frac{\mathrm{d}^{\varphi}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial D_0 /\partial n}{\partial D_0 /\partial \omega}$$

$$\frac{\mathrm{d}k_r}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial D_0 /\partial r}{\partial D_0 /\partial \omega} \qquad \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial D_0 /\partial \theta}{\partial D_0 /\partial \omega}$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial D_0 /\partial \varphi}{\partial D_0 /\partial \omega} = 0$$
(1)

由于在环坐标系中环向对称,则  $\partial_0 / \partial^{\varphi} = 0$  环形坐标系中的磁场表示为:  $B = (B_1, B_0, B_{\varphi})$ .

 $k_{\parallel}$  和  $k_{\parallel}$  分别表示为  $^{[3]}$ :

$$k_{\parallel} = \left[ k_r B_r + \frac{m B_{\theta}}{r} + \frac{n B_{\varphi}}{R_0 + r \cos \theta} \right] / |B| (2)$$

$$k_{\perp}^{2} = k_{r}^{2} + \left(\frac{m}{r}\right)^{2} + \left(\frac{n}{R_{0} + r\cos\theta}\right)^{2} - k_{\parallel}^{2}$$
 (3)

方程 (1) 中的  $\omega$ 由色散关系  $D_0 = |NN - N^2 \overline{I} + \overline{\epsilon}| = 0$  求出, 其中  $\overline{\epsilon}$  为介电张量, N 为折射率矢量,  $\overline{I}$  为单位张量, 应用变步长四阶龙格 – 库塔方法  $\overline{I}$  对波迹方程 (1) 进行数值求解.

#### 12 电子回旋波驱动电流

当电子回旋波注入到等离子体中时,通过波 与等离子体中电子发生回旋共振作用,这种相互 作用实际上引起电子在速度空间分布的不对称 性,这种不对称性产生了等离子体电流,在电子回旋波持续注入下,电子会形成以个稳态的畸变分布,从而在波存在的时间范围内持续地驱动等离子体电流.

将波迹方程联合 Fokker- Planck方程计算. 从而得出等离子体中的驱动电流分布. 在电子回旋波加入下, 在球坐标下动量空间的反弹平均 Fokker- Planck方程具体形式表示如下<sup>[5]</sup>:

$$\frac{\partial p_{0}^{2}f}{\partial t} + \frac{\partial p_{0}^{2}S_{p_{0}}}{\partial p_{0}} - \frac{p_{0}}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \mu_{0}} (\lambda \sqrt{1 - \mu_{0}^{2}}S_{\mu_{0}}) = 
p_{0}^{2}I_{0}(f_{0}, f_{1}\mu_{0}) \qquad (4)$$

$$S_{p_{0}} = \varepsilon \mu_{0}f \frac{s}{\lambda} - \left[ A(p_{0}) \frac{\partial f}{\partial p_{0}} + F(p_{0})f \right] - 
D_{CY} \frac{Y}{p_{0} + \mu_{1}} (1 - \mu_{0}^{2}) \left\{ \frac{B}{B_{0}} \frac{\partial f}{\partial p_{0}} + \frac{1}{p_{0}} \mu_{0} \left[ \frac{B}{B_{0}} (1 - \mu_{0}^{2}) - \frac{n\omega_{ce}}{\omega_{Y}} \right] \frac{\partial f}{\partial \mu_{0}} \right\}$$

$$S_{\mu_{0}} = \sqrt{1 - \mu_{0}^{2}} \left\{ -\varepsilon_{0}f \frac{s}{\lambda} + \frac{B_{t}(p_{0})}{p_{0}} \times \sqrt{1 - \mu_{0}^{2}} f \right\} + \varepsilon \Delta(\mu_{0}) > f \frac{\partial f}{\partial \mu_{0}} + D_{CY} \frac{Y}{p_{0} + \mu_{1}} \frac{1}{\mu_{0}} \times$$

$$\left[\frac{B}{B_0}(1-\mu_0^2) - \frac{n\omega_{ce}}{\omega_Y}\right] \frac{\partial}{\partial p_0} + D_{CY} \frac{Y}{p_0 + \mu + \frac{1}{p_0 \mu_0^2}} \times \frac{B_0}{B} \left[\frac{B}{B_0}(1-\mu_0^2) - \frac{n\omega_{ce}}{\omega_Y}\right]^2 \frac{\partial}{\partial \mu_0} \tag{6}$$

$$I_0(f_0 f_1 \mu_0) = \frac{s}{\lambda} I(f_0 f_1 \mu_0)$$
 (7)

上式中  $A(p_0)$ ,  $F(p_0)$ ,  $B_t(p_0)$ ,  $I_0(f_0, f_1 \downarrow_0)$  的具体表达形式见参考文献 / 5].

