

托卡马克中极向静电天线的离子 Bernstein 波的耦合计算

沈 学 民

中国科学院等离子体物理研究所, 合肥, 230031

1990年7月9日收到

本文采用均匀的等离子体模型, 对在托卡马克低场边由极向静电天线激发离子 Bernstein 波 (IBW) 的耦合问题作详细的理论分析。为了能更符合实验中的实际情况, 文中考虑天线为有限长度以及非零的极向波数 ($k_z \neq 0$) 对耦合特性计算的影响。计算表明, 极向静电天线可以有效地在等离子体中激发 IBW。比较该天线与传统的环向 IBW 天线的辐射功率谱和阻抗等计算结果, 表明两种天线对 IBW 的耦合有相似的特性。

PACC: 5235; 5240F

一、引 言

在托卡马克中的 IBW 加热通常是基于这样一个事实: 在离子回旋频率区域, 由低场边激发的静电波, 由于等离子体边界层的有限 Larmor 半径效应, 耦合为 IBW 传播到回旋共振层而被阻尼吸收。这种加热方法已成功地在实验中得到证明并在理论上也进行了许多研究^[1,2]。IBW 加热的主要特点是: 1) 波的频率可以选择相对高次的离子回旋共振频率区域, 这样为将常用的快波 (ICRH) 加热的带状天线改进为紧凑的波导型结构天线提供了可能性。2) IBW 加热基本上是对整体离子的加热, 这样加热时很少产生高能尾巴

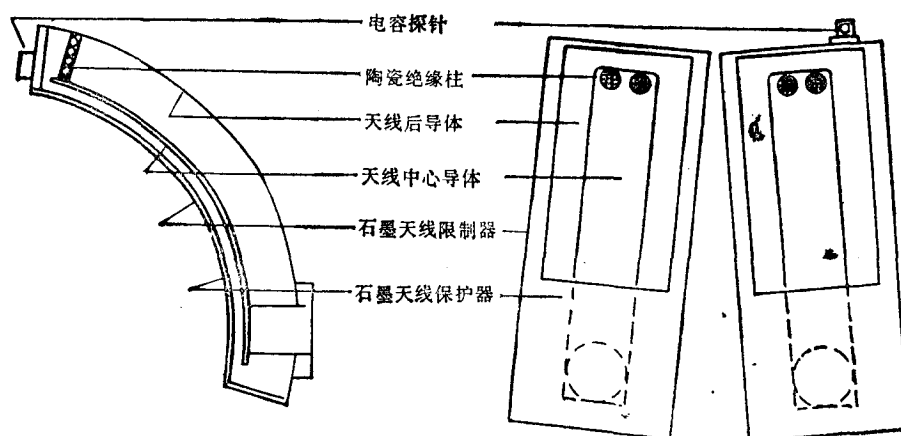


图1 一对极向静电天线示意图

离子,这一加热特性将有助于研究在辅助加热下的等离子体约束特性。

通常用于激发 IBW 的天线是将有 Faraday 屏蔽的快波天线,放置在低场区,与纵场 B_z 平行的环向方向。对已有快波加热的装置,如果要兼做 IBW 加热实验,则要重新设计安装 IBW 天线,这样无论在装置空间或工程技术上都有很大困难。目前,有人提出将已安装的快波天线改进为 IBW 天线的方法^[3],即将快波天线的 Faraday 屏蔽去掉,并以绝缘机构代替原天线的终端短路器,这样即成为极向的静电天线,见图 1 所示。而这样天线激发 IBW 的基本原理正如前所述,由于静电天线集聚电荷在等离子体边界激发了静电波,静电波在等离子体中由于有限 Larmor 半径效应很快转为 IBW 在等离子体中传播,并在迴旋共振层附近阻尼吸收。

本文从理论上分析极向静电天线与 IBW 的耦合特性。与传统的环向 IBW 天线相比,两种天线在真空中的辐射功率谱及天线的输入阻抗十分相近。

二、真空中的场

大家知道,计算天线的输入阻抗是讨论波耦合问题的基本任务之一。而要计算天线输入阻抗则必须先求解由天线激发的真空中的场。为了简化求解在真空中的 Maxwell 方程,本文将耦合问题考虑为直线的几何模型。将真空室器壁至等离子体边界的真空范围分成两个区域:一是天线与等离子体边界之间;二是天线和器壁之间。如图 2 所示。假定器壁为良导体,在区域 1 和区域 2 各电场可以写成如下形式:在区域 1 ($-\delta < \xi < 0$)

