

文章编号: 1000-0364(2007)04-0721-05

低杂波电流驱动下加热的数值模拟

孟令广, 丁伯江, 匡光力, 秦永亮, 张立志

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

摘要: 应用作者最新改进的求解 FOKKER-PLANK 方程的程序, 首次得到了低杂波电流驱动下的加热功率密度和加热功率. 这些数值模拟结果不仅很好地解决了低杂波电流驱动中的功率平衡问题, 而且也能以后的托卡马克低杂波电流驱动实验提供一定的指导作用.

关键词: 低杂波; 低杂波电流驱动; 快电子; 数值模拟

中图分类号: O532 **文献标识码:** A

Simulation of lower hybrid current drive heating

MENG Ling-guang, DING Bo-jiang, KUANG Guang-li, QIN Yong-liang, ZHANG Li-zhi

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: Lower hybrid wave heating power density and heating power have been firstly obtained using the modified program which may solve the Fokker-Planck equation. These simulation results not only solve the balance of power in the lower hybrid current driven, but also can provide some guidance for subsequent tokamak Lower Hybrid Current Driven (LHCD) experiments.

Key words: lower hybrid wave, lower hybrid wave current driven, fast electron, numerical simulation

1 前言

利用低杂波实现非感应电流驱动已经成为实现稳态核聚变的重要手段和途径. 传统的托卡马克等离子体电流是由变压器放电感应产生的, 受变压器有限伏秒数的限制, 感生的环向等离子体电流所维持的时间受变压器最大磁通的限制, 只能是有限的, 这就决定了托卡马克必然在脉冲运行模式下工作^[1]. 然而受控核聚变研究的最终目标是建立稳定的、连续运行的聚变堆, 因此实现托卡马克稳态运行的关键问题之一就是如何提供连续的环向等离子体电流. 低杂波(LHW)是在磁约束等离子体

中以低杂模式传播的准静电波, 它是由微波波段的电磁波通过特定的天线耦合到等离子体中而激发的. 低杂波在环向与电子通过朗道阻尼作用, 把动量和能量传给平行于磁场方向的速度与波的相速度近似的电子, 使得这些电子在沿着波动量方向的运动速度增加, 形成电流, 即低杂波驱动电流(LHCD). 这些携带电流的快电子(或者称为超热电子)在环向与背景等离子体碰撞, 导致等离子体温度升高, 并且改变了电子的分布函数. HT-7托卡马克实验表明在注入低杂波并且驱动电流后, 等离子体参数将有很大的改善, 电子密度从 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 升高到 $2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 电子和离子的温

收稿日期: 2006-08-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10575104)

作者简介: 孟令广(1980-), 男, 河南濮阳市人, 中国科学院等离子体物理研究所硕士研究生, 主要从事微波与等离子体相互作用的研究. E-mail: menglingguangzx@sina.com

度也得到很大提高. 在其它托卡马克装置上的低杂波电流驱动实验中同样也观察到了这种现象^[2].

在国内外的托卡马克装置上进行了很多低杂波实验, 80 年代前期甚至更早就开始在一些中小托卡马克装置上进行了低杂波加热实验, 例如在 Alcator 托卡马克上进行的兆瓦级的低杂波辅助加热, 电子和离子温度都得到了 0.5 Kev 的提升; 在其它的一些小型装置上也进行了类似的实验, 同样也观察到了电子和离子温度的升高^[3]. 而到了 80 年代以后, 低杂波则主要用于电流驱动, 这时功率平衡问题便成了一个值得重视的物理问题, 因为低杂波功率最终不是被电子和离子吸收, 就是通过某种机制损失. 虽然最近几年做过很多低杂波电流驱动并考虑其对背景等离子体加热的实验, 但是关于这方面的低杂波电流驱动加热的数值模拟还非常少. 本文在原有的低杂波电流驱动模拟 LHCD 程序的基础上, 考虑了快电子与背景等离子体的碰撞吸收, 并对该 LHCD 程序做了适当的改进, 计算得到了碰撞吸收功率密度(低杂波电流驱动加热的功率密度)和功率, 从而为以后的低杂波电流驱动实验中的功率平衡问题提供一定的指导作用.

