第11卷 第4期 空间科学学报 Vol. 11, No. 4
1991 年 10 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1991

向阳面磁顶区可压缩涡旋诱发重联模拟研究：通量传输事件的形成和结构*

祝中伟 刘振兴
（中国科学院空间科学与应用研究中心，北京）
濮祖荫
（北京大学地球物理系）

摘 要

本文用二维可压缩 MHD 模型，模拟研究了向阳面磁顶区的涡旋诱发重联过程．重联过程的结果形成了同心的磁流体涡旋．同时还对可压缩模型与不可压缩模型的异同点作了对比研究．结果表明，在同样条件下，可压缩情况的涡旋发展的增长率比不可压缩情况慢；结构特性无显著变化．本文指出，涡旋诱发重联是产生通量传输事件的一种重要机制．通量传输管可看作为磁流体涡旋管．对通量传输事件诸物理量（磁场、速度、密度、压力和温度）的分布特性作了模拟研究，可解释 FTEs 的主要观测特性．

关键词 涡旋诱发重联，通量传输事件

一、引 言

磁场重联对于能量的突然释放、动能和磁能间的转化、太阳风向磁层中的传输以及粒子的加速等一些重要的基本物理问题，起着关键作用．磁场重联的概念最初是用于解释太阳耀斑的．1961 年 Dungey 首次提出了重联的磁层模式[1]．近三十年来，磁场重联的理论模型基本上分为两类：一是外驱动力作用下的稳态重联模型，包括 Sweet-Parker 模型[2,3] Petschek 模型[4]以及 Sonnerup-Yeh-Axford 模型[5,6]．Vasyliunas 对这些模型作了系统的评述[7]．Dungey 的模型也是属于此类．另一类是撕裂模重联模型，包括自发重联和强迫重联，这是一种时变的非稳态重联，可形成磁岛和多 X 中性线．上述模型都认为，外驱动力是垂直于磁场的流场．然而，在空间中许多等离子体区（如磁层顶区），流场基本上是与磁场平行，垂直流场不是主要的．最近刘振兴等提出了另外一种新的重联理论模型，称为涡旋诱发重联模型[8-10]．濮祖荫等又作了一些数值模拟，进一步肯定了涡旋诱发重联的论点[11-13]．

近年来卫星探测结果表明，在向阳面磁顶区观测到稳态重联现象，但出现次数很少，目前只发现十几例．经常大量观测到的是瞬时局域重联现象．1978 年，Haerendel 等首

本文于 1990 年 9 月 6 日收到．
* 本文由国家自然科学基金资助．

先发现在极隙区存在瞬局域重联现象[14]；同年，Russell 和 Elphic根据 ISEE 卫星的磁场观测数据报道，在向阳面磁顶的中低纬区，经常出现瞬时局域重联现象，称为通量传输事件 (FTEs)[15,16]。此后，不少作者对 FTEs 的观测特性作了分析研究。目前认为，FTEs 是由瞬时局域重联过程产生的。现已提出几个 FTEs 的理论模型，如李罗权和付竹风的多重X重联模型[17,18]；Scholer 和 Southwood 等的脉冲式单X线重联模型，及刘振兴等的涡旋诱发重联模型[21-24]。

我们曾对涡旋诱发重联过程作过一些不可压缩情况下的模拟研究[8-13]，但不可压缩是一种理想情况，它无法知道热力学参量(如温度、密度和压力)的结构特性。本文目的是利用二维可压缩 MHD 模型，模拟涡旋诱发重联过程及 FTEs 的形成和结构特性，并与观测结果进行比较。

二、理论和模拟模型

观测表明，在磁层顶区，流场基本上是平行于磁场。另外，在磁顶区存在强的速度和磁场切变。涡旋诱发重联的基本论点是：在同时存在速度切变和磁场切变的等离子体区，由于 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性的发展，首先形成大尺度的流体涡旋。由于流体涡旋与磁场的作用，导致磁力线形变，产生局域重联。结果在流体涡旋区形成同心的磁涡旋。三维结构是磁流体涡旋管 (MF 涡旋管)。涡旋诱发重联是产生 FTEs 的一种重要机制，通量传输管可看作为 MF 涡旋管。