$$E_{x1} = A_1 e^{-in_0 \xi} + B_1 e^{in_0 \xi}, \quad (1)$$

$$E_{y1} = C_1 e^{-in_0 \xi} + D_1 e^{in_0 \xi}, \quad (2)$$

$$E_{z1} = E_1 e^{-in_0 \xi} + F_1 e^{in_0 \xi}, \quad (3)$$

式中 $n_0^2 = 1 - n_y^2 - n_z^2$, $n_y = k_y c / \omega_0$, $n_z = k_z c /$

ω_0 , $\xi = x\omega_0/c$, ω_0 为入射波频率, c 为光速, δ 为天线的空间位置。下标 1 则表示区域 1。在区域 2 ($-\delta < \xi < -\beta$, β 为器壁空间位置)

$$E_{x2} = A_2 e^{-in_0 \xi} + B_2 e^{in_0 \xi}, \quad (4)$$

$$E_{y2} = C_2 e^{-in_0 \xi} + D_2 e^{in_0 \xi}, \quad (5)$$

$$E_{z2} = E_2 e^{-in_0 \xi} + F_2 e^{in_0 \xi}. \quad (6)$$

各任意常数 $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2, D_1, D_2, E_1, E_2, F_1, F_2$ 将由天线、器壁的边界条件以及场的切向分量在真空至等离子体边界连续性条件所确定。假定天线上的电荷分布有如下形式:

$$\rho_s(y, z) = \rho_0 H(l_y, y) H(W_z, z) \sin(\pi y / l_y), \quad (7)$$

式中 ρ_0 为平均电荷密度, H 为阶跃函数, 定义为

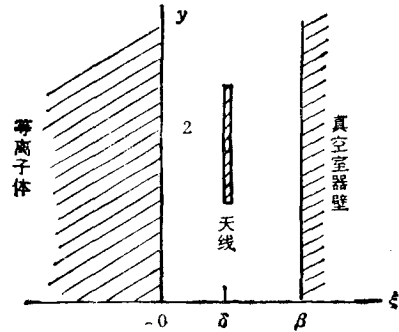


图2 计算中所采用的直线几何模型
 $\xi = x\omega_0/c$; δ, β 分别为天线和真空室器壁的空间位置

$$H(l, y) = \begin{cases} 1 & -\frac{l_y}{2} \leq y \leq \frac{l_y}{2}; \\ 0, & \end{cases}$$

$$H(W, z) = \begin{cases} 1 & -\frac{W_z}{2} \leq z \leq \frac{W_z}{2}; \\ 0, & \end{cases}$$

而 W_z, l_y 分别为天线的宽度和长度. 考虑到电荷守恒定律, 从(7)式不难得到天线电流密度分布为

$$J_x(y, z) = -i\omega_0\rho_0 H(l, y)H(W, z)\cos(\pi y/l_y). \quad (8)$$

对(7),(8)式作 Fourier 变换, 得到

$$\rho_x(k_y, k_z) = \frac{4\rho_0}{k_z} \sin\left(k_z \frac{W_z}{2}\right) \cos\left(k_y \frac{l_y}{2}\right) / [-k_y^2 + (\pi/l_y)^2],$$

$$J_x(k_y, k_z) = \frac{-2i\omega_0\rho_0}{k_z} \sin\left(k_z \frac{W_z}{2}\right) \cos\left(k_y \frac{l_y}{2}\right) / [-k_y^2 + (\pi/l_y)^2]. \quad (9)$$

在真空区域, 各边界条件如下: 假定装置器壁为良导体, 在 $\xi = \beta$ 时, 有场

$$\mathbf{e}_x \times \mathbf{E} = 0. \quad (10)$$

在天线上, 即 $\xi = \delta$, 边界条件可写成

$$\mathbf{e}_x \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0, \quad (11a)$$

$$\mathbf{e}_x \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = -\frac{\rho_x}{\epsilon_0}, \quad (11b)$$

$$\mathbf{e}_x \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = -\mu_0 \mathbf{J}_x. \quad (11c)$$

从上述的边界条件, 可以得区域 1 的全部场的解, 但仍有两个待定常数设为 b_y, b_z 保留.

