

热电子等离子体的耗散漂移不稳定性

黄朝松 任兆杏 邱励俭

(中国科学院等离子体物理研究所)

1986 年 9 月 9 日收到

提 要

在热电子等离子体中,存在密度梯度驱动的低频耗散性漂移波,本文导出了包括等离子体电阻性和粘滞性的漂移波的色散关系.热电子环能降低不稳定性的增长率,减少等离子体的反常输运损失.漂移波被热电子环完全稳定的条件是 $\beta_h > 4\xi/(1 + 2\xi)$.实验中测量了漂移波的激发区域和振荡特性,观察了热电子环的稳定作用.实验结果与理论分析相符.

一、引 言

在磁约束等离子体中,密度梯度的存在是不可避免的.密度梯度激发的漂移波,是等离子体集体过程中的一个重要问题^[1].热电子等离子体利用高 β 热电子环产生局部磁阱,改变了真空磁场位形^[2].对 EBT 位形中捕获粒子模的初步研究表明,热电子环能降低漂移不稳定性增长率^[3].EBT 装置上的实验结果,与理论预示定性相符^[4].根据线性理论,漂移波的驱动机制依赖于由等离子体电阻性导致的扰动电场和扰动密度之间的相位差^[5,6].漂移波的一个重要特征,是这个相位差引起等离子体的反常输运损失.热电子环对反常输运的影响,理论和实验上还没有得到必要的研究.

热电子环磁镜除了构成 EBT 位形外,也可用作串联磁镜的轴对称锚室.同最小磁场锚相比,具有结构简单、径向损失小的优点^[7].由于磁场位形和粒子约束性质上的差异,EBT 理论不适于直接应用到简单镜.

本文用磁流体理论来研究简单磁镜中热电子等离子体低频漂移波.分析中考虑了电子和离子的碰撞(电阻性),离子和离子的碰撞(粘滞性),以及有限磁镜长度效应,讨论了热电子环对不稳定性增长率和等离子体反常输运的影响,导出了漂移波的稳定条件.取平行波矢为零,就得到了交换模的有关结果.测量了漂移波的激发区域、扰动幅度、径向损失和热电子环的稳定作用.

二、色 散 关 系

热电子等离子体包含三种成份:温度高达 100 keV 量级的热电子,温度在 10 eV 量级的冷电子和冷离子,冷电子和冷离子通常称为背景等离子体.在磁镜中平面上,有关参量的径向分布如图 1 所示.热电子环位于 r_0 处, β_h 和 β_i 分别为热电子和等离子体的 β 值.

磁场 B 曲线中的虚线部分, 是真空磁镜场的分布. 由于高 β 热电子环以及等离子体的抗磁漂移, 产生了一个局部磁阱, 改变了原有的磁场位形. 漂移不稳定性激发于 r_0 附近的密度下降区域. 为了便于分析, 对实际位形作局部近似, 采用平板模型. 取 x 轴正向沿半径向外, 原点取在 r_0 点, 等离子体的密度梯度和磁场梯度都在 x 轴上. 平衡磁场取为 $\mathbf{B} = B_0(1 + \varepsilon x)\mathbf{e}_z$, ε 描述局部磁阱的特征. 磁镜场的曲率效应用等效重力场来模拟

$$\mathbf{g}_s = -\frac{2T_s}{M_s R_c} (R_c < 0), \quad (1)$$

下标 s 表示热电子、冷电子和冷离子, 它们的密度分别为 $N_h = \alpha N(x)$, $N_c = (1 - \alpha)N(x)$, $N_i = N(x)$. T_s 和 M_s 为 s 类粒子的温度和质量, 设 T_s 为常数. R_c 为磁力线的曲率半径.

平衡态时, 电场 $\mathbf{E}_0 = 0$, 运动方程为

$$-\nabla p + N_s q(\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}) + M N_s \mathbf{g} = 0, \quad (2)$$

式中 q 为电荷. 带电粒子受压力梯度和重力的驱动, 垂直于磁场漂移. 从方程 (2) 解出平衡漂移速度

$$\mathbf{V}_0 = \frac{M \mathbf{g} \times \mathbf{B}}{q B^2} - \frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{q N_s B^2} = \frac{T}{M Q} \left(\frac{2}{R_c} + \frac{1}{r_p} \right) \mathbf{e}_y, \quad (3)$$

式中

$$\frac{1}{r_p} = \frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dx} < 0, \quad Q = \frac{qB}{M},$$

假设 r_p 为常数, 并且对于三类粒子均相同.