电子回旋波加入情况下的 Fokker- Planck方程是一个积分微分方程, 对这一个偏微分方程采用有限差分法来求 Fokker- Planck方程的数值解. 不考虑直流电场的作用  $(\varepsilon = 0 \ 0)$ , 在规范化下. 电流的计算公式为  $^{[6]}$ :

$$J = e n_0 c \beta_h \int_{Y}^{H} f(p_0, \mu_0) 2\pi p_0^2 \, dp_0 \, d\mu_0 \qquad (8)$$

# 2 结果及分析

考虑到等离子体的自举电流呈中空分布形式,为了使电子回旋波能驱动等离子体中心电流,本文对如何选取合适的波频率、功率及波发射位置进行分析. 采用的等离子体基本参数为: a=1 4 m,  $\beta_{\text{*-0}}=8$  0 T,  $T_{e0}=30$  keV,  $T_{i0}=28$  keV,  $n_{e0}=2$  0 ×  $10^{20}$  m<sup>-3</sup>,  $Z_{eff}=1$  5 等离子体密度分布和温度分布采用如下形式:  $n_{e}=n_{e0}\int 1$  - blishing House. All rights reserved. http://www.cnl

0 9 $(r/a)^2$ ],  $T_e = T_{e0}[1 - (r/a)^2]$ ,  $T_i = T_{i0}[1 - (r/a)^2]$ .

图 1给出了 $N_{\parallel}=0$  2(发射角度为 15°)时,发射波频率率分别取 200 GH z, 220 GH z时驱动电流的分布,由于电子回旋波与平行速度满足共振条件  $k_{\parallel}v_{\parallel}=\omega-n\omega_{cc}/2$  的电子发生相互作用,所以波频率需要一个合适的选择,波频率过大或者过小都不能满足波与电子相互作用的的条件,从图 1可以看出,在一定的波频率范围内,随着波频率的增大,驱动电流剖面会明显变窄并向等离子体中心方向偏移,波频率为 220 GH z时能使波在最靠近等离子体中心区域驱动电流.

图 2给出了 $N_{\parallel}$  = 0 2频率为 220 GH  $_{5}$  功率为 20 MW, 不同发射角度下的驱动电流分布, 从图可以看出, 当发射角为 21°时, 电子回旋波在本文给定的 等离子体参数下, 能驱动等离子体最中心的电流.

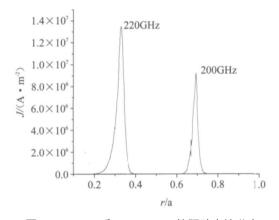


图 1 220 GH z和 200 GH z D的驱动电流分布 Fig. 1 Drive current distribution 200 GH z 220 GH z

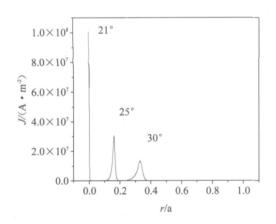


图 2 驱动电流位置与发射角度的关系

Fig 2 The relation between drive current location and launch angle

图 3给出了 $N_{\parallel} = 0$  2(发射角度为 21°)时,

发射波功率分别取 10 MW、20 MW 和 30 MW 时的驱动电流密度分布.可以看出,入射波的功率加大后,波功率沉积的峰值会向等离子体边缘方向偏移;且驱动电流并不与输入功率成正比,为了驱动等离子体中心的电流,并得到较大的驱动电流,电子回旋波输入功率选取 20 MW 比较合适.

图 4为  $N_{\parallel}$  = 0 2 频率为 220 GH  $_{3}$  功率为 20MW, 发射角为 21°时的驱动电流分布. 可以看出在这个波参数和发射角度下, 电子回旋波能很好地驱动等离子体中心的电流, 弥补了等离子体自举电流呈中空分布的缺陷, 使等离子体电流能接近平衡电流分布形式.

