

高能飞行粒子对托卡马克中 内扭曲模的稳定效应*

李自力¹⁾ 陈雁萍 蔡诗东 卞伯达²⁾

中国科学院物理研究所, 北京, 100080

1989年9月12日收到

用普遍能量原理分析了托卡马克中具有各向异性高能飞行粒子成分等离子体对 $m=1$, $n=1$ 内扭曲模的稳定性, 发现刚刚飞行的高能粒子对此模能提供稳定作用, 并比较了高能俘获粒子和高能飞行粒子对内扭曲模稳定作用的异同及其物理图象.

PACC: 5235; 5230

一、引 言

在文献[1]中我们曾指出托卡马克如能在安全因子 $q_s(0)$ 小于1运行时, 有很多优点. 但此时 $m=1$, $n=1$ 内扭曲模却是不稳定的. 在该文中我们用普遍能量原理分析了高能俘获粒子对此模的稳定效应, 无论是浅俘获粒子还是深俘获粒子, 其两部分能量变分, 即磁流体部分 δW_f 和动力部分 δW_k 的符号都是相反的. 模稳定与否由此两部分竞争决定. 但中间情形的俘获粒子, 即其迴转点落大于 90° (以弱场一侧为零度) 的俘获粒子, δW_f 和 δW_k 均为正, 内扭曲模肯定是稳定的.

本文将用普遍能量原理分析高能飞行粒子对内扭曲模的稳定作用. 与文献[1]一样, 这里我们也把托卡马克的逆纵横比看作小参量, 即 $\epsilon = a/R \ll 1$. 托卡马克等离子体由两部分组成: 一部分是各向同性的背景等离子体, 其比压值 β_c 为 ϵ^2 数量级; 另一部分是高能成分等离子体, 其比压值 β_h 与 β_c 同数量级, 而压力各向异性, 即 $P_{\perp h} \approx P_{\parallel h}$, 但在同一数量级. 这里我们仍然采用 (r, θ, φ) 坐标系, 在此坐标系中安全因子 q_s 只是磁面 r 的函数. 下面简述与稳定效应有关的各向异性等离子体的重要性质, 用普遍能量原理分析高能飞行粒子对内扭曲模的稳定作用.

二、高能飞行粒子对内扭曲模稳定效应的分析

从平衡方程 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{p}$ 得到其平行于磁场 \mathbf{B} 和 $\nabla r \times \mathbf{B}$ 方向的分量方程:

* 国家自然科学基金资助的课题.

1) 福州大学物理系硕士研究生, 现在华中理工大学物理系; 2) 福州大学物理系.

$$\frac{\partial P_{\parallel}}{\partial \theta} - \frac{\sigma}{2} \frac{\partial B^2}{\partial \theta} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} [g(1 - \sigma)] = 0. \quad (2)$$

其中 $\sigma = (P_{\parallel} - P_{\perp})/B^2$, g 是磁场的纵向分量. 方程(1)表明各向异性托卡马克等离子体有一个重要的性质: 在一个确定的磁面上, P_{\parallel} 沿磁力线而变, 即 P_{\parallel} 是 r, θ 两者的函数. 这里 σ 是 ε^2 数量级, $\partial B^2/\partial \theta/B^2$ 是 ε 数量级. 因此由方程(1)可得

$$\frac{\partial P_{\parallel 2}}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial P_{\parallel 3}}{\partial \theta} \approx 0.$$

由方程(2), $g(1 - \sigma)$ 乘积不随 θ 而变, 但 g, σ 各自均是 θ 的函数, 因而 P_{\perp} 也是 r, θ 两者的函数. 在各向同性情况下, $\sigma = 0$, $\partial P_{\parallel}/\partial \theta = 0$, 即 P_{\parallel} 只是磁面 r 的函数. 因为 $P_{\perp} = P_{\parallel}$, 所以 P_{\perp} 也只是磁面的函数. 这种差别是因为在各向同性情况下, 磁面就是等压面, 而在各向异性情况下却不是这样. 正如在文献[1]和本文下面的分析可见, 这个性质对内扭曲模的稳定性有重要的效应.

