

# 离子迴旋共振加热对低杂波 电流驱动的影响

沈林放 俞国扬

中国科学院等离子体物理研究所, 合肥, 230031

1991年5月3日收到

离子迴旋共振频率(ICRF)波( $\omega = 2\Omega_D$ )和低杂(LH)波同时进入D-T聚变反应堆等离子体时,ICRF加热产生的高能D离子对LH波存在着较强的Landau阻尼吸收,影响了低杂波驱动电流(LHCD)的效率;提高LH波的频率,可降低加热离子对LH波的阻尼吸收。

PACC: 5235;5250;5255

## 一、引 言

离子迴旋共振加热(ICRH)和LHCD是射频波在磁约束核聚变反应研究中两个重要的方法。迄今为止,ICRH已成为Tokamak等离子体辅助加热的重要手段。人们希望用ICRF的二倍频方式来加热未来的聚变反应堆等离子体,主要考虑到这种加热方法有以下几个优点<sup>[1]</sup>:(1)这种运行方式对较热的等离子体易于实现;(2)不要求向等离子体中附加少数离子,更合乎所需要的运行模式;(3)加热产生的非麦氏分布放大了聚变反应率。LHCD是目前各种射频波驱动电流中效率最高、进展最快的方法。由于射频波能连续、稳定地发射,因此人们认为,未来连续、稳态运行的反应堆,用ICRF加热等离子体,用LH波驱动等离子体纵向电流,是一个理想的选择。

研究ICRH和LHCD在Tokamak反应堆等离子体内的相互作用和相互影响,是一个有现实意义的课题。迄今为止,还没有看到这方面的理论和实验研究结果,比较类似的工作是,在ASDEX上,人们做了中性束注入(NBI)加热与LHCD的联合实验,实验观察到LHCD的效率随中性束注入(垂直于 $B_0$ )功率 $P_{NBI}$ 增大而降低;当 $P_{NBI}$ 增大到某一值时,LHCD的效率降低为零。他们认为这是由于NBI加热产生的高能离子对LH波发生了较强的Landau阻尼吸收<sup>[2]</sup>。

由于ICRF波和LH波的频率相差很大(近两个数量级),两支波在等离子体内的波与波耦合作用可以忽略。在反应堆等离子体内高密度区域上,LH波近似为静电波,波的垂直波长( $2\pi/k_{\perp}$ )很短,远小于离子的拉莫尔半径。电子通过对LH波的Landau阻尼(共振条件 $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = 0$ )吸收波的动量和能量,使电子的速度分布函数在 $v_{\parallel}$ 方向产生一个非麦氏分布的平台,平台电子形成了驱动电流。离子对LH波也存在着Landau阻尼( $\omega - k_{\perp}v_{\perp} = 0$ )吸收,主要是高能离子参与对LH波的共振阻尼作用。实验和理论

都指出<sup>[3]</sup>,只要离子温度与电子温度比 ( $T_i/T_e$ ) 小于  $(f^2 - f_{LH}^2)/f_{LH}^2$  ( $f$  为 LH 波的频率,  $f_{LH}$  为等离子体中心处的 LH 共振频率), LH 波的吸收仍以电子的阻尼吸收占主导.有效的 LHCD 要求 LH 波的频率大于  $2f_{LH}$ . 上面的结论是假定了离子的分布函数是麦氏分布,当反应堆等离子体存在 ICRF 的二倍频加热时,ICRF 产生的高能离子尾部很可能引起对 LH 波较强的阻尼吸收,产生类似 NBI 对 LHCD 的影响<sup>[2]</sup>.

本文将从波与粒子作用的线性理论出发,推导 ICRF ( $\omega = 2\Omega_D$ ) 加热的反应堆 (D-T) 等离子体的 LH 波色散关系,从而导出加热离子和电子对 LH 波的吸收系数和吸收功率,最后以一组实验堆参数为例作数值分析.

