

托卡马克等离子体不同运行模式下的电子回旋波电流驱动^{*}

龚学余[†] 彭晓炜 谢安平 刘文艳

(南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

(2005 年 5 月 17 日收到 2005 年 7 月 5 日收到修改稿)

在给定等离子体密度分布下, 从电子、离子的能量方程出发, 根据不同运行模式下等离子体的热传导率不同, 分别求出了中心负剪切模式、常规剪切 H 模式和 L 模式下的等离子体温度分布, 然后通过求解波迹方程与相对论情况下的 Fokker-Planck 方程, 分别计算了这些模式下的电子回旋波电流驱动和波功率沉积. 得到在中心负剪切下, 驱动电流最大, 驱动效率最高, 功率沉积和电流分布区间跨度大; 在常规剪切 H 模式下, 驱动电流较小, 分布区间跨度比较窄, 驱动效率相对较低; 在常规剪切 L 模式, 驱动电流效率最低, 分布区间跨度也非常集中.

关键词: 托卡马克, 电子回旋波电流驱动, 中心负剪切, 常规剪切

PACC: 5265, 5240D

1. 引言

对托卡马克 (tokamak) 等离子体中非感应电流驱动研究一直是受控核聚变理论和实验研究的重要课题, 关系到将来的聚变反应堆能否稳态运行, 以及等离子体能否运行在高性能. 电子回旋波电流驱动 (ECCD) 是聚变堆级等离子体条件下一种有吸引力的非感电流驱动方法^[1], 其主要的优点是波功率能传播到等离子体的中心, 有潜力提供在芯部和近磁轴区域足够的电流驱动能力, 可用于等离子体运行状态的优化和不稳定性控制. 关于电子回旋波电流驱动理论和实验研究已经开展了 20 多年, 早期的研究主要集中于电流驱动理论、电流驱动效率的确定及其与等离子体参数之间的依赖关系^[2-6]. 1980 年 Fisch 等提出了电子回旋波电流驱动机理^[2], 之后 Start 等人^[7]作了电子回旋波电流驱动实验, 证明了电子回旋波驱动电流的有效性. 在 WT-2, WT-3 和 T-10 上进行了由 ECCD 维持的全非感应运行实验^[1], 最近在 DIII-D, JT-60U, T-10 等装置上利用电子回旋波在等离子体中心实现了电流驱动, 在 TCV 上用 ECCD 完全维持的环向电流证实了托卡马克的稳态

运行^[8].

在先进 tokamak 概念中等离子体必须运行在高性能状态, 为了获得高性能状态, 近年来, 人们进行了大量理论和实验研究, 获得了一些先进的运行模式, 如, 负剪切 (NCS), 反剪切 (RS) 模式和低剪切高 β_p 模式等^[9, 10]. 在这些运行模式下, 电子回旋波电流驱动的情况如何, 人们没有进行过研究, 而且以往的研究大都是给定密度和温度分布研究电子回旋波电流驱动^[11, 12]. 本文从等离子体的电子和能量输运方程出发, 根据等离子体不同运行模式下的热传导率, 分别求出这些模式下的等离子体温度分布, 然后分别研究在这些运行模式下的电子回旋波电流驱动. 开展电子回旋波电流驱动研究, 对实现托卡马克等离子体稳态和高性能运行具有重要意义.

2. 物理模型

2.1. 等离子体电子和离子的能量输运方程

考虑电子和离子有不同的温度分布, 等离子体加热主要来自于氦氦聚变反应产生的 α 粒子加热, 能量损失主要是电子反常热传导及电子的韧致辐射

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10275032 和 10475039) 资助的课题.

[†] E-mail: gongxy@nhu.edu.cn

损失,认为等离子体有一个不变的密度分布,分布形式为

$$n_{e,i}(x) = n_{0e,i}(1 - 0.9x^2) \quad (x = r/a), \quad (1)$$

式中 $n_{0e,i}$ 是中心密度. 电子、离子所满足的能量输运方程为

$$\frac{\partial w_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(m_e \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + P_\alpha \eta_\alpha \epsilon_e - P_{ei} - P_{rad} + P_w, \quad (2)$$

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(m_i \chi_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + P_\alpha \eta_\alpha \epsilon_i + P_{ei} + P_{dyn}, \quad (3)$$

w_e, w_i 是单位体积中电子和离子的内能, P_{ei} 为电子和离子之间的能量交换, P_{rad} 为电子产生的韧致辐射损失功率, P_α 为 D-T 聚变反应产生的 α 粒子加热功率密度, P_{dyn} 是为抑制燃烧过程中的热不稳定性而引入的动态反馈加热, P_w 为电子回旋波加热功率, η_α 为 α 粒子加热效率因子, 以上这些量具体表达式可见文献[13, 14]. χ_e, χ_i 是热传导率, tokamak 等离子体各种运行模式反映在等离子体热传导系数, 下面具体给出不同运行模式下的热传导系数.

2.2. 等离子体不同运行模式下的热传导系数

2.2.1. 常规剪切下的热传导系数

等离子体的运行模式反映在热传导系数上, 热传导系数与多种因素有关, 很难用一个统一的公式来表达, 一般可以表示成一个具有扩散系数数量纲量和一个无量纲函数的乘积, 即可表示为

$$\chi = \chi_0 F(\chi_1, \chi_2, \chi_3, \dots), \quad (4)$$

这里 χ_0 是一个基本的输运系数, 它可以是经典的, 新经典的, 玻姆型的, 回旋玻姆型的输运系数.