下面将通过切向场在真空与等离子体边界的连续条件来确定. 这样, 各场可以写成如下形式:

$$E_{x1} = \left(\frac{in_y b_y}{n} - n_z b_z \right) \cos(n\xi - n\beta) - \frac{1}{n^2} \left(n_y c \mu_0 J_x + \frac{\rho_x}{\epsilon_0} (n_z^2 + n_y^2) \right) \cdot \cos(n\xi - n\delta), \quad (12)$$

$$E_{y1} = b_y \sin(n\xi - n\beta) + \frac{i}{n} \left(n_y \frac{\rho_x}{\epsilon_0} + c \mu_0 J_x \right) \sin(n\xi - n\delta), \quad (13)$$

$$E_{z1} = in b_z \sin(n\xi - n\beta) + \frac{in_z \rho_x}{n \epsilon_0} \sin(n\xi - n\delta), \quad (14)$$

$$c B_{y1} = \left[(n_y^2 - 1) b_z + \frac{i b_y}{n} n_z n_y \right] \cos(n\xi - n\beta) - \frac{n_z}{n^2} \left(\frac{\rho_x}{\epsilon_0} + n_y (\mu_0 J_x) \right) \cdot \cos(n\xi - n\delta), \quad (15)$$

$$c B_{z1} = \left(-i b_y \frac{n^2 + n_y^2}{n} + n_y n_z b_z \right) \cos(n\xi - n\beta) + \left(\frac{\rho_x n_y}{n^2 \epsilon_0} + c \mu_0 J_x \right) \cdot \left(\frac{n^2 + n_y^2}{n^2} \right) \cos(n\xi - n\delta). \quad (16)$$

三、等离子体中的场

不难理解, 在理论上估算极向静电天线在等离子体中激发不同类型波的能力对实验工作是有重要意义的。为了简化计算并对耦合问题讨论不失一般性, 在计算中采用均匀等离子体模型。根据文献[4], 用均匀等离子体模型计算得到的天线耦合问题的主要物理结果, 如天线的辐射阻抗, 功率谱等与用复杂的非均匀等离子体模型计算的结果相比基本相似。这样, 等离子体中的波动方程可以写成

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_p) = \frac{\omega_0^2}{c} \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_p, \quad (17)$$

式中 $\mathbf{K}$ 等离子体的介电张量,

$$\mathbf{K} = \mathbf{I} + i\sigma/\omega_0\epsilon_0, \quad (18)$$

式中 $\mathbf{I}$ 为么矩阵, σ 为电导张量。不考虑等离子体的碰撞效应以及作有限 Larmor 半径的修正, 用动力学的方法可以得到 σ 的表达式^[4]为

$$\sigma \approx -i\omega_0\epsilon_0(\omega_p^2/\omega_{ci}^2) \left(\mathbf{x}_{i0} + \mathbf{x}_{i1} \frac{k_z c}{\omega_0} + \mathbf{x}_{i2} \left(\frac{k_z c}{\omega_0} \right)^2 \right), \quad (19)$$

式中 ω_p , ω_{ci} 分别为等离子体频率和离子回旋频率, $\mathbf{x}_{ii}$ 的表达式由文献[2]给出, 它是与各等离子体参数有关。由于其表达式繁复, 在此不另述。将(19)式代入(18)式得到

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} S + \frac{\partial}{\partial x} \tau \frac{\partial}{\partial x} & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (20)$$

式中 S, D, P 由 Stix 给出^[5], τ 为

$$\tau = \sum_i 3\omega_{pi}^2 T_i / M_i (\omega_0^2 - 4Q_i^2) (\omega_0^2 - Q_i^2), \quad (21)$$

式中 T_i, M_i 为离子的温度和质量。由于有限 Larmor 半径效应, 将不考虑电子的贡献。所以(21)式的求和则是对等离子体中的所有离子而言。

分解矢量方程(17)为一组标量方程, 可以容易地得到以下方程:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \xi} \left(T \frac{\partial E_{xp}}{\partial \xi} \right) + i(S - n_y^2 - n_z^2) E_{xp} + D E_{yp} \\ + n_y \partial E_{yp} / \partial \xi = -n_x \frac{\partial E_{xp}}{\partial \xi}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 E_{yp}}{\partial \xi^2} + (S - n_z^2) E_{yp} - i n_y \frac{\partial E_{xp}}{\partial \xi} + n_y n_x E_{xp} + i D E_{xp} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 E_{xp}}{\partial \xi^2} + (P - n_y^2) E_{xp} + n_y n_x E_{yp} = i n_x \frac{\partial E_{xp}}{\partial \xi}, \quad (24)$$

而 $T = \tau \omega_0^2 / c^2$ 。

为了理解这组复杂的方程所具有的物理意义以及找到激发 IBW 的合适的辐射条件, 讨论由(22)至(24)式所得到的色散关系是十分有益的。在此假定 WKB 近似成立,

