

温离子对动力论迴旋损失锥 不稳定性的作用*

郭世宠¹⁾ 沈解伍 蔡诗东¹⁾

(中国科学院物理研究所)

1988 年 3 月 22 日收到

本文详细研究了温离子对动力论迴旋损失锥 (DCLC) 不稳定性的作用, 并与温离子抑制流体近似下 DCLC 模的理论进行了比较, 发现由于 (1) 磁漂移共振耗散可以激发负能的 DCLC 波; (2) 另一种新的正能波可以因共振获得能量而增长; 因此当流体近似 DCLC 模被少量温离子所抑制的同时, 动力论 DCLC 模仍然是不稳定的. 所以要抑制动力论 DCLC 不稳定性需要注入更多的温离子, 本文给出了定量的结果.

一、引 言

漂移迴旋损失锥不稳定性 (DCLC) 是磁镜聚变实验装置中最危险的不稳定性之一, 它可能造成反常的粒子损失而导致磁镜约束被破坏. 稳定或改善这种不稳定性的一个重要方法就是注入温等离子体流, 用少量温离子²⁾ (warm ion) 部分地填充原有的热离子的损失锥分布, 减少不稳定性的自由能源, 这方面曾有过不少实验观测¹⁻⁴⁾.

在理论工作方面, Post 最早提出用温离子作为稳定 DCLC 模的方法⁴⁾, 以后有许多作者在这方面进行了较深入的研究, 比较有代表性的有 Gerber, Berk 和 Baldwin 等人⁵⁻¹²⁾的工作. 其中 Baldwin¹¹⁾ 将 Tang 等人¹³⁾所给的高 β 下 DCLC 模的阈值推广到添加温离子以后的情形, 此外, 还有一些准线性理论方面的研究. 所有以上的工作都是针对 DCLC 流体模而作的, 也就是说, 研究在添加少量温离子后在流体近似下 DCLC 模的性质, 略去了动力论效应.

作者最近的研究发现, 在高 β 磁镜等离子体中动力论 (kinetic) 效应变得很重要¹⁴⁾. 这里所说的动力论效应是指离子由于磁场不均匀性产生的漂移与垂直磁场传播的 DCLC 模发生耦合而产生的波-粒共振效应 (以下称为磁漂移共振). 这是不同于流体近似理论的另一新的能量交换机制, 从而使流体近似下 DCLC 模的性质大大改变, 有限 β 值效应不但不能使 DCLC 模稳定化, 反而使原来流体近似理论所预言的不稳定参数区域扩大了, 下面我们称这种计入动力论效应的模为动力论 (kinetic) 模.

由于上述动力论模的性质, 自然会提出如下问题, 即添加少量温离子是否仍能使动力论 DCLC 不稳定性得到抑制或改善? 温离子在动力论效应中的作用和物理机制是什么?

* 国家自然科学基金资助的课题.

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理分中心.

2) 这里所谓“温离子”, 是指与平均能量很高的损失锥“热离子”相比, 其温度较低而言的.

本文的目的就是研究温离子对于动力论模稳定性性质的影响。我们发现，温离子的效应通过多种途径表现出来：它可以在某些参数范围内自身直接参与磁漂移共振，产生动力论稳定作用，有时甚至占主导地位；也可以改变波的频率从而改变波的传播性质，改变波与原有的损失锥热离子的共振条件，影响波-粒间能量交换；另外，如果温离子接近麦克斯韦分布，那么足够多的温离子将使原来的负能波变为正能波，从而改变波-粒共振时能量的传递方向。在不同参数范围内起主导地位的温离子效应各不相同，情形较为复杂。但总起来说，考虑动力论共振效应后，温离子仍然能对 DCLC 模起稳定作用，但与流体模相比需要更多数量的温离子。

二、包含温离子的 DCLC 色散关系

在这里我们将已有的包含磁漂移共振效应的 DCLC 模的色散关系^[19]推广到包含温离子的情形。假设温离子具有麦克斯韦分布。总的离子分布函数可以表示为

$$F_i = \frac{n_i(1-\Delta)}{\pi^{3/2}\alpha_i^3} \frac{R}{R-1} \left[\exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_i^2}\right) - \exp\left(-\frac{Rv_{\perp}^2}{\alpha_i^2}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{\alpha_i^2}\right) + \frac{n_i\Delta}{\pi^{3/2}\alpha_w^3} \exp\left(-\frac{v^2}{\alpha_w^2}\right). \quad (1)$$

