第 28 卷 第 2 期　　地 球 物 理 学 报　　Vol. 28, No. 2
1985 年 3 月　　ACTA GEOPHYSICA SINICA　　Mar., 1985

太阳风动量涨落激发磁层亚暴的机制

隆 辉　许乃怀　胡文瑞
（中国科学院力学研究所）

摘　　要

本文将太阳风涨落传输能量产生磁层亚暴的机制[1]推广到无碰撞等离子体过程．太阳风的涨落在磁层顶激发压缩阿尔文波，并在磁尾的无碰撞等离子体中传播．尾瓣中满足条件 $\beta \ll 1$，而等离子体片中 $\beta \gtrsim 1$，其中 β 为等离子体压力与磁压之比．这样，快磁声波在尾瓣中几乎不衰减，而在等离子体片中很快衰减，将波动能量耗散在等离子体片中使等离子体加热或者粒子加速．这种机制还表明，磁尾等离子体片中的高能粒子可以由太阳风涨落动能耗散而被加速，不一定是直接源于太阳．

一、引　　言

太阳风与地磁场的相互作用形成了磁层的位形．太阳风状态的变化，必然影响到磁层结构的变化．磁层亚暴和磁暴过程应该和太阳风的变化有着密切的关系．倘若认为磁尾存在磁中性点，那里将会有磁合并过程[2]． Oxford 假设这个合并过程为 Petschek 机制所控制，并认为在亚暴期间有较高的合并率，从而在等离子体片中有较高的能量转换率，使等离子体加速，导致亚暴过程．然而，太阳风状态的变化与磁合并率之间具体的关联是什么尚不清楚，况且，Petscheck 机制是一种连续介质过程，而磁尾等离子体是无碰撞的，对于无碰撞等离子体如何运用 Petscheck 机制，有待于从理论上进一步研究．Schindler 研究了撕裂模不稳定性的自发合并过程[3]．亚暴开始时，磁尾厚度和垂直磁场减弱，能自发地触发撕裂模不稳定性，产生电流束并释放磁能；亚暴结束时，磁尾厚度和垂直磁场增强，位形恢复到稳定状态．撕裂模不稳定性的机制对于连续介质和无碰撞等离子体都可以通用，因此，这一模型也可以推广到无碰撞等离子体的磁层模型中[4]，在理论上有探讨的价值．最近，Akasofu 又提出了磁层发电机理论[5]．

胡文瑞[6,7]曾考虑太阳风涨落通过磁层边界在磁尾激发磁流体力学波，这些波携带一部分太阳风的能量耗散于磁尾等离子体片中使等离子体加热和粒子加热，这些热等离子体和能量较高的粒子逃逸到近地空间使环电流增强和极光增亮，表现为磁层亚暴的特征．但是，在那些讨论中采用的是连续介质近似，试图将这些结果应用于无碰撞等离子体中，其具体的能量转换机制尚不清楚．在本文中，我们将快磁声波模式用于无碰撞等离子体的磁层亚暴过程．据等离子体物理学的理论可知，快磁声波在低 β 等离子体中传播时，衰减长度非常大；在 $\beta \simeq 1$ 的无碰撞等离子体中传播时，衰减长度非常小[8,9]．这种衰减是

本文 1983 年 6 月 22 日收到，1984 年 6 月 2 日收到二次修改稿．

由无碰撞等离子体的朗道阻尼所致. 将这个结论用于磁声波的磁层亚暴机制,可以得到类似的结果,从而把波动机制推广到无碰撞等离子体情形. 在下节中,将简单讨论磁声波的激发;第三节分析波动在磁尾中的传播和耗散;第四节试图论述这种机制与磁层亚暴的可能联系.

二、快磁声波的激发

文献[1]已经给出了由于太阳风的涨落在磁层内激发快磁声波机制的描述,在此仅作两点补充.