按照普遍能量原理^[2]能量变分 δW 由两部分组成: 磁流体部分 δW_f 和动力部分 δW_k .

$$\begin{aligned} \delta W_f = \frac{1}{2} \int d\tau \left\{ (1 - \sigma) Q_{\perp}^2 + \left(1 + \frac{1}{B} \frac{\partial P_{\perp}}{\partial B} \right) Q_{\parallel}^2 - \mathbf{j}_{\parallel} \cdot \mathbf{Q}_{\perp} \times \boldsymbol{\xi}^* (1 - \sigma) \right. \\ \left. + q^* [\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla P_{\parallel} + (P_{\perp} - P_{\parallel})s] - \left(\frac{2Q_{\parallel}^*}{B} + s^* \right) \left(\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla P_{\perp} - B \frac{\partial P_{\perp}}{\partial B} s \right) \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

其中 $\boldsymbol{\xi}$ 是扰动位移矢量, $Q_{\parallel} = \delta B_{\parallel}$, $Q_{\perp} = \delta B_{\perp}$, $s = \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla B/B$, $q = -\boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{\kappa}$, $\boldsymbol{\kappa}$ 是磁力线的曲率. 然后把所有量包括 δW_f 按 ε 数量级展开. 如果取

$$\xi_{r_0} = \xi_0 e^{-i(\varphi - \theta)} \quad r \leq r_0, \quad (4)$$

$$\xi_{r_0} = 0 \quad r > r_0, \quad (5)$$

$$\xi_{\theta_0} = i \xi_{r_0}, \quad (6)$$

以及

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \xi_{r_0}) + \frac{\partial}{\partial \theta} \xi_{\theta_0} = 0, \quad (7)$$

则 δW_f 的三个最低数量级, 即 $\delta W_f^{(0)}$, $\delta W_f^{(1)}$, $\delta W_f^{(2)}$ 将极小化为零, 剩下 $O(\varepsilon^3)$ 的能量变分为

$$\begin{aligned} \delta W_f^{(3)} = \frac{1}{2} \int d\tau \left\{ Q_{\perp 0}^* Q_{\perp 1} + Q_{\perp 0} Q_{\perp 1}^* - j_{\parallel 0} \mathbf{b} \cdot \mathbf{Q}_{\perp 1} \times \boldsymbol{\xi}_0^* \right. \\ \left. - j_{\parallel 0} \mathbf{b} \cdot \mathbf{Q}_{\perp 0} \times \boldsymbol{\xi}_1^* - j_{\parallel 1} \mathbf{b} \cdot \mathbf{Q}_{\perp 0} \times \boldsymbol{\xi}_0^* + q_0^* \boldsymbol{\xi}_0 \cdot \nabla (P_{\parallel c} + P_{\parallel h}) \right. \\ \left. - s_0^* \left[\boldsymbol{\xi}_0 \cdot \nabla (P_{\perp c} + P_{\perp h}) - B \frac{\partial P_{\perp h}}{\partial B} s_0 \right] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

利用方程(4)–(6), $\delta W_f^{(3)}$ 的花括弧中的第一到第四项积分之和如同 $\delta W_f^{(2)}$ 一样化零. 第五项正比于 $\cos \theta$ (来自 $j_{\parallel 1}$) 积分也为零. 从平衡方程(1)知道 $P_{\parallel c} = P_{\parallel c}(r)$, $P_{\parallel h} = P_{\parallel h}(r, B)$, $P_{\perp h} = P_{\perp h}(r, B)$. 这样(8)式可简化成

$$\delta W_f^{(3)} = - \frac{\xi_0^2}{2R_0} \int d\tau \frac{\partial P_{\perp h}}{\partial r} \Big|_B \cos \theta. \quad (9)$$

在各向异性情形下, $P_{\perp h}$ 是 B 的函数, (9) 式的 $\delta W_i^{(3)}$ 可以有非零贡献. 这里取 $\theta = 0$ 在强场一侧.

