

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学技术大学
博士学位论文

一些行星际复合结构的动力学
和地磁效应的MHD数值模拟

作者： 熊明

指导教师 郑惠南 教授

单位名称 中国科学技术大学地球和空间科学学院

申请学位级别 博士 学科专业名称 空间物理(070802)

论文提交日期 2007-4-25 论文答辩日期 2007-5-29

培养单位 中国科学技术大学地球和空间科学学院

学位授予单位 中国科学技术大学(10358)

答辩委员会主席 魏奉思 院士

Numerical MHD Simulation of the Dynamics and Geoeffectiveness of Some Interplanetary Compound Structures

Ming Xiong

Advisor:
Prof. Huinan Zheng

School of Earth & Space Sciences
University of Science & Technology of China

April 25, 2007

摘要

作为联接太阳和地球的纽带，行星际空间是空间天气的链锁反应的一个关键环节。“多重磁云”和“激波追赶磁云”是两类特殊的行星际复合结构，都被观测证实为大地磁暴的重要的行星际起源。本文主要从动力学和后随的地磁效应入手，紧密结合飞船的观测，运用 MHD 数值模拟，对“多重磁云”和“激波追赶磁云”进行了综合的研究。主要结果归纳为如下 3 条：

1. 完成了日球行星际空间的 MHD 数值计算程序，为空间天气中行星际磁云扰动的数值预报建立了重要基础

基于激波捕捉法的复合格式建立了源程序。它能数值求解间断解和复杂的光滑结构相互作用的数学问题，能保证在数值计算中实现磁场的无散条件，从而能模拟激波进入磁云的物理图像。

2. 分别对激波—磁云的“正对碰撞”和“倾斜碰撞”进行了数值模拟

瞬变激波首先追赶上前导磁云，然后进入磁云的低 β 介质中传播，最终与磁云本体驱动的激波完全融合为一支强度更大的复合激波。激波沿着其波阵面的法向压缩磁云的主体。在激波穿越磁云后，原先被高度压缩的磁云主体在其内禀磁弹性的作用下会逐渐恢复为扁圆的几何形态。激波对磁云内禀磁力线的压缩和旋转被证实是增强地磁效应的有效机制。而且，激波进入磁云的不同深度，引起的地磁扰动也不同。在强激波的不同传播方向的情况下，对应于最大地磁暴的激波穿越位置都恰好是磁云的中心。如果用 Dst 指数来量化地磁效应，模拟结果表明在瞬变激波的作用下，单独磁云



事件的地磁效应大大增加，最高可达 80%。进一步，发现激波倾斜穿越磁云会导致磁云偏转并找到该偏转效应对初始激波强度和方向的依赖关系。当激波以倾斜的方式在磁云的本体中传播时，磁云的本体和激波的远日点同时发生朝向相反方向的偏转。磁云和激波的初始抛射方位之间适度的角度差导致磁云本体的最大偏转。瞬变激波的速度越强，磁云的偏转角就越大。所以，磁云和其它行星际扰动的相互作用是行星际 CME 在传播中偏转的一个起因。

3. 对由双磁云“正对碰撞”而形成的多重磁云展开了数值模拟

初始时低速的前导磁云（磁云 1）和高速的后随磁云（磁云 2）先后沿着日球层赤道抛射到行星际空间。双磁云的耦合涉及到磁云 1 本体、磁云 1 驱动的激波、磁云 2 本体、磁云 2 驱动的激波之间发生充分的相互作用。当磁云 2 驱动的激波穿越磁云 1 本体后，磁云 2 本体的推挤效应能继续压制住磁云 1 的内禀磁弹性，抑制已经被高度压缩的磁云 1 出现几何形态的恢复。随着双重磁云演化的进行，每个子磁云受到越来越大的压缩，其内禀的磁弹性也变得越来越坚硬。当内禀磁弹性不断增强以至于能抗衡外在压缩时，多重磁云的可压缩程度就到了最大值。该截止的可压缩程度决定了多重磁云的最大地磁效应，因为“多重磁云”和“激波穿越磁云”作为引起大地磁暴的两个重要的行星际源，其本质在于在南向磁场事件中存在着强烈的压缩效应。在多重磁云的形成、传播、演化以及后随地磁效应中，磁弹性、每个子磁云的磁螺度、子磁云之间的相互压缩都是关键的物理因素。

Abstract

The interplanetary (IP) space is a key node of the cause-effect chain for the space weather, as a pivot linking the Sun and the Earth. “Multiple magnetic cloud” (Multi-MC) and “shock overtaking MC” are two particular types of IP compound structures, and are both proved by observations of spacecraft and ground-based observatories to be two important IP sources of large geomagnetic storms. A comprehensive investigation of “Multi-MC” and “shock overtaking MC” is carried out by numerical MHD simulation. It is focused on dynamics and ensuing geoeffectiveness, closely combined with spacecraft observations. The main conclusions can be summarized as the following three points:

1. The construction of a heliospheric numerical magnetohydrodynamic code for space weather prediction of interplanetary MC disturbances

In order to simulate the physical process of shock entering MC, a source code is constructed on basis of a compound scheme of shock-capturing methods. The numerical model can numerically solve the mathematical problem of interaction between a sharp discontinuity and a complicated smooth structure, guarantee the divergence-free condition of magnetic field in numerical computation. Thus it provides an indispensable premise and powerful platform for the research of physical problems.

2. The numerical simulation of the “direct collision” and “oblique collision” for “shock overtaking MC”



An incidental shock first catches up with a preceding MC, then penetrates through the MC, and finally merges with the MC-driven shock into a stronger compound shock. The MC body is highly compressed by the shock front along its normal. After the shock passage, the previously compressed MC body is gradually restored to an oblate morphology under the action of its inherent magnetic elasticity. The compression and rotation of the magnetic field serve as an efficient mechanism to cause a large geomagnetic storm. Moreover, when a shock penetrates an MC at the different depth, the resulting geomagnetic storm is also different. Regardless of the shock orientation, the shock penetration location regarding the maximum geoeffectiveness is right at MC core on the condition of very strong shock intensity. Quantified by the Dst index, the simulation results reveal that the geoeffectiveness of an individual MC is largely enhanced with 80% increment in maximum by an incidental shock. Furthermore, it is found that the oblique penetration of a shock through an MC leads to the MC deflection. The opposite deflections of MC body and shock aphelion in the MC-shock oblique collision occur simultaneously through the process of shock penetrating MC. The dependence of such deflection on the initial shock intensity and orientation is also explored. An appropriate angular difference between the initial eruption of an MC and an overtaking shock leads to the maximum deflection of the MC body. The larger the shock intensity is, the greater is the deflection angle. Therefore, the interaction of MCs with other disturbances could be a cause of deflected propagation of interplanetary coronal mass ejection (ICME).

3. The numerical simulation of a Multi-MC formed by the “direct collision” of two MCs

Both slow preceding MC (MC1) and fast following MC (MC2) are initially launched along the heliospheric equator, one after another with different time interval. The coupling of two MCs involves the comprehensive interaction among the MC1 body, MC1-



driven shock, MC2 body, and MC2-driven shock. After the passage of MC2-driven shock front, magnetic field lines in MC1 medium previously compressed by MC2-driven shock are prevented from being restored by the MC2 body pushing. As the evolution proceeds, the MC1 body suffers from the larger and larger compression, and its original vulnerable magnetic elasticity becomes stiffer and stiffer. So there exists a maximum compressibility of the Multi-MC when the accumulated elasticity can balance the external compression. This cutoff limit of compressibility mainly decides the maximally available geoeffectiveness of a Multi-MC, because the geoeffectiveness enhancement of MCs interacting is ascribed to the compression. The intense compression accompanying the southward magnetic field (B_s) event is responsible for the geoeffectiveness enhancement of “Multi-MC” and “shock overtaking MC”. The magnetic elasticity, magnetic helicity of each MC, and compression between each other are the key physical factors for the formation, propagation, evolution, and resulting geoeffectiveness of the interplanetary Multi-MC.



目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	v
第一章 引言	1
1.1 日地系统	1
1.1.1 太阳	2
1.1.2 行星际空间	6
1.1.3 地球	7
1.2 空间天气	9
1.3 单个太阳扰动事件的行星际传播	13
1.3.1 磁云	13
1.3.2 ICME 的偏转	16
1.3.3 行星际激波各向异性的传播	17
1.3.4 高速流压缩 ICME	21



1.3.5	磁云边界层	22
1.4	多个太阳扰动事件形成的行星际复合结构	23
1.4.1	复杂喷射	24
1.4.2	多重磁云	24
1.4.3	激波追赶磁云	28
1.5	小结	29
第二章	激波—磁云的正对碰撞	31
2.1	数值 MHD 模型	31
2.1.1	MHD 控制方程	31
2.1.2	计算方法	32
2.1.3	背景太阳风的动平衡态	33
2.1.4	磁云和激波浮现的标定	34
2.2	单独磁云的传播 (算例 A)	36
2.3	快激波与磁云的相互作用	40
2.3.1	算例 B	40
2.3.2	算例 C	44
2.4	地磁效应的研究	49
2.5	小结	52
第三章	激波—磁云的倾斜碰撞	55
3.1	数值 MHD 模型	56
3.2	激波—磁云相互作用的动力学过程	56



3.2.1	算例 B ₂	57
3.2.2	算例 C ₂	61
3.2.3	多算例的比较	63
3.3	地磁效应的分析	65
3.4	磁云和激波的偏转	69
3.5	小结	71
第四章	多重磁云的正对碰撞	73
4.1	数值 MHD 模型	73
4.2	双磁云的相互作用	74
4.2.1	算例 B ₁	76
4.2.2	算例 C ₁	80
4.2.3	磁云 2 的磁螺度	85
4.3	地磁效应的分析	86
4.4	可压缩性的分析	93
4.5	小结	96
第五章	总结	99
	个人简历	119
	攻读博士学位期间完成论文列表	121

第一章 引言

1.1 日地系统

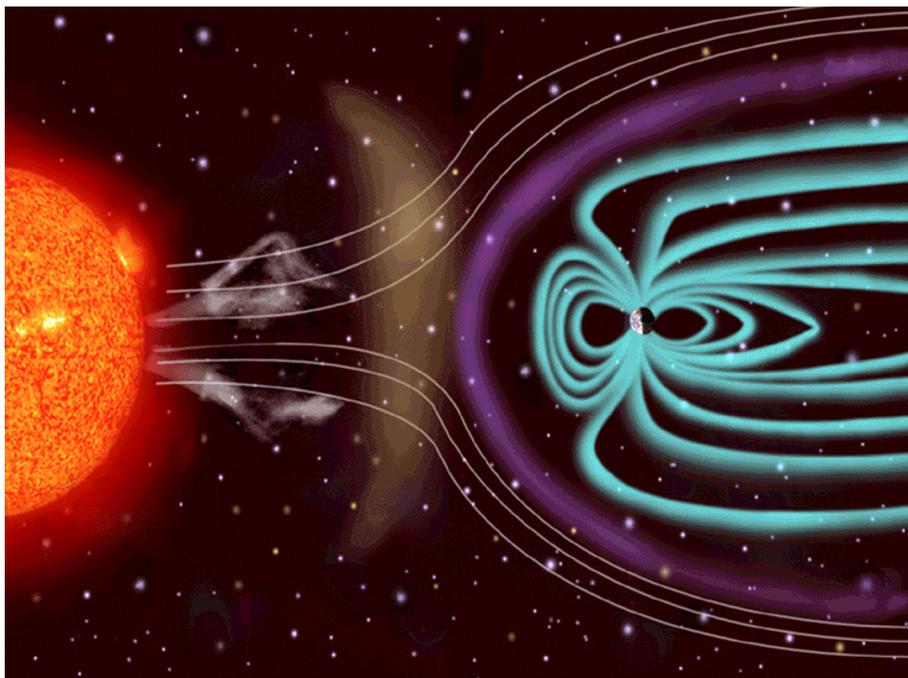


图 1.1 空间天气示意图。

空间天气是指太阳、太阳风、磁层、电离层和热层的状态，它们可能影响到空间和地基技术系统的性能和可靠性，甚至危及人类的生命和健康。恶劣的空间天气能够引起卫星运行、通信、导航以及电站输送网络的崩溃，造成各方面的社会经济损失。空间天气学以预报空间天气变化为目的，研究日地之间各种纷繁复杂的物理现象（图 1.1）。它的出现标志着太空物理学从基础的理论研究扩展到了实际的业务应用。由于太阳系行星际空间的等离子体和磁场都基本上来源于太阳，并且太阳是日地空间环境的扰动源，所以深入研究日地系统对提高空间天气的预报水平具有及其重要的意义。



1.1.1 太阳

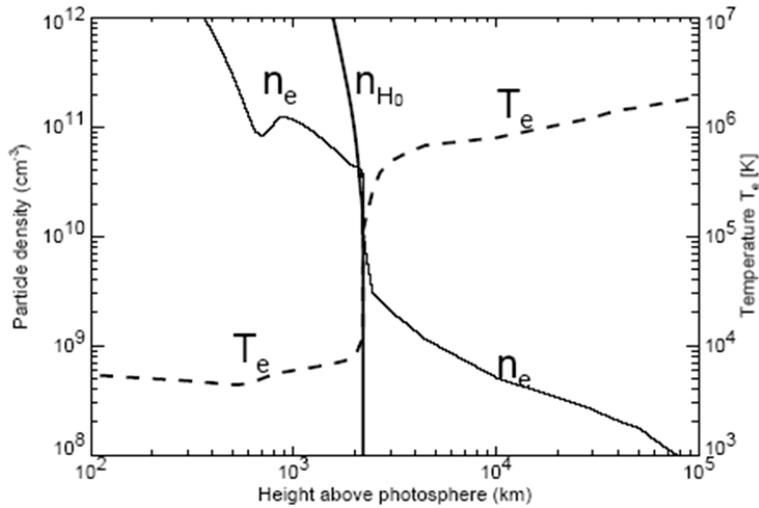


图 1.2 太阳大气的密度和温度的模型。 n_e 、 T_e 、 n_{H0} 分别表示电子密度、电子温度、中性氢原子的密度。

太阳是一个以氢为主要成分的气体球。通常肉眼可见的是光球层，它是一层厚度仅为 500 km 的“表皮”但却发射出几乎全部的太阳光。光球层以下为太阳内部结构，光球层以上为太阳外部大气。从内往外，依次为太阳内核、辐射层、对流层、光球层、色球层、过渡区、日冕。太阳大气具有强烈的非等温和非均匀性（图 1.2）。在色球层，温度只有 5000 K。大气是部分电离的，主要由中性氢原子、带电的质子和电子组成，而且电离度比较低。但是，在光球层上方小于 2 万公里的低日冕内，温度高达百万度，大气被完全电离，几乎不存在中性粒子。结果中性氢原子的密度（ n_{H0} ）在过渡区内几乎垂直地下降为 0。

太阳外层大气—日冕具有百万度的极高的温度，作用于日冕等离子体上的引力不能平衡压力差，因此日冕很难维持流体静力平衡，不可能处在稳定静止状态，而是稳定地向外膨胀。热等离子体连续地从太阳向外流出，就形成了太阳风 [Parker, 1963]。太阳风分为高速流和低速流。高速流是从极区冕洞等开放型的单极磁场的区域流出（图 1.3），低速流是从冕流边缘流出。通常在黄道面内观测到的是低速流，只有当极区冕洞延伸到中低纬度区域，才能观测到高速流。其实，高速流才是“正常太阳风”，而

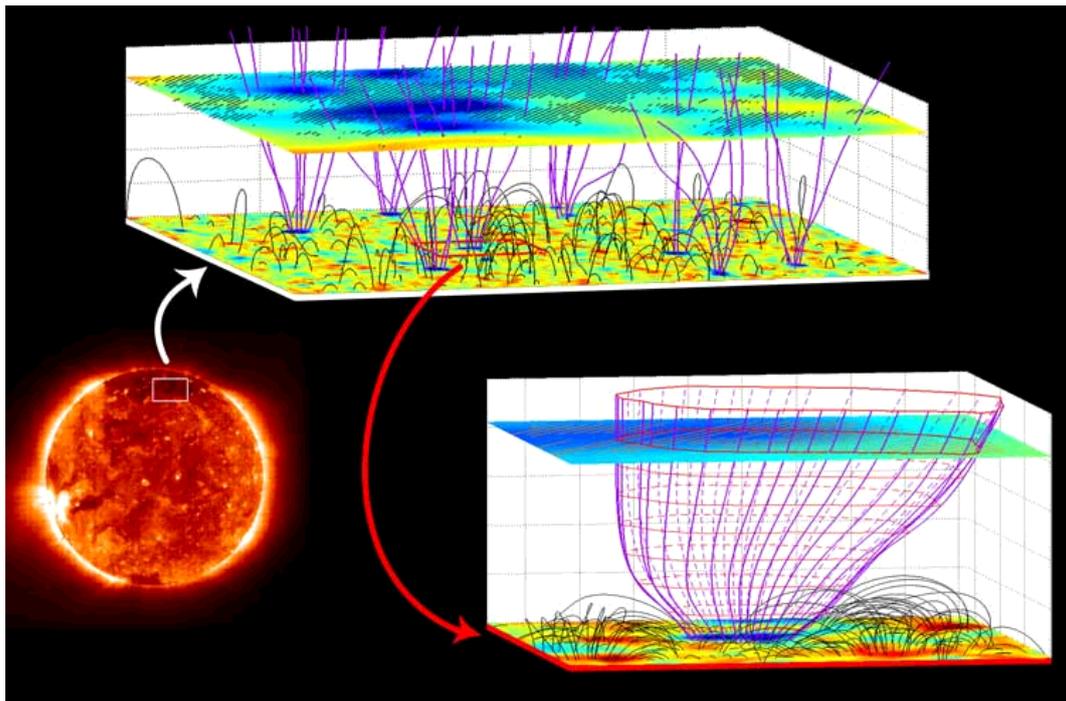


图 1.3 第一个基于观测证据的太阳风起源的三维模型[Tu et al., 2005]。

低速流只不过是“正常”太阳风扩展到黄道面的“边缘太阳风”。高速流中行星际磁场的极性与冕洞下面大尺度的磁场极性是一致的。最近，涂等人 [2005] 提出了第一个基于观测证据的太阳风起源的三维模型：(1) 快速太阳风起源于日冕磁场的漏斗状磁结构的开放磁力线区，对应着辐射高度为两万公里的 Ne^{7+} 离子的外流速度较大（超过 7 km/s ）的区域；(2) 在漏斗状磁结构的边界，单极的开放的漏斗状磁结构受临近太阳混合极性区的低位双极磁环的限制，并与其相互作用，由此获得太阳风被加速的能量和等离子体源。在日冕的反常加热和太阳风的加速方面，人类已经取得了长足的进展，但仍然存在许多悬而未决的谜团。

在 1971 年 12 月 14 日被 OSO-7 飞船首先发现的日冕物质抛射 (CME) 是太阳大气中最为壮观的爆发现象，在几分钟至几小时的时间尺度内日冕结构发生明显变化并伴有可观测的物质抛射。CME 携带着 10^{16} g 的质量和 10^{23} maxwell 磁通量[Gosling, 1990; Webb et al., 1994a]，其尺度相当于 5 个太阳活动区。在太阳引力和电磁相互作用下，CME 起源于太阳表面复杂的小尺度的磁活动，并最终形成于日冕中大尺度的磁场

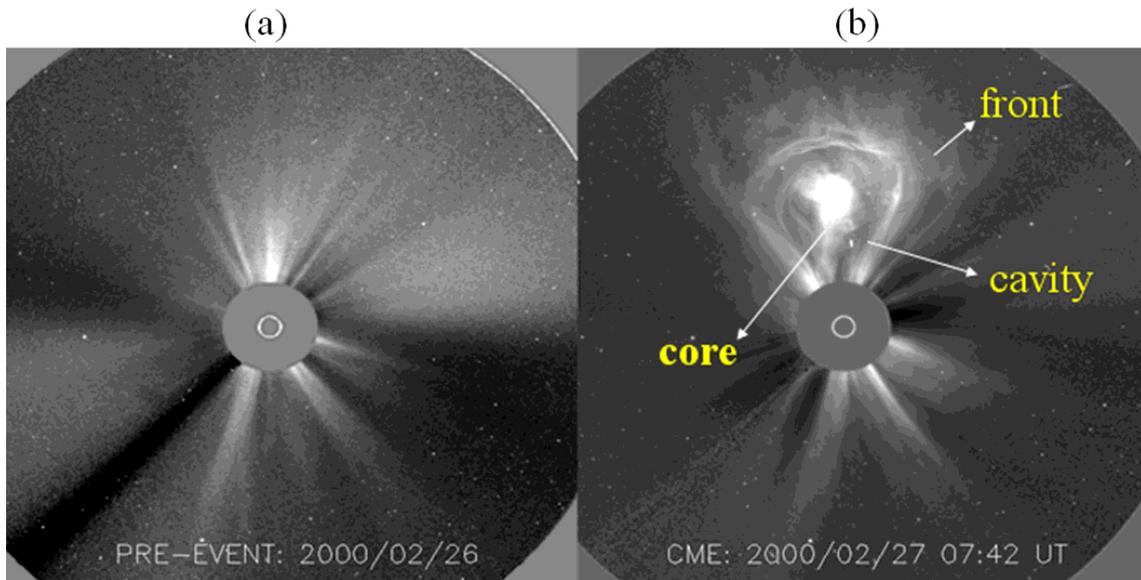


图 1.4 (a) CME 爆发前的相对宁静的背景态, (b) 有着“亮环—暗腔—内核”三分量结构的典型CME。

拓扑结构的突然改变, 表现为巨大的能量在较短时间内释放, 从低日冕到行星际空间的大尺度物质和磁通量的抛射过程 [Low, 1990; Schwenn *et al.*, 2006]。CME 具有多种形态, 但以环形结构居多。典型的 CME 由三分量结构组成: 亮的外环、暗的空腔和亮密的内核 (图 1.4)。外环具有前沿和后缘, 其足点基本上固定于日面。暗腔是有较强磁场的低密度区域, 腔内亮核通常被认为是爆发日珥物质。CME 的空间尺度在纬度方向可达 45° [Hundhausen, 1993], 而在经度方向上难以直接确定, 但由物质抛射以后的观测资料估计可达 180° , 甚至更大 [McAllister *et al.*, 1996]。观测还表明, CME 的出现率与太阳活动有密切的关系。在太阳极小年, CME 的出现率约每天 0.2 次, 且主要出现在磁赤道附近; 而在太阳极大年, CME 出现率平均可达每天 3.5 次, 并延伸到高纬区域发生 [Webb and Howard, 1994b]。在太阳风中观测到 CME 的证据有双向超热电子流、氦离子丰度增加、强磁场、低的质子温度和 β (质子热压与磁压的比值)、不寻常的电离状态等等 [Gosling, 1997]。

CME 经常伴随着其他太阳活动现象, 如耀斑、暗条爆发、EIT 波动 [Thompson *et al.*, 1998, 1999]、瞬时暗区 (dimming region) 和高能电磁辐射等, 以及磁场重联、粒子加速等基本物理过程。对于快速 CME, 它还能够驱动激波, 加速粒子, 激发波动,

产生射电暴，造成太阳高能粒子事件 (SEP) 等一系列的对空间天气有着显著影响的扰动 [e.g., *Holman and Pesses, 1983; Reames, 1999; Pick et al., 2006*]. CME 及其所伴随的活动现象通常被认为是同一物理过程的不同表现。CME 会严重地影响着地球附近的 空间环境，所以它是空间灾害性天气的主要的驱动源。

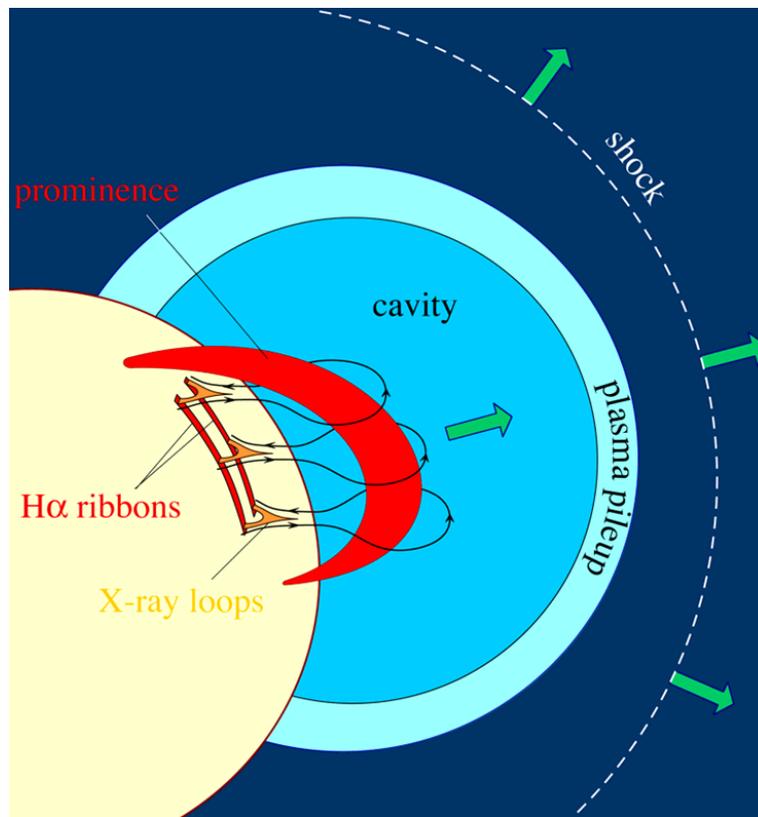


图 1.5 嵌入在磁环内的暗条（磁绳）爆发示意图。

在 CME 的爆发前，经常可以观测到日冕中缠绕的磁力线结构 — “磁绳”。基于此观测，在 CME 的理论研究中，通常引入磁绳表征日珥的作用。日珥为 CME 储存了必须的磁能和物质，它的灾变式上升能够打开日冕背景磁场，进而诱发 CME。通常情况下磁绳可以稳定存在很长一段时间，但当磁绳的特性发生改变，或者外界磁场发生改变时，磁绳会突然而猛烈的爆发，进而引起 CME 的形成。在这一爆发过程中，磁绳系统中积累的大量能量被突然释放，剧烈地扰动日地系统的空间环境。为了解释 CME 的灾变现象，CME 理论必须绕过 Aly–Sturrock 猜想的限制，因为 Aly–Sturrock 猜想指出，具有简单拓扑的无力场的能量不可能超过相应的全开放场能量[Aly, 1984,



[1991]。目前，CME 理论可分为两类：(1) 以磁场重联为基础的非灾变模型[e.g., *Mikic and Linker*, 1994; *Antiochos*, 1998; *Lin et al.*, 2001]、(2) 以悬浮磁力线为基础的灾变模型[e.g., *Forbes and Isenberg*, 1991; *Hu et al.*, 2003a; *Chen et al.*, 2006a,b]。磁绳（日珥）爆发后，在下方拉出新的电流片。这时如果跨越该电流片发生磁场重联，则会产生新的“Cusp 型”闭合磁力线，同时加热等离子体。这样形成的耀斑通常与观测到的双带 H_{α} 耀斑相符合。图 1.5 中“日珥—CME—激波—双带耀斑”的整体图像可以唯象地解释图 1.4 中“三分量结构”的 CME。

Zhang 和 Low [2005b] 在总结了各种模型和相关磁流体力学 (MHD) 理论的基础上，提出了 CME 是太阳日冕内磁螺度不断积累的必然结果。不同的 CME 模型只是在用不同的方法向日冕输入螺度，而螺度的积累才是促使 CME 的内在原因；当螺度的积累超过一定域值时，CME 则成为必然。如果 Zhang 和 Low [2005b] 理论是正确的，各种各样的 CME 模型可以在统一的理论框架下得到解释，CME 的产生可以通过“监测”螺度的积累来预测。

1.1.2 行星际空间

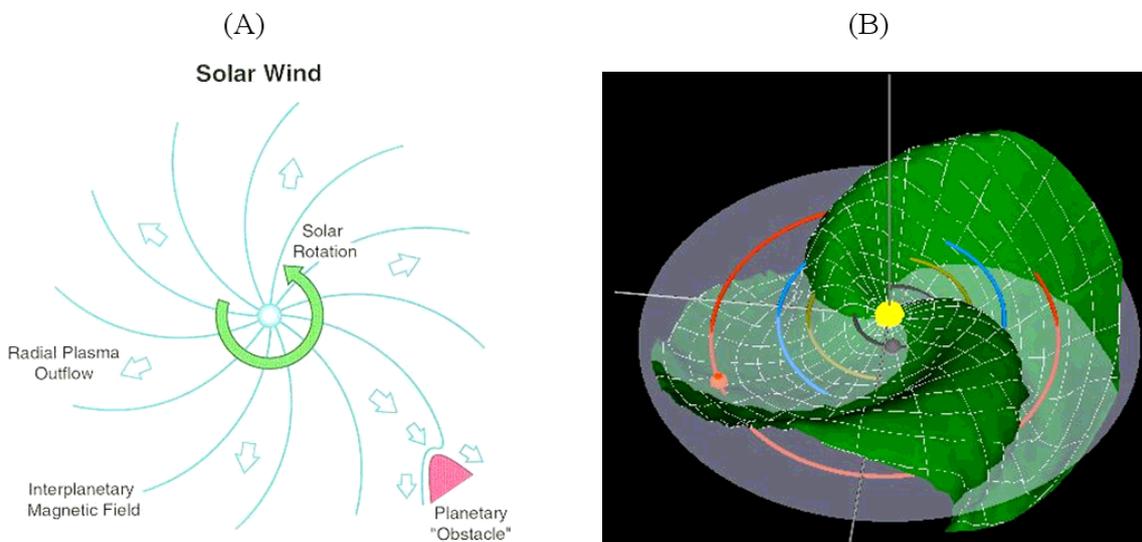


图 1.6 (A) 行星际螺旋形的磁场 (IMF), (B) 日球层电流片 (HCS) 的“芭蕾舞”式的三维结构。



由于日冕连续膨胀可以产生超声速的太阳风，整个太阳系都可看作是沉浸在向外伸展的日冕之中。由于磁场和等离子体是冻结在一起的，太阳风把日冕磁场拖曳到行星际空间，形成行星际磁场 (IMF)。由于太阳自转，并且 IMF 的足点扎根在太阳源表面，IMF 表现为螺旋形结构（图 1.6 (A)）。在随太阳共转的坐标系来看，太阳风流速近似地平行于 IMF。由于 IMF 的螺旋形状依赖于太阳风速度，低速流的 IMF 比高速流卷得更紧。当发出高速流的极区冕洞伸展到中低的磁纬时，高速流和低速流的流线相互交叉，继而相互压缩，导致了在流线收敛处形成了共转流相互作用区 (CIR)。由于冕洞随着太阳自转，故 CIR 具有太阳自转的周期，27 天。由于太阳自转轴和磁轴相差大约 7° ，日球层电流片 (HCS) 表现为“芭蕾舞”形状 (ballerina skirt)（图 1.6 (B)）。所以地球在黄道面内公转一周，会通过四个不同极性的磁场扇区。Winterhalter 等人[1994]发现：HCS 是非常薄的一层，其厚度仅有 $3 \times 10^3 \sim 10^4$ km；HCS 被日球层等离子体片 (HPS) 所包含；HPS 的厚度是 HCS 的 $20 \sim 30$ 倍，平均是 3.2×10^5 km。HCS-HPS 结构被嵌入在低纬度的太阳风低速流中。浸没在磁化太阳风中的行星际空间向上联系着太阳活动，向下联系着地球磁层，是日地因果传输链的关键一环，其地位尤其特殊。CME 在行星际空间的非均匀介质的传播中会发生显著的演化。

1.1.3 地球

太阳风和地球的行星内禀磁场相互作用，形成了地球磁层。即使在磁层的保护下，地球仍然不能和外界完全隔绝，还是会受到外界的干扰，表现为地磁暴、电离层暴、极光等现象。

在中低纬台站经常观测到地磁场的水平分量大幅度减小，并且大约持续数天，这种现象叫做地磁暴。如图 1.7 所示，地磁暴主要是由行星际磁场 (IMF) 的南向分量 B_s 扫过地球时，通过磁场重联机制激励“太阳风—磁层—电离层”耦合，使太阳风能量、粒子注入磁层内部，导致相应的西向环电流增强而引起的。描述地磁暴大小

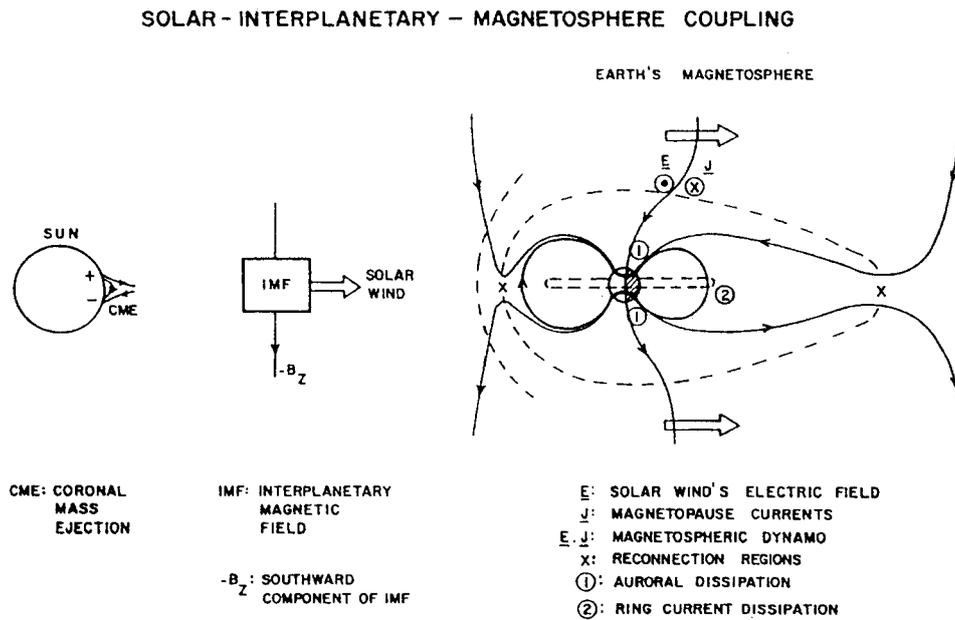


图 1.7 太阳—行星际—地球磁层耦合示意图 [Gonzalez et al., 1994]。

的参数主要是 Dst 指数，它是由多个磁赤道附近的地基磁力计测得的磁场水平分量的偏移量平均而成。磁暴通常有三个阶段：初相 (initial phase)，主相 (main phase) 和恢复相 (recovery phase)。初相阶段，磁场水平分量增强并持续若干小时。在主相期， Dst 值大幅度下降，可以是几小时，也可以长达一天。随后就是磁暴的恢复相， Dst 值开始缓慢恢复到磁暴前的水平。磁暴的初相、主相分别是由太阳风动压 [Burton et al., 1975; Araki, 1977]、行星际磁场与地球磁场的重联引起的 [Dungey, 1961; Akasofu, 1981]，两者的物理机制不同。如果连续两次 CME 事件相隔较短，CME 在行星际空间发生相互作用，那么磁暴会变得复杂化，如出现双峰结构 [Farrugia et al., 2006]。在 Dst 指数和近地空间的各种行星际参数之间的相关性[e.g., Burton et al., 1975; Vassiliadis et al., 1999; Wang et al., 2003d] 已经被非常细致地研究过，其中 Burton 等人 [1975] 的经验公式还被应用到相关的数值模拟中[e.g., Vandas, 2003; Xiong et al., 2006a,b]，用来估算地磁效应。



1.2 空间天气

太空物理是太空科学最重要的内容，它涉及太阳风和行星际空间、地球空间（磁层、电离层和中高层大气）中各种输运过程和波动现象，从太阳直至地球中高层大气的各圈层的三维结构以及各圈层之间的相互作用和耦合机制，进而对太空环境灾害进行预报，直接为航天、通讯、太空工业及人类生存服务（摘自《太空物理学导论》序言[2001]，王水）。随着人类文明越来越依赖于空间环境，对空间天气预报水平的要求也越来越高。当前迫切需要建立和发展空间天气预报的高性能系统，这无疑是巨大挑战[Baker, 2002; Fisher, 2004]。

空间天气的无缝预报依赖于对日地系统的全面且深入的理解。自从 20 世纪 50 年代太空时代的开始，人类已经付出了巨大且不懈的努力。为了能够在地球大气层以外的深空进行精确的观测，人类在 20 世纪 90 年代发射了 Yohkoh、Geotail、Wind、SOHO、Ulysses、ACE、TRACE 等飞船，在 21 世纪已经发射了 Cluster、双星 (TC-1, TC-2)、RHESSI、SMEI、DS、Hinode (Solar B)、STEREO 等飞船。在空间天气预报系统的结构中，这些飞船使命构成了必不可少的脊柱。与此同时，为了充分利用上述飞船的观测资料，已经或者正在开发许多由观测数据驱动的模式。这些模式包括：(1) 基于运动学的 HAF 模式 (Hakamada-Akasofu-Fry) [Fry et al., 2001, 2005; Intriligator et al., 2005; McKenna-Lawlor et al., 2005] (图 1.8)；(2) 基于经典的自相似的爆炸波理论的 STOA 模式 (Shock Time of Arrival) [Smart and Shea, 1985]；(3) 基于 2.5 维数值 MHD 模拟的 ISPM 模式 (Interplanetary Shock Propagation Model) [Smith and Dryer, 1990]；(4) HAF、STOA 和 ISPM 的组合模式 [Dryer et al., 2001, 2004; McKenna-Lawlor et al., 2002; Fry et al., 2003, 2004; McKenna-Lawlor et al., 2006]；(5) SWMF 模式 (Space Weather Modeling Framework) [Toth et al., 2005] (图 1.9)；(6) HHMS 模式 (Hybrid Heliospheric Modeling System) [Detman et al., 2006]；(7) Alabama 大学的观测数据驱动的 MHD 模式 [Wu et al., 2005, 2006]。其中，模式 (1)–(4) 已经被应用到空间天气的预报业务上。将观测和模式有机

