磁层亚暴膨胀相的近地触发模型*

濮祖荫 付绥燕 李尧亭 陈祖幸
(北京大学地球物理系，100871)
刘 振 兴
(中国科学院空间科学与应用研究中心)
A. Korth G. Kremser
(*Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau, Germany*)

摘 要

本文指出现有亚暴的中性线模型其源区在赤道面上离地球太远;以 GEOS-2 的观测资料为依据,提出了亚暴膨胀相的一个近地触发模型——气球模不稳定性模型. 该模型认为,在增长相期间到达 $R\approx(6-10)\ R_E$ 的近地等离子体片内边缘区，出现指向地球方向的离子压强梯度,越尾电流强度增大,磁力线向磁尾拉伸. 当等离子体片变薄,电子沉降增强,极光带电离层电导率骤增时,气球模不稳定性在近地等离子体片内边缘区被激发,场向电流急剧增大，导致越尾电流崩塌和亚暴电流体系的形成,从而触发膨胀相. 与 GEOS-2 观测资料的进一步比较表明,膨胀相的许多特性均与本模型的预测相符.

关键词 磁层亚暴,近地等离子体片,气球模不稳定性

一、引 言

磁层亚暴是磁层-电离层-热层系统最重要的能量传输事件.它发生在地球的夜晚面,其装卸载过程可划分为增长相、膨胀相和恢复相三个阶段[1-3]. 在增长相期间，近地等离子体片内边缘可侵入到同步高度 ($R = 6.6R_E$, R 为地心距离，R_E 为地球半径)附近，磁场位形向磁尾方向拉伸[4]. 膨胀相开始时极光椭圆带低纬端极光弧突然起辉,地面中、高纬区有 P_i2 脉动爆发. 随后极光北移，极光带电急流可反复增强，每一次增强均伴随 P_i2 脉动和西向涌浪出现[2,3]; 同时夜面近磁层的磁场迅速向偶极子位形转化，同步轨道热等离子体突增[5]. 从首次 P_i2 突发到极光弧达到最高纬度这段时间称为膨胀相[2,3]. McPherron 等[6]提出,膨胀相期间等离子体片电流中断,越尾电流沿磁力线东侧进入电离层，再由西侧返回磁尾，形成所谓"劈电流体系". 膨胀相的这一形态学模型已被观测证实[7,8]. 图 1 为该电流体系的示意图.

关于膨胀相触发机制的研究主要是探索亚暴劈电流体系的形成机理. 多年来最流行

本文于 1991 年 6 月 4 日收到. 1993 年 8 月21日收到修改稿.
* 国家自然科学基金重大项目资助项目.

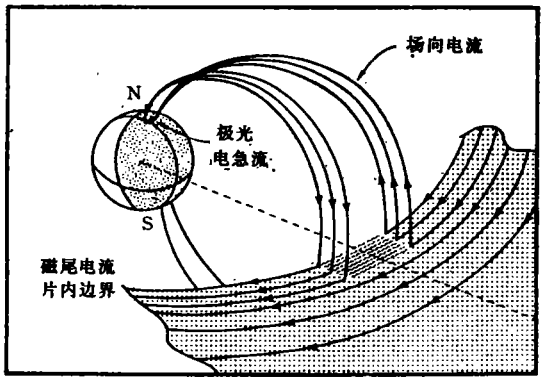


图 1　磁层亚暴劈电流体系模型

Fig. 1　The current wedge model at the substorm expansion phase onset

的理论是“中性线模型”[9-11]。该理论认为 $R=(15—25)R_E$ 处磁尾磁场重联是导致越尾电流中断和转向并引起等离子体加速的原因。近年来发现该模型与观测事实严重不符。首先，由极光椭圆带低纬端沿磁力线向上，在夜面磁赤道区对应同步高度附近，远低于$(15—25)R_E$。图 2 是我们按照 Tsyganenko 模型[12]画出的夏至时子夜面上交于地面南北纬 65° 的磁力线。横坐标为赤道地心距离，纵坐标为距赤道高度，单位为地球半径。由内到外 6 条磁力线分别对应 K_p 指数为 0、1、…5。显然触发膨胀相的源区远低于中性线模型的预测。其次，相当多的等离子体突增事件在能量上是非色散的[5]。这意味着粒子加速区离同步高度不远[13]。再者，有证据表明亚暴场向电流和 P_i 2 脉动均起源于同步高度附近[7,8]。此外，至今尚未直接观测到近地磁场重联。因而中性线模型面临着日益严峻的挑战[13-17]。

