

多层电流片中双撕裂模耦合的压强效应

王传兵 王 水

(中国科学技术大学地球和空间科学系,合肥 230026)

[摘要] 应用边界层理论研究了等离子体压强对多层电流片中 $m = 2$ 的双撕裂模耦合的线性和非线性发展行为的影响. 考虑等离子体的压强效应, 在一阶近似下, 解析求得了环位形中双撕裂模的外区匹配参数. 结果表明, 当等离子体 $\beta \ll 1$ 时, 等离子体压强对双撕裂模的两有理面模之间通过撕裂模外区发生耦合作用的线性行为没有定性影响. 虽然等离子体压强将影响双撕裂模耦合的非线性行为, 但是主要表现在对其单模项的影响, 而对由于两有理面模之间的耦合作用产生的耦合项的影响却很小.

[关键词] 多层电流片, 双撕裂模不稳定性, 压强效应, 冕环.

1 引 言

撕裂模不稳定性引起的磁场重联现象在空间等离子体及实验等离子体中具有重要的作用^[1,2]. 磁场重联提供了一种将磁能快速转化为等离子体热能和动能的有效机制, 同时引起磁场拓扑位形的改变, 这将导致一系列的爆发现象^[3,4]. Furth 等^[5]首先系统地研究了单层电流片中的电阻撕裂模不稳定性, 运用奇异边界层理论, 解决了平板位形下的完全本征值问题. Rutherford^[6], White^[7]等进一步讨论了撕裂模不稳定性的非线性演化及磁岛宽度的非线性饱和现象. 李定^[8]利用标准的微扰理论和边界层理论, 建立了撕裂模线性和非线性发展的统一模型, 发现撕裂模存在一个新的更慢的非线性代数增长. Hegna 和 Callen^[9]对外区方程再次使用边界层理论, 求得了适用于不同平衡位形的单撕裂模的外区匹配参数的显示表达式. 在真实的空间等离子体中, 多层电流片和磁环是一种较为普遍的现象^[10,11]. Spicer^[12,13]曾提出一种猜想: 冕环中可能分布有一薄层电流片, 其引起的电阻撕裂模不稳定性可以自然地解释单环耀斑中的众多观测事实. Sakai 和 Fushiki^[14]在柱位形下运用三维磁流体力学数值模拟研究了冕环的足点随光球层等离子体对流运动而扭转形成电流环的过程, 结果也表明在冕环中可以形成一种壳状的电流分布. 在具有壳状电流分布的环位形或者多层电流片中, 将有多层有理面(或奇异面)产生双撕裂模不稳定性.

[收稿日期] 2000 - 04 - 24 收到, 2000 - 09 - 26 收到修改稿.

[基金项目] 国家自然科学基金资助项目(49774243, 49834030, 40004006).

[作者简介] 王传兵, 男, 1970 年生, 1992 年毕业于天津大学物理系, 1999 年在中国科学技术大学获博士学位. 主要研究空间等离子体物理、太阳大气动力学. E-mail: cbwang@ustc.edu.cn

双撕裂模是比单撕裂模强得多的一种不稳定性. Stix^[4]发现当基态磁场存在两个相互靠近的奇异面时,电阻撕裂模的线性增长率将大大增加,在两个奇异面处分别形成磁岛,且当这些奇异面足够靠近时,彼此还会相互驱动. Pritchett 等^[15]应用双空间尺度分析方法讨论了双撕裂模的线性性质. Otto 和 Birk^[16]研究了周期电流片中的电阻撕裂模不稳定性. Yan 等^[17]进一步研究了多层电流片系统中撕裂模不稳定性的非线性特征. Wang 等^[18]数值研究了非周期性三层电流片中撕裂模不稳定性引起的自发重联过程,发现这是一种复杂的非稳态重联,磁场的拓扑位形有根本性的改变.

在文献[19]中,我们采用 Hegna 和 Callen 的分析方法,讨论了不考虑等离子体压强效应时,多层电流片中双撕裂模的耦合行为. 本文,我们将研究等离子体压强对双撕裂模的耦合发展行为的影响.