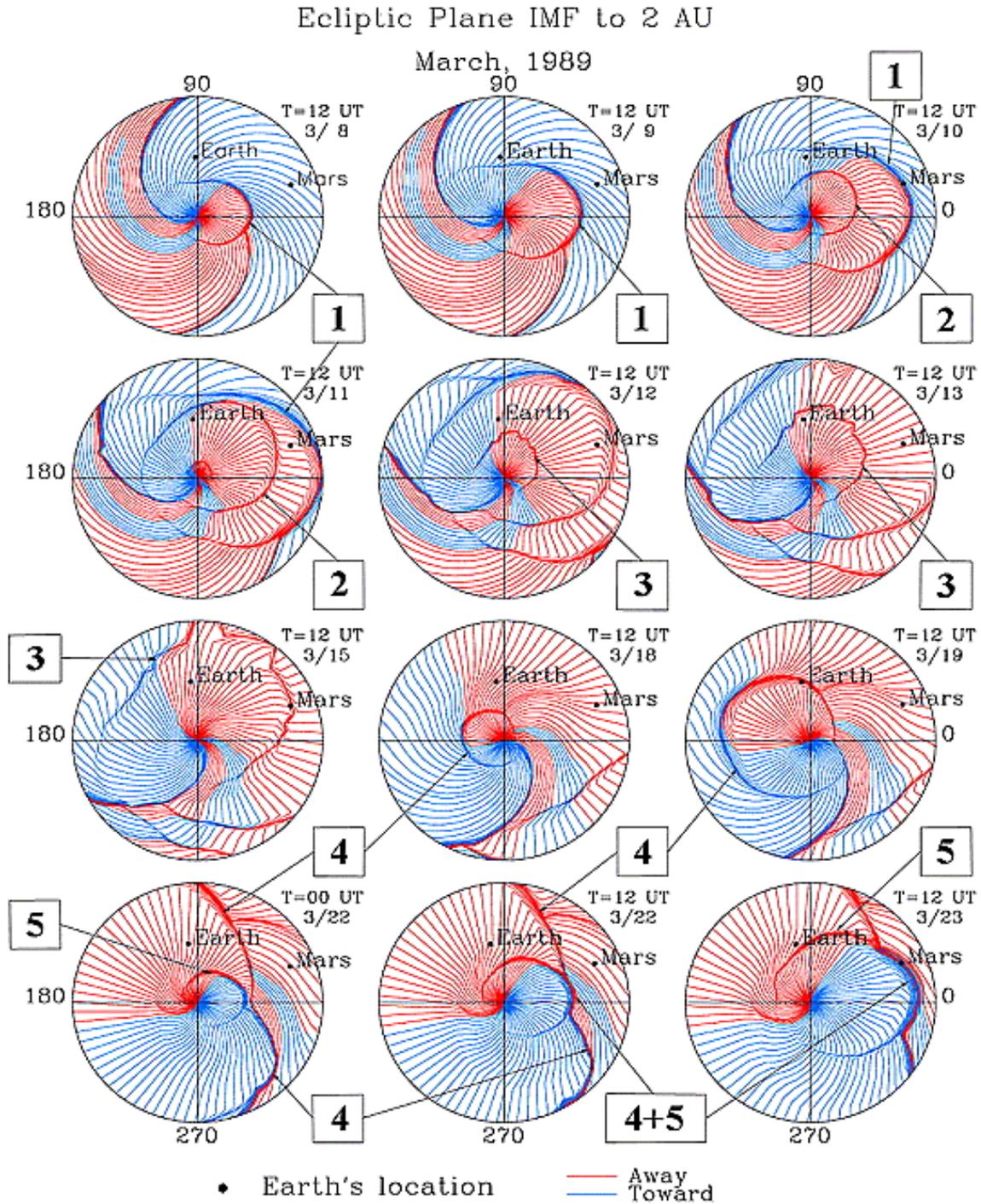


图 1.8 通过 HAF (Hakamada-Akasofu-Fry) 模型, 重构出 1989 年 3 月的 5 支续发的行星际激波, 在内日球层传播和相互作用的过程 [McKenna-Lawlor *et al.*, 2005]。HAF 模型是基于运动学的经验模型。它可以根据卫星观测数据来计算得到太阳某爆发事件在行星际空间的传播过程, 对扰动的大小、行星际磁场、等离子体的密度和速度, 以及地球磁暴和极光带的物理行为进行预报。

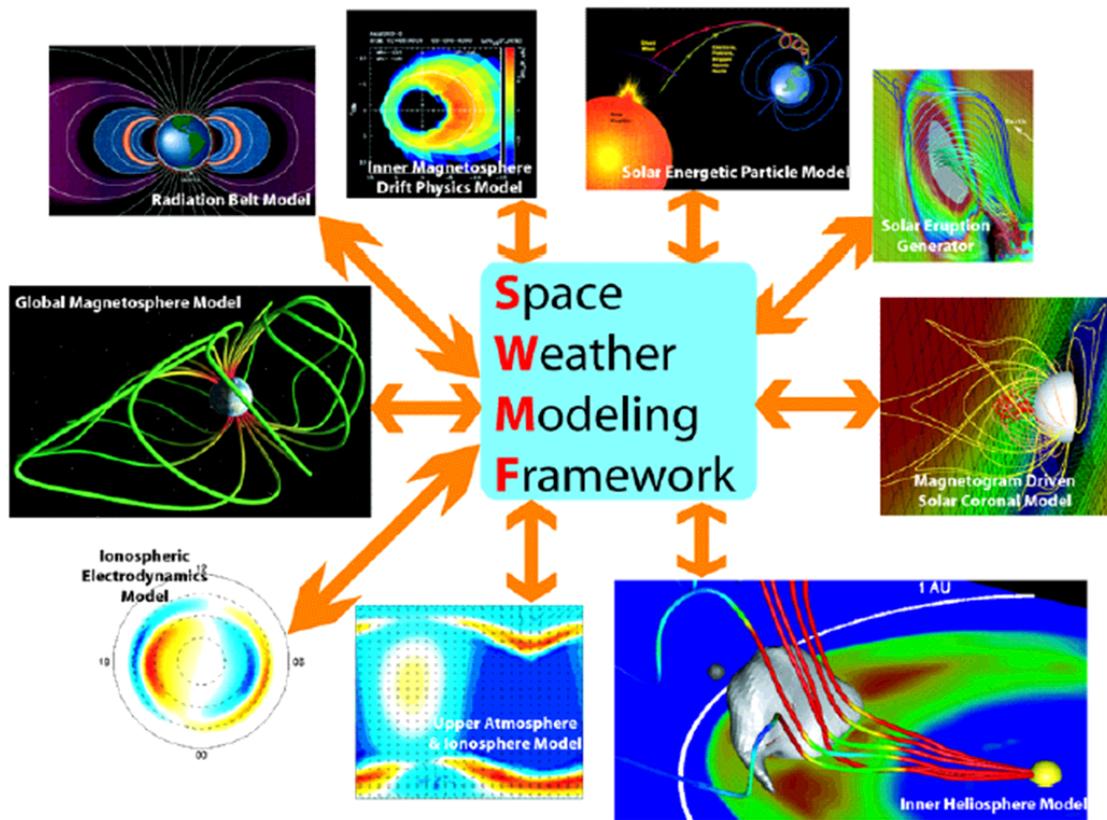


图 1.9 SWMF (Space Weather Modeling Framework) 模型示意图 [Toth *et al.*, 2005]。SWMF 模型是 Michigan 大学基于模块化设计而集成开发的天气的多尺度模拟的软件。它由九大模块以及模块之间的接口组成。这九大模块是：(1) 观测数据驱动的日冕模型、(2) 太阳爆发的触发模型、(3) 内日球层模型、(4) 太阳高能粒子模型、(5) 整体磁层模型、(6) 内磁层模型、(7) 辐射带模型、(8) 电离层模型、(9) 高层大气模型。

结合，是空间天气预报的未来发展的必然趋势。经验和半经验的预报模型向物理预报模型的转化是发展的必然趋势。基于 MHD 方程组的数值预报模型能够对空间天气现象进行自洽的数学描述，因而在空间天气预报中将起着至关重要的作用 [Dryer, 1998]。MHD 数值模型已经成功地模拟了许多重要的空间等离子体过程，而且为人类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 等人 [2000] 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 等人 [2000] 的工作显示了 MHD 模拟在空间天气的应用方面的巨大潜力。



由于日地系统涉及的空间尺度很大,发生的物理现象纷繁复杂,这使得太空观测或多或少受到一些限制,所以需要建立模型,结合观测资料,对内涵的物理机制加以了解。面向观测的模型包括解析模型和数值模型。数值模拟是研究复杂系统中非线性相互作用的有效且强大的工具,同时科学的发展已经从定性研究转化为定量研究,因而数值模拟将起着越来越重要的作用。伴随着计算机软硬件的飞速发展,涌现出了许多性能优异的高分辨率的数值算法,例如 TVD (Total Variation Diminishing) [Harten, 1983]、PPM (Piecewise Parabolic Method) [Colella and Woodward, 1984; Dai and Woodward, 1995]、ENO (Essentially Non-Oscillatory) [Harten et al., 1986]、WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) [Shu and Osher, 1988; Shu, 1997; Jiang and Wu, 1999]、LSM (Level-Set Method) [Osher and Sethian, 1988; Fedkiw et al., 1999]、DGFEM (Discontinuous Galerkin Finite Element Method) [Cockburn and Shu, 1998]。传统的偏微分方程 (PDE) 数值解已经发展到大规模科学计算,甚至相当精细的“运动界面追踪”(e.g., 刘儒勋和王志峰[2001])。这些都为空间天气的数值预报模型的建立和完善提供了前提和保障。

当今除了 SMEI、STEREO 上搭载的成像仪,几乎所有的飞船上的空基仪器要么通过遥感方式观测 30 个太阳半径以内的太阳大气,要么在地球轨道附近通过局地的探测方式进行定点观测。在太阳—行星际空间—地球的链锁变化中,观测几乎集中在太阳和地球这两头。对广袤的行星际空间来说,观测很少,仅仅有常规的行星际闪烁 (IPS) 观测和在上世纪 80 年代的 Helios 飞船的观测。然而行星际空间这个传输通道,是一个非线性系统,它存在各种间断面、各种耗散过程、不同时空尺度过程的耦合等等。所有这些使得空间天气驱动源所引起的太阳风暴传输到地球空间时,常常面目全非。在行星际观测相对很少的情况下,为了研究行星际物理现象,必须更加依赖于数值模拟。因此,行星际空间的数值模型,对于理解整个行星际动力学、以及太阳爆发事件的太阳—地球这两点观测的对应关系、乃至空间天气的整个链锁过程,有着非常重要的意义。

1.3 单个太阳扰动事件的行星际传播

特别是在太阳极大年，太阳活动频繁地干扰行星际空间相对宁静的平衡态。太阳瞬变在非均匀的行星际空间传播时，与当地的行星际媒质发生相互作用，持续发生演化，最终将到达 1AU，扰动地球轨道附近的空间环境。太阳扰动事件在行星际空间中传播的速度和时间特征主要取决于背景或初始太阳大气和行星际空间的状态。不同扰动的主要的区别存在于近太阳处，在那里太阳风的速度小且变化较快。扰动的其他特征则和扰动自身的物理参数密切相关。所以在空间天气的数值预报模型中，近太阳处的细节是很重要的，远离太阳处的行星际空间则需给出全局的背景物理参数和大范围的变化趋势。这有助于提高扰动到达时间的预报精度。

1.3.1 磁云

磁云 (MC) 是行星际 CME 的一个子集，在太阳极小年的份额几乎为 $\sim 100\%$ (虽然可信度低)，在太阳极大年的份额为 $\sim 15\%$ [Richardson and Cane, 2004, 2005]。磁云具有显著的地磁效应 [Tsurutani et al., 1988; Gosling et al., 1991; Gonzalez et al., 1999]。当前对磁云的热门研究可以追溯到 Burlaga 等人[1981]的先驱性工作。如图1.10所示，Burlaga 等人[1981]首先用磁通量绳结构来描述磁云，并且提出了判定磁云的三个典型特征：(1) 增强的磁场强度、(2) 磁场矢量的大且光滑的旋转、(3) 低的质子温度。在磁云本体与磁云自身驱动的激波之间的鞘区里，磁场的扰动特别强烈，等离子体的温度和密度也异常的高。太阳风速度在磁云内部持续缓慢下降，这意味着磁云在行星际空间的传播中同时也在膨胀。由于膨胀的存在，磁云前端的速度大于尾部的速度。因此当飞船穿过磁云的时候，能够观测到一条持续下降的速度曲线。观测的统计表明，在 1AU 处磁云的直径大约 0.28AU，持续时间大约 25 小时 [Lepping et al., 1990]；并且它的膨胀速度约为 0.5 倍的Alfvén速度 [Klein and Burlaga, 1982]。由于磁云中携带有大的南向磁场分量，磁云被广泛认为是中等以上的地磁暴的主要行星际起源，尤其是在太阳极大年 [Tsurutani et al., 1988; Gosling et al., 1991; Gonzalez et al.,

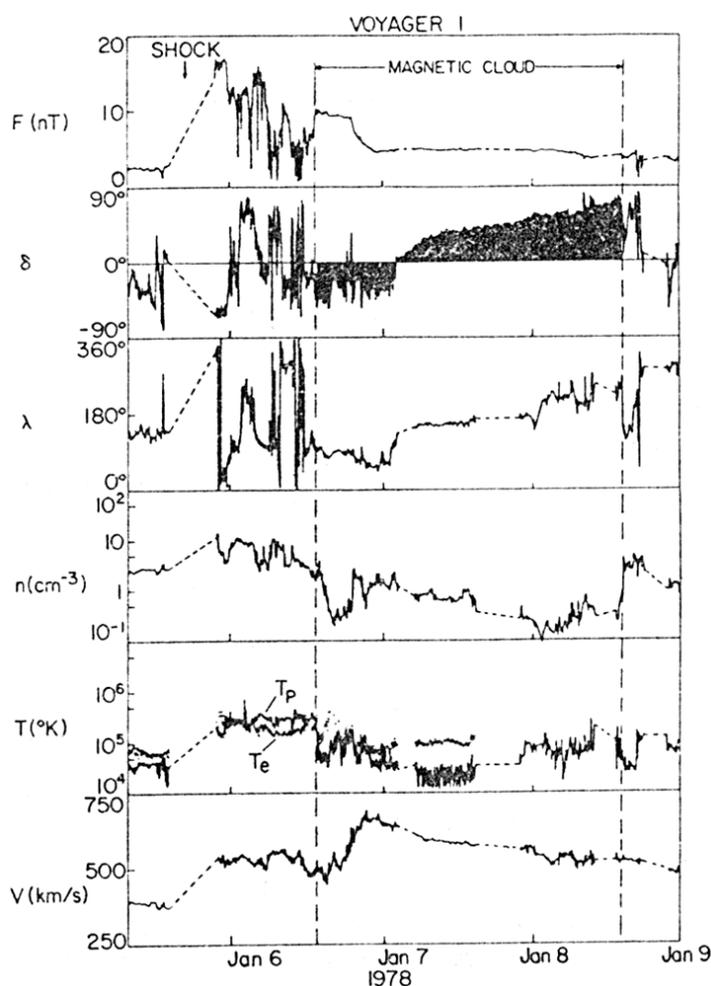


图 1.10 Burlaga 等人[1981]报道的 1978 年 1 月的磁云事件。

1999]。因此磁云在空间天气预报中扮演着至关重要的角色。

磁云被广泛认为是日冕磁绳在行星际的表现。如图 1.11(a) 所示，日冕磁绳在失去平衡后从太阳大气逃逸到行星际空间[Forbes *et al.*, 2006]，但弯曲的环状磁绳的两个足点依然与太阳表面相连[Larson *et al.*, 1997]。对磁云事件的定点卫星观测非常支持磁云的磁场位形是无力场的磁通量绳的模型（图 1.11(b)）[Lundquist, 1950; Goldstein, 1983; Burlaga, 1988; Farrugia *et al.*, 1993]。磁云具有轴向磁通和环向磁通。由于磁绳的足点随着太阳一起自转，磁绳在日球层黄道面内高度折叠。从图 1.11(a) 可看出，在黄道面某一特定的经度范围内，可连续两次观测到同一磁云事件。这已被数值模拟所证实[Vandas *et al.*, 2002]。由于磁云的尺度很大，如果考虑局地问题，通量绳的曲率

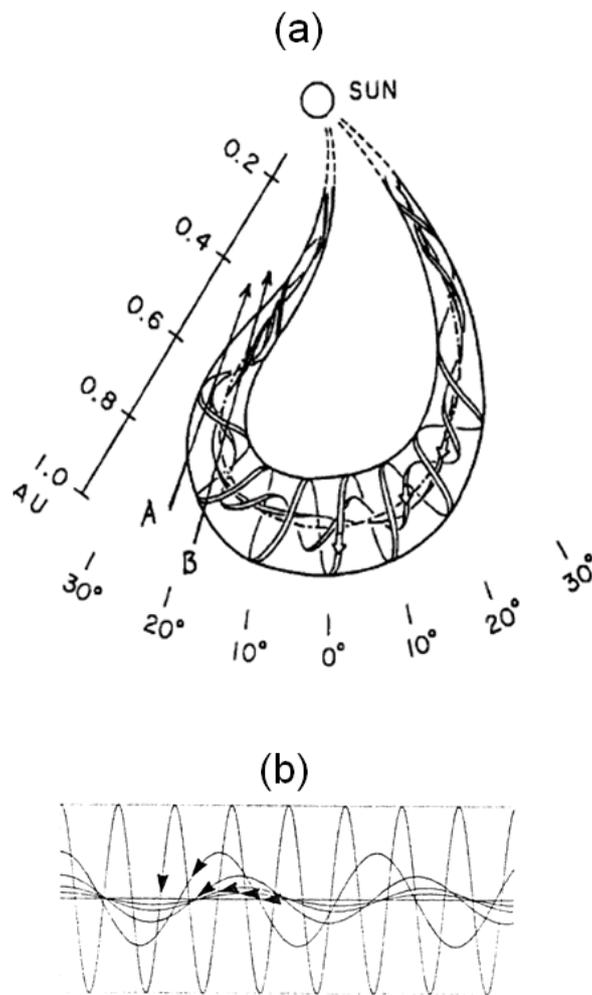


图 1.11 磁云模型的示意图：(a) 行星际空间的大尺度、(b) 局地的小尺度。

可以被忽略，从而把磁云看成是直的磁通量管（图 1.11(b)）。

为了研究单独磁云在行星际空间传播时的演化，在初始的磁通量绳模型的基础上，进一步发展了许多精细模型。这些模型是：(1) 解析模型[*Osherovich et al.*, 1993a,b, 1995; *Hidalgo*, 2003, 2005]; (2) 运动学模型[*Riley and Crooker*, 2004; *Owens et al.*, 2006]; (3) 数值模型[*Vandas et al.*, 1995, 1996a,b,c, 1997a,b; *Vandas and Odstrcil*, 2000; *Vandas et al.*, 2002; *Groth et al.*, 2000; *Odstrcil et al.*, 2002; *Schmidt and Cargill*, 2003; *Vandas*, 2003; *Manchester et al.*, 2004a,b]。特别是第(3)类模型已经详尽地模拟了单独磁云在各种不同的磁场强度、轴向方位、速度等等的初始条件下的演化。理论分析和数值模拟解释了许多磁云的观测现象。



1.3.2 ICME 的偏转

通常用 ICME 指代运动到行星际空间的 CME。Cane 等人 [2000] 对 1996—1999 年的日地事件进行统计，结果表明，仅有一半的正面 halo CME 可以影响到地球，产生地磁扰动，它们大都发生在日面 $E40^\circ$ 到 $W40^\circ$ 之间。Webb 等人 [2000] 也认为，halo CME 发生在距日面中心 0.5 个太阳半径的范围内是引起地磁暴的比较好的标志。Wang 等人 [2002b] 发现：(1) 有地磁效应 halo CME 主要分布在 $[S40^\circ, N40^\circ]$ 和 $[E40^\circ, W70^\circ]$ 的范围内；(2) 纬度分布上，集中在 $\pm 30^\circ$ 附近，这也正是太阳活动区较集中的纬度带；(3) 经度分布上，存在着东西不对称性，发生在西边的 CME 比东边的更容易影响地球。这说明有地磁效应 halo CME 的分布确实具有东西不对称性。进一步的统计研究发现，快速 CME 的源区分布偏向西，慢速 CME 的源区分布偏向东 [Wang *et al.*, 2004a]。

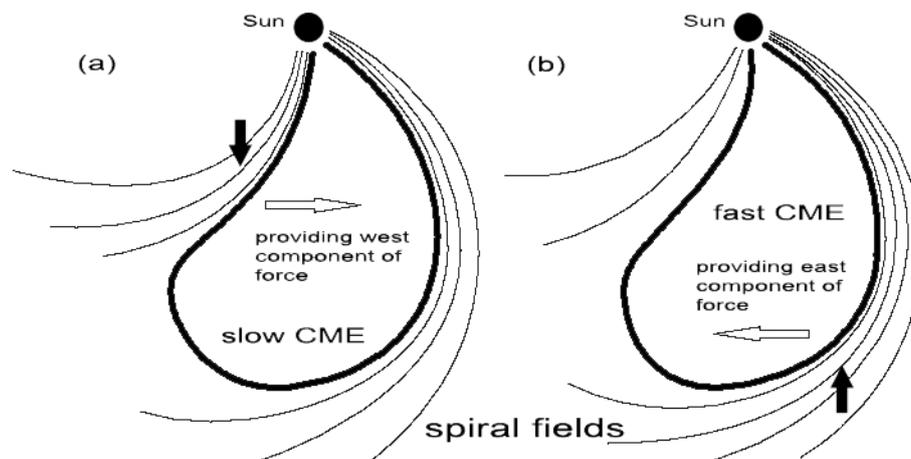


图 1.12 CME 在行星际空间运动过程中受 Parker 螺旋磁场影响的示意图 [Wang *et al.*, 2004a]。

显然，这种东西不对称性的分布，与 CME 在行星际空间的传播速度有关。如图 1.12 所示，Wang 等人 [2004a] 给出如下的理论解释。CME 在行星际空间运动过程中受 Parker 螺旋磁场的影响，慢于背景太阳风速度的 CME，后面受到太阳风的压缩，产生一具有向西分量的力，使之在传播过程中向西偏斜；而快于背景太阳风速度的 CME，前面受到太阳风的阻挡，产生一具有向东分量的力，使之在传播过程中



向东偏斜。因此，能碰到地球的 CME 的源区分布具有这种东西不对称性。Wang 等人[2004a]提出的 ICME 偏转理论自然地解释了(1) 有些 CME 发生在日面边缘 [Zhang et al., 2003]、甚至在是日面背面 [Webb et al., 2000]，照样能够扫过地球；(2) 有些 CME 发生在日面中心 [Schwenn et al., 2005; Wang et al., 2006a]，初始爆发时对地性很好，却击不中地球。

1.3.3 行星际激波各向异性的传播

Wei 等人[1988; 1991]通过观测数据的统计分析发现：耀斑产生的激波在传播过程中会发生偏转，在日球层赤道面内向东偏转，在子午面内向赤道低纬电流片的方向偏转；电流片阻碍行星际扰动的跨越传播，导致行星际扰动和地磁扰动的同侧效应。为了理解行星际瞬态激波各向异性的传播规律和物理机制，Hu 和 Jia 等人分别在日球层赤道面 [Hu, 1998; Jia et al., 2001] 和子午面 [Hu and Jia, 2001; Jia and Hu, 2004] 展开了扰动传播的数值模拟，系统分析了日球层电流片 (HCS)、日球层等离子体片 (HPS)、太阳风高速流、太阳风低速流、行星际螺旋磁场等行星际结构对激波传播的影响。上述数值模拟 [Hu, 1998; Hu and Jia, 2001; Jia et al., 2001; Jia and Hu, 2004] 不仅成功地解释了统计规律 [Wei, 1988; Wei and Dryer, 1991]，而且澄清了为什么存在着少量的反例——行星际激波向西偏转，阐明了行星际激波偏转的物理机制。

在赤道面内，影响耀斑产生的行星际激波偏转的因素有：(1) 由于行星际磁场是螺旋形，激波在西边是准垂直，在东边是准平行；(2) 在耀斑闪光相期间，太阳表面的耀斑位置随着太阳的自转向西移动；(3) 跨越电流片 (HCS) 的太阳风低速流。由于准垂直激波处磁声波速更大，因素 (1) 使得激波倾向于向西偏。同样，因素 (2) 也使得激波倾向于向西偏。一旦激波进入低速流区，由于快磁声波速 ($v_r + c_f$) 的减少，激波将出现显著的减速。至于因素 (3) 使得激波是东偏还是西偏，取决于耀斑相对于电流片 (HCS) 的爆发位置。最终，耀斑激波的偏转方向由因素 (1)–(3) 共同决定。

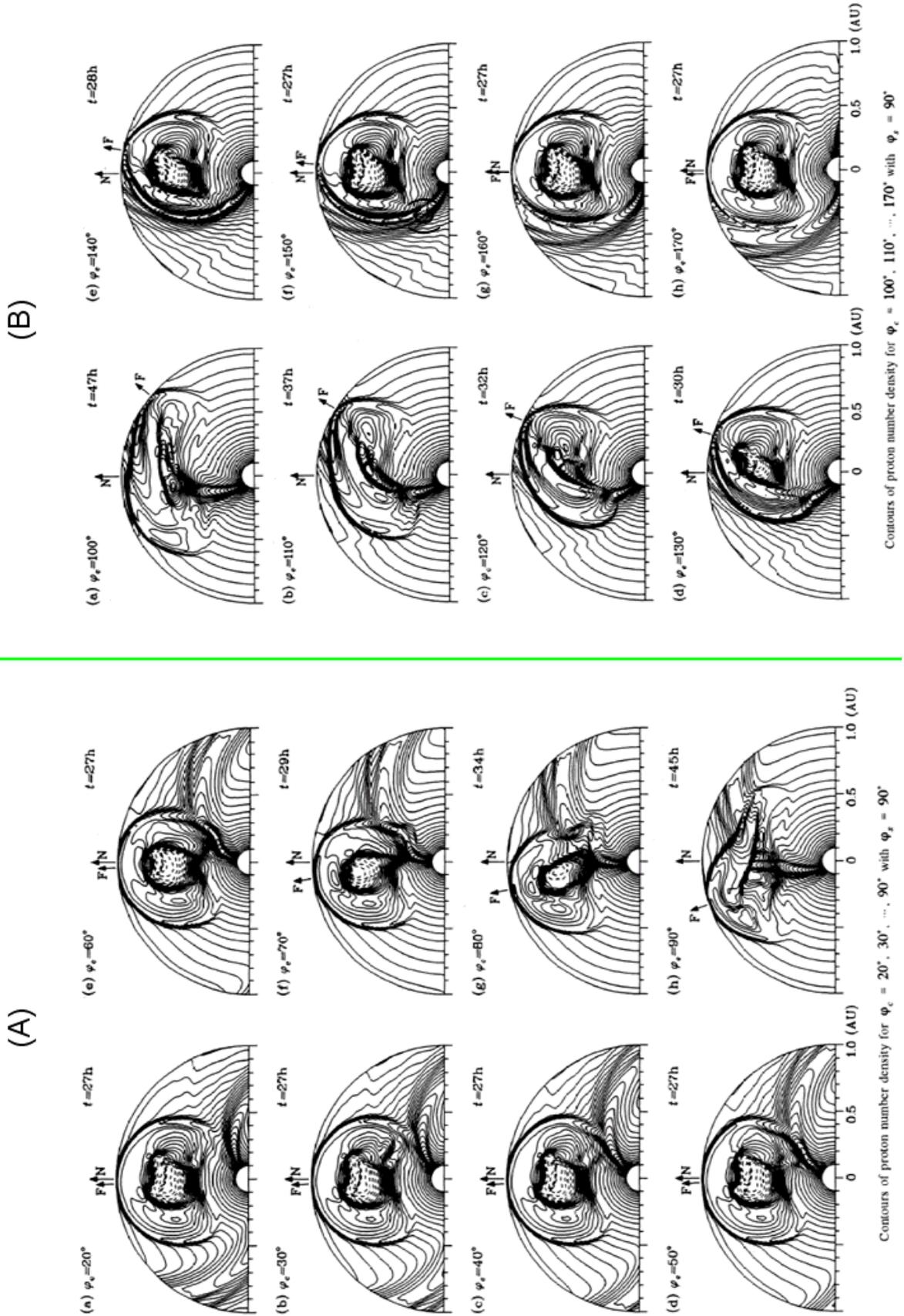


图 1.13 耀斑激波在日球层赤道面的传播[*Hu, 1998*]. N、F 分别表示耀斑的法向、行星际激波最快的传播方向。 φ_c 表示电流片位置的经度。耀斑位置固定为 90° 。(A) $\varphi_c < 90^\circ$ 表示耀斑发生在电流片的西边，(B) $\varphi_c > 90^\circ$ 表示耀斑发生在电流片的东边。

根据数值模拟的综合诊断（图 1.13），Hu [1998] 把赤道面内耀斑产生的激波偏转的物理规律总结如下：

- 当耀斑远离电流片，无论耀斑位置是在电流片的东侧还是西侧，激波的远日点都向西偏转。激波越强，偏转角越小。因为此时激波远日点始终位于单一背景太阳风流中，可以排除因素 (3) 的影响，因素 (1) 和 (2) 决定了激波必然向西偏转。
- 当耀斑靠近电流片，激波远日点有时位于高速流区，有时位于低速流区，这时因素 (3) 占据主导地位，具体的激波偏转方向需要进一步分析。在这种情况下，耀斑位置离电流片越远，激波的偏转角越小。当耀斑在电流片的西边，激波向西偏，并且激波越强，偏转角越小；当耀斑在电流片的东边，激波向东偏，并且激波越强，偏转角越大。

Jia 等人[2001]进一步研究在赤道面内，行星际电流片对 1AU 附近激波的密度比、气压比、动压差和磁场强度比沿激波阵面分布特性的影响。结果表明，只有当扰动源靠近电流片时，这一影响才比较显著，且对电流片东侧扰动源形成的激波的影响较强。当扰动源位于电流片东(西)侧时，激波动力学参数峰值位置相对扰动源法向东(西)偏，磁场比峰值位置西偏的程度减弱(增强)。电流片的上述影响与它对激波最快传播方向的偏转效应密切相关，而磁场强度比峰值总是西偏，则主要取决于行星际磁场的螺旋结构。

如图 1.14 所示，在日球层子午面内，日球层电流片 (HCS)、日球层等离子体片 (HPS) 和低速流结构对瞬态激波传播的影响可以总结如下[Hu and Jia, 2001; Jia and Hu, 2004]：(1) HCS 和 HPS 对激波传播几乎没有影响，而跨越 HCS 和 HPS 的低速流则显著改变激波的传播特性；(2) 低速流对激波的反射，导致激波扰动源一侧的激波速度加快、强度增强，低速流对激波透射的阻碍作用导致激波扰动源异侧的激波滞后、强度减弱，但激波阵面的纬度跨度有所加宽；(3) 在激波穿越过后，低速流区朝激波传播方向弯曲并受到骚扰，使得激波下游出现复杂的扰动结构，而且对于激波扰动源同侧的激波下游，反射波与该处等离子体的相互作用同样会导致较为复杂的扰动出现。

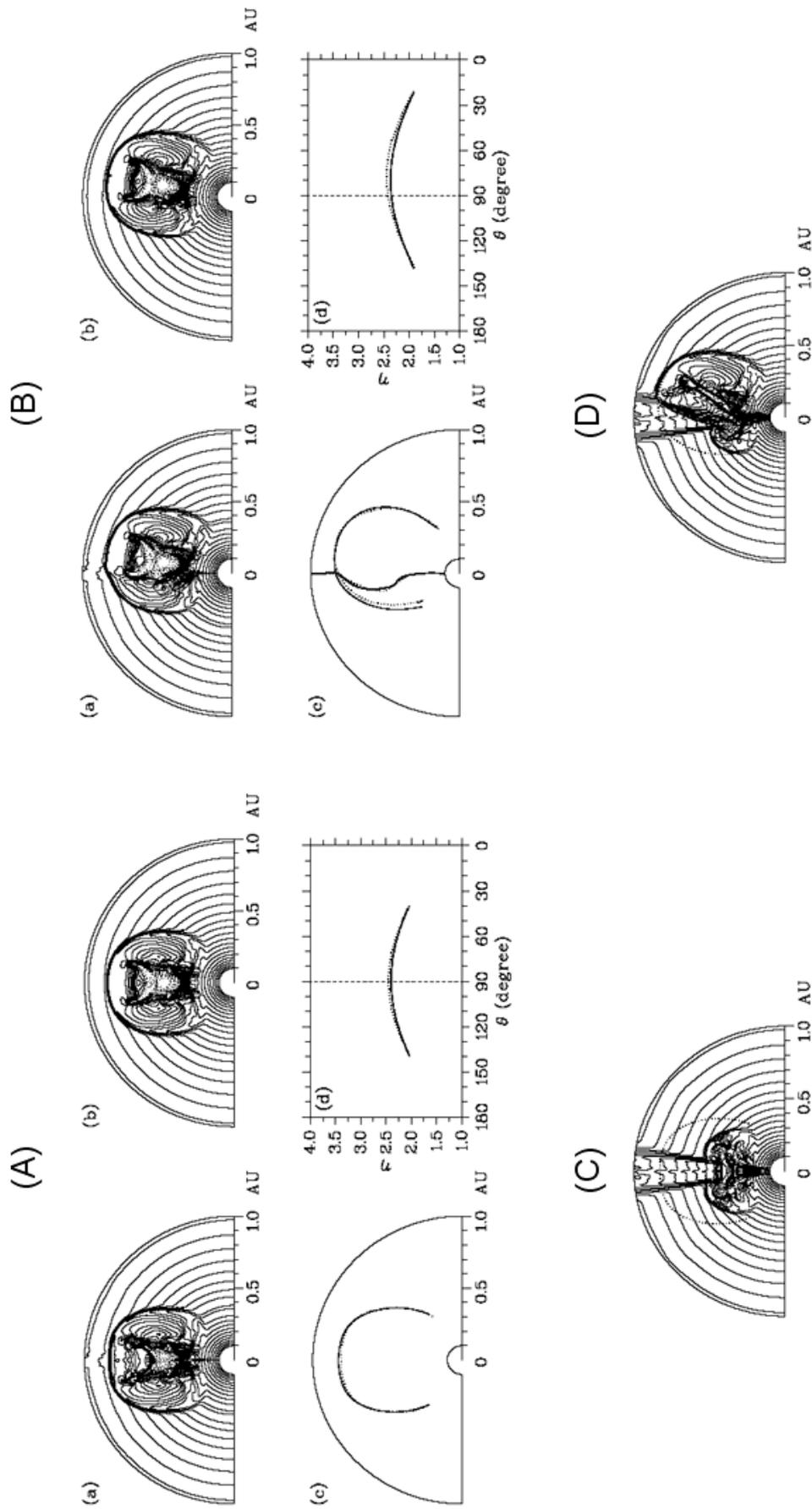


图 1.14 行星际激波在日球层子午面的传播 [Hu and Jia, 2001]。在 (A) 和 (C), 激波沿着赤道传播; 在 (B) 和 (D), 激波相对于赤道倾斜传播。在 (A) 和 (B), 行星际无低速流; 在 (C) 和 (D), 行星际有低速流。(A) 和 (B) 各自都有 4 幅子图 (a)-(d): (a) 行星际有电流片、(b) 行星际无电流片、(c) 激波的密度压缩比率。(c) 和 (d) 中的点线、实线分别对应于 (a) 中算例、(b) 中算例。

1.3.4 高速流压缩 ICME

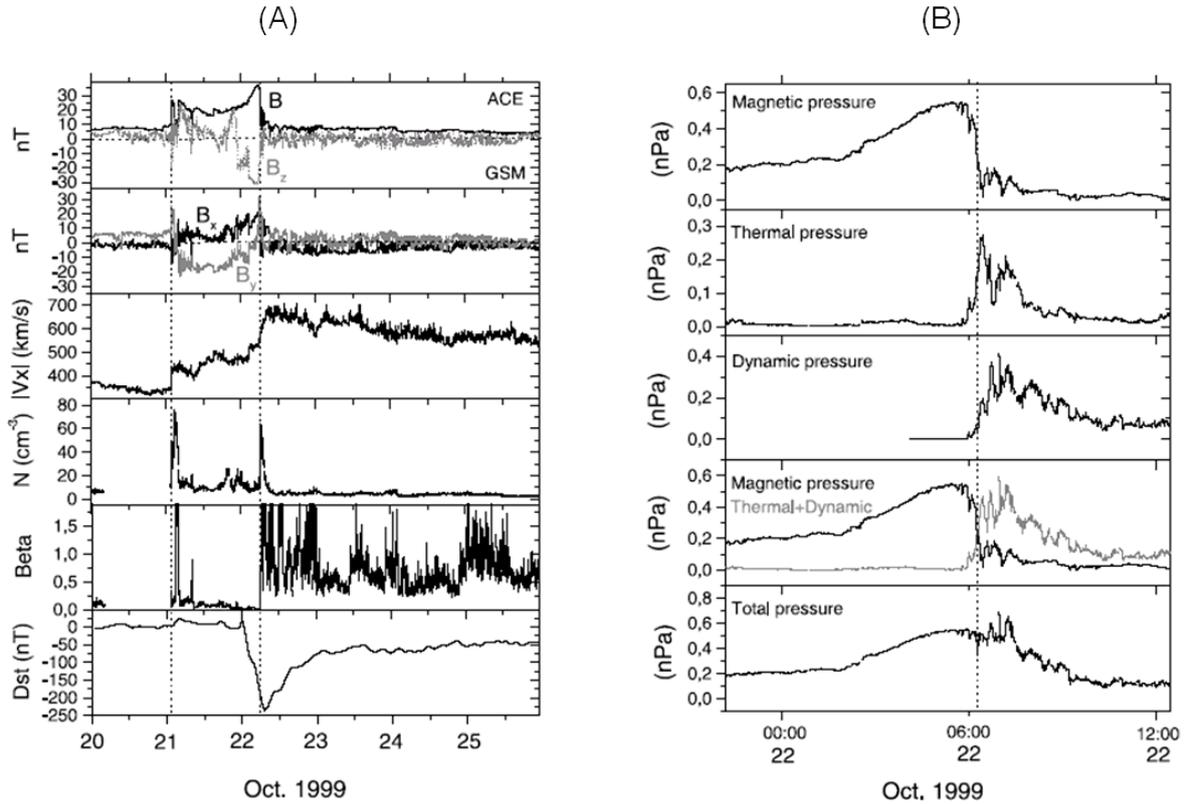


图 1.15 (A) 1999 年 10 月观测到的高速流压缩 ICME 事件, (B) 该 ICME 尾部边界的受力分析 [Dal Lago et al., 2006]。

如图1.15(A)所示, 1999 年 10 月 ACE 飞船观测到的“高速流压缩 ICME”事件引起了特大地磁暴 $Dst = -237$ nT [Dal Lago et al., 2006]。根据 SOHO/Lasco 的观测, 该 halo CME 在太阳表面爆发时的抛射速度是很普通的, 在太空平面 (plane-of-sky) 的投影速度只有 247 km/s。但是从 SOHO EIT 195 和 NSO/KP HE I 1083 图像的组合分析可发现, CME 爆发在冕洞边缘。当 CME 在行星际传播时, 由于太阳自转, 冕洞发出的高速流正好对准该 ICME。高速流追赶 ICME, 随后推挤其尾部。同时 CME 尾部的南向磁场 (B_s) 由于持续被压缩, 从而不断增强。ICME 和高速流发生相互作用, 直到在 ICME 的尾边界处总压 (磁压、热压和动压的总和) 达到平衡 (图1.15(B))。在行星际空间中, 高速流对 ICME 的撞击大大增强了其地磁效应。



