

Xia Qian, Shen Chenglong, Wang Yuming, Ye Pinzhong. The role of expansion velocity of magnetic clouds in flux rope model. *Chin. J. Space Sci.*, 2007, 27(4): 271~278

# 磁云膨胀速度对无力场磁通量管模型 拟合结果的影响<sup>\*</sup>

夏 倩<sup>1,2</sup> 申成龙<sup>1</sup> 汪毓明<sup>1</sup> 叶品中<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>(中国科学技术大学地球和空间科学学院 中国科学院基础等离子体物理重点实验室 合肥 230026)

<sup>2</sup>(中国科学院空间天气国家重点实验室)

**摘 要** 为了考察磁云膨胀速度对磁通量管模型拟合结果的影响, 选取了 1998—2003 年中 15 次引起了较大地磁暴 ( $Dst_{\min} < -50$  nT) 的典型磁云事件进行了拟合. 与未考虑膨胀速度模型的拟合结果比较, 膨胀速度的引入能较好地改善拟合结果, 与观测数据的偏差最大能减小 30%, 并且拟合所得的膨胀速度基本符合统计规律. 这个结果说明膨胀的磁通量管模型能更好地反映实际观测的磁云. 同时, 初步分析了考虑膨胀速度前后磁云各拟合参数的变化.

**关键词** 磁云; 膨胀速度; 磁通量管模型; 地磁暴  
中图法分类号 P 353

## Role of Expansion Velocity of Magnetic Clouds in Flux Rope Model

XIA Qian<sup>1,2</sup> SHEN Chenglong<sup>1</sup> WANG Yuming<sup>1</sup> YE Pinzhong<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>(CAS Key Laboratory of Basic Plasma Physics, School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Anhui 230026)

<sup>2</sup>(State Key Laboratory of Space Weather, Chinese Academy of Science)

**Abstract** In order to examine the influence of magnetic cloud's expansion on its cylindrical flux rope model. The parameter of MC of 15 typical magnetic clouds with  $Dst_{\min} < -50$  nT during 1998—2003 are fitted by applying static and expanding flux rope models, the Multi-MC events and the shock propagation in MC events are not take into account. It is found that the RMS deviations of the fitting results by the expanding model are all less than or equal to those by the static model, it is better than 30%. That the peak of the magnetic filed in MC is at the leading end in expanding models, it is more consistence with the observations than static model. The inferred expansion speeds of these magnetic clouds are consistent with previous statistical results that the expanding speed of MC is at the order of backgoud Alfvén speed. Thus the expanding model matches much more to observed magnetic clouds than the static model. Some differences of the fitted magnetic clouds'

\* 国家自然科学基金项目 (40404014, 40525014), 科技部 973 项目 (2006CB806304), 教育部新世纪优秀人才支持计划 (NCET-04-0578), 中国科学院科研启动专项基金和中国科学院空间天气国家重点实验室开放研究基金共同资助  
2006-04-10 收到原稿, 2007-0-0 收到修定稿

parameters between the two models are analyzed.

**Key words** Magnetic cloud, Flux rope model, Geomagnetic storm

### 1 引言

磁云 (MC) 是日冕物质抛射 (CME) 的一种行星际表现<sup>[1],[2]</sup>. 其在太阳风背景中带有明显磁场和粒子特征: ①增强的磁场, ②磁场方向有着大而平滑的旋转变化, ③相对较低的质子温度<sup>[3]</sup>. CME 运行在行星际空间时, 被称之为行星际日冕物质抛射 (ICME). 通过分析 OMNI (Operating Missions as Nodes on the Internet) 卫星的数据, Richardson 和 Cane<sup>[4]</sup> 发现  $T_p/T_{exp} < 0.5$  也是判断是否是 ICME 的标准, 其中  $T_p$  为实际测量得到的质子温度,  $T_{exp}$  为根据经验公式<sup>[5]</sup> 利用对应的太阳风速度得出的质子温度的期望值. 如果 ICME 满足上述三个特征, 就可以认为是磁云. 最近研究结果显示, 太阳活动低年 100%, 高年 50% 的 CME 产物是磁云<sup>[6]</sup>. 磁云有大尺度结构, 经过行星际演化, 在 1 AU 处, 大约持续 10~48 h 相当于其直径达 0.28 AU. 磁云是行星际磁场南向分量的一个主要来源. 而行星际强南向磁场在磁层顶处与地球磁场发生重联是引发大磁暴的重要因素. 因此磁云在日地物理及空间天气的研究中扮演了重要角色.