2 双撕裂模的线性行为

为了方便与 Hegna 和 Callen^[9]所得单模的结论比较,我们直接在轴对称环位形下求解双撕裂模的耦合方程. 经过适当的近似,可由环位形的耦合方程得到柱位形或平板位形下的耦合方程^[20]. 考虑轴对称的环位形,其磁场可写为

$$\mathbf{B}_0 = I(\psi) \mathbf{e}_\psi + \nabla \psi \times \mathbf{e}_\psi, \quad (1)$$

式中 ψ 为环向角, ψ 为磁通函数, $I(\psi)$ 为磁场的环向分量. 采用磁面坐标,极向角 θ 取为

$$\frac{\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \theta}{B_0} = q(\psi), \quad (2)$$

这里 q 为安全因子,并且假设它具有两个 m/n 有理面. 坐标的 Jacobian 简单地选为

$$J = (\nabla \psi \cdot \nabla \theta)^{-1} = \frac{qR^2}{I}, \quad (3)$$

其中 R 为环的大半径. 采用 Hegna 和 Callen 的结果,当系统中等离子体压强和磁压的比值 $\beta \rightarrow 0$ 时,撕裂模的外区方程为^[9]

$$\frac{I}{q} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{q}{I} \frac{\partial A}{\partial \psi} \right) - m^2 \bar{g} A - \frac{m}{m - nq} I \mu_0^{-1} A - \frac{m^2}{(m - nq)^2} I p \bar{J} A = 0, \quad (4)$$

式中 $\bar{g} = (d/2) \cdot \frac{\partial}{\partial \psi}$, $\bar{g} = (d/2) \cdot \frac{\partial}{\partial \psi}$, $\bar{J} = J(d/2)$, $\bar{J} = (d/2) \bar{J}$, $\frac{\partial}{\partial \psi} = \frac{\partial}{\partial \psi}$, $\bar{J} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} / B^2$, \mathbf{J} 为平衡电流; $p = dp/d\psi$ 为平衡压力梯度, $\bar{J} = d\bar{J}/d\psi$ 表征磁面的平均曲率. $\tilde{A} = A(\psi) \exp(im\theta - in\tau)$ 为扰动磁通函数, $A(\psi)$ 为扰动磁通函数的幅度. m 与 n 分别表示模的极向与环向模数.

在日冕磁环等太阳和空间等离子体中等离子体的 β 值一般较小,方程(4)的最后一项只有 β 量级,相对其他项为小量. 但是在接近有理面处,它对方程的解有显著贡献. 在有理面 $\psi = \psi_s$ 附近,方程(4)可渐进为

$$\frac{d^2 A}{d\psi^2} - \left(\frac{m^2}{q^2} - \frac{1}{s} \right) A + \frac{1/4 - D_I}{\left(\frac{m^2}{q^2} - \frac{1}{s} \right)^2} A = 0, \quad (5)$$

式中

$$= - \frac{q_0}{q_0} \frac{I \mu_0}{g}, \tag{6}$$

和
$$D_I = \frac{1}{4} + \frac{q_0^2}{q_0^2} \frac{I p I}{g} \tag{7}$$

分别为有理面处的电流梯度和 Mercier 项. 方程 (4) 与撕裂模奇异层内区解相匹配的渐进解为

$$A \cong A_s \left(| \cdot - s |^{-1/2} + | \cdot - s |^{1/2} \right), \tag{8}$$

其中 $\nu = -1/2 + \sqrt{D_I}$ 为 Mercier 指数, ν 为方程的小解和大解在有理面的比值, 并且当 $\nu \ll 1$ 时, ν 与 Hegna 和 Callen 类似, 我们定义撕裂模外区解与内区解的匹配参数为

$$\left(\nu + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{g}{g} \right)^{1/2}, \tag{9}$$

这里正(负)号分别代表方程在 $\cdot - s > 0 (< 0)$ 的解.

对双撕裂模, 方程 (4) 在两个有理面 $m = nq$ 处奇异. 在两有理面奇异层内, 考虑不同的物理模型, 可以求得适用于不同物理条件的内区解. 双撕裂模的外区被两有理面 s_1 和 s_2 ($s_1 < s_2$) 分为 3 个区域: $0 < \cdot < s_1$, $s_1 < \cdot < s_2$ 及 $\cdot > s_2$, 求得的本征函数值 A 要满足边界条件 $A(0) = A(\infty) = 0$, 并且在有理面两侧具有 (8) 式的渐进行为.