在常规剪切下, 根据 TFTR 和 JET 的实验结果, 从整的和局部输运分析来看, 等离子体的能量输运符合 Bohm 型热传导系数. 在一维情况下, 玻姆热传导系数可以表示为^[13]

$$\chi = 1.6 \times 10^{-15} \frac{\alpha}{B_\phi} \left(\frac{dT}{dx} + T \frac{d \ln n}{dx} \right) q^2, \quad (5)$$

式中 α 是需要确定的常数系数, 其计算表示式为^[14]

$$\alpha = 3.947 \times 10^{17} \frac{n_{eo} a}{B_0 H} (1 + s_q)^2 F^2, \quad (6)$$

$$F = \int_0^1 x(1 - 0.9x^2)^2 \int_x^1 \frac{\sqrt{(1 - t^2/2)}}{\sqrt{1 - 0.9t^2(1 + s_q t^2)}} dt dx, \quad (7)$$

式中的 H 为能量约束改善因子, 改变 H 可获得在

常规剪切不同运行模式的等离子体温度分布.

2.2.2. 在中心负磁剪切模式下的热传导系数

在中心负剪切模式下, 从实验获得的结果分析来看, 等离子体能获得高性能运行, 且等离子体输运在中心区域与新经典输运模式相符合, 在外部区域与玻姆输运模式相符合, 从中心到外区域存在一个过渡输运区域. 由此可知, 在这种情况下等离子体的热传导系数不能用简单形式来表示. 为了将中心区、过渡区和外部区联系起来, 以及考虑磁剪切 S 对等离子体运行性能的影响, 为此引进一个与剪切有关的函数来描述中心负剪切模式的输运问题, 其函数形式取为^[15]

$$f(s) = \frac{S^2}{1 + |S|^3} \quad S \geq 0, \quad (8)$$

$$f(s) = 0 \quad S \leq 0. \quad (9)$$

根据中心负剪切模式的输运特征, (4) 式中无量纲函数 F 写成为

$$F(\rho^*, L_T^*, q, s) = \alpha_B \frac{1}{L_T^*} q^2 f(s) + \alpha_{gB} \rho^* \frac{1}{L_T^*}, \quad (10)$$

式中 α_{gB}, α_B 是常系数, 由实验结果和理论相结合给出; $L_T^* \equiv L_T/a, L_T^{-1} \equiv |\nabla T|/T, a$ 是等离子体半径, T 是等离子体温度; $\rho^* \equiv (m_i/e)^{1/2} (T_e^{1/2}/\alpha B_\phi)$, 是规范化的离子回旋半径. 电子和离子的热传导系数可以写为^[15]

$$\chi_e = \alpha_{Be} \frac{T_e}{16B_\phi} \frac{1}{L_T^*} q^2 f(s) + \alpha_{gB} \frac{T_e}{16B_\phi} \rho^* \frac{1}{L_T^*}, \quad (11)$$

$$\chi_i = \alpha_{Bi} \frac{T_e}{16B_\phi} \frac{1}{L_T^*} q^2 f(s) + \alpha_{gB} \frac{T_e}{16B_\phi} \rho^* \frac{1}{L_T^*} + \chi_{neo}, \quad (12)$$

这里 χ_{neo} 为离子的新经典热传导系数, 式中的常系数取为

$$\alpha_{Be} = 8.61 \times 10^{-3}, \alpha_{Bi} = 3.5 \alpha_{Be}, \alpha_{gB} = 5.07. \quad (13)$$

关于离子的新经典热传导系数 χ_{neo} 取为^[16]

$$\chi_{neo} = \epsilon^{1/2} \rho_\theta^2 k_2 m_i / m_e \tau_i, \quad (14)$$

式中各量可表示为

$$\epsilon = r/R, \rho_\theta = (2m_e T_e) / e B_\phi, \quad (15)$$

$$\tau_i = 12\pi (\pi m_i)^{1/2} \epsilon_0^2 T_i^{3/2} / n Z^4 e^4 \ln \Lambda, \quad (16)$$

$$k_2 = \frac{0.66}{1 + 0.3\nu_{*i}^{1/2} + 0.3\nu_{*i}} + \frac{1.17\epsilon^3 \nu_{*i}}{1 + 0.74\nu_{*i} \epsilon^{3/2}}, \quad (17)$$

$$\nu_{*i} = \frac{\kappa(B_\phi/B_\theta)}{\epsilon^{3/2} \tau_i (T_i/m_i)^{1/2}}. \quad (18)$$

2.3. 电流分布、安全因子和磁剪切

理论和实验研究表明,低剪切和负剪切下,等离子体能够处于高性能状态运行,而在常规剪切下,等离子体一般运行在低性能状态,只有剪切非常大时才能运行在高性能状态.由此可知,磁剪切决定了等离子体的运行性能,而剪切由等离子体电流分布决定.为研究高性能的等离子体,必须确定剪切与电流分布的关系,为此选取如下的电流分布形式

$$J = J_0 \left[b_0 (1 - x^{\beta_i})^{r_i} + \frac{\sigma d^2 \chi (1 - x)^{\chi}}{(x - a_0)^{\chi} + d^2} \right] \quad (19)$$

式中第一项是常规的电流分布形式,第二项是为了形成空心电流分布而引进的,第一项和第二项一起能够形成峰值不在中心区域的电流分布.根据安全因子 $q(r)$ 定义:

$$q(r) = \frac{B_\varphi r}{B_\theta R}, \quad (20)$$

式中 B_θ, B_φ 分别为极向和环向磁场, R 为大环半径, r 为小环半径.由安培定理可以得到

$$\frac{r^2}{q(r)} = \frac{\mu_0 R}{B_\varphi} \int_0^r r' j(r') dr'. \quad (21)$$

令 $x = r/a$.由上式可以得到关于 $q(x)$ 的微分方程

$$x \frac{dq}{dx} = 2q(x) - \frac{\mu_0 R}{B_\varphi} j(x) q^2(x), \quad (22)$$

磁剪切 S 定义为

$$S = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr} = \frac{x}{q} \frac{dq}{dx}. \quad (23)$$

由(23)式可以得到 S 的计算表达式表示为

$$S = 2 - \frac{\mu_0 R}{B_\varphi} j(x) q(x). \quad (24)$$

由上式可知 $j(x)$ 的分布完全决定 q 和 S 的分布和取值.

