

热电子等离子体低频不稳定性的 非线性理论

黄 朝 松

中国科学院武汉物理研究所, 武汉, 430072

吴 颖

华中理工大学物理系, 武汉, 430074

1989 年 10 月 9 日收到

本文分析了热电子等离子体中低频漂移不稳定性和交换不稳定性的非线性性质, 导出了扰动幅度随时间变化的非线性耦合方程, 得到了等离子体密度扰动的饱和幅度, 讨论了热电子成分对饱和幅度的影响. 漂移波引起的等离子体密度扰动相对幅度约 20%, 交换模引起的等离子体密度相对扰动幅度约 5%. 当热电子成分达到线性稳定条件所要求的阈值时, 漂移波和交换模的饱和幅度降为零.

PACC: 5235

一、引 言

在热电子等离子体实验中观察到^[1,2], 等离子体密度扰动在漂移波频率上幅度最大, 交换模频率上的幅度则低得多. 关于热电子等离子体稳定性的理论分析, 以前的工作都是在线性近似下进行的^[3-10]. 然而, 线性理论给出的仅是稳定性判据, 并不能导出扰动幅度. 当稳定条件不满足时, 线性理论预示不稳定性将指数增长. 线性分析表明, 热电子能稳定交换模. 但在 TARA 实验中却发现, 热电子成分增加, 交换模的扰动幅度反而增大^[11,12]. 交换模的线性增长率远大于漂移波的线性增长率, 实验现象是漂移波的扰动幅度比交换模的大得多. 线性理论的适用范围, 只是不稳定性激发与增长的初始阶段. 实验中观察到的等离子体不稳定性扰动, 不是处于产生和增长过程, 而是已经达到了饱和状态. 不稳定性的饱和, 热电子成分对等离子体饱和幅度的影响, 都是由非线性过程决定的. 要全面理解热电子等离子体交换模和漂移波的性质, 解释这些实验现象, 进行非线性理论分析是必要的.

关于漂移不稳定性非线性饱和的理论分析, 以前的一些工作采用的观点是^[13-17]: 扰动量同自身共轭项的相互作用, 产生了一个随时间缓慢变化的零频密度扰动, 修正初始的密度分布, 减弱不稳定性驱动力, 导致扰动的饱和. 这种数学处理方法及其结果, 适用范围很受限制, 不具有普遍性. 对于交换模, 通常增长率大于实部频率, 上述分析方法是不适用的.

本文中使用磁流体理论,用比较严格的数学处理方法,系统研究热电子等离子体中低频漂移波和交换模的非线性性质.考察单一相扰动支配等离子体的情况,分析这种扰动的非线性相互作用导致不稳定性的饱和.关于等离子体扰动随时间的演变,本文导出描述扰动幅度非线性发展的耦合方程,但对其时间特性不作详细讨论.本文的重点是研究不稳定性的饱和性质以及热电子成分对饱和幅度的影响.

二、基本理论

热电子等离子体包含三种成分:高能热电子,温度较低电子和离子,它们的密度分别是 $N_h = \alpha N_i$, $N_e = (1 - \alpha)N_i$. 在目前的实验参数范围,热电子的 β 值一般不高于 10%,对平衡磁场并不产生有意义的修正.在文献[9,10]中已经表明,热电子对低频等离子体不稳定性色散方程的直接贡献是可以忽略的.因此,下面将不考虑热电子的方程,热电子的作用通过电子与离子的密度差 α 表现出来.