与文献 [19] 类似, 在外区方程的“外”区, 将 $1/m$ 作为小量 ($m \gg 2$), 展开 A 为 $A = (A_k/m^k)$, 可求得 A 的主导行为为

$$A = c_L \exp \left[d m \sqrt{\frac{g}{g}} \right], \quad 0 < \cdot < s_1 \tag{10a}$$

$$A = c_{M2} \exp \left[d m \sqrt{\frac{g}{g}} \right] + c_{M1} \exp \left[- d m \sqrt{\frac{g}{g}} \right], \quad s_1 < \cdot < s_2 \tag{10b}$$

$$A = c_R \exp \left[- d m \sqrt{\frac{g}{g}} \right], \quad \cdot > s_2 \tag{10c}$$

其中 c_L, c_{M1}, c_{M2}, c_R 均为待定系数. 这种近似在接近奇异层时失效, 因为对某些 A 值, 方程 (4) 最后两项将可与第二项具有相同量级. 同样, 引入弛豫变量 X 及参数

$$X = 2 m \left[q - \frac{m}{n} \right] \sqrt{\frac{g}{g}} \sqrt{q^2}, \tag{11}$$

$$= \frac{-I q \mu_0}{2 m q \sqrt{\frac{g}{g}}}, \tag{12}$$

式中根号内的值用有理面的值计算. 在外区方程的“内”区, 现在外区方程可近似为

$$\frac{d^2 A}{d X^2} - \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{X} + \frac{1}{X^2} \right] A = 0. \tag{13}$$

方程 (13) 与“外”区的主导行为 (10) 式匹配的分区解为

$$A_{inner}^{R+} = A_{s2} \frac{(1 + \nu + \nu^2)}{(1 + 2\nu)} W_{-\nu/0.5 + \nu/2} (X_2), \quad \cdot > s_2 \tag{14a}$$

$$A_{inner}^{R-} = A_{s2} \frac{(1 - \nu + \nu^2)}{(1 + 2\nu)} [W_{\nu/0.5 + \nu/2} (-X_2) + d_2 \mathbf{R}_{\nu/0.5 + \nu/2} (-X_2)], \quad \cdot < s_2 \tag{14b}$$

$$A_{inner}^{L+} = A_{s1} \frac{(1 - \nu_1 + \nu_1)}{(1 + 2\nu_1)} [W_{\nu_1/0.5 + \nu_1}(-X_1) + d_1 \mathbf{R}_{\nu_1/0.5 + \nu_1}(-X_1)], \quad \nu_1 > \nu_{s1} \quad (14c)$$

$$A_{inner}^{L-} = A_{s1} \frac{(1 + \nu_1 + \nu_1)}{(1 + 2\nu_1)} W_{-\nu_1/0.5 + \nu_1}(X_1), \quad \nu_1 < \nu_{s1} \quad (14d)$$

其中利用了(8)式以及文献[19]附录中 Witteraker 函数的性质(A11)和(A12). 这里, W 和 \mathbf{R} 为 Witteraker 函数. d_1 和 d_2 为待定常系数. ν_1, ν_2 和 ν_{s1}, ν_{s2} 分别为参数 ν 和 ν 在两个有理面 ν_{s1}, ν_{s2} 的值. (14b)和(14c)式表明,在一阶近似下,双撕裂模两有理面模之间的耦合作用仅对模在有理面附近的小解有贡献.

参考文献[19]附录中 Witteraker 函数的积分表示(A7)和(A8),将(14b)、(14c)分别与(10b)渐近匹配,并认为方程(13)的第一项和第二项量级相当,即 $|X| = 4$ 时,“外”解和“内”解达到匹配,则有

$$A_{s1} \frac{(1 - \nu_1 + \nu_1)}{(1 + 2\nu_1)} W_{\nu_1/0.5 + \nu_1}(4\nu_1) = c_{M1} \exp(-2\nu_1), \quad (15a)$$

$$A_{s1} \frac{(1 - \nu_1 + \nu_1)}{(1 + 2\nu_1)} d_1 \mathbf{R}_{\nu_1/0.5 + \nu_1}(4\nu_1) = c_{M2} \exp(2\nu_1), \quad (15b)$$

$$A_{s2} \frac{(1 - \nu_2 + \nu_2)}{(1 + 2\nu_2)} W_{\nu_2/0.5 + \nu_2}(4\nu_2) = c_{M2} h^{-1} \exp(-2\nu_2), \quad (15c)$$

$$A_{s2} \frac{(1 - \nu_2 + \nu_2)}{(1 + 2\nu_2)} d_2 \mathbf{R}_{\nu_2/0.5 + \nu_2}(4\nu_2) = c_{M1} h \exp(2\nu_2). \quad (15d)$$