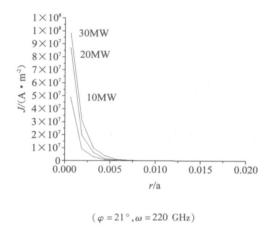
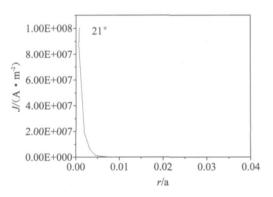


图 3 不同功率下驱动电流的分布

Fig 3 Current distribution in different waves power



 $(\varphi = 21^{\circ}, \omega = 220 \text{ GHz}, P = 20 \text{ MW})$ 

图 4 电子回旋波驱动电流的分布 Fig. 4 Distribution of electron cyclo tron wave drive current

# 3 结论

托卡马克要稳态运行在高性能状态, 等离子体中的电流必须满足平衡电流分布, 自举电流占

下转第 11页)

### 4 结论

使用 Monte- Carb方法计算了铅屏蔽盖中心轴线不同位置的光子注量率, 结果表明在贮源井顶部铅屏蔽盖中光子注量率很好地满足指数衰减规律, 通过曲线拟合得出光子注量率在顶部铅屏蔽中的衰减曲线, 外推得到井盖上表面中心处的光子注量率, 通过光子数量率计算得出贮源井盖表面最大当量剂量率为 5. 91×10<sup>-9</sup> Sy/s, 检修人员受到的年最大剂量为 0. 55 mSy, 低于 ICRP60推荐的职业照射年剂量限值 20 mSy, 贮源井屏蔽设计能够满足辐射防护要求.

#### (上接第 7页)

等离子体中电流可以有较大的份额但其中空分布不能满足高性能运行模式下等离子体平衡电流剖面分布要求.本文利用电子回旋波能够传到等离子体的中心区域并且有效的驱动等离子体电流的特征,通过调整电子回旋波波谱和波发射的位置来控制驱动电流的分布.在本文选取的等离子体装置参数下,研究结果表明最佳的波频率为 220 GHz,功率为 20 MW,并且从中平面强场侧发射角为 21°.从图可以看出,单一的电子回旋波并不能完全满足平衡电流剖面分布,下步将研究电子回旋波和快波协同作用来驱动等离子体中心的电流,以满足平衡电流分布,能使将来聚变堆稳态运行和等离子体高性能运行.

#### 参考文献:

[1] Kessel C E Bootstrap Current in a Tokamk [J]. Nuclear Fusion, 1994, B4(9): 1211-1238

#### 参考文献:

- [1] 李星洪, 陈俊珍, 孙建永. 30万居里<sup>60</sup>Co贮源井多重 屏蔽的最优化计算[J]. 核科学与工程, 1995, 15(4): 367-375.
- [2] Judith F. Briesmeister, MCNP<sup>FM</sup> A General Monte Carb N - Particle Transport Code Version 4C[R]. IA - 13709-M, 18 December 2000
- [3] 李星洪. 辐射防护基础 [M]. 北京: 原子能出版社, 1982.
- [4] 石振东, 刘国庆. 实验数据处理与曲线拟合技术 [M]. 哈尔滨: 哈尔滨船舶工程学院出版社, 1991.
- [5] ICRP Pul. 60. 国际辐射防护委员会 1990 年建议书 [M]. 李德平, 译. 北京: 原子能出版社, 1993.

- [2] Ott E, Hui B, Chu K R. Theory of electron cyclotron resonance heating of tokamak plasmas [J]. Phys Fluids, 1980, 23(5): 1031 1045.
- [3] 李庆扬, 王能超, 易大义. 数值分析 [M]. 武汉: 华中科技大学出版社, 1982
- [4] 刘文艳, 曹锦佳, 彭晓炜, 等. 射频波加入下的 Fokker Planck方程 [J]. 南华大学学报 (自然科学版), 2005, 19(4): 1-6
- [5] Peyyson Y, Shoucri M. An approximate factorization procedure for the solving nine-point elliptic difference equations application for a fast 2-D relativistic fokker planck solver [J]. Computer Physics Communications, 1998, 109(1): 55-80
- [6] 彭晓炜, 龚学余, 刘文艳. Numerical Simulation of Electron Cyclotron Current Drive in Negative Central Magnetic Shear Mode [J]. 湘潭大学自然科学学报, 2006, 28 (4): 24-30