

熊 明, 郑惠南, 汪毓明等. 1998 年 11 月 4 日至 5 日日冕物质抛射日地传输时间的数值模拟. 地球物理学报, 2005, 48(4): 731 ~ 738

Xiong M, Zheng H N, Wang Y M, et al. A numerical simulation on the solar-terrestrial transit time of successive CMEs during November 4 - 5, 1998. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2005, 48(4): 731 ~ 738

1998 年 11 月 4 日至 5 日日冕物质抛射日地 传输时间的数值模拟

熊 明, 郑惠南, 汪毓明, 傅向荣, 王 水, 窦贤康

中国科技大学地球和空间科学学院, 合肥 230026

摘 要 在一维球坐标系下模拟了 1998 年 11 月 4 日至 5 日 3 个连续日冕物质抛射(CME)在行星际空间的传播和相互作用并最终形成“复杂抛射”的日地传输过程. 首先在磁流体力学(MHD)数值模拟中应用 Harten 总变差减小(TVD)格式, 通过调节计算模型中的引力无量纲参数 α 、等离子体参数 β 和气体多方指数 γ , 构造出数值计算所需的初态背景, 使之在拉格朗日点处 L_1 的太阳风速度 v_r 、质子数密度 N_p 及质子热压力与磁压力的比值 β_p 与 ACE 卫星的观测数据一致. 接着仅采用速度脉冲的扰动形式, 其输入的幅度和持续时间由 Lasco/C2、GOES、LEAR 的观测数据并结合 Michalek 等提出的 CME“锥模型”来确定. 数值计算结果得到的两个激波到达时间和 ACE 卫星观测值的时间误差分别是 3h 和 4h. 这表明该模型能估算续发 CME 在行星际空间演化后驱动激波的到达时间和大致强度, 在空间天气的激波到达时间的预报方面有潜在的应用价值.

关键词 日冕物质抛射, 磁流体力学, 数值计算, 空间天气

文章编号 0001-5733(2005)04-0731-08 **中图分类号** P353 **收稿日期** 2005-01-24, 2005-03-26 收修定稿

A numerical simulation on the solar-terrestrial transit time of successive CMEs during November 4 - 5, 1998

XIONG Ming, ZHENG Hui-Nan, WANG Yu-Ming, FU Xiang-Rong, WANG Shui, DOU Xian-Kang

School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

Abstract The solar-terrestrial transit process of three successive CMEs during November 4 - 5, 1998 has been investigated numerically in one-dimensional spherical geometry. These CMEs interact with each other while they are propagating in interplanetary space and finally form a “Complex Ejecta”. A Harten’s total variation diminishing (TVD) scheme is applied to solve MHD equations numerically, starting from an ambient solar wind equilibrium, with appropriate dimensionless gravity parameter α , plasma beta β , and gas polytropic index γ . The equilibrium is consistent in solar wind speed v_r , proton number density N_p , and the ratio of proton thermal pressure to magnetic pressure β_p with the observation of ACE spacecraft at the Lagrange point (L_1). Merely velocity pulse is introduced in the numerical computation, whose amplitude and duration are determined by observation data of Lasco/C2, GOES, and LEAR combined with CME’s “Cone Model” proposed by Michalek et al. The results show that the differences of two shock arrival times (SATs) between the numerical calculation

基金项目 国家自然科学基金资助项目(40274050, 40336052), 科学技术部基础(NKBRSF G2000078405)和中国科学院知识创新工程重要方向项目(KZCX2-SW-136)资助.

作者简介 熊 明, 男, 1982 年生, 2002 年在中国科技大学地球和空间科学系获理学学士学位, 现为该校博士研究生, 主要从事行星际扰动传播的数值模拟. E-mail: mxiong@mail.ustc.edu.cn

and the ACE observation are 3 and 4 hours, respectively. It implies that the proposed numerical model can estimate SAT and rough shock intensity formed by successive CMEs evolving in interplanetary space. Therefore the results suggest a potential application in SAT prediction for space weather.

Keywords Coronal mass ejection, Magnetohydrodynamics, Numerical simulation, Space weather

1 引言

日冕物质抛射(CME)是引起行星际瞬变扰动(磁云、激波、高能粒子事件等)的主要源泉^[1]. CME在太阳表面产生时首先被白光日冕仪(SOHO/Lasco)遥感探测到,随后 CME 进入行星际空间传播和演化.几天后在 1AU 附近被飞船局地探测到的对地 CME 若伴随有强的南向磁场分量,就往往意味着地磁暴的开始^[2,3].因此建立数值和经验的天气模型来预测地球轨道附近行星际参数的变化显得越来越重要.

经验的和半经验的预报模型向物理预报模型转化是发展的必然趋势.经验模型中基于运动学的 HAF(Hakamada-Akasofu-Fry)模型^[4-7],可以根据卫星观测数据来计算得到太阳某爆发事件在行星际空间的传播过程,对扰动的大小、行星际磁场、等离子体的密度和速度,以及地球磁暴和极光带的物理行为进行预报.但是基于 MHD 方程组的数值预报模型能对空间天气现象进行自洽的数学描述.MHD 模拟已成功地模拟了许多重要的空间等离子体过程,而且为我们进一步理解这些过程提供了一种强有力的工具.特别是 2000 年 Groth et al.^[8]将并行自适应网格优化有限体积格式(AMR)应用于 MHD 模拟,首次实现空间天气展示性的全局三维模拟.该模拟从太阳源表面 CME 的产生开始,并进一步追踪 CME 在行星际空间的传播直至其与地球磁层-电离层相互作用的全过程.Groth 等的工作显示了 MHD 模拟在空间天气应用方面的巨大潜力.

空间天气预报中的一个关键环节就是预报由太阳瞬变事件引起的行星际激波的到达时间.Gopalswamy et al.^[9,10]对于 1AU 处的激波到达时间已提出了一些基于单个 CME 事件统计的经验公式,Gonzalez-Esparza et al.^[11]应用一维流体力学数值计算模型对行星际空间中单个 CME 的加速和传播时间进行了典型参量的算例研究.但上述研究^[9-11]没有涉及多个 CME 在行星际空间的相互作用导致加速和减速等复杂的行星际动力学行为.Burlaga et al.^[12]通过 WIND 和 ACE 飞船的观测资料,对多个

连续 CME 形成的复杂喷射进行研究发现:(1)复杂喷射的各个分量和相应的 CME 联系,但无法从中分辨出它们确切的对应关系;(2)CME 传播中的合并过程是非线性和不可逆的,无法了解开始过程中太阳附近的信息,同时各个 CME 的特征在对地的传播过程中消失殆尽.本文针对复杂喷射产生行星际激波的到达时间,在球坐标下采用一维 MHD 数值模拟来研究续发 CME 形成的多支激波在行星际空间的传播和相互作用.当然还有其他一些 MHD 预报模型,比如基于膨胀波模型的 STOA (Shock Time of Arrival)模型^[13,14]和基于 2.5 维 MHD 模型的 ISMP (Interplanetary Shock Propagation Model)模型^[14,15].Riley^[16,17]和 Dryer^[18]的结果显示,简化的一维数值模型能很好地反映扰动在行星际空间传播的最基本的物理图像.我们的结果也表明,一维模拟能较好地估算续发 CME 在行星际空间演化后驱动激波的到达时间和大致强度.