本文的分析采用局部近似的平板模型.设平衡磁场为均匀场, $B_0 = B_0 e_z$. 等离子体密度梯度取在 x 方向.离子和电子遵守运动方程

$$MN \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] = qN(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \nabla p + MN\mathbf{g} - MN\nu_n \mathbf{V} + \mathbf{S}_c, \quad (1)$$

式中 $\mathbf{S}_c$ 是电子与离子的碰撞项,对于电子, $\mathbf{S}_{ee} = M_e N_e \nu_{ei} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e)_\parallel$; 对于离子, $\mathbf{S}_{ei} = -\mathbf{S}_{ee}$; ν_{ei} 是电子-离子碰撞频率. ν_n 是带电粒子同中性粒子的碰撞频率,对于离子和电子分别是 ν_{in} 和 ν_{en} . 实验中,热电子等离子体由微波产生和加热,气体电离度不很高, ν_{in} 比较大. 一般条件下, $M_e \nu_{en} / M_i \nu_{in} \ll 1$, 电子同中性粒子的碰撞项可忽略. $\mathbf{g}$ 是模拟磁镜曲率效应的重力,

$$\mathbf{g} = -\frac{2T}{MR_c} \mathbf{e}_x,$$

R_c 是磁镜曲率半径. 方程(1)中其它符号具有通常的意义.

离子和电子的连续性方程

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\mathbf{V}) = 0. \quad (2)$$

低频漂移波和交换模的频率范围是 $\omega \ll \Omega_i$. 联立方程(1)和(2),略去 $(\omega/\Omega_i)^2$ 数量级的项,得到离子和电子的非线性运动方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\frac{N_i \mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{\nabla p_i \times \mathbf{B}}{e B^2} + \frac{M_i N_i \mathbf{g}_i \times \mathbf{B}}{e B^2} \right. \\ \left. + \frac{M_i N_i}{e B^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{in} + \mathbf{V}_{0i} \cdot \nabla \right) \left(\mathbf{E}_\perp - \frac{\nabla p_i}{e N_i} \right) \right] = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{N_e \mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\nabla p_e \times \mathbf{B}}{e B^2} - \frac{M_e N_e \mathbf{g}_e \times \mathbf{B}}{e B^2} - \frac{e N_e \mathbf{E}_\parallel}{M_e \nu_{ei}} - \frac{\nabla_\parallel p_e}{M_e \nu_{ei}} \right) = 0. \quad (4)$$

由于 $\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{e}_z \ll \mathbf{V}_e \cdot \mathbf{e}_z$, $M_e \ll M_i$, 上面方程中已经忽略了电子的惯性项和离子平行于磁力线的速度分量. $\mathbf{V}_{0i}$ 是离子平衡漂移速度

$$\mathbf{V}_{0i} = -\frac{\nabla p_i \times \mathbf{B}}{e N_{0i} B^2} + \frac{M_i \mathbf{g}_i \times \mathbf{B}}{e B^2} = \frac{T_i}{M_i Q_i} \left(\frac{1}{r_p} + \frac{2}{R_c} \right) \mathbf{e}_\varphi, \quad \frac{1}{r_p} = \frac{dN_{0i}}{N_{0i} dx}.$$

本文只讨论静电不稳定性, 并且不考虑平衡态电场的影响, 取 $\mathbf{E}_0 = 0$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$, 扰动电场 $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$. 将等离子体密度写成

$$N = N_0 + n, \quad (5)$$

式中 N_0 是平衡态密度, n 是密度扰动. 弱非线性近似下, $n \ll N_0$.

将方程(5)代入(3)和(4)式, 保留到最低级非线性项, 得到离子和电子的密度扰动满足的方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} - \nabla \cdot \left[\frac{N_{0i} \nabla \varphi \times \mathbf{e}_z}{B} - \frac{M_i n_i \mathbf{g}_i \times \mathbf{e}_z}{e B} + \frac{M_i N_{0i}}{e B^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{in} + \mathbf{V}_{0i} \cdot \nabla \right) \nabla \varphi \right] \\ - \frac{M_i T_i v_{in}}{e^2 B^2} \nabla^2 n_i = \frac{(\nabla \varphi \times \mathbf{e}_z) \cdot \nabla n_i}{B}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\frac{N_{0e} \nabla \varphi \times \mathbf{e}_z}{B} + \frac{M_e n_e \mathbf{g}_e \times \mathbf{e}_z}{e B} - \frac{e N_{0e} \nabla_\parallel \varphi}{M_e v_{ei}} + \frac{T_e \nabla_\parallel n_e}{M_e v_{ei}} \right) \\ = \frac{(\nabla \varphi \times \mathbf{e}_z) \cdot \nabla n_i}{B} - \frac{e \nabla \cdot (n_e \nabla_\parallel \varphi)}{M_e v_{ei}}. \end{aligned} \quad (7)$$