2.3. 波迹方程

电子回旋波在等离子体中的传播轨迹由局部色散方程 $D_0(r, k, \omega) = 0$ 决定,采用程函近似方法,追踪波在等离子体中的传播.在环形坐标 (r, θ, φ) 中,波迹方程表示为

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= - \frac{\partial D_0 / \partial k_r}{\partial D_0 / \partial \omega} \frac{d\theta}{dt} = - \frac{\partial D_0 / \partial m}{\partial D_0 / \partial \omega}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= - \frac{\partial D_0 / \partial n}{\partial D_0 / \partial \omega} \frac{dk_r}{dt} = \frac{\partial D_0 / \partial r}{\partial D_0 / \partial \omega}, \\ \frac{dm}{dt} &= \frac{\partial D_0 / \partial \theta}{\partial D_0 / \partial \omega} \frac{dn}{dt} = \frac{\partial D_0 / \partial \varphi}{\partial D_0 / \partial \omega} = 0, \quad (25) \end{aligned}$$

式中 k_r 是径向波数, ω 是波频率, m 和 n 分别表示极向和环向模数,极向和环向波数可以表示为 $k_\theta = m/r, k_\varphi = n/R$,其中 $R = R_0 + r \cos \theta, R_0$ 是托卡马克环的大半径.由于在环坐标系中环向对称 $\partial D_0 / \partial \varphi = 0$.

由于电子回旋波,由于波相速度远大于电子热速度,应用冷等离子体色散关系,电子回旋波的色散方程可以表示为^[17]

$$\begin{aligned} D_0(r, k, \omega) &= 1 - N_\parallel^2 - N_\perp^2 - X \left[1 - \frac{Y^2(1 - N_\parallel^2)}{\chi(1 - X)} \right. \\ &\quad \left. \pm \frac{Y^2(1 - N_\parallel^2)}{\chi(1 - X)} \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 + \frac{4(N_\parallel^2(1 - X))}{Y^2(1 - N_\parallel^2)^2} \right)^{1/2} \right]^{-1} = 0, \quad (26) \end{aligned}$$

式中平方根前面的正号对应于寻常波的情况,负号对应于非寻常波的情况.这里 $N_\perp = ck_\perp / \omega, N_\parallel = ck_\parallel / \omega$,分别是折射率 N 垂直和平行于磁场方向的分量, $X = \omega_p^2 / \omega^2, Y = \omega_{ce} / \omega, \omega_p$ 是等离子体频率, $\omega_{ce} = eB/m$ 是电子回旋频率.在环形坐标系中,波矢量为

$$k = (k_r, m/r, n/R). \quad (27)$$

磁场表示为

$$B = (B_r, B_\theta, B_\varphi), \quad (28)$$

$$k_\parallel = \left[k_r B_r + \frac{m B_\theta}{r} + \frac{n B_\varphi}{R_0 + r \cos \theta} \right] / |B|, \quad (29)$$

$$k_\perp^2 = k_r^2 + \left(\frac{m}{r} \right)^2 + \left(\frac{n}{R_0 + r \cos \theta} \right)^2 - k_\parallel^2 \quad (30)$$

k_\parallel 和 k_\perp 分别是波矢量 k 平行和垂直于磁场 B 的分量.

2.4. 电子分布函数

假定波幅足够小,仅对电子分布函数产生一个小的扰动,则电子分布函数可以写为

$$f_e = F_{me} + f'_e, \quad (31)$$

其中 f'_e 是分布函数偏离麦克斯韦分布的扰动项, F_{me} 是麦克斯韦速率分布函数.

在均匀磁场无俘获情况下,描述电子分布函数的稳态线性 Fokker-Planck 方程表示为^[18]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\nu_\perp} \frac{\partial}{\partial \nu_\perp} \left\{ D \nu_\perp \left(\frac{\nu_\perp}{\nu_e} \right)^{\chi(l-1)} \delta \left[\frac{\omega}{k_\parallel} - \frac{l \omega_{ce}}{k_\parallel} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 - \frac{\nu^2}{2c^2} \right) - \nu_\parallel \right] \frac{\partial F_{me}}{\partial \nu_\perp} \right\} + C_{ei}(f'_e, F_{mi}) \end{aligned}$$

$$+ C_{ee}(f'_e, F_{me}) + C_{ee}(F_{me}, f'_e) = 0, \quad (32)$$

其中, ν_e 是电子热速度, C 是 Fokker-Planck 碰撞算子. D 是速度空间的扩散系数, 正比于波功率, 准确的计算非常复杂, 目前没有较好的计算方法, 本文考虑简单的情况, 即假设全速度空间的准线性扩散系数为常数, 由初始时刻加热功率可以得到扩散系数与波功率的关系式^[19]. 因为等离子体从波中吸收的波功率可以表示为

$$\begin{aligned} P &= \int d\mathbf{v} \frac{1}{2} m_e \nu^2 \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_w \\ &= \frac{1}{2} m_e \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_{\perp} \int_0^{\infty} d\nu_{\parallel} \nu_{\perp}^2 \frac{\partial}{\partial \nu_{\perp}} \left[\nu_{\perp} D \frac{\partial f_e}{\partial \nu_{\perp}} \right] \\ &= - m_e \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_{\parallel} \int_0^{\infty} d\nu_{\perp} \nu_{\perp}^2 D \frac{\partial f_e}{\partial \nu_{\perp}}. \end{aligned} \quad (33)$$