这里 $\Delta = n_w/n_i$ ， n_w 和 n_i 分别表示温离子密度和总的离子密度， R 为镜比^[13]。对于电子仍取各向同性的麦克斯韦分布。可以从非均匀等离子体的普遍色散关系直接简化推导出以下色散关系：

$$D = 1 + \chi_e + \chi_i^{LC} + \chi_w = 0, \quad (2)$$

$$\chi_e = \frac{m_e}{m_i} W_{pi}^2 - \frac{W_{pi}^2 \varepsilon'}{KW} \left[1 + \frac{\beta_i}{2} (1 - \tau) \right] + \frac{W_{pi}^2}{K^2} \beta_i, \quad (3)$$

$$\chi_i^{LC} = \frac{2W_{pi}^2(1-\Delta)}{\sqrt{\pi}K^3} \left(\frac{R+1}{R} \right)^{3/2} \sum_l \left\{ \frac{R}{R-1} (W_{*i} - W) F_{ll}(W - l, 0, A_i) - \frac{\sqrt{R}}{R-1} (W_{*i} - RW) F_{ll}(W - l, 0, A_i/R) \right\}, \quad (4)$$

$$\chi_w = \frac{2W_{pi}^2\Delta}{K^2\delta^2} \left\{ 1 + (W_{*w} - W) \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}K\delta} \sum_l F_{ll}(W - l, 0, A_w) \right] \right\}, \quad (5)$$

式中

$$W = \frac{\omega}{\Omega_i}, \quad W_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{\Omega_i}, \quad K = k\rho_i, \quad \rho_i = \frac{\alpha_i}{\Omega_i} \left(\frac{R+1}{R} \right)^{1/2},$$

$$\tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \varepsilon' = \left| \frac{dn}{dr} \frac{1}{n} \right| \rho_i = \frac{\rho_i}{R_p}, \quad \delta^2 = \frac{\rho_w^2}{\rho_i^2} = \frac{T_w}{T_i},$$

$$\rho_w = \frac{\alpha_w}{\Omega_i}, \quad W_{*i} = -\frac{1}{2} K\varepsilon' \frac{R}{R+1}, \quad W_{*w} = -\frac{1}{2} K\varepsilon'\delta^2,$$

$$A_i = -\frac{\beta}{4} K \varepsilon' \frac{R}{R+1}, \quad A_w = -\frac{\beta}{4} K \varepsilon' \delta^2, \quad \beta = n(T_e + T_i) \frac{B^2}{8\pi},$$

$$F_{11}(W-l, 0, A_i) \equiv -i \int_0^\infty \frac{e^{i\omega t} dt}{(1-iA_i t)^{1/2}} = \frac{1}{A_i} \frac{1}{\sqrt{(l-W)/A_i}}$$

$$\times Z_i \left(\sqrt{\frac{W-l}{-A_i}} \right). \quad (6)$$

上述方程中,脚标 i, e, w 分别表示损失锥分布的热离子、电子、温离子; k 为波数, Ω 为拉摩频率; ρ 为拉摩半径; W_* 表示由 Ω 归一后的密度梯度漂移频率; A 表示用 $-\Omega$ 归一化的磁场梯度漂移频率; F_{11} 为漂移色散函数^[6]; Z_i 为等离子体色散函数. 其余符号与通常的习惯用法相同.

在(2)式中 χ_e 为电子的贡献,我们在其中计入了电磁效应,又由于

$$\Omega_e \gg |W| \gg |W_B|,$$

(W_B 为电子的磁场梯度漂移频率) 电子的磁漂移共振效应不重要,我们对电子仍采用流体近似来描述. χ_i^c 和 χ_w 分别为损失锥热离子和温离子的贡献,由磁场梯度引起的磁漂移共振效应,包含在函数 F_{11} 中. 在这里对于磁场的非均匀性只集中讨论磁场梯度效应,如果计入磁场曲率对于结果并没有定性的改变. 由此利用了平衡关系

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = -\frac{2}{\beta B} \frac{dB}{dr}.$$

此外,根据 DCLC 模的特征,我们假设 $k_{||} = 0$, $k_{\perp} = k_{\theta} = k$, $k_{\rho i} \gg 1$, $k_{\rho w} \gg 1$ 和 $k_{\rho e} \ll 1$.

三、温离子作用的分析

1. 流体近似理论

首先简要说明在不考虑动力论效应时温离子的稳定作用,这就是流体近似理论. 当 $|W-l|/|A_i| \gg 1$ 时,磁漂移共振不重要,将 F_{11} 函数作大宗量展开,略去虚部,可以将色散关系简化为

$$X + \frac{c_2 \varepsilon'}{KW} + \frac{\beta_i}{K^2} + \frac{(1-\Delta)c_1}{K^3} \left(W + \frac{W_{*i}}{\sqrt{R}} \right) \sum_l \frac{1}{W-l}$$

$$+ \frac{2\Delta}{K^2 \delta^2} + (W_{*w} - W) \frac{2\Delta}{\sqrt{\pi} K^3 \delta^3} \sum_l \frac{1}{W-l} = 0. \quad (7)$$