磁云在远离太阳的运动过程中同时也在膨胀. 由于膨胀的存在, 磁云前端的速度大于尾部的速度. 因此当飞船在穿越磁云过程中, 观测到的太阳风速度是持续下降的. 磁云在运动过程中的膨胀也能够通过多个飞船的观测来证实. 在 1 AU 处, 磁云大约持续 1 天多, 而在 2 AU 处, 磁云的持续时间接近 2 天<sup>[7]</sup>. 如果假设这个磁云在这两处的整体运动速度基本不变, 磁云持续时间的变长就反映了它的膨胀<sup>[8]</sup>. Klein 等<sup>[9]</sup> 在 1982 年通过分析观测到的磁云, 推测其膨胀速度的量级在 0.5 倍的 Alfvén 速度左右. 最近 Wang 等<sup>[10]</sup> 将膨胀速度与磁云离太阳的距离等因素相联系, 显示磁云在 1 AU 处膨胀速度约等于或小于一个 Alfvén 速度的量级.

Lepping 等<sup>[7]</sup> 曾根据静止 (非膨胀) 的磁通量管理论模型, 对观测到的磁云进行过拟合. Farrugia<sup>[11]</sup> 定性比较了静态和膨胀态的磁通量管模型, 得到膨胀速度的加入对磁场强度观测曲线造成的一般性影响. 但并未作细致的比较和统计分析. 本文的研究则将磁云膨胀的因素考虑进来, 统计分析和比较了

膨胀模型与静止模型拟合的磁云参数之间的差别, 并对磁云膨胀速度的大小进行了讨论, 以期能够对进一步研究磁云在行星际空间中的传播演化及其地磁效应有所帮助.

### 2 理论模型

磁云可以近似看成一个磁通量管<sup>[12]~[20]</sup>, 如图 1 所示. 它具有磁绳形状, 磁场有轴向和角向两个分量. 虽然目前对磁云在运动中是否仍与太阳相连还不确定, 但由于其为大尺度结构, 在观测路径上通量管曲率可以被忽略. Lepping 等<sup>[7]</sup> 运用这种磁通量管模型拟合了大量的观测数据, 得到了比较一致的结果, 并且发现磁云的轴在 GSE 坐标系中的方向 (轴线仰角  $\theta_{mc}$  和方位角  $\phi_{mc}$ ) 的平均值为  $-15^\circ \pm 47^\circ$  和  $-102^\circ \pm 3^\circ$ .

可由如下方程描述磁云的无力场:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}. \tag{1}$$

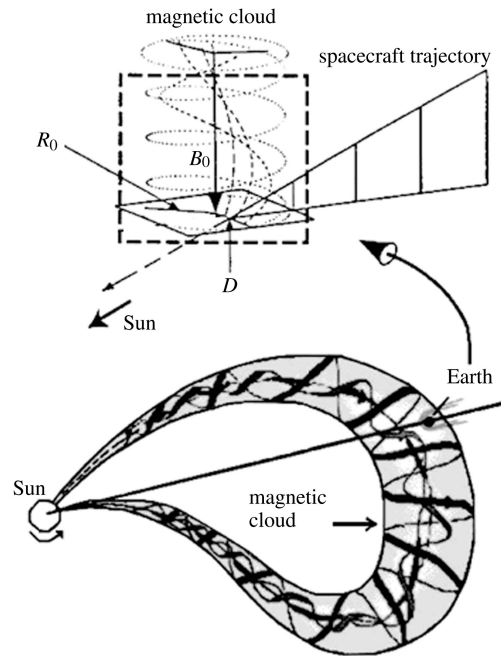


图 1 磁云通量管模型  
Fig.1 Flux rope model of magnetic cloud

对常系数  $\alpha$ , 可得二阶线性矢量差分方程

$$\nabla^2 \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

在柱坐标系中, 有 Lundquist 解

$$\begin{aligned} B_R &= 0, \\ B_\phi &= HB_0 J_1(\alpha R), \\ B_z &= B_0 J_0(\alpha R). \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $H = \pm 1$ , 表示磁场的螺旋性 (+1 代表右手性, -1 代表左手性);  $J_0$  和  $J_1$  分别为 0 阶和 1 阶 Bessel 函数. 通量管的边界在  $J_0$  的第一个零点处, 即  $R_0 = 2.41/\alpha$  处.

磁云内部总的轴向电流为

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{\mu_0} \int_0^{R_0} \alpha B_z 2\pi R dR = \frac{2\pi R_0 B_0}{\mu_0} J_1(\alpha R_0) = \\ &= \frac{2\pi R_0 B_0}{\mu_0} J_1(2.41). \end{aligned} \quad (4)$$

对于磁通量管以外的磁场, 简单地认为只是由于磁云内部轴向电流引起的, 即未考虑背景磁场:

$$\begin{aligned} B_\phi &= \frac{\mu_0 I}{2\pi R} = \frac{R_0 B_0}{R} J_1(\alpha R_0) = \\ &= \frac{R_0 B_0}{R} J_1(2.41). \end{aligned} \quad (5)$$

当飞船穿过磁通管时, 得到的典型磁场变化曲线如图 2(a) 所示. 总磁场在其中有一个极大值, 且磁场方向有一个缓慢平滑的旋转.