1. 根据动力论对磁层边界结构的研究,文献[10—14]在闭场模型中引用总压守恒关系式是合理的.

2. 涨落能流 ΔF 对激发快磁声波的主要贡献是其中的 $\rho_0(\boldsymbol{v}_0\cdot\boldsymbol{v}')\boldsymbol{v}'$ 这一项,其中 ρ_0、$\boldsymbol{v}_0$、$\boldsymbol{v}'$ 分别代表涨落时的平均密度、涨落时的平均速度和扰动速度. 因为所有的一阶项随时间平均消失,其它的二阶项或随时间的平均为零,或由于间断关系而无贡献. 根据总压守恒关系式可看出在磁层内由于太阳风动量的涨落可在磁层内造成平行于宁静磁场方向的扰动磁场,根据磁流体力学波动理论,这种扰动将激发快磁声波.

三、波动能量在磁层尾瓣和等离子体片中的耗散

在磁层尾瓣中,$\beta\ll 1$,而在等离子体中性片中 $\beta\gtrsim 1$. 下面的计算将说明正是由于这一宏观状态的差异导致波动能量在这两个区域中耗散的不同. 它表现为波动能量无耗散地穿过尺度较大的尾瓣而耗散在尺度较小的等离子体片中.

由文献[15]导出的朗道阻尼率的表达式为

$$\frac{\omega_i}{|\omega_r|}=\frac{\pi}{4}\frac{|\boldsymbol{B}_k|^2}{W}\left(\frac{k_\perp}{k}\right)^2\sum_\alpha N_\alpha m_\alpha\{\langle\mu_\alpha^2\rangle\mathscr{F}'_3 + \langle\mu_\alpha\rangle^2[|\xi_\alpha|^2\mathscr{F}'_1-2\mathrm{Re}(\xi_\alpha)\mathscr{F}'_2\},\tag{3.1}$$

其中 ω_r、ω_i 分别为复频率的实部和虚部,$\boldsymbol{B}_k$ 为快磁声波磁场振幅,N_α、m_α 分别为 α 成分粒子的数密度和粒子质量. 式中出现的记号分别定义为

$$\xi_\alpha=-\frac{e_\alpha E_z}{\langle\mu_\alpha\rangle\dfrac{\partial\boldsymbol{B}_k}{\partial z}},\tag{3.2a}$$

$$\langle\mu_\alpha\rangle=\int d^3p\,\frac{p_\perp^2}{2m_\alpha B_0}f_0^\alpha,\tag{3.2b}$$

$$\langle\mu_\alpha^2\rangle=\int d^3p\,\frac{p_\perp^4}{4m_\alpha^2B_0^2}f_0^\alpha,\tag{3.2c}$$

$$\mathscr{F}'_1=\int d^2p_\perp\,\frac{\partial f_0^\alpha}{\partial p_{/\!/}}\bigg|_{p_{/\!/}=m_\alpha\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}},\tag{3.2d}$$

$$\mathscr{F}'_2=\int d^2p_\perp\,\frac{p_\perp^2}{\langle p_\perp^2\rangle}\frac{\partial f_0^\alpha}{\partial p_{/\!/}}\bigg|_{p_{/\!/}=m_\alpha\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}},\tag{3.2e}$$

$$\mathscr{F}'_3=\int d^2p_\perp \frac{p_\perp^4}{\langle p_\perp^4\rangle}\frac{\partial f_0^\alpha}{\partial p_{/\!/}}\Big|_{p_{/\!/}=m_\alpha\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}}. \tag{3.2f}$$

而

$$W=\frac{|\boldsymbol{B}_k|^2}{8\pi}\left(1+\sum_\alpha \beta_\alpha\right)$$

是快磁声波波场的磁能密度，其中 $\beta_\alpha=8\pi p_{\perp\alpha}/B_0^2$。

设在基态下磁层尾瓣和等离子体片中的粒子遵从麦克斯韦分布，即

$$f_0^\alpha=(2\pi m_\alpha \kappa T_\alpha)^{-3/2}\exp\left\{-\frac{p^2}{2m_\alpha\kappa T_\alpha}\right\}.$$