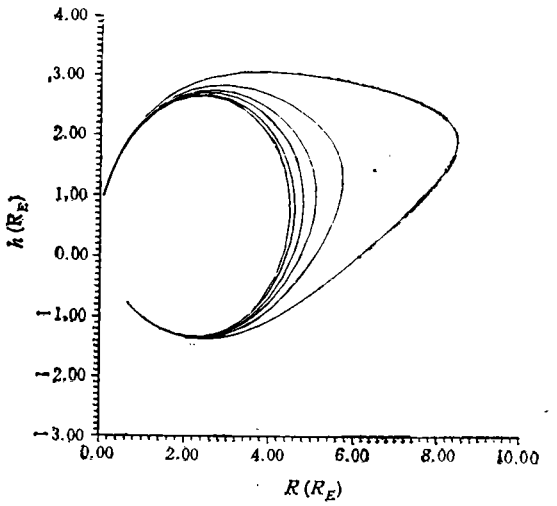


图 2　亚暴膨胀相触发时极光带低纬端上空磁力线

Fig. 2　Geomagnetic field lines above the low latitude part of the auroral ionosphere near midnight at the onset of substorm expansion phase

GEOS-2 是欧空局专门研究磁层的同步轨道科学卫星．我们对其资料进行过系统的分析[16,17]． 本文在此基础上提出一个磁层亚暴膨胀相的近磁尾气球模不稳定性触发模型，并与 GEOS-2 在膨胀相期间的观测作了对比．

二、亚暴膨胀相的近磁尾气球模不稳定性触发模型

表 1 列举了 GEOS-2 在子夜区观测到的 22 个孤立亚暴事件，其热电子突增均具有非能量色散的特征．膨胀相触发时刻用 P_i2 的起始时刻标识[16,17]． 设磁场对磁轴和磁赤道面具有对称性，则借助于 Quinn-McIlwain 模型可求得[17]

$$B/B_0 = \frac{1}{\cos^5\lambda}[1 + (2\tan\lambda + k\sin 4\lambda)^2]^{1/2}\exp\left[-\frac{k}{4}(1 - \cos 4\lambda)\right], \tag{1}$$

$$R_C = R_0/(3 + 4k),$$

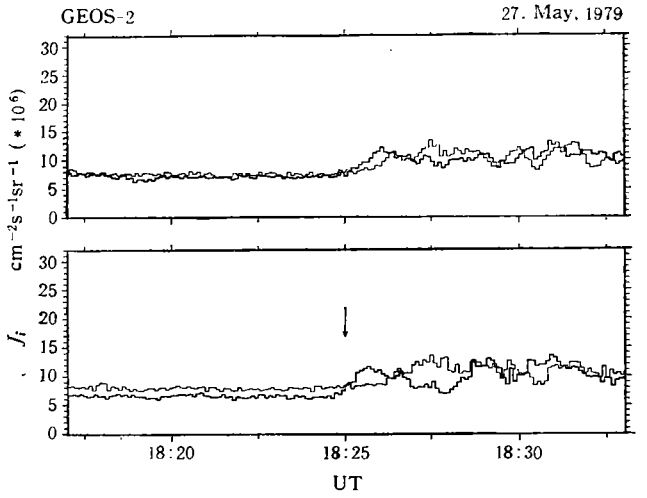
$$k = \left[\frac{V\cos\lambda + H\sin\lambda}{-V\sin\lambda + H\cos\lambda} - 2\tan\lambda\right] \Big/ \sin 4\lambda. \tag{3}$$