## 二、物理模型

考虑 ICRF (D 的二倍频)加热的 Tokamak 反应堆 (D-T) 等离子体. 在等离子体内高密度区域, LH 波可用静电波近似. 从 Vlasov 方程出发,可导出 LH 波的色散关系为

$$1 + \sum_i \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 V_{ii}^2} H_i(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (1)$$

其中

$$H_j = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (2\pi) \int V_{\perp} dV_{\perp} dV_{\parallel} \frac{J_n^2(\lambda_j V_{\perp})}{\omega - k_{\parallel} V_{ij} V_{\parallel} - n\Omega_j} \cdot \left[ (k_{\parallel} V_{ij}) \frac{\partial f_{j0}}{\partial V_{\parallel}} + \frac{n\Omega_j}{V_{\perp}} \frac{\partial f_{j0}}{\partial V_{\perp}} \right], \quad (2)$$

其中  $j = D, T$  和  $e$ , 分别表示氘离子、氚离子和电子;  $\lambda_j = k_{\perp} V_{ij} / \Omega_j$ ,  $\Omega_j = q_j B / m_j c$ ;

速度  $\mathbf{v} (= \mathbf{v}_{\perp} + \mathbf{v}_{\parallel})$  已被  $v_{ij} (= \sqrt{T_j/m_j})$  无量纲化.

由于 ICRF 波的作用, D 离子的零级分布函数  $f_{D0}$  是一个带高能尾部的非麦氏分布,我们采用 Krapchev<sup>[4]</sup> 的一维解析解来描述;  $f_{T0}$  可认为是麦氏分布;我们再引用 Fisch<sup>[5]</sup> 的一维解析解近似作  $f_{e0}$ , 这样电子将考虑的是对 LH 波的准线性吸收. 这是因为当 LH 波的功率较强时,电子对 LH 波的线性吸收系数与准线性值相差较大. 最后可得色散关系为

$$D(\omega, \mathbf{k}, \tau) = D_R + i \sum_j D_j^{(1)} = 0, \quad (3)$$

其中

$$D_R = AN_1^2 + BN_1^2 + C,$$

$$D_i^{(e)} = 2\sqrt{\pi} (\omega_{pe}^2/\omega^2) N_{\parallel}^2 \zeta_{0e}^2 \exp\left(-\frac{V_{\parallel}^2}{2}\right) / (1 + 2\sqrt{2} D_0 \zeta_{0e}^2),$$

$$D_i^{(T)} = 2\sqrt{\pi} (\omega_{pT}^2/\omega^2) N_{\parallel}^2 X_{1T}^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\Omega_T}{\omega} \zeta_{0T} \exp(-\zeta_{nT}^2) \right\},$$

$$D_i^{(D)} = 2\sqrt{\pi} (\omega_{pD}^2/\omega^2) N_{\perp}^2 X_{\perp D}^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \phi_n \exp(-\zeta_{nD}^2), \quad (3a)$$

$$\phi_n = \int_0^{V_{\perp \max}} dV_{\perp} \left[ \zeta_{nD} V_{\perp} F_D(V_{\perp}) + (\zeta_{nD} - \zeta_{0D}) \frac{\partial F_D}{\partial V_{\perp}} \right] J_n^2(\lambda_D V_{\perp}),$$

$$F_D = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{D0} dV_{\parallel},$$

$$\zeta_{ni} = (\omega - n\Omega_i)/\sqrt{2} k_{\parallel} V_{ti}, \quad X_{\perp i} = \omega/\sqrt{2} k_{\perp} V_{ti},$$

$D_e$  为 LH 波对电子的准线性扩散系数<sup>[4]</sup>,  $A, B, C$  为<sup>[5]</sup>

$$A = -3 \sum_i \frac{\omega_{pi}^2 V_{ti}^2}{\omega^2 c^2} - \frac{3}{4} \frac{\omega_{pe}^2 \omega^2 V_{te}^2}{\Omega_e c^2},$$

$$B = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}, \quad (3b)$$

$$C = -N_{\parallel}^2 \omega_{pe}^2 / \omega^2,$$

$\omega_{pp}$  为相应密度  $n_e$  下的质子朗缪尔频率.

LH 波的功率流分布为<sup>[7]</sup>

$$P(X, N_{\parallel}) = P_0(N_{\parallel}) \exp \left[ - \int_0^X \gamma(X', N_{\parallel}) dX' \right] \quad (4)$$

$\gamma(N_{\parallel})$  为等离子体对 LH 波的吸收系数,  $\gamma = \sum_j \gamma_j$  ( $j = D, T$  和  $e$ ),  $\gamma_j$  为  $j$  粒子对 LH 波的吸收系数<sup>[7]</sup>

$$\gamma_j = \frac{2D_i^{(D)}}{(\partial D_R / \partial k_{\perp})_{k_{\perp} = k_{\perp R}}}. \quad (5)$$