则有 $\frac{\partial}{\partial x} \approx i n_x$, 然后整理上述方程组, 不难得到下面的矩阵:

$$\begin{vmatrix} -T n_x^2 + (S - n_y^2 - n_z^2) & -iD + n_y n_x & n_x n_z \\ iD + n_y n_x & S - n_x^2 - n_z^2 & n_y n_z \\ n_x n_z & n_y n_z & P - n_y^2 - n_z^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (25)$$

由上式可以得到一个 6 次方程为

$$-T n_x^6 + A n_x^4 + B n_x^2 + C = 0, \quad (26)$$

式中各系数

$$\begin{aligned} A &= S - T(n_x^2 - S - P + n_y^2), \\ B &= [(S - n_y^2 - n_z^2)(n_x^2 - S - P + n_y^2) - T(SP - n_y^2 S - n_z^2 P) \\ &\quad + (n_x^2 + n_y^2)^2 - n_x^2 S - P n_y^2 + D], \\ C &= (S - n_y^2 - n_z^2)(SP - n_y^2 S - n_z^2 P + n_x^2 n_y^2) - n_y^2 n_z^2 \\ &\quad \cdot (S - n_y^2 - n_z^2) - D(P - n_y^2). \end{aligned}$$

图 3 表示考虑了一个合理的等离子体边界密度所得到的色散关系。等离子体参数为: 5% 氘的氢等离子体, 电子中心密度 $n_{e0} = 1.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$, 中心离子温度 $T_i = 500\text{eV}$, 纵场 $B_z = 20\text{kG}$, 波频率 $f_0 = 30\text{MHz}$ 。从图 3 可以看到各波型的色散曲线是完全分开的。这表明, IBW 在传播过程中没有模耦合的复杂的色散机制可以直接传播到等离子体中心。

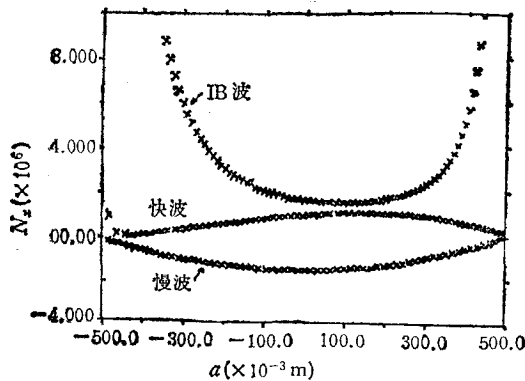


图 3 色散关系曲线 (D)H 等离子体, D 为 5%; $n_{e0} = 1.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$; $T_{i0} = 500\text{eV}$; $B_z = 20\text{kG}$; $f_0 = 30\text{MHz}$; 等离子体的密度和温度的空间分布均假定为抛物线分布; a 为等离子体小半径

在均匀等离子体模型中, 波场可简单地写成如下形式:

$$iE_{xp} = \sum_a a_a \exp(-in_{xa}\xi), \quad (27)$$

$$E_{yp} = \sum_a y_a \exp(-in_{xa}\xi), \quad (28)$$

$$E_{zp} = \sum_a z_a \exp(-in_{xa}\xi), \quad (29)$$

下标 $\alpha = F, S, IB$ 分别表示快波、慢波和离子 Bernstein 波。因此上式中的 a_a, y_a, z_a 为 9 个任意常数。

它们分别由波的耦合条件所确定。等

离子体的边界条件有: $\partial E_x / \partial \xi = 0$, $B_{x1} = B_{xp}$, $B_{y1} = B_{yp}$, $E_{y1} = E_{yp}$, $E_{x1} = E_{xp}$ 。

从(12)–(16)式以及(27)–(29)式, 代入以上边界条件, 则可以得到一组方程

$$\sum_a n_{xa} a_a = 0, \quad (30)$$

$$\sum_a \frac{-ia_a n_x n_{xa} - n_y n_z y_a}{P - n_y^2 - n_{xa}^2} = -in b_x \sin n\beta - \frac{in_z P}{n\epsilon_0} \sin n\delta, \quad (31)$$

$$\sum_a y_a = -b_y \sin n\beta - \frac{i}{n} \left(n_y \frac{\rho_i}{\epsilon_0} + c\mu_0 J_z \right) \sin n\delta + \sum_a a_a$$