这里 Γ 为 gamma 函数, $h = \exp\left[-\frac{\nu_{s2}}{\nu_{s1}} d m \sqrt{g/\bar{g}}\right]$. 求解(15)式,可得

$$d_1 = \frac{A_{s2}}{A_{s1}} h \frac{(1 - \nu_2 + \nu_2) (1 + 2\nu_1) \exp(2\nu_1) W_{\nu_2/0.5 + \nu_2}(4\nu_2)}{(1 - \nu_1 + \nu_1) (1 + 2\nu_2) \exp(-2\nu_2) \mathbf{R}_{\nu_1/0.5 + \nu_1}(4\nu_1)}, \quad (16a)$$

$$d_2 = \frac{A_{s1}}{A_{s2}} h \frac{(1 - \nu_1 + \nu_1) (1 + 2\nu_2) \exp(2\nu_2) W_{\nu_1/0.5 + \nu_1}(4\nu_1)}{(1 - \nu_2 + \nu_2) (1 + 2\nu_1) \exp(-2\nu_1) \mathbf{R}_{\nu_2/0.5 + \nu_2}(4\nu_2)}. \quad (16b)$$

将(14)和(16)式代入(9)式,利用 Witteraker 函数的性质,可以求得线性双撕裂模在两有理面 ν_{s1} 和 ν_{s2} 的外区匹配参数

$$\nu_1 = \left\{ 2 m \sqrt{g} \right\}^{1+2\nu_1} \times \left\{ \frac{(-1-2\nu_1)}{(1+2\nu_1)} \left[\frac{(1+\nu_1+\nu_1)}{(\nu_1-\nu_1)} + \frac{(1-\nu_1+\nu_1)}{(-\nu_1-\nu_1)} \right] + \frac{A_{s2}}{A_{s1}} h \frac{H_{12}}{(2+2\nu_1)} \right\}, \quad (17)$$

$$\nu_2 = \left\{ 2 m \sqrt{g} \right\}^{1+2\nu_2} \times \left\{ \frac{(-1-2\nu_2)}{(1+2\nu_2)} \left[\frac{(1+\nu_2+\nu_2)}{(\nu_2-\nu_2)} + \frac{(1-\nu_2+\nu_2)}{(-\nu_2-\nu_2)} \right] + \frac{A_{s1}}{A_{s2}} h \frac{H_{21}}{(2+2\nu_2)} \right\}, \quad (18)$$

其中

$$H_{ij} = \frac{(1 - \nu_j + \nu_j) W_{\nu_j/0.5 + \nu_j}(4\nu_j) \exp(2\nu_i)}{(1 + 2\nu_j) \mathbf{R}_{\nu_j/0.5 + \nu_j}(4\nu_j) \exp(-2\nu_j)}, \quad (i, j = 1, 2; i \neq j). \quad (19)$$

若 $\ll 1$ ($\ll 1$), 则有

$$\Delta_1 = - \left(2m \sqrt{g} \right)^{1+2} \left[\cot(\lambda_1) \{ 1 + \lambda_1 l (1 + \lambda_1) - (1 - \lambda_1) - 2 - 4 (1) J + O(\lambda_1^2) \} + H_{12} h \frac{A_{s2}}{A_{s1}} \{ 1 - 2 \lambda_1 (2) + O(\lambda_1^2) \} \right], \quad (20)$$

$$\Delta_2 = - \left(2m \sqrt{g} \right)^{1+2} \left[\cot(\lambda_2) \{ 1 + \lambda_2 l (1 + \lambda_2) - (1 - \lambda_2) - 2 - 4 (1) J + O(\lambda_2^2) \} + H_{21} h \frac{A_{s1}}{A_{s2}} \{ 1 - 2 \lambda_2 (2) + O(\lambda_2^2) \} \right]. \quad (21)$$

