

阿尔文涨落与地球磁层亚暴

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

摘 要

本文讨论了一种地球磁层的亚暴机制。当行星际磁场有大的南向分量时,磁层的位形可由基本闭式转变为开式。磁鞘中的阿尔文波可以携带超过 10^{18} 尔格/秒的能流传入磁层尾部,并将能量耗散于等离子体片中。等离子体片中的粒子被加热和加速后,注入近地空间,产生环电流和极区亚暴。计算了剪切流场中阿尔文波的传播过程,以及磁层中阿尔文波的耗散。将本文的结算与[4]中的结果合在一起,可以说明当行星际磁场转向南时,容易发生地球磁层亚暴,但这两者并非一一对应的关系,行星际磁场没有南向分量时也可以发生地球磁层亚暴。

一、前 言

太阳对流区中的湍流可以激发声波或磁流体力学波,使太阳大气加热以致于提供太阳耀斑所需的能量,产生太阳耀斑爆发^[1]。类似地,地球磁层的磁鞘中等离子体也处于湍流状态,那里各种参量的涨落所激发的波动也能传到磁尾中,提供亚暴所需的能量。

在地球附近的太阳风中,存在着阿尔文涨落,近年来从观测和理论上进行了大量的分析和研究^[2]。观测也发现,地球磁鞘中存在着磁声波模式,其功率谱的峰值周期约为300秒^[3]。这些波动能流可以通过磁层边界传到磁层内部。对于闭合的磁层模型,快磁声波可以传到磁层尾,使等离子体片中的粒子被加热和加速,并爆发磁层亚暴^[4]。对于开磁场位形,阿尔文波的能流可以沿磁力线传到磁层尾部,提供磁层亚暴的能量。

观测发现,行星际磁场出现大的南向分量与发生地球磁层亚暴之间有很好的相关性,但是这种关联并非一一对应。行星际磁场出现大的南向分量会影响到磁层的形态。可以设想,当地球附近行星际磁场的南向分量较大时,磁层边界会存在不太小的法向磁场分量,磁层的位形是开的;而当行星际磁场的南向分量较小或行星际磁场主要是北向分量时,磁层边界的法向磁场分量很小,磁层位形基本是闭合的。这样,磁鞘中激发的磁声波能量传入磁尾提供了一种闭磁层位形时的亚暴机制^[4]。这里将讨论阿尔文波能流传入磁尾可提供一种开磁层位形的亚暴机制。

二、开磁层时的能流

开场位形的提出是与行星际磁场有大的南向分量相关的,在亚太阳点附近出现磁力

本文1980年10月15日收到。

线合并, Russel 和 McPherron 考虑到这种能流的传递过程, 提出了一种磁层亚暴机制^[5]. 最近, Perreault 和 Akasofu 统计地分析了地球磁层亚暴与太阳风——磁层能量耦合函数之间的相关性^[6]. 进而, 甘如石和李罗全证明这个耦合函数大体上就是开磁层位形磁力线重联过程的太阳风发电机能量^[7].

一般认为, 磁层亚暴的能量是从磁尾释放出来的. 如果亚暴能量由磁层顶头部的磁场合并而来, 就必须有某种使能量从头部传向尾部的机制. 事实上, 磁层鞘中的能流也可以进入磁层中. 在理想等离子体中, 波印亭能流为

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{B}. \quad (2.1)$$

对于闭磁层结构, 磁鞘中的磁场和速度在磁层边界处互相平行, 那里的波印亭能流为零. 这时, 涨落场的波动能流可以传到磁尾中^[4]. 对于开磁层结构, 磁层边界处的 B_n 非零, 有波印亭能流通过磁层边界. 考虑如图 1 的开场位形. 在北半部磁层边界有波印亭能流流入磁层, 而在南半部有能流流出. 沿 z 轴方向的波印亭能流为

$$\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{e}_z = \frac{vB^2}{4\pi} \sin \alpha \cdot \sin \beta. \quad (2.2)$$