只讨论到扰动量的二级非线性相互作用. 取扰动量的一般形式为

$$n = A_1 \sin k_x x \cdot \exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t) + A_2 \sin 2k_x x + \text{c.c.}, \quad (8)$$

$$\varphi = D_1 \sin k_x x \cdot \exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t + i\theta) + D_2 \sin 2k_x x + \text{c.c.}, \quad (9)$$

式中 c. c. 表示复共轭; n 和 φ 之间的相位差包含在相位因数 $\exp(i\theta)$ 中; A_1 , A_2 , D_1 , D_2 均是实数. 正比于 A_1 和 D_1 的项是线性扰动项, 正比于 A_2 和 D_2 的二次谐波是由线性项的相互作用产生的. 为了便于同以前的文献[13—17]相比较, 将基频波和二次谐波都写成 x 的正弦函数. 当讨论漂移型不稳定性的非线性饱和时, 只需要考虑沿密度梯度方向(即 x 方向)的二次谐波. 基频扰动同自身相互作用产生的二次谐频扰动

$$\exp[2i(k_y y + k_z z - \omega t)],$$

满足和基频扰动完全相同形式的线性方程, 并且对非线性饱和没有影响. 因此, 将不单独讨论二次谐频扰动的性质.

三、线性近似

热电子等离子体中交换模和漂移波的线性稳定性问题, 文献[8—10]已经进行了详细的讨论. 由于后面的非线性分析中将用到线性近似的结果, 这里简要给出有关表达式. 在方程(6), (7)中, 忽略等式右边的非线性项.

漂移波线性扰动满足的方程

$$\left(\omega - \omega_{di} + i \frac{1}{2} k_\perp^2 a_i^2 v_{in} \right) n_i = - \left[\omega_{*i} - \omega_{di} + \frac{1}{2} k_\perp^2 a_i^2 (\omega - \omega_{*i} + i v_{in}) \right] \frac{e N_{0i}}{T_i} \varphi, \quad (10)$$

$$\left(\omega - \omega_{de} + i \frac{k_\parallel^2 T_e}{M_e v_{ei}} \right) n_e = \left(\omega_{*e} - \omega_{de} + i \frac{k_\parallel^2 T_e}{M_e v_{ei}} \right) \frac{e N_{0e}}{T_e} \varphi, \quad (11)$$

式中 n 和 φ 仅包括正比于 A_1 和 D_1 的线性项, 其它参数定义如下:

$$k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad \omega_* = \frac{k_y T}{M Q} \left(\frac{1}{r_p} + \frac{2}{R_c} \right), \quad \omega_d = \frac{2k_y T}{M Q R_c}.$$

对照文献[8]的线性分析, 不难看出, 引入 v_{in} 形式上等同于考虑了离子粘滞性. 将方程(10)与文献[8]中的方程(11)相比较, 只是用 v_{in} 取代了 $k_{\perp}^2 \nu_i / N_{0i} M_i$. 关于离子粘滞性对线性稳定性的影响, 在文献[8]中已作了详细讨论, 这里不再重复. 取 $v_{in} = 0$, 利用准中性条件 $n_e = n_i$, 求出漂移波的实数扰动频率

$$\omega_r = \omega_{*e} - \omega_{de}, \quad (12)$$

漂移波的线性增长率

$$\gamma_L = \left[(\omega_{*e} - \omega_{de})^2 + \frac{\omega_{de}(\omega_{*e} - \omega_{de})T_i}{k_{\perp}^2 a_i^2 T_e} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) - \alpha \left(\omega_{*e} - \omega_{de} + \omega_{de} \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{(\omega_{*e} - \omega_{de})T_i}{k_{\perp}^2 a_i^2 T_e} \right] \frac{2k_{\perp}^2 \nu_{ei}}{k_{\parallel}^2 Q_e Q_i}. \quad (13)$$