代入（3.2b，c，d，e，f）得

$$\langle\mu_\alpha\rangle=\frac{\kappa T_\alpha}{B_0},\qquad \langle\mu_\alpha^2\rangle=2\frac{\kappa T_\alpha}{B_0},$$

$$\mathscr{F}'_1=\mathscr{F}'_2=\mathscr{F}'_3=-\frac{\omega_r/k_{/\!/}}{\kappa T_\alpha}\frac{1}{(2\pi m_\alpha\kappa T_\alpha)^{1/2}}\exp\left\{-\frac{m_\alpha\left(\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}\right)^2}{2\kappa T_\alpha}\right\}.$$

再代入(3.1)式，经过适当整理，得

$$\frac{\omega_i}{|\omega_r|}=-\frac{\sqrt{\pi}}{4}\frac{|\boldsymbol{B}_k|^2}{W}\left(\frac{k_\perp}{k}\right)^2\sum_\alpha\frac{N_\alpha\kappa T_\alpha}{B_0^2}\frac{\left|\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}\right|}{\left(\frac{2\kappa T_\alpha}{m_\alpha}\right)^{1/2}}\cdot$$

$$\times\exp\left\{-\frac{\left(\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}\right)^2}{\left(\frac{2\kappa T_\alpha}{m_\alpha}\right)}\right\}\cdot(1+|\xi_\alpha|^2-2\mathrm{Re}(\xi_\alpha)). \tag{3.3}$$

求解 ξ_α 需要解复杂的色散关系式．从 ξ_α 的表达式（3.2a），不难看出 ξ_α 是粒子所受电力与磁力之比[9]．由磁层尾瓣中的粒子状态，根据我们所取的基态分布函数 f_0，满足

$$\xi_\alpha=\pm 1^{[8]}.$$

对于阻尼起主要贡献的质子来说，$\xi_\alpha=-1$．磁层尾瓣和等离子体片中总满足 $T_e\ll T_p$，因 $N_e\sim N_p$，所以 $\beta_p\gg\beta_e$，于是(3.3)式成为

$$\frac{\omega_i}{|\omega_r|}\simeq-\frac{5\sqrt{\pi}}{4}\frac{\beta_p\sin^2\theta}{1+\beta_p}\frac{\left|\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}\right|}{\left(\frac{2\kappa T_\alpha}{m_\alpha}\right)^{1/2}}\cdot\exp\left\{-\frac{\left(\frac{\omega_r}{k_{/\!/}}\right)^2}{\left(\frac{2\kappa T_\alpha}{m_\alpha}\right)}\right\}. \tag{3.4}$$

在磁层尾瓣中，取 $B_0=10\gamma$，$T_p=10^4\mathrm{K}$，$n_p=0.1/\mathrm{cm}^3$，则 $\beta_p=3\times10^{-4}$．利用快磁声波的色散关系式[15]

$$\left(\frac{\omega}{kc}\right)^2=\frac{(B_0^2/4\pi)+2P_\perp-\frac{1}{4c^2}\sum_\alpha N_\alpha\langle p_\perp v_\perp^3\rangle}{P_\perp+\varepsilon+B_0^2/4\pi},$$

对低 β 有 $\omega_r/k=v_A$，v_A 为阿尔芬速度．取 v_A 平均值为 200 km/s，则

$$\frac{\omega_i}{|\omega_r|} = 6 \times 10^{-4} \cdot \frac{200}{B\cos\theta} \sin^2\theta \cdot \exp\left\{-\left(\frac{200}{B\cos\theta}\right)^2\right\},$$

可见 $|\omega_i/\omega_r| \to 0$. 因而我们可以认为任何频率成分的波都可以无耗散地穿过尾瓣.

