

太阳风湍流和磁层亚暴的一种机制

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

摘 要

太阳风的动量涨落将通过磁层边界在磁尾激发磁流体力学波。快磁声波携带扰动能量传到等离子体片中, 发展为激波, 或者通过激波的相互作用而耗散能量, 使等离子体加热。等离子体片中的随机费米加速机制, 使麦克斯韦分布尾巴部分的高能量粒子被加速到更高能。在宁静态时, 加热、加速与耗散过程平衡。当太阳风的动量或者其涨落较大时, 整个加热和加速过程加剧, 更多的高能粒子产生, 并从等离子体片中逃逸, 形成高速的等离子体流注入近地轨道和极区, 表现为磁层亚暴过程。利用这种机制, 可以解释地球磁层亚暴的定性特征。

一、太阳风与地球磁层的能量耦合

磁层亚暴是磁层物理学中的一个关键问题, 它可以直接进行空间探测^[1]。一般认为, 磁层亚暴的能量来自太阳风的动能, 并以磁能的形式储存在磁尾中。当某种不稳定性发展, 迅速释放能量, 便表现为磁层亚暴。Akasofu 提出用跨尾电流中断机制来解释亚暴过程^[2]。最近 McPherron 等人提出亚暴增长相的概念, 并计算了磁通量传递的过程^[3]。但是否存在增长相和增长相的形态特征, 一直是热烈争论的问题。Axford 分析了磁尾的整体不稳定性, 用 Petschek 的磁合并过程来解释亚暴^[4]。Schindler 则用撕裂模不稳定性的机制来解释亚暴过程^[5]。还有不少理论研究可能是分析了亚暴过程的不同侧面^[6,7]。本文试图对太阳风扰动动能通过磁层边界在磁尾中激发的磁流体力学波和通过快磁声波将能量传到磁尾过程的分析, 来解释亚暴。

二、磁流体力学波在磁层内的激发

太阳风的动能密度大约是 10^{-8} 尔格/厘米³。在地球磁层这么大的容积内, 太阳风的动能比一次磁层亚暴所需的能量大得多。太阳风的参数在时间上和空间上都有变化, 太阳风涨落相当于一种湍流状态。湍流与磁层边界相互作用, 可以激发磁流体力学和等离子体波, 并在磁层内部传播。这些波将太阳风能量传到磁层中。

一般闭磁层模型中, 磁层边界被看成是磁流体力学的切向间断。再利用扰流的驻点条件得到磁层边界两边的关系

本文 1978 年 12 月 12 日收到, 1980 年 1 月 14 日收到修改稿。

$$p_s = 2knmv^2 \cos^2 \phi = \frac{B_r^2}{8\pi}, \quad (2.1)$$

其中 n 和 v 为太阳风的质子密度和速度的上游值, B_r 为磁层边界内的磁场切向分量, ϕ 为来流太阳风与磁层边界法向的交角, k 为近似于 1 的系数。上式表明, 太阳风密度和速度的涨落引起压力的涨落, 进而由切向间断关系激发磁层边界内的磁场涨落。太阳风经过弓形激波后在磁鞘层中剧烈涨落, 不妨记

$$n = n_0 + n_1, \quad v = v_0 + v_1, \quad B_r = B_{r0} + B_{r1} \quad (2.2)$$

其中, 下标 0 和 1 分别对应于基态和扰动态的涨落量。将 (2.2) 代入间断关系 (2.1), 就得到

$$2kn_0v_0^2 \cos^2 \phi = \frac{B_{r0}^2}{8\pi}, \quad (2.3)$$

$$2m(n_1v_0^2 + 2n_0v_0 \cdot v_1) \cos^2 \phi \simeq \frac{B_{r0} \cdot B_{r1}}{4\pi}. \quad (2.4)$$

取太阳风的平均速度为 400 公里/秒, 涨落值为平均值的 0.1, 则扰动的动能密度约为

$$W \simeq 4mn_0v_0 \cdot v_1 \simeq 8 \times 10^{-9} \text{ 尔格/厘米}^3. \quad (2.5)$$

法向的能流通量大约为

$$F \simeq 2mnv_1^3 \simeq 2 \times 10^{-3} \text{ 尔格/厘米}^2 \cdot \text{秒} \quad (2.6)$$