局部磁阱就是由这种漂移运动产生的. 根据 Ampere 定律 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_0$, $\mathbf{j}_0$ 只有 y 分量, 即

$$-\partial B / \partial x = \mu_0 \sum_s N_{0s} q_s V_{0s}.$$

将 (3) 式代入, 得到关系式

$$2\varepsilon = -\beta \left(\frac{2}{R_c} + \frac{1}{r_p} \right), \quad (4)$$

式中

$$\beta = \sum_s \beta_s = \sum_s 2\mu_0 N_{0s} T_s / B^2.$$

本文只讨论静电扰动, 取扰动形式为 $\exp(ik_y + ik_z - i\omega t)$, k 和 $k_{||}$ 分别为垂直波矢和平行波矢. 因为要分析的只是等离子体驱动的低频不稳定性, 所以可假设热电子环是“刚性”的, 其作用只是产生局部磁阱, 本身不受扰动. 这个假设的可靠性将由实验结果验证.

记电子和离子的平衡密度 $N_{0e} = N_{0i} = N_0$, 它们的密度和速度扰动为 N 和 $\mathbf{V}$, 忽略电子的质量和粘滞性, 线性化的双流体运动方程为

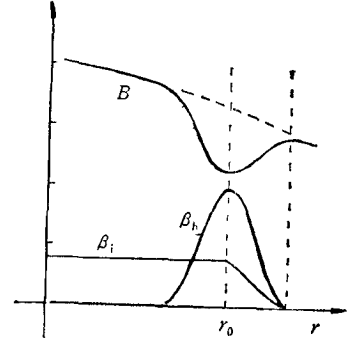


图1 β , β_i , β_h 的径向分布

$$N_0 M_i \left[\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_{0i} \cdot \nabla) \mathbf{V}_i \right] = e N_0 (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - T_i \nabla N_i + N_i M_i \mathbf{g}_i \\ + e N_i \mathbf{V}_{0i} \times \mathbf{B} + \mu_{\perp} \nabla^2 \mathbf{V}_i + N_0 M_e \nu_{ei} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i), \quad (5)$$

$$- e N_0 (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - T_e \nabla N_e + N_e M_e \mathbf{g}_e - e N_e \mathbf{V}_{0e} \times \mathbf{B} \\ + N_0 M_e \nu_{ei} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) = 0. \quad (6)$$

式中 $\mu_{\perp} = N_0 T_i \nu_{ii} / \Omega_i^2$ 为离子垂直粘滞系数, ν_{ei} 为电子和离子碰撞频率. 对于低频静电扰动, $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$, $\omega \ll \Omega_i$. 记

$$\tilde{\omega} = \omega - k V_{0i} + i k^2 \mu_{\perp} / N_0 M_i.$$

从运动方程得到离子和电子的扰动速度为

$$\mathbf{V}_{i\perp} = -i \frac{k T_i}{M_i \Omega_i} \left(\frac{N_i}{N_0} + \frac{e \varphi}{T_i} \right) \mathbf{e}_x - \left[\frac{k T_i \tilde{\omega}}{M_i \Omega_i^2} \left(\frac{N_i}{N_0} + \frac{e \varphi}{T_i} \right) + \frac{T_i N_i}{e B N_0 r_p} \right] \mathbf{e}_y, \quad (7)$$

$$\mathbf{V}_{e\perp} = i \frac{k T_e}{M_e \Omega_e} \left(\frac{N_e}{N_0} - \frac{e \varphi}{T_e} \right) \mathbf{e}_x + \frac{T_e N_e}{e B N_0 r_p} \mathbf{e}_y, \quad (8)$$

$$\mathbf{V}_{e\parallel} = -i \frac{k_{\parallel} T_e}{M_e \nu_{ei}} \left(\frac{N_e}{N_0} - \frac{e \varphi}{T_e} \right) \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

$V_{i\parallel}$ 相对于 $V_{e\parallel}$ 可以忽略.

等离子体扰动应遵守线性化的连续性方程

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + N_0 \nabla \cdot \mathbf{V}_s + (\mathbf{V}_s \cdot \nabla) N_0 + (\mathbf{V}_{0s} \cdot \nabla) N_s = 0. \quad (10)$$

将方程 (7)–(9) 代入, 并注意平衡时的密度和磁场沿 x 方向的变化, 求出离子和电子的密度扰动

$$\left(\omega - \omega_{di} + i \frac{1}{2} k^2 a_i^2 \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} \right) N_i = - \left(\omega_{*i} - \omega_{di} + \frac{1}{2} k^2 a_i^2 \tilde{\omega} \right) \frac{e N_0 \varphi}{T_i}, \quad (11)$$

$$\left(\omega + i \frac{k_{\parallel}^2 T_e}{M_e \nu_{ei}} \right) N_e = - \left(\omega_{*e} - \omega_{de} - i \frac{k_{\parallel}^2 T_e}{M_e \nu_{ei}} \right) \frac{e N_0 \varphi}{T_e}, \quad (12)$$