对托卡马克型轴对称系统漂移平均项为零. 高能成分的动力势能变分在低频近似下为^[2]

$$\delta W_k = -\frac{1}{2} \int d\tau \int d\mathbf{v} \frac{\omega_{*h}}{\langle \omega_{dh} \rangle} \frac{\partial F_h}{\partial E} \langle H \rangle^2. \quad (10)$$

其中 ω_{*h} 和 ω_{dh} 分别是逆磁漂移频率和磁漂移频率, 并有 $\omega_{*h}, \omega_{dh} \gg$ 扰动频率 ω . F_h 是各向异性高能等离子体的分布函数. E 是粒子动能. H 是由于扰动引起的粒子能量变化. $\langle \rangle$ 表示对飞行粒子的轴向运动的一个周期平均. 如果粒子的迴旋中心在有理面上运动, 此面的安全因子 $q_s = m/n$, 则粒子绕大环 n 次小环 m 次后就回到出发点, 完成一个周期. 如果粒子在无理面上运动, 除非它沿磁力线绕无穷多次, 否则不会回到出发点. 普遍说来, 对一个飞行粒子而言, 量 A 的平均可定义如下:

$$\langle A \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} A / \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\theta}{v_{\parallel}}. \quad (11)$$

此定义适用于有理磁面和无理磁面两种情形. 把 H 按 ε 数量级展开, 则 $\langle H \rangle$ 的最低数量级为^[4]

$$\langle H_0 \rangle = -E(2 - \alpha B_0) \frac{\xi_0 \langle e^{-i\varphi} \rangle}{R_0}, \quad (12)$$

因为 $\varphi - q_s \theta$ 沿磁力线为常数, 所以

$$\langle e^{-i\varphi} \rangle = e^{-i(\varphi - q_s \theta)} \langle e^{-iq_s \theta} \rangle. \quad (13)$$

如果定义

$$\langle A \rangle_{\pi} = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} A / \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} \quad (14)$$

那末, 考虑到在通常托卡马克位形下, v_{\parallel} 是 θ 的偶函数, 得到

$$\begin{aligned} \langle e^{-iq_s \theta} \rangle &= \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{n=-N}^N \int_{2n\pi-\pi}^{2n\pi+\pi} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} e^{-iq_s \theta} / \sum_{n=-N}^N \int_{2n\pi-\pi}^{2n\pi+\pi} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} \\ &= \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{n=-N}^N \cos q_s 2n\pi \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} \cos q_s \theta / 2N \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{v_{\parallel}} \\ &= \langle \cos q_s \theta \rangle_{\pi} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{n=-N}^N \cos q_s 2n\pi \\ &= \langle \cos q_s \theta \rangle_{\pi} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \left\{ \cos q_s N\pi \sin q_s (N+1)\pi \csc q_s \pi - \frac{1}{2} \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

除非 q_s 为整数, 此时 $\langle e^{-iq_s \theta} \rangle = \langle \cos q_s \theta \rangle_{\pi}$, 否则 (15) 式恒为零. 此结果也可从下面直观分析看出. 作用在飞行粒子上的扰动的位相依赖于 $\cos q_s \theta$. 设初位相为 θ_0 . 当粒子沿磁力线绕小环的飞行圈数逐渐增加时, 此位相依次演变成 $\cos q_s (\theta_0 + 2\pi)$, $\cos q_s (\theta_0 + 4\pi)$, $\cos q_s (\theta_0 + 6\pi)$, \dots , $\cos q_s (\theta_0 + 2n\pi)$, \dots . 若 q_s 为非整数, 则它们的值就会随着 n 的增大而由正值逐渐地变为负值, 再变为正值, 如此循环往复 (如图 1 所示). 因而当飞行次数 n 趋于无穷时, 此位相在整个 θ 区间上的平均为零. 只有当 q_s 为整数时, $\cos q_s (\theta_0 +$

$2n\pi) = \cos q_s \theta_0$, 所以它在整个 θ 区间的平均值与在 2π 区间上的平均值相同. 这就是说只有在 $r = r_0$ 处 $q_s = 1$, $\langle H_0 \rangle$ 才不为零. 由于 $\langle H_0 \rangle$ 非零的体积元尺度为零, 因此高能飞行粒子对 δW_k 没有贡献. 能量变分完全由磁流体部分 δW_f 决定. 一般说来, $\frac{\partial P_{\perp h}}{\partial r} < 0$, 粒子在具有好曲率的强场一侧由于 v_{\parallel} 较小而停留较长时间, 因而(9)式的 $\delta W_i^{(3)}$ 为正. 这就是说高能飞行粒子对内扭曲模有稳定作用. 下举一例说明.