“太阳爆发—行星际传播—地磁暴”链锁变化是一个涉及多个自变量的问题。忽视任何一个因素，都有可能导致空间天气预报的失败。特别地，如果某一南向磁场区间被压缩一半，则相应的地磁暴的强度大约增强为原来的 1.7 倍 [Wang *et al.*, 2003d]。因此，能直接导致压缩效应的行星际相互作用是非常重要的。

1.3.5 磁云边界层

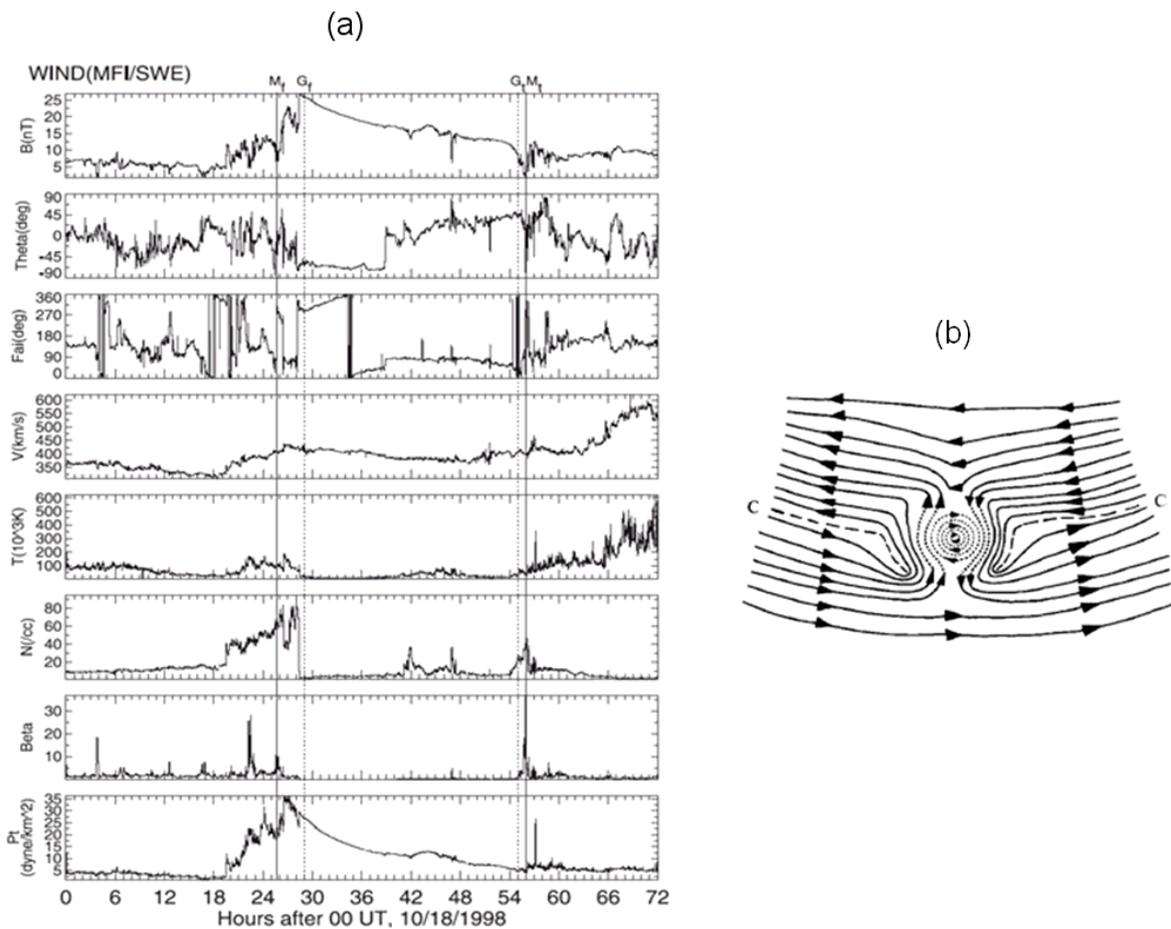


图 1.16 行星际磁云边界层。(a) WIND 飞船的观测事件，(b) 理论模型的示意图 [Wei *et al.*, 2003a]。

在磁云的理论模型中，磁云的边界是封闭的磁表面（图1.11）。但是，在实际飞船观测的数据分析中，磁云边界的证认与性质是自 80 年代初磁云研究以来“长期未解决的难题”之一。Wei 等人 [2003a; 2003b] 提出磁重联可能发生在行星际小尺度的相互作用

用区, 统计研究了 80 个磁云边界的物理性质, 并结合数值模拟, 提出认证磁云边界的新定义(图1.16): (1) 磁云边界是磁云与背景介质相互作用形成的一个边界层, 而不是一个简单的边界; (2) 它的外边界大多是通过磁云与介质发生磁重联过程而形成, 其磁信号是场强突然下降, 方位角和纬向角分别突然变化 $\sim 180^\circ$ 和 $\sim 90^\circ$, 太阳风等离子体表现为具有高的温度、密度和等离子体 β 值, 即“三高”状态; (3) 它的内边界是未受扰动的磁云本体的边界, 它通常呈现高的磁场强度、低的温度、密度和等离子体 β 值, 即“三低”状态。磁云外边界的“三高”状态是磁场重联过程中基本性质的表现, 内边界的“三低”状态是磁云膨胀所致。当一个磁云与电流片相撞, 在电流片附近易发生磁重联现象[Wei et al., 2003a]。磁云边界层是一种非压力平衡结构, 存在着丰富的等离子体波动现象[Wei et al., 2006]。磁云边界层的这一新概念, 可解释大多数磁云观测, 有助于克服磁云边界认证中的不一致性, 为深入研究磁云提供了基础。

1.4 多个太阳扰动事件形成的行星际复合结构

太阳瞬变泛指由于太阳活动引起的行星际扰动, 它包括激波和 CME。单个瞬变事件在对地传播中, 很可能与其它瞬变事件发生相互作用。特别是在太阳极大年, 平均每天爆发 CME 3.5 次[Webb and Howard, 1994b]。由于 CME 是大尺度现象, 其驱动的激波的角度展宽更大。因此, 即使多个瞬变事件不是从同一个太阳活动区出来的, 它们在行星际空间中碰撞的概率依然非常大。多个 CME 在行星际的传播中, 相互追赶, 相互作用, 就很有可能形成复合结构。通过飞船观测, 陆续发现了一些行星际的复合结构, 例如复杂喷射[Burlaga et al., 2002]、多重磁云[Wang et al., 2002a, 2003a]、激波追赶磁云[Wang et al., 2003b; Berdichevsky et al., 2005]。在这些复合结构的传播和演化中, 其动力学响应和后随地磁效应与相互作用有直接的关系。当复合结构通过行星际空间到达地球时, 其物理参数取决于 (1) 太阳表面抛射出来的单个 CME、(2) 行星际的非均匀介质、(3) 各个 ICME 之间的相互作用[Farrugia et al., 2006]。相互作用使得行星际动力学更加复杂化, 使得复合结构的理论分析更加困难。



借助数值模拟手段, 已经研究了激波和磁云的相互作用[Vandas *et al.*, 1997a; Xiong *et al.*, 2006a,b]、多个 ICME 的相互作用[Odstrcil *et al.*, 2003; Gonzalez-Esparza *et al.*, 2004; Gonzalez-Esparza, 2005; Lugaz *et al.*, 2005; Xiong *et al.*, 2005; Wang *et al.*, 2004b, 2005a]、在激波—磁云相互作用中的电子加速[Vandas and Odstrcil, 2004]。通过上述的数值模拟, 加深了对这些物理现象的了解。

1.4.1 复杂喷射

图1.17给出了1998年11月6日到10日, ACE飞船观测的“复杂喷射”事件[Burlaga *et al.*, 2002]。Burlaga等人[2002]通过Wind和ACE飞船的观测资料, 对多个续发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。虽然磁场强度增大, 但磁场方向变化不规则, 所以复杂喷射无地磁效应。

1.4.2 多重磁云

Wang等人[2002a]通过分析卫星数据, 找到了确凿的观测证据, 首次提出了“多重磁云”的概念。图1.18显示了2001年3月30日到4月1日, ACE飞船观测的典型“多重磁云”事件。多重磁云的观测特征可以总结为[Wang *et al.*, 2003a]: (1)多重磁云仅包含磁云及磁云间的相互作用区;(2)多重磁云中的每个子磁云都满足单个磁云的基本特征。由于子磁云间的相互压缩, 质子温度可能偏高, 但质子 β 值仍然低于0.1;(3)在前导(即被追赶的)子磁云的尾部, 太阳风速度会有所抬升;(4)相互作用区内的磁场强度相对较弱, 且起伏较大, 没有规则;(5)相互作用区内, 质子温度和 β 回升到较高的值。此外, 多重磁云的尺度基本与典型磁云尺度一致。多重磁云中的子磁云都受到了较大的压缩, 前一个子磁云比后一个子磁云压缩得更厉害, 磁

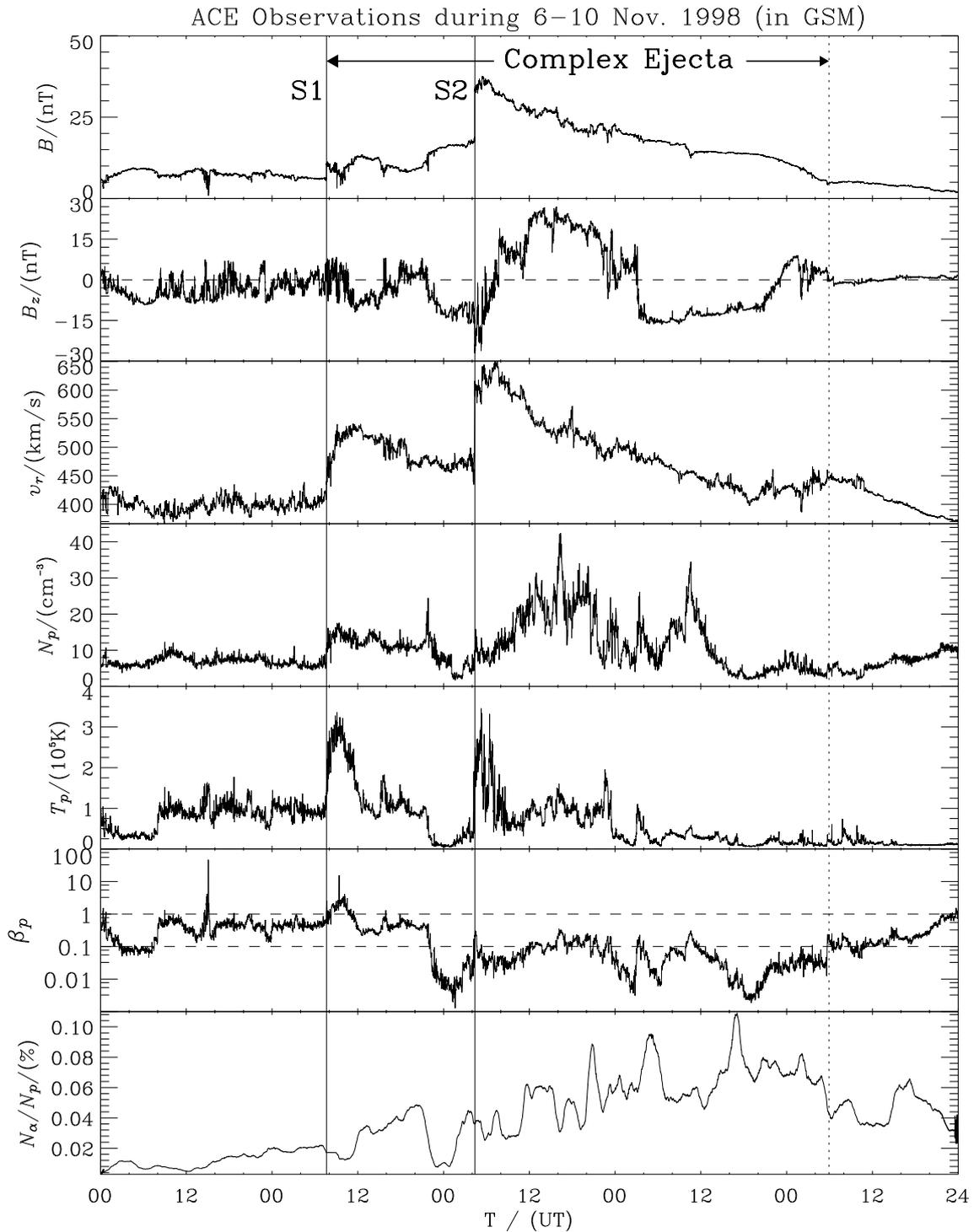


图 1.17 1998 年 11 月 6 日到 10 日，ACE 飞船观测的“复杂喷射”事件[Burlaga et al., 2002]。从上往下分别是磁场强度 B 、 z 方向磁场分量 B_z 、太阳风速度 v_r 、质子数密度 N_p 、质子温度 T_p 、质子热压与磁压的比值 β_p 、氦离子与质子密度比 N_α/N_p 。S1、S2 这两条竖线分别表示复杂喷射中的 2 个激波面。

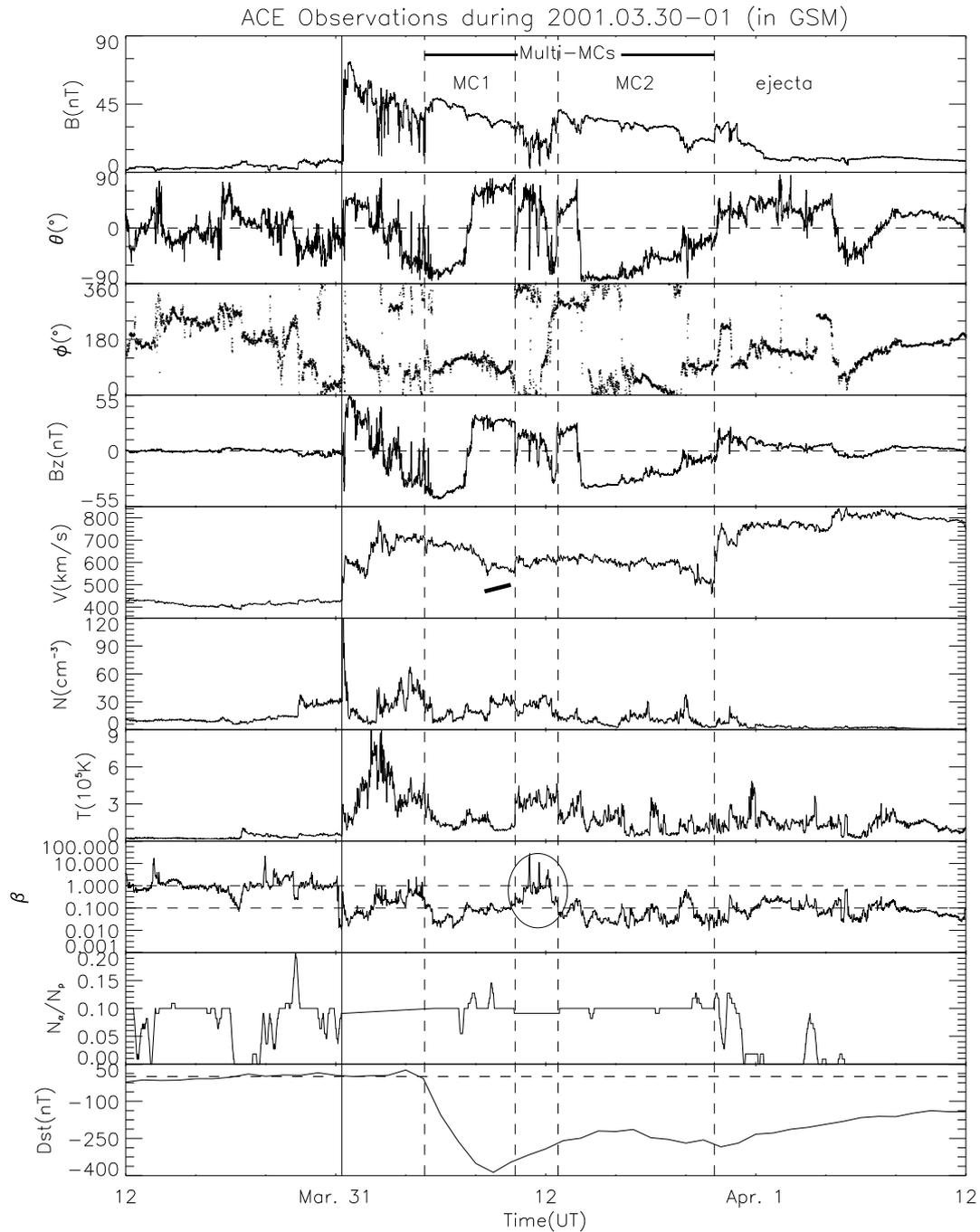


图 1.18 2001 年 3 月 30 日到 4 月 1 日，ACE 飞船观测的“多重磁云”事件 [Wang et al., 2003a]。从上往下分别是磁场强度 B 、磁场方向与黄道面的夹角 θ 、黄道面内磁场方向与日地连线夹角 ϕ 、z 方向磁场分量 B_z 、太阳风速度 V 、质子数密度 N 、质子温度 T 、质子热压与磁压的比值 β 、氦离子与质子密度比 N_α/N_p 以及地磁指数 Dst 。

场中心均偏向前端。在多重磁云中，子磁云之间的相互压缩是明显的，因此多重磁云一般具有强烈的地磁效应。从表1.1可看出，和 Burlaga 等人 [2002] 提出的复杂抛射比较，两者有着显著的不同。

表 1.1 多重磁云和 Burlaga 复杂抛射结构观测特征的比较 (汪毓明 [2003])

	多重磁云	复杂抛射
磁场	包含多个子磁云及其相互作用区，每个子磁云满足单个磁云的磁场变化特征，即磁场强度增大，磁场方向平滑的旋转。	磁场强度增大，但磁场方向变化无规则。
质子密度 N 和温度 T	每个子磁云中 N 和 β 都降低，有时由于子磁云之间的压缩， T 可能会高于磁云中的典型值；子磁云间的相互作用区中 T 和 β 升高。	N 和 T 变化复杂。
太阳风速度	子磁云头部速度较大，随后缓慢下降，尾部有所增加。	最大流速 $>600\text{km/s}$ 的单一快速流，具有不规则的速度剖面。
氦丰度	H_e^{++}/H^+ 的值较大。	
持续时间	1AU 处持续 1 天左右，与单个磁云的典型空间尺度 (0.28AU) 相近。	1AU 处约持续 3 天，是单个磁云典型空间尺度的 3 倍左右。
太阳源	由多个 CME，通过追赶、挤压和相互作用形成。	
地磁效应	大多数伴随有强烈的地磁暴。	无地磁效应。

图1.19给出了双重磁云的理论模型[Wang et al., 2002a]。多重磁云的磁场位形与其内部子磁云的组合方式密切相关。子磁云的尺度大小、磁场强度、螺度符号、轴的方向等都会影响总的多重磁云的磁场位形。因此多重磁云包含的子磁云越多，可能的组合就越多，磁场就越复杂。特别地，对双重磁云而言，在两个子磁云的各种组合中，图1.20给出的特殊组合对应于最大的地磁效应[Wang et al., 2004b]。

对于近地空间定点观测到的双磁绳结构有两种截然不同的解释。一种是两个磁绳形成的双重磁云[Wang et al., 2002a, 2003a]，另一种是单个磁绳发生折叠从而被观测到两次(图1.11)[Crooker et al., 1998]。从概念上来说，双重磁云和单个被折叠的磁绳有本质上的区别[Wang et al., 2005a]，因为双重磁云中每个子磁云分别对应于太阳的一次对地 CME 事件，其轴向、螺度都可任意，而且子磁云之间存在着相互压缩。类似地，在行星际空间，三个磁云可形成三重磁云，多个磁云可形成多重磁云。

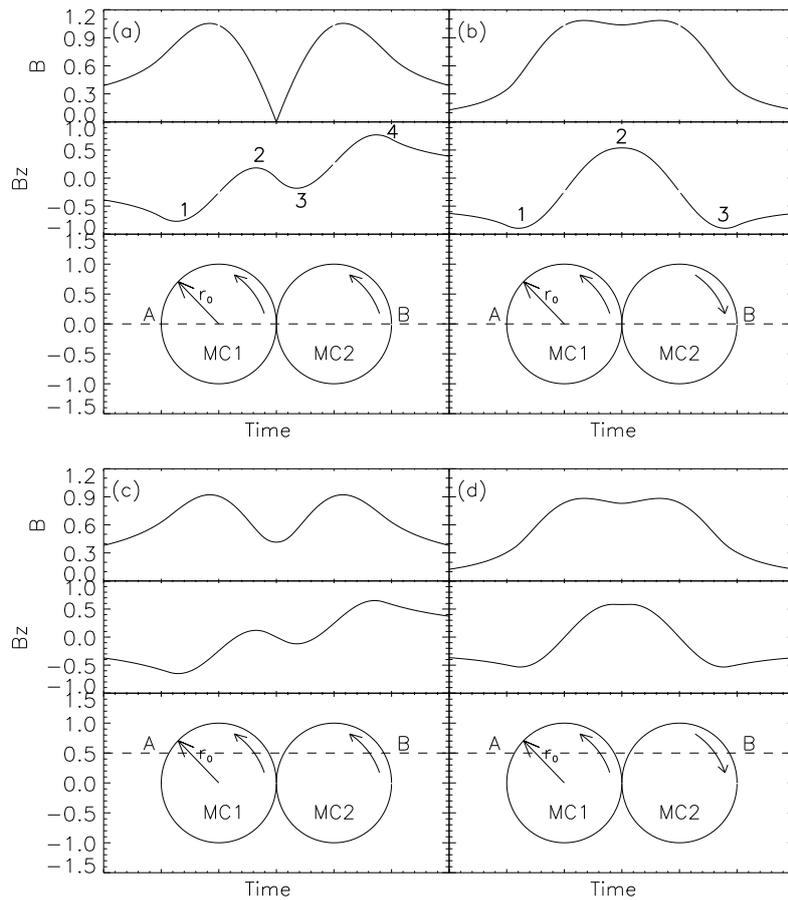


图 1.19 双重磁云结构磁场特征。(a、c)子磁云互相平行；(b、d)子磁云互相反平行。虚线 \overline{AB} 表示假象的飞船观测路线。(a、b)中的观测路线刚好沿着日地连线[Wang et al., 2002a]。

1.4.3 激波追赶磁云

通常 1AU 处太阳风中的快磁声波速是 $50 \sim 70\text{km/s}$ ，而在磁云中由于等离子体 β 值较低，快磁声波速很大，有时可接近 200km/s ，因此一般磁云中很难存在激波。但是，当后面追赶的抛射物速度足够大时，它所驱动的激波仍有可能进入并穿越前方的磁云。强激波压缩磁云内部的南向磁场分量，会引起大地磁暴。

图1.21给出了 2001 年 11 月 5 日到 7 日观测到的行星际“激波穿越磁云”事件[Wang et al., 2003b]。激波压缩前方磁云所具有的地磁效应与许多因素有关，如磁云本身内部磁场的强度、被压缩磁场的方向、激波的强度、激波相对于磁云传播的方向、激波进入磁云的深度等等。被压缩的磁场具有南向分量是激波压缩磁云引起地磁暴的前提条

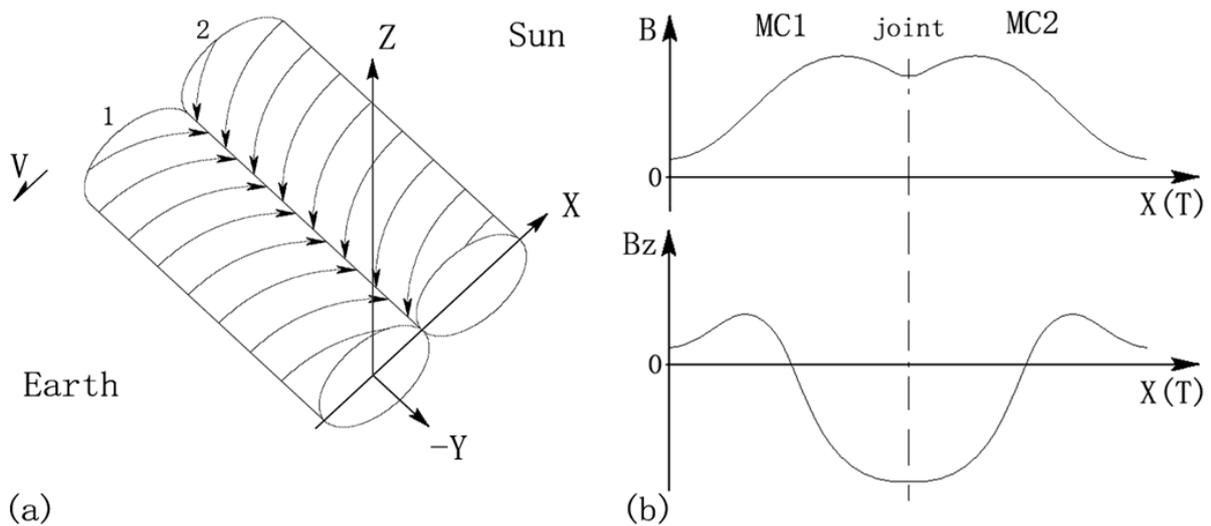


图 1.20 对应于最大地磁效应的双重磁云的组合方式[Wang et al., 2004b]。两个子磁云有着相反的磁螺度，它们之间的相互作用区位于南向磁场的大凹槽。

件。Wang 等人 [2003c] 通过建立简单的理论模型，初步探讨了具有最大地磁效应时，激波进入磁云的深度。结果显示[Wang et al., 2003c]：地磁扰动的强弱与激波进入磁云的深度不是成正比的；对于中心磁场强度为 20 nT、半径为 R_0 的磁云，当追赶的激波速度为 550 km/s 时，激波进入磁云距中心 $0.86R_0$ 处的地磁扰动最强；随着激波速度的增加，该深度也在加深，同时地磁扰动也相应地增强。

1.5 小结

本章概述了日地系统，以及扰动传播的“太阳—行星际空间—地球”因果链。将观测和模型有机结合起来，加深对日地系统的理解，是实现空间天气预报的基础。但当前的空间观测基本上是集中在太阳和地球上的“两点观测”，中间广袤的行星际空间几乎没有观测。然而，行星际空间是日地链锁变化的枢纽，CME 在行星际空间的传播过程中会发生显著的演化。特别地，行星际复合结构涉及多个 CME 的相互作用，存在着强烈的压缩效应，很可能会引发大地磁暴，甚至特大地磁暴。所以，借助数值模拟的手段，从动力学和地磁效应入手，深入研究行星际的复合结构，对理解空间天气乃至整个日地物理，具有非常重要的意义。

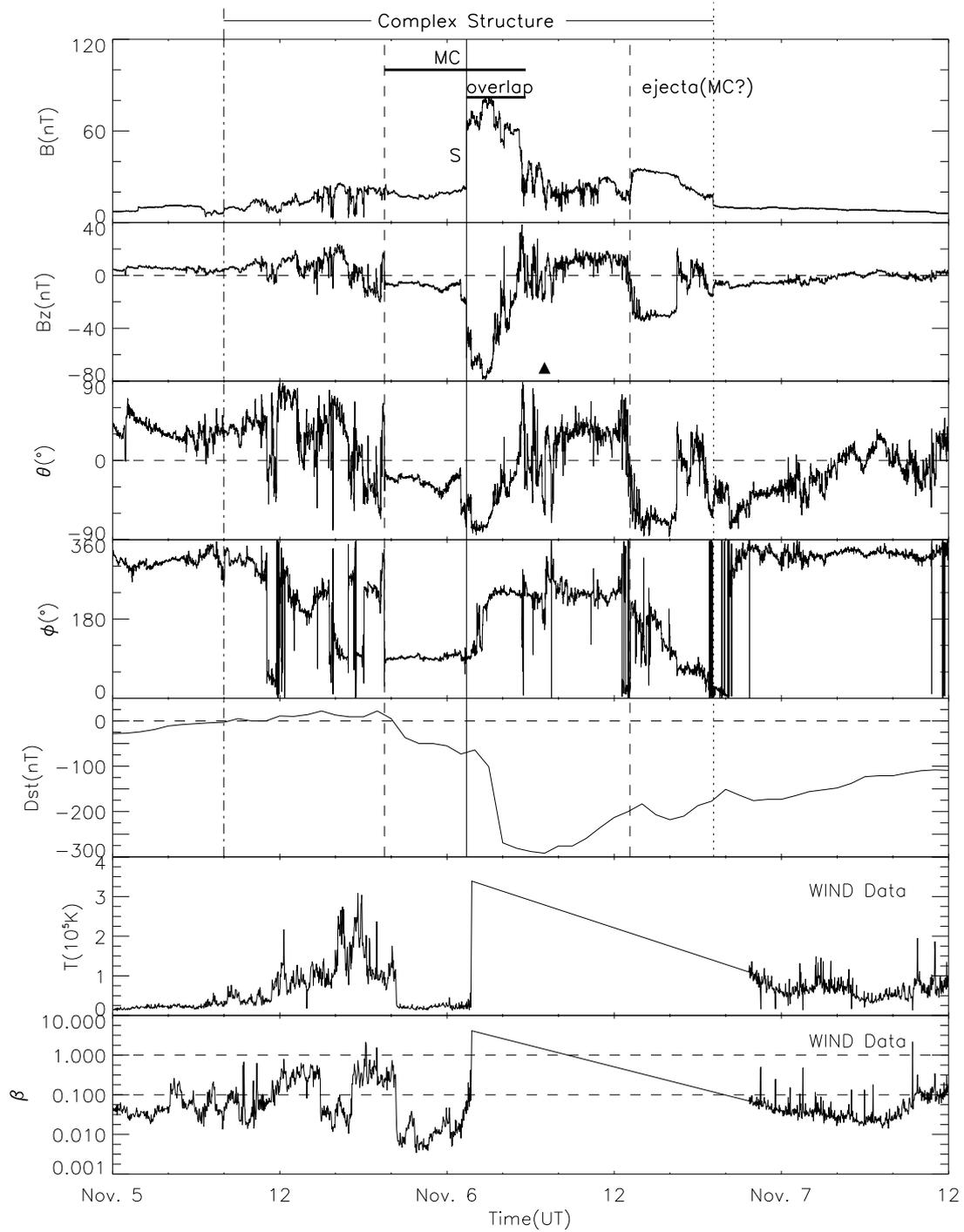


图 1.21 2001 年 11 月 5 日到 7 日观测到的行星际“激波穿越磁云”事件[Wang et al., 2003b]。

第二章 激波—磁云的正对碰撞

飞船观测发现行星际“激波追赶磁云”的现象 [*Wang et al.*, 2003b; *Berdichevsky et al.*, 2005]使得行星际动力学更加复杂。当激波足够强时，激波能够进入磁云中传播，且在磁云低 β 的等离子体中保持为间断面的形式。激波甚至能够穿越磁云，与磁云自身驱动的激波融合而成为一支更为强大的复合激波。当“激波和磁云的相互作用”在 1AU 处被 Wind 和 ACE 飞船探测到时，其演化阶段可归结为两类：(1)激波仍在磁云内，例如 2000 年 10 月 3–6 日和 2001 年 11 月 5–7 日的观测事件 [*Wang et al.*, 2003b]; (2)激波在完全穿越磁云后，已经位于磁云的前方，例如 2003 年 3 月 20–21 日 [*Berdichevsky et al.*, 2005]。当激波较弱时，它可能会耗散在磁云低 β 的媒质中。如果排除激波的耗散，随着激波—磁云在太阳表面抛射的时间间隔的缩小，激波—磁云复合结构将从第 1 类转化为第 2 类。激波—磁云的相互作用同时也是大地磁暴的一个重要的行星际起源 [*Wang et al.*, 2003b,c]。很明显，处于不同演化阶段的激波—磁云复合结构引发的地磁效应也不同。

2.1 数值 MHD 模型

2.1.1 MHD 控制方程

由守恒律、流体的状态方程、磁场的无散条件构成的 MHD 方程组能很好地描述磁化等离子体的宏观行为。由于行星际磁场 (IMF) 随着太阳共转，采用共转坐标系是方便的，因为在该坐标框架内流体的速度平行于磁场矢量。假设理想流体的多方指数 $\gamma = 5/3$ ，忽略粘性、电阻、热传导，理想 MHD 方程组可写成如下的形式(cf. *Jeffrey and Taniuti* [1964]):



$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{1}{8\pi} B^2 \right) I - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B} \right] = \mathbf{f} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \mathbf{v} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \\ = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \end{aligned} \quad (2.4)$$

式中

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= -\rho \left[\frac{g R_s^2 \mathbf{r}}{r^2 r} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}) \right] \\ W &= \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 + \frac{p}{\gamma - 1}. \end{aligned}$$

其中 ρ 是等离子体密度, \mathbf{v} 是等离子体速度, \mathbf{B} 是磁场, p 是等离子体压力 (电子和质子气体压力之和), $\boldsymbol{\Omega}$ 是太阳自传角速度 (2.9×10^{-6} rad/s), I 是单位矩阵, R_s 是太阳半径, g 是太阳表面的引力加速度。在球坐标系 (r, θ, φ) 下的方程 (2.1)-(2.4) 用来处理日球层子午面的 2.5 维问题。即所有的应变量对方位角 φ 的导数为 0。

2.1.2 计算方法

激波追赶磁云的数学内涵属于间断解与复杂光滑结构的相互作用的高分辨率问题。在众多的激波捕捉的数值算法中, 总变差减少 (TVD) 格式相对较简单, 且效果不错。TVD 格式除了在极值点附近会退化为一阶精度, 在光滑的流场区一般能保持二阶精度。因而, TVD 算法被应用到数值求解 MHD 方程组 [Harten, 1983; Ryu and Jones, 1995]。此外, 8 波模型 [Powell et al., 1995] 也被采用, 用来保证在数值计算精度的范围内磁场是无散的。

进一步，引入磁通函数 ψ 来提高激波阵面附近和磁云内部磁场的计算精度。 ψ 满足

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + v_r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0 \quad (2.5)$$

其中

$$\mathbf{B} = \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}, B_\varphi \right). \quad (2.6)$$

方程 (2.5) 通过五阶精度的基本无振荡 (WENO) 来求解 [Shu, 1997]。子午面内的磁场分量可由方程 (2.6) 中的 ψ 导出。而且，磁通量绳模拟中的特殊数值技术 [Hu et al., 2003a; Zhang et al., 2005a] 也被采用，因为它能消除跨越日球层电流片 (HCS) 的数值磁场重联，确保磁绳的质量守恒、环向磁通和轴向磁通的守恒。

对于本章的数值模拟，计算域位于 $25R_s \leq r \leq 300R_s$ ， $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ ，且被划分为均匀网格。网格间距为 $\Delta r = 1.5R_s$ 和 $\Delta \theta = 1.5^\circ$ 。为了避免与跨音速流相关的复杂边界条件，计算域的内边界被特意选取，以满足当地太阳风速已经大于快磁声波速。所有的波模在内边界 ($r = 25R_s$) 都是进入模拟域，在外边界 ($r = 300R_s$) 都是离开模拟域。因此，在内边界处所有物理量都能独立地标定，在外边界处可采用线性外推。另外，在纬度方向上施加对称边界条件。

2.1.3 背景太阳风的动平衡态

背景太阳风的初态可由标定内边界条件来获得。初始在内边界处（取为 $25 R_s$ ）固定一组物理参量：质子数密度 $N_p = 550 \text{ cm}^{-3}$ 、径向太阳风流速 $v_r = 375 \text{ km/s}$ 、磁场强度 $B = 400 \text{ nT}$ 、等离子体 β 参量（定义为热压与磁压的比值） $\beta = \frac{8\pi p}{B^2} = 0.23$ 、其它的约束 $B_\theta = 0$ 和 $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$ ，120 小时之后太阳风达到稳态解。该太阳风解与 Wang 等人 [2005a] 很类似，它在 $25R_s$ （内边界）和 $213R_s$ （地球轨道附近）的典型物理量列



表 2.1 背景太阳风在内边界 ($25R_s$) 和拉格朗日点 $L1$ ($213R_s$) 处的物理参量

变量	描述	$25R_s$	$213R_s$
N_p (cm^{-3})	质子数密度	550	8
v_r (km/s)	径向流速	375	452
B (nT)	磁场强度	400	6.4
β	热压与磁压的比值	0.23	0.93
T_p ($10^5 K$)	质子温度	9.6	0.7
c_f (km/s)	径向快磁声波的特征速度	372	61

在表 2.1。日球层电流片 (HCS) 可由跨越赤道的磁场反转来获得，即磁场在南半球指向外，在北半球指向内。理论上，该电流片在 MHD 尺度上是一理想的切向间断。但是由于数值耗散，它占据了几个网格。不过，这个稍微耗散的结构更像真实的位形，因为太阳活动低年的太空观测 [Winterhalter et al., 1994] 表明 HCS 是嵌入在一个相对较厚的日球层等离子体片 (HPS) 中。另外，真实的太阳风在极区是高速流，在低纬是低速流。数值模型构造出的太阳风虽然仅仅是单一流，但这并不会扭曲激波—磁云相互作用的最基本物理过程，因为它主要发生在低纬区。模拟中的背景态其实是跨越 HCS–HPS 结构的低速流太阳风。

2.1.4 磁云和激波浮现的标定

在模拟中，激波和磁云的浮现是通过计算域内边界的扰动来实现。具体的是，Vandas 等人 [1995] 的磁云注入方法和 Hu 等人 [1998; 2001] 的激波注入方法被用来作为背景态扰动源的标定。一旦磁云或者激波完全浮现进入行星际介质，在节 2.1.3 提到的初始内边界条件被重新恢复。

磁云的磁场位形可以用局地柱坐标 (R, Φ, Z) 下 Lundquist 解来描述 [Lundquist, 1950]。



$$\begin{cases} B_R = 0 \\ B_\Phi = B_0 H J_1(\alpha R) \\ B_Z = B_0 J_0(\alpha R) \end{cases} \quad (2.7)$$

其中 B_0 是磁云中心的磁场强度, H 是磁螺度, $\alpha = 2.4/R_m$, R_m 是磁云半径。单个磁云就由给定的浮现时间 t_m 、质量 M_m 、速度 v_m 、半径 R_m 、等离子体 β 、螺度 H , 加上上述的磁场位形唯一确定。用 2.5 维坐标系去逼近根部扎在太阳表面的磁云的 3 维空间结构是不合乎实际的。但是, 仅仅把磁云考虑成 3 维磁环的一个断面, 其动力学特征仍旧可通过 2.5 维数值模拟反映出来。