式中 a_i 为离子迴旋半径.

$$\omega_{*s} = \frac{k T_s}{M_s \Omega_s} \left(\frac{2}{R_c} + \frac{1}{r_p} \right), \quad \omega_{ds} = \frac{k T_s}{M_s \Omega_s} \left(\frac{2}{R_c} + \varepsilon \right).$$

扰动电荷应满足 Poisson 方程

$$\varepsilon_0 \nabla^2 \varphi = e (N_i - N_e). \quad (13)$$

联立方程 (11)–(13), 就得到热电子等离子体中, 密度梯度驱动的低频等离子体漂移波的色散关系. 取 $T_e = T_i$, 将色散关系写成 ω 的二次方程形式

$$\omega^2 + B \omega + C = 0, \quad (14)$$

系数 B, C 的表达式为

$$B = i \frac{k_{\parallel}^2 \Omega_e \Omega_i}{k^2 \nu_{ei}} + i \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} - \omega_{*i}, \\ C = \frac{2(\omega_{*i} - \omega_{di}) \omega_{di}}{k^2 a_i^2} - \frac{2 k_{\parallel}^2 T_i k^2 \mu_{\perp}}{M_e \nu_{ei} N_0 M_i} + i (\omega_{*i} - \omega_{di}) \left(\frac{k_{\parallel}^2 \Omega_e \Omega_i}{k^2 \nu_{ei}} - \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} \right).$$

三、稳定性分析

在均匀磁场和磁阱位形两种情况下, 讨论色散方程 (14) 的稳定条件.

1. 均匀磁场 ($R_c \rightarrow \infty$, $\epsilon \rightarrow 0$)

这种情况相当于假设热电子和等离子体的 β 值都很低. 色散关系变为

$$\omega^2 + \left(i \frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} + i \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} - \omega_{*i} \right) \omega + i \omega_{*i} \left(\frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} - \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} \right) - \frac{2k_{\parallel}^2 T_i k^2 \mu_{\perp}}{M_c v_{ci} N_0 M_i} = 0. \quad (15)$$

将频率分成实部和虚部, $\omega = \omega_r + i\omega_i$, 设 $\omega_i \ll k_{\parallel}^2 Q_c Q_i / k^2 v_{ci}$, 求出漂移不稳定性的增长率

$$\omega_i = 2\omega_{*i}^2 \frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} \left(\frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} - \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} \right) \left(\frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} + \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} \right)^{-1} - \frac{2k_{\parallel}^2 T_i k^2 \mu_{\perp}}{M_c v_{ci} N_0 M_i} \left(\frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} + \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i} \right)^{-1}. \quad (16)$$

根据所定义的扰动形式, 稳定性要求 $\omega_i < 0$. 显然, 离子的垂直粘滞性是起稳定作用的. 只要粘滞性足够强, 满足

$$\mu_{\perp} > \frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i N_0 M_i}{k^4 v_{ci}}, \quad (17)$$

漂移波就被稳定了^[6].

如果粘滞性较弱

$$\frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 v_{ci}} \gg \frac{k^2 \mu_{\perp}}{N_0 M_i},$$

增长率近似为

$$\omega_i = \left(\omega_{*i}^2 - \frac{k_{\parallel}^2 T_i k^2 \mu_{\perp}}{M_c v_{ci} N_0 M_i} \right) \frac{2k^2 v_{ci}}{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}. \quad (18)$$

实际的磁镜长度 L_m 是有限的, 它将 $k_{\parallel}$ 的范围限制在 $k_{\parallel} \geq \pi/L_m$, 有可能使括号中的项变成负的. 取最小 $k_{\parallel}$ 值 π/L_m 代入, 得到有限磁镜长度稳定漂移波的条件

$$\frac{L_m}{|r_p|} < \pi \left(\frac{M_i}{M_c} \right)^{1/4} = 20.6. \quad (19)$$

漂移物的物理解释是: 受密度梯度驱动, 电子和离子沿不同方向漂移而产生电荷分离. 如果电子能沿磁力线自由运动, $v_{ci} = 0$, 这些电荷就被中和, 漂移波不会激发. 碰撞使电子运动受到阻碍, 由此产生的电场使扰动增长起来. 但只要磁镜长度足够小, 平行波长就短, 每平行波长内的碰撞数也很少, 电荷中和效应比碰撞效应更强, 从而使漂移波稳定化^[9].