$$\cdot \left(\frac{-in_x^2 - n - n_{xa}n_xn_y y_{a1}}{P - n_y^2 - n_{xa}^2} \right) = \left[(n_y^2 - 1)b_x + \frac{ib_x n_x n_y}{n} \right] \cos n\beta$$

$$- \frac{n_x}{n} \left(\frac{\rho_i}{\epsilon_0} + n_y c \mu_0 J_i \right) \cos n\delta, \quad (32)$$

$$- \sum_a n_a y_a + in_y \sum_a a_i = \left(-ib_y \frac{n + n_y^2}{n} + n_y n b_x \right) \cos n\beta$$

$$+ \left[\frac{n_y \rho_i}{n^2 \epsilon_0} + \left(\frac{n^2 + n_y^2}{n^2} \right) c \mu_0 J_i \right] \cos n\delta. \quad (33)$$

消去上式中的 b_y, b_x , 并将 a_i 写成矢量形式, 经整理, 得到

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{a} = 0, \quad (34)$$

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{A} = J_1, \quad (35)$$

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{B} = J_2, \quad (36)$$

式中

$$A_a = -in_x + \sum_a \frac{-n_x^2 n_a - n_a n_x n_y y_{a1}}{P - n_y^2 - n_a^2} - \frac{i(n_y^2 - 1)}{n} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta}$$

$$\cdot \sum_a \frac{-in_x n_a - n_y n_x y_{a1}}{P - n_y^2 - n_a^2} + \frac{in_x n_y}{n} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta} \sum_a y_{a1},$$

$$B_a = - \sum_a n_a y_{a1} + in_y - \frac{i(n^2 + n_y^2)}{n} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta} \sum_a y_{a1} - \frac{in_y n_x}{n} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta}$$

$$\cdot \left(\frac{-in_x n_a - n_y n_x y_{a1}}{P - n_y^2 - n_a^2} \right),$$

$$n_{xa} = n_{xF} + n_{xS} + n_{xIB},$$

$$J_1 = \frac{-(n_y^2 - 1)n_x \rho_i}{n^2 \epsilon_0} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta} \sin n\delta + \frac{n_x n_y}{n} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta} \left(\frac{n_y \rho_i}{\epsilon_0} + c \mu_0 J_i \right)$$

$$\cdot \sin n\delta - \frac{n_x}{n^2} \left(\frac{\rho_i}{\epsilon_0} + n_y c \mu_0 J_i \right) \cos n\delta,$$

$$J_2 = \frac{-(n^2 + n_y^2)}{n^2} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta} \left(\frac{n_y \rho_i}{\epsilon_0} + c \mu_0 J_i \right) \sin n\delta - \frac{n_x n_y \rho_i}{n^2 \epsilon_0} \frac{\cos n\beta}{\sin n\beta} \sin n\delta$$

$$+ \left[\frac{n_y \rho_i}{n^2 \epsilon_0} + \left(\frac{n^2 + n_y^2}{n^2} \right) c \mu_0 J_i \right],$$

$$y_{a1} = \left(-D - in_y n_a + \frac{in_x^2 n_y n_{xa}}{P - n_y^2 - n_{xa}^2} \right) / \left(S - n_x^2 - n_{xo}^2 - \frac{n_y^2 n_x^2}{P - n_y^2 - n_{xa}^2} \right),$$

$$b_y = \frac{-1}{\sin n\beta} \left[\sum_a a_a y_{a1} + \frac{i}{n} \left(\frac{n_y \rho_i}{\epsilon_0} + c \mu_0 J_i \right) \sin n\delta \right],$$

$$b_x = \frac{i}{n \cdot \sin n\beta} \left[\sum_a a_a \left(\frac{-in_x n_{xa} - n_y n_x y_{a1}}{P - n_y^2 - n_{xa}^2} \right) \right] + \frac{in_x \rho_i}{n \epsilon_0} \sin n\delta.$$

解(34)–(36)式, 可以得到以下解:

$$\mathbf{a} = \frac{J_1(\mathbf{B} \times \mathbf{A}) + J_2(\mathbf{A} \times \mathbf{n})}{\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} + \mathbf{n})}, \quad (37)$$

待定常数 x_a, y_a 的表达式为

$$x_\alpha = \frac{-ia_\alpha n_\alpha n_{x\alpha} - n_y n_x y_\alpha}{P - n_y^2 - n_{x\alpha}^2}, \quad (38)$$

$$y_\alpha = a_\alpha y_{\alpha 1}. \quad (39)$$

从(37)–(39)式,则可以求出所有待定常数。这样在真空中的场以及在等离子体中的场都可以得到。图4表明等离子体中电场的空间分布。等离子体参数与图3相同。可以看到,主要由IBW贡献的 E_x 分量的幅度远大于由快波和慢波贡献的 E_y 和 E_z 分量。