在初始时刻, f_e 可以用麦克斯韦分布代入, 得出波功率与扩散系数的关系为

$$\begin{aligned} P &= \frac{4D}{\nu_e^2} \iint d\mathbf{v} \frac{1}{2} m_e \nu_{\perp}^2 F_{me} = 2n_e m_e D, \quad (34) \\ D &= \frac{P}{2n_e m_e}. \end{aligned} \quad (35)$$

假定均匀磁场无俘获情况下的扰动分布函数为 f'_{e0} , 此时有 $f'_e = f'_{e0}$, 对分布函数扰动部分进行勒让德多项式展开, 即

$$f'_{e0} = F_{me} \sum_n a_n(x) P_n(\xi), \quad (36)$$

其中, $\xi = \nu_{\parallel} / \nu$, $P_n(\xi)$ 是勒让德多项式, $a_n(x)$ 是勒让德多项式的系数. 将方程(36)代入 Fokker-Planck 方程(32)然后取磁面平均, 在基波情况下, 可以得到关于系数 $a_n(x)$ 的一组微分方程, 形式为^[18]

$$\begin{aligned} a_n''(x) + P(x)a_n'(x) + Q_n(x)a_n(x) + S_n(x) \\ = T_n(x). \end{aligned} \quad (37)$$

微分项完全从 $C_{ee}(f'_e, F_{me})$ 得出, 积分项 $S_n(x)$ 由 $C_{ee}(F_{me}, f'_e)$ 得出, 所有的三个碰撞项都对 $Q_n(x)$ 有贡献, 驱动项 $T_n(x)$ 由准线性扩散算子给出. 各项具体的表示形式见文献[18].

在非均匀磁场情况下, 描述电子分布函数的(32)式可以表示为^[18]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\nu_{\perp}} \frac{\partial}{\partial \nu_{\perp}} \left\{ D\nu_{\perp} \left(\frac{\nu_{\perp}}{\nu_e} \right)^{\alpha(\nu_{\perp})} \delta \left[\frac{\omega}{k_{\parallel}} - \frac{l\omega_{ce}}{k_{\parallel}} \right] \right. \\ \times \left. \left(1 - \frac{\nu^2}{2c^2} \right) - \nu_{\parallel} \right\} \frac{\partial F_{me}}{\partial \nu_{\perp}} \\ + C_{ee}(f'_e, F_{me}) + C_{ee}(F_{me}, f'_e) \\ = \frac{\nu_{\parallel}}{r} \frac{B_{\theta}}{B_{\varphi}} \frac{\partial f'_e}{\partial \theta}. \end{aligned} \quad (38)$$

在这种情况下, 电子分布函数的扰动部分可进一步分解为

$$f'_e = f'_{e0} + h^0 + f^*, \quad (39)$$

其中 f'_{e0} 是没有俘获电子时的扰动分布函数, h^0 代表分布函数在俘获区域的部分, f^* 考虑的是俘获电子和通行电子之间的摩擦.

对各部分进行勒让德多项式展开

$$h^0 = F_{me} \sum_n h_n^0(\nu, \theta) P_n(\xi), \quad (40)$$

$$f^* = F_{me} \sum_n f_n^*(\nu, \theta) P_n(\xi), \quad (41)$$

记

$$b_1 = h_1^0 + f_1^*, \quad (42)$$

其中三角括号表示磁面的平均.

将方程(39)代入方程(38)然后取磁面平均, 可得到下面关于第一阶系数 b_1 的全微分方程

$$\begin{aligned} b_1'' + P(x)b_1' + Q(x)b_1 - \frac{16}{3\pi^{1/2}\Lambda} \\ \times [xI_3(x) - 1.2xI_5(x) - x^4(1 - 1.2x^2) \\ \times (I_0(x) - I_0(\infty))] = R(x), \end{aligned} \quad (43)$$

式中各项的具体表达式, 见文献[18].

由电流密度定义可以得到沿一个通量面的平均电流密度表示为

$$J = - \frac{4e\nu_e n_e}{3\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} (a_1 + b_1) x^3 e^{-x^2} dx + O(\epsilon). \quad (44)$$

单位体积内的能量沉积密度 P_d 表示为

$$\begin{aligned} P_d = \frac{1}{2} m_e \int \frac{\nu^2}{\nu_{\perp}} \frac{\partial}{\partial \nu_{\perp}} \left\{ D\nu_{\perp} \delta \left[\frac{\omega}{k_{\parallel}} - \frac{\omega_{ce}}{k_{\parallel}} \right] \right. \\ \times \left. \left(1 - \frac{\nu^2}{2c^2} \right) - \nu_{\parallel} \right\} \frac{\partial F_{me}}{\partial \nu_{\perp}} d^3\nu, \end{aligned} \quad (45)$$

将变量变换成 x 和 $\xi = \nu_{\parallel} / \nu$, 然后积分得到

$$P_d = \frac{4Dn_e m_e}{\pi^{1/2} \nu_e} \int_{\alpha_-}^{\alpha_+} x^3 (x^2 - x_0^2 - 1 + 2x_0 S) e^{-x^2} dx. \quad (46)$$

电流密度和能量沉积密度分别用 $-ne\nu_e$ 和 $nm\nu_e^2\nu_0$ 归一化.