引入  $P_{LH}(X) = \int P(X, N_{\parallel}) dN_{\parallel}$ ,  $j$  粒子对 LH 波的吸收功率密度

$$Q_j = P_{LH}(X) \int \gamma_j(X, N_{\parallel}) G(N_{\parallel}) dN_{\parallel}, \quad (6)$$

$G(N_{\parallel})$  为 LH 波的功率谱密度, 我们用<sup>[7]</sup>

$$G(N_{\parallel}) = (\alpha_p / \pi)^{1/2} \exp[-\alpha_p (N_{\parallel} - N_c)^2]. \quad (7)$$

LH 波谱宽度  $\Delta N_{\parallel} = \alpha_p^{-1/2}$ .

$j$  粒子对 LH 波的吸收功率占总的 LH 波功率的比率  $\eta_j$  可写为

$$\eta_j = \frac{1}{P_{LH}(0)} \int_0^{P_{LH}(0)} \left[ Q_j / \sum_{\alpha} Q_{\alpha} \right] dP_{LH}, \quad (8)$$

其中  $j, \alpha$  都表示等离子体各粒子成份, 即  $j, \alpha = D, T$  和  $e$ .

因为 (3a) 式中  $D^{(D)}$  的形式很复杂, 难以给出  $\gamma_j$  和  $\eta_j$  一个明确的解析结果, 下面进一步用一组实验堆参数作数值分析.

### 三、数值分析

所举实验堆参数为: 大半径  $R = 4.37\text{m}$ ; 小半径  $a = 0.8\text{m}$ ; 位形拉长度  $\kappa = 1.5$ ;

纵场  $B_T = 4.75\text{T}$ ; 等离子体电流  $I_p = 1.5\text{MA}$ ; 平均电子密度  $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ ; 平均离子密度  $n_D = n_T = \frac{1}{2} n_e$ ; 平均离子温度  $\bar{T}_i = 10\text{keV}$  ( $i = \text{D, T}$ ); 平均电子温度  $\bar{T}_e = 5\text{keV}$ ; 波功率  $P_{\text{ICRF}} = 20\text{MW}$  (近似取 ICRF 波功率流  $P_x = 0.6\text{kW/cm}^2$ ) 和  $P_{\text{LH}} = 10\text{MW}$  (近似取 LH 波功率流  $P_{\text{LH}}(0) = 0.3\text{kW/cm}^2$ ).

LH 波在实验堆等离子体内的可透性条件为  $N_{\parallel} > 1.70$ , 分析 LH 波在等离子体中的传播和功率沉积过程, 可以看到 LH 波的功率在第一次贯穿等离子体中几乎被全部吸收, LH 波难以到达等离子体中心. 这是因为反应堆等离子体的温度很高, 电子对 LH 波产生了较强的 Landau 阻尼吸收(无 ICRH).

在等离子体一般性区域上, 即 LH 波功率沉积的主要区域, 我们近似地对等离子体的温度和密度取它们的平均值来计算各种粒子在这个区域上对 LH 波的吸收系数, 并定性计算粒子对 LH 波吸收功率占波功率的比率.

我们的数值计算表明, 在没有 ICRH 情形, 离子对 LH 波的阻尼吸收很弱,  $\gamma_e \gg \gamma_D \gg \gamma_T$ , LH 波的吸收以电子的阻尼吸收占主导. ICRH 存在后, 我们看到  $\gamma_D$  随 ICRF 波的功率流  $P_x$  增加而增大, 当  $P_x$  超过某一值时,  $\gamma_D > \gamma_e$  (见图 1). 在这种情况下, ICRH 的存在可能严重地影响了 LHCD. 我们认为, 由于离子的高能尾部随  $P_x$  增加而增大(见图 2), 使更多的高能 D 离子参与与 LH 波的共振阻尼吸收, 所以  $\gamma_D$  随之增大. 我们计算的  $\gamma_j$  ( $j = \text{D, e}$ ) 对应 LH 波的中心谱点, 即  $\gamma_j(N_c)$ .