在等离子体片中,取 $B_0 = 1\gamma$, $T_p = 10^5\mathrm{K}$, $n_p = 1/\mathrm{cm}^3$, 则

$$\beta_p = 8\pi n\kappa T_p/B_0^2 = 3.5,$$

利用色散关系有 $\omega/k \sim \sqrt{2\kappa T_\alpha/m_\alpha}$, 它和粒子的热速度是同量级的量,这表明波将受到强烈的阻尼. 由所给的参数得出下式

$$\left|\frac{\omega_i}{\omega_r}\right| \simeq 2.2 \sin^2\theta \frac{1}{|\cos\theta|} \exp\left(-\frac{1}{\cos^2\theta}\right).$$

不难求出它的极值为 0.17, 在较大的角度范围内保持在 0.1 左右.

特征衰减时间为

$$t \sim \frac{1}{|\omega_i|} = \left|\frac{\omega_r}{\omega_i}\right| \frac{1}{\omega_r}.$$

取 $|\omega_r/\omega_i| = 10$, 则 $t \sim 10T_0/2\pi$, 其中 T_0 是波的振动周期. 再取 $T_0 = 120$ 秒(对应于低频成分的波),则衰减长度为 $\omega_t/k = 7600$ 公里,它远小于等离子体片的厚度. 对高频成分的波其衰减长度将会更小,所以快磁声波将会全部耗散在等离子体片中. 这就证明了本文开始时我们所作的论述.

我们运用无碰撞等离子体波动理论,讨论了波能的耗散,其阻尼的机制是朗道阻尼,这是一种非热加速机制,它可以说明亚暴期间高能粒子产生的过程. 从计算中很容易看出阻尼率是和基态分布函数密切相关的. 由于等离子体在磁场中形成的磁化,因此采用的麦克斯韦分布不会对结果有太大的影响. 上述假设与在等离子体片中得到的观测事实大体一致,尽管在磁尾中粒子分布对热平衡态有偏离,但由于 $\beta \geqslant 1$ 这一基本特征,不会影响在上述假设下得到的结论.

四、磁层亚暴及讨论

磁层亚暴事件实际上是大量能量的转换事件,即需要寻求在几十分钟内将 10^{19} 尔格的能量从太阳风输送到磁层内的合理过程. 一旦在等离子体片中产生了高能粒子源,亚暴的各种典型形态即可获得解释. 本文在文献[1]的基础上,从无碰撞等离子体动力学理论出发,论证了太阳风涨落所激发的快磁声波几乎无耗散地传过磁尾,几乎全部耗散在等离子体片中,这就为高能粒子的产生提供了一种非热加速机制. 这个过程是持续进行的,平常波动能流值不大,高能粒子的逃逸和粒子的加速达到某种静态平衡,而当波动能流值增大时,会使大量的粒子被加热或加速到高能,进而产生多种多样的磁暴现象. 正如计算所表明的那样:

$$\omega/k \sim \sqrt{2\kappa T_p/m_p}.$$

ω_i 的角分布在 θ 为 $40°$ 左右时取极值, 这就是说快磁声波将强烈加热麦克斯韦分布尾巴中速度在

$$\omega/k_{\parallel} \simeq \omega/k\cos 40^\circ = 1.305\omega/k$$

附近的粒子. 这就改变了基态中的高能粒子的分布. 注意到 ω_i 在很大的角度范围内都具有较大的数值和波动能流分布在空间大尺度上的近似平面性，不难看出粒子将被持续加速到很高的能量.

本文着重强调了太阳风动量的涨落对亚暴的影响，不少事例表明，有些具有较大动量状态的太阳风并未产生磁暴，因此大的太阳风平均动量是容易产生亚暴的一个条件，但这个条件并不充分，只有在出现大的太阳风涨落动量时，才会有亚暴发生，特别是太阳风的涨落变化使波动能流也会不时地变化，这引起等离子体片中的物理量也会产生迅速而有限的涨落，这些特征与卫星观测的结果是一致的.