3. 计算结果及分析

计算中选取 0 模基频电子回旋波从托卡马克等离子体弱场侧发射, 托卡马克等离子体和电子回旋波的参数为 $R = 5.6\text{m}$, $a = 1.4\text{m}$, $I_p = 7.0\text{MA}$, $B_{\varphi} =$

8.0T, $\omega = 220\text{GHz}$, $n_{e0} = 2.0 \times 10^{20}$, $Z_{\text{eff}} = 1.5$, 波功率 $P_{\text{rf}} = 5\text{MW}$. 具体的计算过程如下, 设等离子体密度按(1)式分布, 首先由方程(19)–(24)在给定的电流分布下, 求出安全因子和磁剪切分布, 然后, 由方程(2)(3)求出等离子体温度分布, 再由方程(44)和(46)求出电子回旋波驱动的电流和波功率沉积. 图1分别给出了常规剪切和中心负剪切模式下的安全因子分布. 图2给出了中心负剪切运行模式下的等离子体电子和离子的温度分布. 图3和图4分别给

体边缘方向偏移, 适度降低平行折射率会引起波功率沉积位置向等离子体中心方向偏移, 驱动电流分布的位置随着波功率沉积位置的改变而改变. 当入射波的平行折射率在一定范围内变化时, 随着平行折射率的加大, 波功率沉积的峰值会随之降低, 而驱动电流分布的峰值和总驱动电流的大小, 则是在平行折射率的变化过程中, 在某一区间内达到最大. 而且最大驱动电流的分布位置, 出现在等离子体中心区域靠外一些, 出现这种情况的原因是在这种运行模式下, 等离子体的高温度和高密度, 使这一区域出现了大量满足共振条件的电子, 所以产生了较大的驱动电流.

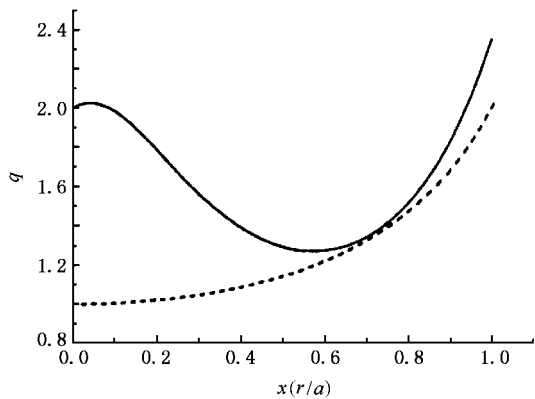


图1 常规剪切(点线)和中心负剪切(实线)下的安全因子分布

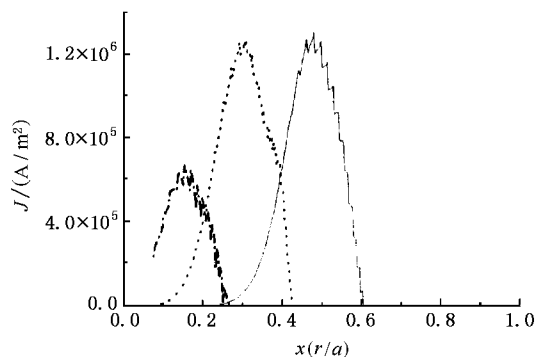


图3 中心负剪切运行模式下, 在不同平行折射率下的驱动电流分布(点划线 $N_{\parallel} = 0.2588$ 、虚线 $N_{\parallel} = 0.3420$ 、实线 $N_{\parallel} = 0.4226$)

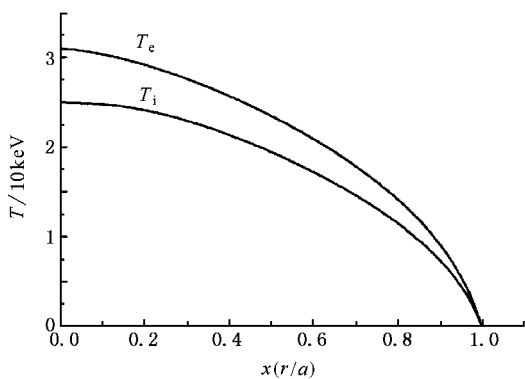


图2 中心负剪切下电子和离子的温度分布

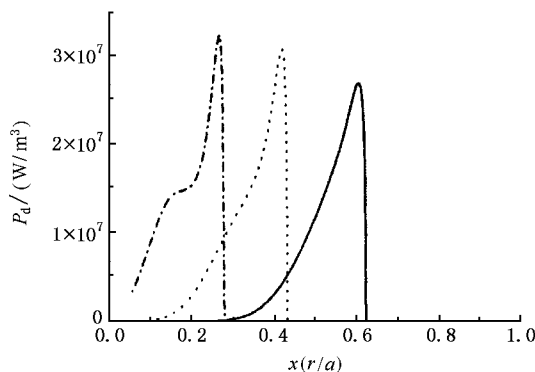


图4 中心负剪切运行模式下, 在不同平行折射率下的功率沉积(点划线 $N_{\parallel} = 0.2588$ 、虚线 $N_{\parallel} = 0.3420$ 、实线 $N_{\parallel} = 0.4226$)