2 1998 年 11 月 4~5 日 CME 扰动传播的数值模拟

2.1 黄道面的 MHD 方程组

现考察球坐标系 (r, θ, φ) 中黄道面内的一维问题.所有的物理量仅依赖于 r ,其磁场 B ,流速 V ,压力 p 和密度 ρ 可写为

$$\begin{aligned} B &= B_r(t, r)e_r + B_\varphi(t, r)e_\varphi, \\ V &= v_r(t, r)e_r + v_\varphi(t, r)e_\varphi, \\ \rho &= \rho(t, r), p = p(t, r). \end{aligned} \quad (1)$$

无量纲化守恒形式的 MHD 方程组可表示为^[19]

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial r} + S = 0, \quad (2)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} r^2 \rho \\ \rho v_r \\ r^3 \rho v_\varphi \\ r B_\varphi \\ r^2 \left(\rho v_r^2 + \rho v_\varphi^2 + B_\varphi^2 + \frac{\beta p}{\gamma - 1} \right) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$F = \begin{bmatrix} r^2 \rho v_r \\ \rho v_r^2 + \frac{\beta}{2} p + \frac{1}{2} B_\varphi^2 \\ r^3 (\rho v_r v_\varphi - B_r B_\varphi) \\ r (B_\varphi v_r - B_r v_\varphi) \\ r^2 \rho v_r \left(v_r^2 + v_\varphi^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\beta p}{\rho} \right) \\ + 2r^2 B_\varphi (B_\varphi v_r - B_r v_\varphi) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\rho}{r} \left(2v_r^2 - v_\varphi^2 + \frac{B_\varphi^2}{\rho} + \frac{\alpha}{r} \right) \\ 0 \\ 0 \\ 2\alpha \rho v_r \end{bmatrix} \quad (5)$$

和

$$B_r = \frac{1}{r^2}. \quad (6)$$

这里,物理量 ρ, v, B, p, t, r 以 $\rho_0, V_A, B_0, p_0, \tau_A, R_S$ 归一化.其他符号是等离子体热压与磁压的比值 $\beta = 8\pi p_0/B_0^2$,引力加速度的无量纲值 $\alpha = gR_S/V_A^2$,特征 Alfvén 时间 $\tau_A = R_S/V_A$,特征 Alfvén 速度 $V_A = |B_0|/\sqrt{4\pi\rho_0}$ 和气体比热之比 γ ,太阳半径 R_S ,太阳表面引力常数 g .

在众多的数值格式中,Harten^[20]提出的 TVD 格式能很好地捕捉激波面.我们将其应用到 MHD 数值计算中,设计出一维 MHD 的 TVD 数值计算格式,并数值求解本文所涉及的物理问题.

2.2 一维太阳风初态和扰动的输入

无量纲的一维太阳风平衡态方程为

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{\beta}{2} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{\alpha}{r^2} = 0, \quad (7)$$

$$\rho v r^2 = \text{const}, \quad (8)$$

$$p \rho^{-\gamma} = \text{const}, \quad (9)$$

其中, v 是径向速度.由式(8)和式(9)可以得到

$$v \frac{dv}{dr} \left[1 - \frac{a^2}{v^2} \right] = \left[\frac{2a^2}{r} - \frac{\alpha}{r^2} \right], \quad (10)$$

此处 $a^2 = \frac{\beta\gamma}{2} \frac{p}{\rho}$.由式(10)可得临界点 $r = r_c = \alpha/2a_c^2$

处, $v_c = a_c = \frac{\beta\gamma p_c}{2\rho_c}$.太阳风速度所满足的方程为

$$\frac{v^2}{a_c^2} + 3 - \frac{4r_c}{r} + \frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{a_c^2}{v^2} \frac{r_c^4}{r^4} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} - 1 \right] = 0. \quad (11)$$

可以通过迭代求解上述方程在不同 r/r_c 值的 v^2/a_c^2 ,从而求解密度 ρ 和压力 p ^[21].角标 c 表示声速临界点处的取值.另外,在日球层坐标系(HEQ)中, v_φ 和 B_φ 均为 0.

Burlaga et al.^[12]分析了 1998 年 11 月 7 日到 10 日 ACE 卫星的观测数据,认证了行星际中的一种被称为“复杂抛射”的结构以及相应的太阳源表面的 CME.这些 CME 第一次出现在 LASCO/C2 视野的时间分别是 1998 年 11 月 4 日 04:54 UT, 1998 年 11 月 5 日 02:25 UT 和 1998 年 11 月 5 日 20:59 UT. LASCO/C2 和 LASCO/C3 视野中晕状(halo) CME 的

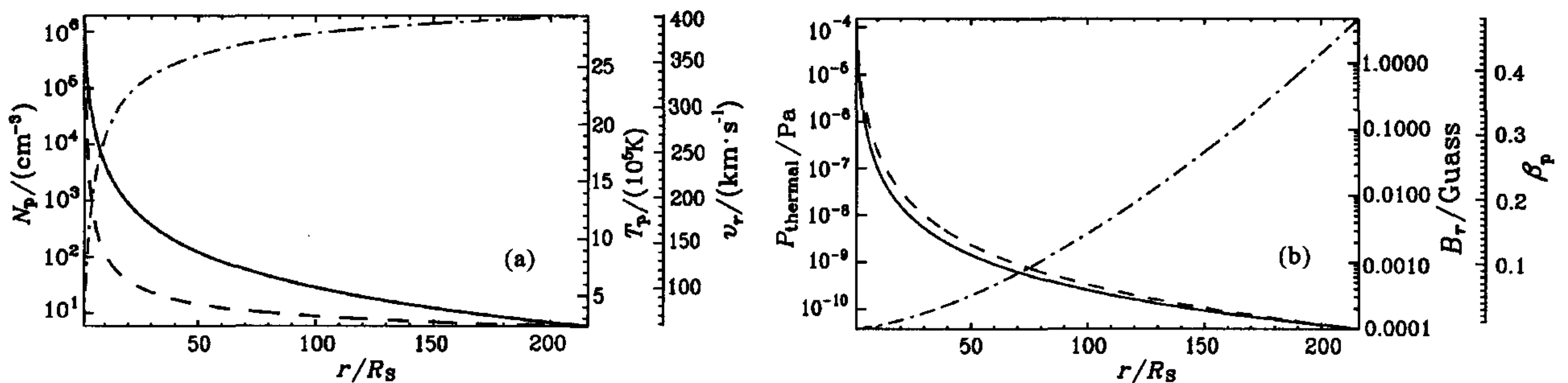


图 1 初态各物理参数的分布

(a)中实线表示质子数密度 N_p ,虚线表示质子温度 T_p ,点划线表示太阳风径向速度 v_r ;

(b)中实线表示热压力 P_{thermal} ,虚线表示径向磁场 B_r ,点划线表示质子热压力与磁压力的比值 β_p .