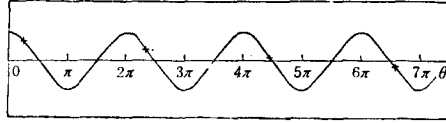


图 1

-为 $\cos\theta$; +为 $\cos q_s(\theta_0 + 2n\pi)$, $n = 0, 1, 2, 3$

如果用中性注入法向托卡马克注入一些高能粒子, 则我们可用慢化分布函数来描述这些高能粒子:

$$F_h = C_0(r) E^{-3/2} \delta(\alpha - \alpha_0) \quad E < E_m, \quad (16)$$

其中 α 和 E 分别是粒子的俯仰角和能量. 相应的平行和垂直压力如下:

$$P_{\parallel h} = 2C_0(r) E_m B \sqrt{1 - \alpha_0 B}. \quad (17)$$

$$P_{\perp h} = C_0(r) E_m \alpha_0 B^2 / \sqrt{1 - \alpha_0 B}. \quad (18)$$

飞行粒子要求 $\alpha_0 B < 1$. 当 $\alpha_0 B \sim 2/3$, $P_{\parallel h}$ 和 $P_{\perp h}$ 为同数量级. 调节 $C_0(r)$ 可以使两者都为 $O(\epsilon^2)$ 数量级, 如本文所讨论的情形. 把(18)式代入(9)式积分可得

$$\delta W_i^{(3)} = -4\pi \epsilon_0^2 E_m \alpha_0^{1/2} B_0^{3/2} \int_0^{r_0} dr \frac{\sqrt{r R_0}}{\sqrt{1 - \alpha B_0 + \alpha B_0 r / R_0}} \frac{\partial C_0}{\partial r} \cdot \{(1 - \alpha_0 B_0) K(k) - (1 - \alpha_0 B_0 + \alpha_0 B_0 r / R_0) E(k)\}, \quad (19)$$

其中

$$k = \left[\frac{2\alpha_0 B_0 \frac{r}{R_0}}{1 - \alpha_0 B_0 + \alpha_0 B_0 \frac{r}{R_0}} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

$K(k)$ 和 $E(k)$ 分别是第一、二类完全椭圆积分. 当 $k = 0$, 即 $\alpha_0 B_0 = 0$, 相应于深飞行粒子情形, 此时 $P_{\parallel h} \gg P_{\perp h}$, 由(19)式有 $\delta W_i^{(3)} = 0$. 关于这种深飞行粒子对内扭曲模的作用, 必须进一步讨论 $\delta W_i^{(3)}$ 的符号, 留待以后深入研究. 随着 k 的增加, $\delta W_i^{(3)}$ 单调上升, 并恒为正. 所以这些高能飞行粒子对内扭曲模起稳定作用.

三、主要结论及高能飞行粒子和高能俘获粒子的稳定效应的比较

由上面分析可见, 高能飞行粒子由于其扰动位相沿磁力线飞行无限多次后平均为零,

所以动力势能变分为零. 但是这些各向异性的高能飞行粒子(除了深飞行粒子以外), 由于受磁场不均匀的影响, 在托卡马克内外两侧停留时间不同, 在好曲率的强场一侧停留时间较长, 因而仍然对内扭曲模起稳定作用.

现在把本文高能飞行粒子的结果与文献 [1] 中的高能俘获粒子的结果加以比较. $\alpha_0 B_0 = (\alpha_0 B_0)_c \equiv 1/(1 + r/R_0)$ 是飞行粒子和俘获粒子的分界线. $\alpha_0 B_0 > (\alpha_0 B_0)_c$ 是俘获粒子, 反之是飞行粒子. 对俘获粒子而言, 当 $\alpha_0 B_0$ 足够大时, 俘获粒子的轨道的迴转点 (turning point) 在弱场一侧, 粒子在坏曲率区停留较长时间, 因而 $\delta W_k^{(3)}$ 为负, 流体效应是不稳定的. 随着 $\alpha_0 B_0$ 减小, 俘获粒子的迴转点逐渐移向强场一侧. 粒子在好曲率区停留较长时间, 因而 $\delta W_k^{(3)}$ 转为正, 流体效应提供稳定作用. 当 $\alpha_0 B_0$ 进一步减小以致 $\alpha_0 B_0 < (\alpha_0 B_0)_c$ 时, 俘获粒子转变为飞行粒子. 但平均说来, 粒子仍然在好曲率区停留较长时间, 流体效应仍然提供稳定作用. 当 $\alpha_0 B_0$ 继续减小, 粒子在好、坏曲率区停留时间的差别越来越小, 这种流体稳定作用也就越来越小. 直至 $\alpha_0 B_0 \ll 2/3$, 相应于 $P_{\parallel h} \gg P_{\perp h}$. 这种流体稳定项已由 $O(\varepsilon^3)$ 降到 $O(\varepsilon^4)$, 与环效应的稳定作用和扭曲模的驱动项达到同数量级. 扭曲模的稳定与否要由它们竞争决定. 总之, 流体效应是随 $\alpha_0 B_0$ 连续变化的, 而非冻结效应引起的动力势能情形却截然不同. 在一般频率下动力势能变分应写成^[3]