其中 λ 为磁纬，V 和 H 为磁轴径向和北向磁场分量的实测值，$B = (V^2 + H^2)^{1/2}$． $R_0 =$

表 1 22 个磁层亚暴事件

序号	日 期	P_i2 (哥廷根) UT	离子梯度 →0,UT	等离子体突增		
				电子 UT	离子 UT	电子 LT
1	Aug. 03, 1978	2322	2322	2322	2322	2322
2	Oct. 17, 1978	1948	1948	1948	1948	2218
3	Nov. 11, 1978	2009	2009	2010	2009	2240
4	Nov. 21, 1978	2059*	2059	2100	2059	2330
5	Nov. 26, 1978	1903	1903	1904	1904	2134
6	Dec. 04, 1978	1939	1939	1939	1939	2209
7	Jan. 22, 1979	1944	1945	1946	1945	2216
8	Jan. 25, 1979	2016	2017	2017	2017	2247
9	Jan. 26, 1979	1918	1918	1918	1918	2148
10	Jan. 27, 1979	2059	2059	2059	2059	2329
11	Feb. 06, 1979	2124	2124	2124	2124	2354
12	Feb. 18, 1979	2028	2028	2028	2028	2258
13	Feb. 26, 1979	2025	2025	2026	2026	2256
14	March 04, 1979	2235†	2236	2237	2236	0107
15	March 24, 1979	2012	2013	2013	2013	2243
16	March 25, 1979	1956	1956	1958	1956	2228
17	May 23, 1979	2028	2030	2035	2030	2305
18	May 27, 1979	1825	1825	1832	1825	2102
19	June 20, 1979	2021	2021	2021	2021	2251
20	July 03, 1979	2149	2150	2151	2151	0021
21	July 16, 1979	2059	2059	2103	2100	2309
22	July 27 1979	0039	0043	0046	0046	0206

* 波若克
† 索丹克依拉



J_I 单位为 $10^6 cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$ (J_I is measured in unit of 10^6 $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$)
箭头指示膨胀相开始 (The arrow indicates the begining of the expansion phase)

图 3　1979年 5 月27日亚暴期间高能离子积分通量

Fig. 3　The integral ion fluxes observed during the substorm of May 27, 1979.

$6.6R_E$, B_0 和 R_C 为磁力线与磁赤道交点处磁感应强度数值和磁力线的曲率半径. 参数 k 表征 $\boldsymbol{B}$ 偏离中心偶极子磁场的程度. 表 1 列出的膨胀相触发前夕 22 个事件的 R_C[17] 值，它们均远小于偶极磁场的曲率半径 $2.2R_E$，说明膨胀相前夕同步高度子夜区磁场明显偏离偶极场形态，磁力线向磁尾方向拉伸. 其次，GEOS-2 还探测到在增长相期间夜面同步轨道附近出现了很强的高能离子压强梯度[16,17]. 图 3 为一观测实例. 膨胀相前夕 $J_{IE} > J_{IT}$, J_I 为离子积分通量，E 和 T 分别代表引导中心位于卫星向地球 (和赤道)一侧及向磁尾(和高纬)一侧的离子；A 和 W 代表卫星的东侧和西侧. 由此可推算出在磁赤道面上离子的压强梯度指向地球方向，其特征尺度为[16,17]

$$L_{P0} \simeq [J_{IE} + J_{IT})/(J_{IE} - J_{IT})] \left(\frac{B}{B_0}\right) r_i. \tag{4}$$

r_i 为高能离子的平均回旋半径. 表 1 列出的22个亚暴膨胀相前夕的 L_{P0} 见[17]. 可知它们都远小于 $R_0/6.6$ (理想磁流体交换不稳定性的临界值). 再次，利用引导中心的刘维定理[18]可从微分通量的测量数据计算磁赤道平面带电粒子的 β 值:

$$\beta_{\alpha 0} = 2\mu_0 P_\alpha / B_0^2, \quad \alpha = i, e \tag{5}$$

计算表明 $\beta_{e0} \ll \beta_{i0}$. 22 个事件相应的 β_{i0} 值也列在表 1 中. 显然膨胀相触发时，$\beta_{i0} \gtrsim 1$. 值得强调指出的是，磁静日时，GEOS-2 未观测到有明显的离子压强梯度存在，且 $R_C > R_E$, $\beta_{i0} \ll 1$. 我们在前文中[17]指出，GEOS-2 观测到的同步高度磁场位形的“磁尾化”是因近地等离子体片的侵入和越尾电流增强引起的；膨胀相前夕，高能离子的压强梯度和磁张力之间接近平衡. 这种状态是不稳定的. 如果极区电离层的电导率由于某些原因突然升高，气球模不稳定性就会被激发，使近磁尾磁赤道附近在增长相期间积蓄的自由能迅速释放而触发磁亚暴.

依据上述观测事实，本文提出一个近磁尾亚暴膨胀相触发模型，要点如下:

1. 亚暴增长相期间近地等离子体片电流增强并侵入内磁层，其内边缘可到达 $R=(6-10)R_E$. 该内边缘附近高能离子受到压缩，形成一个过渡区，其中 P_i 和 β_i 增加，出现陡峭的指向地球方向的压强梯度，同时越尾电流增大，磁赤道附近磁力线向磁尾方向拉伸.

2. 增长相后期近地等离子体片急剧变薄，其内边缘附近电子沉降增强，导致极光带低纬端电离层电导率增高. 当后者超过某阈值时，气球模不稳定性在过渡区内激发，引起磁场扰动、粒子通量起伏和场向电流；极光电急流突增、劈电流体系接通，膨胀相开始.

3. 随着气球模不稳定性的发展，磁场和粒子通量扰动幅度增大，离子压强梯度变弱，越尾电流减小，场向电流和极光电急流剧增；带电粒子沉降到极光带电离层引起极光；磁场扰动传到电离层产生 P_i2 脉动. 伴随越尾电流减小，磁场位形向偶极子场转化，感生电场加速带电粒子，导致热等离子体注入事件的出现.

4. 由于气球模扰动区外侧磁场较弱，扰动区向磁尾方向移动和膨胀，极光活动向极光带高纬端移动. 另一方面，高能离子向西漂移，扰动向西传播，促使扰动区在向磁尾方向推移的同时，向西拱凸，其前沿处电子沿磁力线沉降，形成西向涌浪.

三、与观测比较和讨论

对 GEOS-2 观测资料的进一步分析为上述膨胀相触发模型提供了有力的支持.

1. 在理想的磁流体力学近似下由广义行波展开法可得到气球模不稳定性存在两个分支，其中 Alfven 型分支（ABM）的 β_0 值的范围为

$$\beta_1 < \beta_0 < \beta_2. \tag{5}$$

这里 $\beta_1 = k_{11}^2 L_{P0} R_C$，$\beta_2 = 2L_{P0}/R_C$，$k_{11}$ 为波矢沿磁力线的分量. 取 $k_{11}^2 \sim R_C^{-2}$，(5) 式可变化为