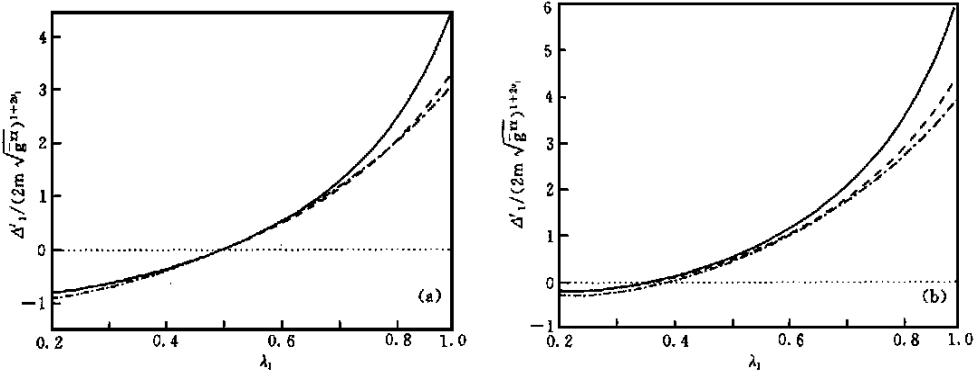


图 1 外区匹配参数 $\Delta_1 / (2m \sqrt{g})^{1+2}$ 随 λ_1 的变化曲线

(a)和(b)分别对应于单撕裂模和双撕裂模. 两图中实曲线、虚线和点划线分别对应于 $\lambda_1 = 0.1, 0.2, 0.3$.

对双撕裂模其余耦合参数分别取为: $h = 0.2, A_{s2} / A_{s1} = 0.4, \lambda_2 = 0.6, \lambda_2 = 0.05$.

Fig. 1 The out-matching parameter $\Delta_1 / (2m \sqrt{g})^{1+2}$ is shown as a function of λ_1

(a) for single tearing mode, (b) for double tearing mode. The solid curve, dash curve and dash-dot curve correspond to $\lambda_1 = 0.1, 0.2, 0.3$ respectively. The other coupling parameters for

(b) are $h = 0.2, A_{s2} / A_{s1} = 0.4, \lambda_2 = 0.6, \lambda_2 = 0.05$.

方程(17)和(18)式第一项为 Hegna 和 Callen 对单撕裂模的计算结果,第二项为两有理面模之间的耦合项. 当 $\lambda = 0$ 时,耦合方程(17)和(18)分别回到文献[19]中的(18)和(19)式. 比较式(20)、(21)与文献[19]中的(18)和(19)式,可以得到压强修正对双撕裂模色散关系单模项和耦合项的影响均为 λ_1 或 λ_2 阶小量. 考虑压强修正后,单撕裂模不稳定的阈值仍然为 $\lambda > 0.5$,因此在撕裂模的外区方程中考虑压强修正,对单撕裂模的不稳定性没有定性影响(参见图 1(a)). 空间等离子体的 λ 值一般很小,故耦合项仍然大于零,两有理面模之间的耦合仍然使双撕裂模更不稳定(参见图 1(b)),耦合的强度不仅与两有理面之间的距离和平衡状态有关,还与两有理面模发展的相对强弱有关. 总之,当等离子体的 λ 较小时,压强修正对双撕裂模两有理面模之间通过撕裂模外区方程的耦合作用的线性行为没有定性影响.

3 双撕裂模的非线性行为

对有限磁岛宽度 w , 定义撕裂模外区的匹配参数为

$$\begin{aligned}
 (\bar{w}) &= (\bar{g})^{1/2} \times \frac{[| - s| - ((dA/d) - (dA/d)(A/A))]^{+w}}{\lim_{| - s| \rightarrow 0} | - s| A} \\
 &= \left(2m \sqrt{g}\right)^{1+2} \bar{w} \cdot \text{sign}(q) \times \frac{[(dA/dX) - (dA/dX)(A/A)]^{+\bar{w}}}{\lim_{|X| \rightarrow 0} |X| A},
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

其中 $\bar{w} = 2m \sqrt{g} w$ 为归一化的磁岛宽度, $\text{sign}(q)$ 为 q 的符号函数, A 为撕裂模外区方程的大解. 将(14)式代入(22)式得到双撕裂模在两有理面的外区匹配参数分别为

$$1. (\bar{w}_1) = 10, (\bar{w}_1) + h \frac{A_{s2}}{A_{s1}} \quad 12. (\bar{w}_1), \tag{23}$$

$$2. (\bar{w}_2) = 20, (\bar{w}_2) + h \frac{A_{s1}}{A_{s2}} \quad 21. (\bar{w}_2), \tag{24}$$