这里

$$X = \frac{1}{W_{pi}^2} + \frac{m_e}{m_i}, \quad c_1 = \frac{2(R+1)^{3/2}}{\sqrt{\pi} \sqrt{R} (\sqrt{R} + 1)},$$

$$c_2 = 1 + \frac{\beta_i}{2} (1 - \tau).$$

为了与动力论模相比较,只讨论基频情形(在(7)式中取 $l = 0, -1$), 在图 1 中画出了数值求解方程(7)的结果,可以看出,当添加的温离子数量增加时,使得正负两支模解耦

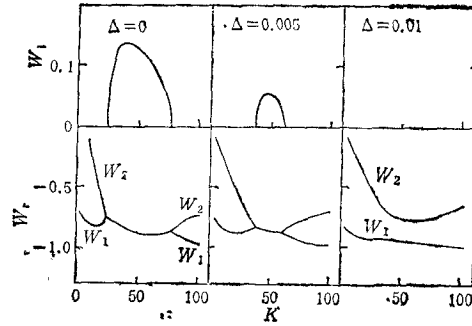


图1 在不同温离子密度下的流体模色散关系及不稳定性增长率 W_i 等离子体参数为: $\beta_i = 0.8$; $R_p = 1/\beta' = 50$; $\tau = T_e/T_i = 0.2$; $T_i = 10\text{keV}$; $T_w = 660\text{eV}$; $m_i/m_e = 3672$; $R = 2$ 可以看出随 $\Delta (=n_w/n_i)$ 值增加, 正负能两支模逐渐解耦

区域扩大了, 增长率变小. 如果定义

$$\beta'_i \equiv \beta_i + \frac{2\Delta}{\delta^2}, \quad c'_i \equiv c_i - \frac{\Delta}{\sqrt{\pi} \delta^3},$$

并注意到 $W_{*w} \ll W$ 而可以略去, 方程(7)可以写成与没有添加温离子时完全相同形式的方程^[15], 只是其中用 β'_i 和 c'_i 分别代替 β_i 和 c_i . 与文献[15]中的结果相类比, 可以得出添加温离子后基频流体模的密度梯度阈值 ϵ'_{cw}

$$\epsilon'_{cw} \approx \frac{2}{c_2} \left[\left(\beta_i + \frac{2\Delta}{\delta^2} \right)^{1/2} x^{1/2} \right] - O(x^{3/2}). \quad (8)$$

上式表示出添加数量为 Δ 的温离子, 会使流体模阈值 ϵ'_c 有相应的升高. 当等离子体的密度梯度 $\epsilon' \lesssim \epsilon'_{cw}$ 时, 具有各种波数 K 的基频流体模全部稳定. 我们还可以得出密度梯度 ϵ' 与波数 K 满足 $\epsilon' > \epsilon'_+(K)$ 或 $\epsilon' < \epsilon'_-(K)$ 时, 方程(7)有两个实根, 这里

$$\epsilon'_\pm(K) \approx \frac{K}{c_2} \left[\left(x + \frac{\beta'_i}{K^2} + \frac{3c'_i}{K^3} \right) \pm 2 \sqrt{\frac{c'_i}{K^3} \left(x + \frac{\beta'_i}{K^2} + \frac{3c'_i}{K^3} \right)} \right]. \quad (9)$$

当满足上述条件时, 源于负能的一支离子 Bernstein 模 W_1 与源于正能的一支电子漂移波 W_2 互相解耦,

$$W_1 + 1 = \frac{c'_i}{(K^3 x + K\beta'_i + 3c'_i) - c_2 K^2 \epsilon'}, \quad (10)$$

$$W_2 + 1 = \frac{xK^3 + \beta'_i K + 3c_1 - c_2 K^2 \epsilon'}{xK^3 + \beta'_i K + 2c_1} - \frac{c'_i}{xK^3 + \beta'_i K + 3c_1 - c_2 K^2 \epsilon'}. \quad (11)$$

我们已在图1中表示出这两支模的耦合与解耦区域. W_1 和 W_2 均为负值.

2. 动力论理论

在考虑离子的磁漂移共振以后, 我们发现温离子对动力论模的稳定作用比对流体模弱得多. 也就是说添加少量温离子时, 流体模的阈值就会迅速升高, 在很大的密度梯度参

数范围内都被稳定化,而这些参数范围内仍存在动力论不稳定性. 研究发现,有温离子存在时的动力论不稳定性可以由两种不同机制产生: 对负能波的耗散效应和对正能波的供能激发效应,这里,我们首先用解析方法进行物理分析,然后再给出详细的数值计算结果.