涡旋诱发重联过程，包括两种含义：一是流体涡旋可诱发磁涡旋的形成；二是磁涡旋也可诱发流体涡旋的形成。这两种不同过程的发展，取决于 K-H 不稳定性与撕裂模不稳定性增长率之比。根据这两种不稳定性增长率的比值，定义了一个物理判据[10]：

$$R = \frac{\gamma_K}{\gamma_T} = M_A(R_m)^{1/2}. \tag{1}$$

式中 γ_K 和 γ_T 分别为 K-H 不稳定和撕裂模不稳定的增长率，M_A 是 Alfven 马赫数，R_m 是磁雷诺数 ($R_m = LV_A/\nu_m$，L 为特征长数，V_A 为 Alfven 速度，ν_m 是磁粘性系数)。这里存在三种不同过程：(a) 当 $R < R_{C1}$ 时，撕裂模不稳定占主导，主要是磁涡旋(磁岛)诱发形成流体涡旋；(b) 当 $R_{C1} < R < R_{C2}$ 时，撕裂模不稳定和 K-H 不稳定的作用相当，称为 K-H-T 不稳定性；(c) 当 $R > R_{C2}$时，K-H 不稳定性占主导，先形成流体涡旋，流体涡旋诱发产生磁涡旋。这里 R_{C1} 和 R_{C2} 为临界值。对于典型的向阳面磁顶区条件，$R > R_{C2} \gg 1$，是 K-H 不稳定性占主导，主要是流体涡旋诱发磁场重联。

数值模拟模型

模拟是在上述理论基础上进行的。采用二维可压缩 MHD 模型，模拟区为向阳面磁顶区 x-z 平面内的一个长方形区域，如图 1 所示。图中 x 指向太阳，z 向北，y 与 x 和 z 正交。本文只模拟北半球的情况，但模拟结果也可用于解释南半球的现象。

二维可压缩 MHD 方程组，当忽略热传导时，可写成如下形式：

连续方程

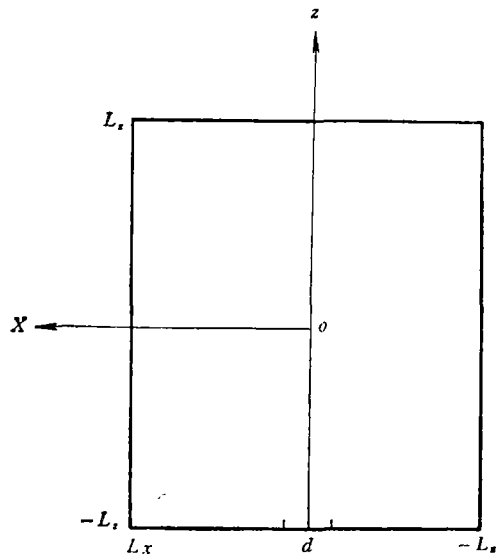


图 1 模拟区示意图

Fig. 1 The sketch of simulation domain

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+V_x\frac{\partial \rho}{\partial x}+V_z\frac{\partial \rho}{\partial z}+\rho\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_z}{\partial z}\right)=0; \tag{2}$$

x 和 z 方向的动量方程可分别写为

$$\frac{\partial V_x}{\partial t}+V_x\frac{\partial V_x}{\partial x}+V_z\frac{\partial V_x}{\partial z}+R\frac{\partial T}{\partial x}+\frac{RT}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\nabla^2 A\frac{\partial A}{\partial x}$$
$$-\frac{\nu}{\rho}\left(\frac{4}{3}\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}+\frac{1}{3}\frac{\partial^2 V_z}{\partial x\partial z}\right)=0; \tag{3}$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t}+V_x\frac{\partial V_z}{\partial x}+V_z\frac{\partial V_z}{\partial z}+R\frac{\partial T}{\partial z}+\frac{RT}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}+\frac{1}{\rho}\nabla^2 A\frac{\partial A}{\partial z}$$
$$-\frac{\nu}{\rho}\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2}+\frac{4}{3}\frac{\partial V_z}{\partial z^2}+\frac{1}{3}\frac{\partial^2 V_x}{\partial x\partial z}\right)=0. \tag{4}$$

能量方程

$$\frac{\partial T}{\partial t}+V_x\frac{T\partial}{\partial x}+V_z\frac{\partial T}{\partial z}+(\gamma-1)T\frac{\partial V_x}{\partial x}+(\gamma-1)T\frac{\partial V_z}{\partial z}$$
$$-(\gamma-1)\nu_m(\nabla^2 A)^2-\frac{(\gamma-1)}{\rho R}\nu\left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial z}+\frac{\partial V_z}{\partial x}\right)^2\right.$$
$$\left.+\frac{4}{3}\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_z}{\partial z}\right)^2-\frac{4}{3}\frac{\partial V_x}{\partial x}\frac{\partial V_z}{\partial z}\right]=0. \tag{5}$$

磁场感应方程

$$\frac{\partial A}{\partial t}=-\boldsymbol{V}\cdot\nabla A+\nu_m\nabla^2 A. \tag{6}$$