瞬态激波可由如下的参量来刻画: 浮现时间 t_{s0} 、中心纬度 θ_{sc} 、翼展宽度 $\Delta\theta_s$ 、阵面处总压比 $R(\theta)$ 的最大值 R^* 、持续时间 (上升相 t_{s1} 、维持相 t_{s2} 、恢复相 t_{s3})。其中总压指热压与磁压之和。 $R(\theta)$ 的纬度分布为,

$$R(\theta) = 1 + (R^* - 1)P_\theta(\theta) \quad (2.8)$$

式中

$$P_\theta(\theta) = \begin{cases} \cos[\pi(\theta - \theta_{sc})/(2\Delta\theta_s)], & |\theta - \theta_{sc}| \leq \Delta\theta_s \\ 0, & |\theta - \theta_{sc}| > \Delta\theta_s \end{cases} \quad (2.9)$$

激波总压比 $R(\theta)$ 按照角度的余弦函数从中心的最大值 R^* 减小为翼展边缘的最小值 1。用 \mathbf{U} 表示原变量的解向量 $[\rho, v_r, v_\theta, v_\varphi, B_r, B_\theta, B_\varphi, p]^T$ 。给定总压比 $R(\theta)$, 把内边界的初始值 \mathbf{U}_0 作为激波的上游态, 激波下游态 \mathbf{U}_1 可由 Rankine—Hugoniot 关系导出。在激波的浮现过程中, 内边界 $\mathbf{U}(t)$ 的扰动方式如下,

$$\mathbf{U}(t) = \mathbf{U}_0 + (\mathbf{U}_1 - \mathbf{U}_0)P_t(t) \quad (2.10)$$



式中

$$P_t(t) = \begin{cases} 0, & t \leq t_{s0} \\ (t - t_{s0})/t_{s1}, & t_{s0} < t \leq t_{s0} + t_{s1} \\ 1, & t_{s0} + t_{s1} < t \leq t_{s0} + t_{s1} + t_{s2} \\ (t_{s0} + t_{s1} + t_{s2} + t_{s3} - t)/t_{s3}, & t_{s0} + t_{s1} + t_{s2} < t \leq t_{s0} + t_{s1} + t_{s2} + t_{s3} \\ 0, & t > t_{s0} + t_{s1} + t_{s2} + t_{s3} \end{cases} \quad (2.11)$$

在激波的上升相和恢复相，内边界的扰动随时间线性变化。模拟算例中的激波足够强以至于在任何时间都大于当地的快磁声波速。许多太阳观测表明激波能够在 Alfvén 临界点以下形成 [e.g., *Cliver et al.*, 2004; *Raouafi et al.*, 2004; *Cho et al.*, 2005]。Alfvén 临界点在计算域的内边界之下，这说明在模拟中通过内边界注入激波是合理的。

2.2 单独磁云的传播（算例 A）

为了显示单独磁云的特征，同时为了和节 2.3 的激波—磁云的相互作用作比较，单独磁云的模拟被首先进行。沿着 HCS 从内边界浮出的磁云参数如下：

方程(2.7)中

$$R_m = 5R_s, \quad B_0 = 1700 \text{ nT}, \quad H = 1$$

和

$$v_m = 530 \text{ km/s}, \quad M_m = 4.8 \times 10^{12} \text{ kg}, \quad \beta = 0.02.$$

磁通函数 ψ (cf. 方程 (2.6)) 在磁云中心是 1.51×10^{14} Wb，与此对比 ψ 在 HCS 处是 1.12×10^{14} Wb，在日球层极区是 0 Wb。计算出来的磁云的轴向磁通是

2.5×10^{13} Wb。磁云与其周围的 IMF 在子午面内具有相同的磁场极性。

单磁云通过拉格朗日点 (L1) 附近的模拟显示在图 2.1。在每个彩图下面有两个相应的沿着 0° 和 4.5° 径向剖面，它们分别用 $\text{Lat.} = 0^\circ$ 和 $\text{Lat.} = 4.5^\circ$ 来表示。彩图上的划线对应于 $\text{Lat.} = 4.5^\circ$ 。径向剖面中的磁场强度已被扣除相应的背景平衡态的值。磁云的主体位于彩图中的白色封闭实线内和剖面中的两个划线之间。白实线由赤道处的磁通函数 (ψ) 加上一个微小增量决定。由于磁通函数在磁云边界的值等于其在背景态中的赤道值，白实线恰好位于磁云边界内边缘。磁云中心由 ψ 的最大值决定。此外，彩图上还叠加了磁场位形。如图 2.1 所示，磁云注射到背景太阳风导致了两个独特的相互作用区：(1) 由行星际磁场 IMF 在自我封闭的磁云表面覆盖 (draping) 而形成的磁云包络；(2) 由于高速磁云的挤压而在磁云本体前形成的激波阵面及鞘区。从图 2.1b 可看出，磁云驱动的激波面在 HPS 处形成了一个凹槽。这点已被行星际闪烁观测 IPS [Watanabe *et al.*, 1989] 和激波相关的数值模拟 [Odstrcil *et al.*, 1996a,b; Hu and Jia, 2001] 所证实。该激波面的形态特征是由日球层 HCS-HPS 特殊的结构造成的。由于磁场在中性电流片中几乎消失，MHD 激波在赤道处就急剧退化为流体力学激波。这样，最快、最强的激波面位于 HPS 的 2 个边缘而不是恰好在 HCS 处。激波阵面的角宽度比其驱动源—磁云本体大得多。从图 2.1 (b) 看出，磁云中的流速 v_r 单调下降，这意味着磁云在行星际空间持续膨胀。而且，磁云的其他许多特征也都与观测吻合。在磁云传播出计算域的外边界前，这些磁云特征都一直保持。

在 L1 点处的假想飞船在纬度 4.5° 所作的定点观测如图 2.2 所示。许多磁云的典型特征都被反映出来，比如增强的磁场强度 B (同样看图 2.1 (a) 的剖面)、磁场矢量 Θ 的光滑旋转、质子温度 T_p 的凹槽、等离子体 β_p 的凹槽 (同样看图 2.1 (c) 的剖面)、宏观流速的连续下降 (同样看图 2.1 (b) 的剖面) 等等。磁云前的鞘区明显具有高温、高速的特性。激波阵面、磁云头部、磁云中心、磁云尾部在 49.3、60、71 和 87.4 小时依次通过 L1 点。在 L1 点持续了 27.4 小时磁云事件中，最大磁场强度为 17.9 nT、最小南向磁场分量 -7.7 nT。模拟磁云事件的地磁效应用 Dst 指数来评估。与 Wang 等

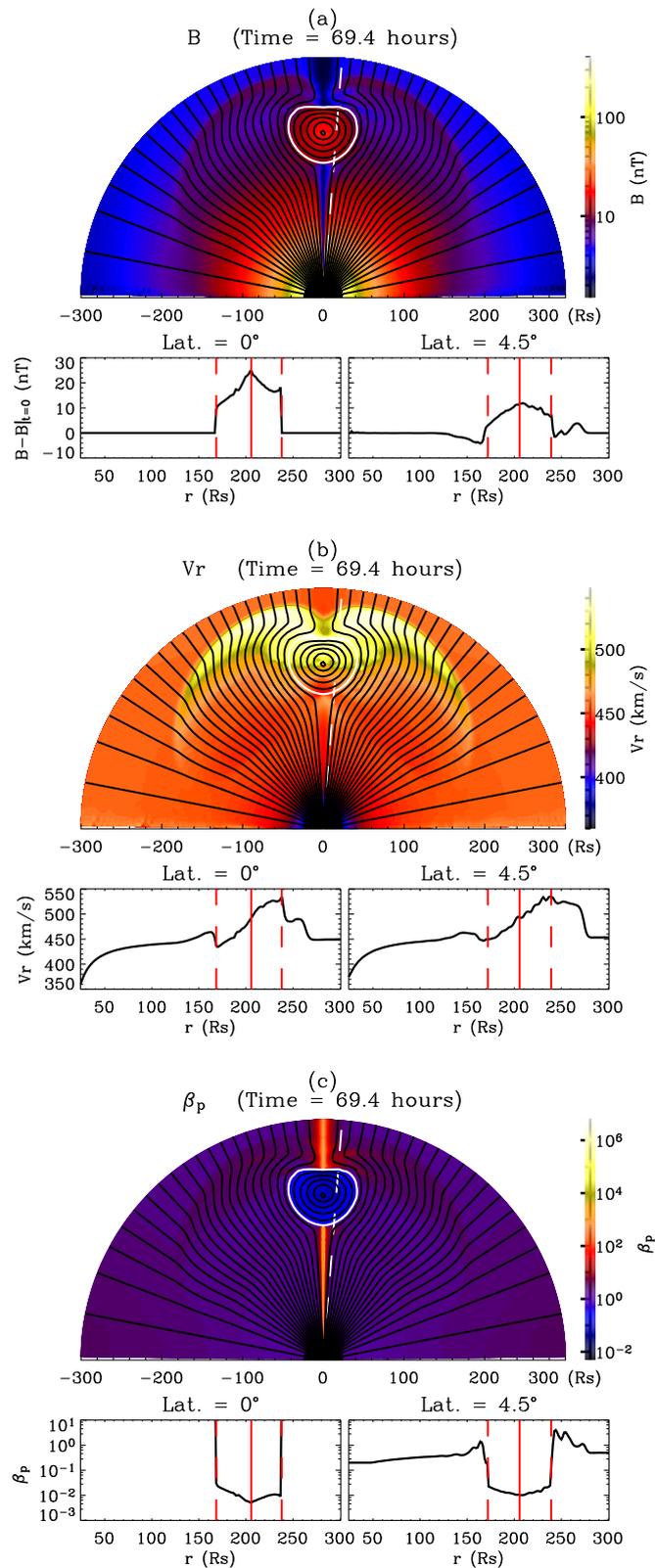


图 2.1 算例 A 中磁云运动到 L1 点附近某一时刻的快照。图中显示了(a) 磁场强度 B , (b) 径向流速 v_r , (c) 质子 beta β_p 和附加的两条沿着纬度 0° 、 4.5° 的径向剖面。 B 的剖面曲线已经扣除了初始背景值 $B|_{t=0}$ 。彩图中的白实线表示磁云的边界。磁云内外所画出的相邻磁力线的磁通函数间隔 $\Delta\psi$ 分别为 5.9×10^{12} 和 7.9×10^{12} Wb。剖面中的实线和划线分别表示磁云的中心和边界。

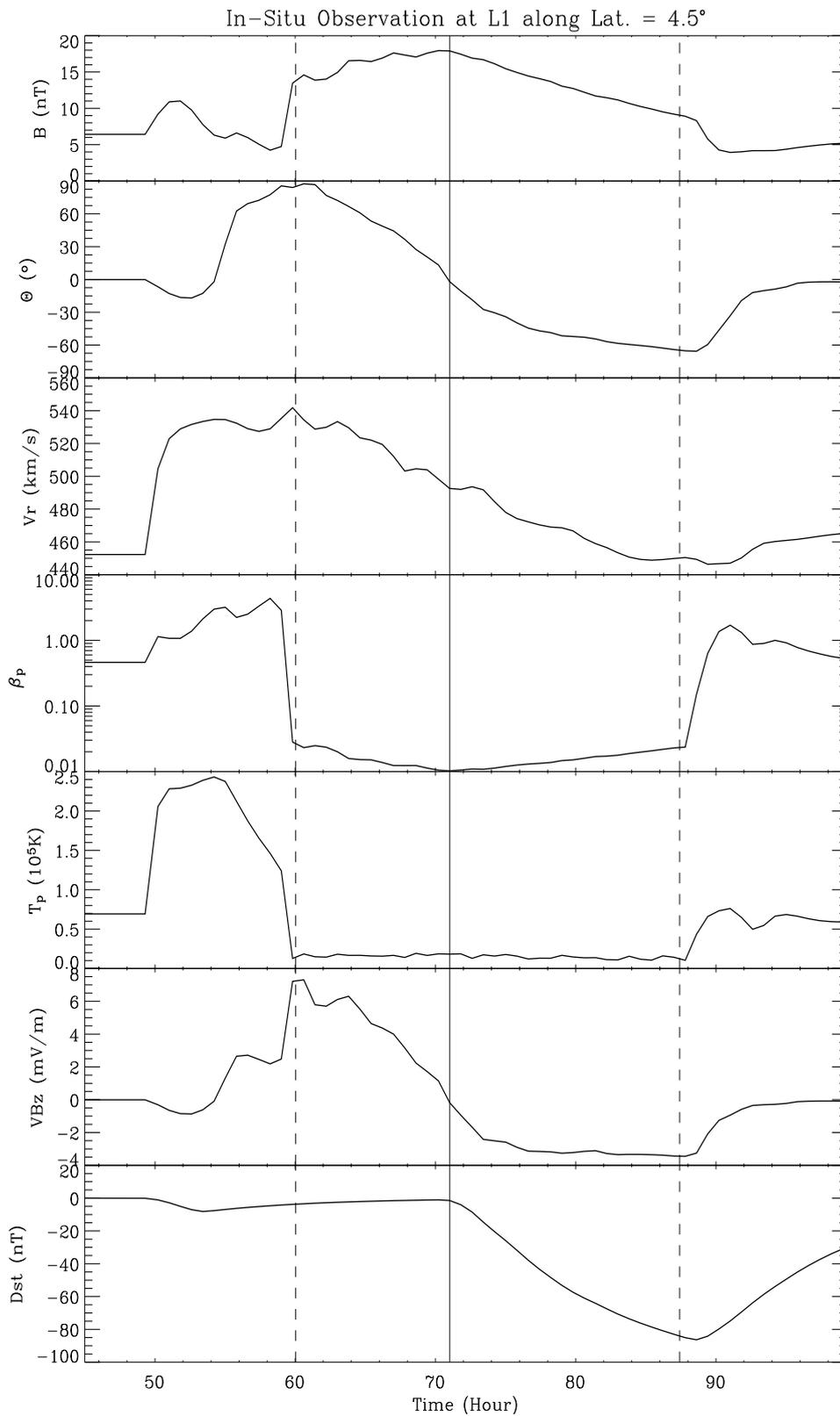


图 2.2 算例 A 中位于 L1 点且沿着纬度 4.5° 的假想飞船的定点观测。从上向下依次画出，磁场强度 B 、磁场方向与黄道面的夹角 Θ 、径向流速 v_r 、质子 beta β_p 、质子温度 T_p 、计算出的晨昏电场 VB_z 、 Dst 指数。竖直的实线和划线分别代表磁云的中心和边界。



人 [2003c] 的做法相同, 经验公式 $\frac{dDst(t)}{dt} = Q(t) - \frac{Dst(t)}{\tau}$ [Burton et al., 1975] 被用来导出 Dst 。其中, 耦合函数 $Q = VB_s$ (这里 V 是 v_r , $B_s = \min(B_z, 0)$, 且 B_z 是磁场的 z 方向的分量) 和耗散时间尺度 $\tau = 8$ 小时。在磁云离开内边界 71 小时后, 其中心到达 L1 点。 Dst 指数随后单调下降, 在 88.6 小时达到最小值 -86 nT。此外, 位于磁云驱动的鞘区内的覆盖的行星际磁场主要是北向的。这就是为什么模拟中鞘区内被压缩的磁场没有引发显著的 Dst 扰动。

2.3 快激波与磁云的相互作用

2.3.1 算例 B

激波压缩是增强南向磁场分量的一个有效机制, 因而它是大地磁暴的一个重要的行星际起源 [Wang et al., 2003b,c]。下面的数值模拟就是为了详细量化激波追赶磁云的地磁效应。

为了研究快激波与前导磁云的相互作用, 瞬态激波 ($\theta_{sc} = 0^\circ$) 从内边界注入, 去追赶先前发生的磁云。本算例的磁云与算例 A 完全相同。激波落后于磁云 41 小时 ($t_{s0} = 41$ 小时), 以赤道为中心浮现出来。激波的其他参数如下:

$$\Delta\theta_s = 6^\circ, \quad R^* = 24, \quad t_{s1} = 0.3 \text{ hours}, \quad t_{s2} = 1 \text{ hour}, \quad t_{s3} = 0.3 \text{ hours}.$$

由激波关系可以推导出激波阵面的最大速度是 1630 km/s。总压比值依据余弦函数从赤道处的 R^* 减少为左右 $\pm 6^\circ$ 处的 1。激波扰动的分布可用梯形来描述, 这与 Smith 和 Dryer [1990] 在黄道面内模拟的做法是一致的。

激波—磁云事件的详细过程显示在图 2.3。如图 2.3 (a)、(d)、(g) 所示, 激波远日点和磁云中心在 49.5 小时分别抵达 $80R_s$ 和 $155R_s$ 。瞬态激波的形态与磁云驱动的激波非常类似, 都是一个跨越 HCS 的凹槽。在激波面的下游, 流速在偏离赤道 4.5° 达

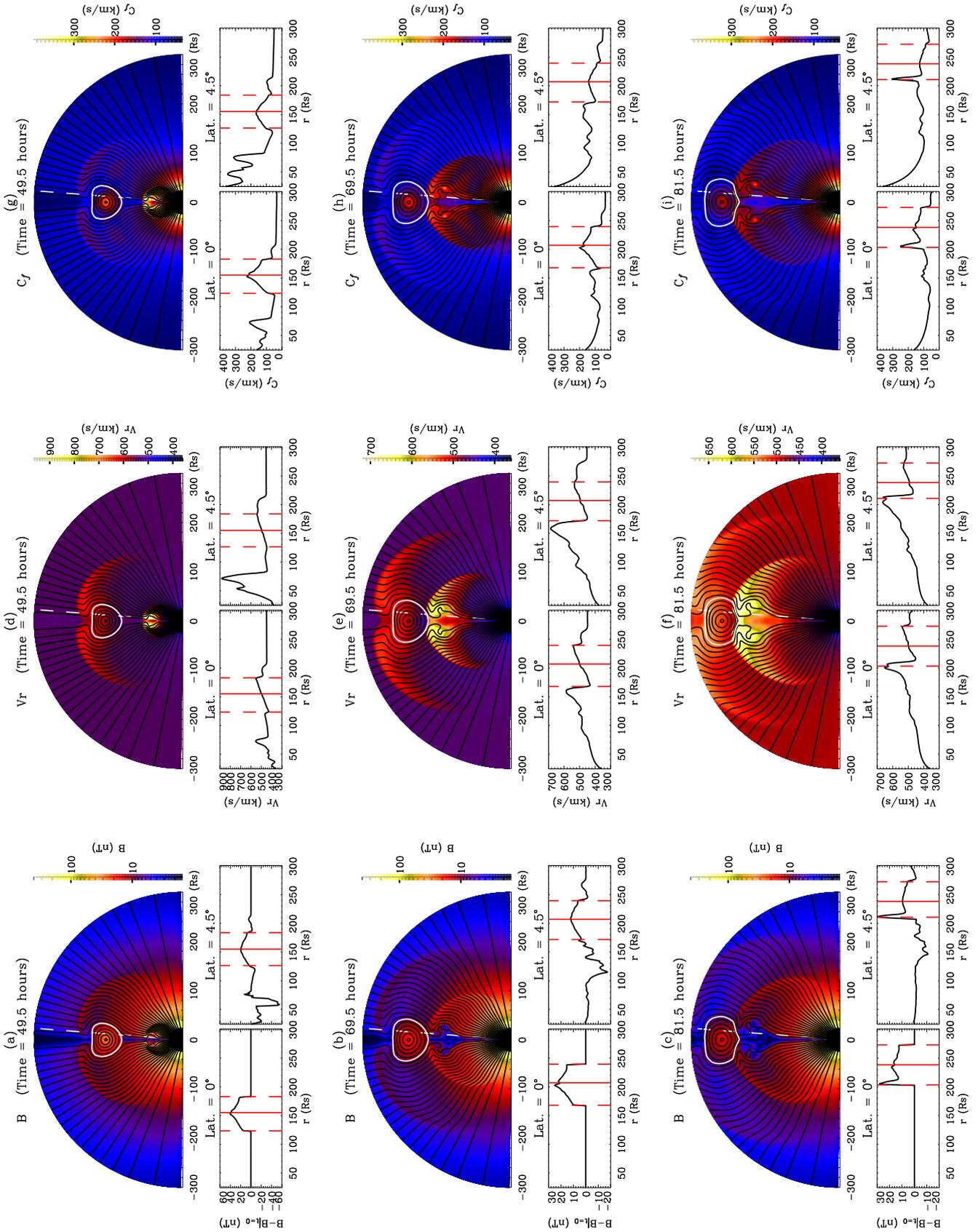


图 2.3 算例 B 中激波追赶磁云的演化情况。图中显示了(a)-(c) 磁场强度 B 、(d)-(f) 径向流速 v_r 、(g)-(i) 快磁声波模的径向特征速度 c_f 。每栏彩图下是两个附加的沿着纬度 0° 和 4.5° 的径向剖面。 B 剖面已经扣除初始的背景值 $B|_{t=0}$ 。



到最大值 900 km/s，而在赤道处最大值只有 560 km/s。由于前导磁云的峰值速度只有 540 km/s，后随的强激波将迅速剧烈地撞击磁云本体。进一步，随着快激波扫过局地的媒质，由于磁场矢量发生旋转，切向磁场分量将会增强。因此，日球层的南北半球的行星际磁场在激波传播的影响下相应地向极区偏移。这就导致了在激波阵面后部的赤道附近形成了弱磁场的“磁真空区”（图 2.3 (a)-(c)）。激波在 69.5 小时刚刚追上磁云的尾部边界（图 2.3 (b), (e) 和 (h)）。如图 2.3 (h) 所示，在磁云本体的低 β 媒质内，径向快磁声波的特征速度 c_f 非常大。 c_f 从磁云边界处的 100 km/s 稳定地增长，在磁云中心到达最大值 200 km/s。另外， c_f 在激波鞘区内也有一个局地峰值 180 km/s。磁云内的流速 v_r 沿着纬度 0° 从 540 km/s 单调下降为 430 km/s（图 2.3 (e)）。激波与磁云的碰撞就孕育在这一时刻。而且，(1) 由于激波面的凹槽形态，激波远日点位于 HPS 的边缘而不是恰好在 HCS 处；(2) 瞬态 MHD 激波在 HCS 处其实已退化为相对较弱的流体力学激波。虽然激波阵面的中心在 HCS 处，但激波—磁云之间最剧烈的碰撞却发生在激波面的远日点。在 81.5 小时（图 2.3 (c), (f) 和 (i)），一个尖锐的间断已经在磁云的后部形成。沿着 HCS（纬度是 0° ）的压缩与沿着纬度 4.5° 的压缩相比，前者弱得多。快激波对磁云的影响可归结为两个方面：(1) 磁场强度的增强、(2) 磁场方向的旋转。如图 2.3 (c) 所示，压缩区内磁场强度增强 ($B - B|_{t=0}$) 的最大值高达 30 nT，远远大于磁云中心的相应值 18 nT。被压缩过的磁力线非常平坦，几乎完全指南向。这两个效应导致磁云尾部的南向磁场低至 -33 nT。进一步，图 2.3 (i) 显示激波压缩过程中 c_f 也同时增强。与磁云中心 c_f 为 160 km/s 形成对比， c_f 在磁云尾部跳变为 300 km/s。然而，磁云介质中增强的 c_f 并不能完全阻止强激波的传播。换句话说，瞬态激波尽管受到磁云媒质的抵抗，但其在磁云中的传播并不会停止或耗散。此外，在激波进入磁云尾部的过程中，激波面下游的所谓“磁真空区域”被放大了，因为磁云作为一个封闭的磁环在激波面前表现为一个障碍。磁云在 82 小时刚刚通过 L1 点。虽然激波将继续传播至磁云本体的更深处，但那时激波—磁云复合结构已经不再具有地磁效应，因为它已经传出了 1AU。

与算例 A 类似，L1 点处模拟数据的时间序列显示在图 2.4。磁云的速度剖面在

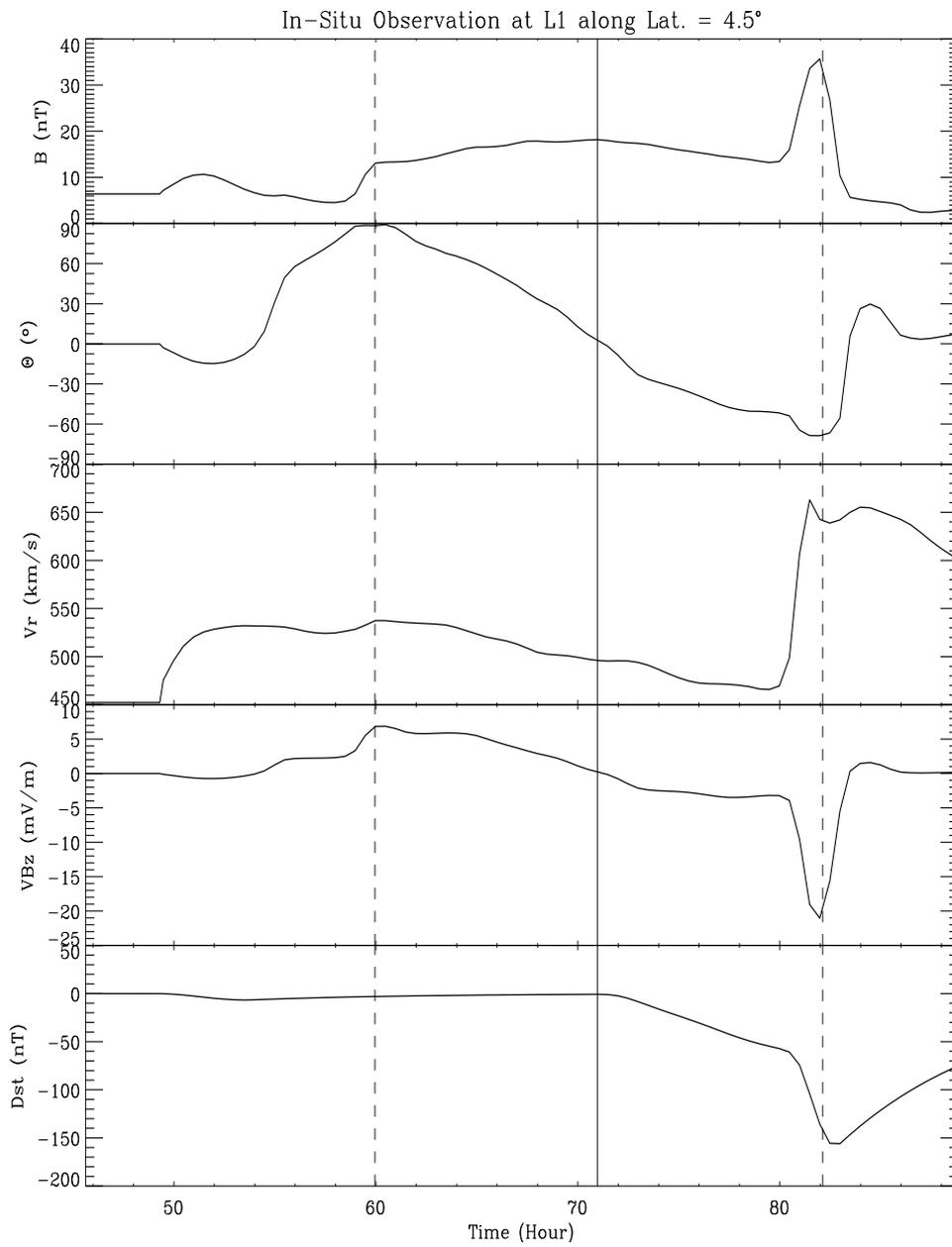


图 2.4 算例 B 中位于 L1 点且沿着纬度 4.5° 的假想飞船的定点观测。



81 小时附近明显有一个隆起结构，其峰值高达 660 km/s，远远大于磁云头部边界的 540 km/s。 VB_z 在不到 2 个小时的间隔内从 -4 mV/m 跳变为 -21 mV/m。通过与图 2.2 比较，激波—磁云复合结构引发的地磁暴 Dst 是 -156 nT，远远强于对应的单独磁云造成磁暴值 -86 nT。而且与算例 A 相比，磁云尾部边界要早 5.3 小时离开 L1 点。磁云的尾部被后随激波强烈地压缩。

2.3.2 算例 C

为了深入研究日地范围内激波—磁云相互作用的特征，算例 C 给出了激波在 L1 点之前已完全穿越前导磁云的模拟。这只需把激波的浮现时间 t_{s0} 调前。 t_{s0} 从算例 B 的 41 小时缩短为算例 C 的 10 小时。至于其它参量，算例 C 与算例 B 完全相同。

为了能可视化磁云—激波复合结构，图 2.5 给出了 v_r 的演化。一旦激波进入磁云，磁云就取行星际空间作为激波传播的媒质。由于 HCS 在磁云中并不存在，激波面随后消失了其与 HCS 相关的凹槽形态。在 20.6 小时，在磁云中高度被压缩的尾部内，激波阵面的形态表现为一个光滑的弧（图 2.5(b)）。当激波穿越磁云，并从磁云中浮现出来时，日球层电流片又重新对激波的传播起作用。激波面的形态在 52.1 小时迅速地变回跨越赤道的凹槽（图 2.5(c)）。这个刚穿越磁云的激波逐渐与磁云自身驱动的激波通过非线性相互作用，融合成为一个更大强度的复合快激波。鞘区宽度被定义为沿着赤道方向，磁云驱动的激波阵面到磁云外边界之间的距离。该宽度在算例 C 是 $10R_s$ ，只有算例 A 中 $20R_s$ 的一半。将算例 A 和 C 作比较，可进一步突出激波撞击的效果：(1) 磁云的边界几何从准圆形变为径向被压扁的椭圆；(2) 磁云被高度压缩了；(3) 磁云驱动的鞘区显著变窄。

L1 点处沿着 4.5° 的假想定点观测画在图 2.6 中。磁云的外边界、中心、内边界依次在 55.5、61、71.5 小时通过 L1 点。这比图 2.2 的算例 A 分别提前了 4.5、10、15.9 小时。在存在后随激波的情况下，磁云通过 L1 点的持续时间被缩短了 11.4 小时。因为激波已经传出磁云本体，所以磁云内部没有发现速度剖面的极值点。如果仅

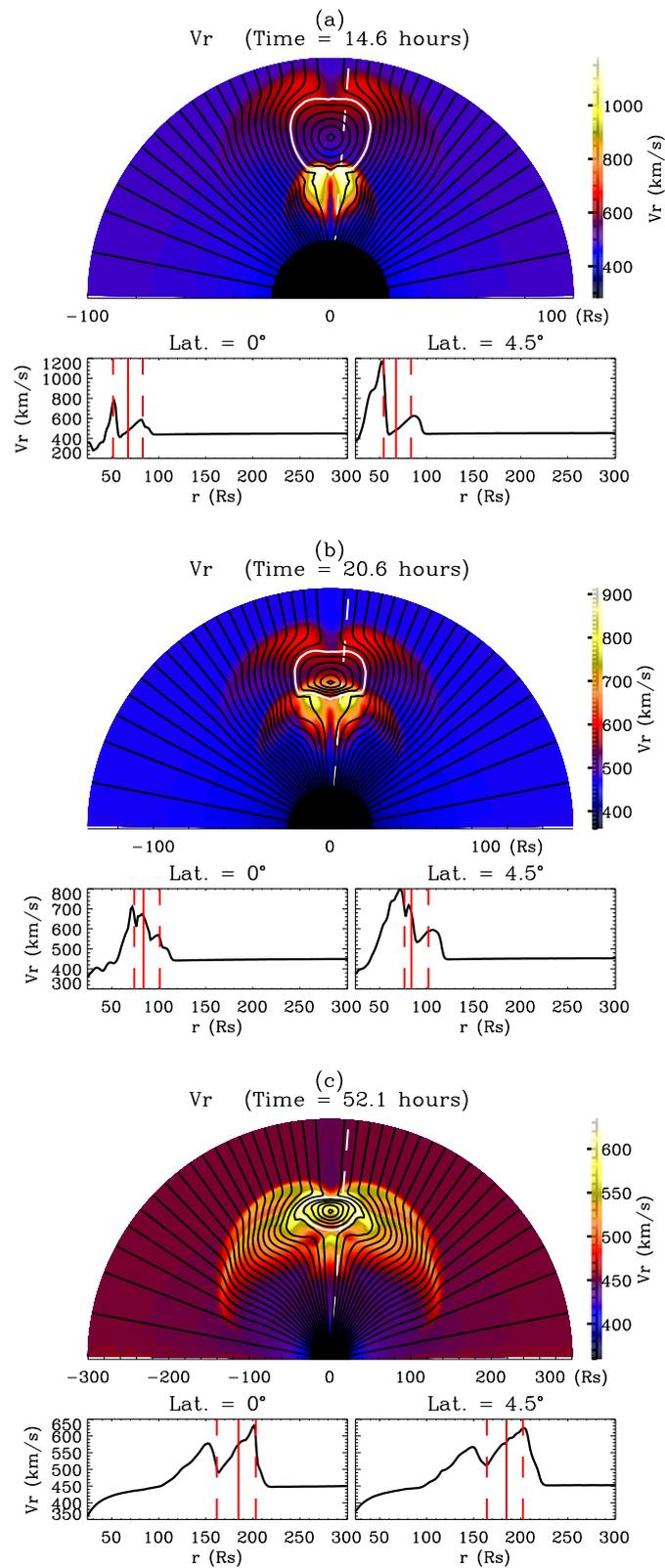


图 2.5 算例 C 中激波追赶磁云的径向流场 v_r 的演化情况。(a)、(b) 栏只显示了磁云附近的模拟域。

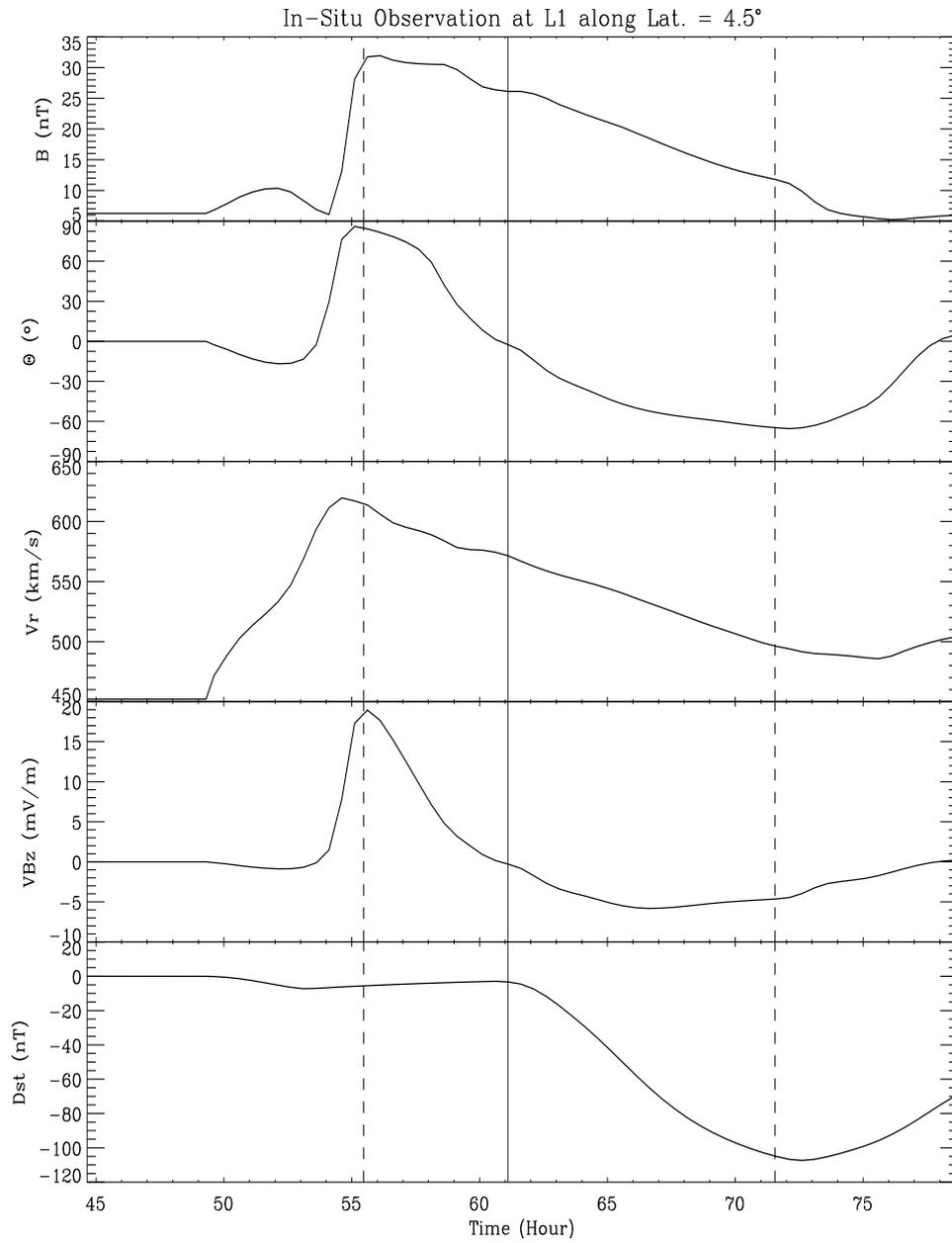


图 2.6 算例 C 中位于 L1 点且沿着纬度 4.5° 的假想飞船的定点观测。

从单艘飞船的定点观测，图 2.6 更像一个速度峰值为 620 km/s 的单独磁云事件。最大的压缩发生在磁云的前端，导致局地的最大值 $B = 32$ nT, $VB_z = 19$ mV/m。但是，被高度压缩的磁力线是北向的，对地磁暴没有贡献。该激波—磁云事件最终导致了 $Dst = -107$ nT 的地磁效应。

图 2.7 给出了算例 A 和 C 一些时变参数的对比。首先，算例 A 的磁云中心的高度—时间关系几乎是线性的（图 2.7 (a)）。磁云中心的日地传输速度大概是 486 km/s。单个磁云在行星际空间中以匀速移动，这也与相关模拟的结论 [Vandas et al., 1995, 1996b; Groth et al., 2000; Manchester et al., 2004a] 是一致的。同时，算例 C 中的磁云从 14 小时就开始被激波压缩。第二，磁云边界的形状不是一个严格意义上的圆，因为压力在磁云和背景流之间的界面处必须平衡。但磁云的直径仍用来量化磁云的大小，并被定义为沿着赤道方向，磁云内、外边界之间的径向距离。从图 2.7 (b) 可看出，在算例 A 中 55 小时之后，1AU 附近的磁云直径单调增长到 $73R_s$ ，且此时其渐近的径向膨胀速度是 93.7 km/s。然而，图 2.7 (c) 算例 A 中磁云的角宽度却表现不同：它初始时从 15° 迅速地膨胀为 27° ，然后缓慢恢复为 1AU 处的 23° 。关于磁云角宽度的变化的物理解释如下，(1) 磁云在初始时急剧的膨胀是由于注入磁云的内禀磁场远远强于周围的背景太阳风；(2) 当磁云传播至行星际空间时，其角宽度缓慢收缩，这是因为磁云内的磁场随日心距离的衰减比行星际磁场 (IMF) 要快。同时，图 2.7 (b) 和 (c) 显示算例 C 中磁云的直径和角宽度都被激波压缩了。第三，单个磁云的中心磁场强度 B 随时间的演化关系一般用 $B \propto t^{-1/\zeta}$ 来表示。算例 A 中给出的幂 ζ 是 0.76，这与以往的结论 [Vandas et al., 1995, 1996b] 是一致的。图 2.7 明显地表明，即使在绝热的条件下 ($\gamma = 5/3$)，单个磁云也会膨胀。因此，本模拟倾向于认为 Osherovich 等人 [1993a; 1993b; 1995] 提出的 $\gamma < 1$ 的条件应该不是行星际磁云膨胀的一个严格限制 [Vandas et al., 1996b,c; Vandas and Odstrcil, 2000; Skoug et al., 2000; Vandas, 2003]。