在流体模稳定的参数区域中,假设 $|W_r + 1| \gg |W_i|$, 可以求出色散关系(2)式的虚部为

$$D_i = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{R-1}} \frac{c_1}{K^3} \sqrt{\frac{-A_i}{W+1}} \left[\frac{W_{*i}}{A_i} \left(e^{\frac{W+1}{A_i}} - e^{\frac{R(W+1)}{A_i}} \right) + \frac{W}{A_i} \left(\operatorname{Re} e^{\frac{R(W+1)}{A_i}} - e^{\frac{W+1}{A_i}} \right) \right] - \frac{2\Delta}{K^3 \delta^3} \sqrt{\frac{-A_w}{W+1}} \cdot \left(\frac{W}{A_w} \right) e^{\frac{W+1}{A_w}} \quad (12)$$

在(12)式等号右端表示出两类离子的磁漂移共振产生的不同效应,其中包含 W_{*i}/A_i 的项为热离子密度梯度的贡献,它的符号总是正的;包含 W/A 的项为热离子损失锥分布的贡献,它的符号由共振的位置(即 $\left| \frac{W+1}{A_i} \right|$ 的大小)决定;最后一项为温离子的贡献,它总是负的. 在(12)式中由于 $W_{*w} \ll W$, 而略去了温离子密度梯度的贡献.

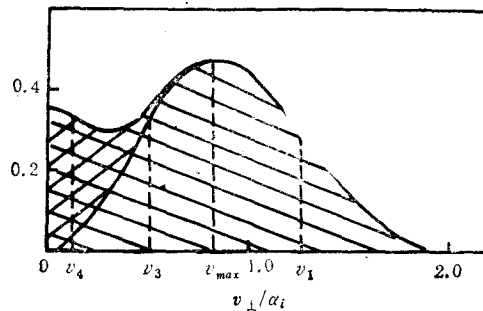


图2 离子的分布函数 $f(v_{\perp})$ 斜线阴影区为损失锥热离子的分布;格子阴影区为温离子的分布; $R=2$, $\Delta=0.035$, v_{\max} 对应分布函数的最大值

为了便于讨论,在图2中画出了包含损失锥热离子及温离子两种分量的分布函数 $f(v_{\perp})$, 它的最大值为 $v_{\max} = \left[\frac{\ln R}{R-1} \right]^{1/2} \alpha_i$, 由产生磁漂移共振的条件可知,共振的粒子速度应满足

$$\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_i^2} = -\frac{W+1}{A_i} \quad (j=i, w). \quad (13)$$

当共振线落在图示中 v_1 的位置附近时,也就是 $|(W+1)/A_i| > v_{\max}/\alpha_i \approx 0$ (1) 的范围时,参与共振的主要是损失锥热离子,温离子的共振效应可以略去不计,在分布函数负斜率区域的共振是对波的耗散效应,它可以激发负能波的不稳定性,这正是不存在温离子时动力论 DCLC 模的激发机制^[15]. 此时在(12)式中温离子的贡献很小,可以略去,而且在一般参数下 $W_{*i} \ll W$, 可暂不考虑第一项的贡献,因而当 $|(W+1)/A_i| > \ln R/(R-1)$ 时, $D_i < 0$, 损失锥热离子的耗散效应占主导地位.

对于负能的一支模 W_1 , 可以得到

$$\frac{\partial D_r}{\partial W} \Big|_{W=W_1} \approx \frac{1}{K^3(W_1 + 1)^2} (c_1 - \Delta') - \frac{c_2 \epsilon'}{K W_1^2} \quad \Delta' \equiv \frac{2\Delta}{\sqrt{\pi} \beta^3}. \quad (14)$$

可以证明, 对于 $\epsilon' < \epsilon'_-(K)$ 的区域 (相应于密度梯度较小), 当近似满足 $\Delta' < c_1$ 时, $\partial D_r / \partial W|_{W_1} > 0$, 从而可以得到正的不稳定性增长率, 这意味着, 温离子的数量还不足以改变波的负能性质时, 仍可以激发动力论不稳定性.

由(12)式进一步估算对应于最大增长率的波数 K_{\max} 应满足

$$K_{\max}^2 (K_{\max}^2 x + \beta'_i - c_2 \epsilon' K_{\max}) = \frac{2c'_i (R^2 - 1)}{\epsilon' \beta'_i (1 + \tau) R \ln R}. \quad (15)$$

对应一定的 ϵ' 和 β_i 值, 当增加温离子密度时, c'_i 值减小, β'_i 值增大, (15)式等号右端的值将减小, K_{\max} 也会随之减小, 增长率的最大值将向长波方向移动. 此外, 由(10)式可以看出当增加温离子密度 Δ 时, $W + 1$ 的值将减少, 波的实频更加接近离子回旋频率, ($W \approx -1$), 因而使图 2 中共振线的位置向原点方向移动, 当移到接近或超过 ν_{\max} 时, 模就被稳定. 在图 3 中画出了数值计算求解色散关系(2)式所得到的基频模的动力论不稳定性增长率, 所给的参数相当于 $\epsilon' < \frac{2}{c_2} \sqrt{x \beta'_i}$ (即 $\epsilon' < \epsilon_-(k)$) 的密度梯度较小的情形. 这一参数下流体模已被注入的少量温离子所稳定化. 注意随 Δ 值增加, 最大增长率向长波方向移动并最终趋于稳定, $W_1 < 0$ 的阻尼区域是由于共振线的位置落在分布函数正斜率区的结果.