为方便地求解天线谱输入阻抗,定义它为

$$Z_i(k_y, k_z) = V(k_y, k_z) / I(k_y, k_z), \quad (40)$$

$V(k_y, k_z)$ 和 $I(k_y, k_z)$ 分别为天线内外导体间的谱电压和谱电流。其定义为

$$V(k_y, k_z) = \int_{-b}^b E_x(k_y, k_z, \xi) d\xi,$$

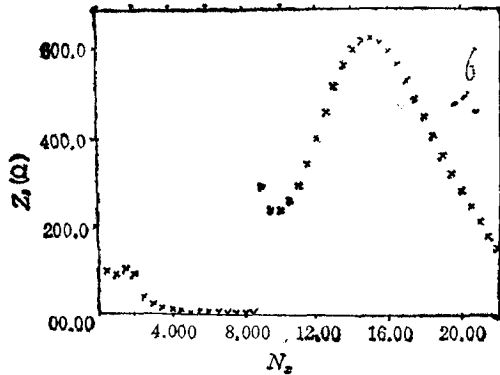
$$I(k_y, k_z) = dQ(k_y, k_z) / dt$$

图4 电场的空间分布图 均匀等离子体模型; (D)H 等离子体; D为5%; $n_e = 5 \times 10^{11}/\text{cm}^3$; $B_0 = 20\text{kG}$; $T_i = 200\text{eV}$; $f_0 = 30\text{MHz}$; $\delta = 0.02\text{m}$; $\beta = 0.045\text{m}$; a 为等离子体小半径

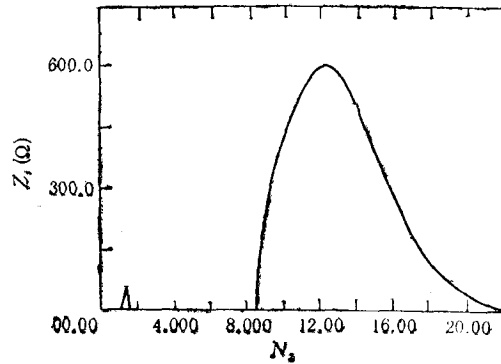
式中 $Q(k_y, k_z) = \rho_i(k_y, k_z) W_z I_z$ 。

图5(a)为给定 $k_y = 10$ 时,求解(40)式给出的 $\text{Re}(Z_i) - k_z$ 曲线。根据定义,复输入阻抗 Z_{in} 与复辐射功率有如下关系式:

$$\dot{P} = Z_{in} I / 2. \quad (41)$$



(a) 极向静电天线谱输入阻抗 Z_i 与 z 方向折射率 n_z 的变化曲线 $k_y = 10$; 参数同图4



(b) 环向 IBW 天线谱输入阻抗 Z_i 与 z 方向折射率 n_z 的变化曲线 参数同图4

图 5

而复辐射功率则可以写成另一形式

$$\dot{P} = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_i(k_y, k_z) J_i(k_y, k_z) dk_y dk_z. \quad (42)$$

比较(41)与(42)式,可以得到天线输入阻抗 Z_{in} 为

$$Z_{in} = \frac{8}{W_x^2 J_y^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_s(k_y, k_z) \left[\frac{\sin\left(k_z \frac{W_x}{2}\right)}{k_z k_y} \left(i l_y \cos\left(k_y \frac{l_y}{2}\right) \right. \right. \\ \left. \left. = \sin\left(k_y \frac{l_y}{2}\right) \left(l_y + \frac{2i}{k_y} \right) \right)^2 (1 + e^{ik_y}) dk_y dk_z \right] \quad (43)$$

图 6(a) 表示以离子温度为参数(分别 $T_i = 100\text{eV}$, 200eV) 天线谱输入阻抗 Z_{in} 与密度 n_e 变化的关系曲线。图 6 中表明, 天线的耦合电阻 ($\text{Re}(Z_{in})$) 与密度成反比, 而正比于离子温度。天线的输入电抗 ($\text{Im}(Z_{in})$) 与离子温度和密度的变化不敏感, 故在图 6 中被省略。