当 $\mu_{\perp} = 0$ 时, 我们得到熟悉的结果

$$\omega_i = \omega_{*i}^2 \frac{2k^2 v_{ci}}{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}. \quad (20)$$

2. 磁阱位形

在讨论磁阱的作用时,忽略起稳定贡献的粘滞项,取 $\mu_{\perp} = 0$. 色散方程为

$$\omega^2 + \left(i \frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 \nu_{ci}} - \omega_{*i} \right) \omega + \frac{2(\omega_{*i} - \omega_{di})\omega_{di}}{k^2 a_i^2} + i(\omega_{*i} - \omega_{di}) \frac{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}{k^2 \nu_{ci}} = 0. \quad (21)$$

简单磁镜中,存在曲率驱动的交流不稳定性. 取 $k_{\parallel} = 0$, 方程(21)就变成热电子等离子体低频交换模的色散关系,稳定条件为

$$-\frac{2(\omega_{*i} - \omega_{di})\omega_{di}}{k^2 a_i^2} > 0. \quad (22)$$

由于 $(\omega_{*i} - \omega_{di}) < 0$, 这个条件相当于 $\omega_{di} > 0$. 利用关系式(4)

$$\omega_{di} = \frac{k T_i}{M_i Q_i r_p} \left[\frac{2r_p}{R_c} - \frac{1}{2} \beta \left(1 + \frac{2r_p}{R_c} \right) \right]. \quad (23)$$

正的 ω_{di} 要求

$$\beta > \frac{4\xi}{1 + 2\xi} \quad \left(\xi = \frac{r_p}{R_c} \right). \quad (24)$$

β 是热电子的 β_h 与等离子体的 β_i 之和. 在热电子等离子体中, $\beta_h \gg \beta_i$, 条件(24)式就是稳定背景等离子体交换模所需要的 β_h 值. Nelson 等人用 Vlasov 方程讨论交换模时,也导出了这个表达式^[8,9]. 一般磁镜装置中, $\xi \simeq 0.1$, $\beta_h \simeq 33\%$.

下面讨论 $k_{\parallel} \neq 0$ 的漂移波. 仍然记 $\omega = \omega_r + i\omega_i$, $\omega_i \ll k_{\parallel}^2 Q_c Q_i / k^2 \nu_{ci}$, 代入方程(21)解出

$$\omega_r = -\omega_{*i}, \quad (25)$$

$$\omega_i = \left[\omega_{*i}^2 + \frac{(\omega_{*i} - \omega_{di})\omega_{di}}{k^2 a_i^2} \right] \frac{2k^2 \nu_{ci}}{k_{\parallel}^2 Q_c Q_i}. \quad (26)$$

实部表明具有电子抗磁漂移频率和传播方向,稳定条件是虚部 $\omega_i < 0$.

为了表明热电子 β 值对漂移波的影响,定义相对增长率

$$\gamma = \frac{\omega_i(\beta_h)}{\omega_i(\beta_h = 0)}. \quad (27)$$

我们计算了不同 $k a_i$ 条件下, γ 随热电子 β 值的变化,结果如图 2 所示. 计算中,取 $\xi = 0.1$. 显然,对于一定的 β_h , 如果磁场强, $k a_i$ 小, 漂移波更容易稳定. 应特别注意的是,当 $k a_i < 0.1$ 时, 漂移波稳定的临界 $\beta_h = 0.33$, 和交换模的稳定条件(24)式相同. 在目前的热电子等离子体实验参数范围, $k a_i < 0.1$ 总是满足的.

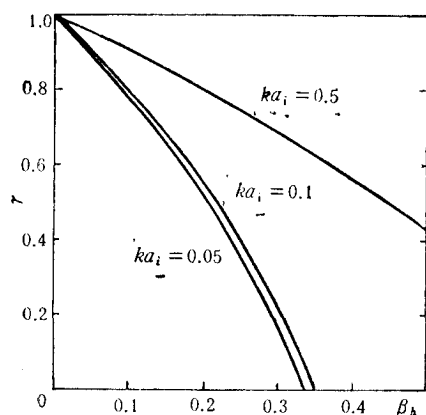
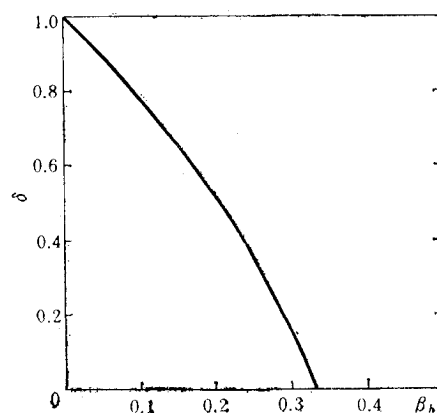
漂移波引起的密度和电位扰动会导致等离子体的反常输运损失. 输运通量

$$\Gamma = \operatorname{Re} \left(\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} N V_x dt \right). \quad (28)$$