交换模线性扰动的方程, 在漂移波的方程(10)和(11)中取 $k_{\parallel} = 0$ 即可得到. 同样, 从准中性条件, 导出交换模的实数扰动频率

$$\omega_r = -\frac{1}{2}(\omega_{*e} - \omega_{de}) + \frac{\alpha(\omega_{*e} - \omega_{de})}{k_{\perp}^2 a_i^2}, \quad (14)$$

交换模的线性增长率

$$\gamma_L = \left[-\frac{(\omega_{*e} - \omega_{de})^2}{4} - \frac{\alpha^2(\omega_{*e} - \omega_{de})^2 T_i^2}{k_{\perp}^4 a_i^4 T_e^2} + \frac{2\omega_{de}(\omega_{*e} - \omega_{de})T_i}{k_{\perp}^2 a_i^2 T_e} \times \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) + \frac{\alpha(\omega_{*e} - \omega_{de})T_i}{k_{\perp}^2 a_i^2 T_e} \left(\omega_{*e} + \omega_{de} - \frac{2\omega_{de}T_i}{T_e} \right) \right]^{1/2}. \quad (15)$$

稳定条件是 $\gamma_L < 0$. 由于所作的近似不同, 这里给出的线性增长率与文献[9]中的结果略有区别. 在目前的实验参数范围, 漂移波稳定性要求 $\alpha \approx 30\%$, 交换模稳定性要求 $\alpha \approx 10\%$.

四、非线性分析

离子的运动方程对于漂移波和交换模有相同的形式, 利用离子的方程, 系统讨论漂移波和交换模的非线性性质. 将一般性的扰动表达式(8)和(9)代入方程(6), 分离开扰动的实数频率与增长率, 将指数增长的因数归于系数上, 认为系数是可以随时间变化的,

$$\partial n / \partial t \propto -i\omega_r A_1 + \partial A_1 / \partial t.$$

基频扰动量, 即正比于 $\sin k_x x \cdot \exp(i k_y y + i k_z z - i\omega t)$ 的量, 满足方程

$$\begin{aligned} & \left(-i\omega_r + \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{1}{2} k_{\perp}^2 a_i^2 v_{in} - i \frac{k_y M_i g_i}{e B} \right) A_1 \\ & + \left[-i \frac{k_y N_{0i}}{B r_p} + \frac{k_{\perp}^2 N_{0i}}{B Q_i} \left(-i\omega_r + \frac{\partial D_1}{\partial t} + i\omega_{*i} + v_{in} \right) \right] D_1 e^{i\theta} \\ & = \frac{i k_x k_y [A_1 D_2 - A_2 D_1 \exp(i\theta)]}{B}, \end{aligned} \quad (16)$$

二次谐波满足方程

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} + 2k_z^2 a_i^2 v_{in} A_2 + \frac{k_z^2 N_{oi}}{B Q_i} \left(v_{in} D_2 + \frac{\partial D_2}{\partial t} \right) = - \frac{2k_x k_y A_1 D_1 \sin \theta}{B}. \quad (17)$$

从线性化的方程(10), 不难看出

$$\begin{aligned} \gamma_L A_1 = & i(\omega_r - \omega_{di}) A_1 - \frac{1}{2} k_z^2 a_i^2 v_{in} A_1 \\ & + i \left[\omega_{*i} - \omega_{di} + \frac{1}{2} k_z^2 a_i^2 (\omega_r - \omega_{*i} + i\gamma_L + i v_{in}) \right] \frac{e N_{oi}}{T_i} D_1 e^{i\theta}, \end{aligned} \quad (18)$$

代入方程(16)得

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \gamma_L A_1 + i \frac{k_x k_y [A_1 D_2 - A_2 D_1 \exp(i\theta)]}{B}, \quad (19)$$

其实部满足的方程

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \gamma_L A_1 + \frac{k_x k_y A_2 D_1 \sin \theta}{B}, \quad (20)$$