瞬态激波阵面下游的速度增幅的扰动不能完全传播到磁云媒质。在激波面进入磁云后，余下的高速流就一直紧跟在磁云的内边界后面（图 2.5 (a)-(c)）。这点也被其它相

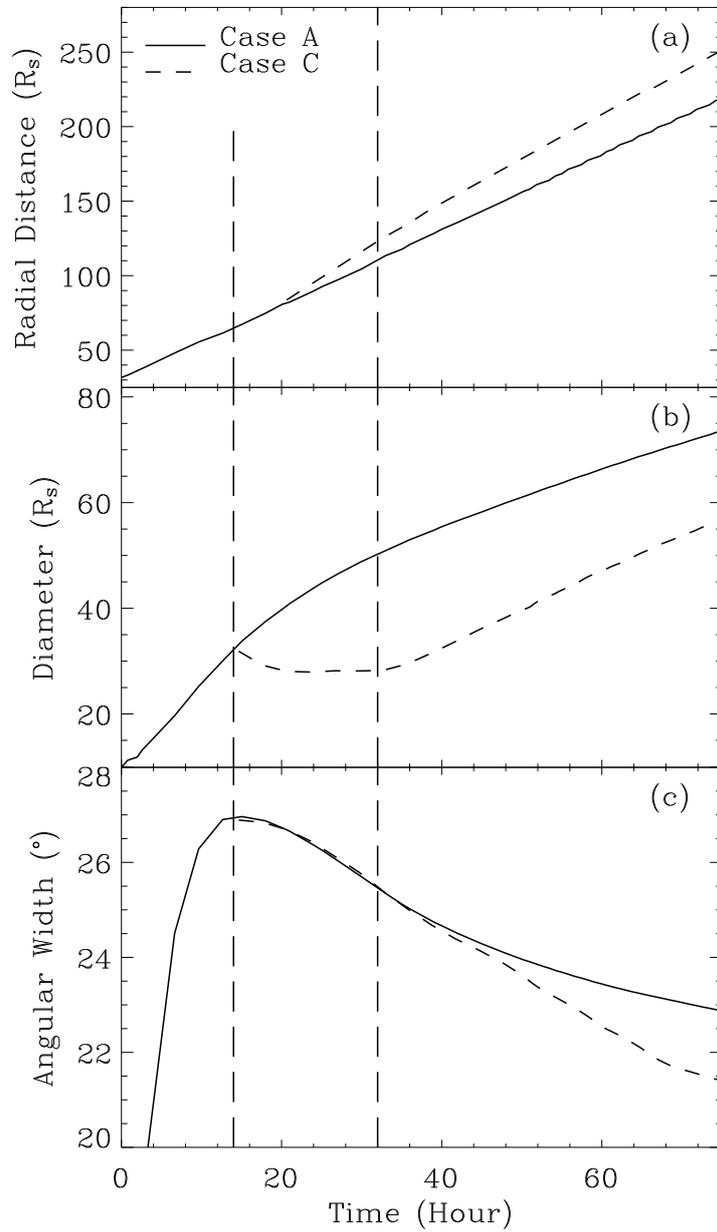


图 2.7 磁云参数的时间演化：(a) 磁云中心的高度，(b) 磁云直径，(c) 磁云角宽度。实线和划线分别代表独立磁云事件（算例 A）和磁云—激波事件（算例 C）。两条竖直划界线分别对应于激波到达磁云的尾边界和头边界。

关的模拟所证实 (Vandas *et al.* [1997a], 图3)。如图 2.7 (b) 所示, 追赶的激波高度压缩磁云。在激波穿越磁云本体的时间内 (14 ~ 32 小时), 磁云直径单调减少。当激波穿越磁云, 从磁云中浮现出来时 (> 32 小时), 磁云直径才逐渐恢复。与相关的模拟作比较 (Lugaz *et al.* [2005], 图7(b)), 本模拟中磁云直径的行为仅在激波从磁云中浮现后有些不同。因为 Lugaz 等人 [2005] 的文章中前向激波是由后随磁云驱动的, 当激波传播至磁云头边界时, 由于后随磁云本体的压缩, 前导磁云的直径保持不变。在本模拟中, 在前导磁云尾部处的推挤效应来自上面提到的高速流 (图 2.5 (a)-(c)), 而不是后随的磁云本体。因此, 当激波穿越磁云后, 磁云直径就不能完全恢复为独立磁云事件 (算例 A) 的对应值。

2.4 地磁效应的研究

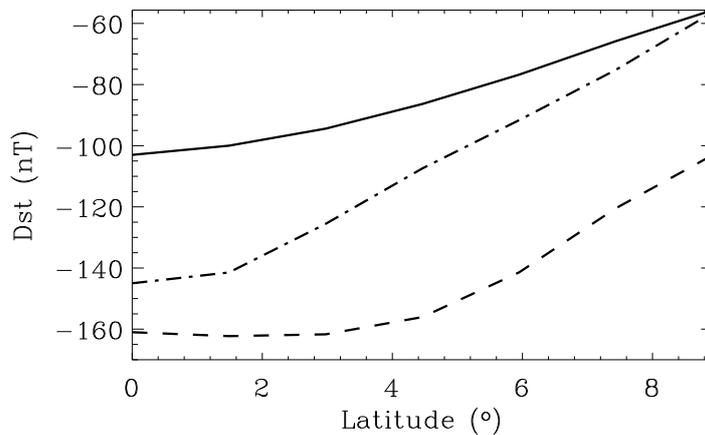


图 2.8 独立磁云事件 (算例 A) 和磁云—激波事件 (算例 B、C) 的 Dst 指数的纬度分布的比较。实线、划线、点划线分别表示算例 A、B、C。

图 2.8 给出了近赤道的 Dst 指数的纬度分布。激波追赶磁云明显加强了地磁暴。算例 A、B、C 中 Dst 最小值分别是 -103 nT、-162 nT、-145 nT。特别是算例 B 中 Dst 在纬度 $-4^\circ \sim 4^\circ$ 的范围内的分布几乎是常数。一方面, 因为磁云沿着赤道传播, 通过的南向磁场通量从赤道到高纬度稳步地下降。另一方面, 算例 B 中激波刚进入磁云, 其阵面的形态是一个跨越日球层赤道的凹槽, 这与算例 C 中光滑的弧形形成对比。算



例 B 中最大的压缩出现在赤道两侧。上述两个因素在一定的纬度范围内相互平衡，这就导致了算例 B 中 Dst 的水平分布。

从算例 B 和 C 可发现，当激波彻底穿越磁云，激波—磁云复合结构的地磁效应减弱了。为了深入探讨 Dst 随激波在磁云中穿越深度的依赖关系，通过调节磁云和激波初始浮现的时间间隔 t_{s0} ，获得一组算例，进行参数化研究。总共 17 个算例分别对应于 $t_{s0} = 3, 6, 10, 15, 20, 23, 26, 29, 32, 35, 38, 41, 44, 46, 48, 50, 60$ 小时。

假想有 2 个飞船分别位于 L1 点的纬度 0° 和 4.5° 处，它们同时观测同一扰动事件。针对激波—磁云复合结构的地磁效应， Dst 表示积分效应，最小晨昏电场 VB_z 表示瞬时效应。图 2.9 给出了一些关键参数的分析。从左到右，3 条竖直划界线（点线、划线、点线）分别对应于激波正好在 L1 点碰上磁云的内边界、中心、外边界的算例。变量 d_{Dst} 被定义为沿着赤道方向，激波阵面与磁云内边界的径向距离。从上向下，依次画出磁云和激波从模拟域内边界浮现出来的时间间隔（图 2.9 (a), Dt ）、 Dst 指数（图 2.9 (b), Dst ）、最小晨昏电场 VB_z （图 2.9 (c), $\text{Min.}(VB_z)$ ）、从 $VB_z < -0.5 \text{ mV/m}$ 开始到 Dst 最小值的时间间隔（图 2.9 (d), Δt ）、最小南向磁场 B_s （图 2.9 (e), $\text{Min.}(B_s)$ ）、最强的磁场强度 B （图 2.9 (f), $\text{Max.}(B)$ ）、沿着赤道方向上磁云和激波的到达时间（图 2.9 (g)）。图 2.9 (b)-(f) 中的实线、虚线分别对应于位于纬度 0° 、 4.5° 的假想卫星的定点观测。当 $Dt < 50$ 小时时，磁云和激波开始相互作用，组成一个复合结构。激波和磁云初始抛射的时间间隔越短，激波在前导磁云内进入得越深。随着 d_{Dst} 从 0 增长到 $11R_s$ ， $\text{Min.}(B_s)$ 和 $\text{Min.}(VB_z)$ 急剧下降，特别是在纬度为 4.5° 。纬度 4.5° 处地磁效应的反应更敏感，这是由于瞬变激波的阵面具有凹槽形态。当 $d_{Dst} = 8 \sim 11R_s$ ，在纬度 $0^\circ \sim 4.5^\circ$ 的范围内， Dst 几乎相同。如图 2.9 的竖直划线所示，当激波在 L1 点恰好到达磁云中心（ $d_{Dst} = 23R_s$ ）， Dst 在纬度 0° 达到最小值 -185 nT ，在纬度 4.5° 也同时达到最小值 -165 nT 。 $\text{Max.}(B)$ 在 $d_{Dst} = 0 \sim 7R_s$ 保持为常数，因为此时磁云尾部的压缩区内增强

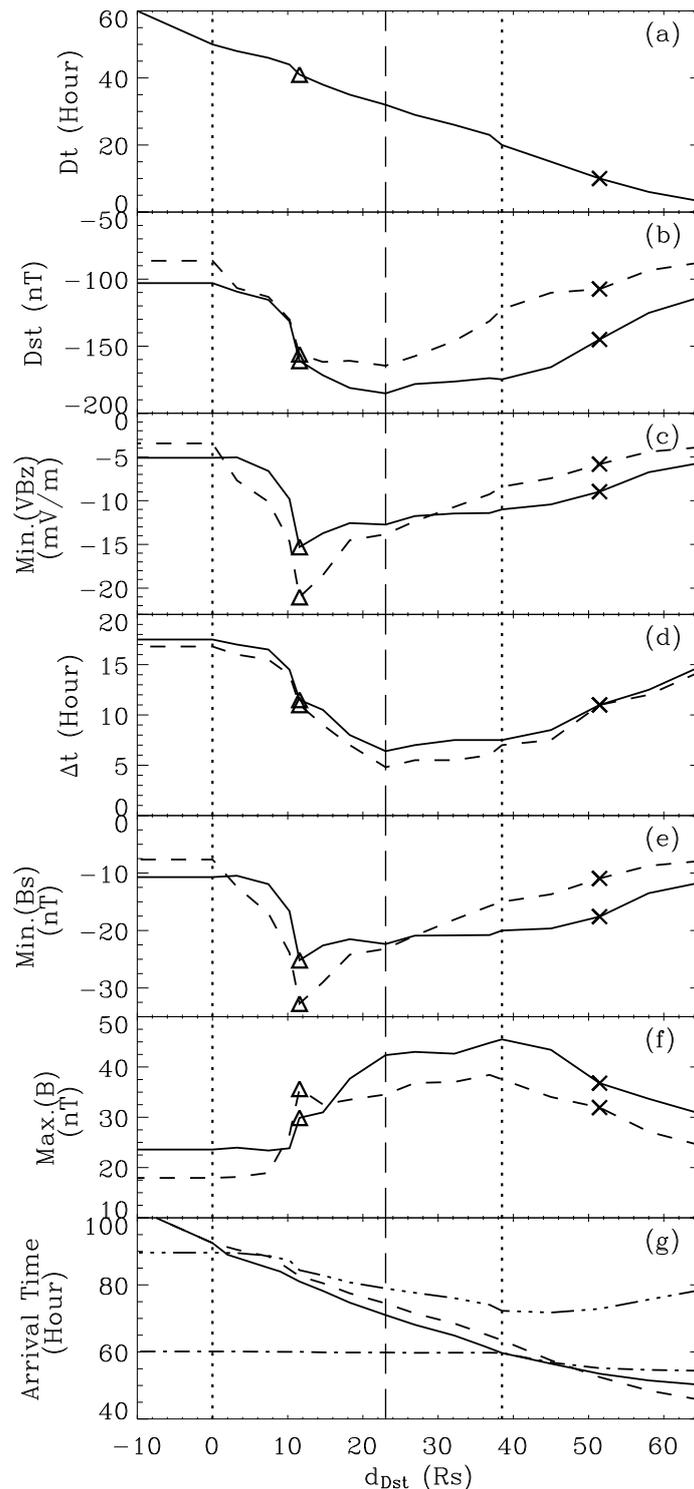


图 2.9 作为 d_{Dst} 的函数，与磁云地磁效应有关的参数变化情况。这里 d_{Dst} 指沿着赤道方向，激波阵面和磁云内边界之间的径向距离。从左向右，三条竖直的分界线（点线、划线、点线）分别对应于激波恰好在 L1 点到达磁云的尾边界、中心、前边界。 Δ 和 \times 分别表示算例 B 和 C。图中给出：(a) Dt ，磁云和激波从模拟域内边界浮现的时间间隔；(b) Dst 指数；(c) $\text{Min.}(VB_z)$ ，最小晨昏电场 VB_z ；(d) Δt ，从 $VB_z < -0.5 \text{ mV/m}$ 开始至 Dst 最小值的时间间隔；(e) $\text{Min.}(Bs)$ ，南向磁场分量的最小值；(f) $\text{Max.}(B)$ ，磁场强度的最大值；(g) 沿着赤道方向，激波和磁云的到达时间。栏 (b)–(f) 中的实线和划线分别对应于沿着纬度 0° 和 4.5° 的观测。栏 (g) 中的点划线、点点划线分别表示磁云外边界、内边界的到达时间；栏 (g) 中的实线、划线分别表示在有磁云和无磁云的情况下，瞬变激波的到达时间。



的磁场强度还没有达到磁云中心的值。 $\text{Min.}(B_s)$ 和 $\text{Min.}(VB_z)$ 的最小值都是在激波进入磁云后半部的某一深度处达到。当激波超过磁云中心 ($23R_s < d_{Dst} < 38.5R_s$)，开始压缩磁云前半部的北向磁场。由于此时的磁场已转为北向， Dst 在纬度 0° 和 4.5° 以不同的斜率逐步恢复。它在纬度 0° 从 -185 nT 恢复为 -175 nT，在纬度 4.5° 从 -165 nT 更快速地恢复为 -122 nT。当 $Dt < 20$ 小时，激波已经在到达 L1 点之前，完全穿越磁云。最强烈的相互作用区已经从磁云本体转移到磁云驱动的鞘区。结果，磁云本体的磁场张力开始克服激波下游的总压的控制，随着 Dt 的进一步减少， Dst 继续单调地恢复。此外， Δt 的最小值（5 小时）和磁云通过 L1 点的时间间隔的最小值（13 小时）分别对应于 $d_{Dst} = 23$ 和 $38.5R_s$ 。在单独磁云事件中， Dst 在纬度 0° 达到最小值 -103 nT。当激波进入磁云中心， Dst 同样在纬度 0° 达到最小值 -185 nT。将二者比较可知，瞬变激波的存在使地磁效应增强了 80%。而且，与独立的激波事件相比，激波—磁云事件中的激波传输时间在 $0R_s < d_{Dst} < 48R_s$ 的范围内被缩短了（图 2.9 (g)）。在 $d_{Dst} = 38.5R_s$ ，时间缩短达到最大值，为 3.8 小时。当激波从行星际进入磁云传播，增强的磁声波速、激波下游减少的宏观等离子体的流速同时存在。这两个因素共同决定激波在磁云中的传播是变快了，还是变慢了。所以，磁云影响下的瞬变激波的传播速度依赖于激波—磁云初始爆发的时间间隔。

2.5 小结

为了能更好地理解行星际“激波追赶磁云”的现象 [Wang *et al.*, 2003b; Berdichevsky *et al.*, 2005]，使用 2.5 维理想 MHD 数值模型来研究激波与磁云的相互作用以及伴随的地磁效应。该复合的数值算法能捕捉尖锐的激波阵面，确保磁场是无散的，保证磁绳的轴向和环向磁通守恒。模拟揭示了行星际激波与磁云相互作用的动力学特征和伴随的地磁效应。

1. 进行了单独磁云的模拟，该磁云的内禀磁场远大于背景太阳风。磁云在行星际空

间中的传播特征可总结如下：(1) 磁云中心的运动近似匀速；(2) 磁云直径在初始时迅速膨胀，然后以相对较慢的渐进速度膨胀；(3) 磁云的角宽度在初始时也是快速膨胀的，但随后会逐渐收缩。至于磁云的增强磁场、磁场矢量的光滑旋转、低的质子温度、低的等离子体 β 等主要特征，模拟和观测吻合得好。

2. 开展激波与磁云相互作用的模拟。 以赤道为中心的一支很强的快激波从模拟域的内边界浮现，来追赶前导磁云。模拟发现，对磁场矢量的压缩和旋转是引发大地磁暴的一个有效机制。瞬变激波首先追上磁云，接着穿越磁云，最终与磁云自身驱动的激波融合为一支更强的复合快激波。当激波在行星际空间时，其波阵面是跨越赤道的凹槽；当激波进入磁云时，其阵面形状演化为光滑的弧形。激波阵面的形态由当地介质的性质决定。在激波面进入磁云后，激波下游的速度增幅的扰动不能完全进入磁云，只能一直紧跟在磁云的尾部边界后。磁云被后随激波强烈地压缩。瞬态激波的日地传输时间与激波—磁云浮现的时间间隔密切相关。

3. 基于数值模拟分析了地磁效应。 若以 Dst 来量化地磁效应，在瞬变激波撞击的情况下，独立磁云的地磁效应可增强 80%。Wang 等人 [2003c] 建立了一个解析模型，考察了激波从磁云内边界传播到中心的物理过程，得出 (1) 最大地磁效应发生在激波进入磁云的某一深度处；(2) 激波越强，该深度在磁云中的位置就越深。与 Wang 等人 [2003c] 的解析模型相比，本数值模拟中瞬态激波是非常强，且最大地磁暴发生在激波恰好进入磁云中心。数值模拟与 Wang 等人 [2003c] 的解析模型在一定程度上是吻合的。当产生最大地磁暴时，至于对应的激波穿透深度的具体值，上述两个模型有些差异。该差异是由于数值模型中紧随磁云尾边界的高速流引起的。

模拟中磁云前端的鞘区内的磁场是北向的，因而对地磁效应无贡献（图 2.2, 2.4, 2.6）。如果磁云的磁螺度和背景的行星际磁场 (IMF) 都反转，磁云驱动的鞘区和磁云前半部的磁场变为南向，从而能触发地磁暴。一些定性的结论很容易得出：(1) 仅当激波进入磁云的前半部，激波才对磁云的地磁效应有影响；(2) 由于激波



在磁云后半部的传播中严重地损失了能量和动量，故相对来说，激波对磁云地磁效应的影响有限。如果瞬变激波不足够强的话，它甚至会很快地耗散在磁云的后半部区域内。

第三章 激波—磁云的倾斜碰撞

行星际观测到的“激波追赶磁云”现象证实了强激波在低 β 的磁云中传播的可能性 [Wang et al., 2003b; Berdichevsky et al., 2005], 因而在行星际动力学方面提出了一个非常有趣的课题。在 1AU 范围内, 激波—磁云相互作用的演化阶段取决于初始时激波和磁云从日冕抛射出来的时间间隔。该演化阶段可归结为两类: (1) 激波仍在磁云内, 例如 2000 年 10 月 3–6 日和 2001 年 11 月 5–7 日的观测事件 [Wang et al., 2003b]; (2) 激波在完全穿越磁云后, 已经位于磁云的前方, 例如 2003 年 3 月 20–21 日 [Berdichevsky et al., 2005]。激波压缩前方的南向磁场 (B_s) 能够增强相应 B_s 事件的地磁效应。这一观点已经被资料分析所证实 [Wang et al., 2003d]。特别地, 第 1 类的激波—磁云复合结构能引起非常强烈的地磁暴 [Wang et al., 2003b,c; Xiong et al., 2006a]。而且, Xiong 等人[2006a] (第 2 章) 已经分析过: 随着激波进入前导磁云, 激波在磁云中的穿越深度越来越深, 激波—磁云复合结构的地磁效应也相应地发生变化。在 Xiong 等人[2006a]的文章中, 磁云中心和激波中央都是沿着日球层赤道径向抛射出来的。然而, 上述的激波—磁云相互作用的观测事件都被认证出是后随激波的一翼扫过前导磁云。行星际激波和磁云的“正对碰撞”或者“倾斜碰撞”起源于它们初始时相同或者不同的传播方位。对于从日冕径向抛射的激波和磁云而言, 其传播方位仅仅取决于磁云中心和激波中央在太阳表面的位置。因为从太阳表面的同一位置连续抛射出的磁云和激波的概率小, 而且激波在行星际空间中有很大的角向展宽, 所以相对于前导磁云的传播, 研究激波浮现的不同方位是很有意义的。为了研究激波—磁云的相互作用, 我们进一步讨论“倾斜碰撞”。在“正对碰撞”和“倾斜碰撞”中的激波也相应地被命名为“正对”和“非正对”激波。而且, “正对碰撞”很像是两个起源于相同太阳活动区的径向传播的扰动在行星际空间发生相互作用。类似地, “倾斜碰撞”就对应于两个起源于不同太阳活动区的径向传播的扰动。



3.1 数值 MHD 模型

数值模型的详细描述，包括数值方法、计算网格的剖分、背景太阳风和前导磁云的标定，已在第 2 章给出。为了模拟激波—磁云的倾斜碰撞，并与第 2 章的正碰情况作比较，在数值模型的所有输入参数中，仅仅调节激波的注入方式。

从模拟域内边界处，径向浮现出来的瞬变快激波由若干参数标定：初始的浮现时间 t_{s0} 、波阵面中心的纬度 θ_{sc} 、波阵面翼展的纬度范围 $\Delta\theta_s$ 、波阵面上的最大激波速度 v_s 、扰动的时间分布（增长相 t_{s1} 、维持相 t_{s2} 、恢复相 t_{s3} ）。在本章和第 2 章的所有算例中，固定不变的参数是： $\Delta\theta_s = 6^\circ$ 、 $t_{s1} = 0.3$ 小时、 $t_{s2} = 1$ 小时， $t_{s3} = 0.3$ 小时。剩余的参数 (t_{s0} , θ_{sc} , v_s) 则独立选取，进行各种自由组合，来模拟各种不同的条件下行星际激波和磁云的相互作用。(1) t_{s0} 标定了磁云和激波爆发的时间间隔，这样可仿真出 1AU 处激波—磁云复合结构的不同演化阶段；(2) θ_{sc} 标定了相对于前导磁云的传播，激波阵面的中心的浮现方位。由于前导磁云沿赤道浮现， $\theta_{sc} = 0^\circ$ 和 $\theta_{sc} \neq 0^\circ$ 就分别对应于注入“正对”和“非正对”激波，因而分别决定了行星际空间中激波和磁云的碰撞方式是“正对碰撞”和“倾斜碰撞”。 v_s 在一定程度上描述了激波—磁云的碰撞强度。模拟中所有的瞬变激波都非常强，在任何时刻都大于局地的磁声波速，以至于不会耗散在磁云低 β 的介质中。

3.2 激波—磁云相互作用的动力学过程

如表 3.1 所示，总共 50 个算例被分为 5 类。算例群 IM、DC、OC、SOD、SID 分别研究单独磁云、正对碰撞、倾斜碰撞、激波方位的依赖性、激波强度的依赖性。其中算例群 IM 和 DC 已经在第 2 章详细分析过。算例 P_1 同时属于算例群 DC 和 SOD，算例 P_2 同时属于算例群 OC、SOD、SID。算例群 DC 和 OC 中的激波速度 v_s 都是固定为 1630 km/s，激波—磁云的浮现时间间隔 t_{s0} 都是从 3 小时变化为 41 小时。算例群 DC 和 OC 的差别仅仅在于激波的浮现方位 θ_{sc} ，这样可以把算例群 DC 和 OC

表 3.1 单独磁云事件和磁云—激波事件的算例归类

算例群	算例	v_s (km/s)	θ_{sc} ($^{\circ}$)	t_{s0} (hour)	注解
IM	A	-	-	-	单独磁云 Individual MC
DC	B ₁ , C ₁ , D ₁ , E ₁ , F ₁ , G ₁ , H ₁ , I ₁ , J ₁ , K ₁ , L ₁ , M ₁ , N ₁ , O ₁ , P ₁ , Q ₁ , R ₁	1630	0	41, 10, 60, 50, 48, 46, 44, 38, 35, 32, 29, 26, 23, 20, 15, 6, 3	正碰 Direct Collision
OC	B ₂ , C ₂ , D ₂ , E ₂ , F ₂ , G ₂ , H ₂ , I ₂ , J ₂ , K ₂ , L ₂ , M ₂ , N ₂ , O ₂ , P ₂ , Q ₂ , R ₂	1630	10	41, 10, 60, 50, 48, 46, 44, 38, 35, 32, 29, 26, 23, 20, 15, 6, 3	斜碰 Oblique Collision
SOD	P ₁ , a, P ₂ , b, c, d, e, f, g	1630	0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 45	10	激波方位的依赖性 Shock Orientation Dependence
SID	h, i, P ₂ , j, k, l, m, n, o	947, 1226, 1402, 1630, 1773, 1997, 2314, 2686, 3173	10	10	激波强度的依赖性 Shock Intensity Dependence

作比较研究。通过把 θ_{sc} 从 0° 修改为 10° ，算例群 DC 中的“正对激波”就变成算例群 OC 中的“非正对激波”。针对算例群 SOD 中 θ_{sc} 从 0° 变化为 45° 、算例群 SID 中的 v_s 从 947 km/s 变化为 3173 km/s 的参数化研究可以作为算例群 DC 和 OC 的有效补充。由于激波—磁云的浮现时间间隔 t_{s0} 的差异，在 1AU 处激波可能仍在磁云内部或者已经穿越了磁云本体。算例 B₁、B₂ ($t_{s0} = 41$ 小时) 对应于前者，而算例 C₁、C₂ ($t_{s0} = 10$ 小时) 对应于后者。

3.2.1 算例 B₂

图 3.1 显示了算例 B₂ 中激波—磁云相互作用的动力学过程。沿着纬度 0° (Lat. = 0°)、南纬 4.5° (Lat. = 4.5° S) 的径向剖面显示在每个子彩图下。其中 Lat. = 4.5° S 对应于彩图中的白色划线。径向剖面中磁场强度已经扣除了背景平衡态的初始值。磁

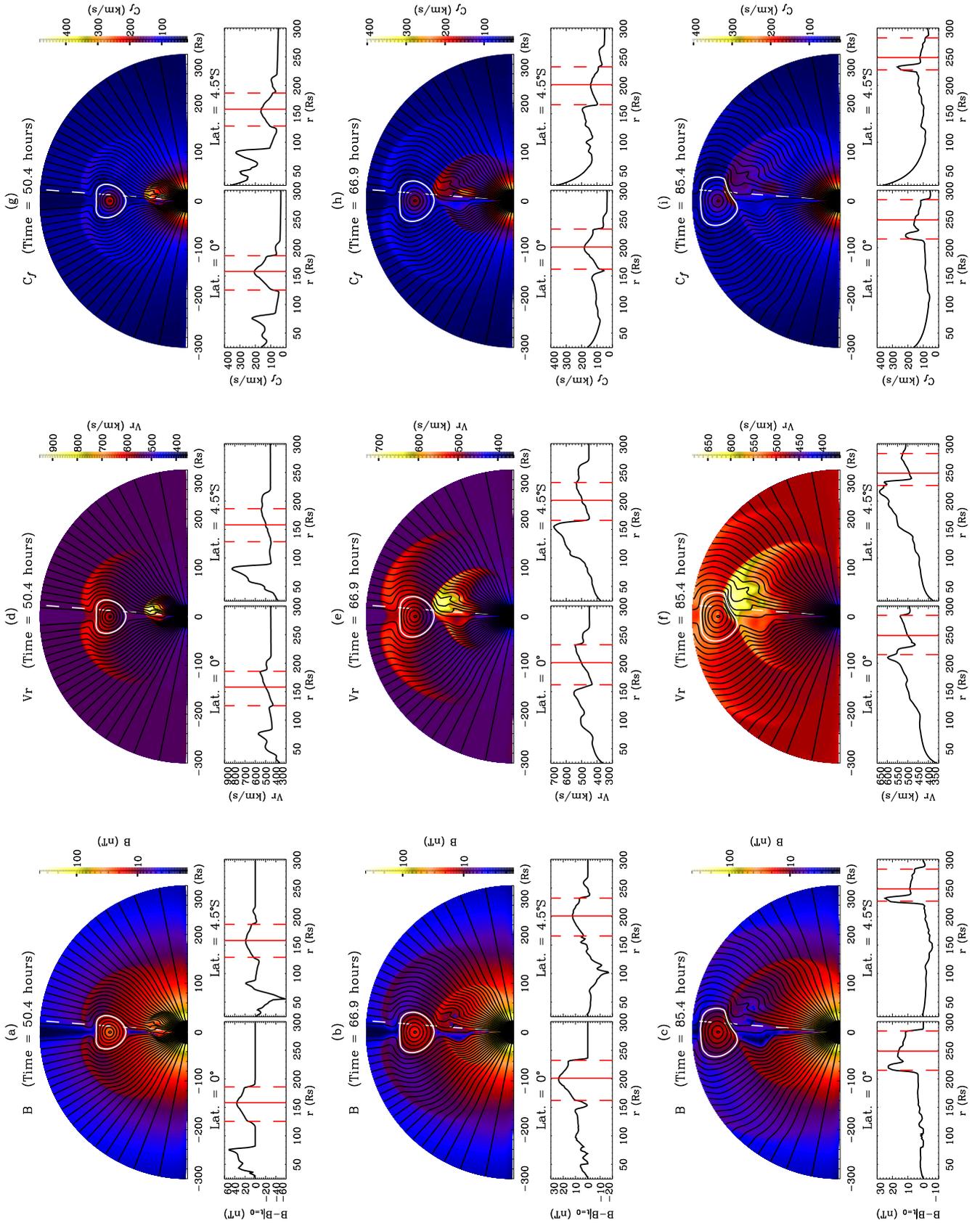


图 3.1 算例 B_2 中激波追赶磁云的演化情况。图中显示了(a)-(c) 磁场强度 B 、(d)-(f) 径向流速 v_r 、(g)-(i) 快磁声波模的径向特征速度 c_f 。每栏彩图下是两个附加的沿着纬度 0° 和 4.5°S 的径向剖面。 B 剖面已经扣除初始的背景值 $B|_{t=0}$ 。彩图中的白实线表示磁云边界。剖面中的实线、划线分别表示磁云的中心和边界。

云本体位于彩图中的封闭的白色实曲线内，和径向剖面中的两条竖直划线之间。相应的磁场位形被叠加在彩图上。如图 3.1 (a)、(d)、(g) 所示，在 50.4 小时，瞬变激波的远日点沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ 到达 $90R_s$ ，与此同时，磁云中心沿着纬度 $\text{Lat.} = 0^\circ$ 到达 $160R_s$ 。沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ ，宏观流速的径向分量 v_r 在激波面处是 830 km/s，在磁云的头部是 540 km/s (图 3.1 (d))。由于前导磁云和后随激波之间如此大的速度差异，这就孕育着即将发生的碰撞。虽然激波初始浮现时，在内边界的纬度展宽只有 6° ，由于其强度大，激波的翼展迅速扩大为 40° ，直到激波的整个阵面完全进入行星际介质。从图 3.1 (b) 可看出，激波阵面横越日球层赤道，这导致了日球层电流片 (HCS) 发生显著的扭曲。这与以往的模拟结果 [Smith et al., 1998; Hu and Jia, 2001] 是一致的。由于激波的浮现方位被重新定向，行星际激波的形态就从凹槽 (第 2 章的图 2.3 (e)) 变为光滑的弧形 (这里的图 3.1 (e))。这就导致激波—磁云的相互作用从“正对碰撞”变为“倾斜碰撞”。激波在 66.9 小时刚刚追赶上磁云的尾边界 (图 3.1 (b)、(e)、(h))。因为强磁场和低 β 的等离子体，当磁云到达 1AU 处，其内部的快磁声波模的径向特征速度 c_f 异常的高。 c_f 在磁云中心可高达 200 km/s，即使在磁云边界也有 100 km/s。这意味着激波在磁云媒质内存在的可能性非常小，进一步说明了为什么在行星际空间中观测到“激波追赶磁云”的事件很少。沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ 存在着磁云边界和激波阵面的一个相切点。跨越该相切点， v_r 发生急剧的跳变。激波—磁云的相互作用就从出现在 66.9 小时的这个相切点开始。一旦慢速的磁云位于后随激波阵面的很宽的纬度范围内，磁云将会被激波所扫过。从那时起，磁云和激波的演化就相互耦合在一起了。在 85.4 小时，强大的瞬变激波严重扭曲了磁云的几何形态 (图 3.1 (c)、(f)、(i))。即，起初弯曲的磁力线变得笔直。在纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ 发生的碰撞最为剧烈。磁云的尾部存在着非常尖锐的间断。在这个磁云内部被高度压缩的区域内， $B - B|_{t=0}$ 、 v_r 、 c_f 的最大值分别达到 25 nT、620 km/s、260 km/s。

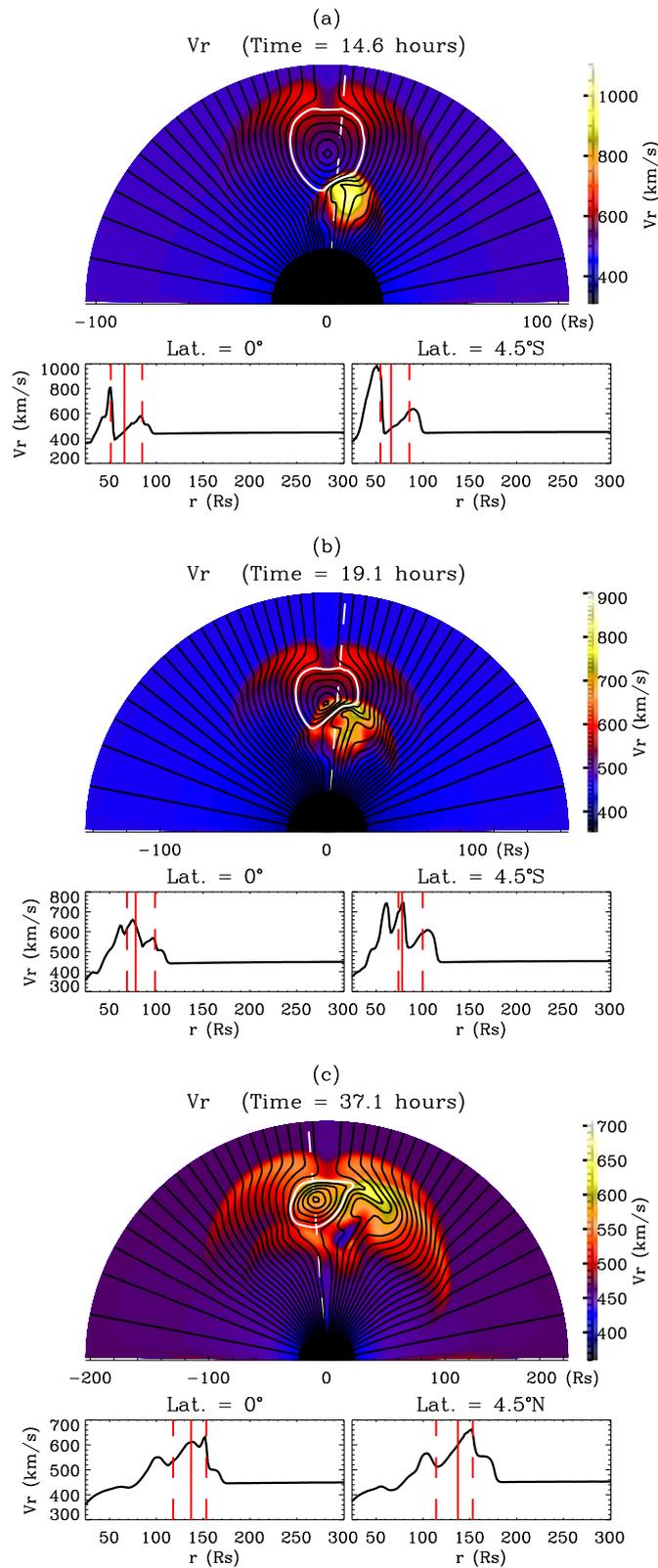


图 3.2 算例 C₂ 中激波追赶磁云的径向流场 v_r 的演化情况。(a)–(c) 栏只显示了磁云附近的部分模拟域。

3.2.2 算例 C₂

在算例 C₂，瞬变激波浮现得更早 ($t_{s0} = 10$ 小时)，能在日地空间范围内彻底穿越磁云本体。图 3.2 给出了激波—磁云复合结构的径向流速 v_r 的演化。虽然磁云通常表现为带有一点点弹性的坚硬刚体，但是在异常强大的瞬变激波面前，磁云显得非常脆弱，以至于其内禀的磁力线很容易被变形。激波面处的物质流速都是径向的，且激波在其阵面中心的强度最强。这样，由于从其阵面中心到阵面边缘，激波的传播速度有差异，所以激波面整体上表现为一个相对于日球层赤道的倾斜曲线。激波沿着其阵面法向压缩磁云。在磁云内部，激波面表现为光滑的弧形。随着激波逐渐深入地传播到前导的磁云本体，发生最剧烈相互作用地点的纬度也就相应地横向转移。因为激波—磁云倾斜碰撞中，激波输出角向动量，当激波进入磁云中心时，从图 3.2 (b) 和 (c) 的比较可看出，磁云中心开始偏离其初始的运动方向。磁云本体也整体上向着北纬偏移。磁云中心的偏转角可以量化磁云本体的整体偏转效应。一旦激波完全穿越磁云，激波对磁云的紧夹效应就充分地松弛下来，磁云由于内禀磁力线的弹性效应恢复到近似椭圆的形态。同时，磁云通过其边界与径向流动的背景太阳风发生作用，损失其角向的速度分量，然后沿着已经偏转的角度，径向传播。在磁云向北纬偏转的同时，瞬变激波的远日点向南纬偏转，直到瞬变激波与磁云驱动的激波最终融合成一支复合激波。此外，从图 3.2 (c) 可看出，在磁云边界的南方，行星际磁场 (IMF) 的弯曲很明显。