出了, 在中心负剪切运行模式下, $\omega = 220\text{GHz}$ O波从中平面弱场侧发射时, 在不同环向发射角度 $\varphi = 15^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.2588$), $\varphi = 20^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.3420$), $\varphi = 25^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.4226$)下, 得到的驱动电流分布和功率沉积. 三种情况下的总驱动电流分别为 $1.20 \times 10^5 \text{A}$, $3.06 \times 10^5 \text{A}$ 和 $3.30 \times 10^5 \text{A}$. 研究表明, 通过改变波入射时的平行折射率可以有效的控制波功率在等离子体中的沉积位置. 入射波的平行折射率在一定范围内, 适度加大平行折射率会引起波功率沉积位置向等离子

图5和图6分别给出了中心负剪切运行模式下 $\omega = 220\text{GHz}$ O波从弱场侧发射, 以平行折射率 $N_{\parallel} = 0.3420$, 从不同极向发射位置 $\theta = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$, $\theta = 40^\circ$ 向等离子体中心发射时, 得到的驱动电流分布和波功率沉积. 三种情况下, 总的驱动电流大小分别

为 $3.06 \times 10^5 \text{ A}$, $3.11 \times 10^5 \text{ A}$ 和 $3.48 \times 10^5 \text{ A}$. 研究表明, 在一定的位置变化范围内, 驱动电流对波发射位置的依赖不是很显著. 随着发射位置的上移, 功率沉积以及驱动电流分布的位置, 会向等离子体边缘方向有所偏移, 总的驱动电流会略有增加.

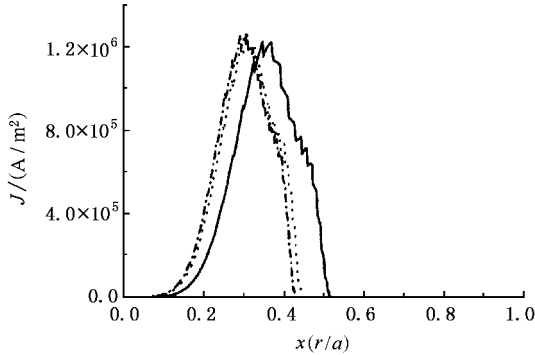


图 5 中心负剪切下, $N_{\parallel} = 0.3420$, 在不同发射位置下的驱动电流分布(点划线 $\theta = 0^\circ$ 、虚线 $\theta = 20^\circ$ 、实线 $\theta = 40^\circ$)

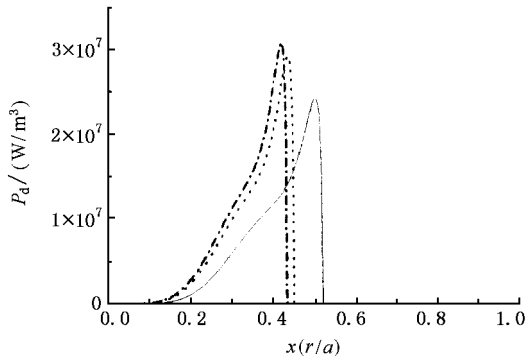


图 6 中心负剪切下, $N_{\parallel} = 0.3420$, 在不同发射位置下的功率沉积(点划线 $\theta = 0^\circ$ 、虚线 $\theta = 20^\circ$ 、实线 $\theta = 40^\circ$)

图 7 给出了中心负剪切运行模式下, $\omega = 220\text{GHz}$ O 波从弱场侧发射, 以平行折射率 $N_{\parallel} = 0.3420$, 从不同极向发射位置 $\theta = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$, $\theta = 40^\circ$ 向等离子体中心发射时的波迹.

图 8 给出了常规剪切 H 运行模式下的等离子体电子和离子的温度分布. 图 9 和图 10 分别给出了常规剪切高性能运行模式下, $\omega = 220\text{GHz}$ O 波从中平面弱场侧发射时, 在不同环向发射角度 $\varphi = 15^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.2588$), $\varphi = 20^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.3420$), $\varphi = 25^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.4226$) 下, 得到的驱动电流分布和功率沉积. 三种情况下, 总的驱动电流大小分别为 $9.33 \times 10^4 \text{ A}$, $1.25 \times 10^5 \text{ A}$ 和 $9.15 \times 10^4 \text{ A}$. 研究表明, 在这种模式下, 当入射波的平行折射率在一定范围内变化时, 波