气体状态方程

$$P=\rho RT. \tag{7}$$

式中 P、ρ 和 T 分别为压力、密度和温度；V_x 和 V_z 分别为 x 和 z 方向的速度分量；R、γ、ν 和 ν_m 分别为气体常数、多方指数、动力粘性系数和磁粘性系数；A 为磁势，磁场可表示为

$$\boldsymbol{B} = \nabla A \times \hat{y}. \tag{8}$$

初始时存在 z 方向的速度和磁场，都为剪切场，可表示为

$$\boldsymbol{B}(x,0) = \left[\frac{B_{01}+B_{02}}{2} + \frac{(B_{01}-B_{02})}{2}\tanh\left(\frac{x}{d}\right)\right]\hat{z}; \tag{9}$$

$$\boldsymbol{V}(x,0) = \left[\frac{V_{01}+V_{02}}{2} + \frac{(V_{01}-V_{02})}{2}\tanh\left(\frac{x}{d}\right)\right]\hat{z}; \tag{10}$$

磁势 A 可表示为

$$A(x,0) = \frac{(B_{01}+B_{02})}{2}x + d\frac{(B_{01}-B_{02})}{2}\ln\cosh\left(\frac{x}{d}\right) + C_0.$$

这里 B_{01}、V_{01}、B_{02} 和 V_{02} 分别表示磁鞘区和磁层区的磁场和速度，取 V_{01} 和 B_{02} 为北向，V_{02} 和 B_{01} 为南向；d 为磁场和速度切变层的半厚度，B_{01}、B_{02}、V_{01}、V_{02} 和 C_0 都为常数.

取初态为总压力平衡，即

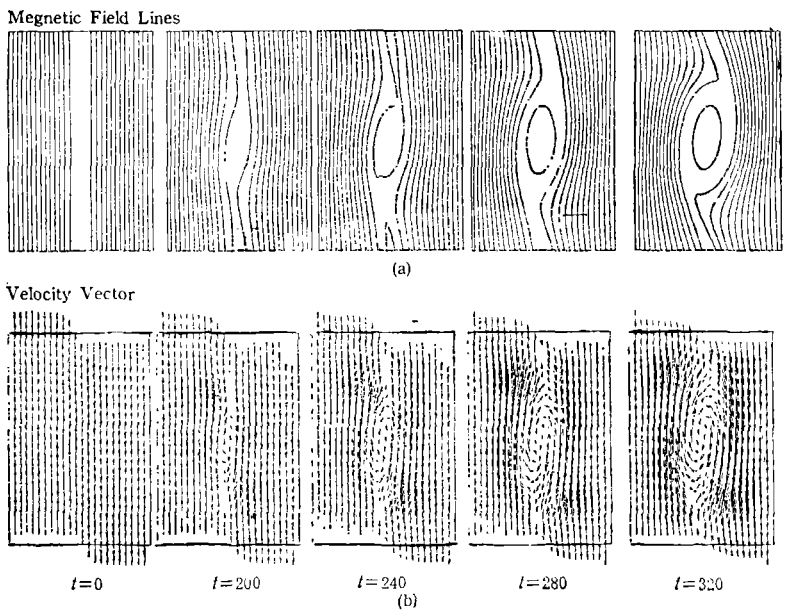
$$P + \frac{B^2}{2} = 常数 = P_{1\infty} + \frac{B_{1\infty}^2}{2}. \tag{11}$$

据此，密度和温度的初值可表示为

$$\rho_0 = \frac{\beta}{2}\frac{B_{1\infty}^2}{RT_0}, \tag{12}$$

$$T(x,0) = \left(P_{1\infty} + \frac{B_{1\infty}^2}{2} - \frac{B^2}{2}\right)\Big/\rho_0. \tag{13}$$

式中 $\beta = P_{1\infty}\Big/\frac{B_{1\infty}^2}{2}$，$P_{1\infty}$、$B_{1\infty}$、$\rho_0$ 和 T_0 分别为背景磁鞘区的静压、磁场、密度和温度.