2 物理机制

低杂波驱动电流后, 快电子不仅与背景等离子体有碰撞相互作用, 而且还存在 Landau 衰减, 因而快电子部分能量传递给背景等离子体, 同时也有部分能量返还给低杂波. 由这两种效应相等的条件可以得出电子温度与平行折射率间的一个关系式为^[4]:

$$T_e = (255.5/N_{\parallel}) / [21.9 + \ln(f_{LHW}/n_e N_{\parallel}^3)] \quad (1)$$

式中 N_{\parallel} 为平行折射率, f_{LHW} 为低杂波频率, n_e 为等离子体电子密度, T_e 为等离子体电子温度; 若 f_{LHW} 以 GHz 计, n_e 以 10^{19}m^{-3} 计, T_e 以 Kev 计, 这个关系可由图 1 表示.

在中型托卡马克 HT-7 中, 等离子体温度在 1 Kev 左右, 平行折射率在 1.0~5.0 之间, 因此从图 1 中可以看出, 大部分等离子体区域中碰撞吸收大于 Landau 衰减, 这表明在 LHCD 实验中电子碰撞加热是非常明显的, 大部分低杂波功率用于背景等离子体加热.

低杂波在等离子体中驱动电流后, 考虑到形成电流的快电子与背景等离子体的散射, Fokker-Planck 方程^[5]:

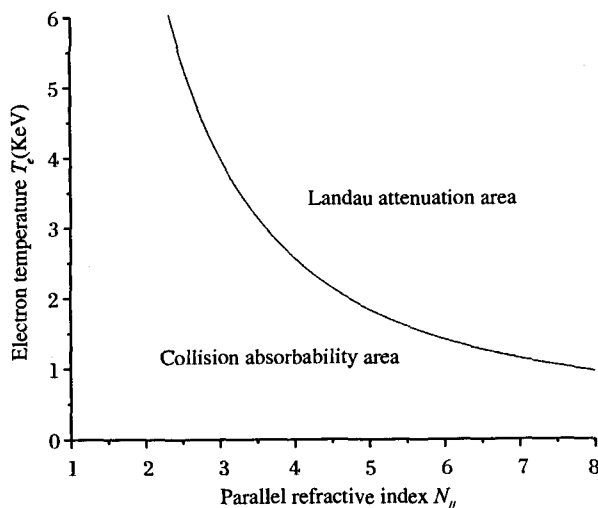


图 1 T_e, N_{\parallel} 参数平面上碰撞吸收和 Landau 衰减区的分界

Fig. 1 The boundary of collision absorability and Landau attenuation in the T_e, N_{\parallel} plane

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = -eE \frac{\partial f_e}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial p} D_{rf}(p) \frac{\partial f_e}{\partial p} + C(f_e) - f_e/\tau_l(p) + \Gamma_s \delta(p) \quad (2)$$

式中 $f_e(p)$ 为电子分布函数, p 为动量的平行方向分量, E 为电场的平行方向分量, $D_{rf}(p)$ 为由低杂波引起的电子在速度空间的准线性扩散系数, $\tau_l(p)$ 为快电子约束时间, $\Gamma_s \delta(p)$ 为平行方向低动量背景离子源, 碰撞系数 $C(f_e)$ 的表达式为:

$$C(f_e) = \frac{2 + Z_i}{2} v_0 \frac{\partial}{\partial p} \frac{p_e^3}{p} \times \left(p F_e + \frac{1}{2} p_e^2 \frac{\partial}{\partial p} F_e \right) \quad (3)$$

式中 Z_i 是有效电荷数, $v_0 = w_{pe}^4 \cdot \log \Lambda / (2\pi n_e v_e^3)$.

假设垂直方向电子分布函数为麦克斯韦分布函数, 则 f_e 可以表示为:

$$f_e(p_{\perp}, p) = \frac{F_e(p)}{2\pi m_e T_{\perp}} \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{2\pi m_e T_{\perp}}\right) \quad (4)$$

式中 $F_e(p)$ 为平行动量的电子分布函数, T_{\perp} 为垂直方向的电子温度, m_e 为电子的静止质量.