其中各参量定义为

$$\begin{aligned}
 i0. (\bar{w}_i) &= \left(2m \sqrt{g}\right)^{1+2} i\bar{w}_i \cdot \left\{ \frac{(1+i+j)}{(1+2i)} J_{-i}(\bar{w}_i) + \right. \\
 &\quad \left. \frac{(1-i+j)}{(1+2i)} J_i(\bar{w}_i) + \frac{(1+2i)}{w_i} [K_{-i}(\bar{w}_i) - K_i(\bar{w}_i)] \right\}, \tag{25a}
 \end{aligned}$$

$$ij. (\bar{w}_i) = \left(2m \sqrt{g}\right)^{1+2} i\bar{w}_i \cdot i H_j \left\{ L_i(\bar{w}_i) + \frac{1}{w_i} \frac{L(1+2i)l^2}{(1-i+j)} Q_i K_i(\bar{w}_i) \right\}, \tag{25b}$$

式中 i 和 j 取 1 或 2, 且 $i \neq j$. \sqrt{g} 的值为在与 对应的有理面的计算值. 及

$$\begin{aligned}
 J(\bar{w}) &= -\frac{1}{2} W_{/0.5+}(\bar{w}) + \frac{1}{w} [W_{/0.5+}(\bar{w}) - \\
 &\quad (-^2 + ^2) W_{-1/0.5+}(\bar{w})], \tag{26c}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 J_{-}(\bar{w}) &= -\frac{1}{2} W_{-/0.5+}(\bar{w}) - \frac{1}{w} [W_{-/0.5+}(\bar{w}) - \\
 &\quad (+^2 - ^2) W_{-1/0.5+}(\bar{w})], \tag{26d}
 \end{aligned}$$

$$K(\bar{w}) = M_{-/0.5-}(\bar{w}) \frac{(-\bar{w}/2) M_{-/0.5-}(\bar{w}) - (+) M_{-1/0.5-}(\bar{w})}{(1-+) W_{/0.5+}(\bar{w})}, \tag{26e}$$

$$\begin{aligned}
 K_{-}(\bar{w}) &= M_{-/0.5-}(\bar{w}) \frac{(+\bar{w}/2) M_{-/0.5-}(\bar{w}) - (-) M_{-1/0.5-}(\bar{w})}{(1++) W_{-/0.5+}(\bar{w})}, \tag{26f}
 \end{aligned}$$

$$L(\bar{w}) = -\frac{1}{2} R_{/0.5+}(\bar{w}) + \frac{1}{w} [R_{/0.5+}(\bar{w}) + (1-+) R_{-1/0.5+}(\bar{w})], \tag{26g}$$

$$Q_i = \frac{R_{/0.5+}(\bar{w}_i)}{W_{/0.5+}(\bar{w}_i) + d_{,i} R_{/0.5+}(\bar{w}_i)}. \tag{26h}$$

式中 M 为文献[19]附录中定义的另一类 Wttaker 函数.

方程(23)、(24)构成了双撕裂模两模之间通过外区的耦合关系,方程第一项为非耦合项,等于 Hegna 和 Callen 对单模的计算结果,第二项为耦合项.在不同的近似条件下,方程(23)、(24)式可以分别回到(17)、(18)式,及文献[19]中的(15)、(16)式和(18)、(19)式.

当磁岛的宽度较小时, i_j 对磁岛宽度 \bar{w}_i 的级数展开为

$$i_j(\bar{w}_i) = \frac{\left(\frac{2m\sqrt{g}}{2+2i} \right)^{1+2i}}{(2+2i)} H_{ij} \left\{ 1 + \frac{i(2-i)}{2i} \bar{w}_i + \frac{(1-i+i)}{(1+2i)} \left[\frac{2(-1-2i)}{(-i-i)} + \frac{d_i}{(2+2i)} \right] i \bar{w}_i^{1+2i} + O(\bar{w}_i^2) \right\}. \quad (27)$$

与文献[19]中(17)式的耦合项比较,发现有限磁岛宽度 \bar{w}_i 对双撕裂模耦合项的影响最高仅为 \bar{w}_i 的一阶量级.因此,可以认为有限磁岛宽度对考虑压强修正之后的双撕裂模之间的耦合项没有定性的影响.但是 Hegna 和 Callen 对单撕裂模的色散关系,即(25a)式的分析结果表明,压强效应将定性地影响单撕裂模的非线性发展行为.总之,等离子体压强对双撕裂模非线性行为的影响表现在对其非耦合项即单模项的影响,而对由于两有理面模之间的耦合作用产生的耦合项的影响很小.