其中 α 为 \mathbf{v} , \mathbf{B} 的夹角, 而 β 为 (\mathbf{v}, \mathbf{B}) 平面中 \mathbf{B} 的垂直线与 z 轴的夹角. 利用图 2 的关系可以得到

$$\sin \alpha = \cos \Psi \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \Psi \cdot \sin^2 \varphi} = \frac{\cos \Psi}{\cos \theta},$$

$$\sin \beta = \frac{1}{\sin \Psi \cos \varphi} \sqrt{\sin^2 \Psi \cos^2 \varphi - \left(1 + \sin^2 \Psi \cos^2 \varphi - \frac{\cos^2 \Psi}{\cos^2 \theta}\right)^2}.$$

将上述关系代入(2.2)式, 得到

$$\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{e}_z = \frac{vB^2}{4\pi} \frac{\tan \theta \cos^3 \Psi}{\sqrt{\cos^2 \Psi - \cos^2 \theta (\sin^2 \Psi + \cos^4 \Psi)}}. \quad (2.3)$$

对磁层边界积分, 就得到流入磁层中的能流. 如果南北磁鞘中速度和磁场的大小相等并有平行位形, 则流入磁尾的净能流为零.

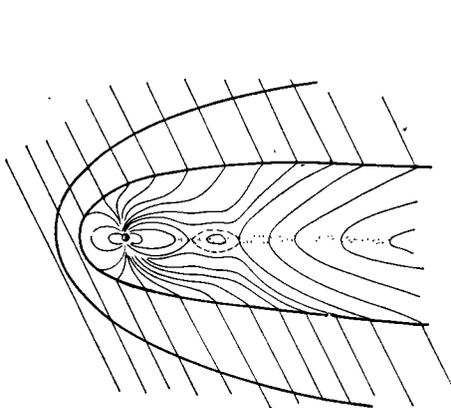


图 1 地球磁层位形的示意图. 其中行星际磁场与尾场联接

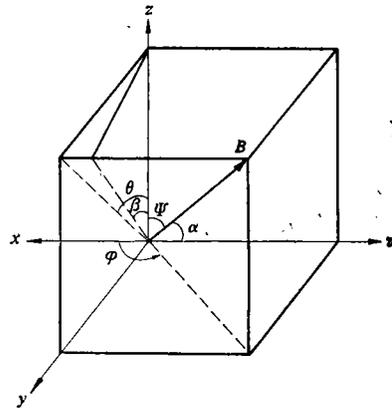


图 2

再讨论波动能流。感应电场为

$$\mathbf{E}_1 = \frac{-\dot{\mathbf{1}}}{c} (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1). \quad (2.4)$$

其中 \mathbf{v}_1 和 \mathbf{B}_1 为扰动速度和扰动磁场。阿尔文涨落满足关系

$$\mathbf{v}_1 = \mp \frac{\mathbf{B}_1}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (2.5)$$

由此得到阿尔文波动能流为

$$\epsilon_A = -\rho \mathbf{v}_1 \times \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \right) \times \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (2.6)$$

考虑到磁鞘后有 $|\mathbf{v}| \gg \left| \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \right|$, 则

$$\epsilon_A \simeq -\rho (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{v}) \times \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (2.7)$$

假设磁鞘中的数密度 $n \simeq 10/\text{厘米}^3$, 流速 $v = 400$ 公里/秒, 磁场 $B \simeq 5$ 伽, 扰动速度的大小 $v_1 \simeq 0.1v$, 则平均能流 ϵ_A 的量级为

$$\epsilon_A = 10^{-2} \text{尔格/厘米}^2 \cdot \text{秒}. \quad (2.8)$$

(2.8) 式的准确值与磁场 \mathbf{B} 与速度 \mathbf{v} 的夹角有关。在闭场时, 磁鞘中的磁场与磁层中的磁场互相不联结, 磁鞘中阿尔文波动的能流不能传入磁层中。取磁层尾直径 $d \simeq 20R_E$, 长度 $50R_E$ 的一段面积, 利用(2.8)式可估计通过这一段能量约为

$$\epsilon_A \cdot \pi d \cdot 50R_E \simeq 4 \times 10^{17} \text{ 尔格/秒}. \quad (2.9)$$