当已知场的解和辐射阻抗, 则不难得到谱辐射功率和能流密度^[3], 定义为

$$P_s(k_y, k_z) = \text{Re}(Z_s) J_a^2, \quad (44)$$

$$S = \sum_a P_a + \sum_a T_a, \quad (45)$$

式中 P_a 为电磁能量

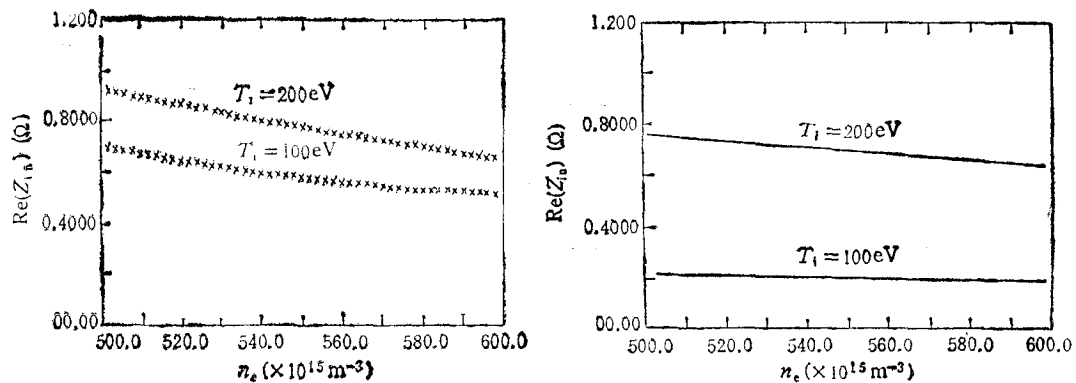
$$P_a = \frac{1}{\mu_0} \text{Re}(\mathbf{E}^*(k_z, k_y) \times \mathbf{B}(k_z, k_y)), \quad (46)$$

而 T_a 为动能

$$T_c = \frac{iT}{\mu_0 c} E_z^* \frac{\partial E}{\partial \xi} \mathbf{e}_z. \quad (47)$$

T 在方程(22)已给出定义。

图 7 为当 $k_y = 0$ 时 P_s 的曲线。等离子体参数同图 4。图 7 中表明, 辐射功率主要分布在 $10 < N_s < 20$ 区域内。能流密度 S 曲线由图 8 所示。图 8 中 3 条曲线分别为: 1) 总能流密度 S , 为三种波型(快波, 慢波, IBW) 能流密度之和。2) IBW 的能流密度 S_{IB} ; 3) 快波能流密度 S_F 。可以看到, 总能流密度 S 主要来自 IBW 的贡献。



(a) 极向静电天线的耦合电阻 $\text{Re}(Z_{in})$ 与等离子体密度变化的关系曲线 离子温度 T_i 分别假定为 200eV 与 100eV ; n_e 为等离子体密度; 其他参数同图 4

(b) 环向 IBW 天线的耦合电阻 $\text{Re}(Z_{in})$ 与等离子体密度变化的关系曲线 参数同图 4

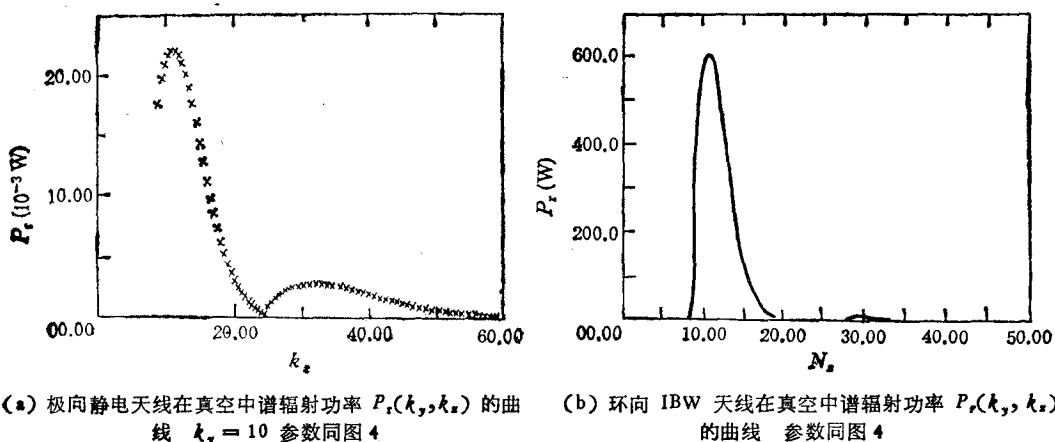


图 7

四、小 结

已经知道,用以激发 IBW 的极向静电天线的耦合电阻与等离子体的密度和温度变化是敏感的。当边界等离子体密度较高时,天线的耦合特性变差。理论估算,当密度增大 $1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$, 耦合电阻下降 20%。与环向 IBW 天线的耦合特性相比,两者对等离子体密度和离子温度的依赖关系很相似,只是后者对密度的变化比对温度的变化更为敏感,如图 6(b) 所示。