对于电子,由方程(8)和(12)求出

$$\Gamma_c = \frac{e k N_0 / 2 T_i B}{\omega_{*i}^2 + (k_{\parallel}^2 T_i / M_e \nu_{ci})^2} \left[-\omega_{di} \frac{k_{\parallel}^2 T_i}{M_e \nu_{ci}} - (\omega_{*i} - \omega_{di}) \omega_i \right] |\varphi|^2. \quad (29)$$

稳定的漂移波对应于 $\Gamma_c \leq 0$. 从上面关于增长率的计算中已经知道,稳定性要求 $\omega_i < 0$,

图2 β_h 对增长率 ν 的影响图3 β_h 对反常运输 δ 的影响

$\omega_{di} > 0$, 这正是 $\Gamma_e < 0$ 的条件。

离子的输运通量可类似地计算。同离子运动相联系的 $\mu_{\perp}$ 是起稳定作用的, 在方程 (11) 中, 取 $\mu_{\perp} = 0$, 则离子扰动密度 N_i 和扰动电位 φ 同相位, 代入定义式 (28) 可知, $\Gamma_i = 0$ 。

导致漂移不稳定性的扰动密度和电位之间的相位差, 由电阻性引起, 出现在电子项中, 因而电子具有反常输运损失。离子的损失是由双极扩散效应引起的。理论上已经证明^[10]: 对于低频扰动, 双极扩散使离子输运通量和电子的相等, $\Gamma_i = \Gamma_e$ 。

热电子 β 值对反常运输的影响, 从图 3 的计算结果中可以清楚地看出。图 3 中 δ 是相对输运通量

$$\delta = \frac{\Gamma_e(\beta_h)}{\Gamma_e(\beta_h = 0)}. \quad (30)$$

高 β 热电子环减少了等离子体的反常输运。

四、实验结果

我们在简单磁镜 HER 装置上, 研究了微波产生的热电子等离子体的稳定性问题。微波功率 15 kW, 频率 20.4 GHz, 脉冲宽度 15 ms, 在磁镜中平面垂直于磁场注入。不同的运行状态通过改变中性气体压力和磁场强度来实现。诊断热电子参数的是: 波长 3 cm 的 ECE 接收仪测量热电子回旋辐射总强度, 逆磁线圈测量热电子的总储能和 β 值, 硬 X 射线能谱仪测量热电子的温度。诊断等离子体参数的是: 静电探针和多道光谱仪。中平面上两根静电探针, 角向相差 45° , 一根固定于壁面附近, 一根沿径向可动。探针上加负偏压, 通过测量饱和离子流来确定离子密度。使用的实验气体是氢气, 光谱仪测量 H_α 的辐射。在加入微波 4 ms 后, 各种信号都已达到饱和幅度, 下面所给出的实验数据都是 6 ms 时的值。

根据 EBT 的结果, 热电子等离子体中 H_α 信号的辐射强度^[11]为

$$I \propto \int n_0 n_e \langle \sigma V \rangle \Omega dV \propto \int n_0 n_e \langle \sigma V \rangle dl. \quad (31)$$

式中 $\langle \sigma V \rangle$ 为激发系数,它是电子温度的函数。 Ω 为光学系统观察的立体角,体积分 dV 可用线积分 dl 代替。在目前的热电子等离子体参数范围, $\langle \sigma V \rangle$ 近似为常数。中性粒子密度 n_0 也基本上为常数。所以有近似关系

$$I \propto n_e l P_0, \quad (32)$$

P_0 为中性气体压力, $n_e l$ 为电子线密度。从测量的光谱信号 I , 虽然不容易确定 n_e 的数值, 但能了解到密度幅值的相对变化, 以及密度的扰动 $\Delta(n_e l)/(n_e l)$ 。在 EBT 的实验中^[11], 不同气压下用微波干涉仪测量的线密度 $n_e l$ 和光谱测量的 I 之比值不变, 表明 I 能反映线密度的特征。我们在实验中, 使用多道光谱仪来测量电子线密度及其扰动的径向分布。