取磁层尾直径 $d \simeq 20R_E$, 长度为 $50R_E$ 一段的波动能流的值大致为

$$F \cdot \pi d \cdot 50R_E \simeq 0.8 \times 10^{17} \text{ 尔格/秒}. \quad (2.7)$$

(2.7) 式给出的能流值与小亚暴的能流水平相当。当太阳风速度增大或涨落增强, 就可提供亚暴所需要储存的足够的能量。

在磁层亚暴期间, 磁层边界持续收缩和等离子体片变薄。如果在 20 分钟内收缩了 $2R_E$, 则法向收缩速度约为 $v_n \simeq 10$ 公里/秒。这就增加了一个流向磁尾中性片的波印亭能流, 即

$$S_1 \simeq \frac{2}{4\pi} v_n B_0^2 \simeq 7 \times 10^{-3} \text{ 尔格/厘米}^2 \cdot \text{秒}, \quad (2.8)$$

其中, 假设 $B_0 = 10\gamma$ 。所以, 亚暴前有能量附加给等离子体片; 而在恢复相时, 磁层边界膨胀, 等离子体片损失能量。附加能流 (2.8) 比宁静能流 (2.6) 大数倍。

已经探测到各种微脉动, 被解释为磁层边界的 Helmholtz 不稳定性激发的磁流体力学波。对剪切和压缩阿尔文波, 已有人做过大量分析^[8]。在磁层日端, 这些波在传向强磁场和高密度区域时很快衰减。本文着重讨论磁层尾部这些波动的影响。这种机制与太阳对流区湍流激发声波的机制^[9], 有某些相似之处。

三、非均匀介质中磁声波的传播

在等离子体片延伸的一段长度内, 可近似地把磁层尾段的结构看成是分层介质。这样, 问题可处理成一维的, 基态的参数为

$$\mathbf{B}_0 = (B_0(z), 0, 0), \quad \rho_0(z), \quad v_0 = 0, \quad a_0 = \text{常数}. \quad (3.1)$$

在直角坐标系中的磁流体力学方程组为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -a^2 \nabla \rho + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \end{cases} \quad (3.2)$$

讨论线性波, 假设

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_1, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1. \quad (3.3)$$

由基态可得到平衡的关系

$$\rho_0 a_0^2 + \frac{B_0^2}{8\pi} = P_T \text{ (常数)}. \quad (3.4)$$

上式为总压 P_T 守恒. 在磁尾等离子体片中, 热力学压力 $\rho_0 a_0^2$ 大, 而磁压 $\frac{B_0^2}{8\pi}$ 小; 在尾瓣中, 则相反; 与 (3.4) 的变化趋势一致. 利用基态关系 (3.4), 经过适当运算就得到扰动速度在 z 方向的分量 w 的波动方程

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = a_0^2 \frac{P_T + B_0^2/8\pi}{P_T - B_0^2/8\pi} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{a_0^2}{P_T - B_0^2/8\pi} \frac{d}{dz} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (3.5)$$

当磁场和介质均匀时, (3.5) 式最后一项为零, 方程 (3.5) 可得到均匀介质中快磁声波的解. 我们着重于在 \mathbf{B}_0 垂直方向传播的波, 即快磁声波. 在低 β 数时, 它退化为压缩阿尔文波.

讨论波动型的解, 假设

$$w = \tilde{w}(z) e^{i\omega t}, \quad (3.6)$$

将 (3.6) 代入 (3.5), 得到二阶常微分方程

$$\left(P_T + \frac{B_0^2}{8\pi} \right) \frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} + \frac{d}{dz} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) \frac{d\tilde{w}}{dz} + \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \left(P_T - \frac{B_0^2}{8\pi} \right) \tilde{w} = 0. \quad (3.7)$$

利用 (3.7) 可求不同频率 ω 时波动振幅的分布.

当基态缓变时, 用 WKB 方法, 令

$$\tilde{w} \sim e^{i \int k dz}. \quad (3.8)$$

将 (3.8) 代入 (3.7), 得到短波色散关系为

$$\left(P_T + \frac{B_0^2}{8\pi} \right) k^2 - i \frac{d}{dz} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) k - \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \left(P_T - \frac{B_0^2}{8\pi} \right) = 0.$$

或者解出

$$k = \frac{i \frac{d}{dz} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) \pm \sqrt{4 \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \left[P_T^2 - \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right)^2 \right] - \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) \right]^2}}{2 \left(P_T + \frac{B_0^2}{8\pi} \right)}. \quad (3.9)$$

(3.9) 式表明,波动解要求根式为正,频率超过

$$\omega_c = \frac{a_0}{2} \frac{\left| \frac{d}{dz} \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right) \right|}{\sqrt{P_T^2 - \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right)^2}}. \quad (3.10)$$

ω_c 为临界频率,磁场缓变时较小. 所以,磁场变化较快时,只有高频波才能传播.(3.9) 式还表明了非均匀介质中的波变幅. 向强磁场区传播的波会衰减,向弱场区传播的波会放大.