图 3.3 给出了算例 A、C₁、C₂ 中一些关于时变参数的对比：(a) 磁云中心的径向距离 r_m 、(b) 磁云的径向尺度 Sr 、(c) 磁云的角向尺度 $S\theta$ 、(d) 磁云的横截面积 A 、(e) 磁云中心的偏转角 $D\theta_m$ 。实线、划线、点划线分别表示算例 A、C₂、C₁。从左往右的三条竖直的划界线分别对应于激波到达磁云的尾边界、磁云的中心、磁云的头边界。从 13 小时开始，算例 C₂ 中的磁云被激波强烈地压缩。在图 3.3 (b)–(d) 中，将属于算例群 OC 的算例 C₂ 与属于算例群 DC 的算例 C₁ 加以比较，可获得磁云几何的压缩性随激波方位的依赖关系。算例 C₂ 中的 Sr 更大，但 $S\theta$ 更小。在算例 C₁ 中，当激波在

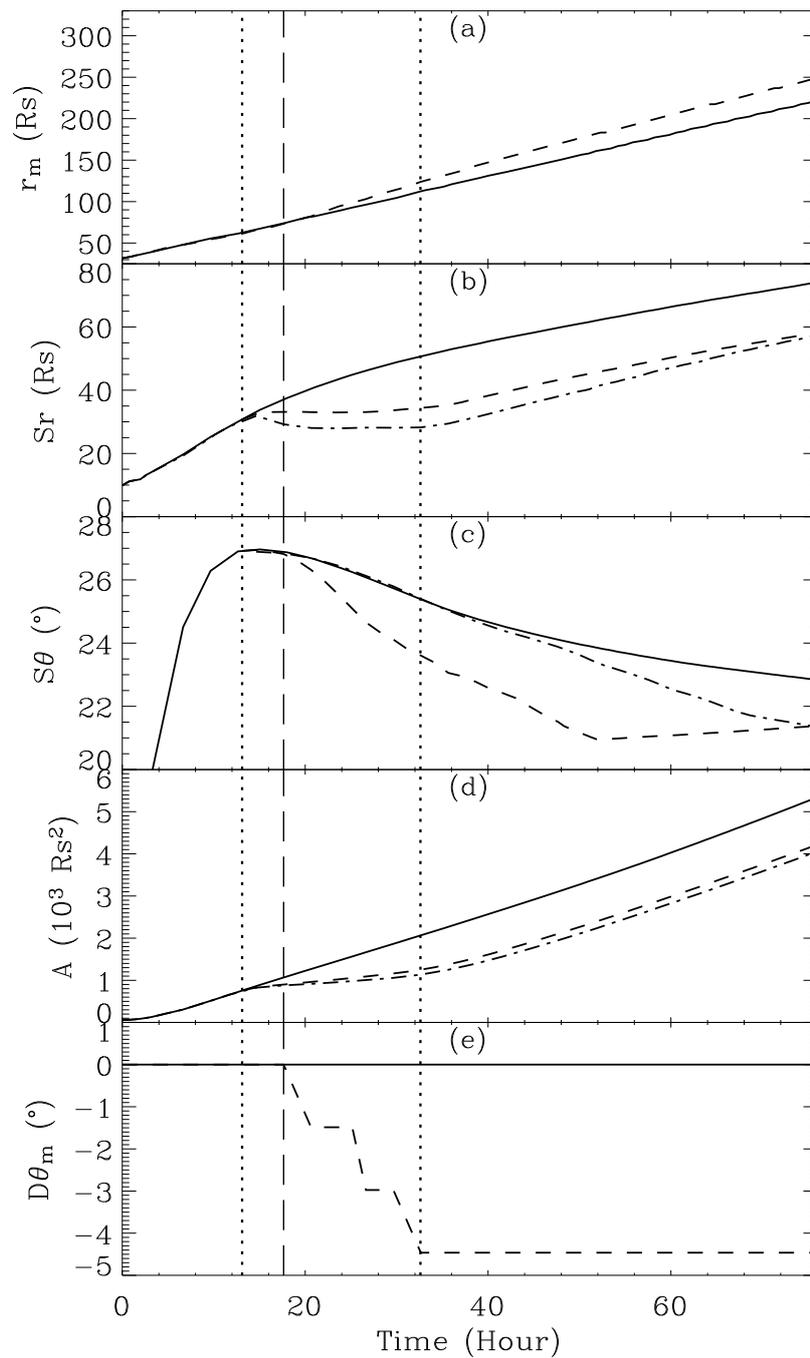


图 3.3 磁云参数的时间演化：(a) 磁云中心的高度 r_m ，(b) 磁云的径向尺度 S_r ，(c) 磁云的角向尺度 S_θ ，(d) 磁云的横截面积 A ，(e) 磁云中心的偏转角 $D\theta_m$ 。实线、划线、点划线分别表示独立磁云事件（算例A）、磁云—激波事件（算例 C_2 , C_1 ）。从左向右的三条垂直分界线（点线、划线、点线）分别对应于激波恰好到达磁云的尾边界、中心和头边界。



磁云本体中 ($13 \text{ 小时} < t < 33 \text{ 小时}$)，磁云的角向尺度 $S\theta$ 几乎不受激波的影响。但是，在算例 C_2 中，激波显著地缩短了磁云的角向尺度 $S\theta$ 。磁云的横截面积 A 综合了 Sr 和 $S\theta$ 的因素，表示激波压缩的整体效应。算例 C_2 的 A 只比算例 C_1 稍微大一点。从激波到达磁云中心开始，磁云中心持续偏转，直到激波面到达磁云的头部 (图 3.3 (e))。最终，累积的偏转效应可产生 -4.5° 的偏转角。因为计算网格的在纬度方向上的间距是 1.5° ，磁云中心 -4.5° 的偏转角等价于 3 个计算网格的宽度。但是，我们认为，磁云的偏转确实是物理解。由于数值计算中亚网格的粗糙分辨率，磁云中心的偏转表现为一个虚假的、离散的、量子化的过渡，而不是真实情况下的光滑过渡。然而，这并不影响数值模拟中基本的物理特征。

3.2.3 多算例的比较

位于 L1 点的飞船在空间天气预警系统中起哨兵的作用，能够探测到对地传播的激波—磁云复合结构。为了研究 L1 点处激波—磁云复合结构的演化，图 3.4 显示了在三种典型条件下的组合图。图 3.4 (a)-(c) 分别对应于属于算例群 DC 的算例 R_1 、属于算例群 OC 的算例 Q_2 和算例 R_2 。在算例 R_1 、 Q_2 中，激波面的最远的径向距离在南纬和北纬是几乎一致的。但是，在算例 Q_2 中，激波在南半球的强度明显大于其在北半球的强度。通过图 3.4 (b)、(c) 的对比可发现，随着激波—磁云的初始的浮现时间间隔缩短，算例 R_2 中激波已经完全和磁云自身驱动的激波融合成一支复合激波，在南半球运动得更快。这样，当激波相对于前导磁云的传播方向斜向抛射时，最终的复合激波面就出现了相对于日球层赤道的不对称性。从图 3.4 (b)、(c) 可看出，在磁云被激波完全穿越的情况下，最终磁云的传播方向会略微偏离赤道面，向北纬偏离 4.5° 。将图 3.4 (a) 和图 3.4 (b)、(c) 作比较可发现，在算例群 OC 中没有出现第 2 章提到的算例群 DC 中的紧随前导磁云尾部边界的高速流。相对于前导磁云的传播来说，激波的初始抛射角 $\theta_{sc} \neq 0^\circ$ 使得激波面的法向是倾斜的。因此算例群 OC 中，激波面下游的速度增幅的扰动能够完全绕过，或者穿越磁云本体，最终与磁云驱动的激波融为一体。

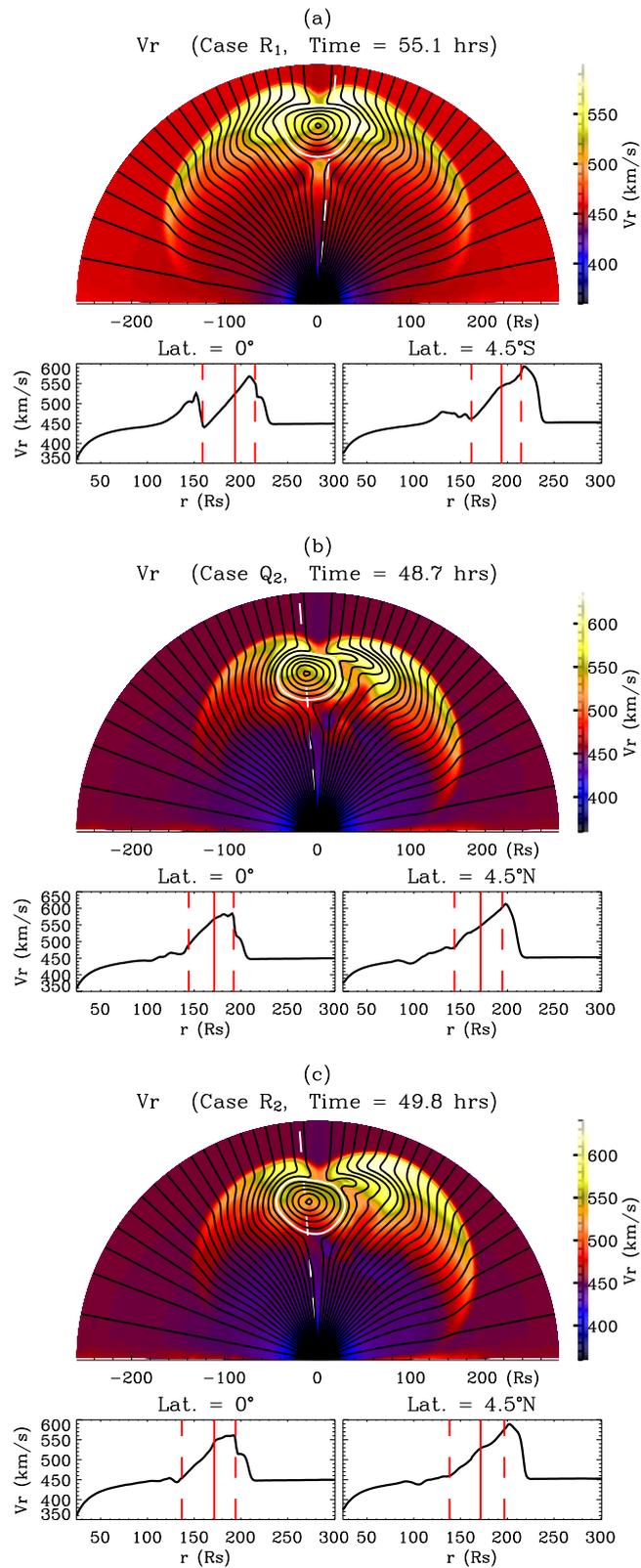


图 3.4 L1 点处磁云—激波的复合结构的径向流速。栏 (a)、(b)、(c) 代表在三种不同初始条件下的典型算例。

3.3 地磁效应的分析

磁云中南向磁场通量位于其后半部。可用 Dst 指数来量化 B_s 事件的地磁效应。将 L1 点处假想飞船的定点观测输入到 Burton 公式 [Burton et al., 1975], 从而计算出 Dst 。这种估计 Dst 的方法已经被 Wang 等人 [2003c] 和 Xiong 等人 [2006a] 应用过。

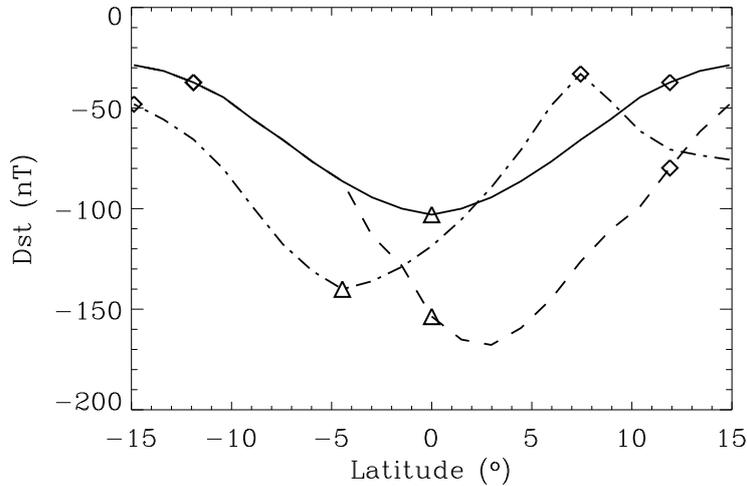


图 3.5 独立磁云事件（算例 A）和磁云—激波事件（算例 B_2 、 C_2 ）的 Dst 指数的纬度分布的比较。实线、划线、点划线分别表示算例 A、 B_2 、 C_2 。 Δ 、 \diamond 分别对应于磁云中心和边界通过 L1 点的纬度。纬度的正负值分别对应于日球层的南半球和北半球。

图 3.5 给出了算例 A、 B_2 、 C_2 中 Dst 指数近赤道的纬度分布。纬度的正负值分别指日球层的南半球和北半球。实线、划线、点划线分别表示算例 A、 B_2 、 C_2 。磁云的中心和边界分别用 Δ 和 \diamond 来表示。激波追赶磁云明显加强了地磁暴。算例 A、 B_2 、 C_2 中的 Dst 最小值分别是 -103 nT、-168 nT、-140 nT。将算例 A 作为背景参考值，依次讨论算例 B_2 和 C_2 。第一，在激波影响到的纬度范围内，算例 B_2 的地磁效应大大加强了。虽然磁云中心通过的纬度是 0° ，但是 Dst 最小值出现在 3° 。这是因为在纬度 3° 处，发生了更为剧烈的压缩。在纬度范围 $\text{Lat.} < -5^\circ$ ，地磁效应保持不变。瞬变激波相对于日球层赤道的不对称传播导致了激波—磁云复合结构的地磁效应的不对称性。第二，在算例 C_2 中， Dst 纬度分布的凹槽向北方偏离了 4.5° 。在第 3.2.2 节中已经解释了“非正对”激波穿越磁云会导致磁云的偏转。结果，由于磁云的北向偏转使得通过的南向磁场通量减少，从而导致 Dst 在 $2.3^\circ < \text{Lat.} < 9.4^\circ$ 的纬度范围内上升；由于



激波通过使得南纬的行星际磁场 (IMF) 发生弯曲, 从而引起在 $9.4^\circ < \text{Lat.} < 15^\circ$ 的纬度范围内 Dst 下降了。因此, 当激波在磁云中传播的阵面从南纬 (算例 B_2) 转移到北纬 (算例 C_2), 对应于 Dst 最小值发生的纬度也按照同样的方向移动。

为了研究 Dst 指数随激波在磁云中穿越深度 d_{Dst} 的关系, 算例群 OC 中所有的激波—磁云相互作用的算例都组合起来。这里 d_{Dst} 被定义为沿着太阳—磁云中心的连线上, 激波面与磁云内边界的径向距离。假想在 L1 处, 有三艘飞船分别位于日球层赤道处以及两侧的 $\pm 4.5^\circ$, 同时定点观测同一行星际扰动事件。图 3.6 综合分析了在这三个观测点的时间序列。从左往右的三条垂直分界线 (点线、划线、点线) 分别对应于激波在 L1 点正好到达磁云的尾边界、磁云中心、磁云的头边界。从上往下依次画出: (a) Dt , 磁云—激波的浮现时间间隔; (b) Dst 指数; (c) $\text{Min.}(VB_z)$, 晨昏电场的最小值; (d) Δt , 从 $VB_z < -0.5 \text{ mV/m}$ 开始至 Dst 最小值之间的时间间隔; (e) $\text{Min.}(B_s)$, 南向磁场分量 B_s 的最小值; (f) $\text{Max.}(B)$, 磁场强度 B 的最大值。图 3.6 (b)-(f) 中的实线、划线、点划线分别表示在纬度 $\text{Lat.} = 0^\circ$ 、 4.5°S 和 4.5°N 的观测。当 $Dt < 50$ 小时, 原先分离的磁云和激波事件相互耦合在一起。 Dt 越小, 激波在前导磁云中进入得越深。当 d_{Dst} 从 0 增长到 $10R_s$ 时, 沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$, $\text{Min.}(B_s)$ 和 $\text{Min.}(VB_z)$ 急剧下降。这是因为激波面和磁云边界的最初的相切点很靠近纬度 4.5°S 。在 $0R_s < d_{Dst} < 23.5R_s$ 范围内, Dst 单调减少, 直到激波面到达磁云的中心。一旦激波面超过磁云中心 ($d_{Dst} > 23.5R_s$), 磁云中心就开始向着北纬偏转。在磁云的前半部和磁云驱动的鞘区内, 磁场是北向的。当 $d_{Dst} > 23.5R_s$, 激波面就进入该北向磁场区域。此时, 尽管磁云内部的最大压缩区出现在激波面附近, 但它对地磁暴无贡献。因此, 当 $23.5R_s < d_{Dst} < 44.5R_s$ (图 3.6 (b)), 地磁效应在纬度 0° 和 4.5°S 变弱, 在纬度 4.5°N 变强。

根据图 3.5 和图 3.6 的分析, 对地磁暴而言, 激波—磁云的“倾斜碰撞”导致的磁云偏转具有非常重要的作用。如图 3.7 所示, 从算例群 OC 中的每个算例的 Dst 的纬度分布中, 找到 Dst 的最小值及其对应的纬度。给定 Dt , 则存在某一特定的纬度 (图

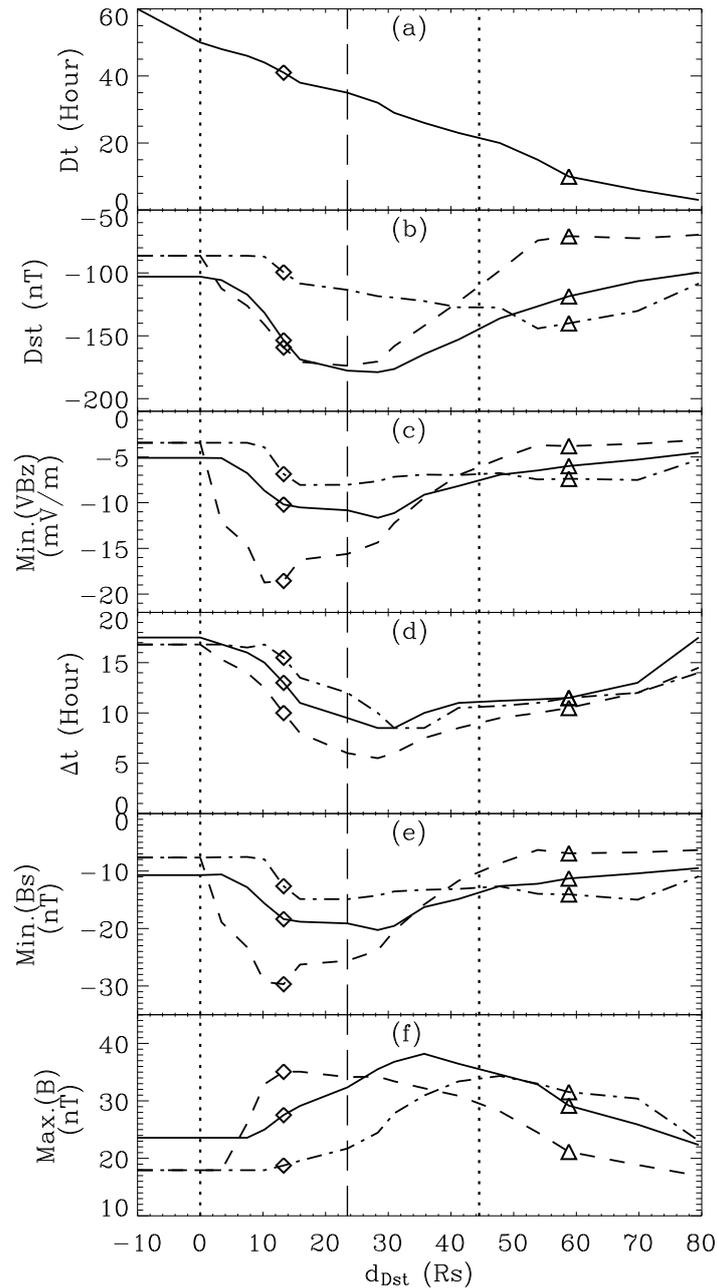


图 3.6 作为 d_{Dst} 的函数，OC 算例群中与磁云地磁效应有关的参数变化情况。这里 d_{Dst} 指沿着太阳—磁云中心的连线上，激波阵面和磁云内边界之间的径向距离。从左向右，三条竖直的分界线（点线、划线、点线）分别对应于激波恰好在 L1 点到达磁云的尾边界、中心、前边界。◇、△ 分别表示算例 B₂、C₂。图中给出：(a) Dt ，磁云和激波从模拟域内边界浮现的时间间隔；(b) Dst 指数；(c) $\text{Min.}(VB_z)$ ，最小晨昏电场 VB_z ；(d) Δt ，从 $VB_z < -0.5 \text{ mV/m}$ 开始至 Dst 最小值的时间间隔；(e) $\text{Min.}(Bs)$ ，南向磁场分量的最小值；(f) $\text{Max.}(B)$ ，磁场强度的最大值。栏 (b)–(f) 中的实线、划线和点划线分别对应于沿着纬度 0° 、 4.5°S 和 4.5°N 的观测。

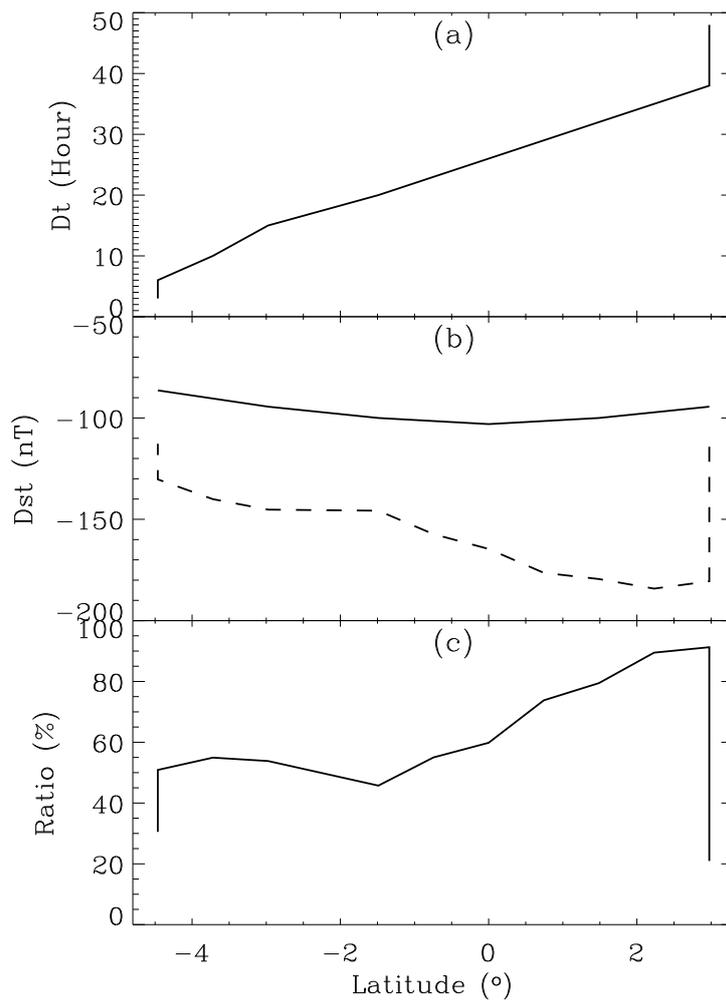


图 3.7 栏 (a,b) 随着算例群 OC 中激波—磁云间隔时间 Dt 的变化, 发生最大地磁效应的纬度的响应, 以及相伴随的 Dst (划线) 的响应。独立磁云事件 (算例 A) 的纬度分布作为背景参考值, 显示在栏 (b) 的实曲线中。栏 (c) 激波引起的地磁效应增强的相对比值可从栏 (b) 中两条曲线的差异导出。

3.7 (a): 在该纬度, 地磁效应最强, Dst 最小。相应的 Dst 值在图 3.7 (b) 中用划线表示。为了选取背景值作比较, 图 3.7 (b) 的实线表示单独磁云事件 (算例 A) 的 Dst 的纬度分布。为了量化图 3.7 (b) 中两条曲线 (实线和划线) 的差异, 图 3.7 (c) 给出了由于激波引起的地磁效应增强的相对比率。随着 Dt 从 48 小时逐步减小为 3 小时, 最大地磁效应 (Dst 的最小值) 及其对应的纬度相应地发生变化: (1) 首先, Dst 从 -115 nT 下降为 -180 nT, 比率从 20% 增长到 91%, 但对应的纬度保持不变; (2) 然后, 地磁效应逐渐缓和, 对应的纬度从 3° 变化为 -4.5° ; (3) 最后, Dst 从 -130 nT 上升为 -115 nT, 比率从 50% 下降为 30%, 但对应的纬度再次保持不变。当激波面在 1AU 处

恰好接触到磁云的中心， Dst 最小值 (-185 nT) 出现在纬度 2.3° 。从第 2 章可看出，在算例群 DC 中， Dst 最小值也是 -185 nT ，但它出现在纬度 0° 。所以，算例群 DC 和 OC 中激波—磁云相互作用所引发的最大地磁暴是相同的。

3.4 磁云和激波的偏转

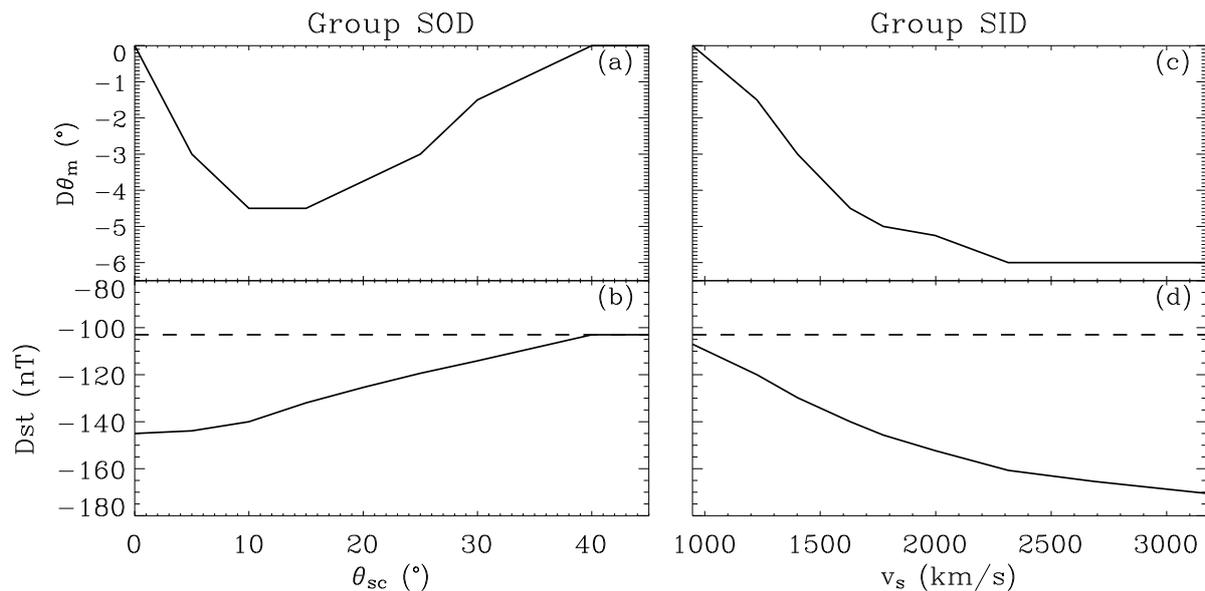


图 3.8 磁云中心偏转角 $D\theta_m$ 和对应于磁云中心通过的特定纬度处发生的地磁暴 Dst ，随激波初始的抛射方位 θ_{sc} （算例群 SOD）和抛射速度 v_s （算例 SID）。栏 (b)、(d) 中的水平划线表示相应的独立磁云事件（算例 A）的 Dst 。

在第 3.2.2 节提到的行星际磁云的偏转是日地传输过程的一个关键参数，因为它决定着引发地磁暴的前提条件：磁云是否会碰上地球。为了研究磁云中心的偏转角对激波的方位和强度的依赖关系，图 3.8 显示了算例群 SOD 和 SID 的结果。从图 3.3 (e) 可看出，当激波面在磁云媒质中时，磁云中心会连续偏转。所以，为了获得磁云中心的角向位移 $D\theta_m$ 的最终不变量，在算例群 SOD 和 SID 中的 t_{s0} 都特意选取为 10 小时，以至于激波在日地空间内能完全穿越磁云。偏转后的磁云中心在 1AU 将通过某一纬度，该纬度发生的地磁效应显示在图 3.8 的 Dst 中。第一，对于以 θ_{sc} 为参数化研究的算例群 SOD 来说，有如下的两个因素影响 $D\theta_m$ 。(1) $\theta_{sc} \neq 0^\circ$ 是磁云中心偏转的前提



条件。 $D\theta_m = 0^\circ$ 对应于 $\theta_{sc} = 0^\circ$; (2) 随着 θ_{sc} 的增长, 扫过磁云本体的激波侧翼的片断越来越远离激波中心, 因而越来越弱。由于激波—磁云相互作用的变弱, 偏转角的绝对值倾向于变小。因而, 磁云中心的最大偏转角 ($D\theta_m = -4.5^\circ$) 出现在某一特定的 θ_{sc} ($10^\circ < \theta_{sc} < 15^\circ$)。同时, Dst 随着 θ_{sc} 的增长而单调上升, 直到达到相应的独立磁云事件的值。第二, 对于以 v_s 为参数化研究的算例群 SID 来说, 随着 v_s 的增长, $D\theta_m$ 和 Dst 都单调减少。而且, 图 3.8 (c)、(d) 中两条曲线的斜率的绝对值都稳定地下降, 在 $v_s = 1000 \text{ km/s}$ 时非常陡峭, 在 $v_s \geq 3000 \text{ km/s}$ 时几乎是水平的。这种 $D\theta_m$ 和 Dst 的饱和效应归因于激波远日点和磁云本体的偏转。第 3.2.2 节提到过, 激波远日点的偏转和磁云中心的偏转大体上是同时出现的, 且两者的偏转方向正好相反。两者的反向偏转在实质上造成了“分歧效应”。所以, 在激波—磁云碰撞中, 虽然通过提高激波速度 v_s 可以增强碰撞的剧烈程度, 但是其效果或多或少, 特别是当 v_s 很大时, 都会被上述的“分歧效应”所抵消掉一部分。

以上结果表明, 激波—磁云的相互作用会导致磁云的偏转。通过与其它相关模型比较, 可以作进一步的讨论。(1) Vandas 等人[1996a]提出在单极性磁场的行星际空间中, 磁云在传播的过程中会发生偏转。行星际磁场与磁云内禀磁场在磁云边界的某一侧面发生磁场重联, 导致了磁云的角向受力的不平衡, 进而引起了角向的偏转。磁云在行星际空间中一直连续偏转。偏转的机制在本质上是磁场螺度的影响 [Vandas et al., 1996a]。然而, 该偏转模型需要进一步被观测证实, 因为在行星际的低 β 的介质中磁场重联是不会那么显著的; (2) Wang 等人[2004a]提出在背景太阳风和行星际螺旋形磁场的影响下, CME 在传播过程中能够被偏转。该偏转角可以高达几十度。CME 持续偏转, 直到其被加速或者被减速至背景太阳风的流速。该偏转过程估计在几十个太阳半径以内, 就可以完成 [Wang et al., 2006b]。对地晕状 (halo) CME 的太阳源表面的分布是东经—西经不对称的 [Wang et al., 2002b]。此偏转模型不但能很好地解释上述的不对称性分布的观测事实, 而且澄清了为什么有些从日面东部抛射的边缘 CME 会碰上地球 [Zhang et al., 2003], 有些从日面中央爆发的晕状 CME 却击不中地球 [e.g., Schwenn et al., 2005; Wang et al., 2006a]; (3) 在我们的模型中, 磁云的偏转只是发生



在激波面在磁云本体传播的过程中。瞬变激波把前导磁云推向旁侧，这就导致了磁云的偏转。但是磁云的偏转角最多几度；(4) 我们推测 ICME 之间的相互作用也应该是 ICME 偏转的一个原因，其偏转角能高达十几度。将模型 (4) 和模型 (3) 比较，前者的偏转角大。在上述模型中，ICME 在行星际空间中的传播轨道会偏离初始的直线。模型 (1) 和 (2) 中的偏转机制归因于背景太阳风和行星际扰动的相互作用。模型 (3) 和 (4) 中的偏转机制是由于在不同的行星际扰动之间发生相互作用而引起的，即激波—磁云的碰撞或者磁云—磁云的碰撞。在估计 CME 影响地球空间的可能性时，模型 (1)、(2)、(4) 的偏转效应是显著的，但是模型 (3) 的偏转效应可以忽略不计，因为模型 (3) 的偏转角太小了。

激波远日点在行星际空间的偏转是近地空间中预报激波到达时间的一个关键因素。Hu 等人 [1998; 2001] 认为激波远日点的偏转起源于行星际的螺旋形磁场和非均匀媒质（太阳风的高速流和低速流）的共同作用。我们发现激波—磁云的“倾斜碰撞”也能引起激波的偏转。从激波进入磁云开始，激波的远日点发生偏转，直到该激波和磁云自身驱动的激波完全融合。而且，激波和磁云的偏转趋势正好相反。在有磁云和无磁云的情况下，最终的激波远日点和激波阵面形态都是截然不同的。总之，在激波—磁云的碰撞过程中，磁云和激波的物理参数都会发生显著的变化。

3.5 小结

为了深入理解行星际“激波追赶磁云”的现象 [Wang et al., 2003b; Berdichevsky et al., 2005]，在第 2 章的基础上，继续通过 2.5 维数值模型来研究激波—磁云的相互作用及其后随的地磁效应。模拟发现：激波相对于磁云传播的抛射方位在激波—磁云的相互作用中起着非常重要的作用。

1. 模拟了激波—磁云的动力学相互作用。为了揭示在激波—磁云相互作用中激波浮现方位的影响，Xiong 等人 [2006a] 文章中的“正对碰撞”被修改为“倾斜碰撞”。而



且，“正对碰撞”和“倾斜碰撞”中激波的速度是相同的。结果显示在“倾斜碰撞”中，激波面在磁云媒质中表现为光滑的弧形。激波沿着其阵面的法线方向高度压缩磁云本体。随着激波逐渐深入磁云，最剧烈的相互作用区的位置发生纬度方向的转移，同时磁云的角宽度显著地减少。在激波穿越磁云的过程中，磁云本体和激波远日点都出现偏转，而且两者的偏转方向正好相反。当激波面到达磁云的头部边界，磁云的偏转就停止了；当激波与磁云自身驱动的激波完全融为一体，激波的偏转也停止了。在激波完全穿越磁云本体后，磁云的形态会恢复为扁圆形。由于初始时磁云和激波的抛射方位的不一致性，在“倾斜碰撞”中没有出现 Xiong 等人 [2006a] 文章中出现的紧随磁云尾边界的高速流。

2. 研究了激波—磁云“倾斜碰撞”的地磁效应。 在瞬变激波的作用下，单独磁云的地磁效应被大大加强了。随着激波和磁云初始时浮现的时间间隔的减少，1AU 处的激波面在纬向上横贯磁云本体，导致了在纬度分布中最大地磁暴的发生位置也作同样的纬向变化。在参数化研究激波—磁云的浮现时间间隔的所有算例中，最大地磁暴出现在激波在 1AU 恰好到达磁云中心。Wang 等人 [2003c] 提出：(1) 当激波进入磁云的某一深度，地磁暴达到最大；(2) 激波越强，该深度就越深。基于我们的数值模型，Wang 等人 [2003c] 的上述结论应该补充上第 (3) 点：在激波足够强的条件下，引发最大地磁暴的激波位置正好在磁云的中心。

3. 探讨了磁云偏转对激波方位和强度的依赖关系。 激波—磁云的“倾斜碰撞”会导致磁云本体和激波远日点的角向位移。磁云和激波的初始抛射方位之间适度的角度差导致磁云本体的最大偏转。瞬变激波的强度越强，磁云的偏转角就越大。所以，磁云和其它行星际扰动的相互作用可以是 ICME 在传播中偏转的一个起因。

第四章 多重磁云的正对碰撞

多重磁云已经被证实为大地磁暴的一个重要的行星际起源 [Wang et al., 2002a, 2003a; Xue et al., 2005; Farrugia et al., 2006; Xie et al., 2006]。多重磁云形成的两个可能条件 [Wang et al., 2004b] 是：(1) 后随磁云的速度必须快于前导磁云；(2) 两个磁云爆发的时间间隔必须适度，根据观测事件大约是 12 小时。飞船观测发现了行星际抛射物 (ICME) 相互作用的一些演化信号 [Farrugia and Berdichevsky, 2004]：等离子体的加热、前导 ICME 的加速、后随 ICME 的减速、前导 ICME 中磁场和等离子体的压缩、前导 ICME 驱动激波的增强。尽管两个磁绳在行星际空间 [Lugaz et al., 2005; Wang et al., 2005a]、太阳日冕 [Schmidt and Cargill, 2004; Wang et al., 2005b; Lugaz et al., 2007]、局地均匀的背景媒质 [Odstrcil et al., 2003] 中的相互作用已经被数值模拟过，但是这些模拟只是从动力学的角度讨论了少量典型算例。为了更深入地从动力学和地磁效应两方面理解多重磁云现象，我们对多个磁云在各种条件下的相互作用展开综合的分析。每个磁云和它自身驱动的激波可以看成是一个系统。在实质上，两个磁云的相互作用是这两个系统的相互作用。因此，双磁云的相互作用在某种意义上可以看成是激波—磁云相互作用 [Xiong et al., 2006a,b] 的一种推广。我们自然地提出如下两个问题：(1) 与我们以前激波—磁云相互作用的研究 [Xiong et al., 2006a,b] 相比较，后随磁云本体在多重磁云的演化中起的作用是什么？(2) 在 1AU 处的多重磁云处于哪一个演化阶段，它具有最大的地磁效应？在本章里，我们在理想 MHD 框架下通过 2.5 维数值模型来探讨上述两个问题。

4.1 数值 MHD 模型

将我们以前的激波—磁云相互作用的数值模型 [Xiong et al., 2006a,b] 稍微修改，把它应用到多重磁云的数值模拟中。所做的修改如下，(1) 模拟域的顶边界从 300 个太阳