通过计算能流密度 S , 可以看到总能流密度主要由动能组成,即 IBW 的能量。这说明极向静电天线可以在等离子体中激发 IBW。但从图 8(a) 也可以明显地看到,快波对总能流密度 S 也占有一定比例。取同样的等离子体条件,计算环向 IBW 天线的能流密度 S , 可以发现这种天线几乎不激发快波,见图 8(b) 所示。两种天线在真空中的谱辐射功率(图 7(a) 为极向静电天线的 $P_r(k_y, k_z)$, 而图 7(b) 为环向 IBW 天线的 $P_r(k_y, k_z)$) 以及谱辐射电阻 $\text{Re}Z_r(k_y, k_z)$ (见图 5(a) 和 (b)) 基本相似。

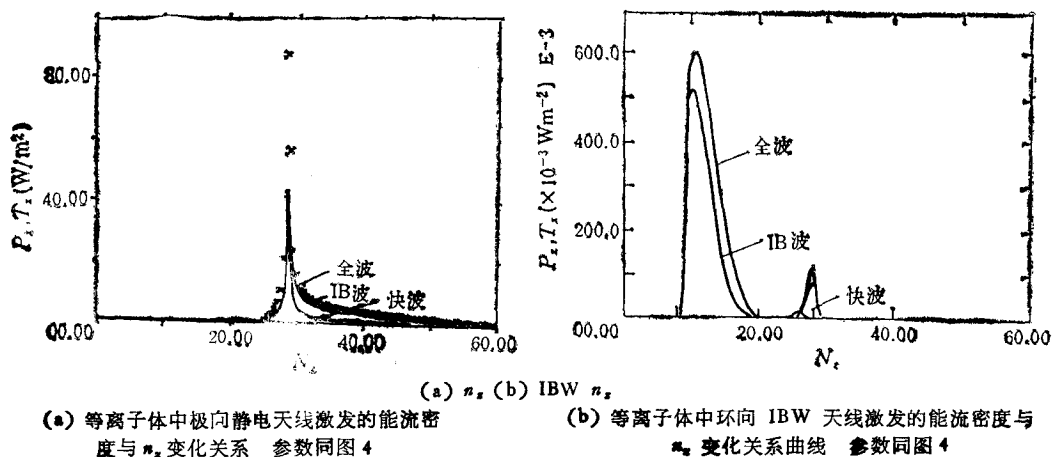


图 8

本文大部计算是作者在联邦德国核研究中心等离子体研究所工作期间完成的。在此对 Vandenplas 教授和 Koch 博士对此工作的支持和有益的讨论表示感谢。对邬英同志在本文的图示及文字整理方面给予的帮助表示谢意。

- [1] W. N. -C. Sy, *et al.*, *Nucl. Fusion*, 25(1985), 795.
- [2] Equipe, TFR, *Plasma Phys.*, 24(1982), 615.
- [3] F. A. Nishiyama, S. Itoh, K. Itoh, *Nucl. Fusion*, 23(1983), 1005.
- [4] R. Koch, X. Shen *et al.*, IAEA Technical Committee Meeting on ICRH/Edge Physics, Garching, Germany, (1989).
- [5] Stix, *The Theory of Plasma Wave*, New York, (1962), p. 10—50.
- [6] M. Brambilla, *Nucl. Fusion*, 28(1988), 1549.

ION BERNSTEIN WAVE COUPLING FOR POLOIDAL ELECTROSTATIC ANTENNA IN TOKAMAK

SHEN XUE-MIN

Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 7 July 1990)

ABSTRACT

The coupling of Ion Bernstein Wave (IBW) excited at low-field side by poloidal electrostatic antenna to plasma using uniform plasma model has been theoretically studied. In order to more tally with the actual situation, the finiteness of antenna poloidal length and the non-zero poloidal wave number are considered. The computation of the coupling cord shows that the poloidal electrostatic antenna is able to excited mostly IBW in plasma. The comparison between the poloidal electrostatic antenna and the conventional toroidal antenna for intrinsic spectral impedance, input impedance and wave energy fluxes is also made, from which it is concluded that the character of coupling IBW for both antenna is quite similar.

PACC: 5235; 5240F