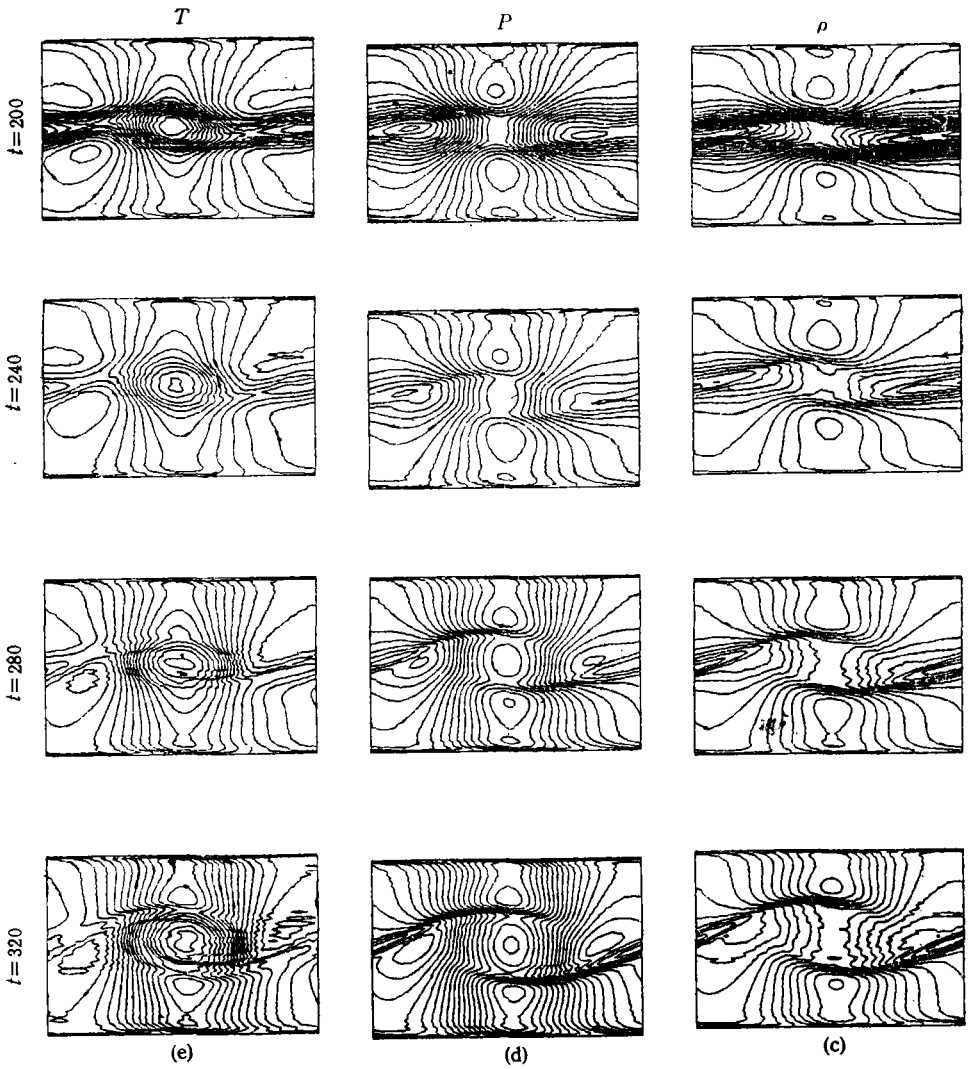


图2 算例A的模拟结果

Fig. 2 The simulation results of example (A)

为了与不可压缩情况进行比较，同时也对不可压缩情况作了模拟(见情况 B)．在不可压条件下，假设密度和温度都为常数，动量方程可表示为

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\boldsymbol{V} \cdot \nabla \Omega + \boldsymbol{B} \cdot \nabla J + \nu \nabla^2 \Omega. \tag{14}$$

式中

$$\Omega = \nabla^2 \psi, \quad J = -\nabla^2 A.$$

这里 ψ 为流函数，$\boldsymbol{V} = \hat{y} \times \nabla \psi$；$\Omega$ 为流体涡度，$\Omega \hat{y} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{V}$；$J$ 为电流密度，$J\hat{y} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}$.

在不可压缩情况下，磁感应方程与(6)式相同，磁场和速度的初始分布，仍用(9)式和

(10)式表示.

在模拟中,将方程进行无量纲化. 长度、时间、速度、磁场、密度、温度、动力粘性系数和磁粘性系数的归一化因子分别为 l_0、t_0 ($t_0 = V_0/l_0$)、V_0、B_0、$\rho_0 = N_0 m$、T_0、$l_0 V_0$. 模拟区的半宽度 $L_x = 1.25R_E$, 半长度 $L_z = 1.5R_E$, 这里 R_E 为地球半径. 区域划分 64 × 64 网格点. 左、右边界 ($x = \pm L_x$) 为固定边界, 上下边界 ($z = \pm L_z$) 取为周期性边界条件. 采用 4 阶龙格-库塔方法.

三、模拟结果

在模拟中,取 $\gamma = 5/3$, $d = 0.2L_x$, $l_0 = 1500\text{km}$, $B_0 = 20\text{nT}$, $N_0 = 20/\text{cm}^3$, $T_0 = 3.27 \times 10^6\text{K}$, $V_0 = 230\text{km/s}$, $V_A = 100\text{km/s}$, $M_A = 2.3$, $\nu = 0.345 \times 10^{13}\text{cm}^2/\text{s}$, $\nu_m = 1.035 \times 10^{13}\text{cm}^2/\text{s}$, $R_m = L_0 V_0/\nu_m = 155$, $R = 28.6$. 由于 $R \gg 1$, 符合流体涡诱发磁场重联的条件.