表 4.1 单独磁云的算例归类

算例群	算例	v_{mc} (10^2 km/s)	注解
IM ₁	b ₁ , c ₁ , d ₁ , e ₁ , f ₁ , g ₁ , h ₁ , i ₁ , j ₁	4, 6, 5, 7, 8, 9, 10, 11, 12	单独磁云 Individual MC ($H_m = 1$)
IM ₂	b ₂ , c ₂ , d ₂ , e ₂ , f ₂ , g ₂ , h ₂ , i ₂ , j ₂	4, 6, 5, 7, 8, 9, 10, 11, 12	单独磁云 Individual MC ($H_m = -1$)

半径 (R_s) 延伸到 400 个太阳半径; (2) 用磁云来代替瞬变激波, 去追赶前导磁云。相应地将前导磁云 1 和后随磁云 2 标记为 MC1 和 MC2; (3) 在每个子磁云的所有输入参数中, 初始速度 v_m 、浮现时间 t_m 、磁螺度 H_m 是自由选择的。这样, 两个子磁云可通过多种组合方式形成“多重磁云”。表 4.1 和表 4.2 分别给出了单独磁云和多重磁云的参数化研究的算例归类。首先, 用数值模型来模拟行星际空间中的传播过程; 接着, 用 Burton 经验公式[Burton *et al.*, 1975] 来求解由“太阳风—磁层—电离层的耦合”所激发的地磁暴。这样, 我们的模型能在物理上描述太阳爆发事件的完整的链锁过程。在所有算例中, 磁云 2 驱动的激波都快于局地的快磁声波速, 因而磁云 2 驱动的激波足够强, 而不会被耗散在磁云 1 的低 β 媒质中[Xiong *et al.*, 2006a,b]。

4.2 双磁云的相互作用

如表 4.1 和表 4.2 所示, 总共 66 个算例被分为 6 类。算例群 IM₁ 和 IM₂ 都研究单独磁云, 只是两者的磁云螺度 (H_m) 反号。算例群 EID₁、CID₁ 分别研究抛射时间间隔的依赖性、碰撞强度的依赖性。算例群 EID₂、CID₂ 与之类似, 只是把磁云 2 的螺度 (H_{mc2}) 反号。算例 C₁ 同时属于算例群 EID₁ 和 CID₁, 算例 C₂ 同时属于算例群 EID₂ 和 CID₂。在我们的模拟中, 根据磁云后半部的磁场来定义磁云螺度的正负。具体是, 南向磁场对应于正螺度, 北向磁场对应于负螺度。在算例群 EID₁ 和 CID₁ 中, 所有磁云的螺度都为正; 在算例群 EID₂ 和 CID₂ 中, 磁云 1 的螺度为正, 磁云 2 的螺度为

表 4.2 多重磁云的算例归类

算例群	算例	v_{mc1} (10^2 km/s)	v_{mc2} (10^2 km/s)	t_{mc2} (hour)	注解
EID ₁	B ₁ , C ₁ , D ₁ , E ₁ , F ₁ , G ₁ , H ₁ , I ₁ , J ₁ , K ₁ , L ₁ , M ₁ , N ₁ , O ₁ , P ₁ , Q ₁	4	6	30.1, 12.2, 44.1, 42.1, 40.1, 37.1, 35.1, 33.1, 31.5, 28.1, 25.1, 22.1, 20.1, 17.1, 15.1, 10.2,	爆发时间间隔的 依赖性 Eruption Interval Dependence ($H_{mc1} = 1$, $H_{mc2} = 1$)
EID ₂	B ₂ , C ₂ , D ₂ , E ₂ , F ₂ , G ₂ , H ₂ , I ₂ , J ₂ , K ₂ , L ₂ , M ₂ , N ₂ , O ₂ , P ₂ , Q ₂	4	6	30.1, 12.2, 44.1, 42.1, 40.1, 37.1, 35.1, 33.1, 31.5, 28.1, 25.1, 22.1, 20.1, 17.1, 15.1, 10.2,	爆发时间间隔的 依赖性 Eruption Interval Dependence ($H_{mc1} = 1$, $H_{mc2} = -1$)
CID ₁	R ₁ , S ₁ , C ₁ , T ₁ , U ₁ , V ₁ , W ₁ , X ₁ , Y ₁	4	4.5, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12	12.2	碰撞强度的依赖性 Collision Intensity Dependence ($H_{mc1} = 1$, $H_{mc2} = 1$)
CID ₂	R ₂ , S ₂ , C ₂ , T ₂ , U ₂ , V ₂ , W ₂ , X ₂ , Y ₂	4	4.5, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12	12.2	碰撞强度的依赖性 Collision Intensity Dependence ($H_{mc1} = 1$, $H_{mc2} = -1$)

负。

在理想 MHD 的框架下进行数值模拟。采用特殊的数值技术来严格消除子磁云之间的虚假的数值的磁场重联[c.f. *Hu et al.*, 2003b]。这样，算例群 IM₁、EID₁、CID₁ 的动力学行为几乎等同于与之相应的算例群 IM₂、EID₂、CID₂。但是，两者的地磁效应显著不同，因为它们之间磁螺度的相反导致了子磁云内部的南北磁场分量的反号。在算例群 EID₁ 和 EID₂ 中，前导磁云 1 和后随磁云 2 的速度分别是 400 km/s、600 km/s。通过调节双磁云之间的浮现时间间隔 t_{mc2} ，可得到在 1AU 处由双磁云形成的“多重磁云”的不同演化阶段。所以，可通过比较得出随 t_{mc2} 的依赖关系。类似地，随碰撞强度的依赖关系可通过参数化研究 v_{mc2} 而得出。在算例群 CID₁ 和 CID₂ 中，磁云 2 的抛射速度 v_{mc2} 从 450 km/s 变化到 1200 km/s。 t_{mc2} 在算例群 CID₁ 和 CID₂ 中充分小，只有 12.2 小时。这就保证了在 1AU 范围内，子磁云之间发生充分的相互作用，



最大程度地突出碰撞效应。在算例群 IM_1 和 IM_2 中，单独磁云的速度从 400 km/s 变化到 1200 km/s。这样，将算例群 IM_1 、 IM_2 与其它算例群进行对比，就能分辨出双磁云的耦合效应。由于双磁云的浮现时间间隔 t_{mc2} 的差异，在 1AU 处“多重磁云”可能处于早期或者晚期的演化阶段。算例 B_1 、 B_2 ($t_{mc2} = 30.1$ 小时) 对应于前者，而算例 C_1 、 C_2 ($t_{mc2} = 12.2$ 小时) 对应于后者。下面详细讨论上述的典型算例。

4.2.1 算例 B_1

在双磁云相互作用的算例 B_1 中，磁云 1 的速度 $v_{mc1} = 400$ km/s，磁云 2 的速度 $v_{mc2} = 600$ km/s，初始时间间隔 $t_{mc2} = 30.1$ 小时。图 4.1 显示了在算例 B_1 中，双磁云相互作用的连续行为。磁力线被叠加到每幅彩图上，其中有两条封闭的白实线表示双磁云的边界。在彩图下，给出了两个径向剖面：一个沿着赤道，用 $Lat. = 0^\circ$ 表示；另一个沿着南纬 4.5° ，对应于彩图中的划线，用 $Lat. = 4.5^\circ S$ 表示。对多重磁云的传播和演化而言，其整体图像反映在彩图中，其局部细节显示在剖面中。为了更好地突出局地的扰动，在图 4.1(a)-(c) 中，磁场强度 B 已经被扣除了初始的背景值 $B|_{t=0}$ 。两个磁云按照不同的抛射速度先后注入行星际空间。只要后随磁云 2 落后于前导磁云 1，每个子磁云都是孤立事件，满足单独磁云的认证标准。磁云驱动的激波和瞬变激波[Xiong et al., 2006a]一样，都是在行星际空间沿着赤道传播。故它们的特征也一样，都是凹槽式的激波面形态，且激波面上强度最大的位置在偏离赤道 4.5° 处。如图 4.1(d) 所示，磁云 2 驱动的激波在 46.5 小时正好接触到磁云 1 本体。跨越该激波面，径向流速 v_r 从磁云 1 尾部的 440 km/s 急剧跳变为磁云 2 头部的 670 km/s。从这以后，双磁云将发生直接的相互碰撞，形成一种特殊的行星际复合结构—多重磁云[Wang et al., 2002a, 2003a]。双磁云的演化也将相互耦合在一起。由于非线性的相互作用，每个子磁云的特征参数将发生急剧的变化。在 56.1 小时，磁云 2 驱动的激波已经进入磁云 1 的本体。跨越该激波面，流速 v_r 从 445 km/s 急剧跳变为 620 m/s。但是，此刻磁云 2 的本体仍旧没有追赶上磁云 1 的尾边界（图 4.1(e)），因为双磁云之间

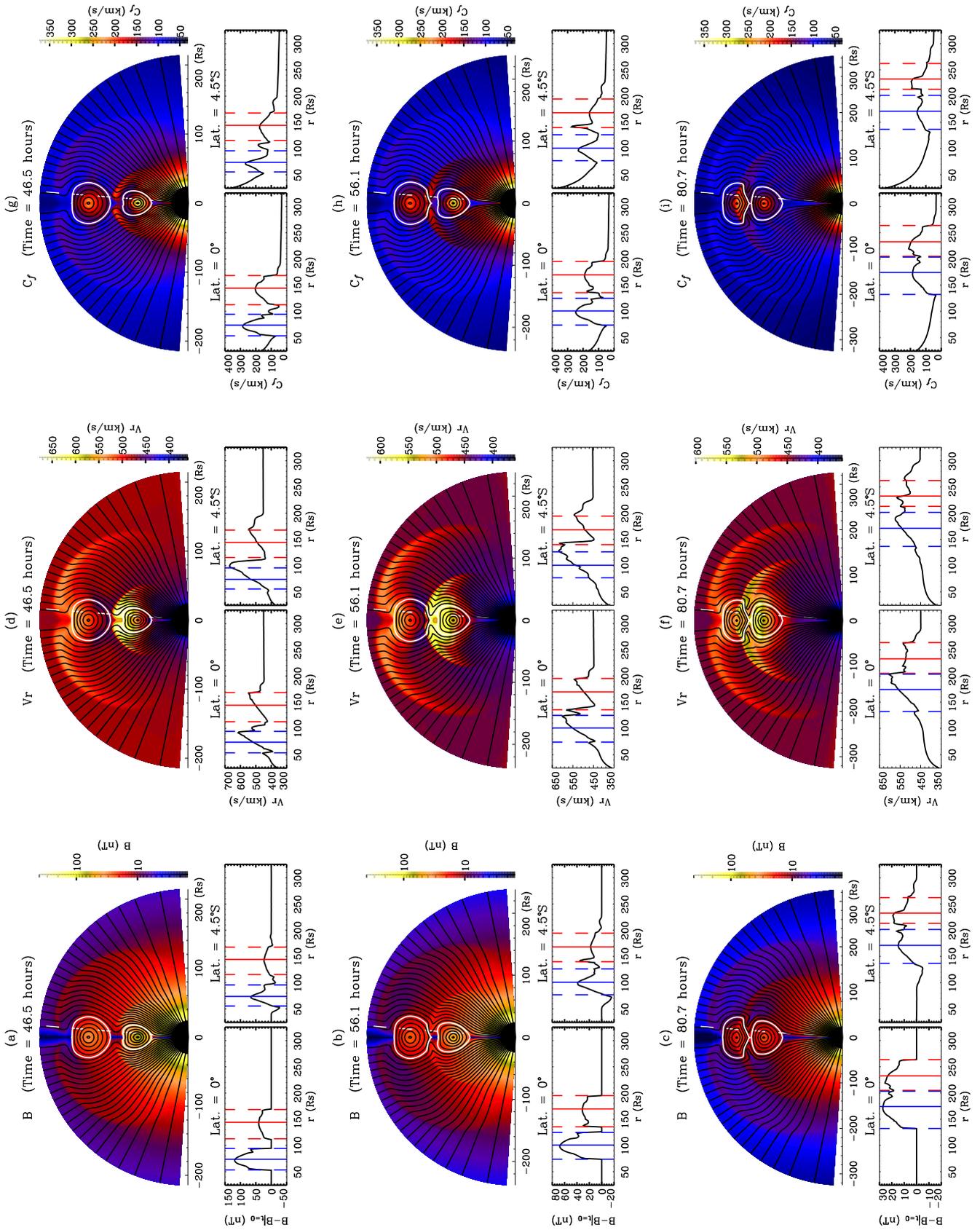


图 4.1 算例 B_1 中多重磁云的演化情况。图中显示了 (a)-(c) 磁场强度 B 、(d)-(f) 径向流速 v_r 、(g)-(i) 快磁声波模的径向特征速度 c_f 。每栏彩图下是两个附加的沿着纬度 0° 和 4.5°S 的径向剖面。 B 剖面已经被扣除初始的背景值 $B|_{t=0}$ 。彩图中的白实线表示磁云边界。剖面中的实线、划线分别表示磁云的中心和边界。图中只显示了多重磁云附近的部分模拟域。



初始的浮现时间间隔太长了，有 30.1 小时。在 56.1 小时，多重磁云的动力学响应可归结为在磁云 2 驱动的激波和磁云 1 的本体之间发生的相互作用。所以，与激波—磁云相互作用 (*Xiong et al. [2006a]*, 图 3 (c)、(f)、(i)) 相比，图 4.1 (b)、(e)、(h) 中前导磁云 1 的行为在本质上是相似的。如图 4.1(h) 所示，沿着纬度 4.5°S ， c_f 有着反常的局地凸起。这表明，由于磁云 2 驱动的激波的影响，磁云 1 的尾部存在着很强的压缩。伴随着激波面的扫过，磁云 1 媒质中的磁力线的方位也发生旋转。随着激波持续深入磁云 1 的本体，磁云 1 的后半部的几何形态发生变化，从初始的准半圆 (图 4.1(d)) 变为一个带有很大张口的 V 形 (图 4.1(f))。在 80.7 小时，磁云 2 驱动的激波已经进入磁云 1 本体的中心 (图 4.1(f))。此时，磁云 2 的本体接触到磁云 1 的尾边界。接触点就是所谓的 V 形的底部。从这以后，磁云 2 的本体直接与磁云 1 的本体发生作用。这标志着多重磁云的演化进入一个崭新的阶段，因为磁云 1 将在三个因素的共同作用下，遭受最为猛烈的压缩：(1) 前方的背景太阳风、(2) 磁云 2 驱动的激波在磁云 1 的本体中持续的穿越、(3) 磁云 2 本体在磁云 1 的尾边界处一直存在的推挤效应。从图 4.1(f) 可看出，磁云 1 后半部的速度几乎是常数，跨越磁云 1 尾边界的速度跳变高达 80 km/s 。这就意味着高速的磁云 2 本体连续地挤压前导磁云 1。此外，由于行星际磁场在激波面处发生旋转，在子磁云表面发生覆盖，因此在磁云 2 驱动激波的下游，多重磁云的包络区内的行星际磁力线发生高度弯曲 (图 4.1 (c), (f), (i))。

图 4.2 显示了在拉格朗日点 (L1) 处，沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ 的模拟计算结果。用划线标出子磁云的边界。由于磁云 2 驱动的激波进入磁云 1，磁云 1 的后半部存在着压缩。这导致了磁云 1 的持续时间 (18 小时) 远小于磁云 2 (26 小时)。磁云 2 “感受到” 前导磁云 1 的存在，虽然它的响应比较不敏感。与单独磁云事件 (*Xiong et al. [2006a]*, 图 2) 相比，在磁云 2 的本体中，最大流速 v_r 的位置并不对应于磁云 2 的头边界，而是对应于其后的 6 小时。在这 6 小时之内，磁场强度 B 明显增强了 (图 4.2(a))。在模拟中，晨昏电场 VB_z 由 v_r 和 B_θ 的乘积计算出。从 74 小时开始， VB_z 在磁云 1 的后半部为负，在磁云 2 的前半部为正，在磁云 2 的后半部又重新为负 (图 4.2(d))。相应地， Dst 从 74 小时的 0 nT 下降为 82 小时的 -140 nT ，从 82

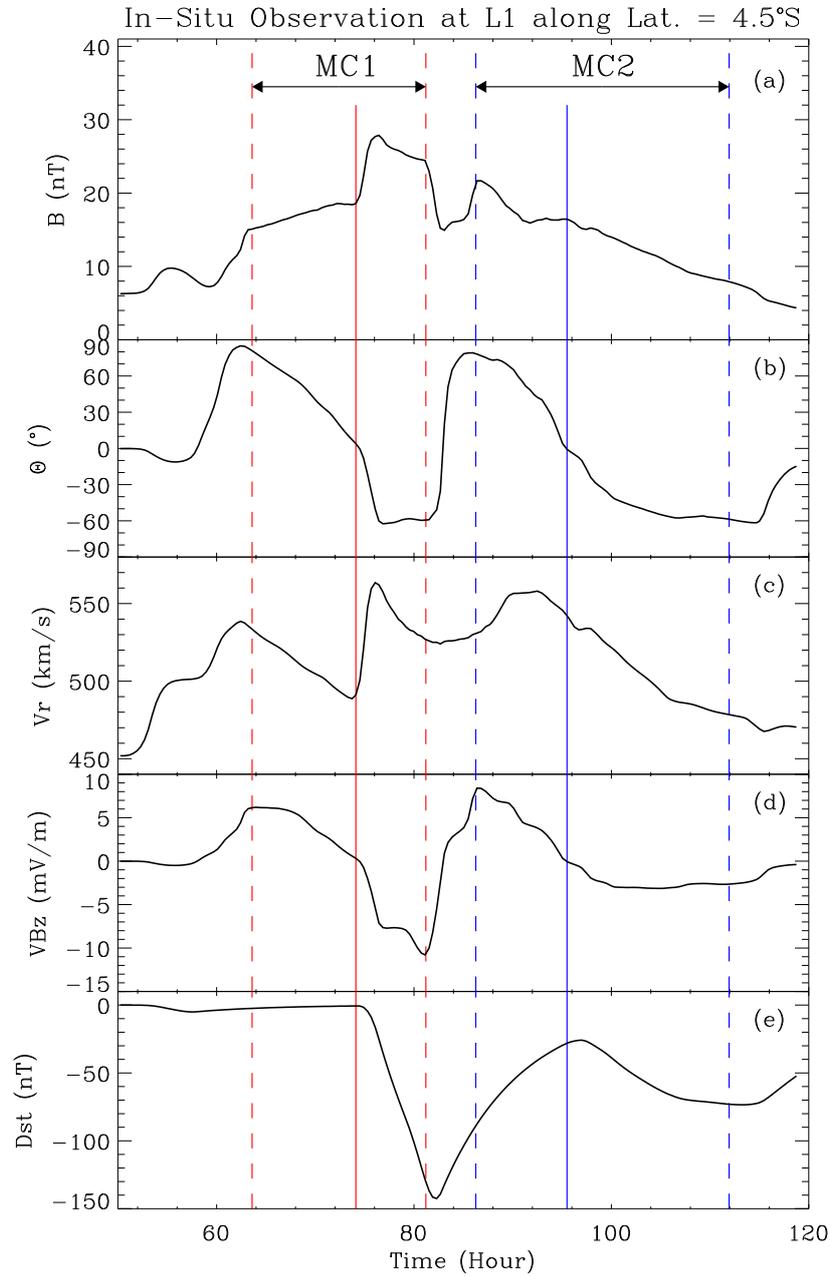


图 4.2 算例 B_1 中位于 L1 点且沿着纬度 4.5°S 的假想飞船的定点观测。从上向下依次画出, (a) 磁场强度 B 、(b) 磁场方向与黄道面的夹角 Θ 、(c) 径向流速 v_r 、(d) 计算出的晨昏电场 VB_z 和 (e) Dst 指数。竖直的实线和划线分别代表磁云的中心和边界。



小时的 -140 nT 上升为 97 小时的 -25 nT ，从 97 小时的 -25 nT 又重新下降为 114 小时的 -75 nT （图4.2(e)）。由于在磁云 1 的尾部中南向磁场 B_s 存在压缩， Dst 曲线的第一个极小值（ -140 nT ）远小于第二个极小值（ -75 nT ）。特别地， Dst 的这两个极小值仅仅相隔 32 小时。这是因为磁云 1 和磁云 2 所激励的地磁暴已经出现了相互重叠。

“两个 CME 事件可以与两步地磁暴相关联”的思想最近已经被提出，并且被观测所证实[Farrugia et al., 2006]。所以， Dst 曲线的两个极小值之间的相互关联在本质上是归因于双磁云的相互作用。

4.2.2 算例 C_1

为了让双磁云在 1AU 内发生充分地相互作用，磁云 2 的浮现时间提前为 12.2 小时。算例 C_1 的双磁云的速度与算例 B_1 完全相同。图 4.3 给出多重磁云的径向流速 v_r 的演化。与图 4.1 (c)、(f)、(i) 相比，在 19.5 小时，磁云 1 后半部的几何形态已经不再是所谓的“V形”，而是变得非常平坦（图4.3(a)）。这是由于随着多重磁云的不断演化，高速磁云 2 的本体持续挤压所造成的。结果，双磁云的本体之间的接触位置就从赤道上的一个点（图 4.1 (f)）扩大为一条位于从纬度 4.5°S 到 4.5°N 的直线段（图 4.3 (a)）。磁云间的相互作用使得径向动量从高速的磁云 2 有效地转移到低速的磁云 1。这导致在 53.3 小时， v_r 从多重磁云的头部至尾部单调地减少。另外，由于磁云 1 的本体在前方的阻挡效应，磁云 2 的几何形状从径向长的椭圆（图 4.3 (a)）变化为角向长的椭圆（图 4.3 (c)）。磁云 2 的本体在径向上也有所被压缩。当然，磁云 2 的被压缩程度远小于磁云 1。磁云 2 驱动的激波最终穿越磁云 1 的本体，与磁云 1 驱动的激波融合而成一支强度更大的复合激波（图 4.3 (c)）。这与以前双磁云的模拟结果是一致的[Odstrcil et al., 2003; Lugaz et al., 2005]。因此，在 53.3 小时，多重磁云几乎完成了它演化的最后阶段。随后，多重磁云将以一个相对稳定的结构继续背离太阳运动。

图 4.4 给出了在算例 C_1 中，L1 点处的假想观测的时间序列。磁云 2 驱动的激波已经穿越了磁云 1 的本体，所以在多重磁云内，速度 v_r 基本上单调变化。 Dst 曲线的

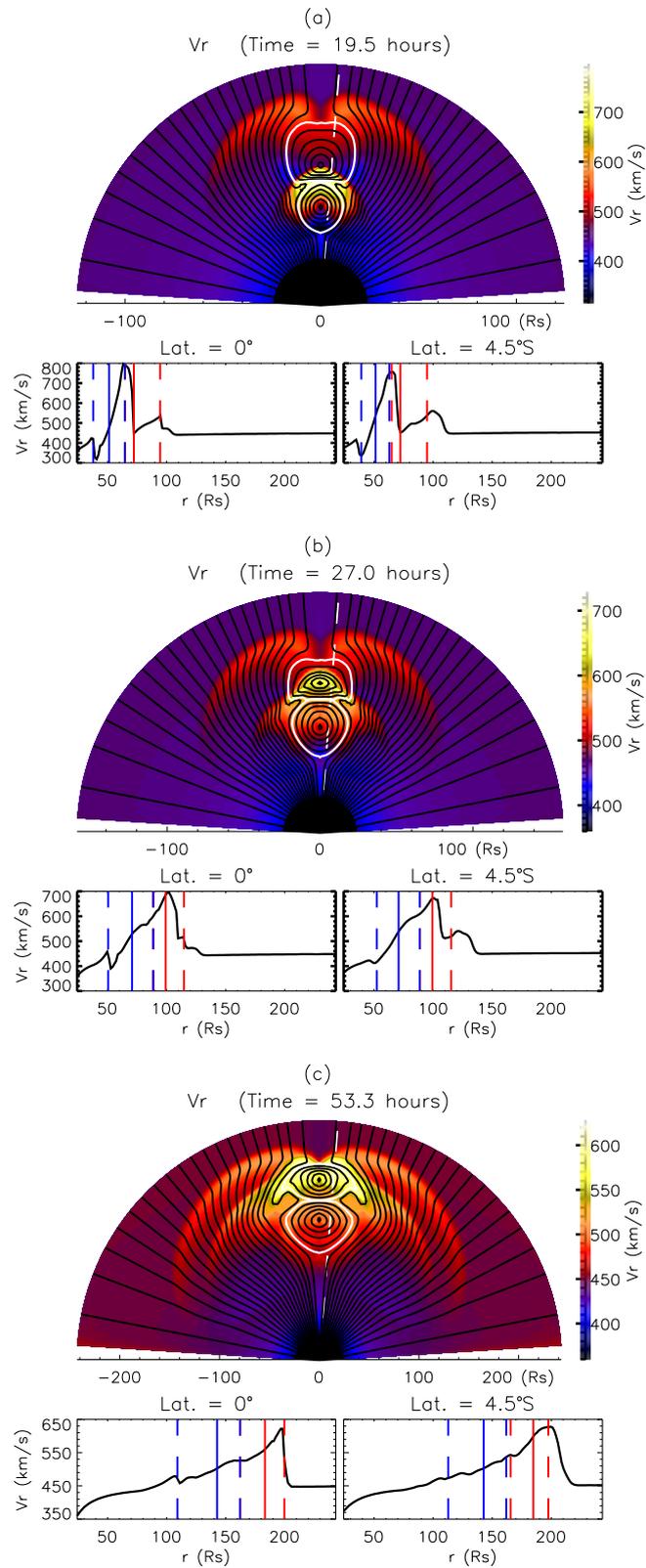


图 4.3 算例 C_1 中多重磁云的径向流场 v_r 的演化情况。

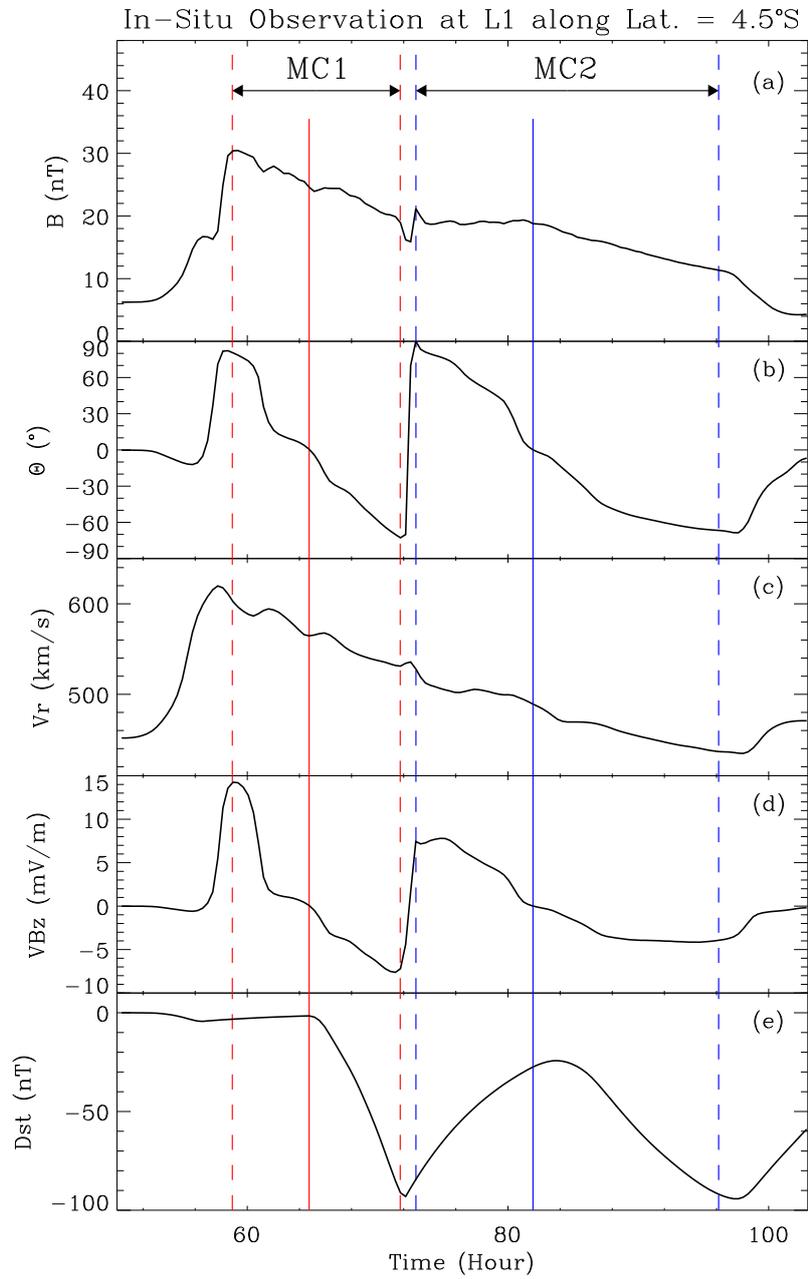


图 4.4 算例 C_1 中位于 L1 点且沿着纬度 4.5°S 的假想飞船的定点观测。

两个极小值是 -93 nT 和 -95 nT 。与算例 B_1 (图4.2(e)) 相比, 前者增加了 47 nT , 后者减少了 20 nT 。 Dst 曲线的两个极小值就表明有两步地磁暴。与图 4.2 相比, 第一步的地磁暴变得缓和, 因为磁云 2 驱动的激波远离了磁云 1 的尾部, 而南向磁场位于磁云 1 的后半部; 第二步的地磁暴得以加强, 因为前面已提到, 磁云 2 本体也受到了压缩。最大的压缩效应出现在磁云 1 的头边界附近。在该处, VB_z 可高达 14 mV/m 。然而, 对地磁效应而言, 正的 VB_z 是没有贡献的。与算例 B_1 相比, 磁云 1 和磁云 2 的持续时间分别缩短了 4.7 和 3 小时。

图 4.5 显示了多重磁云算例 C_1 的时变参数 (粗线)。从左往右的垂直的点线、划线、点线分别表示磁云 2 驱动的激波到达磁云 1 的尾边界、磁云 2 的本体接触到磁云 1 的尾边界、磁云 2 驱动的激波到达磁云 1 的头边界。为了作比较, 叠加上两条细线, 用来表示两个孤立的磁云事件。从图 4.5 (a) 可看出, 磁云 1 的加速大且早, 磁云 2 的减速小且晚。对磁云 2 本体的径向压缩不但导致了其径向尺度 S_r 的缩短, 而且引起了其角向尺度 S_θ 的拉伸。磁云 1 的行为更复杂。在激波—磁云相互作用的过程中 [Xiong et al., 2006a,b], 当激波穿越后, 磁云被压缩的几何将会恢复。但是, 在多重磁云的算例中, 存在着磁云 2 本体的推挤效应。当磁云 2 驱动的激波在磁云 1 的本体中传播时, 磁云 1 的几何形状被显著地压缩。当该激波穿越磁云 1 后, 在内禀磁弹性的作用下, 原先被压缩的磁云 1 企图扩张。但磁云 2 的本体已经接触到磁云 1 的尾边界, 直接推挤磁云 1。磁云 2 的本体代替了磁云 2 驱动的激波继续克制住磁云 1 的磁弹性, 因而磁云 1 一直处于被压缩的状态。这就是为什么磁云 1 发生收缩效应后, 其横截面积比磁云 2 还要小 (图4.5(d))。特别地, S_r 在 30 小时达到局地极小值 (图4.5(b))。这表明当磁云 2 驱动的激波到达磁云 1 的头边界附近时, 对磁云 1 S_r 的压缩效应达到最大。同时, 磁云 1 的 S_θ 在 24 ~ 38 小时之间获得暂时性的增长, 随后将稳定地减少 (图4.5(c))。

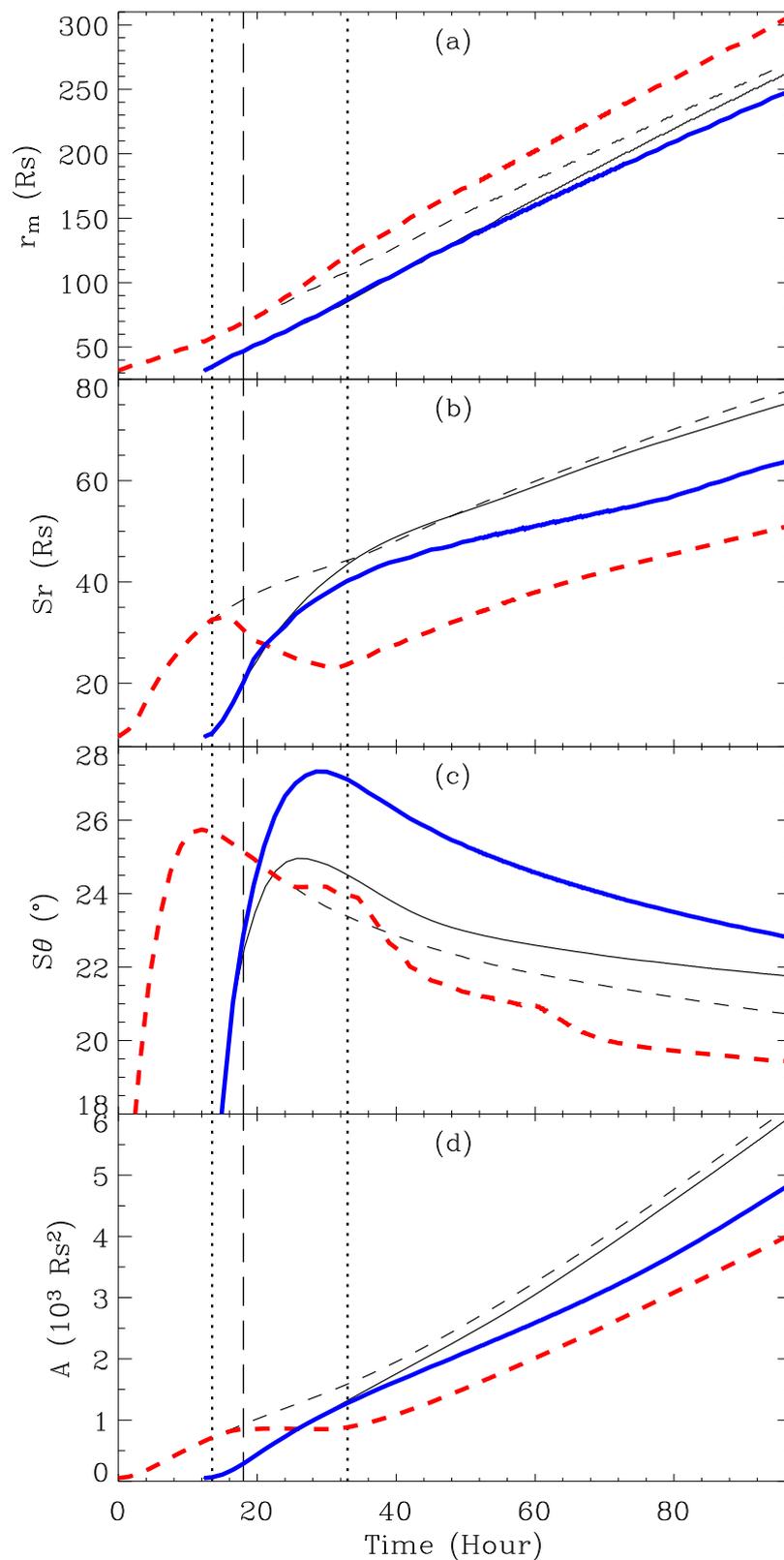


图 4.5 磁云参数的时间演化: (a) 磁云中心的高度 r_m , (b) 磁云的径向尺度 S_r , (c) 磁云的角向尺度 $S\theta$, (d) 磁云的横截面积 A 。粗的划线和实线分别表示多重磁云算例 C_1 中的前导磁云 (MC1) 和后随磁云 (MC2)。为了作比较, 相应的独立磁云事件用细线叠加在图上。从左向右的三条垂直分界线 (点线、划点线、点线) 分别对应于磁云 2 驱动的激波到达磁云 1 的尾边界、磁云 2 的本体接触到磁云 1 的尾边界、磁云 2 驱动的激波到达磁云 1 的头边界。

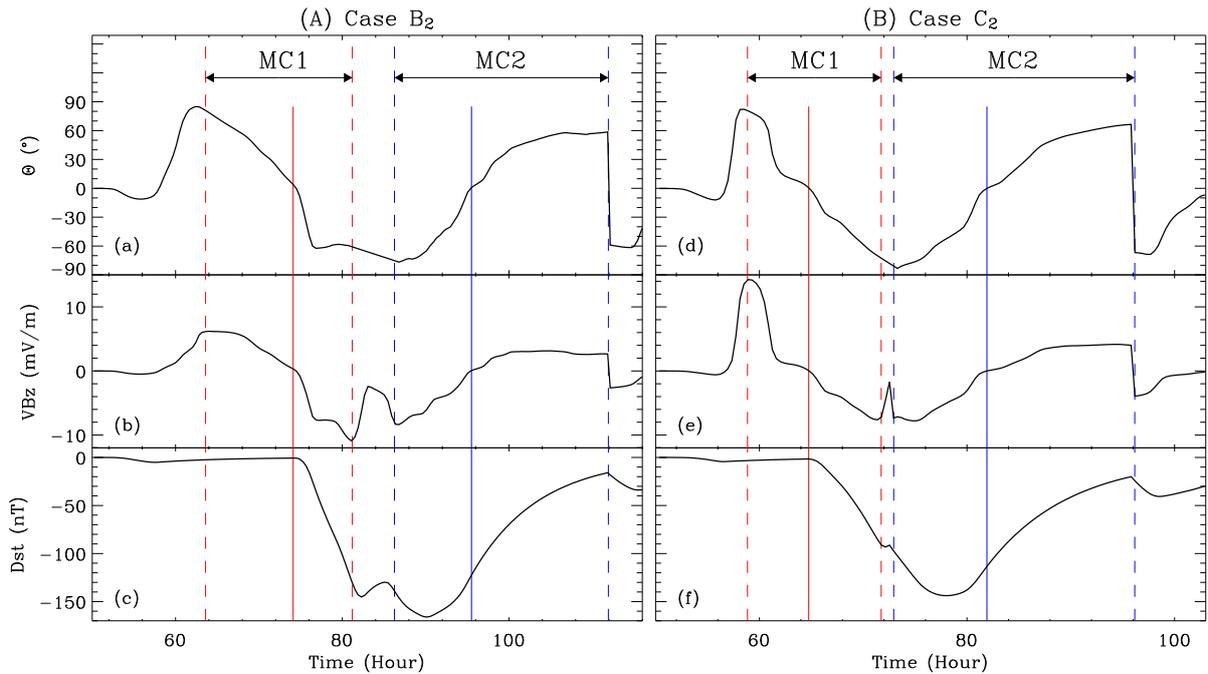


图 4.6 算例 B_2 、 C_2 中位于 L1 点且沿着纬度 4.5°S 的定点观测。算例 B_2 、 C_2 与算例 B_1 、 C_1 的差别仅仅在于后随磁云 MC2 的磁螺度被反转。