$$\beta_2/2 < \beta_0 < \beta_2. \tag{5'}$$

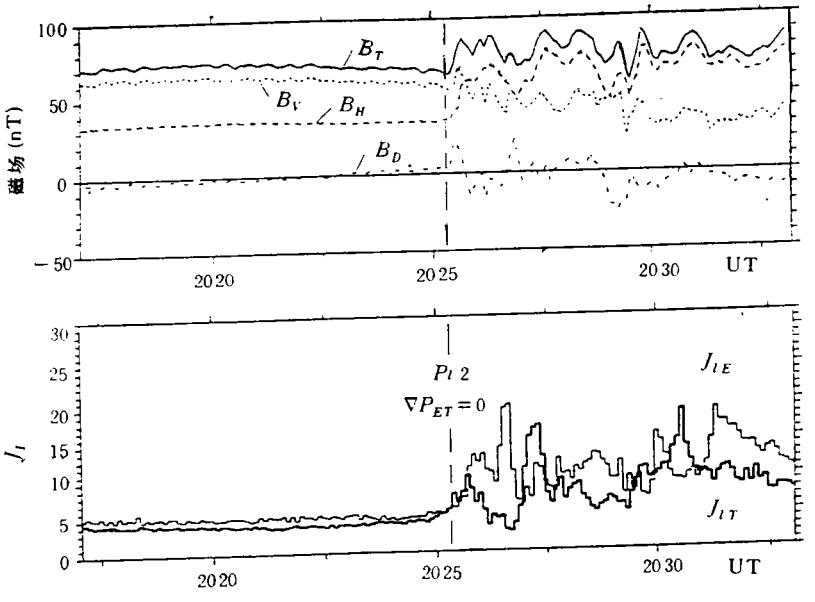
此外，若磁力线显著地向磁尾方向拉伸，β_0 也应满足

$$\beta_2 - 1 < \beta_0 < \beta_2. \tag{6}$$

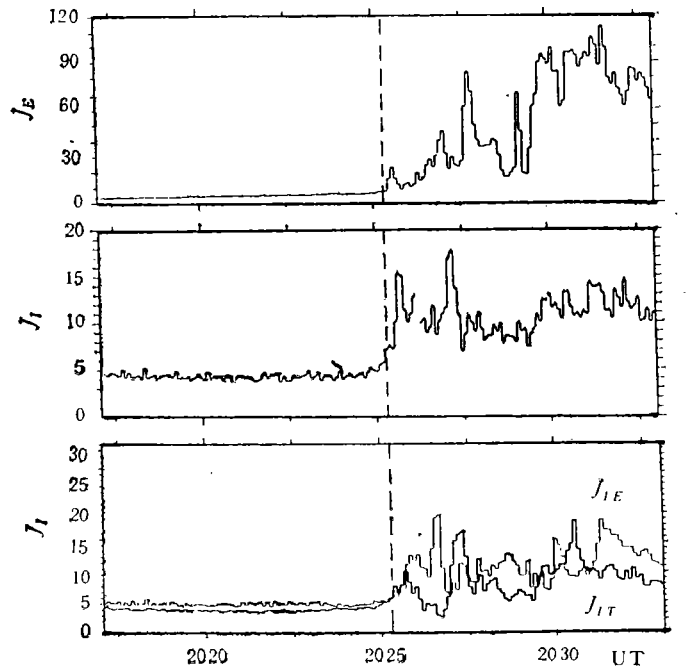
表 1 所列 22 个亚暴膨胀相前夕 β_0 均满足(5′)和(6).

2. 图 3 表明，膨胀相前夕高能离子梯度 ∇P_i 开始降低，膨胀相触发时 $\nabla P_i \to 0$，然后大幅度起伏. 22 个磁亚暴中大多如此. 少数 $\nabla P_i \to 0$ 比膨胀相触发晚 1—3 分钟. 气球模是由 ∇P_i 驱动的，随着 ABM 的发展，∇P_i 将减小. 显然观测事实与这一推断一致.

3. 膨胀相触发后，∇P_i 的东西分量和径向分量同时开始大幅度振荡. 统计分析显示，两者间无显著的相关性，表明高能离子分布具有湍动性，其特征尺度为 $(1.5-3)r_i$，比膨胀相前夕 $(10-15)r_i$ 明显减小. ∇P_i 的大幅度起伏不象是由 $R > 15R_E$ 以外的离子注入所形成的，因为能量分散引起的弥散效应将使这些“外来”离子的 L_{P0} 远大于 $(1.5-3)r_i$. 湍动源应在同步高度附近. 还需指出，GEOS-2 在绝大多数亚暴的膨胀相前都未观测到 ∇P_i 的东西分量；而后者的出现意味着有场向电流[19]；其大幅度起伏表明场向电流的方向在反复交替. 这与子夜区的观测相符[8]. 所有这些都可用本模型加以解释.