4 结 论

本文在轴对称的环几何位形下,解析研究了多层电流片或者日冕磁环中可能存在的 $m \geq 2$ 的双撕裂模的耦合发展行为.通过对外区方程再次采用边界层理论,在一阶近似下求得了考虑等离子体压强效应时,双撕裂模在两个有理面(或奇异面)的外区匹配参数 α_1 和 α_2 的耦合方程.利用耦合方程,分析了等离子体压强对双撕裂模耦合的线性和非线性发展行为的影响,所得结论适用于各种不同平衡位形.

理论分析结果表明,当等离子体的 β 较小时,等离子体压强对双撕裂模两有理面模之间通过撕裂模外区发生耦合作用的线性行为没有定性的影响.双撕裂模两有理面模之间的耦合作用总是使双撕裂模更不稳定.双撕裂模两有理面模之间的耦合强弱不仅与两有理面之间的平衡状态和距离有关,而且与两模发展的相对强弱有关.虽然等离子体压强可以定性地改变双撕裂模的两有理面模之间耦合的非线性行为,但是这种影响主要表现在对其非耦合项即单模项的影响,而对其由于两有理面模之间的耦合作用产生的耦合项的影响很小.

在太阳结构中可能存在多层电流片结构,其中双撕裂模不稳定性的爆发可以直接加热日冕或产生日冕的爆发现象.而具有壳状电流片分布的冕环中的双撕裂模不稳定性可能是导致单环耀斑爆发的原因.本文的分析表明,等离子体压强效应可以定性地改变双撕裂模的非线性行为,因此日冕中等离子体的 β 虽然很小,但其仍可能对日冕的加热、耀斑的爆发特征等太阳物理现象具有较大影响.

参 考 文 献

[1] 王 水,李罗权. 磁场重联. 合肥:安徽教育出版社,1999. 13—84.

- WANG Shui, LEE Luo-Quan Magnetic Reconnection (in Chinese). Hefei: Anhui Education Pub. Corp., 1999. 13—84.
- [2] Klimchuk A, Porter L J. Scaling of heating rates in solar coronal loops. *Nature*, 1995, **377**(6546):131—133.
- [3] Priest E R. The magnetohydrodynamics of current sheets. *Rep. Prog. Phys.*, 1985, **48**(7):955—1090.
- [4] Stix T H. Current penetration and plasma disruption. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**(10):521—524.
- [5] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. *Phys. Fluids*, 1963, **6**(4): 459—484.
- [6] Rutherford P H. Nonlinear growth of the tearing mode. *Phys. Fluids*, 1973, **16**(11):1903—1908.
- [7] White R B, Monticello D A. Saturation of the tearing mode. *Phys. Fluids*, 1977, **20**(5):800—805.
- [8] Li Ding. A new algebraic growth of nonlinear tearing mode. *Phys. Plasmas*, 1995, **2**(8):3275—3281.
- [9] Hegna C C, Callen J D. Stability of the tearing mode in tokamak plasma. *Phys. Plasmas*, 1995, **1**(7):2308—2318.
- [10] Eddy J A. Observation of a possible neutral sheet in the corona. *Solar Phys.*, 1973, **30**(2):385—394.
- [11] Crooker N V, Siscoe G L, et al. Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A6):9371—9381.
- [12] Spicer D S. An unstable arch model of a solar flare. *Solar Phys.*, 1977, **53**(2):305—345.
- [13] Spicer D S. Loop models of solar flares: revisions and comparisons. *Solar Phys.*, 1981, **70**(1):149—172.
- [14] Sakai J I, Fushiki T. 3 - D magnetohydrodynamic simulation of the generation of shell current loop with closure current. *Solar phys.*, 1995, **156**(2):281—292.
- [15] Prichett P L, Lee Y C, Drake J K. Linear analysis of the double tearing mode. *Phys. Fluids*, 1980, **23**(7): 1368—1374.
- [16] Otto A, Birk G T. Resistive instability of periodic current sheets. *Phys. Fluids*, 1992, **B4**(11):3811—3813.
- [17] Yan M, Otto A, Muzzell D, et al. Tearing mode instability in a multiple current sheet system. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(A5):8657—8669.
- [18] Wang S, Liu Y F, Zheng, H N. Magnetic reconnection in multiple heliospheric current sheets. *Solar Phys.*, 1997, **173**(2), 409—426.
- [19] 王传兵, 王水. 多层电流片中双撕裂模的耦合. *地球物理学报*, 1998, **41**(5):591—600.
WANG Chuan-Bing, WANG Shui. Coupling of double tearing mode in a multiple current sheet, *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 1998, **41**(5):591—600.
- [20] Bateman G. 磁流体学不稳定性. 徐复等译. 北京:原子能出版社, 1982. 211—240.
Bateman G. Magnetodynamic Instability (in Chinese). Translated by XU Fu et al. Beijing: Nuclear Power Pub. Corp., 1982. 211—240.