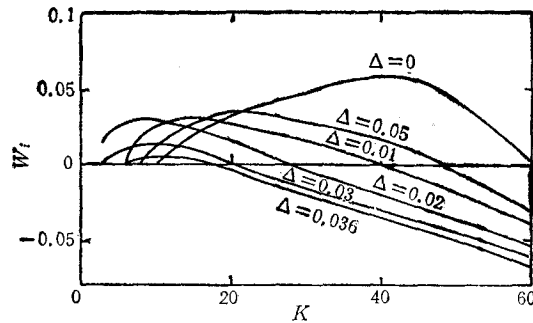


图 3 在流体模稳定时, 磁漂移共振对负能波的耗散效应驱动的动力论模不稳定性增长率随温离子密度的变化 参数为 $R_p = 60$; $\beta_i = 0.8$; 其余等离子体参数同前

在图 4 中画出了 β 值较低区域中动力论模的增长率, 由于较低 β 值的等离子体磁漂移频率较小, 所以动力论增长率也较小, 当增加温离子密度 Δ 值时, 由于共振线向斜率大的地方移动, 增长率反而增大, 当足够的温离子使共振线移动到 ν_{\max} 附近时, 模也可以被稳定化.

在图 5 中我们比较了温离子对流体模和动力论模的稳定化作用, 可以看出流体模很快被少量的温离子所稳定化, 而动力论模由于磁漂移共振的耗散效应仍然有不稳定性存在, 需更大数量的温离子才使其稳定化.

在密度梯度较大的参数区域, ($\epsilon' > \frac{2}{c_2} \sqrt{x \beta'_i}$), 相应于 $\epsilon' > \epsilon_+(K)$ 的情形, 当添

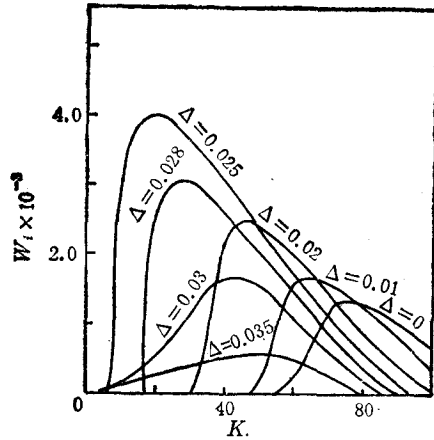


图4 β_i 值较低时动力论模增长率随 Δ 值的变化 $\beta_i = 0.021$; $R_p = 140$; 该参数下流体模已稳定; 其余参数与图1相同

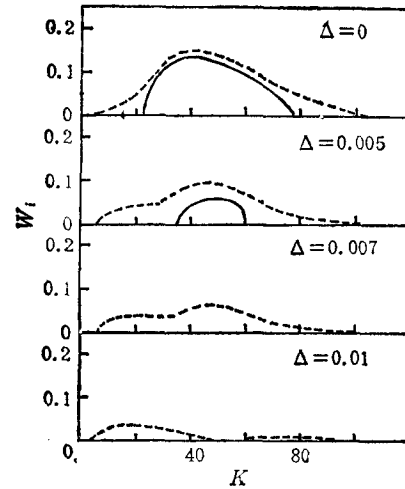


图5 添加不同数量的温离子时比较流体模与动力论模增长率的变化 实线表示流体模; 虚线表示动力论模, 动力论不稳定性是由磁漂移共振对负能波的耗散效应产生的; $\beta_i = 0.8$; $R_p = 50$; 其余参数同前

加足够的温离子使波能变为正能以后, 发现存在另一种不稳定性的机制, 假设

$$\left| \frac{W+1}{A_i} \right| \ll 1 \quad \text{而} \quad \left| \frac{W+1}{A_w} \right| \gtrsim 1,$$

将色散关系(2)式中的 F_{ii} 函数展开, 得到色散关系的实部为

$$D_r = x + \frac{\beta'_i}{K^2} + \frac{c_2 \varepsilon'}{KW} - \frac{\Delta'}{K^3 W + 1} = 0. \quad (16)$$

在上式的推导中, 由于 $|(W+1)/A_i| \ll 1$ 而略去了损失锥离子对实部的贡献, 这意味着 $\partial D_r / \partial W < 0$, 即足够多的温离子已使得总的波能由负变正了. (16)式的两个实根为

$$W'_1 + 1 = \frac{\Delta'}{K^2 c_2 \varepsilon' - (xK^3 + \beta'_i K - 2\Delta')} > 0 \quad (17)$$