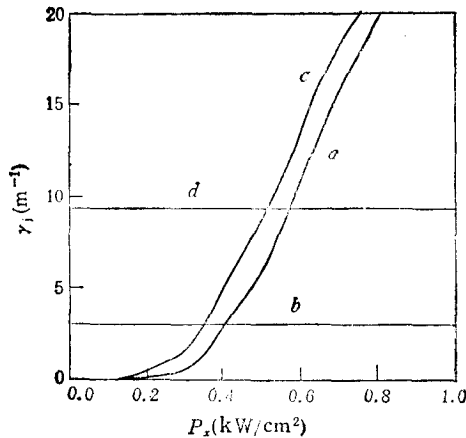


图 1  $\gamma_j$  ( $j = \text{D, e}$ ) 随  $P_x$  的变化 曲线  $a, b$  为对应  $N_c = 2.8$  的  $\gamma_D$  和  $\gamma_e$ ; 曲线  $c, d$  为对应  $N_c = 4$  的  $\gamma_D$  和  $\gamma_e$ ;  $f = 5\text{GHz}$ ;  $\Delta N_{\parallel} = 2$ ;  $P_{\text{LH}} = 0.3\text{kW/cm}^2$

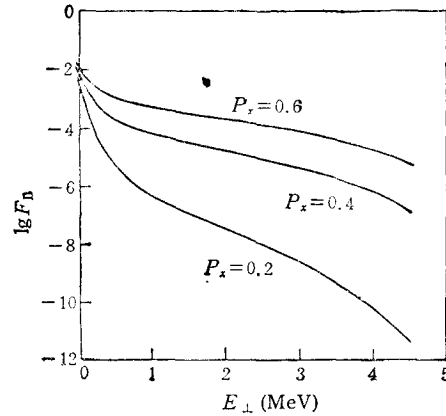


图 2 ICRF ( $\omega = 2\Omega_D$ ) 加热 D 离子的速度分布函数  $E_{\perp} = 1/2 m v_{\perp}^2$ ;  $T_e = 5\text{keV}$ ;  $T_i = 10\text{keV}$  ( $i = \text{D, T}$ );  $n_e = 5 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ ;  $n_D = n_T = 1/2 n_e$

图 3 为单个 LH 波谱  $N_{\parallel}(1.8, 3.8)$  的  $\gamma_j$  ( $j = \text{D, e}$ ) 随  $N_{\parallel}$  的变化情况.

我们发现, 提高 LH 波的频率  $f$ , 可降低 ICRF 加热的 D 离子对 LH 波的吸收. 对波谱为  $N_{\parallel}(1.8, 3.8)$  的 LH 波, 当  $f > 9\text{GHz}$  时,  $\gamma_e > \gamma_D$ , 即 LH 波的吸收仍以电子的阻尼吸收占主导(见图 4). 我们认为, LH 波频率的提高, 使离子对 LH 波的共振位置向离子尾部高能方向移动, 降低了与波共振的离子数量, 所以  $\gamma_D$  减小; 另一方面,

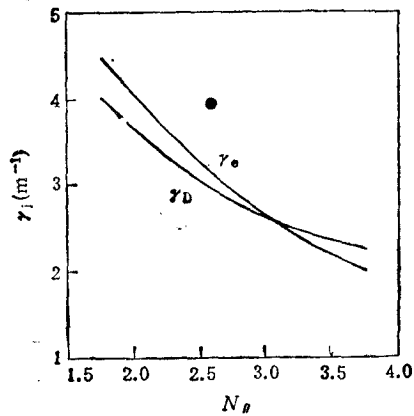


图3  $\gamma_j$  随  $N_{||}$  的变化 LH 波:  $f = 6\text{GHz}$ ,  $P_{\text{LH}} = 0.3\text{kW/cm}^2$ ; ICRF 波:  $P_e = 0.6\text{kW/cm}^2$

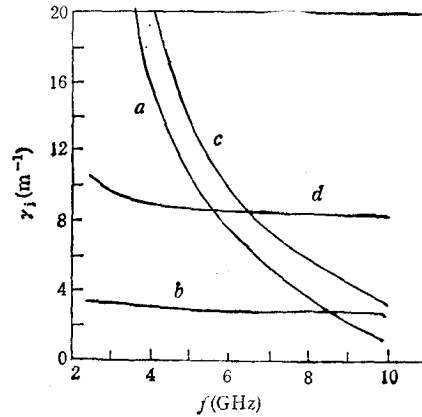


图4  $\gamma_j$  ( $j = D, e$ ) 随 LH 波频率  $f$  的变化 曲线  $a, b$  为对应  $N_e = 2.8$  的  $\gamma_D$  和  $\gamma_e$ ; 曲线  $c, d$  为对应  $N_e = 4$  的  $\gamma_D$  和  $\gamma_e$ ; 其它参数同图3