短波长近似只能用于波长比标高短得多的情况. 在磁层幔和等离子体片附近,变化较快,不能用短波长近似. 从物理上看,波传向弱磁场区和低密度区时,会放大;反之,则衰减. 基态特征(3.4)恰好对应于两个互相抵消的效应,磁场增加时,密度减小;磁场减小时,密度增加. 对方程(3.7),若做坐标变换

$$\frac{dz}{d\xi} = P_T + \frac{B_0^2(z)}{8\pi} > 0 \quad (3.11)$$

则得到 Sturm 方程

$$\frac{d^2 \tilde{w}}{d\xi^2} + \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \left[P_T - \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right)^2 \right] \tilde{w} = 0. \quad (3.12)$$

由于 $P_T > \frac{B_0^2}{8\pi}$, 故系数恒正,描述一类色散波. 当磁场缓变时,短波长近似的结果与此相当;而在速变时,短波长近似不适用,应由(3.12)来描述波的特征. 定量分析磁层幔或等离子体片附近波的特征,可做数值计算,取初值

$$\begin{aligned} \tilde{w}(0) &= 1, & \tilde{w}'(0) &= 0; \\ \tilde{w}(0) &= 0, & \tilde{w}'(0) &= 1. \end{aligned}$$

就可得到方程(3.7)的两组线性无关解. 讨论两种典型的基态分布来模拟等离子体片,即

$$(i) \frac{B_0^2}{8\pi} = P_T - P_1(1 + \alpha e^{-z/l}), \quad \frac{P_T}{P_1} = 2.2, \quad \alpha = 1 \quad (3.13)$$

$$(ii) \frac{B_0^2}{8\pi} = q \left(\frac{z}{l} \right)^\delta, \quad q = 1, \quad \delta = 2, 1, 0.5. \quad (3.14)$$

典型的计算结果如图 1、图 2 所示. 计算结果表明,波的振幅变化不大.

综上所述,在磁层尾段,太阳风湍流通过磁层边界激发快磁声波传向等离子体片. 在等离子体片和磁层幔附近,波的振幅变化不大,而在磁层尾瓣中,磁场逐渐减弱,波动放大. 这里用连续介质的方法讨论了磁声波,它与低频线性波理论的结果是一致的. 在磁层尾瓣中,基本上就是压缩阿尔文波.

四、波动能量的耗散

借助于太阳大气中的波动特征^[40],对磁尾中的波动耗散特征可进行定性的量级估计. 磁尾中焦耳耗散和粘性耗散较弱,主要是激波耗散. 垂直于磁场方向传播的快磁声波可

以看成是以速度 $\sqrt{a_0^2 + b_0^2}$ 传播的声波, 其中 $b_0 = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ 为阿尔文速度. 若波峰和波谷的速度分别为 u 和 $-u$, 它们之间的相对速度为 $2u$. 波峰与波谷叠加为激波间断所需的时间量级为

$$T = 0 \left(\frac{\lambda/2}{2u} \right) = 0 \left(\frac{1}{4} \frac{\lambda}{u} \right) = 0 \left(\frac{\pi \sqrt{a_0^2 + b_0^2}}{2\omega u} \right), \quad (4.1)$$

其中 λ 为波长. 当波增幅或传播速度较小时, 小扰动波发展为激波所需的时间更短些.

在磁层尾瓣中, $a_0 \ll b_0$, 若取 $b_0 \approx 10^2$ 公里/秒, $u \approx 10$ 公里/秒, $\omega \approx 10^{-2}$ /秒, 由 (4.1) 得到 $T \approx 10^3$ 秒. 这时, 形成激波所需要的距离约为 $b_0 T \approx 10^5$ 公里. 这个尺度相当于从磁层边界到等离子体片的最大距离. 高频波在较短的距离内形成激波, 从而消耗其能量. 只有低频波 (例如说 $\omega \lesssim 10^{-2}$ /秒) 才能从磁层边界传到等离子体片区域.