Fig.1 Initial distribution of various physical parameters

Solid line, dashed line and dot dashed line at (a) denote proton number density N_p , proton temperature T_p , solar wind radial speed v_r , respectively; those of (b) denote thermal pressure P_{thermal} , radial magnetic field B_r , the ratio of proton thermal pressure to magnetic field β_p , respectively.

亮环所具有的良好对称性和 EIT 观测到明显的日面爆发活动表明这些 CME 的对地性很好. 所以本文的一维简单模型能大致模拟这些 CME 在行星际空间中近似以直线传播的物理过程. 3 次连续的晕状 CME 在天空平面的投影速度分别是 527km/s, 577km/s 和 1124km/s, 其空间真实速度已由 Michalek et al.^[22] 通过 CME 的“锥模型”估计为 541km/s, 482km/s 和 1283km/s.

在数值模拟中, 假定太阳风中仅含有相同温度的质子和电子, 气体多方指数 $\gamma = 1.2$. 计算中无量纲参数取为背景太阳风声速临界点处 ($3.25 R_s$) 的局地值 (引力加速度的无量纲值 $\alpha = 6.5$, 等离子体热压与磁压的比值 $\beta = 3.24 \times 10^{-3}$, 太阳风速度为 171km/s, 质子数密度 $N_0 = 60464 \text{cm}^{-3}$, 温度 $T_0 = 1.48 \times 10^6 \text{K}$ 和磁场 $B_0 = 0.438 \text{Guass}$). 数值模拟采用的初态如图 1 所示, 在太阳表面处的流体速度是

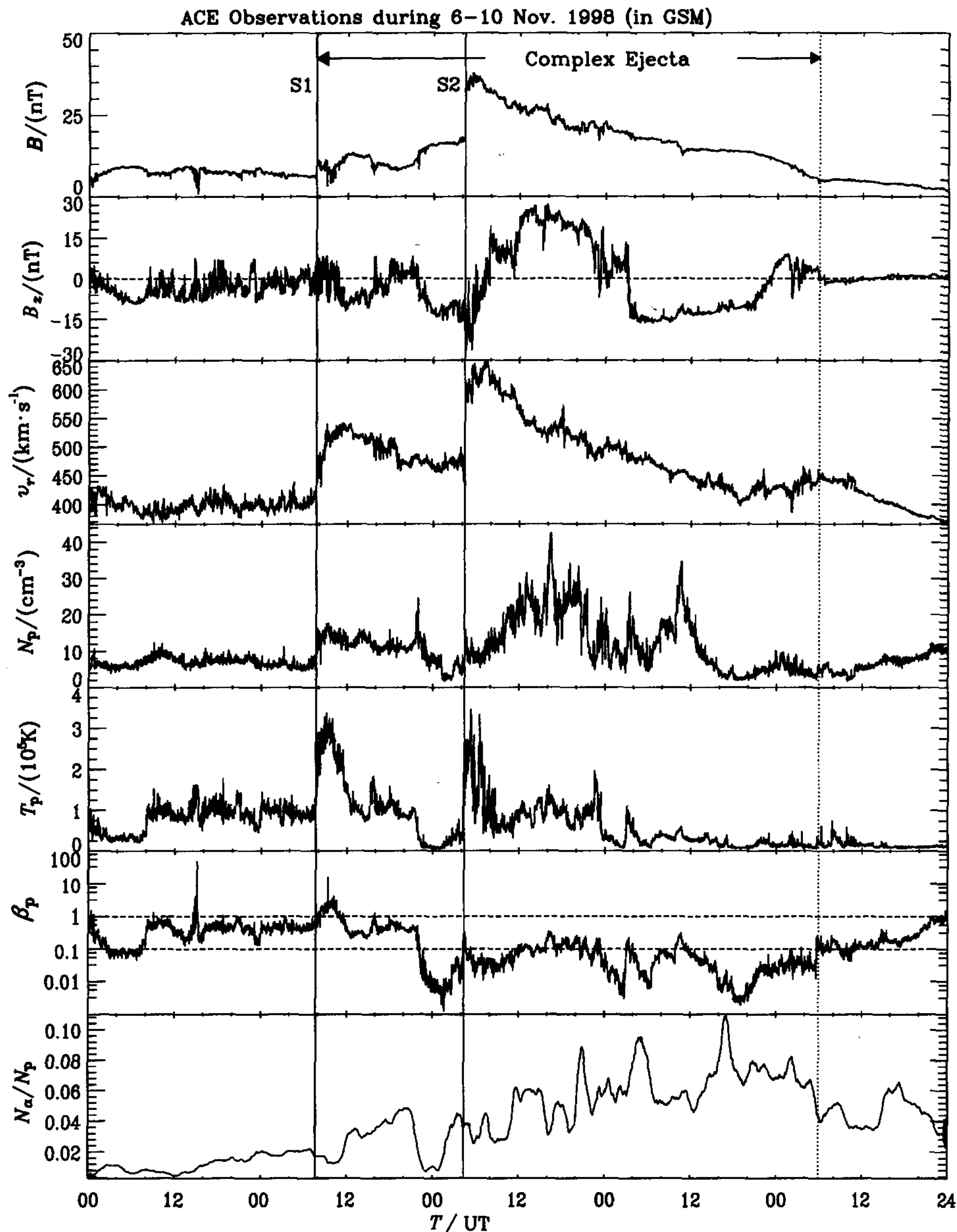


图 2 ACE 卫星的观测数据

B 为总磁场, B_z 为磁场的 z 分量, v_r 为太阳风速度, N_p 为质子数密度, T_p 为质子温度, β_p 为质子热压力与磁压力的比值, N_α/N_p 为 He^{++} 与质子的数密度比值. 图中的两条竖线表示连续激波的到达时间 (S1, S2).