1. 算例 A (可压缩情况)

在模拟中无量纲参量取为: $V_{01} = 0.65$, $V_{02} = -0.65$, $B_{01} = -1$, $B_{02} = 1$, $\nu = 0.001$, $\nu_m = 0.003$. 模拟结果示于图 2. 图中(a)、(b)、(c)、(d)和(e) 分别为磁力线、速度矢、密度等值线、压力等值和温度等值线. 由图 2(a) 和 (b) 看出,当 $t = 200$ 时,先形成流体涡旋,随着时间的延长,流体涡旋不断增大,当 $t = 320$ 时, 发展成为大尺度的涡旋. 由于流体涡旋的感应,磁力线发生相应的变化. 当 $t = 200$ 时, 磁力线只是发生扭曲,当 $t = 240$ 时已形成磁涡旋,磁涡旋的尺度不断增大,最后形成与流体涡旋同心、大小和形状与流体涡旋相似的磁涡旋,总称为磁流体涡旋. 三维结构是磁流体涡旋管 (MF

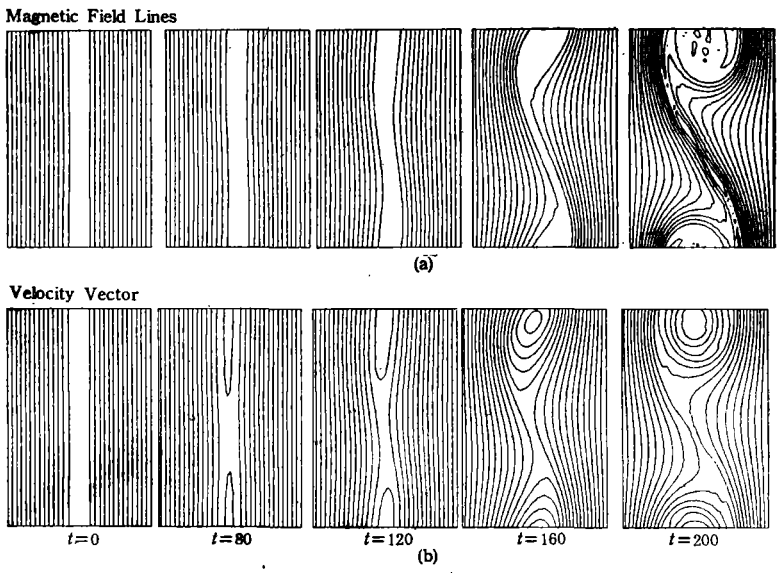


图 3 算例 B 的模拟结果

Fig. 3 The simulation results of example (B)

涡旋管)．涡旋的尺度大致为 $1R_E$．

密度、压力和温度的等值线分布，表现出较复杂的结构．除大尺度的涡旋型结构外，还出现一些不均匀的小尺度结构．初始时在模拟区中心部分的温度和压力较周围高，但当大尺度涡旋形成后，大涡旋的中心部分变为低温和低压区．虽然图中未注明等值线的数值，但从穿过中心区的剖面可看出，在大涡旋的中心是低温和低压区(见图 4(b)(E))．在大尺度涡旋的左、右边界处出现高密度、高温和高压区，在其上下两端出现闭合的高压中心．这说明在向阳面磁顶边界层区，热力学参量的分布是很不均匀的．

2. 算例 B (不可压缩情况)

模拟参量与算例 A 相同，结果示于图 3．比较图 3 和图 2 可看出，在模拟参数相同的条件下，不可压缩情况的涡旋比可压缩情况发展较快，但两种情况的涡旋位形相似．我们计算了速度和磁场 x 方向分量的最大值 ($V_{x\max}$ 和 $B_{x\max}$) 随时间的变化，可求出系统的增长率．对于可压缩情况，增长率为 $0.08s^{-1}$，不可压缩情况为 $0.3s^{-1}$．此外，还模拟了涡旋发展与切变速度大小的关系，当速度切变大时，涡旋发展较快．

四、模拟结果与观测的比较

最近我们从理论上研究了不可压缩条件下 FTEs 磁场和流场的信号特性*．指出，卫星观测到的 FTEs 磁场和速度信号的不同形态，是取决于 FTE 的运动方向和卫星穿越 FTE 的不同部位．将理论结果与 61 个 FTEs 的磁场观测实例作了对比，两者符合得较好．因理论模型假定是不可压缩的，没有给出密度、压力和温度的分布．