微波加热理论指出^[12,13]: 微波首先在基频共振层击穿中性气体产生冷电子和冷离子,

在二次谐振层, 电子被强烈加热, 形成热电子环。我们测量了热电子环的位置^[14]。HER 装置的真空室半径为 12.5 cm。用可动探针从外向里插入热电子等离子体, 当热电子储能和逆磁通量开始下降时, 标志着探针已接触到热电子环。随着探针的深入, 热电子环逐渐被破坏。探针达到一定深度, 热电子信号消失, 表明该处即是热电子环内侧的位置。热电子环中心与二次谐振层相一致, 改变磁场强度, 热电子环随二次谐振层移动。最佳实验条件下, 热电子环中心位于半径 9 cm 处, 径向宽度约为 4 cm。硬 X 射线能谱仪测出热电子温度约为 200 keV, 并且基本上不随气压变化, 热电子总能量和密度有相同的变化规律。

为了鉴别等离子体的相干扰动, 对实验数据进行了计算机分析, 图 4 给出了有关结果。定义等离子体的相对振荡幅度为 $\Delta I/I_0$, ΔI 为峰值扰动幅度, I_0 为信号的平均强度。直接对 $\Delta I/I_0$ 进行频谱分析, 图 4 (a) 是光谱测量的半径 4 cm 处电子线密度的相对振荡, 图 4 (b) 是位于壁面附近固定探针测量的离子密度的相对振荡。很清楚, 发生最大扰动的频率为 40 kHz。不同位置上扰动特征相同, 表明等离子体整体受这种扰动支配。

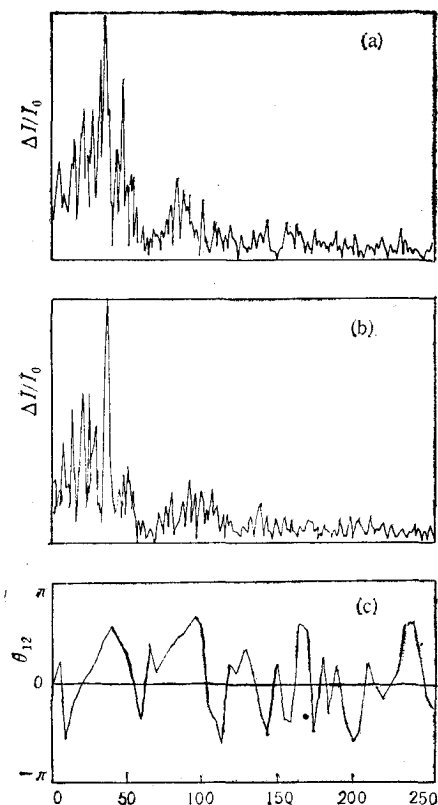


图 4 相对扰动的频谱和角向相位谱

扰动源位于 4 cm 处, 这将在后面进一步说明。

θ_{12} 是两角向探针信号的相位差。 $\theta_{12} > 0$ 表示扰动沿电子抗磁漂移方向传播, $\theta_{12} < 0$ 表示扰动沿离子抗磁漂移方向传播。为了消除相关分析中的统计误差, θ_{12} 应该在一定的频率区间平均^[15]。我们是对每 5 kHz 平均后取一个数据画图的。多次放电的结果表明,

在 40 kHz 附近, θ_{12} 总是大于零, 因而可知这种相干扰动是沿电子抗磁漂移方向传播的。其余不存在相干扰动的频区, θ_{12} 的变化没有规律性。

改变中性气体压力, 对等离子体的运行状态有很大的影响。图 5 给出了热电子总能量和冷电子线密度随气压的变化。光谱仪测量的线密度 $n_e l$ 是幅值的相对变化, 但对于线密度的相对扰动, 则能给出具体值。图 5 和图 6 中的 $n_e l$ 都是半径 4 cm 处的值。图 6 给出了 40 kHz 扰动及密度梯度在不同气压下的特征。 N_i 为壁面附近固定探针测量的饱和离子流。 dN/dr 为多路光谱测量的半径 4 cm 处的电子密度梯度, 给出的只是其大小的相对变化。