在等离子体片中 $b_0 \lesssim a_0$, 若取 $a_0 \approx 30$ 公里/秒, 波的振幅已被放大, 同样频率下形成激波所需的时间 $T \lesssim 10^2$ 秒, 相应的特征距离 $a_0 T \approx 10^3$ 公里, 这个尺度远小于等离子体片的厚度. 因此, 太阳风湍流激发的快磁声波将向等离子体片方向传播, 高频波在尾瓣中耗散, 低频波传到等离子体片区域, 并发展为激波, 迅速耗散. 激波的平均阻尼长度为^[10]

$$L = O(4\sqrt{a_0^2 + b_0^2} t_0/\eta) \quad (4.2)$$

其中, $t_0 \approx \frac{1}{8\omega}$ 为描述激波的特征时间, η 为激波强度. 在等离子体片中, $L \approx 5000$ 公里. 所以, 传到等离子体片中的低频磁声波会发展为锯齿形激波, 迅速将激波动能化为热能.

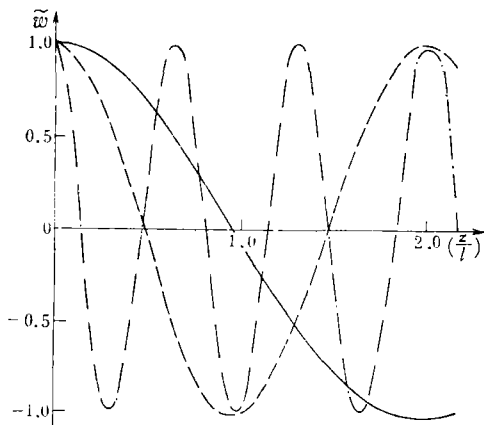


图1 基态分布 (3.13) 时的快磁声波, 其中实线、虚线、点划线分别对应于 $\frac{\omega l}{a_0} = 5, 10, 30$

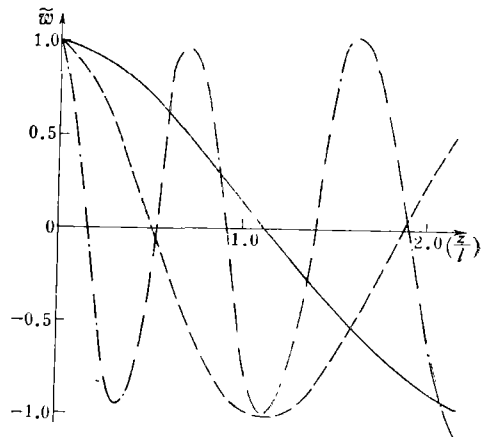


图2 基态分布 (3.14) 时的快磁声波, 其中实线、虚线、点划线分别对应于 $\frac{\omega l}{a_0} = 5, 10, 30$

对于弱激波, 可以得到激波的传播方程为^[10]

$$\frac{d}{dh} (\sqrt{a_0^2 + b_0^2} \pi F_{\pm}) = -\frac{1}{4} (a_0^2 + b_0^2)^{a-\frac{1}{2}} \eta \frac{\pi F_{\pm}}{t_0}, \quad (4.3)$$

其中, h 为传播方向的深度, 因子和能流为

$$\alpha = \begin{cases} 0 & \text{若 } a_0^2 + b_0^2 < (a_0^2 + b_0^2)_{\text{初值}}, \\ 1 & \text{若 } a_0^2 + b_0^2 > (a_0^2 + b_0^2)_{\text{初值}}; \end{cases} \quad (4.4)$$

$$\pi F_+ = \frac{\rho_0 \eta^2}{8} \sqrt{a_0^2 + b_0^2} \left\{ a_0^2 + \frac{2b_0^2}{3[1 - b_0^2/3(a_0^2 + b_0^2)]^2} \right\}, \quad (4.5)$$

其等离子体片中, $a_0^2 \geq b_0^2$, 不妨略去 b_0^2 , 得到

$$\frac{d}{dh} [\ln(\rho_0 a^{2\alpha+3} \eta^2)] + \frac{1}{4a_0 t_0} \eta = 0. \quad (4.6)$$