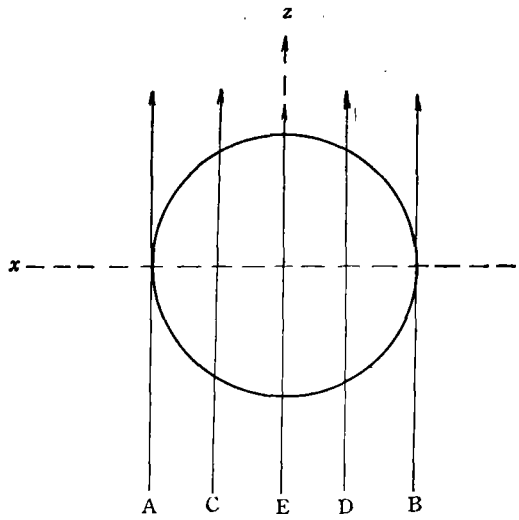
下面用可压缩情况的模拟结果，给出当卫星穿越 FTE 不同部位时各种参量的分布特性．在北半球，当 FTE 是由南向北作直线运动时，卫星穿越 FTE 截面 (x-z 平面) 的可能部位如图 4(a) 所示．假定 FTE 管的截面是圆形，其中心位于磁层顶区中间．图中部位 (A) 是 FTE 的左边缘，进入磁鞘区．部位 (B) 是 FTE 的右边缘，进入磁层区．部位(C)和(D)分别相当于 FTE 的左右半部，部位 (E) 正是通过 FTE 的中心．利用算例 A 的模拟结果，选用图 2 中 $t = 320$ 时的分布，算出了通过 FTE 不同部位时各物理量的分布特性，如图 4(b) 所示．将模拟结果与 1977 年 11 月 29 日 ISEE 卫星测到的几个 FTE 进行比较[24]．观测特性与我们的模拟结果是相符的．

沿 x 方向通过 FTE 的不同部位时，各物理量的分布的模拟结果示于图 5．图 5(a) 表示穿越 FTE 的不同部位．由图 5(b) 看出，当卫星沿 x 方向穿越 FTE 时，绝大部分部位，密度、压力和温度出现高的峰值．

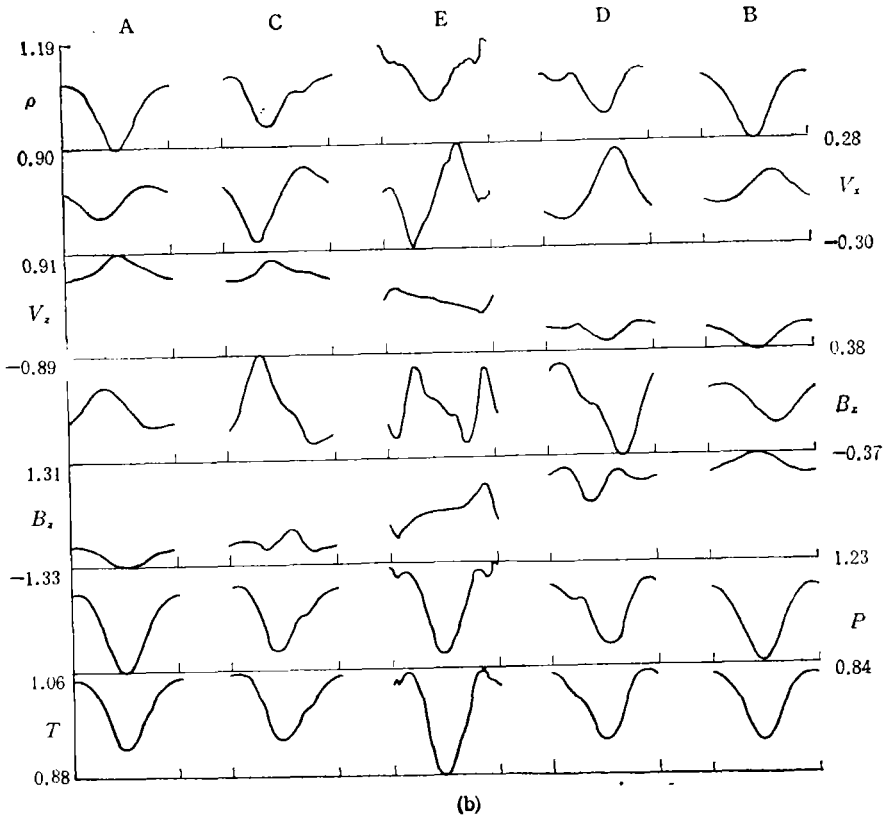
五、结　　语

本文用二维可压缩的 MHD 模型，模拟研究了向阳面磁顶区的涡旋诱发重联过程，并与不可压缩情况作了对比．另外，对通过 FTE 管截面 (x-z 平面)不同部位各物理量