这样大的能流量就相当于亚暴过程中所需要的能流量。由于阿尔文涨落的扰动场是横向的, 横向扰动速度 \mathbf{v}_1 的大小比南北分量的涨落速度要大得多, 实际的阿尔文波能流也就比(2.8)式给出的能流值要大。这时, 相应于(2.9)式的能量可以超过 10^{18} 尔格/秒, 与大的磁层亚暴的能流耗散量相当。

这样, 我们就可以给出另一种磁层亚暴的机制。在正常情况下, 行星际磁场没有显著的南向分量, 磁层位形大体是闭式的, 磁鞘中的阿尔文波动能流基本不流入磁层内部。当行星际磁场有一个大的南向分量时, 磁层的位形开始从闭式变为开式, 阿尔文波可以沿磁力线从磁鞘传入磁层尾部, 携带着足够的能量, 并耗散在磁尾中, 表现为磁层亚暴。磁层亚暴的这种过程要求有一个大的行星际磁场的南向分量使磁层为开场位形, 同时还要求开场位形要持续足够长的时间。磁层亚暴的大小程度则取决于磁鞘中的太阳风数密度、流速、磁场、扰动速度, 以及它们之间的相对角度。当行星际磁场有一个大的南向分量时, 若磁层位形是开式, 可用阿尔文波能流解释亚暴过程。如果行星际磁场有南向分量而磁层仍基本为闭式, 或者行星际磁场没有大的南向分量磁层为闭式时, 快磁声波能流传入磁尾可以解释亚暴的过程^[4]。这样, 利用波动过程就可以给亚暴过程提供一种可能的机制, 而这些波是确实存在于太阳风等离子体中的。

三、阿尔文波在剪切流场中的传播

在磁层尾部速度很小,阿尔文波沿磁力线传播.但在磁层幔中和磁鞘中,等离子体流动速度都很大,需要讨论阿尔文波的传播过程.

为了简单,取直角坐标系.假设基态的流场和磁场都是分层的,即

$$\mathbf{v}_0 = (v_{x0}(z), 0, v_{z0}), \quad \mathbf{B}_0 = (B_{x0}(z), 0, B_{z0}(z)). \quad (3.1)$$

其中 v_{x0} 为常数.由磁场无源可得到 $B_{x0} = \text{常数}$.近似地认为基态密度 ρ_0 为常数,由动量守恒关系得到

$$\rho_0 v_{z0} \frac{dv_{x0}}{dz} = \frac{B_{x0}}{4\pi} \frac{dB_{x0}}{dz}, \quad (3.2)$$

$$\frac{dp_0}{dz} = -\frac{B_{x0}}{4\pi} \frac{dB_{x0}}{dz}. \quad (3.3)$$

由(3.2)和(3.3)不难得到两个动量积分关系:

$$\rho_0 v_{z0} v_{x0}(z) - \frac{B_{x0}^2}{4\pi} B_{x0}(z) = C_1, \quad (3.4)$$

$$p_0(z) + \frac{B_{x0}^2(z)}{8\pi} = C_2. \quad (3.5)$$

其中 C_1, C_2 为积分常数.

考虑扰动量的关系,记

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1, \quad p = p_0 + p_1.$$

线性化的扰动方程为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) + \nabla \cdot (\rho_1 \mathbf{v}_0) = 0, \end{array} \right. \quad (3.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 \left[\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_0 + (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 \right] + \rho_1 v_{z0} \frac{d\mathbf{v}}{dz} \\ = -\nabla p_1 + \frac{1}{4\pi} [(\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{b} + (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0], \end{array} \right. \quad (3.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{b}) + \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0), \end{array} \right. \quad (3.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \end{array} \right. \quad (3.9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = p_1(\rho_1, \rho_0). \end{array} \right. \quad (3.10)$$