以上拟合结果并未考虑磁云的膨胀速度. 本文的磁云膨胀模型, 是建立在上述静态磁通量管的基础之上的, 即在垂直于磁通量管轴线的平面内采用了简单的匀速各向同性的膨胀变化, 膨胀速度沿半径方向, 而在轴向上没有膨胀变化. 另外为了保持磁云内部结构相对不变, 磁云内部任一点的膨胀速度  $v \propto R_d$  (该点到磁云轴的距离), 同时由式 (3) 可以得到, 在膨胀过程中磁云中心磁场强度  $B_0$  按  $1/R_0^2$  下降. 整个拟合过程考虑了磁云半径和磁场强度在膨胀过程中的变化.

加入膨胀速度后, 磁云的磁场参数变化如图 2(b) 所示. 与图 2(a) 比较, 可以看出磁云的磁场曲线具有不对称性, 即磁场的峰值偏向前端, 前半段磁场比后半段大, 变化曲线更陡 [11].

膨胀的磁通量管模型需要拟合以下参数: ①磁云轴心处磁场强度  $B_0$ , ②轴线的仰角 (在此采用 GSE 坐标)  $\theta_{mc}$ , ③方位角  $\phi_{mc}$ , ④飞船观测路径离轴的最近距离  $D$ , ⑤飞船经过此处的时间  $t$ , ⑥磁云半径  $R_{mc}$ , ⑦磁绳磁场的螺旋性  $H$ , ⑧磁云的宏观

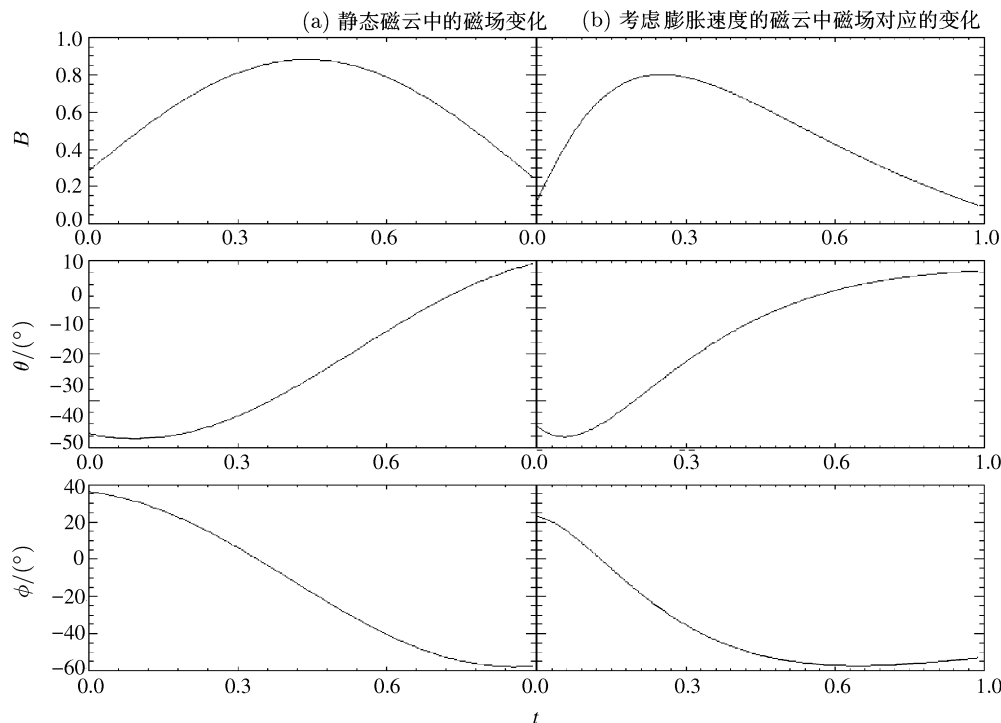


图 2 磁云静态模型和膨胀模型的典型磁场变化 ( $B$  为磁场强度、 $\theta$  为磁力线仰角、 $\phi$  为磁力线方位角、 $t$  为归一化后的观测时间)

Fig.2 Magnetic field variation of the static model and the expanding model of magnetic cloud

速度  $v_g$ , ④膨胀速度  $v_{ex}$ . 以观测的粒子速度为标准, 求出最小偏差, 得到这个磁云的宏观速度后再乘以时间长度即得到磁云半径.