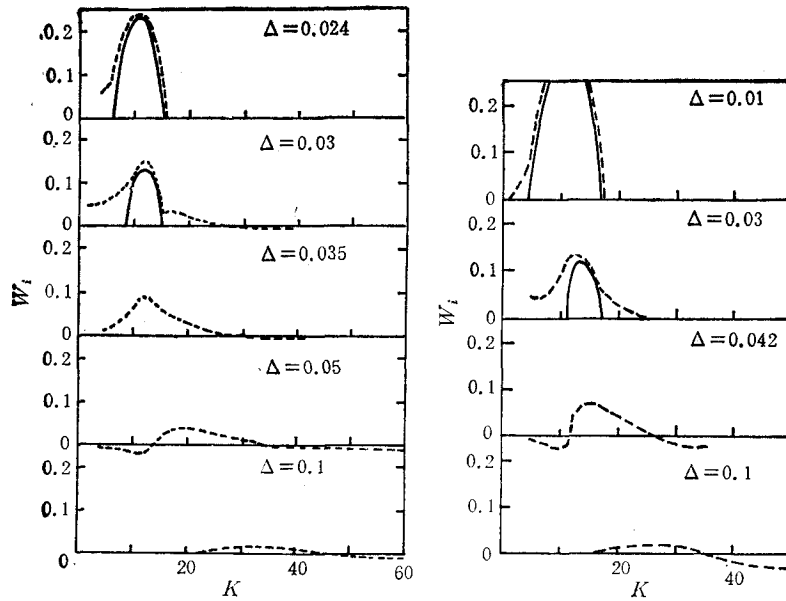
$$W'_2 + 1 = \frac{xK^3 + \beta'_i K - 2\Delta' - c_2 \varepsilon' K^2}{xK^3 + \beta'_i K - \Delta'} - \frac{\Delta'}{K^2 c_2 \varepsilon' - (xK^3 + \beta'_i K - 2\Delta')} < 0, \quad (18)$$

式中 W'_1 这一支有可能满足共振条件(13)式.

在计算色散关系的虚部时, 温离子的磁漂移共振效应已经不可忽略, (12)式的虚部可近似写成

$$D_i \approx \frac{\sqrt{\pi}}{K^3} \frac{W}{A_i} \sqrt{\frac{-A_i}{W+1}} \left[(\sqrt{R} + 1) c_1 - \frac{2\Delta}{\delta'} \sqrt{\frac{R}{R+1}} e^{\frac{W+1}{A_w}} \right]. \quad (19)$$

上式等号右端括号中第一项为损失锥热离子的贡献, 此时已恒为正, 该式表示出温离子的阻尼作用与损失锥的激发效应相互抗争的机制. 如果注意到指数因子中 $(W'_1 + 1)/|A_w| \propto \Delta'$, 可以知道在所讨论的参数范围内温离子磁漂移共振项随 Δ' 的增加而逐渐减



(a) $\beta_i = 0.35, R_p = 10$

(b) $\beta_i = 0.8, R_p = 10$

图6 在不同 β_i 值下比较温离子对流体模和动力论模的不同稳定作用 流体模稳定区域中的动力论不稳定性是由磁漂移共振对正能波的激发引起的;其余参数同前

小, Δ' 的值较小时, 共振线落在温离子分布的负斜率附近, 如图2中 v_2 所示, 温离子的共振阻尼作用使模稳定化, 当增大 Δ' 时共振线将向远离原点的方向移动, 当移动到损失锥分布的正斜率处, 如图2中 v_3 所示, 此时(19)式等号右端第一项占主导地位, 损失锥热离子对正能波 W_i 的激发将产生新的动力论不稳定性, 这是温离子存在时所特有的动力论不稳定性. 当 Δ' 继续增大时, 使共振线位置接近或超过 V_{max}/α_i , 损失锥的共振将变为阻尼效应, 模又重新稳定.

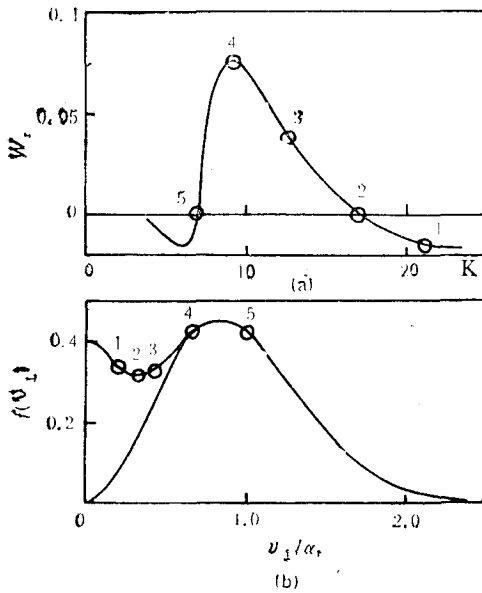


图7 磁漂移共振驱动的正能波不稳定性增长率和在分布函数中相应的共振位置 $\beta_i = 0.8; R_p = 10; \Delta = 0.04$; 其余参数同前

在图7中画出了这种激发所产生的增长率与相应的共振线位置的对应关系, 与前面的分析是一致的.