因为速度与磁场的基态位于 (x, z) 平面中,阿尔文涨落只需要讨论 y 分量 b_y, v_{y1} . 它们的方程为

$$\frac{\partial b_y}{\partial t} + v_{x0} \frac{\partial b_y}{\partial x} + v_{z0} \frac{\partial b_y}{\partial z} = B_{x0} \frac{\partial v_{y1}}{\partial x} + B_{z0} \frac{\partial v_{y1}}{\partial z}, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial v_{y1}}{\partial t} + v_{x0} \frac{\partial v_{y1}}{\partial x} + v_{z0} \frac{\partial v_{y1}}{\partial z} = \frac{1}{4\pi\rho_0} \left(B_{x0} \frac{\partial b_y}{\partial x} + B_{z0} \frac{\partial b_y}{\partial z} \right). \quad (3.12)$$

上式中左端为沿基态流线的物质微商,右端为沿基态磁力线的梯度.它们可以导出

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{Db_y}{Dt} \right) = \frac{1}{4\pi\rho_0} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) [(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) b_y]. \quad (3.13)$$

其中将物质微商记为

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_{x0} \frac{\partial}{\partial x} + v_{z0} \frac{\partial}{\partial z}.$$

将 $b_y(t, \mathbf{r})$ 展开为波谱, 即

$$b_y(t, \mathbf{r}) = \sum_n \hat{b}_y \exp[i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r})], \quad (3.14)$$

代入基本方程(3.13)就得到分量关系

$$(\omega_n - \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{v}_0)^2 = \frac{(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k})^2}{4\pi\rho_0} + ik_x \left[v_{z0} \frac{dv_{z0}}{dz} - \frac{B_{z0}}{4\pi} \frac{dB_{z0}}{dz} \right]. \quad (3.15)$$

考虑到基态关系(3.2), 上式即给出阿尔文波的色散关系

$$(\omega_n - \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{v}_0)^2 = \frac{(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k})^2}{4\pi\rho_0}, \quad (3.16)$$

或者

$$\frac{\omega_n}{k_n} = \mathbf{k}_n^0 \cdot \mathbf{v}_0 \pm \frac{B_{0n}}{\sqrt{4\pi\rho_0}}. \quad (3.17)$$

其中 \mathbf{k}_n^0 为单位波矢量。(3.17)表明, 在剪切流场中, 阿尔文波相对于流场以法向阿尔文速度 $B_{0n}/\sqrt{4\pi\rho_0}$ 传播。

上述分析用到磁层结构中, 太阳风速度相应于磁鞘中的 $v_{x0}(z)$, 在磁层幔中等离子体速度约 100 公里/秒, 而在磁尾中的 $v_{x0} \approx 0$ 。根据(3.4)式, 尾场中的磁场 $B_{z0}(z)$ 要比幔和磁鞘中的磁场要强。这与观测的特征是一致的^[8]。由阿尔文波的分析, 磁鞘中的阿尔文波可以沿着开场位形, 穿过磁层幔而传到磁尾中。这就为开磁层位形内提供了太阳风中的阿尔文波的能量。

四、阿尔文波的耗散

阿尔文波在磁尾中传播时会由于焦耳效应或由于碰撞过程引起的阻尼过程而耗散。这里讨论有限电阻和粘性效应产生的耗散过程。对于均匀介质, 阿尔文波沿磁场方向传播时的典型衰减长度 ζ 为^[9]

$$\zeta = \frac{v_A^3}{4\pi^2 v^2 \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} + \frac{\mu}{\rho} \right)}. \quad (4.1)$$

其中 c 为光速, σ 和 μ 为介质的电导率和粘性系数, ν 为波的频率。事实上, 在磁层尾部总有关系

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \ll \frac{\mu}{\rho}. \quad (4.2)$$

所以, 阿尔文波的耗散以粘性效应为主, 即

$$\zeta \approx \frac{v_A^3}{4\pi^2 v^2 \left(\frac{\mu}{\rho} \right)}. \quad (4.3)$$

在等离子体片中, 由于磁场弱而等离子体的数密度较高, 所以阿尔文速度较小. 由(4.3)看出, 那里的衰减长度较小. 反之, 磁尾的阿尔文速度较大, 因而衰减长度很大.