$$\delta W_k = -\frac{1}{2} \int d\tau \int d\mathbf{v} \frac{\omega - \omega_{*h}}{\omega - \langle \omega_{dh} \rangle} \frac{\partial F_h}{\partial E} \langle H \rangle^2. \quad (21)$$

其中 $-\frac{\omega - \omega_{*h}}{\omega - \langle \omega_{dh} \rangle} \frac{\partial F_h}{\partial E} \langle H \rangle$ 是扰动分布函数的贡献. 对高能粒子有 $\omega_{*h}, \langle \omega_{dh} \rangle \gg \omega$, 因而简化成 $-\frac{\omega_{*h}}{\langle \omega_{dh} \rangle} \frac{\partial F_h}{\partial E} \langle H \rangle$. 这里 $-\omega_{*h} \frac{\partial F_h}{\partial E} \langle H \rangle$ 来自体系自由能和对扰动的驱动力, $\langle \omega_{dh} \rangle$ 为扰动随时间的变化率, 符号 $-\frac{\omega_{*h}}{\langle \omega_{dh} \rangle}$ 代表驱动力与扰动的位相差 $\exp\left[i \operatorname{sgn}\left(-\frac{\omega_{*h}}{\langle \omega_{dh} \rangle}\right)\right]$. 当 $\omega_{*h}/\langle \omega_{dh} \rangle > 0$ 时, 驱动力与扰动位相差 π , 扰动被抑制, 系统得到稳定. 反之, 驱动力与扰动同位相, 扰动被加强, 系统不稳定. 迴转点在弱场一侧的深俘获粒子, 其 $\omega_{*h}, \langle \omega_{dh} \rangle$ 同号, 所以对系统有稳定作用. 迴转点在强场一侧的浅俘获粒子, ω_{*h} 与 $\langle \omega_{dh} \rangle$ 反号, 故对系统起不稳定作用. 由于具有给定俯仰角的俘获粒子的弹跳周期是确定的, 每次弹跳平均都有相同的值. 而当粒子的俯仰角继续减小, 由俘获变成飞行时, 其轨道拓扑形状产生突变, 因而导致其对稳定性的动力效应也发生跃变. 粒子的平均扰动位相正比于 $\langle \cos q_s \theta \rangle$. 俘获粒子的 θ 只能在迴转点 $\pm\theta_0$ 之间变化, 因而 $\langle \cos q_s \theta \rangle$ 有确定的值, 其正负决定于 θ_0 . 而飞行粒子可以沿磁力线飞行无穷多次, θ 可取任意值. 当 q_s 为非整数时, 粒子每沿小环飞行一周, θ 改变 2π , 其位相并不复原, 而有微小的变化. 当 θ 趋于无穷时, $\cos q_s \theta$ 可历经 $+1$ 与 -1 之间任意值, 因而对整个 θ 可能取值范围平均后, 其值为零. 这样在 $\alpha_0 B_0 = (\alpha_0 B_0)_c$ 时, δW_k 就出现了突变, 因而总的能量变分 δW 在这点也出现突变. 除了 $\alpha_0 B_0$ 接近 $(\alpha_0 B_0)_c$ 的浅俘获粒子由于 δW_k 有很大的负值不能起稳定作用以外, 其它高能俘获粒子和高能飞行粒子都对内扭曲模起稳定作用.