(a)



(b)

(a) 离子积分通量和磁场 (The integral ion fluxes measured and the magnetic field measured)
(b) 电子和离子积分通量(投掷角区间为 85°—95°)(The integral fluxes of electrons and ions with the pitch angle being 85°—95°) 虚线指示膨胀相开始 (The doted line indicates the begining of the expansion phase)

图 4　1979 年 2 月26日亚暴观测数据

Fig. 4　Substorm observations by GEOS-2 on Feb. 26. 1979

4. 图 4 给出 J_{IE}、J_{IT}、磁场各分量及 $B=(H^2+V^2+D^2)^{1/2}$ 和电子积分通量 J_E 的另一实测结果，其中 D 为 $\boldsymbol{B}$ 的东西分量，电子能量 $E>22$keV. 显然，V、D和H的明显变化都发生在 $\nabla P_i \to 0$ 之后；而后者可视为气球模发展到非线性阶段的标志. 越尾电流密度：

$$\boldsymbol{j}=\frac{\boldsymbol{B}\times\nabla P}{B^2}, \tag{7}$$

$P=P_i+P_e$. 因此，图 4 表明越尾电流减弱及磁场位形的偶极子场形态化是 ABM 非线性发展的结果. D的起伏与场向电流有关，因而后者也是 ABM 非线性发展的产物. 特别值得注意的是，V、D、H 的变化不是单调的，伴随有周期为 30 秒至 1 分钟的振荡，这更与本文模型的预测一致.

5. 由图 4 还看出，电子突增也发生在 $\nabla P_i \to 0$ 和大起伏开始以后；且 J_e 的增加也非单调过程. J_e的首次突增在H分量开始增加后便出现，说明与 $\partial H/\partial t>0$ 相关联的感生电场可能对电子加速有重要贡献，且热电子云并非先在远离同步高度的中磁尾区形成，然后再注入 GEOS-2 轨道的；加速区就在同步轨道附近. 这也与本文的主要论点相符.

在结束本文前应强调地指出以下几点：

1. 本文提出的模型以 GEOS-2 探测资料为依据，这不等于认为只有同步高度才是膨胀相的触发区. 近地等离子体片内边缘可侵入到 $(6\text{—}10)R_E$. 多数膨胀相的源区位于同步高度之外. AMPTE/CCE 在子夜 $R=8.8R_E$ 处发现 1985.6.1 亚暴的越尾电流崩塌区[20]. 这是一个尺度 $\lesssim 1R_E$ 的湍动区域，其中磁场和粒子通量随机变化；粒子加速很可能与感应电场密切相关.

2. 本文对膨胀相的中性线模型提出异议，但并不否认磁场重联可能在磁尾某处发生，并在亚暴发展过程中起重要作用. 不久前 Baker 和 McPherron 对中性线模型做了修正[21]，主张重联发生在增长相期间，是近地电流片电流增强和侵入内磁层的起因. 这一观点与本文的膨胀相近地触发模型不矛盾；而且磁场的反复重联和由此引起的近地电流片的反复增强与向内磁层的侵入，将导致电流片内边缘区 ABM 的多次激发，可为本文对膨胀相重复出现的解释提供依据.

3. 近地等离子体片在亚暴期间可能存在好几种不稳定性[13]，它们可以增加越尾电流区的反常电阻，导致越尾电流转向而触发膨胀相. 本文认为 ABM 是亚暴期间近地等离子体片内边缘区内最容易发生的一种不稳定性. 如果越尾电流足够强，其内边缘将成为磁场的极小区，交换型气球模也能被激发；进而，若存在反常电阻，气球模还可能产生磁岛，这是形成小尺度热等离子体结构的另一种可能的机制.

4. 本文没有深入研究亚暴期间带电粒子的加速过程和等离子体注入事件的形成机制. 然而，由本文提出的模型很自然地可引出如下推论：近地等离子体片内边界便是 McIlwain 提出的等离子体“注入边界”，同 Mauk 和 Meng 的结论[22]恰好一致.