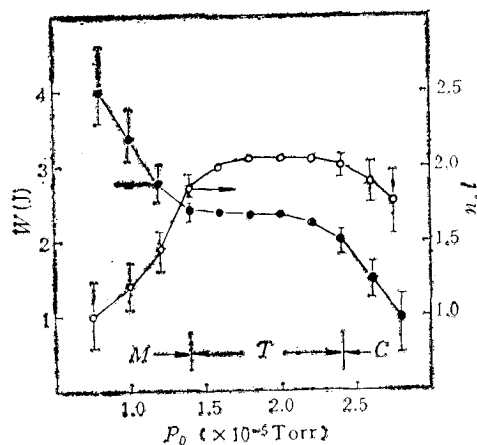


图 5 热电子总能量 $W(J)$ 和冷电子线密度 $n_e l$ 随气压 P 的变化

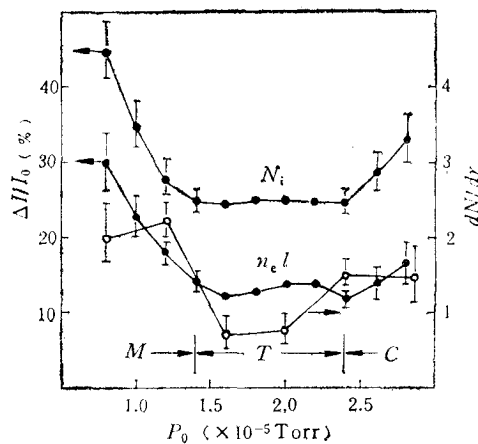


图 6 相对振荡幅度 $\Delta I/I_0$ 和密度梯度 dN/dr 随气压 P 的变化

等离子体的状态可根据气压 P_0 分成三种模式。 $P_0 < 1.4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 时, 为 M 模, 特征是等离子体密度低, 热电子密度高, 热电子本身处于不稳定状态, 对等离子体的稳定作用很差, 等离子体的扰动幅度大。关于在 M 模运行热电子激发的不稳定性, 可参阅文献 [16]。 $P_0 = 1.4 - 2.4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 时, 进入 T 模态, 特征是存在较高 β 并且相当稳定的热电子环, 等离子体的扰动幅度被降低。当 $P_0 > 2.4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 时, 为 C 模, 这种高压下放电, 热电子环不能形成, 等离子体密度高, 扰动增强。等离子体的密度梯度和扰动幅度有相同的变化特征, 说明这种不稳定性是由密度梯度驱动的。在热电子等离子体实验中, 总是尽量使系统运行于 T 模态。

我们在相应于 T 模的最佳气压和最佳磁场下, 改变热电子环条件, 观察了等离子体的扰动性质和热电子环的稳定作用。图 7 给出了 40 kHz 扰动的径向分布随热电子环条件的变化。图 8 给出了同时测量的其它参量。

前面已经说明, 最佳实验条件下热电子环中心位于半径 9 cm 处, 外侧约在 11 cm 处。当热电子环形成得很好且未受破坏时, 环内等离子体的扰动幅度小, 分布平缓, 如图 7 中曲线 1 所示。用可动探针从外向里逐渐破坏热电子环, 热电子总能量和 β 值下降, 等离子体扰动增强。半径 4 cm 的地方, 扰动增长得最快, 是不稳定性的激发区域。多道光谱测量表明, 等离子体扰动表现出明显对称的环形结构。图 8 横轴是可动探针的位置, N_i 为

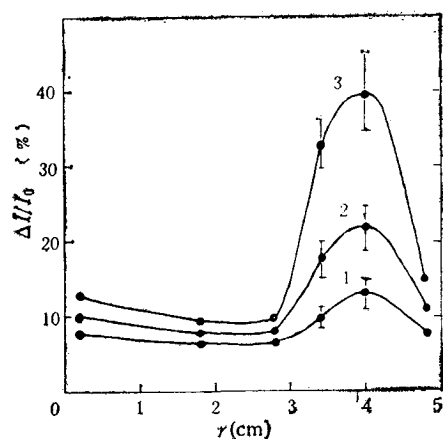


图7 扰动的径向分布 曲线1,2,3分布对应可动探针位置11 cm,9 cm,7 cm

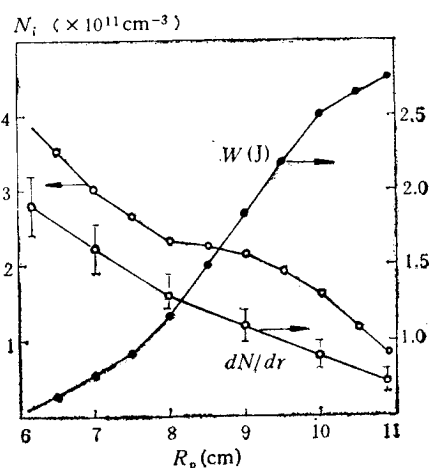


图8 热电子总能量、等离子体密度梯度和径向损失随可动探针位置的变化

固定探针测量的壁面附近的离子密度, dN/dr 为半径4 cm 处的等离子体密度梯度, W 为热电子总能量。当热电子环被破坏时,等离子体径向损失增强,局部密度梯度变大,漂移不稳定性在最大密度梯度区增长起来。其结果导致了扰动区以内的等离子体密度下降,光谱测量的线密度的相对变化很好地表明了这一点,逃逸到真空室壁的粒子通量增加。实验中没有直接测量粒子的径向损失通量,而是测量了扰动区域以外靠近壁面处的离子密度。在保持其它条件不变的情况下,对应于环内等离子体密度降低时,环外密度增加,我们认为这是由等离子体的径向损失引起的。