Fig. 2 Observations of solar wind plasma and IMF by ACE spacecraft during November 6 - 10, 1998. B , B_z , v_r , N_p , T_p , β_p , N_α/N_p is the magnetic field strength, the z component field, the radial solar wind speed, the proton density, the proton temperature, the ratio of proton thermal pressure to magnetic pressure and the density ratio of He^{++} to proton, respectively. Vertical lines denote the times of two successive shocks S1, S2, respectively.

58km/s, 等离子体中质子热压力与磁压力的比值 $\beta_p = 8.96 \times 10^{-4}$. 由于模拟区域是黄道面内, 无法计入磁场的南北分量 B_θ , 并且为使计算所使用的数据和在地球轨道附近卫星的观测值相近, 一维 Parker 太阳风模型无法避免在太阳附近得到偏低的粒子密度和等离子体 β_p . 处于拉格朗日点处(约 $213.25 R_s$)的 ACE 卫星记录下了这次事件对应的行星际 CME, 如图 2 所示图中的两条竖线分别代表两个激波“S1”和“S2”. 从图 2 得出在激波到来前, 背景太阳风的速度 $v_r = 401\text{km/s}$, 质子热压力与磁压力的比值 $\beta_p = 0.47$ 和质子数密度 $N_p = 6\text{cm}^{-3}$ 与模拟中初态一致(我们将在后面做进一步的说明). 模拟区域为 $1 R_s \sim 216 R_s$ (大约 1AU), 网格间距 $0.05 R_s$, 共计 4301 个格点. 模拟以这次 CME 事件的起点 1998 年 11 月 4 日 04:54 UT 为计算的时间零点, 并持续 130h.

Gopalswamy et al.^[9,10] 的统计结果表明, 1AU 处的激波到达时间与 CME 的内部磁结构相关性很弱. Gonzalez-Esparza et al.^[11] 应用一维流体力学数值计算模型对行星际空间中单个 CME 的加速和传播时间进行了典型参量的算例研究, 发现径向速度的扰

动大小是决定快速 CME 日地传输时间的主导因素. 因此对于研究强扰动的传播时间而言, 我们只需在背景态 $3 R_s$ (局地太阳风流速 163km/s) 处施加 3 个速度脉冲, 其时间起点根据 LASCO 的观测分别取为 1998 年 11 月 4 日 04:54 UT, 11 月 5 日 02:25 UT 和 20:59 UT, 并取 Michalek et al.^[22] 的估计值作为扰动施加后局地的太阳风流速. 由于 CME 及其相关的耀斑是同一磁结构不稳定引起的不同活动现象, CME 的持续时间可以用与 CME 伴生耀斑的持续时间来简单估计. 根据 Burlaga et al.^[12] 认证出的与这些 CME 相伴生耀斑的时间、位置和活动区, 进一步从网站 <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.html> 找出这次事件耀斑的具体数据, 见表 1. 表 1 中的三栏分别对应于 1998 年 11 月 4 日 04:54 UT, 1998 年 11 月 5 日 02:25 UT 和 1998 年 11 月 5 日 20:59 UT 的 CME. 由耀斑发生的日面位置, 可发现有两次 GOES 和 LEAR 记录的是同一耀斑(具体位置分别是 N17E1 和 N19W11). 将每栏中的独立耀斑事件的持续时间简单相加, 估计出上述 3 次 CME 的持续时间分别为 48min, 20min 和 72min.

表 1 与 1998 年 11 月 4 日至 5 日向地 Halo CMEs 相伴生的 X 射线耀斑事件

Table 1 X-ray solar flare events accompanied with Earth-directed halo CMEs during 4–5 November 1998

类别	观测日期	观测站	开始时间(UT)	峰值时间	结束时间(UT)	日面位置	活动区
1	1998-11-04	GOES	3:10	3:37	3:58	N17E1	8375
	1998-11-04	LEAR	3:14	3:17	4:07	N17E1	8375
2	1998-11-05	LEAR	2:36	2:36	2:49	S29E14	8376
	1998-11-05	GOES	2:57	3:00	3:04	N19W11	8375
	1998-11-05	LEAR	2:59	3:02	3:08	N19W11	8375
3	1998-11-05	GOES	19:00	19:55	20:12	N22W18	

2.3 算例分析

图 3 表示了连续抛射形成的扰动传播特征. 图中的 F 和 B 分别表示前向快波和后向快波, 下标 1, 2, 3 分别表示所施加的 3 个扰动. 在 $t = 3.95\text{h}$, 初始扰动很快分解成前向快波(F_1)和后向快波(B_1). 在 $t = 42.18\text{h}$, 第 2 个扰动的前向快波(F_2)已赶上第 1 个扰动的后向快波(B_1)并叠加在一起, 随后分离. 第 3 个扰动的前向快波(F_3)在 $t = 62.52\text{h}$ 穿越第 1 个扰动的后向快波(B_1)并且追上第 2 个扰动的前向快波(F_2)的尾部. 最终, 第 2 个扰动产生的前向快波(F_2)和第 3 个扰动产生的前向快波(F_3)融合在一起并形成一

个更大强度的前向快激波($F_2 + F_3$). 在模拟时间内, 此合成的快激波($F_2 + F_3$)未能追上第 1 个扰动的后向快波(B_1), 这就导致拉格朗日点 L_1 处观测到的双峰结构. 图 4 给出在拉格朗日点 L_1 处各物理量随时间的演化, 在扰动到达之前各物理量的值和图 2 的 ACE 卫星观测到的激波到来之前的数据一致, 这些都表明了模拟中的初态是合理的. 扰动到达时, 模拟结果显示增强的 β_p 与卫星观测值(见图 2)正好相反. 这是由于本文只研究激波传输时间, 采用速度脉冲的扰动形式而不是磁结构的输出. 对于其他参量 v_r , N_p 和 T_p , 模拟值和观测值在形态上一致. 从图 4 还可看出, 两个激波大约在 11 月 7 日 11:00 UT 和 11 月 8 日 0:00 UT 到达,