粗略地估计, 运动学粘性系数与平均分子自由程和声速的乘积相当, 即

$$\frac{\mu}{\rho} \simeq \lambda \cdot a \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2 n_0}} \cdot \sqrt{rRT}. \quad (4.4)$$

其中 σ_1 为原子的平均半径. 在等离子体片中, $n_0 \simeq 0.1-1/\text{厘米}^3$, $T \simeq 10^7 \text{K}$; 在磁尾中, 取 $n_0 \simeq 0.01/\text{厘米}^3$, $T \simeq 10^5 \text{K}$. 考虑到 $\sigma_1 \simeq 2.3 \times 10^{-8}$ 厘米, 不难得到运动粘性系数的量级分别为

$$\begin{cases} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{尾}} \simeq 4 \times 10^{15} \text{厘米}^2/\text{秒}, \\ \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{片}} = 4 \times 10^{14} \text{厘米}^2/\text{秒}. \end{cases} \quad (4.5)$$

取磁尾的磁场强度为 10 伽偶, 等离子体片中的磁场为 0.5 伽偶, 则阿尔文速度分别为

$$\begin{cases} (v_A)_{\text{尾}} \simeq 10^8 \text{厘米}/\text{秒} \\ (v_A)_{\text{片}} \simeq 10^6 \text{厘米}/\text{秒}. \end{cases} \quad (4.6)$$

将(4.5)和(4.6)的结果代入(4.4)式, 若取 $\nu = \frac{1}{300}$ 秒, 就导出阿尔文波衰减的特征长度

$$\begin{cases} \zeta_{\text{尾}} \simeq 10^{12} \text{厘米} \simeq 10^3 R_E, \\ \zeta_{\text{片}} \simeq 10^7 \text{厘米} \simeq 10^{-2} R_E. \end{cases} \quad (4.7)$$

(4.7)式计算结果表明, 磁鞘中的阿尔文波携带能流传入磁层的尾部以后, 在磁尾中传播时基本上不耗散, 而在等离子体片中传播时, 则很快地耗散.

从图 1 的磁层开场位形还可以看出, 尾部的一部分阿尔文波能流还可以沿着磁力线传到极区上空. 在那里必须考虑中性原子与离子之间的碰撞效应, 这种机制使阿尔文波很快衰减, 使极区加热.

五、磁层亚暴过程

当行星际磁场有一个大的南向分量时, 地球磁层位形可能从基本为闭式的位形调整为开式的位形. 不少人讨论过磁层头部的合并过程. 在磁层尾部, 磁鞘中的阿尔文波可以沿着开场磁力线将能量传入磁层. 阿尔文波的能量一部分传到极区, 使极区的粒子加热; 大部分波动能量传到磁尾等离子体片中, 并在那里耗散. 等离子体片中的波能耗散后, 使片中的等离子体加热. 这种加热过程往往是局部的, 会激发各种波动, 使等离子体片中的参数在亚暴前后涨落增大. 类似于[4]的过程, 等离子体片中波阵面的碰撞相当于许多磁镜对的碰撞, 其中的粒子可由费米机制而加速. 这些热的和加速了的粒子沿等离子体片逃逸到近地空间形成环电流, 或者注入极区形成极光和极区亚暴过程. 这就是一个磁层亚暴过程.

根据这种解释, 亚暴并没有一个储存能量的过程. 当行星际磁场转向南时, 磁层位形调整到开式有一个弛豫时间. 磁层的典型尺度为 $15 R_E$, 如果调整速度为 100 公里/秒, 则

弛豫时间大约为

$$T_1 \approx 10^3 \text{ 秒}. \quad (5.1)$$

阿尔文波从磁层边界传到等离子体片中的时间大致可以估计为

$$T_2 = \int_0^{z_0} \frac{dz}{v_A} \approx 10^3 \text{ 秒}. \quad (5.2)$$

因此,当行星际磁场转向南以后半小时左右, 10^{18} 尔格/秒的波动能量就可以持续地传到等离子体片中. 这个时间序列与观测特征一致. 等离子体片中声波的典型值为 2×10^2 公里/秒,从距地球 $30R_E$ 处粒子流以声速传到近地空间的典型时间为

$$T_3 \approx \frac{30R_E}{2 \times 10^2 \text{ 公里/秒}} \approx 10^3 \text{ 秒}. \quad (5.3)$$