* 刘振兴，王德驹，祝中伟，濮祖荫，地球物理学报(待发表)．



(a)

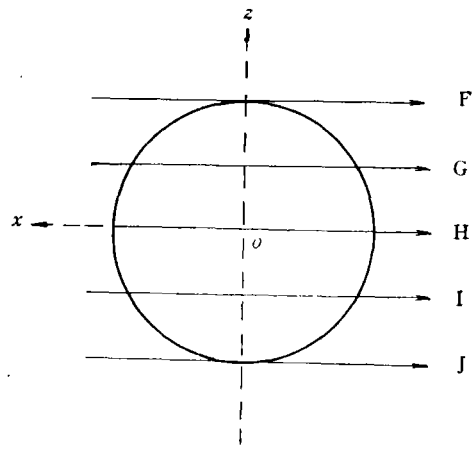


(b)

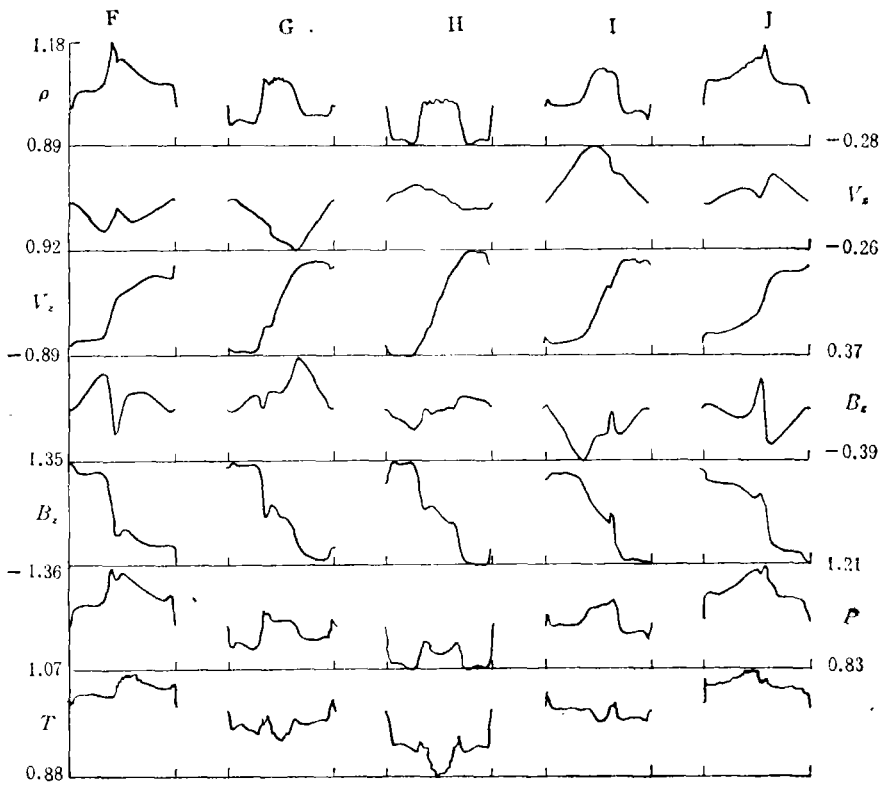
图 4(a) 沿 z 方向卫星穿越 FTE 的不同部位　　图 4(b) 通过不同部位的 FTE 信号

Fig. 4 (a) Various positions of the spacecraft through the FTE along the z direction

Fig. 4 (b) The signatures of the FTE for different positions.



(a)



(b)

图 5(a) 沿 x 方向穿越 FTE 的不同部位

Fig. 5 (a) Various positions of the spacecraft through the FTE along the x direction

图 5(b) 沿 x 方向穿越 FTE 的不同部位时的信号

Fig. 5 (b) The signatures of the FTE for different positions along the x direction

的分布特性作了模拟，并与 FTE 的观测实例进行了对比. 主要结果概述如下:

1. 在典型的向阳面磁顶参数条件下，会发生涡旋诱发重联过程. 先形成流体涡旋，它诱发磁场重联，形成与流体涡旋同心的磁涡旋，结果形成磁流体涡旋，而三维结构是磁流体涡旋管.

2. 当速度切变强时，涡旋发展快且其尺度较大.

3. 在同样的参数条件下，不可压缩和可压缩情况都可产生涡旋诱发重联过程，只是在可压缩情况下涡旋发展的增长率较慢.

4. 密度、压力和温度的等值线呈现涡旋型分布，结构比较复杂，出现一些不均匀的小尺度结构. 在模拟区中心，是低密度、低压和低温区. 在大尺度涡旋的边界处形成高密度、高压和高温区，在其南、北两侧形成闭合的高压中心.