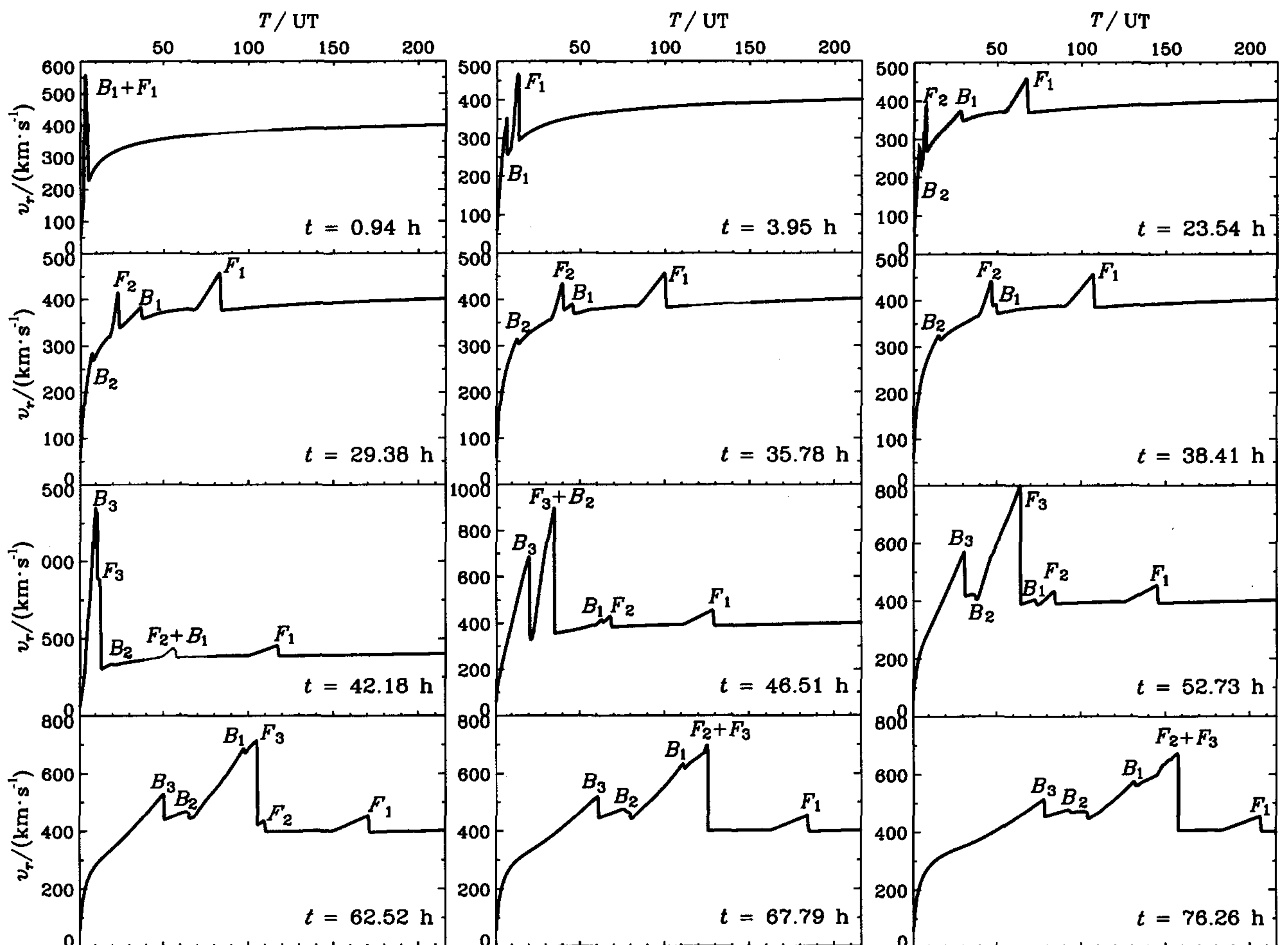


图3 扰动传播引起的太阳风径向速度 v_r 随时间的演化曲线

F 和 B 分别表示前向快波和后向快波,下标 1,2,3 分别表示和所施加的 3 个扰动相联系的三支波模.

Fig.3 The time evolution curve of solar wind radial speed incited by disturbance propagation

F, B denote forward and backward fast mode wave, subscripts 1, 2 and 3 denote three wave modes related with injected three disturbances, respectively.

这与 ACE 卫星的观测值(见图 2)11 月 7 日 8:00 UT 和 11 月 8 日 4:00 UT 相比较,误差分别是 3h 和 4h.

为了进一步比较 CME 在行星际空间的相互作用对激波到达时间的影响,本文把复杂抛射的 3 个扰动分别当作独立事件进行了数值模拟.图 5 表明,(1)激波在行星际空间近似匀速运动,这与 Vandas et al.^[23]数值模拟黄道面内的磁云在行星际空间最终以渐进的速度传播的结论一致;(2)与独立事件传播的差别在于第 2 和第 3 个激波面在行星际空间发生碰撞而合成为一个复合激波面.这使得起始时间不同的第 2 个和第 3 个扰动于同一时间到达拉格朗日点 L_1 ,相应地第 2 个扰动的到达时间提前了大约 10h(见图 6).这表明,Gopalswamy 经验公式^[10]是基于单个独立 CME 事件的统计结果,并不适用于复杂抛射中多个 CME 发生相互作用的物理过程.本文的结果表明,一维模拟能较好地估算续发 CME 在行星际空间演化后驱动激波的到达时间和大致强度.

3 结 论

本文在一维球坐标下的黄道面内模拟了 1998 年 11 月 4 日至 5 日 3 个连续 CME 形成“复杂抛射”的日地传输过程.结果表明,对于快速 CME 而言,模型采用速度脉冲的扰动形式是合理的,能估算续发 CME 在行星际空间演化后驱动激波的到达时间和大致强度.此外,MHD 数值模拟能了解扰动在行星际空间中传播和演化的过程,显示各支快磁声波模的传播特征和它们的相互作用,比 Gopalswamy 基于单个事件的经验公式^[9,10]有更广的应用范围,从而在空间天气的激波到达时间的预报方面有潜在的应用价值.

致 谢 文中使用了 SOHO 卫星, ACE 卫星, GOES 卫星和 LEAR 观测站的观测数据,在此表示感谢.