从上述实验结果可知,40 kHz 的等离子体扰动具有三个明显的特征。第一,扰动沿电子抗磁漂移方向传播,其频率在漂移波频区。第二,扰动是由密度梯度驱动的,密度梯度大,等离子体的扰动幅度就大,径向损失增强。第三,热电子环能降低等离子体的密度梯度和扰动幅度,减少等离子体的径向损失。根据本文的理论分析,这种扰动是等离子体漂移波。

实验中发现,漂移波对热电子环的影响很小。我们对热电子的 ECE 信号也进行了频谱分析,结果表明,热电子在漂移波频率范围的相对振荡幅度,比等离子体的低两个数量级以上。因而,在分析这种低频漂移波时,可以作“刚性”热电子环近似。

五、结 论

本文从理论和实验上研究了热电子等离子体中,密度梯度驱动的低频等离子体耗散性漂移波,得到了如下结果:

1. 等离子体电阻性是导致不稳定的,粘滞性和有限磁镜长度对漂移波起稳定作用。
2. 热电子环能降低漂移不稳定性的增长率,抑制等离子体的反常输运。漂移波被热电子环完全稳定的条件是 $\beta_h > 4\xi/(1 + 2\xi)$ 。
3. 取平行波矢为零,就得到热电子等离子体中低频交换模的有关结果。交换模的稳

定条件和漂移波的稳定条件相同。

4. 实验结果表明, 漂移波激发于最大密度梯度区域, 热电子环降低了漂移波的扰动幅度, 减少了等离子体的径向损失。实验结果和理论分析相符。

陈世贤、张束清、方瑜德、张建德、王正民参加了本文的实验工作, 张广秋为光谱测量提供了方便, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] N. A. Krall, *Advances in Plasma Physics*, Vol. 1, p. 153, Interscience Publ., New York, (1968).
- [2] E. F. Jaeger *et al.*, *Nucl. Fusion*, 25(1985), 71.
- [3] D. B. Batchlor *et al.*, *Nucl. Fusion*, 19(1979), 235.
- [4] A. Komori, *Nucl. Fusion*, 24(1984), 1173.
- [5] F. F. Chen, *Phys. Fluids*, 8(1965), 912; 1323.
- [6] H. W. Hendel *et al.*, *Phys. Fluids*, 11(1968), 2426.
- [7] J. Kesner, *Nucl. Fusion*, 20(1980), 557; J. Kesner *et al.*, *Nucl. Fusion*, 22(1982), 549.
- [8] D. B. Nelson, *Phys. Fluids*, 23(1980), 1850.
- [9] J. W. Van Dam and Y. C. Lee, *Proceedings of the EBT Ring Physics Workshop*, ORNL, Oak Ridge, (1979), p. 471.
- [10] S. Inoue *et al.*, *Nucl. Fusion*, 19(1979), 1252.
- [11] A. Komori, *Plasma Fluctuation Measurements in Elmo Bumpy Torus*, Oak Ridge National Lab. Rep. ORNL/TM-7530, (1981).
- [12] D. B. Batchlor, *Proceedings of the EBT Ring Physics Workshop*, ORNL, Oak Ridge, (1979), p. 261.
- [13] D. B. Batchlor *et al.*, *Nucl. Fusion*, 20(1980), 403.
- [14] Chao-Song Huang *et al.*, *Basic Features of a Hot Electron Plasma Produced by Microwave*, Institute of Plasma Physics Report, ASIPP/26, Oct. (1986).
- [15] D. E. Smith *et al.*, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. PS-2, p. 261, Dec. (1974).
- [16] H. L. Berk *et al.*, *Phys. Fluids*, 26(1983), 201; S. Hiroe *et al.*, *Phys. Fluids*, 27(1984), 1019.

DISSIPATIVE DRIFT INSTABILITIES IN A HOT ELECTRON PLASMA

HUANG CHAO-SONG REN ZHAO-XING QIU LI-JIAN

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hebei)

ABSTRACT

Density-gradient-driven dissipative drift instabilities in a hot electron plasma are studied. Dispersion relation (including that of resistivity and viscosity) is derived. Hot electron ring can reduce growth rate of the instability and anomalous transport flux. Stability condition for the drift wave is $\beta_h > 4\xi/(1+2\xi)$. The fluctuation levels and the exciting region of drift mode are measured, and the stabilizing effects of hot electron ring observed. It is found that the experimental results are consistent with the theoretical predictions.