参 考 文 献

[1] Mcpherron, R. L., *Rev. Geophys. & Space Phys.*, Vol. **17**, p. 657, 1979.

[2] Rostoker, G. et al., *Space Sci. Rew.*, Vol. **46**, p. 93, 1987.
[3] Rostoker, G. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **86**, p. 1663, 1981.
[4] Kaufmann, R. L., *J. Geophys. Res.*, Vol. **92**, p. 7471, 1987.
[5] Mauk, b. H. and C. I. Meng, *Phys. Scripta*, **T18**, p. 128, 1987.
[6] Mcpherron, R. L., C. T. Russell and M. P. Aubry, *J. Geophys. Res.*, Vol. **78**, p. 3131, 1973.
[7] Barfield, J. N. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **91**, p. 4393, 1986.
[8] Nagai, T. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **92**, p. 2425, 1987.
[9] Hones, E. W. Jr., *Space Sci. Rew.*, Vol. **23**, p. 393, 1971.
[10] Hones, E. W. Jr., Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr. Ser., American Geophysical Union, Washington. D. C., Vol. **58**, p. 178, 1984.
[11] Kettmann, G., T. A. Fritz and E. W. Hones Jr., *J. Geophys. Res.*, Vol. **95**, p. 12045, 1990.
[12] Tsyganenko, N. A., *Planet. Space Sci.*, Vol. **35**, p. 1347, 1987.
[13] Lui, A. T. Y., *J. Geophys. Res.*, Vol. **96**, p. 1849, 1991.
[14] Roux, A. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **96**, p. 17697, 1991.
[15] Roux, A. et al., Magnetspheric Substorm, Geophys. Monogr. Ser., American Geophysical Union, Washington, D. C., Vol. **64**, p. 201. 1991.
[16] Korth, A., Z. Y. Pu, G. Kremser abd A. Roux, Magnetspheric Substorm, Geophys. Monogr. Ser., American Geophysical Union, Washington, D. C., Vol. **64**, p. 341, 1991.
[17] Pu, Z. Y., A. Korth, and G. Kremser, *J. Geophys, Res.*, Vol. **97**, p. 19341, 1992.
[18] Pu, Z. Y. *Phys. Fluids.*, **B1**, p. 440, 1989.
[19] Hruska, A., *J. Geophys. Res.*, Vol. **91**, p. 371, 1986.
[20] Lui., A. T. Y. et al., *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **15**, p. 721, 1988.
[21] Baker, D. N. and R. L. McPherron, *J. Geophys. Res.*, Vol. **95**, p. 6591, 1990.
[22] Mauk, B. H. and C. I. Meng, *J. Geophys. Res.*, Vol. **88**, p. 3055, 1983.

A NEAR-EARTH TRIGGERING MODEL FOR THE MAGNETOSPHERIC SUBSTORM EXPANSION PHASE

Pu Zu-yin Fu Sui-yan Li Yao-ting Chen Zu-xing
(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Liu Zhen-xin
(Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica)

A. Korth G. Kremser
(Max-Planck-Institute for Aeronomy, Lindau, Germany)

Abstract

Based on GEOS-2 observations, a new substorm expansion phase model—the Near Earth Ballooning Instability Model (NEBIM) is proposed. It is shown in this model that during the growth phase, strong earthward energetic ion gradient is build up at the inner edge of the near Earth plasmasheet (IENEP) which arrives at (6—10) R_E on the nightside; the tail current is greatly enhanced; and the magnetic field lines there are stretched out to the tail. Ballooning instability can be generated at the IENEP when the plasmasheet becomes very thin, and the electron precipitation and hence the conductivity in the auroral ionosphere are greatly increased, leading to the disruption and diversion of the tail current to the ionosphere, and the formation of the substorm current wedge. The substorm expansion phase is thus triggered. Further comparison with GEOS-2 data indicates that all features of the expansion phase predicted by the NEBIM are in good agreement with those observed by the spacecraft.

Key words Magnetospheric substorm, Near-Earth plasmasheet, Ballooning mode instability