(4.6) 为非线性方程, 其解为

$$\eta^{-1} = \sqrt{\frac{\rho_0 a_0^{2\alpha+3}}{(\rho_0 a_0^{2\alpha+3})_{\text{初值}}}} \left\{ \eta_{\text{初值}}^{-1} + \int_0^h \frac{1}{8a_0 t_0} \left[\frac{\rho_0 a_0^{2\alpha+3}}{(\rho_0 a_0^{2\alpha+3})_{\text{初值}}} \right]^{-\frac{1}{2}} dh \right\}. \quad (4.7)$$

在等离子体片中, ρ_0 和 a_0 都随 h 而增加, 使 η 随 h 的增加而减小, 能流 πF_+ 也减小. 激波和能流耗散, 使粒子加热和加速.

作为有限振幅波的一般情形, 讨论锯齿形波. 这时, 能量与振幅的演化关系为^[11]

$$\frac{\tilde{w}}{\tilde{w}_{\text{初值}}} = \left(1 + \frac{2\alpha}{\lambda} \tilde{w}_{\text{初值}} t \right)^{-1}, \quad \frac{\pi F_+}{(\pi F_+)_{\text{初值}}} = \left(1 + \frac{2\alpha}{\lambda} \tilde{w}_{\text{初值}} t \right)^{-2}, \quad (4.8)$$

其中, 热力学参数 $\alpha = \frac{a_0^4}{2V^2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2} \right)_s$. 对于完全气体, $\alpha = \frac{\gamma + 1}{2}$. 再利用波长与频率的关系, 就得到

$$\frac{\pi F_+}{(\pi F_+)_{\text{初值}}} = \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\pi} \frac{\tilde{w}_{\text{初值}}}{\sqrt{a_0^2 + b_0^2}} \omega t \right)^{-2}. \quad (4.9)$$

由上式得到激波能量耗散一半的特征尺度为

$$L_{\frac{1}{2}} \simeq \frac{0.8\pi}{\gamma + 1} \frac{\sqrt{a_0^2 + b_0^2}}{\omega} \simeq \frac{1}{\omega} \sqrt{a_0^2 + b_0^2} \quad (4.10)$$

取 $\sqrt{a_0^2 + b_0^2} \simeq 40$ 公里/秒, $\omega \simeq 10^{-2}$ /秒, 则 $L_{\frac{1}{2}} \simeq 4000$ 公里, 与 (4.2) 的结果相符.

上述估计给出了平均效应的量级. 有的激波会有更大的 L 值, 可在等离子体片中传播更大的距离. 南北两尾瓣传来的波, 可在等离子体片中对头碰, 进一步消耗激波能量, 使气压和温度进一步增加^[12]. 当等离子体片变薄时, 对头碰的激波对数增加. 在宁静状态时, 加热过程与损失过程达到平衡, 粒子分布大体满足麦克斯韦分布律, 等离子体片中的粒子比尾瓣中的粒子更热.

五、等离子体片中粒子的加速

实际探测表明, 磁尾等离子体片中的粒子大体满足麦氏分布律. 考虑到高能粒子的逃逸, 需要有某种非热加速粒子的机制, 来补偿高能粒子的损失. 波阵面之间的随机费米加速机制可以给出很好的解释. 磁尾等离子体片中的探测结果表明, 那里的参数值有迅速而有限的涨落^[1], 这些涨落变化可以理解为是激波间歇式加热过程的表现. 等离子体片中, 锯齿激波耗散能量, 或者对头碰激波耗散能量, 都会在局部区域中激发次级的激波, 即磁流体力学波, 或者等离子体波. 这些次级的小扰动或有限振幅波阵面相互作用. 沿磁场方向波阵面的相对运动可以使它们之间的粒子被加速或减速, 统计的效果是使粒子加

速. 这种随机加速过程不断散射加速粒子, 使加速过程均匀化. 当然, 加速过程的阈值能量要求表明, 只有麦氏分布尾巴的高能粒子才能进一步被加速. 这部分进一步加速的粒子可补充逃逸出等离子体片的粒子损失.

根据这种思路, 等离子体片的位形就是磁层与太阳风相互作用的必然结果. 等离子体片中的热粒子主要由激波耗散形成, 而高能粒子由随机费米机制加速. 在磁层亚暴过程中, 加热和加速过程变得更激烈, 可以产生更多的高能粒子, 从而解释亚暴过程的许多特征.