在图6中画出了用数值计算求解(2)式的结果(取 $l = 0, -1$) 在不同 β_i 值的参数下, 比较了温离子对动力论模和流体模的不同稳定作用, 可以看出流体模的不稳定性很快消失, 动力论模不稳定性继续存在是由于损失锥热离子的磁漂移共振对正能波的激发作用.

这里要说明的是,在密度梯度较大的情形,当波能转变为正时,由(12)式可以看出,离子密度梯度项 W_{*i} 的贡献有可能超过损失锥项的贡献,这时即使添加温离子使损失锥离子的共振线位置接近和超过 (V_{\max}/α_i) 时,仍会有离子密度梯度驱动的小的增长率存在,由于本文中我们的兴趣集中在损失锥的激发机制,因而对这种情况不再作详细讨论。

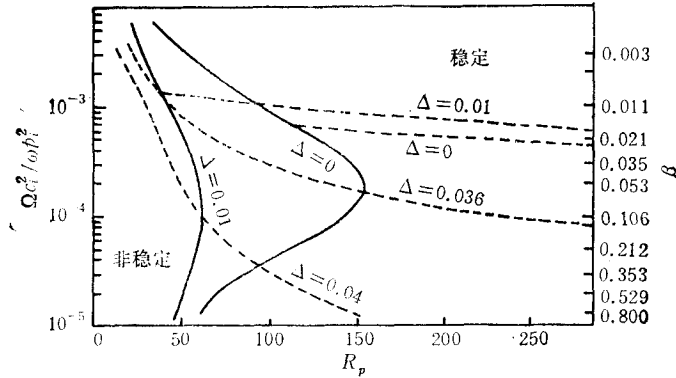


图 8 比较在不同温离子密度时,流体模阈值与动力论模阈值随 β_i 值的变化
等离子体参数同前;实线表示流体近似理论的结果;虚线为动力论理论的结果

在图 8 中画出了添加不同数量的温离子以后 DCLC 不稳定性的阈值与 β_i 值的关系,并在图中比较了流体近似理论与动力论理论的不同结果,这一组结果是在

$T_i = 10\text{keV}$, $T_e = 2\text{keV}$, $T_w = 660\text{eV}$,
 $R = 2$ 时做出的。当 Δ 值由零逐渐增加时,流体模的阈值 $\epsilon'_w = 1/R_{pw}$ 很快增高,事实上,当 $\Delta \approx 0.036$ 时流体模已全部稳定了,对应不同的 Δ 值,相应的动力论模阈值大大低于流体模,当流体模完全稳定时,动力论模仍保持不稳定的激发,而且不稳定的区域随 β 值增大而增大,继续增加 Δ 值时动力论模不稳定区域逐渐缩小。所以添加温离子对动力论模仍然有稳定作用。在图 9 中画出了 $\Delta = 0.04$, $R_p = 1/\epsilon' = 10$ 的动力论不稳定性最大增长率 $W_{i\max}$ 以及相应的波数和实频。最大的动力论增长率是随 β_i 增大而增大,且频率更加接近于离子迴旋频率。

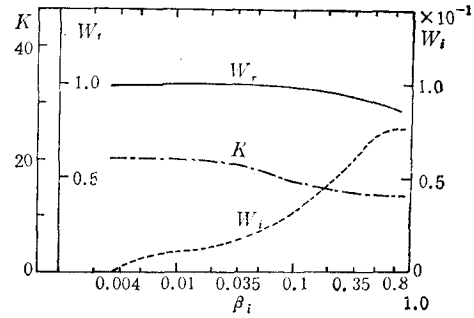


图 9 添加温离子使流体模全部稳定时动力论模的最大不稳定性增长率及相应的频率和波数随 β_i 值的变化曲线 $\Delta = 0.04$; $R_p = 10$; 其余参数同前

最大的动力论增长率是随 β_i 增大而增大,且频率更加接近于离子迴旋频率。

四、总结与讨论

本文中详细研究了在磁镜位形中注入温离子对于高 β 动力论 DCLC 模的影响,并与流体 DCLC 模进行了比较。研究发现,少量的温离子 ($\Delta' < c_i$) 就可以使相互耦合的正负能波迅速解耦,从而使流体模的稳定参数区域迅速扩大以至于全部稳定化,而温离

子对动力论模的稳定作用远不如对流体模的作用,在流体模临界稳定的参数区域,仍将存在动力论不稳定性,它分别由两种机制产生:磁漂移共振对负能波产生的耗散效应对正能波的正激发(供能)效应。

在密度梯度较小的区域, $\varepsilon' < \varepsilon_-(K)$, 当温离子的数量还不足以改变 DCLC 模的负性质时,如果 $|(W+1)/A_1| > \ln R/(R-1)$, 共振线落在损失锥热离子分布的负斜率处,损失锥热离子对波产生耗散效应,因而使负能的模产生不稳定性,增加温离子的密度可以使共振位置向原点方向移动,直到接近和超过分布函数的最大值时,模被稳定化。在这一区域中温离子主要改变了波的实频,从而改变了共振的位置,它本身的磁漂移共振效应可以忽略。