LH 波谱  $N_{||}$  保持不变, 则电子对 LH 波的共振位置保持不变, 因此  $\gamma_e$  相对稳定。

ICRH 对 LHCD 的影响, 在于 ICRF 加热离子与电子对 LH 波的竞争吸收。图 4 也表明, 谱  $N_{||}$  较小的 LH 波, D 离子的吸收对 LHCD 的影响较为严重(见图 5)。我们已知, 谱  $N_{||}$  越小, LH 波驱动电流的效率越高, 因此 ICRH 的存在使提高 LHCD 效率的要求在实验上增加了难度, 即需要一个较高的 LH 波频率。

上面的计算中均取了  $P_{\text{LH}} = 0.3\text{kW/cm}^2$ , 这时 LH 波对电子的准线性扩散系数  $D_e$  (见 (3a) 式) 远大于 1, 有  $\gamma_e \sim 1/P_{\text{LH}}$ 。当  $P_{\text{LH}}$  由于等离子体的吸收降低时,  $\gamma_e$  会随之增大, 因此  $\eta_j$  比单一的  $\gamma_j$  更好地反映了粒子对 LH 波的吸收情况。

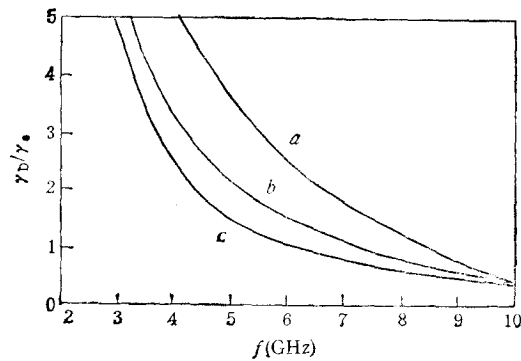


图5  $\gamma_D/\gamma_e$  随 LH 波频率  $f$  的变化 曲线  $a, b, c$  分别对应 LH 波谱:  $N_e = 2.8, 3.5, 4$ ; 其它参数同图3

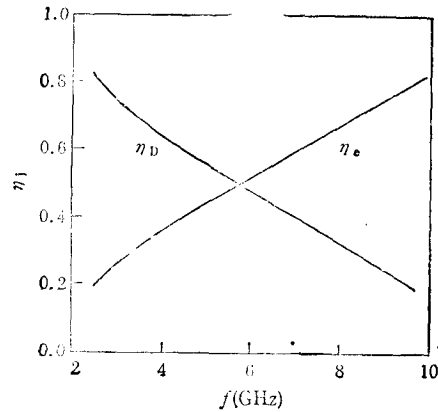


图6  $\eta_j$  ( $j = e, D$ ) 随 LH 波频率  $f$  的变化 LH 波谱为  $N_{||}(1.8, 3.8)$ ; 其它参数同图3

比较图 5 与图 6, 对谱  $N_{||}(1.8, 3.8)$  的 LH 波, 当  $f \geq 7\text{GHz}$  时,  $\eta_D > \eta_e$ , 即 LH 波的吸收以电子的阻尼吸收占主导。

图 7 表明, 对谱  $N_{||}$  为 1.8 和 2.8 的 LH 波, 即使频率  $f$  提高到  $10\text{GHz}$ , 仍有近

50% 的 LH 波功率被 ICRF 加热的 D 离子所吸收, 已较严重地影响了 LH 波的电流驱动效率。

图 8 表明, 对谱  $N_{||}$  为 3 和 5 的 LH 波, 当频率  $f \geq 5\text{GHz}$  时, 则  $\eta_e > \eta_D$ , 即 LH 波的吸收即以电子的吸收占主导。