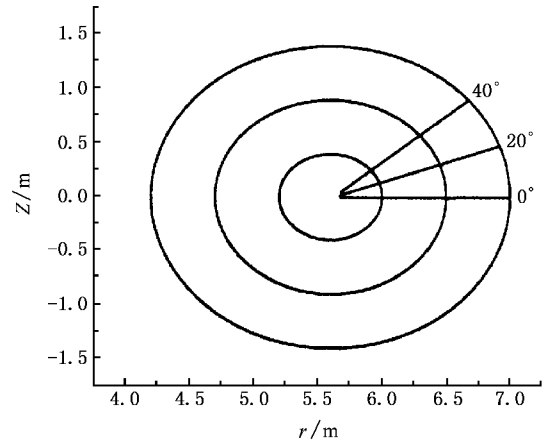


图 7 中心负剪切下, $N_{\parallel} = 0.3420$, 在不同发射位置下的波迹

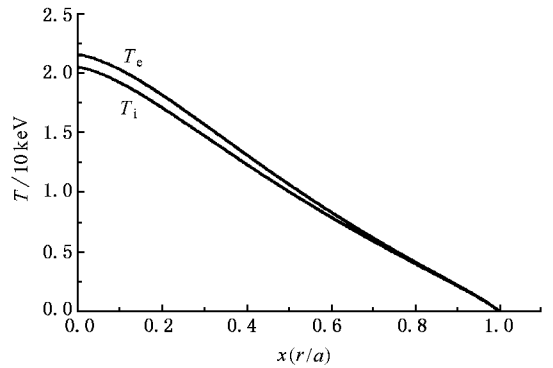


图 8 常规剪切 H 模下电子和离子温度分布

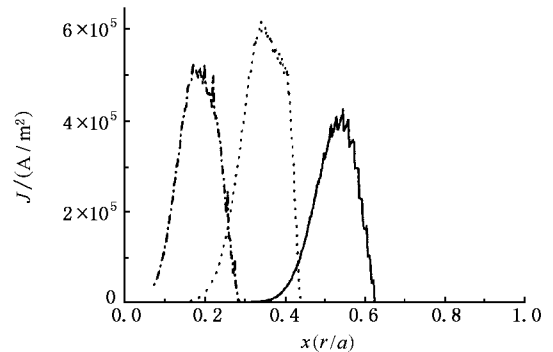


图 9 常规剪切 H 模下, 在不同平行折射率下的驱动电流分布(点划线 $N_{\parallel} = 0.2588$ 、虚线 $N_{\parallel} = 0.3420$ 、实线 $N_{\parallel} = 0.4226$)

功率沉积的峰值和驱动电流分布的峰值以及总驱动电流的大小, 是在平行折射率的变化过程中, 在某一区间内同时达到最大.

图 11 给出了常规剪切 L 运行模式下的等离子体电子和离子的温度分布. 图 12 和图 13 分别给出

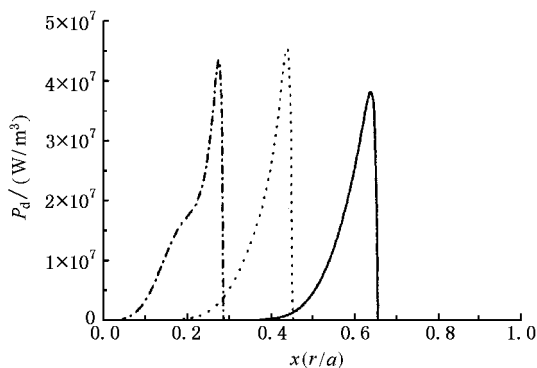


图 10 常规剪切 H 模式下,在不同平行折射率下的功率沉积(点划线 $N_{\parallel} = 0.2588$ 、虚线 $N_{\parallel} = 0.3420$ 、实线 $N_{\parallel} = 0.4226$)

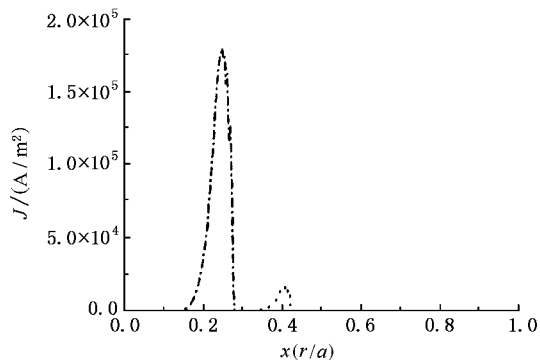


图 12 常规剪切 L 模式下,在不同平行折射率下的驱动电流分布(点划线 $N_{\parallel} = 0.2588$ 、虚线 $N_{\parallel} = 0.3420$ 、实线 $N_{\parallel} = 0.4226$)

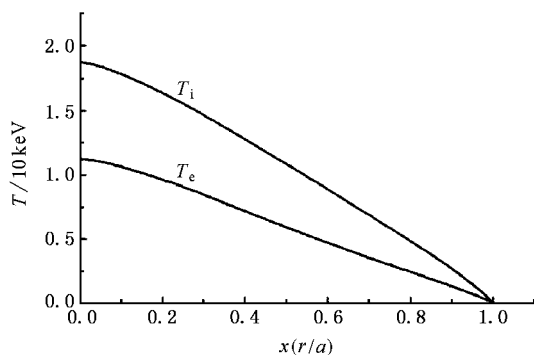


图 11 常规剪切 L 模式下电子与离子温度分布

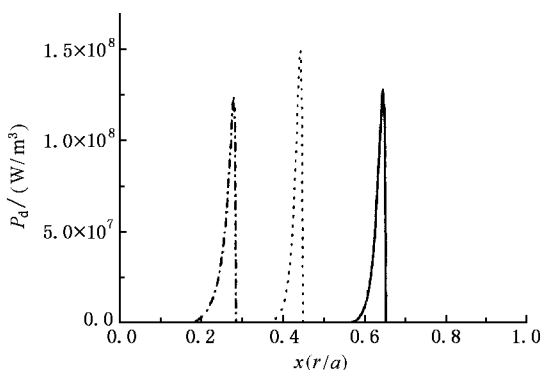


图 13 常规剪切 L 模式下,在不同平行折射率下的波功率沉积(点划线 $N_{\parallel} = 0.2588$ 、虚线 $N_{\parallel} = 0.3420$ 、实线 $N_{\parallel} = 0.4226$)

了常规剪切低性能运行模式下, $\omega = 220\text{GHz}$ O 波从中平面弱场侧发射时,在不同环向发射角度 $\varphi = 15^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.2588$), $\varphi = 20^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.3420$), $\varphi = 25^\circ$ ($N_{\parallel} = 0.4226$) 下,得到的驱动电流分布,三种情况下,总的驱动电流大小分别为 $1.40 \times 10^4 \text{A}$, $8.89 \times 10^2 \text{A}$ 和 $5.79 \times 10^1 \text{A}$. 其中, $N_{\parallel} = 0.3420$ 和 $N_{\parallel} = 0.4226$ 下的驱动电流很小,并且在图中几乎看不到 $N_{\parallel} = 0.4226$ 情况下的驱动电流. 研究表明,在常规剪切低性能运行模式下,入射波平行折射率的变化,对驱动电流的影响非常显著. 这种运行模式下,波功率沉积的较为集中,而由于等离子体运行温度较低,产生的驱动电流很小.