观测数据的采样间隔为半小时. 程序利用 Marquardt 提出的最小方差 (RMS)<sup>[21]</sup> 来评估拟合程度的优劣, 有

$$\chi^2 = \frac{\sum [(B_x - B_x^f)^2 + (B_y - B_y^f)^2 + (B_z - B_z^f)^2]}{N}. \quad (6)$$

式中, 上标  $f$  表示拟合的数据,  $N$  为采样点数. 各个采样点的  $B_i$  均已经过  $B_i/|B_0|$  归一化,  $B_0$  为拟合得到的磁云轴心处的磁场强度.

一般说来, 拟合求解参数最优解的过程是给定初始值, 通过计算 RMS 随拟合参数的变化率, 自动调整参数改变的步长和方向, 使 RMS 收敛至最小值求得的. 对于本文的拟合过程, RMS 随各参数的变化趋势表现为大致平滑, 但局部变化得比较尖锐, 也就是说在整个求解区域中存在局部极小值. 这就很有可能使得上述自动调整的方法得到的仅仅是局部最优解而不是全局最优解, 除非初始值恰好取在全局最优解的附近. 避免陷入局部最小值的方法有很多种, 如动量算法、褪火算法等. 这里使用的是一个相对简单直观的方法, 即在整个拟合程序中, 对每个参数都进行分段循环求解, 也就是将所求参数可能的取值范围分成合理的若干小段, 在每段内给定初始值, 按照 RMS 随该参数的变化率自动调整参数改变的步长, 求得该段内的最优解, 依次循环求解每段内的最优解, 最后通过比较获得全局最优解, 从而大大降低陷入局部极小值的可能性.

### 3 磁云拟合结果

由于本文主要目的是分析拟合模型, 考虑的是较完整的单个磁云, 所以在选取事件时①排除了多重磁云<sup>[22],[23]</sup>, 激波进入磁云<sup>[24],[25]</sup>等复杂情况; ②选择的磁云均引起了较大的磁暴,  $Dst_{min}$  大都小于  $-100$  nT; ③北向磁场强度  $B_z(t)$ , 粒子沿日地连线的运动速度  $v(t)$  和粒子数密度  $n_i(t)$ , 地磁指数  $Dst(t)$  在磁云经过观测点的时间段内完整. 从 1998—2003 年, 共选出了 15 次典型磁云事件, 表 1 前四行列出了这些事件的发生日期、磁云起止时刻、粒子数密度和磁云持续时间.

表 1 显示, 在拟合过程中有 11 次事件的膨胀速度大于  $0.5$  km/s, 占 73%, 另外 4 次事件膨胀速度小于  $0.5$  km/s, 即小于程序所采用的最小步长  $0.5$  km/s. Klein 和 Burlaga 等<sup>[9]</sup> 在 1982 年估计磁云的膨胀速度为  $0.5$  倍的 Alfvén 速度量级, 即

$$v_{ex} = B/2(4\pi\rho)^{1/2}. \quad (7)$$

其中,  $B$  为磁云的行星际背景磁场强度,  $\rho$  为粒子密度. 而最近 Wang<sup>[10]</sup> 等人给出了如下统计结果:

$$v_{ex} = 0.12v_{ICME}R^{-0.39}. \quad (8)$$

其中,  $v_{ICME}$  为行星际 CME 的传播速度,  $R$  为 CME 到太阳的距离, 其结果显示膨胀速度等于或小于一个量级的 Alfvén 速度. 表 1 的  $v_{ex}$ ,  $v_A$  两列给出膨胀速度的拟合结果与  $0.5$  倍的当地 Alfvén 速度值的比较. 70% 的事件小于  $0.5$  倍的 Alfvén 速度, 最大值约  $70$  km/s. 结果与上述等人所得量级基本吻合, 说明本文的拟合是可靠的. 对于膨胀速度大于  $0.5$  km/s 的事件, 表一均列出了无膨胀速度时所得值和有膨胀速度时所得值.

作为例子, 图 3 和图 4 描述了 2000 年 10 月 28—29 日和 2001 年 3 月 19—21 日发生的两次事件, 对比了非膨胀模型和膨胀模型. 它们显示出膨胀速度在磁云拟合中所起到的改善作用.

表 1 最后两列给出了静态与膨胀态拟合结果的比较, 我们引入最小偏差的改进度  $\Delta$  这个量来评价拟合结果的改善程度. 可以看到, 加入膨胀速度后, 拟合结果普遍改善. 在我们所取的事件中 RMS 最高改善 30% (当然由于噪声等原因, 不可能期待改善很多<sup>[26]</sup>). 说明在磁云的磁通量管模型中考虑膨胀速度是必要的.

对于拟合得到膨胀速度的 11 次事件, 表 1 显示加入膨胀速度后各参数的变化有以下规律.