当形成电流的快电子与背景等离子体碰撞慢化时, 快电子的动量和能量传递给背景等离子体(主要是背景电子), 其低杂波电流驱动加热功率密度表达式为:

$$S(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp_{\parallel} n_e m_e c^2 (\gamma - 1) C(f_e) \quad (5)$$

式中 $\gamma^2 \approx 1 + \frac{2m_e T_{\perp}}{(m_e c)^2} + \frac{p^2}{(m_e c)^2}$.

由低杂波电流驱动加热功率密度 $S_d(r)$ 可以得到快电子对背景电子的加热功率为:

$$P_d = 4\pi^2 \int_0^a (R + a + r) S_d(r) r dr \quad (6)$$

3 结果与讨论

3.1 等离子体参数与数值模拟结果

在 HT-7 托卡马克装置中,大半径 $R = 1.22$ m,小半径 $r = 0.28$ m,在低杂波驱动中采用的频率为 2.45 GHz. 本文在模拟运算中所用到的等离子体参数和低杂波参数分别列于表 1 中.

表 1 等离子体参数和低杂波参数

Table 1 Plasma and lower hybrid wave parameters

$I_p = 150$ KA	$T_{e0} = 1.1$ keV	$T_{i0} = 0.8$ keV
$B_t = 1.9$ T	$T_{ea} = T_{ia} = 60$ eV	$n_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$
$q_0 = 1$	$f_{LHW} = 2.45$ GHz	$P_{rf} = 350$ kW

表 1 中 I_p 是等离子体电流, B_t 为纵场, T_{e0} 、 T_{i0} 分别为中心等离子体的电子和离子温度, T_{ea} 、 T_{ia} 分别为边界等离子体的电子和离子温度; n_0 为中心等离子体密度, f_{LHW} 为低杂波频率, P_{rf} 为低杂波功率.

通过运行计算低杂波功率谱的程序,可以得到带有两个峰的扩散形式的低杂波功率谱(如图 2 所示),其围为 $-8.0 \sim 8.0$. 将计算得到的低杂波功率谱输入 Fokker-Planck 求解程序代码,可以求出电子的速度分布函数 $F_e(p)$ (如图 3 所示),低杂波的功率沉积分布(如图 4 所示)和低杂波电流驱动电流分布(如图 5 所示). 将求得的电子分布函数 $F_e(p)$ 代入(3)式,通过(5)式便计算出低杂波电