5. 卫星测到的 FTEs 的诸物理量信号形态，是取决于 FTE 的运动方向和卫星穿越 FTE 的不同部位. 当 FTE 由南向北(北半球)作直线运动时，不同部位信号的模拟结果与观测实例作了比较，模拟结果与观测特性相符.

致谢: 傅竹风研究员对本文的计算给了热情的帮助，并进行过有益的讨论，表示感谢.

参 考 文 献

[1] Dungey, J. W., *Phys. Res. Lett.*, Vol. **6**, p. 47, 1961.
[2] Parker, N. E., *J. Geophys. Res.*, Vol. **62**, p. 509, 1957.
[3] Sweet, P. A., Electromagnetic Phenomena in Cosmical physics (Ed. by B. Lehnert), Chambridge University Press, p. 123, 1958.
[4] Petschek, H. E., NASA Spel. Publ., SP-50, p. 425, 1964.
[5] Sonnerup, B. U. O., *J. Plasma Phys.*, Vol. **4**, p. 161, 1970.
[6] Yeh, T. and W. I. Axford, *J. Plasma Phys.*, Vol. **4**, p. 207, 1970.
[7] Vasyliunas, V. M., *Rev. Geophys.*, Vol. **13**, p. 305, 1975.
[8] Liu, Z. X. and Y. D. Hu, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **15**, p. 752, 1988.
[9] 胡一丁，刘振兴和濮祖荫，中国科学(A 辑)，第 10 期，第 1100 页，1988.
[10] 刘振兴和濮祖荫，地球物理学报，第 **33** 卷，第 1 页，1990.
[11] 濮祖荫，严明和傅竹风，地球物理学报，第 **32** 卷，第 365 页，1989.
[12] 濮祖荫，霍彦涛，严明和刘振兴，科学通报，第 **34** 卷，第 1162 页，1989.
[13] 濮祖荫，霍彦涛和刘振兴，中国科学 (**A** 辑)，第 2 期，第 183 页，1990.
[14] Haerendel, G. G., N. Sckopke and H. Rosenbauer, *J. Geophys. Res.*, Vol. **83**, p. 3175, 1978.
[15] Russell, C. T. and R. C. Elphic, *Space Sci. Rev.*, Vol. **22**, p. 681, 1978.
[16] Russell, C. T. and R. C. Elphic, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **6**, p. 33, 1979.
[17] Lee, L. C. and X. F. Fu, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **12**, p. 105, 1985.
[18] Fu, Z. F. and L. C. Lee, *Geophys. Res. Lett.*, **Vol. 12**, p. 291, 1985.
[19] Scholer, M., *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **15**, p. 291, 1988.
[20] Southwood, D. J., C. J. Farrugia and A. Saunders, *Planet. Space Sci.*, Vol. **86**, p. 503, 1988.
[21] 刘振兴和胡一丁，科学通报，第 **32** 卷，第 905 页，1987.
[22] 刘振兴和濮祖荫，地球物理学报，第 **33** 卷，第 249 页，1988.
[23] Liu, Z. X., Y. D. Hu, F. Li and Z. Y. Pu, *J. Geophys. Res.*, Vol. **95**, p. 6561, 1990.
[24] Paschman, G. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **87**, p. 2159, 1987.

SIMULATION OF COMPRESSIBLE VORTEX-INDUCED RECONNECTION AT THE DAYSIDE MAGNETOPAUSE REGION: THE FORMATION AND STRUCTURE OF FTES

Zhu Zhong-wei Liu Zhen-xing

(Center for Space Science and Applied Research, Academie Sinica, Beijing)

Pu Zu-yin

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing)

Abstract

By using a two-dimensional compressible MHD model, the local reconnection processes at the dayside magnetopause region are simulated based on the theory of vortex-induced reconnection. This process is: first, a fluid vortex is formed, which in turn, induce the reconnection so that a magnetic vortex is formed, and finally there will be a magnetic fluid vortex (MF vortex), of which the three-dimensional structure is a MF vortex tube. The MF vortex tube connectes the magnetosheath and the magnetosphere region. The compressible model is compared with the incompressible model, it is found that the growth of vortices under incompressible condition is faster than that for compressible condition, but the forms of vortices are analogous. It is thought that vortes-induced reconnection is an important machanism of flux transfer events (FTEs) formation, and the FTE tube is a MF vortex tube. The signatures of the magnetic field, velocity, density, temperature, and pressure of the FTE are simulated. The simulation results are consistent with observational examples of FTES.

Key words vortex-inluced reconnectio, flux transfer events