这时,环电流增强,电射流增强,表现为亚暴的膨胀相. 以后,随着行星际南向磁场分量减弱和消失,阿尔文波的能量也就不再大量传入磁层中,亚暴过程出现恢复到正常的位相. 由此定性地描述了磁层亚暴的整个时间序列.

应该指出,即使在开磁层位形时,磁鞘中的磁声波也能传到磁层中. 所以,在[4]中给出的亚暴过程同样存在于开场位形中. 但是,从能流的量级估计可知,阿尔文波的能量一般要超过磁声波的能流. 这也就说明了,当行星际磁场有大的南向分量时,容易发生磁层亚暴. 当然,这两者并不是一一对应的;在行星际磁场南向分量为零时,也会发生磁层亚暴.

还要强调的是,发生磁层亚暴不仅取决于瞬时波印亨能流的大小,而且还决定于南向行星际磁场分量的持续时间. 瞬时能流的密度较大,若不能持续较长的时间,也不足以提供亚暴过程所需的能量. 定性可写出一个判据为

$$a \int_0^T \mathbf{e}_A \cdot \mathbf{e}_z dt > 10^{21} - 10^{22} \text{ 尔格}. \quad (5.4)$$

上式中 a 为有效系数,它小于 1; 右端为一次地球磁层亚暴所需的能量;而 T 为存在大的行星际磁场南向分量的持续时间. 可以预计,(5.4)式的左端量与 AE 指数之间可能有某种统计的相关关系.

参 考 文 献

- [1] 胡文瑞,太阳耀斑的级联爆发理论,科学通报, Vol. 26, No. 9, 1981.
- [2] Belcher, J., Davis, L., Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, 3534, 1971.
- [3] Fairfield, D. H., et al., Magnetic Field Fluctuations in the Earth's Magnetosphere, NASA TM X-63825, 1971.
- [4] 胡文瑞,太阳风湍流和磁层亚暴的一种机制,地球物理学报, Vol. 23, 245, 1980.
- [5] Russel, C. T., McPherron, R. L., The magnetotail and substorms, *Space Science Rev.*, Vol. 15, 205, 1973.
- [6] Perreault, P., Akasofu, S.-I., A study of geomagnetic storm, *Geophys. J. RAS*, Vol. 54, 547, 1978.
- [7] Kan, J. R., Lee, L. C., Energy coupling function and solar wind magnetosphere dynamo, *Geophys. Res. Letter.*, Vol. 6, 577, 1979.
- [8] Rosenbauer, H., et al., Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: the plasma mantle, *J. Geophys. Res.*, Vol. 80, 2723, 1975.
- [9] Osterbrock, D. E., The heating of the solar chromosphere, plages, and corona by MHD waves, *Astrophys. J.*, Vol. 134, 347, 1961.

ALFVÉN FLUCTUATION AND THE EARTH'S MAGNETOSPHERIC SUBSTORM

HU WEN-RUI

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

In this paper, a mechanism of the earth's magnetospheric substorm is discussed. The magnetospheric configuration is converted from the nearly closed one into an open one, when the IMF has a large southward component. The Alfvén waves with energy greater than 10^{18} ergs/sec can pass through from the magnetosheath into the magnetotail, and the wave energy is dissipated in the plasma sheet. The particles are heated and accelerated in the plasma sheet, and then injected into the near earth space, and produce the ring current and auroral substorm. The propagation process of the Alfvén wave in a shear velocity field is calculated, and the dissipation of Alfvén waves in the magnetosphere is given.

Using the results of this paper and the results of [4] we can explain the phenomena that the substorm is easy to appear when the IMF turn to south. But the substorm does not correspond to the IMF turning south uniquely; the substorm can be produced even if the IMF is directed to north.