虚部满足的方程

$$A_1 D_2 - A_2 D_1 \cos \theta = 0. \quad (21)$$

利用(21)式给出的 D_2 , 方程(17)变成

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{k_z^2 N_{oi} D_1 \cos \theta}{B Q_i A_1} \right) \frac{\partial A_2}{\partial t} = & - \left(2k_z^2 a_i^2 + \frac{k_z^2 N_{oi} D_1 \cos \theta}{B Q_i A_1} \right) v_{in} A_2 \\ & - \frac{2k_x k_y A_1 D_1 \sin \theta}{B}. \end{aligned} \quad (22)$$

因为 D_1 可以通过线性关系(18)式由 A_1 给出, 所以(20)和(22)式就是描述 A_1 , A_2 非线性变化的方程组. 从线性关系(18)式不难求出

$$D_1 \sin \theta = \frac{2k_z^2 a_i^2 (\gamma_L + v_{in})(\omega_r - \omega_{di}) - 4(\gamma_L + k_z^2 a_i^2 v_{in}/2)(\omega_{*i} - \omega_{di})}{[k_z^2 a_i^2 (\gamma_L + v_{in})^2 + 4(\omega_{*i} - \omega_{di})^2] e N_{oi}/T_i} A_1, \quad (23)$$

$$D_1 \cos \theta = - \frac{4(\omega_r - \omega_{di})(\omega_{*i} - \omega_{di}) + k_z^2 a_i^2 (\gamma_L + v_{in})(2\gamma_L + k_z^2 a_i^2 v_{in})}{[k_z^2 a_i^2 (\gamma_L + v_{in})^2 + 4(\omega_{*i} - \omega_{di})^2] e N_{oi}/T_i} A_1. \quad (24)$$

将(23)和(24)式代入(20)和(22)式, 得到扰动幅度非线性变化的耦合方程, 写成标准形式

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \gamma_L A_1 - \beta A_1 A_2, \quad (25)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = \gamma_2 A_2 + 2\beta A_1^2, \quad (26)$$

式中 $\gamma_2 \simeq -2k_z^2 a_i^2 v_{in}$ 是二次谐波的阻尼率, β 是基频扰动与二次谐波的耦合系数

$$\beta = \frac{k_x k_y T_i}{e B N_{oi}} \left[\frac{2k_z^2 a_i^2 (\gamma_L + v_{in})(\omega_r - \omega_{di}) - 4(\gamma_L + k_z^2 a_i^2 v_{in}/2)(\omega_{*i} - \omega_{di})}{k_z^2 a_i^2 (\gamma_L + v_{in})^2 + 4(\omega_{*i} - \omega_{di})^2} \right]. \quad (27)$$

这里顺便说明文献[13—17]中关于二次谐波的处理方法. 由于二次谐波不依赖于频率, 在文献[13—17]中称为零频扰动. 对于低增长率的不稳定性, 例如漂移波, $A_1^2 \propto \exp$

($2\gamma_L t$), 是随时间缓慢变化的. 文献[13—17]中没有考虑 ν_{in} 或相应的项, 相应于 (28) 式的方程取如下形式:

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = 2\beta A_1^2.$$

这实际上是一个纯增长的模系数, 不可能达到饱和态. 文献[13—17]近似取

$$A_2 = \int_0^{\tau_s} 2\beta A_1^2 dt \approx 2\beta A_1^2 \tau_s \approx \frac{2\beta A_1^2}{\gamma_L},$$

式中 τ_s 是饱和时间, 然后将 A_2 当作不随时间变化的量代入新平衡态的线性方程, 分析其对增长率或密度梯度的影响.