4. 结 论

在给定等离子体密度分布下,从电子、离子的能量方程出发,根据不同运行模式下等离子体的热传导率不同,分别求出了中心负剪切模式,常规剪切 H 模式和 L 模式下的等离子体温度分布,再根据等离

子体电子温度分布,通过求解波迹方程与相对论情况下的完全 Fokker-Planck 方程,分别计算了寻常波基频电子回旋波在这些模式下的电子回旋波电流驱动和波功率沉积. 得到在中心负剪切运行模式下,波功率沉积和驱动电流分布位置的区间跨度最大,产生的驱动电流最大,电流驱动效率最高;常规剪切 H 模式下,波功率沉积和驱动电流分布位置的区间跨度则比较小,产生的驱动电流也比较小,电流驱动效率比较低;常规剪切 L 模式下,波功率沉积和驱动电流分布位置的区间跨度非常集中,产生的驱动电流非常小,电流驱动效率最低. 另外,通过改变波入射时的平行折射率可以有效地控制波功率在等离子体中的沉积位置以及驱动电流分布的位置,可以通过控制入射波的平行折射率使总的驱动电流值达到最大,同时,尽管改变参数可以改变驱动电流的大小和分布,但未能得到电子回旋波驱动的电流在中心轴附近取峰值的结果. 在研究电子回旋波电流驱动的过程中,我们采用的是冷等离子体色散关系,这与热

等离子体色散关系相比,存在一定误差.另外,在求解电子分布函数时对它进行了线性化处理,这样得到的结果也存在一定误差.针对这些问题,我们将在

以后的研究中加以改进,如在波迹研究中采用热等离子体色散关系,对相对论情况下的 Fokker-Planck 方程进行数值求解.

- [1] Kirneva N A 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A195
- [2] Fisch N J ,Boozer A H 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 720
- [3] James R A , Giruzzi G , de Gentile B *et al* 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8783
- [4] Alikaev V V , Bagdasarov A A ,Borshegovshij A A *et al* 1992 *Nucl. Fusion* **32** 1811
- [5] Esipchuk Yu V 1995 *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** A267
- [6] Tood T N 1993 *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** B231
- [7] Start D F H , Ainsworth N R , Cordey J G *et al* 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 624
- [8] Coda S , Goodman T P , Henderson M A *et al* 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **25** B311
- [9] Taylor T S 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** B47
- [10] Gormezano C 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** B367
- [11] Peng X W , Gong X Y , Yin C Y *et al* 2004 *Journal of Nanhua University* **18** 7 (in Chinese) [彭晓炜、龚学余、尹陈艳 2004 南华大学学报 **18** 7]
- [12] Peng X W , Gong X Y , Liu W Y 2005 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **25** 29 (in Chinese) [彭晓炜、龚学余、刘文艳 2005 核聚变与等离子体物理 **25** 29]
- [13] Gong X Y , Ling Q , Shi B R 1999 *Acta Phy. Sin.* **48** 2266 (in Chinese) [龚学余、凌 球、石秉仁 1999 物理学报 **48** 2266]
- [14] Gong X Y , Shi B R , Long Y X 2003 *Acta Phy. Sin.* **52** 898 (in Chinese) [龚学余、石秉仁、龙永兴 2003 物理学报 **52** 898]
- [15] Vlad G , Marinucci M , Romanelli F *et al* 1998 *Nuclear Fusion* **38** 557
- [16] Gong X Y 2001 *Ph D Thesis* (in Chinese) [龚学余 2001 博士学位论文(成都西南物理研究院)]
- [17] Suzuki T , Ide S , Oikawa T *et al* 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 1
- [18] Ferreira A , O 'Brien M R , Start D H *et al* 1984 *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 1565
- [19] Shi B R , Long Y X , Dong J Q *et al* 2003 *Chin. Phys.* **12** 1251

Electron cyclotron current drive under different operational regimes in tokamak plasma^{*}

Gong Xue-Yu Peng Xiao-Wei Xie An-Ping Liu Wen-Yan

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

(Received 17 May 2005 ; revised manuscript received 5 July 2005)

Abstract

With a given density profile of plasma ,the temperature profiles of the plasma operating in the negative central magnetic shear mode ,the H-mode and L-mode of conventional magnetic shear ,are calculated respectively by applying the energy equation of electrons and ions ,according to the thermal conductivity in different operational regimes. And then the electron cyclotron current drive and wave power deposition in the above modes are investigated with the relativistic Fokker-Planck equation incorporated into a ray tracing code. The result shows that in the mode of negative central magnetic shear ,the current drive efficiency is the highest ,meanwhile the zones of power deposition and current profile are wide. In the H-mode of conventional magnetic shear ,the current drive efficiency is low ,and the zones of power deposition and current profile are narrow. In the L-mode of conventional magnetic shear ,the current drive efficiency is the lowest ,the zones of power deposition and current profile are very narrow.

Keywords : tokamak , electron cyclotron current drive , negative central magnetic shear , conventional magnetic shear

PACC : 5265 , 5240D