- (1) 磁云轴心处的磁场强度均有少量的增强. 从图 4 可以看到, 静止态的对称性会造成拟合中磁场最大点的偏移, 使得前段偏小, 后段偏大, 为得到最佳拟合曲线, 势必静态模型中要减小中心磁场 (中心磁场的大小会导致磁场曲线的上下平移).
- (2) 观测路径离轴的距离大多增大, 9 次事件变大, 占 80%.
- (3) 磁云半径大多减小, 7 次事件变小, 3 次事件变大, 1 次事件没变.
- (4) 绝大部分半径减小的事件也就是观测路径

表 1 磁云的观测及其拟合的参数

Table 1 Observation parameters and the fit parameters of magnetic cloud

No.	1	2	3	4	5	6	7	8
Date	1998-08-27	1998-10-19	1998-11-9—10	1998-11-13—14	1999-4-16—17	2000-8-10—11	2000-8-12—13	2000-10-13—14
$t_{bf}$ (UT)	0712—1812	0554—1418	0406—2530	0430—3042	2206—4300	1918—4206	0512—2500	1648—2924
$n_i$ /(cm·h <sup>-3</sup> )	3.5	5.0	9.2	12.5	13.4	3.0	9.0	4.3
$\Delta t$ /h	11	10.4	21.4	26.2	20.9	22.8	19.8	12.6
$H$	-1	-1	1	1	-1	-1	-1	1
$B^e$ /nT	22.29	25.86/27.78	17.90/18.54	24.18	25.41/25.82	15.54/15.89	30.00/30.89	13.63
$\theta_{mc}$	-15	-53/-50	-51/-51	-35	-36/-39	-69/-59	-13/-12	13
$\phi_{mc}$	9	283/265	52/62	82	102/105	37/37	82/77	111
$t_d$ /h	4.8	1.4/0.7	4.2/4.7	8.6	30.7/29.8	26.4/24.9	4.5/4.1	10.9
$R_{mc}$ /h	5.0	12.8/13.7	15.9/13.0	13.9	11.8/11.7	28.2/24.9	14.1/13.2	14.6
$D$	-0.70	-0.13/-0.29	-0.03/-0.05	-0.15	-0.44/-0.43	-0.36/-0.45	-0.17/-0.20	0.06
$v_g$ /(km·s <sup>-1</sup> )	655	444	485	417	449	469	636	441
$v_{ex}$ /(km·s <sup>-1</sup> )	< 0.5	1.37	19.9	< 0.5	30.0	1.88	19.7	< 0.5
		(0.0031)	(0.041)		(0.0668)	(0.004)	(0.031)	
$v_A$	18.1	13.0	58.6	23.1	32.5	27.4	69.6	14.7
$\chi^2$	1.242	1.647/1.444	1.562/1.385	1.198	1.295/1.219	1.657/1.582	1.593/1.482	2.181
$\Delta$	—	12%	11%	—	6%	5%	7%	—
No.	9	10	11	12	13	14	15	
Date	2000-10-28—29	2000-11-6—7	2001-3-19—21	2001-4-21—23	2002-4-18—19	2003-3-20	2003-11-20—21	
$t_{bf}$ (UT)	2300—4618	2230—4106	2324—7012	2342—4718	0100—2554	1230—2230	1006—2424	
$n_i$ /(cm·h <sup>-3</sup> )	4.3	4.4	6.3	9.9	1.8	2.0	13.4	
$\Delta t$ /h	23.3	18.6	46.8	23.4	24.8	10.0	14.3	
$H$	-1	-1	-1	-1	1	-1	1	
$B^e$ /nT	18.24/21.78	24.42/24.59	18.14/19.14	14.54/14.74	21.33	16.76/16.79	54.43/58.30	
$\theta_{mc}$	-37/-25	25/24	-53/-59	-33/-42	-18	-50/-52	-61/-46	
$\phi_{mc}$	158/164	115/117	137/115	224/205	192	256/258	107/129	
$t_d$ /h	16.9/14.5	37.4/37.7	46.0/42.9	35.8/34.1	1.8	11.2/12.9	14.0/14.1	
$R_{mc}$ /h	21.3/12.9	10.7/10.8	24.8/23.8	11.6/12.4	5.6	15.4/11.0	4.9/4.2	
$D$	0.35/0.51	0.15/0.18	0.12/-0.16	-0.26/-0.36	0.70	0.67/0.67	-0.04/-0.17	
$v_g$ /(km·s <sup>-1</sup> )	417	584	395	394	525	715	645	
$v_{ex}$ /(km·s <sup>-1</sup> )	27.9	0.584	71.18	4.67	< 0.5	7.15	43.9	
	(0.068)	(0.001)	(0.18)	(0.0119)		(0.01)	(0.0684)	
$v_A$	26.4	22.43	13.9	8.8	26.1	27.1	29.3	
$\chi^2$	1.563/1.091	1.498/1.456	1.416/1.113	0.792/0.622	0.421	0.560/0.558	1.055/0.886	
$\Delta$	30%	3%	21%	21%	—	0.3%	16%	