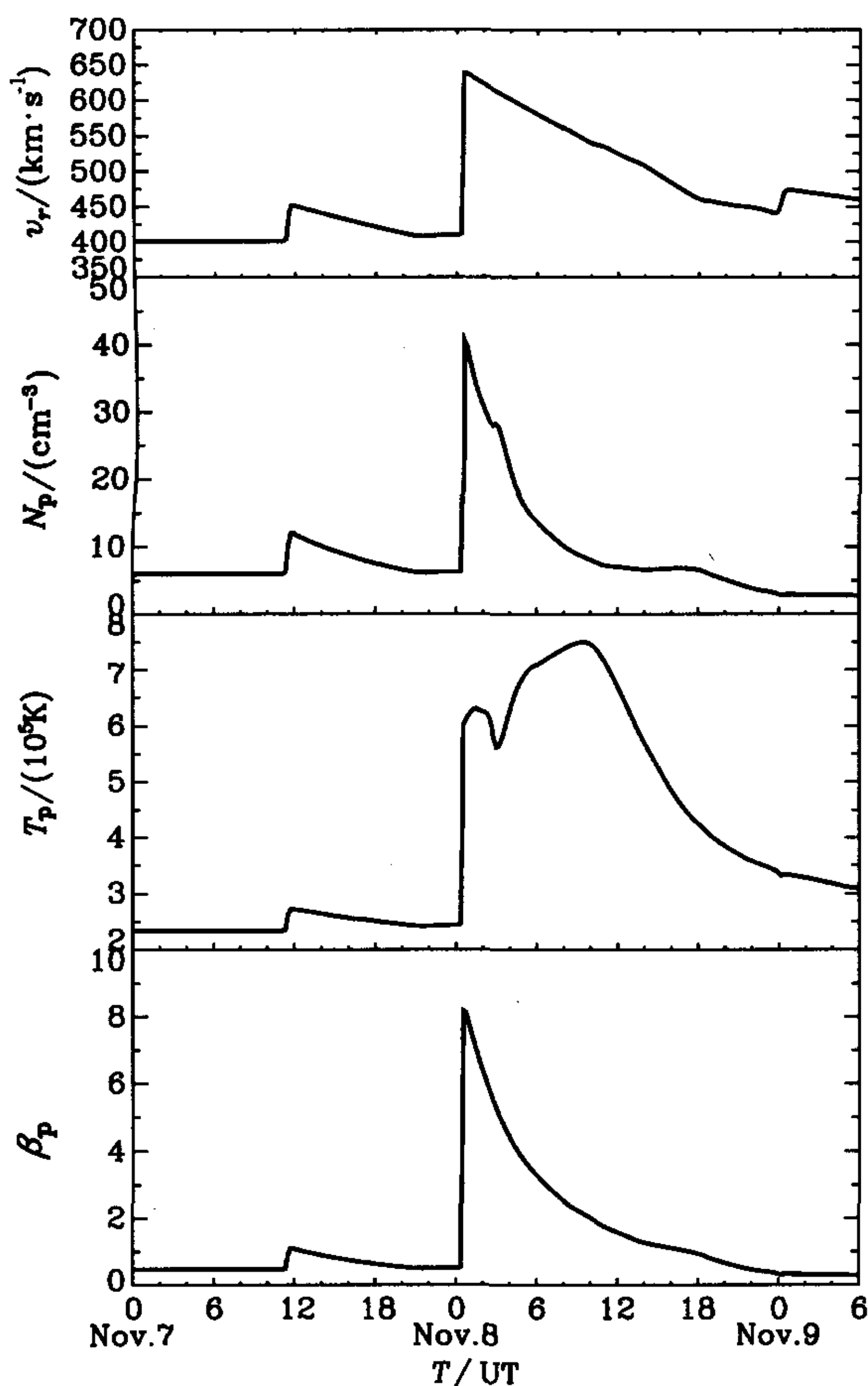


图 4 在拉格朗日点 L_1 处, 数值模拟得到的 v_r , N_p , T_p 和 β_p 随时间的演化曲线

Fig.4 The time evolution curves of v_r , N_p , T_p and β_p at the Lagrange point L_1 obtained from numerical simulation