在密度梯度较大的区域, $\varepsilon' > \varepsilon_+(K)$, 当足够多的温离子使得总的波能由负变正时,如果 $|(W+1)/A_1| \ll \ln R/(R-1)$, 温离子本身的磁漂移共振产生的阻尼效应变得重要,它与损失锥离子的共振激发效应相互抗争,在一定的温离子密度范围内,损失锥离子的共振占主导地位,将会产生正能波的不稳定性,这是温离子存在时所特有的动力论不稳定性,继续增加温离子数量可以使其趋于稳定。

本文的主要目的是讨论迴旋损失锥不稳定性中的动力论效应,为了便于比较,我们在流体理论中只取了最重要的基频模进行讨论,(取 $l=0, -1$) 而没有取所有的谐波($l=-\infty \rightarrow +\infty$),因而在处理方法上与 Berk 和 Gerver^[5] 在直线轨道近似下的处理有所不同,但是由数值计算的结果我们知道对于在流体近似下该模临界稳定的性质,取基频模和全部各次谐波所得到的结果几乎是完全一致的。在流体近似下本文所得到的有温离子存在时临界稳定密度梯度的阈值 ε'_{cw} 随 β_i 的变化曲线与 Baldwin^[14] 的结果也是一致的。

磁镜中由于离子损失锥分布的存在将会导致 DCLC 不稳定性,很早就被理论所预言。但在早期的磁镜实验中并未观察到它的出现,直到较大的、温度高、 β 值高的装置(如 2XIIB, PR-6, PR-7)建立和运行,才观测到 DCLC 模的涨落信号及其对运输的影响,而且在 PR-6 实验中^[17]观察到这种 RF 信号随温度增高而增强,再者,所有观测到的信号频谱都比流体理论所给出的要窄得多。由于磁漂移共振驱动 DCLC 不稳定性具有频谱窄, ($\omega \approx \Omega_i$), 需要高温、高 β 的特点,而且不易被少量冷离子所稳定,因此我们有理由推断,这种动力论效应在实验中有可能起了重要作用。当然,不稳定性的饱和幅度和相应的波数应由非线性理论给出,与实验的更精确的比较也有待于这一步工作之后做出。

感谢刘全生教授建议做这个题目及有益的讨论。本工作得到等离子体研究会的支持,深致谢忱。

- [1] B. I. Cohen, UCAR 10049-80-Rev. 1(1980), p. 2—91.
- [2] F. H. Coensgen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 1501.
- [3] T. C. Simonen, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 1355.
- [4] W. C. Turner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1087.
- [5] H. L. Berk and M. J. Gerver, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 1646.
- [6] D. E. Baldwin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 1051.
- [7] M. J. Gerver, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 443.
- [8] M. J. Gerver, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 1581.
- [9] P. H. Ng *et al.*, *Phys. Fluids*, **22**(1979), 1141.
- [10] R. F. Post and M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids*, **9**(1966), 730.

- [11] D. E. Baldwin, *Rev. Mod. Phys.*, 49(1976), 317.
- [12] N. E. Lindgren *et al.*, *Phys. Fluids*, 19(1976), 1026.
- [13] W. M. Tang *et al.*, *Phys. Fluids*, 15(1972), 1153.
- [14] R. F. Post, Lawrence Livermore National Laboratory Report, UCRL-70681, (1967).
- [15] 郭世宠、沈解伍、蔡诗东, *物理学报*, 36(1987), 1598.
- [15] S. T. Tsai and S. C. Guo, Proc. of Sino-Japan Bilateral Workshop on Statistical and Condensed Matter Theory ed. by Xie Xide, P. 240, World Scientific Pub. Co. Singapore, (1986).
- [17] Y. T. Baiborodov *et al.*, Proc. of 6th Euro. conf. **Controlled Fusion Plasma Physics 2**, p. 122, U. S. S. R. Academy of Sciences, Moscow, (1973).

WARM ION EFFECTS ON KINETIC DRIFT CYCLOTRON LOSS CONE INSTABILITIES

GUO SHI-CHONG SHEN JIE-WU CAI SHI-DONG (S. T. TSAI)

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The effects of adding warm plasmas on the kinetic DCLC mode in high β loss cone plasmas are investigated in detail. It is found that when the fluid DCLC mode is stabilized by a small amount of warm plasma, the kinetic excitation still remains due to two different mechanisms, namely, (1) magnetic drift resonance dissipation excites the negative energy wave; (2) a new type of positive energy wave can become unstable as the resonance condition is met. Comparing with fluid approximation theory, more warm plasmas are needed to suppress the kinetic DCLC instabilities.