离轴距离增大的事件。

(5) 经过离轴最近点的时刻和磁云轴向变化都不大, 前者的变化大多在 2.5 h 以内, 相对磁云的持续时间来说, 比较小; 后者倾角的变化大多在  $\pm 10^\circ$  以内, 方位角的变化大多在  $\pm 20^\circ$  以内。

图 5 给出了膨胀速度与磁云其他参数的相关性, 在图 5 中,  $t_{bf}$  为磁云起止时刻,  $n_i$  为磁云内粒子密度,  $\Delta t$  为磁云持续时间,  $H$  为磁场螺旋性,  $B$  为磁云轴心处磁场强度,  $\theta_{mc}$  为磁云轴线仰角,  $\phi_{mc}$  为磁云轴线方位角,  $t_d$  为经过离轴心最

近距离点的时间,  $R_{mc}$  为磁云半径,  $D$  为观测路径离轴最近距离与磁云半径的比 (负号表示观测路径在磁云轴以上),  $v_g$  为磁云的宏观速度,  $v_{ex}$  为磁云边缘膨胀速度, 括号内为磁云边缘膨胀速度与磁云宏观速度的比值,  $v_A$  为 0.5 倍的当地 Alfvén 速度,  $\chi^2$  为最小偏差,  $\Delta$  为最小偏差的改进度 (= 静止模型  $\chi^2$ -膨胀模型  $\chi^2$ / 静止模型  $\chi^2$ )。

通过对图 5 的分析可得出以下结果。

(1) 膨胀速度与观测到的磁云持续时间的长短成正相关, 相关系数达 0.69, 达到此相关系数的随

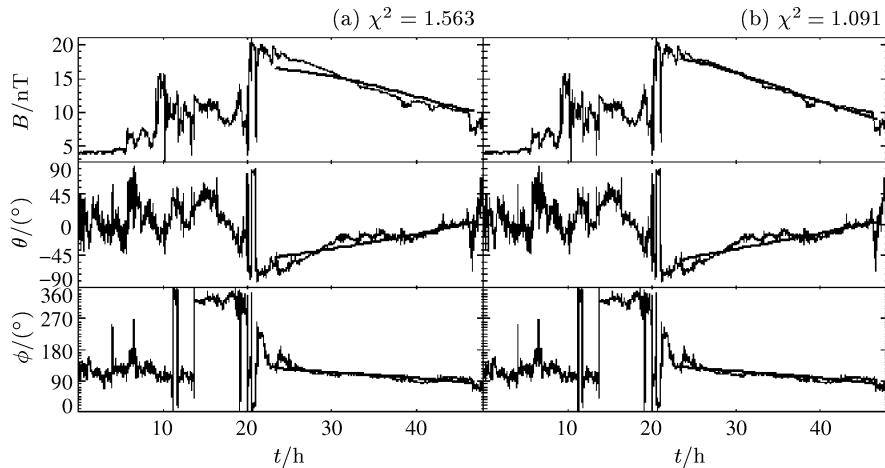


图3 2000年10月28—29日事件静态模型和膨胀模型的比较(细线为观测曲线,粗线为拟合曲线)  
Fig.3 Comparison between the static model and the expanding model for the Oct. 28—29, 2000 event

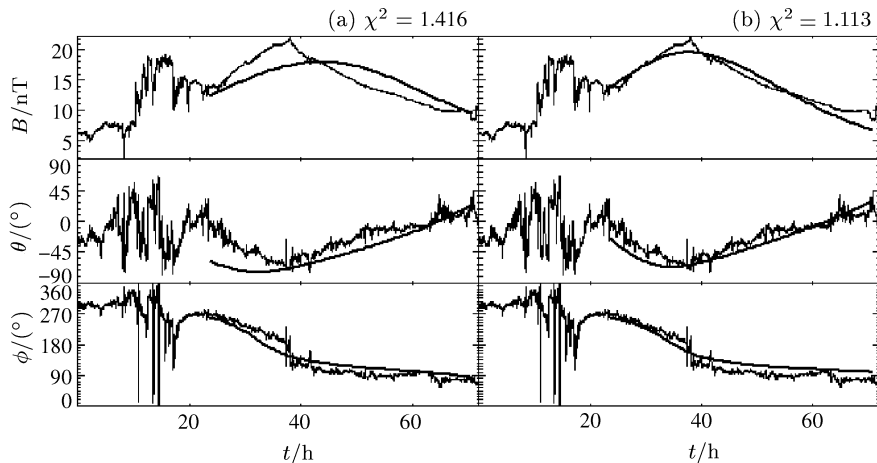


图4 2001-03-19—21日事件静态模型和膨胀模型的比较  
Fig.4 Comparison between the static model and the expanding model of the Mar. 19—21, 2001 event