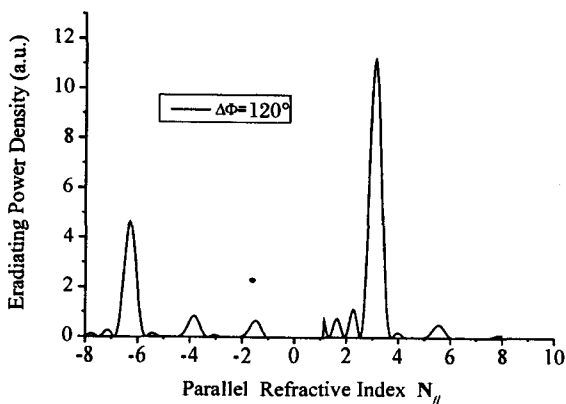


图 2 低杂波功率谱

Fig. 2 Lower hybrid wave power spectrum

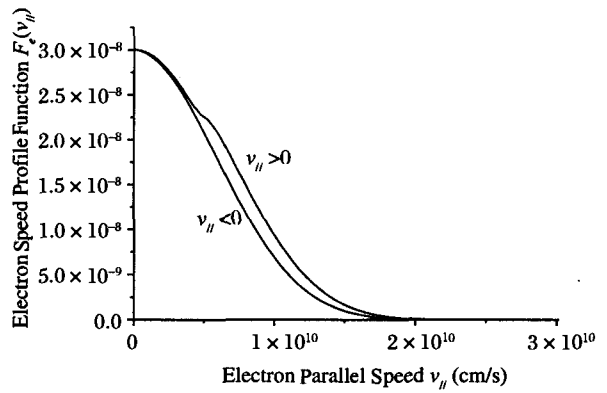


图 3 稳态时平行方向的电子速度分布函数

Fig. 3 Parallel electron speed profile in steady state

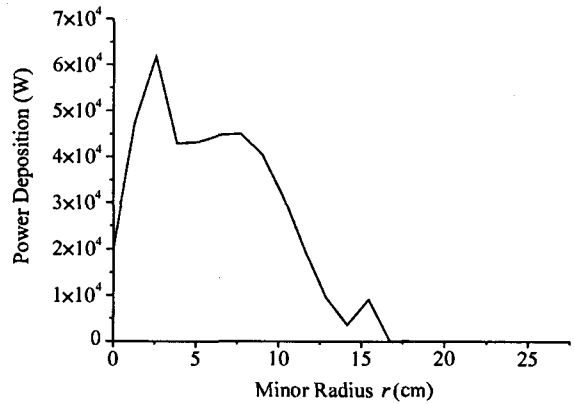


图 4 低杂波功率沉积分布

Fig. 4 Lower hybrid wave power deposition profile

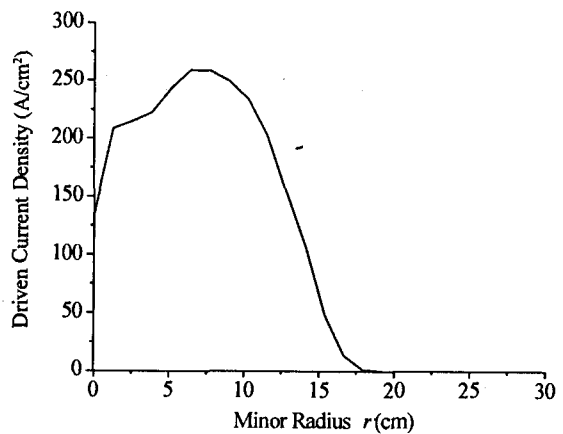


图 5 低杂波驱动电流密度分布

Fig. 5 Lower hybrid wave driven current density profile

流驱动加热功率密度 $S_d(r)$ (如图 6 所示),然后由(6)式计算得到了低杂波电流驱动加热的功率 P_d .

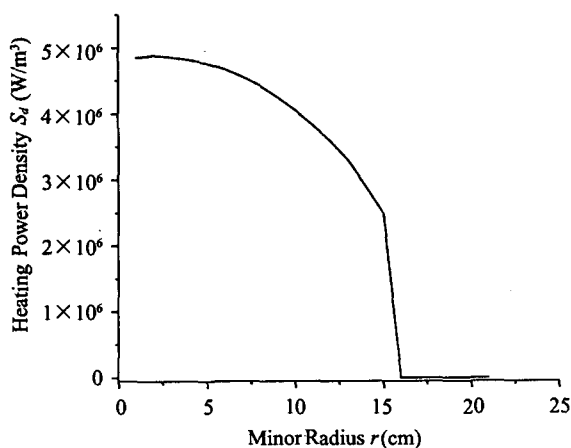


图6 低杂波电流驱动加热功率密度分布

Fig. 6 Lower hybrid wave current driven heating power density profile

3.2 模拟结果分析与讨论

由图3可以看出,在正的一定速度空间,由于低杂波的作用,其电子分布函数的值高于相应的负的速度空间,在电子速度分布的共振区形成平台,正是这个平台,形成一个有高能电子携带的等离子体电流.低杂波电流驱动要求天线在等离子体大环方向上具有不对称功率谱,为了得到较大的驱动电流,希望低杂波能够传输到等离子体中心并且与等离子体发生有效的相互作用,同时考虑到要改变等离子体约束,而并不希望低杂波完全沉积到等离子体中心,因而通过改变低杂波功率谱来改变与低杂波相互作用的电子群及其位置,从而使低杂波功率主要沉积在靠近中心的区域,进而有效地改变低杂波功率沉积和等离子体电流的分布,以达到改善约束的目的.另外托卡马克边界等离子体的温度和密度很低,低杂波可以穿越到等离子体边界,而在边界区域损失很少的功率.由图4和图5可以看出低杂波功率主要沉积在托卡马克小半径 $r = 0 \sim 10$ cm 的区域,电流密度也主要分布在此区域,模拟结果符合理论和实验要求.在小半径 $r = 15$ cm 处,低杂波沉积功率和驱动电流都很小,导致快电子密度很小,快电子与背景电子碰撞强度很弱,因此快电子对背景电子的加热功率密度也变得非常小,这表明背景等离子体内能的增加和温度的升高,正是由于这些快电子与背景等离子体的碰撞引起的.