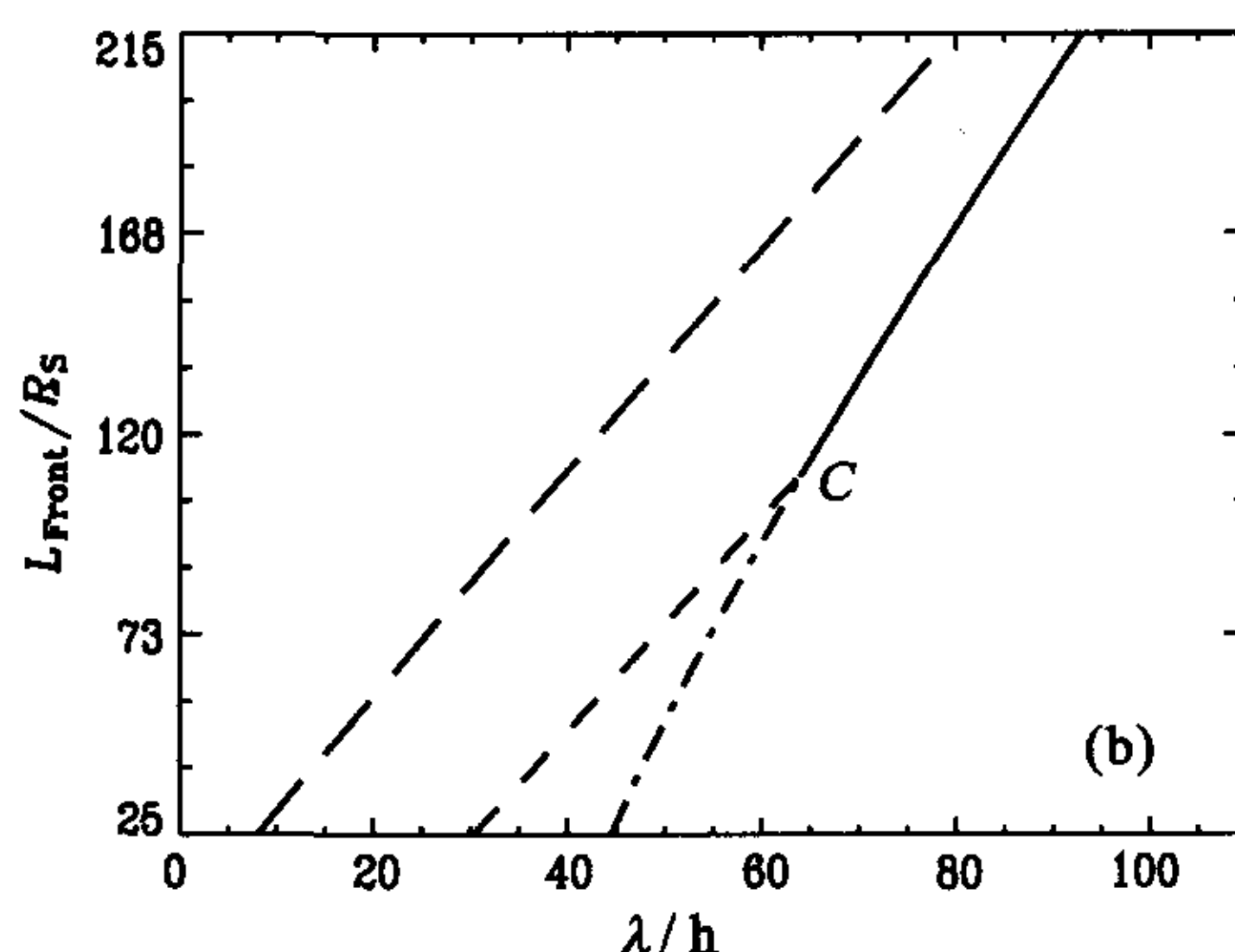
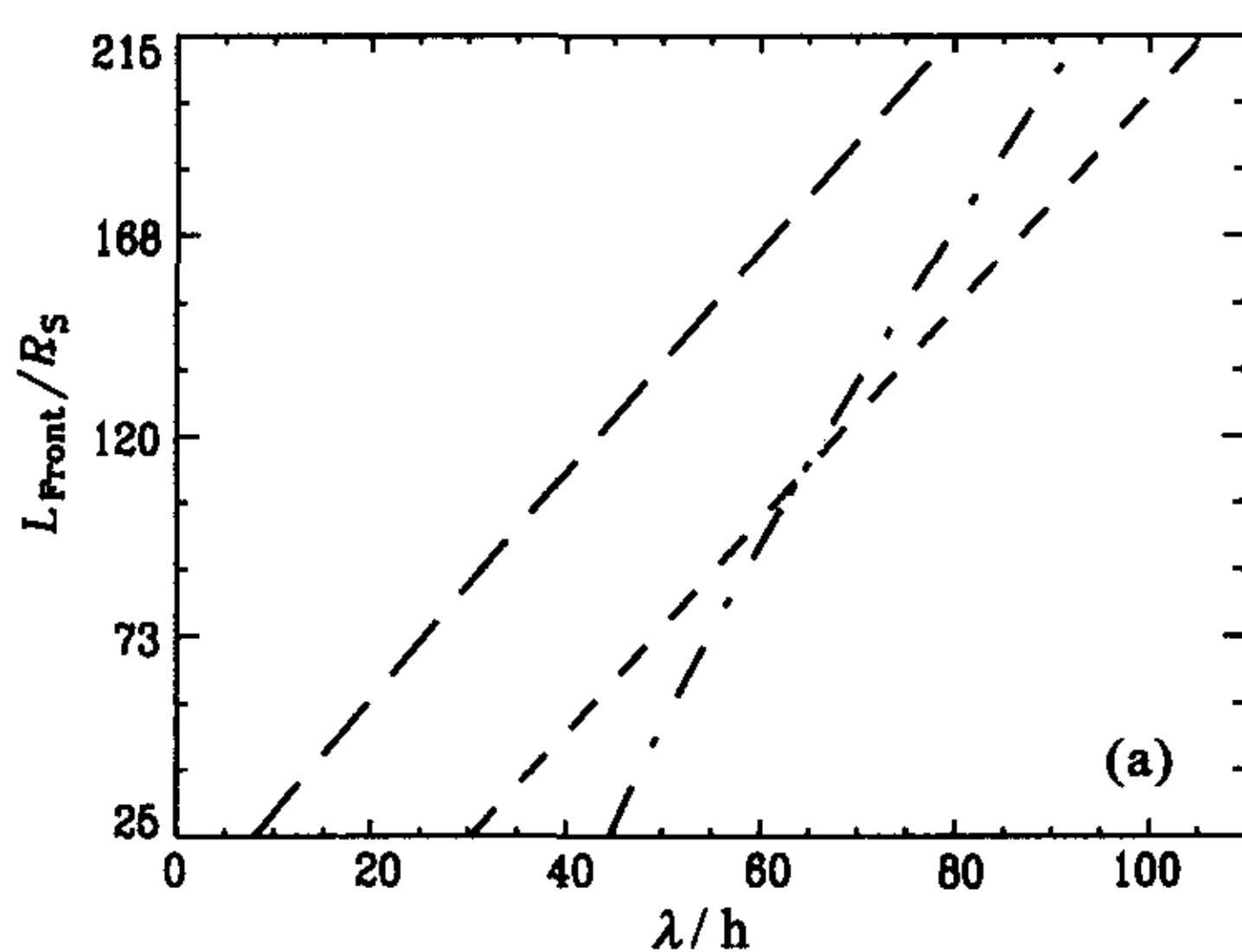


图 5 激波面在行星际空间的位置 L_{Front} 与时间 λ 的关系图

(a) 独立事件; (b) 复杂抛射. 图中长划线、划线、点划线和实线分别代表第 1, 第 2, 第 3 扰动的波阵面以及由于碰撞在“C”点形成的合成波阵面.

Fig.5 The location-time ($L_{Front} - \lambda$) relationship of shock front in interplanetary space

(a) Separate Ejecta; (b) Complex Ejecta. Long dashed line, dashed line, dot dashed line and solid line denote the wave front of disturbances 1, 2, 3, and compound front due to collision at point “C”, respectively.