六、亚暴机制和过程

冕洞产生高速流与磁层的重现性亚暴之间的统计相关性表明, 太阳风动量增加时会产生磁层亚暴. 太阳风速度变化不大时, 若太阳表面小尺度的涨落增强, 会使太阳风中的扰动增加. 如果 v_1 增加一倍, v_0 增加 0.5 倍, 则相应于 (2.7) 式的扰动能流可达 5×10^{18} 尔格/秒, 这超过一个大亚暴所需的能流. 事实上, 太阳风中的扰动速度可能还会更高些.

还可以对快磁声波的能流密度作定性估计. 波印亭能流在一个周期内的平均值为

$$S = \frac{c}{4\pi} \langle \delta \mathbf{E} \times \delta \mathbf{B} \rangle \simeq \frac{1}{4\pi} (\Delta v_n) B \cdot \delta B, \quad (6.1)$$

其中的扰动电场

$$\delta \mathbf{E} \simeq -\frac{1}{c} \Delta v_n \times \mathbf{B}.$$

若尾瓣中的 $B \simeq 20\gamma$, $\delta B \simeq 4\gamma$, $\Delta v_n \simeq 20$ 公里/秒, 就得到

$$S \simeq 1.4 \times 10^{-3} \text{ 尔格/厘米}^2 \cdot \text{秒}. \quad (6.2)$$

这个结果与 (2.6) 很接近.

根据前面的讨论, 可以综述磁层亚暴过程如下. 当太阳风速度或密度增加时, 或速度与密度的涨落增加时, 从太阳风传到等离子体片的波动能流增加, 等离子体片中的扰动也增强, 使更多的粒子加速到更高能量. 在亚暴发生前, 磁层边界和等离子体片变薄, 更促进了这个过程. 由于等离子体片中高能粒子增多, 这些粒子漏泄到近地轨道的量增大. 高能粒子注入产生环电流, 此电流与闭合地磁场作用产生指向地球方向的洛伦茨力, 使地磁场的闭合部分收缩, 更增加了高能粒子的漏泄. 高能粒子迅速注入, 把储存在磁尾等离子体片中的大量动能迅速释放出来, 变成环电流和极区亚暴的能量.

IMP 6 在等离子体片 $31.1R_E$ 处探测到, 亚暴初期质子流向反太阳方向, 而后流向太阳方向. 这可以解释为, 亚暴产生的初期, 高能粒子流由小于 $31.1R_E$ 的某处同时向地球方向和反地球方向流动; 当近地等离子体片中高能粒子的逃逸损失较多时, 高能粒子源向远离地球方向移动; 在固定位置探测时, 表现为高能粒子流反向.

当太阳风参数从其扰动动能恢复宁静状态时, 传到等离子体片中的波动能量减少, 高能粒子也减少. 而随着磁层边界和等离子体片恢复厚度, 波印亭能流要传出到太阳风中. 因此在恢复相时, 等离子体片的厚度比宁静时还要大, 然后通过储存能量才恢复到正常的宁静状态.

行星际磁场有大的南向分量与磁层亚暴之间有很好的相关性。也有些亚暴发生时,行星际磁场并不指南。所以,这个现象可能标志太阳风状态的变化。如果把行星际磁场向南到出现亚暴看成是储能阶段,称为预暴相或增长相的话,磁尾的波动能量从磁层边界传到等离子体片的时间大体就是储能过程的时间。尾瓣中阿尔文速度约为 100 公里/秒,磁层边界的直径约 $30R_E$ 。所以波动传递能量的时间约为

$$T \approx 15R_E/b_0 \approx 10^3 \text{ 秒。} \quad (6.3)$$

观测发现,行星际磁场转向南后半小时左右,往往发生亚暴,与(6.3)给出的时间相当。当然,粒子加速过程的特征时间也是这个量级。

综上所述,可以给出亚暴过程的时间序列。表 1 给出了这个序列及对形态特征的解释。这种解释是将磁层亚暴看成是等离子体片中高能粒子逃逸到近地空间的结果。这些高能粒子的能源来自太阳风的扰动动能。太阳风扰动动能的增加可以由太阳耀斑或冕洞高速流造成,而局部太阳暴噪反应(如日浪、日喷、日珥活动的增强等)使太阳风中动量涨落增加。当然,如果太阳风动量及其涨落同时增加,就会形成较强的磁层亚暴。