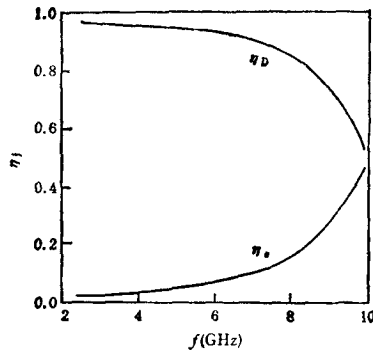


图 7  $\eta_i$  随 LH 波频率  $f$  的变化 LH 波谱为  $N_{||}(1.8, 2.8)$ , 其它参数同图 3

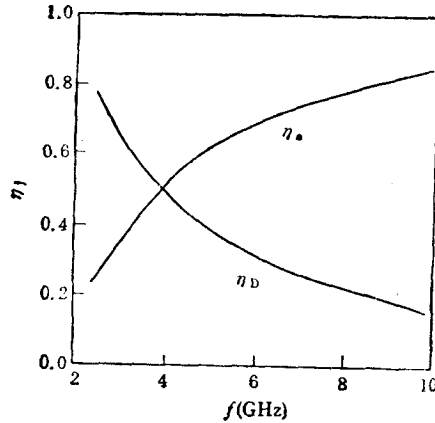


图 8  $\eta_i$  随 LH 波频率  $f$  的变化 LH 波谱为  $N_{||}(3, 5)$ ; 其它参数同图 3

#### 四、总 结

我们的数值计算表明, ICRF ( $\omega = 2\Omega_D$ ) 加热的 D 离子对 LH 波存在着较强的 Landau 阻尼吸收, 离子对 LH 波与电子的竞争吸收将影响 LH 波的电流驱动, 当 LH 波的  $N_{||}$  谱越小, 这种影响越为严重. 提高 LH 波的频率, 可降低 ICRF 加热离子对 LH 波的吸收, 但 LH 波频率的提高通常受实验条件或技术的限制, 所以我们认为反应堆上 LH 波谱  $N_{||}$  不能取得过小过窄. 对所举实验堆参数而言, 我们认为  $N_{||}(1.8, 3.8)$  的 LH 波 ( $f = 7\text{GHz}$ ) 是个可取的选择。

值得一提的是, 最近 Barbato 等人<sup>[9]</sup>做了关于 Tokamak 反应堆聚变产物  $\alpha$  粒子对反应堆上 LHCD 影响的工作, 结果指出, 高能  $\alpha$  粒子对 LH 波存在着较强的 Landau 阻尼吸收, 降低了 LHCD 的效率; 提高 LH 波的频率, 可降低  $\alpha$  粒子对 LH 波的吸收. 结论与本文的类似。

我们也分析了 LHCD 产生的平台高速电子对 ICRF 波可能存在的渡越时间阻尼和 Landau 阻尼作用, 结果表明, 这两种阻尼吸收与离子对 ICRF 波的迴旋阻尼吸收比很小, 可忽略。

本文给出了两支波相互影响的初步分析, 更为精确的工作需要考虑 LH 波和 ICRF 波的功率沉积过程, 这将是一个非常复杂的工作, 有待于今后进一步探讨。

作者曾与虞清泉、沈学民和李有宜等同志作过多次有益的讨论, 方渝德、项农等同志在低杂波电流驱动方面提供了许多信息, 在此一并表示感谢。

- [ 1 ] J. R. Wilson, *Fusion Technology*, 10(1986), 1015.
- [ 2 ] K. Steinmetz *et al.*, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986*, Proceedings of the 11th International Conference, Kyoto (IAEA, Vienna, 1987), Vol. 1, p. 461.
- [ 3 ] M. Porkelab, *IEEE Transcation on Plasma Science*, 12(1984), 107
- [ 4 ] V. B. Krapchev, *Nucl. Fusion* 25(1985), 455.
- [ 5 ] N. J. Fisch, *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 873.
- [ 6 ] M. Brambilla, *Plasma Phys.* 18(1976), 669.
- [ 7 ] P. Bonoli, *IEEE Transcation on Plasma Science*, 12(1984), 95.
- [ 8 ] E. Barbato *et al.*, *Nucl. Fusion*, 31(1991), 673.

## THE EFFECT OF ION CYCLOTRON RESONANCE HEATING ON LOWER HYBRID CURRENT DRIVE IN TOKAMAK PLASMA

SHEN LIN-FANG    YU GUO-YANG

*Institute of Plasma Physics, Academic Sinica, Hefei, 230031*

(Received 3 May 1991)

### ABSTRACT

A possible process occurring when ICRF wave for second harmonic heating of deuterium and LH wave for current drive are launched simultaneously into a D-T plasma in tokamak reactor is studied. The particle absorption of LH wave is calculated using linear theory. In combination with ICRH the LH-current drive efficiency is reduced. It decreases with increasing ICRF power due to the competing absorption of LH power by energetic D<sup>+</sup>. The absorption of LH wave by the energetic deuterium can be lowered by raising the LH wave frequency.

**PACC:** 5235; 5250; 5255