PRESSURE INFLUENCES ON THE COUPLING OF DOUBLE TEARING MODE IN A MULTIPLE CURRENT SHEET

WANG CHUAN-BING WANG SHUI

(Department of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

[**Abstract**] A boundary theory is used to study the influence of plasma pressure on the coupling behavior of double resistive tearing mode in a multiple current layer. Simple analytic expresses are obtained for the tearing instability parameter under the first leading order,

taking account of the effects of plasma pressure. The results show that the inclusion of the plasma pressure does not change the physical properties of linearly coupled double tearing mode when the plasma $\ll 1$. The plasma pressure influences qualitatively the nonlinear evolution tendency of the double tearing mode. These effects however, are mainly exhibit on the non-coupling term, namely, on the result obtained for single tearing mode, not on the coupling term caused by the coupling of the two rational surface modes through the outer idea region.

[Key words] Multiple current sheet, Double tearing mode, Pressure effects, Coronal loop.

第九届全国日地空间物理学术讨论会在曲阜举行

第九届全国日地空间物理学术讨论会于 2000 年 10 月 12—18 日在山东曲阜举行,会议由中国空间科学学会理事长肖佐主持,来自全国各有关单位和部门的代表 110 余人参加了大会。

会上宣读论文 130 篇,学术内容覆盖了日地空间物理的各个领域。会上,王水院士:“空间物理学的回顾与展望”,刘振兴院士:“世纪之交的地球物理探测计划和热点科学问题”,胡友秋教授:“空间等离子体数值模拟研究的现状与展望”,肖佐教授:“电离层地域特征分析”,徐文耀研究员:“地球磁场变化对空间环境的影响”,孙辉先研究员:“实践五号卫星实验结果”,都享研究员:“空间环境军事应用”,魏奉思研究员:“空间天气”,易帆教授:“中高层大气波动研究”,这些特邀报告引起了大家的兴趣与好评。

会议分:太阳活动区、日球层;磁层、日地关系;电离层、中高层大气;空间环境、空间探测和地面观测,分组进行交流和讨论,气氛热烈。与会代表提出一些当前应在国内大力推进的研究方向,如:空间天气;空间环境对高科技的影响及对策;地球空间暴过程研究;加强地面及空间探测手段建设,迅速改变我国在空间探测技术领域的落后局面等。相当多的代表,特别是青年代表要求对数值模拟及其应用举办专门的讨论或讲习班,希望得到有关部门在经费上的支持。会议代表认为双星计划、“子午工程”及其他有关重大项目对加速空间事业的发展,提高我国在国际上的学术地位有重要的意义。

会议期间,还举行了有关国家“九五”自然科学基金重大项目“日地空间灾害性扰动过程及其对人类活动的影响”,重点项目“地球磁层环境的全球变化过程及其效应”,“极区高空物理观测及研究”,以及一些热点问题如:“空间环境对国民经济和国防建设的影响”,“空间物理研究中的数值模拟问题”等,展开了专题讨论。代表认为,全国性的学术会议与有关项目的专题讨论相结合,既可以在学术上达到广泛交流的目的,又可以在同行参加的情况下更好地总结工作,提出进一步的研究目标和要求,对推进学科发展和具体项目的进展都有重要作用。针对当前热点和共同关心的问题开展专题讨论可以更好地结合国内外发展现状和趋势,对国内有关工作提出建议,促进研究的深入,这种做法是一种值得进一步探索和推广的思路。

这次会议 35 岁以下青年占总代表数的一半,表明空间物理研究正在迅速成长。会议经过评议,向 11 位青年作者颁发了优秀论文奖。第十届全国日地空间物理讨论会将于 2003 年按计划召开,建议由中国极地研究所承办下次会议。

(空间科学学会空间物理专业委员会)

NINTH SYMPOSIUM ON SOLAR - TERRESTRIAL PHYSICS IN QUFU, OCT. 12 —18, 2000