现在讨论方程(25)和(26)的性质. 这两个方程描述了扰动幅度随时间的变化. 在不稳定性激发的初始阶段, A_1, A_2 都很小, (25)式给出近似关系 $A_1 = A_{10} \exp(\gamma_L t)$, 这就是线性增长过程, 能使用线性理论处理的阶段. 随着扰动幅度的增大, 非线性相互作用增强, 使增长率降低. 当增长率变为零时, 扰动幅度不再增长, 即达到了饱和状态,

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0. \quad (28)$$

扰动幅度随时间增长最后达到饱和的详细变化过程, 可以解方程组(25), (26)直接得出, 不作详细计算. 本文主要讨论不稳定性饱和性质. 利用条件(28)式, 密度扰动的饱和幅度是

$$A_1^2 = -\gamma_L \gamma_2 / 2\beta^2, \quad (29)$$

$$A_2 = \gamma_L / \beta. \quad (30)$$

近似估计离子-中性粒子的碰撞频率 ν_{in} . 假设离子和中性粒子都是刚性球, 它们之间的碰撞是弹性的. 在微波产生的热电子等离子体中, 中性粒子的密度大致与等离子体密度同数量级. 根据两体弹性碰撞理论, 可以计算出 $\nu_{in} \approx 10 \text{ kHz}$, 即接近于漂移波的频率.

将(27)式代入(29)式, 得到密度扰动的相对幅度

$$\frac{A_1^2}{N_{0i}^2} \approx \frac{4(\omega_{*i} - \omega_{di})^2 \nu_{in} \gamma_L}{k_y^2 a_i^2 (\gamma_L + k_{\perp}^2 a_i^2 \nu_{in} / 2)^2 Q_i^2}. \quad (31)$$

五、结果讨论

根据 EBT 实验^[18,19]和我们的实验^[2,20], 热电子等离子体的典型参数是: $T_e \approx 200 \text{ eV}$, $T_i \approx 100 \text{ eV}$, $N_0 \approx 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 \approx 4 \text{ kG}$, 热电子成分 α 为 1—5%. 在这些参数下, 分别讨论漂移波和交换模的饱和性质.

漂移波的实数扰动频率, 实验中观测到为 35 kHz ^[11,21]. 代入方程(31), 漂移波的密度扰动幅度 A_1/N_{0i} 为 10—20%, 这与实验结果是大致相符. 关于定性的变化趋势, 对于漂移波, 线性增长率比较小, $\gamma_L \approx k_{\perp}^2 a_i^2 \nu_{in}$, 所以扰动幅度与增长率的关系是 $A_1 \propto \gamma_L^{1/2}$. 文献[9]已经表明, 热电子成分增加时, 线性增长率降低. 因而, 热电子成分也降低漂移波的扰动幅度. 当热电子成分达到线性稳定性所要求的阈值时, 饱和幅度降为零.

交换模的实数扰动频率, 实验中观测到约为 $100 \text{ kHz}^{[1,2]}$. 要特别注意, 交换模的线性增长率很大, 可达 $1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_L \gg k_{\perp}^2 a_i^2 \nu_{in}$. 代入(31)式得到, 交换模的扰动幅度

$$A_1/N_{0i} \lesssim 5\%.$$

在定性变化趋势上, 远离稳定条件时, $\gamma_L \gg k_{\perp}^2 a_i^2 \nu_{in}$, $A_1 \propto \gamma_L^{-\frac{1}{2}}$, 即热电子成分增加, 线性增长率降低, 等离子体密度扰动的幅度反而变大. 当接近稳定条件时, $\gamma_L \lesssim k_{\perp}^2 a_i^2 \nu_{in}$, $A_1 \propto \gamma_L^{\frac{1}{2}}$, 热电子成分增加, 扰动幅度下降. 当热电子成分满足线性稳定条件要求时, 交换模的扰动幅度也变为零.

在 TARA 实验中^[11,12], 发现热电子成分对 MHD 扰动并不起稳定作用, 从而引起了人们对利用热电子稳定交换模的怀疑. 实际上, 正如上面所指出的, 热电子成分是增强还是减弱交换模的扰动, 依赖于实验参数. 只要热电子成分满足线性稳定性要求, 是完全可以稳定交换模的.