在磁尾等离子体片中，有些高能粒子，人们时常设想它们是经过磁尾透进来的. 我们这里的分析提供了另外一种解释，即由于太阳风动量涨落传递到磁尾等离子体片中，使那里的粒子加速，这些粒子也可能不是太阳风起源的.

从磁层的形态看，这里所讨论的机制既可用闭场模型，也可用开场模型. 当然，对波动传播方向与磁场的夹角有一些限制. 在多数情况下，我们的计算是适用的.

最后应该指出，本文的计算是在许多近似假设条件下进行的. 譬如，我们采用了均匀磁场及无界空间的公式，采用这些近似主要是基于数学上的简化. 所以，本文所给出的结果应该理解为某种定性的估计. 放弃这些近似条件完整地讨论有界区域和非均匀场中的波动传播，这在理论上还是一个有待于进一步探索的困难课题.

参　考　文　献

[1] 胡文瑞，太阳风湍流和磁层亚暴的一种机制，地球物理学报，**23**，246，1980.

[2] Axford, W. I., Magnetic storm effects associated with the tail of magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, **7**, 149, 1967.

[3] Schindler, K., A theory of the substorm mechanism, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2803, 1974.

[4] Schindler, K., Plasma and field in magnetosphere tail, *Space Science*, **17**, **589**, 1975.

[5] Akasofu, S. I., Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, **28**, 121, 1981.

[6] 胡文瑞，阿尔芬涨落与地球磁层亚暴，地球物理学报，**24**，279，1981.

[7] Hu, W. R., The mechanism of magnetospheric substorm and the MHD waves of the solar wind, *Planet. Space Sci.*, **29**, 695, 1981.

[8] Barnes, A., Stochastic electron heating and hydromagnetic wave damping, *Phys. Fluids*, **10**, 2427, 1967.

[9] Barnes, A., Quasilinear theory of hydromagnetic waves in collisionless plasma, *Phys. Fluids*, **11**, 2644, 1968.

[10] Ferraro, V. C. A., On the theory of first phase of a geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **57**, 15, 1952.

[11] Grad, H., Boundary layer between a plasma and a magnetic field, *Phys. Fluids*, **4**, 1366, 1961.

[12] Davies, C. M., The structure of the magnetopause, *Planet. Space Sci.*, **17**, 333, 1969.

[13] Parker, E. N., Confinement of a magnetic field by a beam of ions, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2315, 1967.

[14] Su, S. Y., Sonnerrup, B. U. O., On the equilibrium of the magnetopause current at layer, *J. Geophys. Res.*, **76**, 5181, 1971.

[15] Barnes, A. and Scargle, J. D., Collisionless damping of hydromagnetic waves in relativistic plasma. I. Weak Laudau damping; Heating of the crab nebula, *Astrophys. J.*, **184**, 251, 1973.

THE MECHANISM OF MHD WAVES FOR MAGNETOSPHERIC SUBSTORM

LONG HUI XU NAI-HUAI HU WEN-RUI
(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

In the present paper, the mechanism of magnetospheric substorm which is produced by the energy transportation from the fluctuation kinetic energy of solar wind is extended to the case of collisionless plasma process. The fluctuations of solar wind quantities at the magnetopause excite the compressed Alfvèn waves, which propagate through the collisionless plasma in the tail of magnetosphere. There is the condition $\beta \ll 1$ in the tail lobe and $\beta \gtrsim 1$ in the plasma sheet, where β is the ratio of plasma pressure and magnetic pressure. Hence, the fast magnetosonic waves dissipate very little in the tail lobe and decay rapidly in the plasma sheet, where the wave energies are converted into heat and kinetic energy of the particles. It is shown also that the energy particles in the plasma sheet may be produced by the dissipation of the energy from solar wind and are not necessarily originated from the solar wind directly.