机概率为1.8%。拟合出来的具有明显膨胀速度的事件其观测到的磁云持续时间大都小于一天。

(2) 磁云的膨胀速度与RMS改进度也有微弱的相关性,相关系数0.48,随机概率13.7%。这是可以理解的,因为有着较大的膨胀速度的磁云用膨胀模型自然能获得较大的改进度。

(3) 磁云的膨胀速度与磁云轴心处磁场强度及粒子数密度等磁云自身性质并未表现出某种相关性。联系Klein等<sup>[9]</sup>观测得到的式(7)中的磁场强度是磁云的行星际背景磁场强度,这表明虽然磁云的膨胀是由磁云内部热力学因素导致的,但其速度的大小还要受到外部环境的调制。

## 4 结论

利用磁云的磁通量管模型,从数值拟合角度研究磁云在1AU处的膨胀问题,得出不同的磁云有着不同的膨胀速度,最小的小于0.5km/s,最大约70km/s。从量级上比较,与Klein<sup>[9]</sup>和Wang<sup>[10]</sup>等人所得结果基本一致。本文还比较了磁云的非膨胀模型和膨胀模型,结果表明膨胀造成等间隔观测到的磁场强度峰值偏向前端,前半段磁场比后半段大。这种不对称性与实际情况吻合。拟合的曲线与观测数据之间偏差更小:RMS最大可改善30%,即更

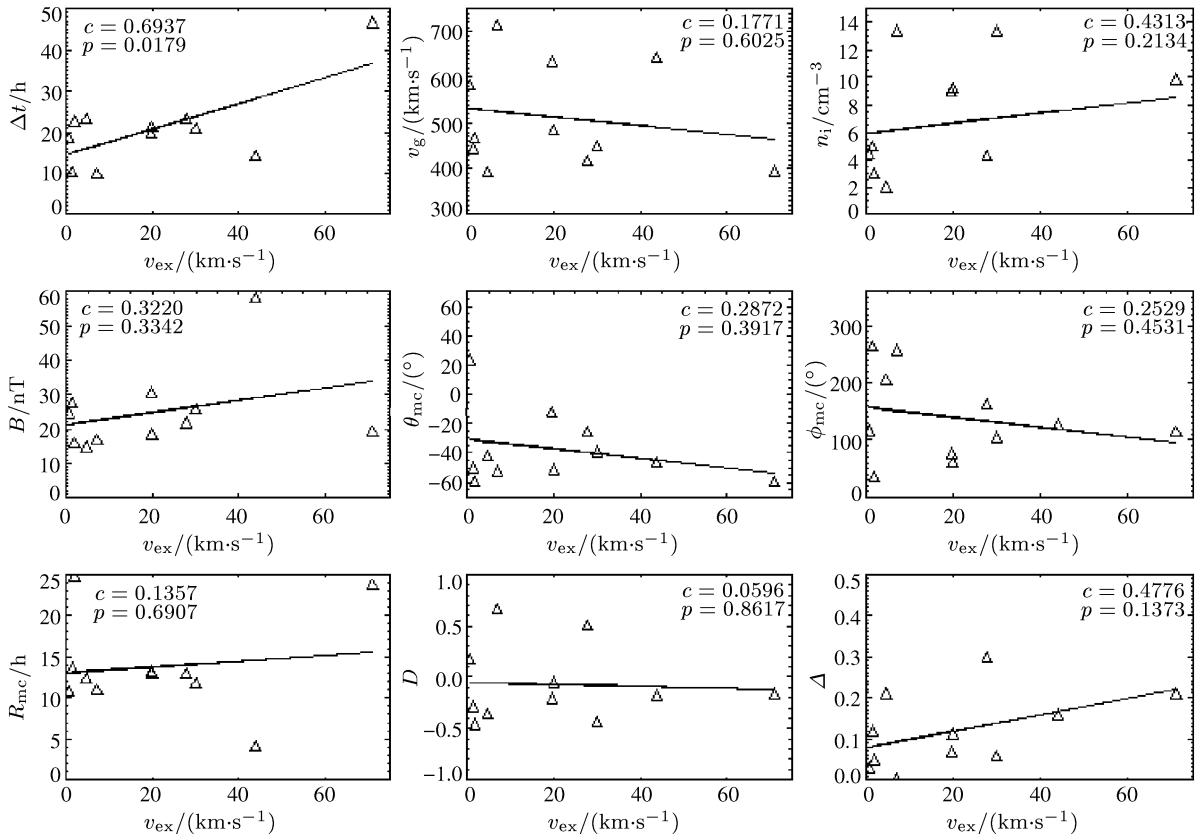


图 5 各参数与膨胀速度的相关性 ( $c$  表示相关性系数,  $p$  表示达到该相关系数的随机概率)

Fig.5 Correlation between the magnetic cloud parameter with expanding speed,  $c$  denote the correlation coefficient and the  $p$  shows the probability

符合实际情况. 这些结果说明在今后研究中考虑膨胀速度是必要的.