将由(5)式计算得到的结果代入(6)式中,可以得知,在低杂波功率 $P_{rf} = 350$ kW 时,大约有 $P_d =$

202 kW 的功率通过电子碰撞传给了背景等离子体,引起了等离子体的内能增加和温度升高.由线性冷等离子体波理论可知,在低杂波向共振层的传播过程中,低杂波与等离子体发生共振和朗道阻尼衰减.理论预测了高能快电子的形成和快电子与背景等离子体通过碰撞,把能量传递给背景等离子体,从而使得背景等离子体的温度升高.在模拟中,我们计算得到了该加热功率密度和加热功率,很好地验证了该理论.

根据能量约束时间定义^[6]:

$$\tau_E = \frac{W_{tot}}{P_{tot} - dW_{tot}/dt} \quad (7)$$

其中 W_{tot} 是等离子体总能量,可以由逆磁线圈直接测定,也可以通过密度和温度的分布推算出来:

$$W_{tot} = \frac{3}{2} \int (n_e T_e + n_i T_i) dV \quad (8)$$

其中 n_e 、 n_i 、 T_e 、 T_i 分别代表等离子体电子和离子密度及温度 V 是等离子体的体积,

$$P_{tot} = P_{OH} + P_{LHCD} \quad (9)$$

方程(9)右边两项分别代表欧姆加热功率和低杂波功率.由此可得,在低杂波改变等离子体分布的同时,也使得等离子体的能量约束时间增加^[7].能量约束时间的变长和等离子体的储能的增加,很大部分来自于等离子体电子和离子内能的增加,由此可见,低杂波电流驱动下的加热改善了等离子体约束.

4 结 语

本文根据 HT-7 托卡马克装置参数和低杂波(LHW)参数,利用作者最新改进的求解 Fokker-Planck 方程的程序,结合快电子碰撞加热程序,对低杂波电流驱动加热进行了数值模拟计算,首次得到了低杂波电流驱动下的加热功率密度和加热功率.结果表明低杂波电流驱动的快电子与背景等离子体的碰撞主要发生在低杂波功率沉积和低杂波驱动电流的区域,并且相当大的一部分低杂波功率用于背景等离子体的加热.

参考文献:

- [1] Wesson J. *Tokamak* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1997.
- [2] Mosher D. Interaction of relativistic electron beams with high atomic-number plasmas [J]. *Phys. Fluids*, 1975, 18:846
- [3] Shi B R. *Magnetic confinement fusion principles and practice* [M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1999 (in Chinese)

- [石秉仁. 磁约束聚变原理与实践[M]. 北京:原子能出版社,1999]
- [4] Shi B R. Electron heating in the tokamak LHCD experiment [C]. *Annals of Southwestern Institute of Physics*, 1999, 1: 94(in Chinese) [石秉仁. 托卡马克 LHCD 实验中的电子加热[C]. 核工业西南物理研究院年报,1999,1:94]
- [5] Bonoli P T, Engade R C. Simulation model for lower hybrid current drive[J]. *Phys. Fluids*, 1986, 29:2937
- [6] Hoang G L, Gil C, Joffrin E, *et al.* Improved confinement in high lower hybrid driven steady state plasmas in Tore Supra [J]. *Nucl. Fusion*, 1994, 34:75
- [7] Shen W C, Kuang G L, Shan J F, *et al.* Study of current profile control and improved confinement with lower hybrid current drive[J]. *Nucl. Fusion Plasma Phys.*, 2005, 25:26 (in Chinese) [沈慰慈, 匡光力, 单家方, 等. 低杂波控制电流分布与改善约束研究[J]. 核聚变与等离子体物理, 2005, 25:26]