表 1 磁层亚暴的时间序列

时间(分)	形态特征	理论解释
-30~-10	(1) 太阳风在 1AU 处的动能与涨落增强 (2) 磁层边界开始收缩 (3) 行星际磁场转向南 (4) 磁层尾瓣中等离子体参数涨落增大	(1) 太阳表面大尺度或小尺度活动增强 (2) 太阳风动能增加,压缩磁层收缩 (3) 伴随太阳风扰动增强的现象 (4) 较强的快磁声波传向等离子体片
-10~0	(1) 等离子体片变薄 (2) 等离子体片中参数涨落增加 (3) 极区地磁 H 分量开始减少	(1) 磁层边界收缩的扰动传到等离子体片 (2) 等离子体在片中加热、加速过程增强 (3) 高能粒子逃逸增强,极区粒子沉降
0~20	(1) 环电流增强 (2) 极弧亚暴,电射流 (3) 磁层中各种参数的速变响应 (4) 等离子体片中有高速粒子流,并反向	(1) 高能粒子逃逸到近地空间 (2) 高能粒子注入极区沉降 (3) 高能粒子注入的次级反应 (4) 等离子体片中高能粒子源相对后移
20~100	(1) 等离子体片变得更厚,再恢复宁静态 (2) 磁层边界更外移,再恢复宁静态 (3) 磁尾参数变化逐渐缓慢 (4) 磁层中参数变化恢复平缓	(1) } 太阳风和波动能流减少,波印亭能流 (2) } 传向太阳,然后逐渐恢复 (3) } 太阳风参数恢复宁静态,波动能流参 (4) } 数恢复宁静态

参 考 文 献

- [1] Hones, E. W., Observation in the earth's magnetotail relating to magnetic merging, *Solar Phys.*, Vol. 47, 101, 1976.
- [2] Akasofu, S.-I., Magnetosphere substorm, *Quant. J. RAS*, Vol. 18, 170, 1977.
- [3] Russell, C. T., McPherron, R. L., The magnetotail and substorms, *Space Sci. Rev.*, Vol. 15, 205, 1973.
- [4] Axford, W. I., Magnetic storm effects associated with the tail of the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, Vol. 7, 149, 1967.
- [5] Schindler, K., Plasma and field in the magnetosphere tail, *Space Sci. Rev.*, Vol. 17, 589, 1975.
- [6] Vasyliunas, V. M., Wolf, R. A., Magnetospheric substorms: Some problems and controversies, *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. 11, 181, 1973.

- [7] McCormac, B. M., 编. Magnetospheric Physics. Reidel. 1974.
- [8] Lanzerotti, L. J., Fusunishi, H., Modes of magnetohydrodynamic waves in the magnetosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. 12, 724, 1974.
- [9] Lighthill, M. J., On the sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proc. Roy. Soc. London*, A211, 564, 1952.
- [10] Osterbrock, D. E., The heating of the solar chromosphere, plages, and corona by magnetohydrodynamic wave, *Astrophys. J.*, Vol. 134, 347, 1961.
- [11] 朗道, 栗弗席兹, 连续介质力学, 第二册, 彭旭麟译, 人民教育出版社, 1960.
- [12] Lopachek, H., Seeger, R. T., Shock wave interactions, in *Fundamentals of Gas Dynamics*, p. 482, 1958.

MECHANISM OF MAGNETOSPHERIC SUBSTORM AND THE TURBULENCE OF SOLAR WIND

Hu Wen-rui

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

The magnetohydrodynamic waves can be excited in the magnetotail by the momentum fluctuation of solar wind through the magnetopause. The fast magnetohydrodynamic waves thus excited penetrate into the plasma sheet and develop to form the shock waves. The energy of these waves is converted into heat by dissipation or by inter-collisions of the shock waves, and during these processes, the plasma is heated. The energetic particles in the tail part of the Maxwellian distribution are then accelerated to a higher energy by the stochastic Fermi mechanism in the plasma sheet. In the quiet state, the equilibrium among the processes of dissipation, plasma heating, particle acceleration and escape is reached. Both heating and accelerating processes are strengthened by the condition that the momentum of the solar wind or its fluctuation is increased greatly. A great number of energetic particles must escape from the plasma sheet, and they will form a plasma stream with high speed, which manifests itself as the magnetosubstorm in the magnetosphere.