四、稳定化所需中性注入功率估计

从前面计算结果可知,如果我们能在托卡马克 $q = 1$ 磁面以内产生一些非各向同性的高能飞行粒子,它们的 β 值与本底等离子体同数量级,就可以对内扭曲模起稳定作用。下面讨论如何用中性注入实现这种稳定作用。

为了使高能分量的压力 $P_{\perp h}$ 和 $P_{\parallel h}$ 为同一数量级而又是飞行粒子,我们可取 $\alpha_0 B_0$ 约为 $2/3$ 。这就要求中性注入与托卡马克大环切向方向的夹角应为

$$b = \sin^{-1} \frac{v_{\perp}}{v} = \sin^{-1} \sqrt{\alpha_0 B_0} \approx 55^\circ. \quad (22)$$

稳定内扭曲模所需要的高能飞行粒子的能量为

$$E_h = e n_h T_h V \quad (23)$$

其中 e 是高能飞行粒子的电荷, V 是磁面 r_0 所包围的等离子体体积。设中性注入的周期为 Δt , 故其相应的淀积功率为

$$P_w = E_h / \Delta t. \quad (24)$$

能量为 T_h 的中性粒子在密度为 n 的等离子体中的平均自由程 $\lambda = 1/n\sigma$, 则为了在等离子体中产生能量为 E_h 的高能飞行粒子,中性注入入射功率应为

$$P_0 = P_w / (1 - e^{-r/\lambda}). \quad (25)$$

现在以大小两种类型装置注入中性氢原子为例计算所需的功率,其值见表 1。小装置约束时间短,要求注入时间短。为了得到尽可能大的碰撞截面 $\sim O(10^{-15} \text{cm}^2)$, 应取较低的 T_h , 如 10—40keV, 其淀积率 P_b/P_0 仍只在十分之一左右,所需入射功率约为 200kW。大装置约束时间长,取 T_h 为 70keV, 其平均自由程可与小半径相比拟,因而淀积效率高,入射功率并不与体积成正比增加,只需 8MW 左右。如果 $q = 1$ 的磁面半径 r_0 减小,则所需的入射功率将相应地减少。

表 1 稳定内扭曲模所需的中性注入入射功率

| 小半径 $r(\text{cm})$ | 大半径 $R(\text{cm})$ | $r_0(\text{cm})$ | 本底密度 $n(\text{cm}^{-3})$ | 本底温度 $T(\text{keV})$ | 注入时间 $\Delta t(\text{s})$ | 淀积功率 $P_b(\text{MW})$ | 入射功率 $P_0(\text{MW})$ |
|-----------------------|-----------------------|------------------|-----------------------------|-------------------------|------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| 15 | 45 | 8 | 10^{13} | 0.2 | 10^{-3} | 0.018 | 0.23 |
| 150 | 450 | 80 | 10^{14} | 5 | 1 | 4.4 | 8.1 |

本工作得到等离子体研究会的支持。

- [1] 陈雁萍, R. J. Hastie, 柯孚久, 蔡诗东, 陈骊, 物理学报, **37**(1988), 546;
R. J. Hastie, Chen Yan-ping, Ke Fu-jiu, Tsai Shih-tung, L. Chen, *Chinese Phys. Lett.*, **4**(1987), 561.
[2] J. W. Van Dam, M. N. Rosenbluth and Y. C. Lee, *Phys. Fluids*, **25**(1982), 1349.
[3] T. M. Antonsen, Jr. and Y. C. Lee, *Phys. Fluids*, **25**(1982), 132.

ENERGETIC CIRCULATING PARTICLE STABILIZING EFFECT ON INTERNAL KINK MODE IN TOKAMAK

LI ZI-LI CHEN YAN-PING CAI SHI-DONG BIAN BO-DA

Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

(Received 12 September 1989)

ABSTRACT

The stability of $m=1$ $n=1$ internal kink mode in tokamak plasma with anisotropic energetic circulating particle component is analyzed by using the generalized energy principle. The stabilizing effect from the barely circulating particles is proved. The similarity and difference of the stabilizing effect on the internal kink mode from the energetic trapped particles and energetic circulating particles are compared, based on physical picture.

PACC: 5235; 5230