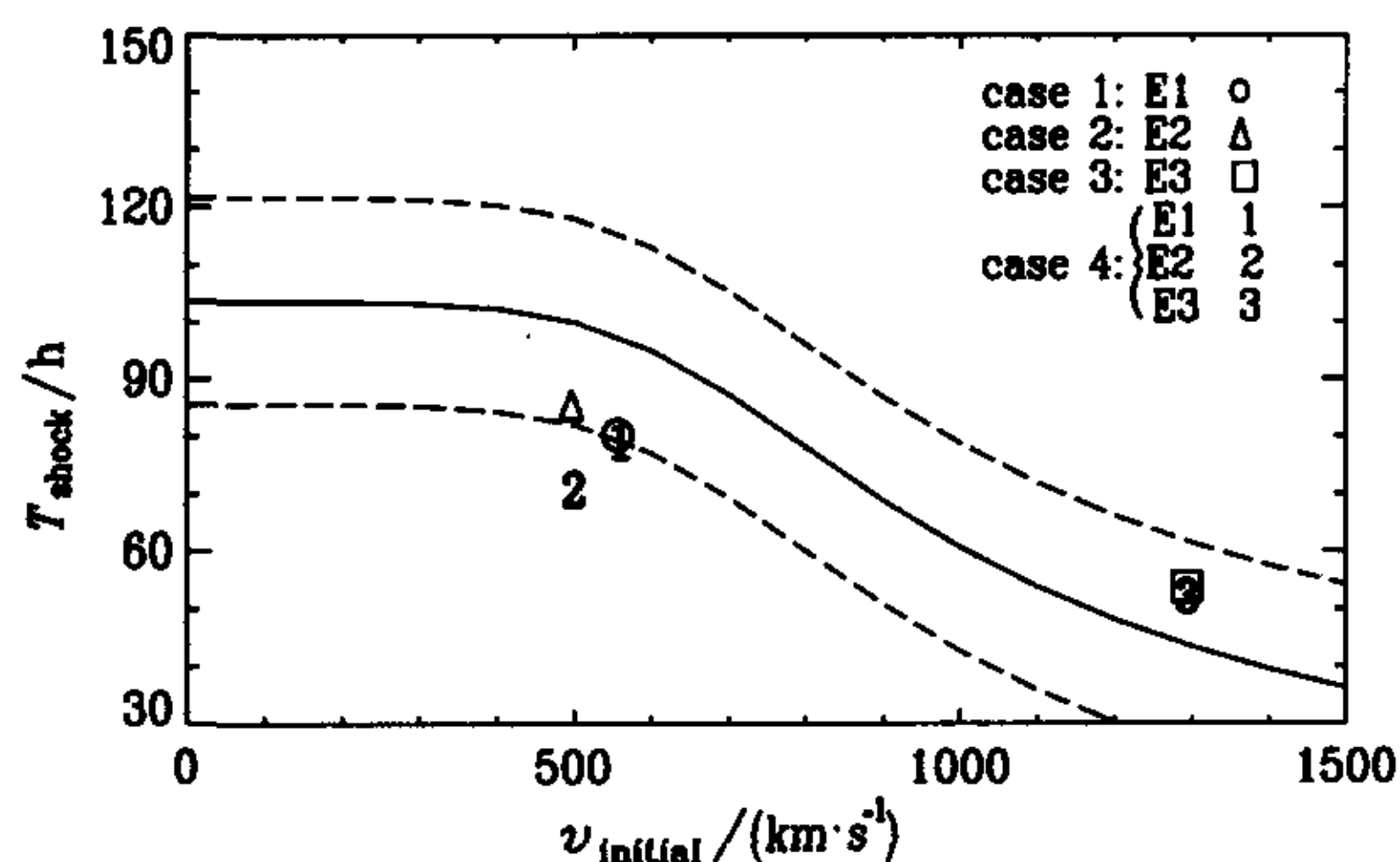


图 6 激波传输时间 (T_{shock}) 与 CME 初始速度 ($v_{initial}$) 的关系图

E 表示抛射 (Ejecta). 激波传输时间是指激波到达拉格朗日点 (L_1) 与其对应的 CME 第一次出现在 Lasco/C2 的时间差.

图中实线和虚线分别表示 Gopalswamy 经验公式及其误差范围^[10]. 算例 1, 2, 3 代表假想的独立事件, 分别用 \circ , Δ , \square 表示. 算例 4 代表复杂抛射, 1, 2, 3 分别代表相应的 3 个连续 CME.

注意, 第 2 和第 3 扰动起始时间不同, 但同时到达 L_1 点.

Fig.6 The relationship of shock transport time T_{shock} and CME initial speed $v_{initial}$

E denotes Ejecta. T_{shock} refers to the time difference between shock arrival at the Lagrange point (L_1) and its corresponding CME firstly observed by Lasco/C2. Solid line and dashed line denote Gopalswamy's empirical formula and its error band^[10]. Case 1, 2, 3 denote hypothetical separate ejecta, denoted by \circ , Δ , \square respectively. Case 4 denotes complex ejecta and 1, 2, 3 denote corresponding three successive CMEs. Note: disturbance 2 and 3, though starting at different times, arrive at L_1 point simultaneously.

参考文献(References)

- [1] Gosling J T. The solar flare myth. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98** (A11): 18,937 ~ 18,950
- [2] Akasofu S I. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.*, 1981, **28**: 121 ~ 190
- [3] Gonzalez W D, Gonzalez L C, Tsurutani B T, et al. Solar wind - magnetosphere coupling during intense magnetic storms (1978 - 1979). *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**: 8,835 ~ 8,851
- [4] Hakamada K, Akasofu S I. Simulation of three-dimensional solar wind disturbances and resulting geomagnetic storms. *Space Sci. Rev.*, 1982, **31**: 3 ~ 70
- [5] Akasofu S I, Fry C D. A first-generation geomagnetic storm prediction scheme. *Planetary Space Sci.*, 1986, **34**: 77 ~ 92
- [6] Fry C D, Sun W, Deehr C S, et al. Improvements to the HAF solar wind model for space weather predictions. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A10): 20,985 ~ 21,001
- [7] 王传兵,赵寄昆,陈合宏等.运用三维运动学模型对行星际磁场南北分量的预测.地球物理学报,2002,45(6):749 ~ 758
Wang C B, Zhao J K, Chen H H, et al. Prediction of the IMF B_z using a 3-D kinematic code. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2002, **45**(6): 749 ~ 758
- [8] Groth C P T, De Zeeuw D L, Gombosi T I, et al. Global 3D MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A11): 25,053 ~ 25,078
- [9] Gopalswamy N, Lara A, Lepping R P, et al. Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **27**: 145 ~ 148
- [10] Gopalswamy N, Lara A, Yashiro S, et al. Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A12): 29,207 ~ 29,218
- [11] Gonzalez-Esparza J A, Lara A, Perez-Tijerina E, et al. A numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(A1): SSH9
- [12] Burlaga L F, Plunkett S P, St Cyr O C. Successive CMEs and complex ejecta. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(A10): SSH1
- [13] Smart D F, Shea M A. A simplified model for timing the arrival of solar-flare-initiated shocks. *J. Geophys. Res.*, 1985, **90**: 183 ~ 190
- [14] Smith Z, Dryer M, Ort E, et al. Performance of interplanetary shock prediction models: STOA and ISPM. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2000, **62**: 1265 ~ 1274
- [15] Smith Z, Dryer M. MHD study of temporal and spatial evolution of simulated interplanetary shocks in the ecliptic plane within 1AU. *Solar Phys.*, 1990, **129**: 387 ~ 405
- [16] Riley P, Gosling J T. Do coronal mass ejections implode in the solar wind? *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**: 1529 ~ 1532
- [17] Riley P, Gosling J T, Pizzo V J. Investigation of the polytropic relationship between density and temperature within interplanetary coronal mass ejection using numerical simulations. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A5): 8,291 ~ 8,300
- [18] Dryer M. Interplanetary studies: Propagation of disturbances between the Sun and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.*, 1994, **67**: 363 ~ 419
- [19] Jeffrey A and Taniuti T. Non-linear Wave Propagation with Applications to Physics and Magnetohydrodynamics. New York: Academic Press, 1964
- [20] Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys.*, 1983, **49**: 357 ~ 393
- [21] Parker E N. Interplanetary Dynamical Processes. New York: Wiley-Interscience, 1963
- [22] Michalek G, Gopalswamy N and Yashiro S. A new method for estimating widths, velocities and source location of halo CMEs. *Astrophys. J.*, 2003, **584**: 472 ~ 478
- [23] Vandas M, Fischer S, Dryer M, et al. Simulation of magnetic cloud propagation in the inner heliosphere in two-deimensions 1. A loop perpendicular to the ecliptic plane. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100** (A7): 12,285 ~ 12,292