**致谢** 所用行星际观测数据来自美国 NASA 的 ACE 飞船,  $Dst$  指数来自位于日本京都大学的地磁指数世界数据中心.

## 参考文献

- [1] Gosling J T, McComas S J, Phillips J L *et al.* Counterstreaming solar wind halo electron events — solar cycle variations. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:6531~6535
- [2] Cane H V, Richardson I G, Wibberenz G. Helios 1 and 2 observations of particle decreases, ejecta, and magnetic clouds. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**:7075~7086
- [3] Burlaga L, Sittler E, Mariani F *et al.* Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**:6673~6683
- [4] Richardson I G, Cane H V. Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965—1991) and their association with ejecta. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**:23397~23412
- [5] Lopez R E, Freeman J W. Solar wind proton temperature-velocity relationship. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**:1701~1705
- [6] Richardson I G, Cane H V. Identification of interplanetary coronal mass ejections at 1AU using multiple solar wind plasma composition anomalies. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**:A09104
- [7] Lepping R P, Jones J A, Burlaga L F. Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds as 1AU. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**:11957~11965
- [8] Marubashi K. Interplanetary magnetic flux ropes and solar filaments. In: Crooker N *et al.* ed. *Geophys. Monogor. Ser.*, AGU, 1997. 147~156
- [9] Klein L W, Burlaga L F. Interplanetary magnetic clouds at 1AU. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:613~624
- [10] Wang C, Du D, Richardson J D. Characteristics of the interplanetary coronal mass ejections in the heliosphere between 0.3 and 5.4 AU. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**:A10107
- [11] Farrugia C J, Osherovich V A, Burlaga L F *et al.* Magnetic flux rope versus the spheromak as models for interplanetary magnetic clouds. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**:12293~12306

- [12] Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. The nonlinear evolution of magnetic flux ropes, 1, low-beta limit. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**:13 225~13 231
- [13] Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. Dynamics of aging magnetic clouds. *Adv. Space Res.*, 1993, **13**:57~62
- [14] Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. The nonlinear evolution of magnetic flux ropes, 2, finite beta plasma. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**:12 307~12 318
- [15] Goldstein H. On the field configuration in magnetic clouds, in Solar Wind Five. *NASA Con. Pub.*, 1983, **2280**:731~733
- [16] Burlaga L F. Magnetic clouds and force-free field with constant Alpha. *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**:7217~7224
- [17] Farrugia C J, Richardson I G, Burlaga L F. Simultaneous observations of Solar MeV particles in a magnetic cloud and in the Earth's northern tail lobe: Implications for the global field lines topology of magnetic clouds and entry of solar particles into the tail lobe during cloud passage. *J. Geophys. Res.*, **1993**, 98:15 497~15 507
- [18] Chen J, Garren D A. Interplanetary magnetic clouds: Topology and driving mechanism. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, **20**:2319~2322
- [19] Kumar A, Rust D M. Interplanetary magnetic clouds, helicity conservation, and current-core flux-ropes. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:15 667~15 684
- [20] Hidalgo M A, Cid C, Medina J *et al.* A new model for the topology of magnetic clouds in the solar wind. *Solar Phys.*, 2000, **194**:165~174
- [21] Marquardt D. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *J. Soc. Ind. App. Math.*, 1963, **11**: 431~441
- [22] Wang Y M, Wang S, Ye P Z. Multiple magnetic clouds in interplanetary space. *Solar Phys.*, 2002, **211**:333~344
- [23] Wang Y M, Ye P Z, Wang S. Multiple magnetic clouds: Several examples during March — April, 2001. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(A10):SSH6-1
- [24] Wang Y M, Ye P Z, Wang S, Xue X H. An interplanetary cause of large geomagnetic storms: Fast forward shock overtaking preceding magnetic cloud. *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**(13):1700~1703
- [25] Wang Y M, Ye P Z, Wang S, Xiong M. Theoretical analysis on the geoeffectiveness of a shock overtaking a preceding magnetic cloud. *Solar Phys.*, 2003, **216**:295~310
- [26] Lepping R P, Berdichevsky D B, Ferguson T J *et al.* Estimated errors in magnetic cloud model fit parameters with force-free cylindrically symmetric assumptions. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**:SSH1-1