最后, 讨论导致扰动饱和的因素. 从方程(26)可见, 离子-中性粒子碰撞引起了二次谐波的阻尼. 在热电子等离子体中, 中性粒子成分较大, 离子-中性粒子碰撞频率较高, 所以本文将 ν_{in} 作为主要的耗散因素. 对于其它类型的等离子体, 只要存在耗散, 如离子的粘滞性, 也会导致不稳定性的饱和. 在处理方法上, 只需要将运动方程(1)中正比于 ν_{in} 的项换成相应的耗散项, 就能得到完全类似的结果. 这些性质可以归结为: 等离子体中的耗散过程通过非线性相互作用, 导致了不稳定性的饱和.

六、结 论

本文讨论了热电子等离子体中低频不稳定性的非线性性质, 导出了扰动幅度随时间变化的非线性耦合方程, 得到了等离子体密度扰动的饱和幅度, 分析了热电子成分对饱和幅度的影响.

漂移波引起的等离子体密度相对扰动幅度约 20%, 交换模引起的密度扰动相对幅度约 5%. 虽然交换模的线性增长率远大于漂移波的线性增长率, 但是漂移波的饱和幅度却比交换模的饱和幅度大得多. 尽管确定饱和幅度的值依赖于实验参数的选取, 但这两种不稳定性饱和幅度大小的相对关系是不变的.

热电子成分能降低漂移波的饱和幅度. 对于交换模, 若偏离稳定条件较远, 热电子成分增加将导致交换模的扰动幅度增大; 接近稳定条件时, 热电子成分才降低交换模的扰动幅度. 当热电子成分达到漂移波和交换模的线性稳定条件所要求的阈值时, 漂移波和交换模的饱和扰动幅度都降至零.

- [1] A. Komori, *Nucl. Fusion*, **24**(1984), 1173.
- [2] Huang Chaosong *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc. Conf. Nice, (1988)*, IAEA-CN-50IC-3-5.
- [3] D. B. Batchelor *et al.*, *Nucl. Fusion*, **19**(1979), 235.
- [4] D. B. Nelson *et al.*, *Nucl. Fusion*, **19** (1979), 283.
- [5] D. B. Nelson, *Phys. Fluids*, **23**(1980), 1950.
- [6] H. L. Berk *et al.*, *Phys. Fluids*, **26**(1983), 201.

- [7] H. Sanuki *et al.*, *Phys. Fluids*, **28**(1985), 3567.
- [8] 黄朝松、任兆杏、邱励俭, 物理学报, **36**(1987), 1112.
- [9] 黄朝松、邱励俭、任兆杏, 物理学报, **37**(1988), 1284.
- [10] 黄朝松、吴广学、肖诗莉, 物理学报, **33**(1989), 629.
- [11] R. S. Post *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Proc. Conf., Nice, (1980), IAEA-CN-501C-3-3.
- [12] K. Brau *et al.*, *Nucl. Fusion*, **28**(1988), 759.
- [13] T. Sato, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 621.
- [14] D. A. Monticello *et al.*, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 791.
- [15] T. Hatori *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA, Vienna, (1977), p. 343.
- [16] W. W. Lee *et al.*, *Phys. Fluids*, **27**(1984), 2652.
- [17] A. K. Sen, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **28**(1986), 1067.
- [18] R. A. Dandl *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA, Vienna, (1979), p. 365.
- [19] D. H. Hillis *et al.*, *Phys. Fluids*, **29**(1986), 3796.
- [20] 黄朝松等, 核聚变与等离子体物理, **7**(1987), 151.

NONLINEAR THEORY OF LOW FREQUENCY INSTABILITIES IN A HOT ELECTRON PLASMA

HUANG CHAO-SONG

Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan, 430072

WU YING

Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, 430074

(Received 9 October 1989)

ABSTRACT

Nonlinear behaviors of low frequency drift instability and interchange instability in a hot electron plasma are analyzed. Nonlinear coupled equations describing evolution of perturbed densities are derived. Saturated amplitudes of plasma perturbations are found. Effects of the hot electron component on the saturated amplitudes are discussed. The amplitude of perturbed density of the drift wave is about 20%, and that of the interchange mode is about 5%. The amplitudes of plasma perturbations vanish if the hot electron component satisfies the linear stability criteria of the instabilities.

PACC: 5235