4.2.3 磁云 2 的磁螺度

根据每个子磁云的螺度符号，可以有双磁云的各种组合方式[Wang et al., 2002a]。其中，当前导磁云 1 是正螺度 ($H_{mc1} = 1$)，后随磁云 2 是负螺度 ($H_{mc2} = -1$)，这种组合具有最大的地磁效应[Wang et al., 2004b]。根据 Wang 等人 [2004b] 的模型，将算例 B_1 、 C_1 中磁云 2 的螺度反号，重新计算，并相应地命名为算例 B_2 、 C_2 。图 4.6 给出了在 L1 点处多重磁云的计算结果，(A) 栏和 (B) 栏分别对应于算例 B_2 和算例 C_2 。将图 4.6 与图 4.2、图 4.4 比较，在双磁绳结构中，磁场矢量的 Θ 角的方位从北—南—北—南，变化为北—南—南—北。虽然在算例群 EID_2 和 CID_2 中， Dst 曲线存在着两个极小值，但是仔细观测可发现：(1) Dst 的第一个极小值是微不足道的，因为它的恢复相太短了，在算例 B_2 、 C_2 中分别是 3.3、0.9 小时；(2) Dst 的第二个极小值能描述整个地磁效应，因为它足够小，在算例 B_2 、 C_2 中分别是 -166 nT、-144 nT。在算例 B_2 、 C_2 中， Dst 的第二个极小值分别对应于 90 小时、78 小时。从南向磁场 B_s 的一致连续性来看，算例群 EID_2 和 CID_2 中的 Dst 曲线是可以被看成“单谷结



构”，因为它们的第一个 Dst 极小值是可以被忽略的。通过图 4.6 (c) 和图 4.2 (e) 的比较、图 4.6 (f) 和图 4.4 (e) 的比较，可发现：两个行星际南向磁场 (B_s) 区间靠得越近，它们的地磁效应就越容易重叠在一起，最终引发的地磁暴也越大。

4.3 地磁效应的分析

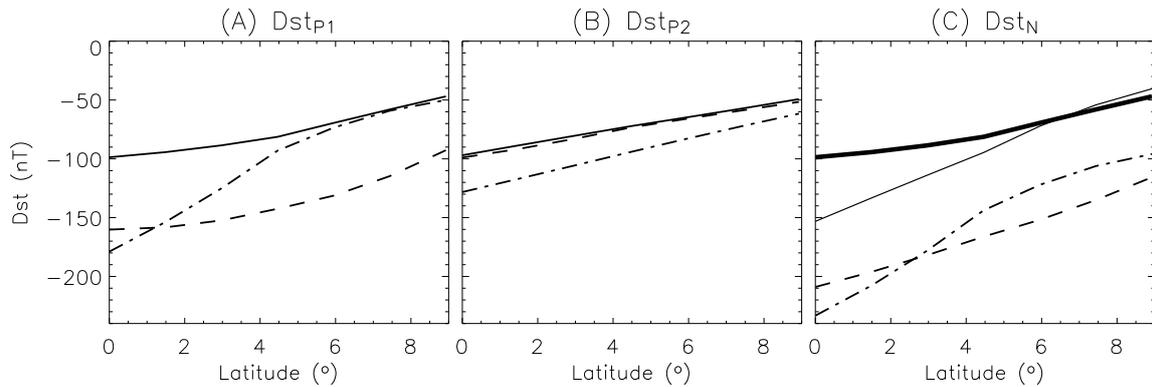


图 4.7 多重磁云算例 B_1 、 C_1 、 B_2 、 C_2 的 Dst 指数的纬度分布的比较。在算例 B_1 、 C_1 中，MC2 的磁螺度是正的， Dst 曲线为“双谷结构”，如 (A) Dst_{P1} 、(B) Dst_{P2} 所示；在算例 B_2 、 C_2 中，MC2 的磁螺度是负的， Dst 曲线为“单谷结构”，如 (C) Dst_N 所示。在 (A)、(B) 中的划线和点划线分别对应于算例 B_1 和 C_1 ；在 (C) 中的划线和点划线分别对应于算例 B_2 和 C_2 。(A) 和 (B) 中的实线分别表示在算例 B_1 中对应于 MC1 和 MC2 的孤立事件；(C) 中的粗实线和细实线分别表示在算例 B_2 中对应于 MC1 和 MC2 的孤立事件。

图 4.7 显示了 Dst 指数在近赤道纬度上的分布。(A) Dst_{P1} 表示算例 B_1 和 C_1 的第一个 Dst 极小值；(B) Dst_{P2} 表示算例 B_1 和 C_1 的第二个 Dst 极小值；(C) Dst_N 表示算例 B_2 和 C_2 的单个 Dst 极小值。在 (A) 和 (B) 中，划线、点划线分别表示算例 B_1 、 C_1 ；在 (C) 中，划线、点划线分别表示算例 B_2 、 C_2 。如图 4.7 (A) 所示，当磁云 2 驱动的激波在磁云 1 的介质中持续传播时， Dst_{P1} 在 $\text{Lat.} > 1.3^\circ$ 的纬度范围内上升，在 $\text{Lat.} < 1.3^\circ$ 的纬度范围内减少。同时，在图 4.7 (C) 中 Dst_N 的纬度分布也是非常类似的。从算例 B_1 到 C_1 ， Dst_{P1} 在靠近赤道处是下降的；从算例 B_2 到 C_2 ， Dst_N 也是这个趋势。该趋势与激波—磁云相互作用的情况 (Xiong et al. [2006a], 图 8) 正好相反，因为在激波—磁云相互作用中不存在后随磁云 2 的本体的推挤效应。(1) 对磁云 2 而言，其本体的纬向尺度比其自身驱动的激波窄得多；(2) 磁云 1 和磁云 2 之

间的相互接触的共同边界就更窄了，其纬度范围只有 $4.5^{\circ}\text{S} \sim 4.5^{\circ}\text{N}$ （图4.3(c)）。所以，磁云 2 本体的推挤效应在赤道处达到最强，且局限在纬度 $4.5^{\circ}\text{S} \sim 4.5^{\circ}\text{N}$ 内。结果， Dst_{P1} 和 Dst_N 的纬度分布的不均匀性被加剧了。此外，在算例 B₁ 中， Dst_{P2} 几乎没有被影响。然而，在算例 C₁ 中，由于磁云 2 本体受到了压缩， Dst_{P2} 明显下降了。因此，与孤立的磁云事件相比，相互作用大大加强了多重磁云的地磁效应。

为了能够量化研究多重磁云的演化进程，当磁云 1 的头边界到达 L1 点时，选取磁云 1 和磁云 2 之间的中心距离 ($d_0 = r_{mc2} - r_{mc1}$) 来作为指示参数。 r_{mc1} 和 r_{mc2} 分别表示磁云 1 和磁云 2 的径向距离。通过综合研究算例群 EID₁ 和 EID₂，图 4.8 给出了多重磁云的参数随 d_0 的依赖关系。用 $|d_0|$ 来标记 d_0 的绝对值。用 R_s 表示太阳半径。随着双磁云之间浮现时间间隔 Dt 的减少， $|d_0|$ 首先以常斜率从 $107 R_s$ 下降为 $53 R_s$ ，随后以渐进的方式逼近 $42 R_s$ （图4.8(a)）。上述 $|d_0|$ 两阶段演化的转折点大致对应于磁云 2 驱动的激波到达磁云 1 的头边界。磁云 2 驱动的激波在磁云 1 介质中的穿越深度 d_{Dst} 被定义为沿着赤道方向，磁云 2 驱动的激波面和磁云 1 尾边界之间的径向距离。从图 4.8 (b) 可看出 d_{Dst} 的演化分为四个阶段。(1) 当 $d_0 < -66.3R_s$ 时， d_{Dst} 迅速地增长；(2) 当 $-66.3R_s < d_0 < -52.5R_s$ 时， d_{Dst} 极度缓慢地增长；(3) 当 $-52.5R_s < d_0 < -46.7R_s$ 时， d_{Dst} 重新恢复为迅速增长；(4) 当 $d_0 > -46.7R_s$ 时， d_{Dst} 围绕最终的极限值 $40 R_s$ 作微小的振荡。在阶段 (1) 和 (3) 内， d_{Dst} 的快速增长是直接了当的，因为激波面在磁云 1 中持续地向前运动。激波到达磁云 1 的中心发生在阶段 (2) 内。第4.2.2节提到，在阶段(2)内磁云 1 尾边界的几何从 V 形转变为直线段。在阶段 (2) 内，尽管激波面在磁云 1 的相对深度越来越深，但磁云 1 尾边界的变形大大减少了磁云 1 后半部的径向尺度，最终显著地抑制了 d_{Dst} 的增长。当激波跨过磁云 1 的前边界 ($d_0 > -46.7R_s$)，磁云 1 的本体被高度压缩，其内禀的磁张力急剧增长。结果，两个子磁云靠得越来越近，或者 $|d_0|$ 越来越小，磁云 1 的弹性就越来越强烈地抵抗压缩效应。阶段 (4) 就反映了最终的平衡态。沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^{\circ}$ ，在 $d_0 = -100R_s$ 处， $\text{Max.}(B_{mc1})$ 的响应是很敏感的（图4.8(c)），因为初始时在磁云 1 本体和磁云 2 驱动的激波之间的相互作用就发生在纬度 $\text{Lat.} = 4.5^{\circ}$

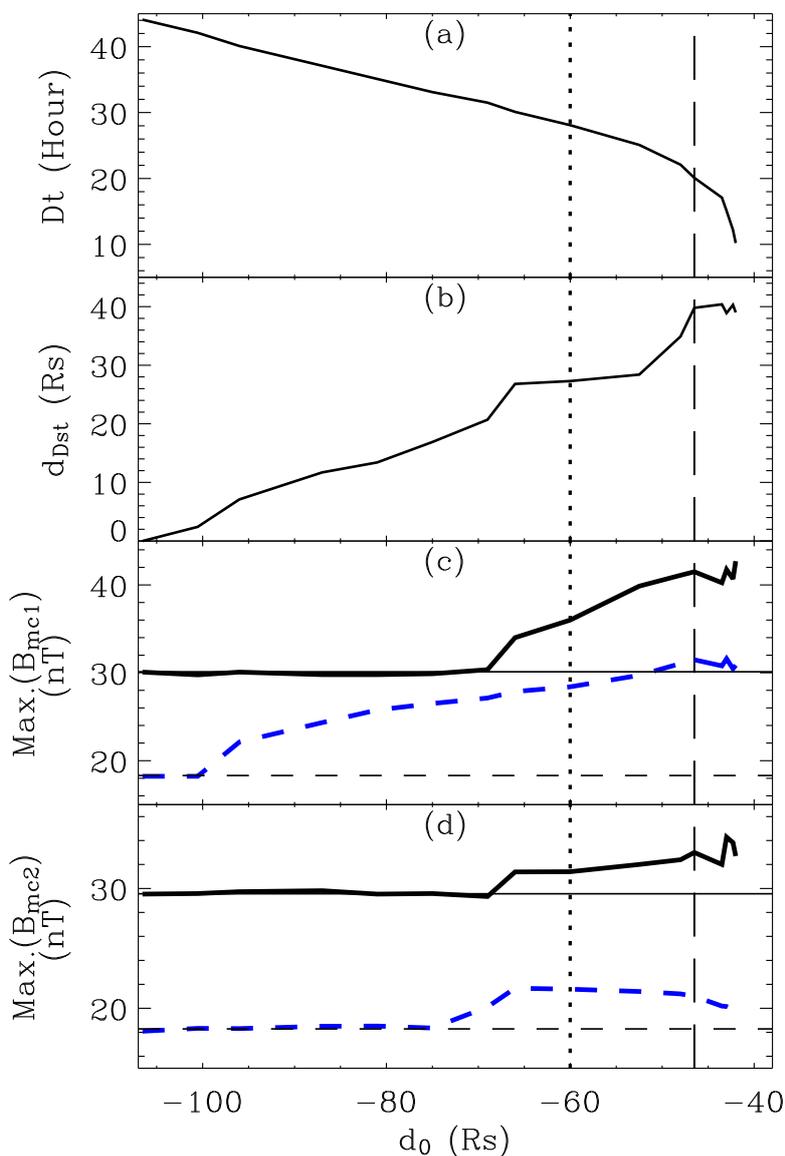


图 4.8 在算例群 EID₁，在 L1 点处的物理参数随 d_0 的变化。 d_0 指当磁云 1 (MC1) 的头边界到达 L1 点时，磁云 2 (MC2) 的中心 (r_{mc2}) 和磁云 1 的中心 (r_{mc1}) 之间的距离。即 $d_0 = r_{mc2} - r_{mc1}$ 。从上往下依次显示：(a) Dt ，双磁云之间的浮现时间的间隔；(b) d_{Dst} ，磁云 2 驱动的激波在磁云 1 媒质中的穿越深度；(c) $\text{Max.}(B_{mc1})$ ，磁云 1 中磁场强度的最大值；(d) $\text{Max.}(B_{mc2})$ ，磁云 2 中磁场强度的最大值。竖直的点线、划线分别表示在 L1 处磁云 2 驱动的激波恰好到达磁云 1 的中心和头边界。在 (c) 和 (d) 中，粗的实线和划线分别表示沿着纬度 $\text{Lat.} = 0^\circ$ 和 4.5°S 的观测，细的水平线表示相应的孤立磁云事件的值。

附近。沿着纬度 $\text{Lat.} = 0^\circ$ ，在 $-68.9R_s < d_0 < -46.7R_s$ 内， $\text{Max.}(B_{mc1})$ 表现为快速地增长，这是因为此时磁云 1 本体受到磁云 2 本体和磁云 2 驱动激波的共同压缩。当 $|d_0| = 42R_s$ 时， $\text{Max.}(B_{mc1})$ 和 $\text{Max.}(B_{mc2})$ 最后到达了一个相对稳定的状态。

图 4.9 显示了地磁效应随参数 d_0 的变化。下面逐次地分析 Dst_{P1} 、 Dst_{P2} 和 Dst_N 的变化。第一，当 $d_0 < -60R_s$ ， Dst_{P1} 的所有参数变化（图 4.9(a)-(d)）非常类似于我们以前所做的激波—磁云相互作用的模拟（Xiong *et al.* [2006a]，图 9(b)-(e)）。在 d_0 的这段区间内，双磁云耦合的动力学在本质上归因于在磁云 2 驱动的激波和磁云 1 的本体之间发生的相互作用。因而，磁云 2 驱动的激波起到了与瞬变激波[Xiong *et al.*, 2006a]相似的作用，这就解释了上述的类似性。随着 $|d_0|$ 从 $60R_s$ 减少到 $52.5R_s$ ，磁云 2 的本体直接挤压磁云 1 的本体，压缩效应引起了 Dst 、 $\text{Min.}(VB_z)$ 、 $\text{Min.}(B_s)$ 的减少。特别地，沿着 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ ， $\text{Min.}(VB_z)$ 和 $\text{Min.}(B_s)$ 下降地非常陡峭。这是因为在第 4.2.2 节提到磁云 1 的磁场位形从 V 形变化为直线段，相应地引起了磁力线在磁云 1 的后半部内发生南向的旋转。该旋转效应在纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ 非常显著。沿着 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ ， B_s 的增强也是归因于该旋转效应。当 $|d_0|$ 小于 $52.5R_s$ ，纬度 0° 和 4.5°S 的地磁暴出现了显著的差异。沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ ， $\text{Min.}(B_s)$ 迅速地从 -24.5 nT 恢复为 -13.5 nT ， $\text{Min.}(VB_z)$ 急剧地从 -15 mV/m 恢复为 -8 mV/m ，这导致地磁暴变得缓和， Dst_{P1} 从最小值 -165 nT 上升为 -100 nT 。相反地，沿着纬度 $\text{Lat.} = 0^\circ$ 的地磁效应保持不变（图 4.9(a)-(d)）。即，只要 $|d_0|$ 小于 $52.5 R_s$ 这一特定的上限，沿着赤道的地磁暴始终维持为 $Dst_{P1} = -180 \text{ nT}$ 。 Dst_{P1} 纬度分布的高度非均匀性来源于：磁云 2 本体的推挤效应是仅仅局限于一定的纬度区间（ $4.5^\circ\text{S} \sim 4.5^\circ\text{N}$ ）内。当激波最终穿越了磁云 1 的本体，磁云 2 本体在纬度区间 $4.5^\circ\text{S} \sim 4.5^\circ\text{N}$ 内，一直推挤着磁云 1。由于推挤效应的存在，磁云 1 中原先被压缩的磁力线就不可能恢复。因此，当 $|d_0| < 52.5R_s$ ，沿着纬度 $\text{Lat.} = 0^\circ$ 的 Dst_{P1} 几乎是常数。但对于沿着纬度 $\text{Lat.} = 4.5^\circ\text{S}$ 的地磁暴，由于没有磁云 2 的推挤效应，磁张力就松弛下来， Dst_{P1} 因而表现为上升。第二，对于磁云 2 而言， Dst_{P2} 的变化仅仅发生在 $-68R_s < d_0 < -46.7R_s$ 。在这期间，由于低速的磁云 1 本体在前方阻挡，高速的磁

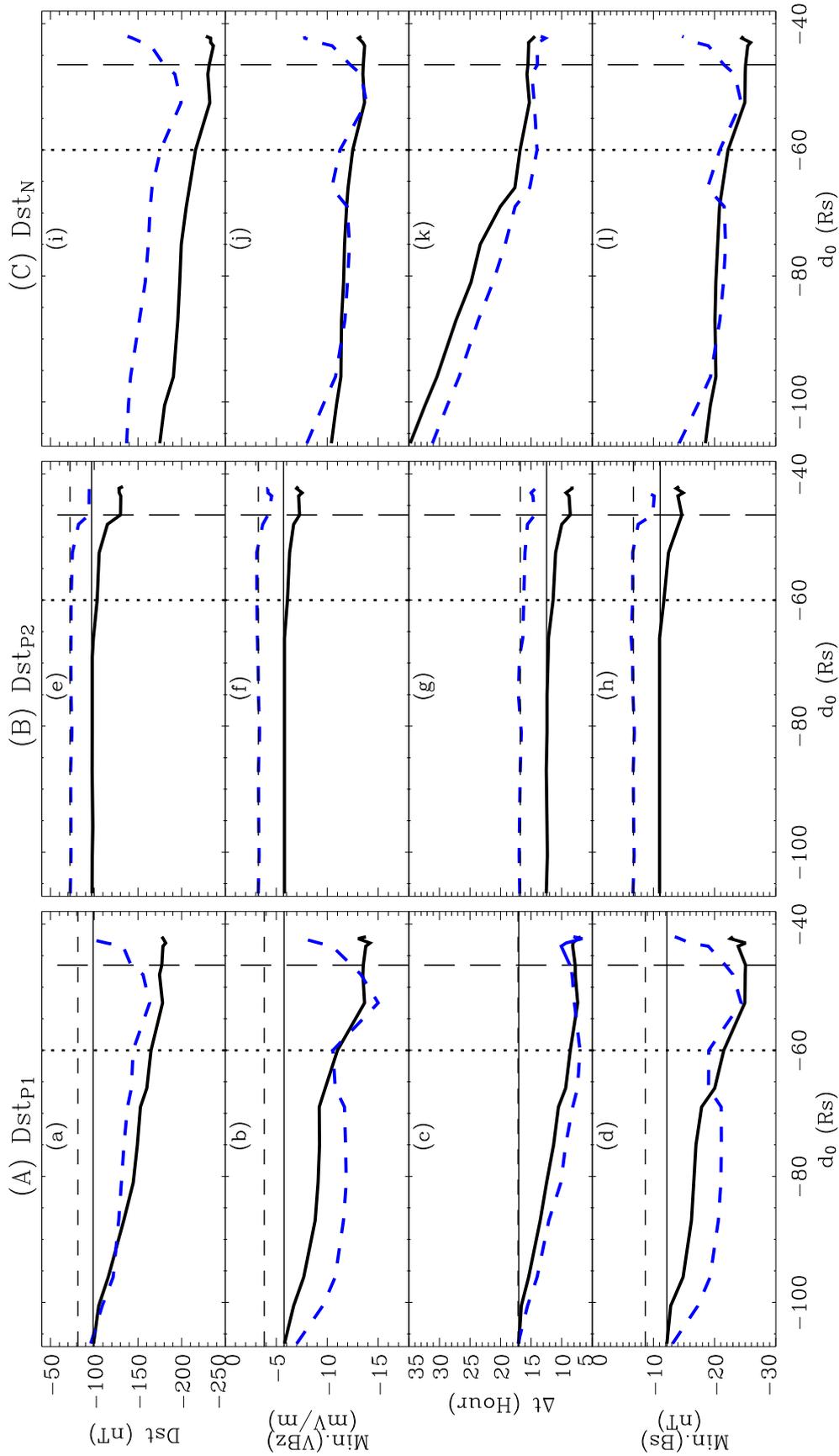


图 4.9 多重磁云的地磁效应的参数随 d_0 的变化: (a) Dst 指数; (b) $\text{Min.}(VB_z)$, 晨昏电场 VB_z 的最小值; (c) Δt , 从 $VB_z < -0.5 \text{ mV/m}$ 开始至 Dst 最小值的时间间隔; (d) $\text{Min.}(Bs)$, 南向磁场分量的最小值。实线和划线分别对应于沿着纬度 0° 和 4.5°S 的观测, 并且水平线表示独立磁云事件, 曲线表示多重磁云事件。(A) Dst_{P1} 和 (B) Dst_{P2} 分别表示算例群 EID₁ 中的 Dst “双谷结构”, (C) Dst_N 表示算例群 EID₂ 中的 Dst “单谷结构”。算例群 EID₁ 中磁云 1 和磁云 2 的解耦事件分别显示为 (A) 栏和 (B) 栏的水平线。

云 2 本体就被压缩了。在磁云 2 本体还没有加入相互作用 ($d_0 < -68R_s$)，和多重磁云已经完成了演化中最急剧的阶段 ($d_0 > -46.7R_s$)， Dst_{P2} 保持不变。通过 Dst_{P2} 和 Dst_{P1} 的对比，可发现磁云 1 受到的压缩比磁云 2 厉害得多。第三，由于同样的原因， Dst_N 的变化 (图 4.9(i)-(l)) 与 Dst_{P1} (图 4.9(a)-(d)) 很相似。图 4.9(a)、(e)、(i) 中 Dst 的最小值分别是 -180、-130、-235 nT。 Dst_N 的最强地磁效应直接来源于最长的 Δt (图 4.9(k))。因此，与单独磁云事件相比，在耦合过程中，每个子磁云的地磁效应都发生了急剧的变化。当考察由多个 CME 形成的行星际复合结构时，其地磁效应由两个因素联合决定：(1) 每个单独 CME 事件的物理参数、(2) 多个 CME 之间的相互作用的过程。观测资料的分析 [Wang et al., 2002a, 2003a; Xue et al., 2005; Farrugia et al., 2006] 和在本章中通过数值模拟的定量研究都证实了上述的结论。

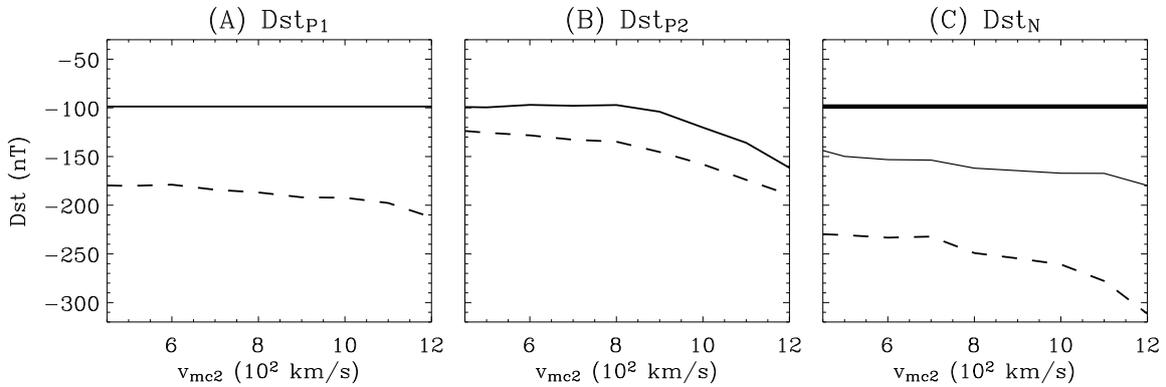


图 4.10 多重磁云的 Dst 随磁云 2 的初始速度的依赖关系。(A) Dst_{P1} 和 (B) Dst_{P2} 中的划线分别表示算例群 CID₁ 中的 Dst “双谷结构”；(C) Dst_N 中的划线表示算例群 CID₂ 中的 Dst “单谷结构”。(A) 和 (B) 中的实线分别表示算例群 CID₁ 中解耦的磁云 1 和磁云 2 事件；(C) 中的粗实线和细实线分别表示算例群 CID₂ 中解耦的磁云 1 和磁云 2 事件。从 (B)、(C) 可看出，由于 v_{mc2} 是变化的，孤立磁云 2 事件的曲线是非水平的。

双重磁云的地磁效应不但依赖于双磁云的爆发时间间隔，而且依赖于它们之间的碰撞强度。很明显，不同速度的磁云 2 追赶同一速度的磁云 1，会导致不同的地磁效应。从图 4.9 分析算例群 EID₁ 和 EID₂，可得到两个基本的结论：(1) 如果初始时磁云 1 和磁云 2 都沿着赤道传播，那么最大的地磁效应也出现在赤道处 ($Lat. = 0^\circ$)；(2) 只要双磁云之间的距离 $|d_0|$ 足够小 ($|d_0| \leq 46.7R_s$)，或者初始时双磁云的抛射时间的间隔足够短 ($Dt \leq 20$ 小时)，最终沿着纬度 $Lat. = 0^\circ$ 的地磁暴指数 Dst 几乎不



变。为了揭示沿着赤道的地磁暴对碰撞强度的依赖关系，固定磁云 2 的浮现时间 t_{mc2} 为 12.2 小时，对磁云 2 的浮现速度 v_{mc2} 作参数化研究。 v_{mc2} 越大，双磁云之间的挤压就越剧烈。如图 4.10 所示，虽然 v_{mc2} 的速度谱很宽广，从 450 km/s 变化到 1200 km/s，但是 Dst_{P1} 变化很小，仅仅从 -180 nT 下降为 -210 nT。多重磁云的地磁效应的增加归因于子磁云之间的相互压缩。通过提高初始磁云 2 的速度，使得磁云 2 更剧烈地挤压磁云 1，从而可以连续地增强磁云 1 的地磁效应。但是，当磁云 1 的被压缩程度趋于饱和时，磁云 1 的地磁效应的增长也同时趋于饱和。随着磁云 1 受到越来越强烈的压缩，急剧增强的磁云 1 内禀的磁弹性越来越难被压制。磁云 1 的磁张力具有缓冲效应，在很大程度上能抵消高速的磁云 2 本体的挤压效应。对于 Dst_{P2} ， v_{mc2} 的增加具有直接的影响。随着 v_{mc2} 从 450 km/s 增加到 1200 km/s， Dst_{P2} 从 -125 nT 下降为 -190 nT。然而，磁云 2 的速度 v_{mc2} 变化了，单独磁云 2 的地磁暴也会发生变化。从图 4.10 (b) 考察磁云 2 的地磁暴，实线（独立事件）和划线（耦合事件）的差值几乎是常数。也就是说， Dst_{P2} 的减少是归因于单独磁云 2 事件的地磁效应的增加，而不是双磁云之间的相互作用。 Dst_N 的下降趋势在 $v_{mc2} < 1000$ km/s 时很缓慢，在 $v_{mc2} > 1000$ km/s 时很迅速（图 4.10 (c) 划线）。这是因为相互作用在 $v_{mc2} > 1000$ km/s 时起着明显的作用。地磁效应的变化能从双重磁云的动力学响应的角度加以阐明。双磁云的相互作用区位于磁云 1 的后半部和磁云 2 的前半部。在相互作用区内，发生直接的压缩效应。如图 4.9 所示，当 d_0 相同时， $Dst_N < Dst_{P1} < Dst_{P2}$ ；如图 4.10 所示，当 v_{mc2} 相同时， $Dst_N < Dst_{P1} < Dst_{P2}$ 。即， Dst_N 对应的地磁暴最强， Dst_{P2} 对应的地磁暴最弱。总之，从图 4.9 和图 4.10 可得到两点结论：(1) 多重磁云在演化过程中，地磁效应发生显著的变化；(2) 一旦多重磁云在其到达 1AU 之前完成了演化过程，那么子磁云之间的碰撞强度只能稍微调节最终的地磁效应。内禀的磁弹性能够缓冲子磁云之间的相互挤压。当每个子磁云变得越来越坚硬，压缩效应就进入了渐进的阶段，地磁效应的增强就越来越不明显。所以，就多重磁云的地磁效应而言，演化阶段是主导因素，挤压强度是次要因素。

另外，从图 4.10 中，考察孤立的磁云 2 事件，可以发现单独磁云事件的地磁效应

随爆发速度 v_{mc} 的依赖关系。在算例群 IM₂ 中, 南向磁场 (B_s) 区位于磁云的前半部, 那么, 如图 4.10 (C) 中的细实线所示, 随着 v_{mc} 的增加, Dst 稳步地减少; 相反地, 在算例群 IM₁ 中, 南向磁场区位于磁云的后半部, 那么, 如图 4.10 (B) 中的实线所示, 随着 v_{mc} 的增加, Dst 仅仅在 $v_{mc} > 800$ km/s 的条件下减少。 v_{mc} 的增加导致磁云本体与其前方的背景太阳风流发生更为剧烈的相互作用。结果, 磁云中心会逐渐地向磁云的头边界偏移。磁云的前半部被优先压缩, 因为磁云和背景流的相互作用起源于磁云的前边界。只有在 v_{mc} 很高的条件下, 磁云本体的整个的横截面积被显著地收缩, 磁云的后半部才存在压缩现象。这就是为什么在 $v_{mc} = 450 \sim 800$ km/s 的范围内, 算例群 IM₁ 的 Dst 保持为 -100 nT 的常数。

4.4 可压缩性的分析

资料分析已经证实压缩能增强南向磁场事件的地磁效应, 而且是一种有效的机制[Wang *et al.*, 2003d]。行星际的多重磁云是地磁暴的触发源, 这在本质上归因于子磁云之间的压缩效应。因此, 研究多重磁云的最大可压缩程度是很有意义的。

如图 4.11 所示, 通过在近地空间对一些行星际参数的测量, 可以反演出多重磁云的特征。前导磁云 1 的速度慢, 后随磁云 2 的速度快。在双磁云之间的动量交换导致了磁云 1 的加速和磁云 2 的减速。这或多或少地影响了每个子磁云的日地传输时间。 TT_{mc1} 的减少起始于 $Dt = 21$ 小时 (图4.11(a)), TT_{mc2} 的增加起始于 $Dt = 28$ 小时 (图4.11(b))。从图4.11(g)可看出, v_{mc2} 越大, TT_{mc1} 就越小。这表明磁云 1 的加速很明显。相反地, 磁云 2 的减速不依赖于 v_{mc2} , 因为 TT_{mc2} 在耦合事件和独立事件之间的差值是一常数 (图4.11(h))。对比多重磁云中 TT_{mc1} 的减小和 TT_{mc2} 的增加, 前者的效果更大。如果 ICME 在行星际空间的传播中, 与其它 ICME 发生相互作用, 那么它的日地传输时间就会被改变。然而, 一些关于 ICME 传输时间的经验公式是建立在单个 ICME 事件的统计规律上[Gopalswamy *et al.*, 2000, 2001a], 因而不能直接应用到多个 ICME 发生耦合的事件[Farrugia and Berdichevsky, 2004; Wang *et*

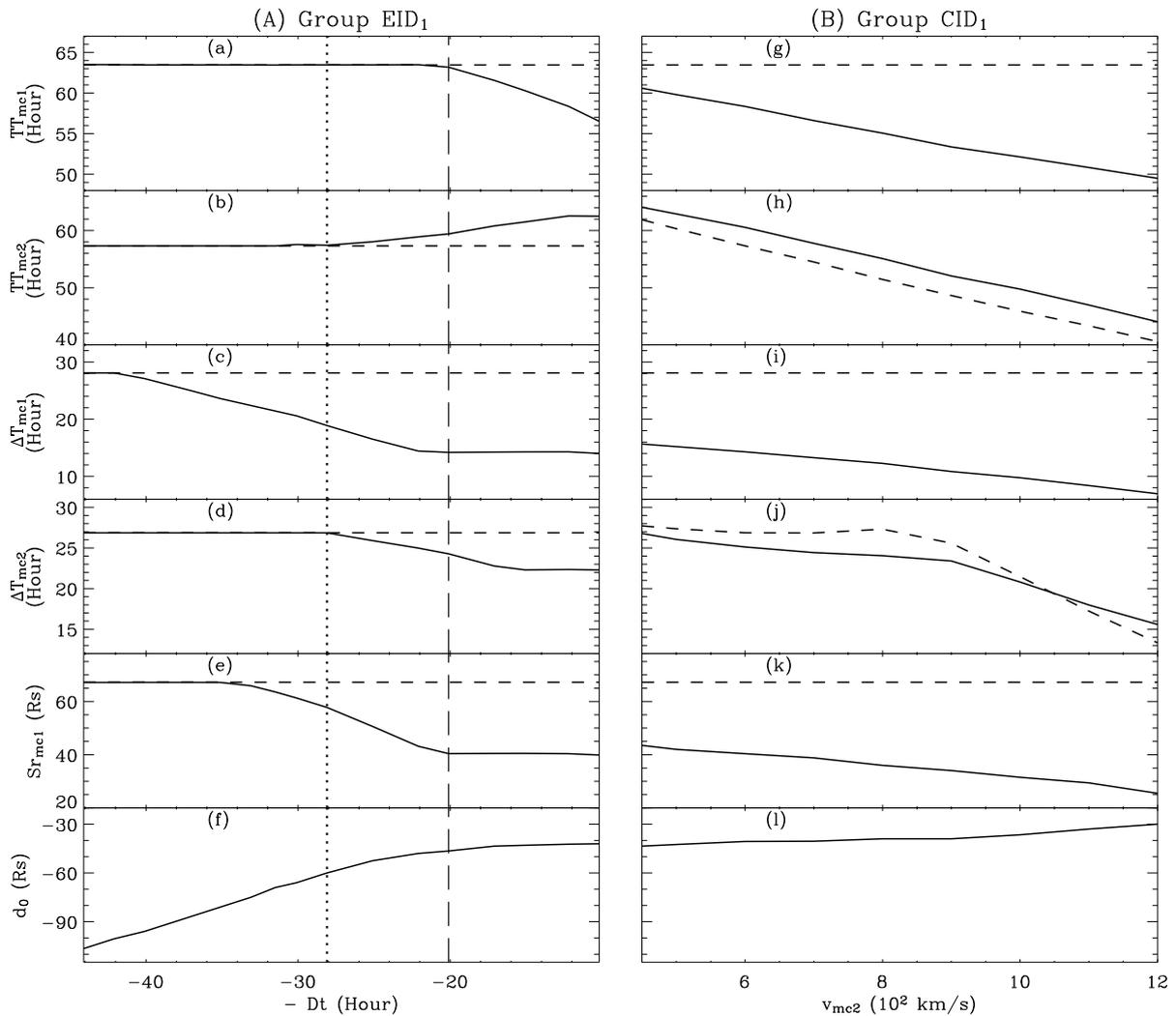


图 4.11 在 L1 点处多重磁云的特征参数随 $-Dt$ 和 v_{mc2} 的依赖关系。这里，(A) 列中的 $-Dt$ 表示初始时双磁云爆发的时间间隔，(B) 列中的 v_{mc2} 表示初始时磁云 2 的抛射速度。 TT_{mc1} 、 ΔT_{mc1} 、 Sr_{mc1} 、 d_0 分别表示磁云 1 的日地传输时间、在 L1 点处的磁云 1 事件的持续时间、磁云 1 的径向尺度、双磁云中心之间的距离。同样， TT_{mc2} 、 ΔT_{mc2} 表示磁云 2 的相应物理量。 Sr_{mc1} 、 d_0 的参考时刻是磁云 1 的头边界刚好到达 L1 点。为了作比较，(a-k) 中的划线表示相应的独立磁云事件。(A) 列中竖直的点线、划线分别表示磁云 2 驱动的激波刚好到达磁云 1 的中心和头边界。

al., 2005a; *Xiong et al.*, 2005]。ICME 之间的耦合事件在大地磁暴的起因中占了很大份额 [*Xue et al.*, 2005]，所以多重磁云在空间天气的预报方面值得特别地关注。基于物理模型的数值模拟能有效地预报由多个 ICME 形成的复合结构的到达时间。子磁云通过 L1 点的持续时间反映了压缩效应。 ΔT_{mc1} (图4.11(c)) 和 ΔT_{mc2} (图4.11(d)) 都存在着下限。当 $Dt < 24$ 小时，多重磁云经历了充分的演化。这时，与相应的孤立磁云事件比较， ΔT_{mc1} 和 ΔT_{mc2} 分别减少了 14 小时和 4.5 小时。随着 v_{mc2} 的增加， ΔT_{mc1} 和 ΔT_{mc2} 都单调地减少。然而，图 4.11 (j) 中的实线、划线分别表示耦合磁云事件和单独磁云事件，相交在 $v_{mc2} = 1040$ km/s。在双磁云的相互作用中， ΔT_{mc2} 由两个因素决定：(1) 由于碰撞引起的磁云 2 径向尺度的压缩、(2) 由于动量从磁云 2 转移给磁云 1 所引起的磁云 2 的减速。因素(1)倾向于缩短 ΔT_{mc2} ，在 $v_{mc2} < 1040$ km/s 时占主导地位；因素(2)倾向于延长 ΔT_{mc2} ，在 $v_{mc2} > 1040$ km/s 时占主导地位。此外，在近地空间中，磁云 1 的径向尺度 Sr_{mc1} (图4.11(e)、(k)) 与 ΔT_{mc1} (图4.11(c)、(i)) 有相似的变化趋势。这就再一次证实了对磁云 1 本体的压缩具有饱和效应。 Sr_{mc1} 在单独磁云事件中是 $67 R_s$ 。在耦合磁云事件中，通过 Dt 的减少， Sr_{mc1} 最多能被压缩到 $40 R_s$ (图4.11(e))。把 v_{mc2} 从 450 km/s 提高到 1200 km/s， Sr_{mc1} 仅仅从 $43 R_s$ 非常缓慢地下降到 $25 R_s$ (图4.11(k))。而且，用 d_0 能够很好地描述多重磁云的整体压缩程度。 d_0 被定义为当磁云 1 的头边界到达 L1 点时，从磁云 1 的中心至磁云 2 的中心之间的距离。 d_0 的变化是与多重磁云的演化阶段相关联的 (图4.11(f))。当 Dt 缩短至 25 小时， $|d_0|$ 的下降趋势由陡峭变得平缓。 $|d_0|$ 在 $Dt = 17$ 小时达到下限 $42 R_s$ ，随后一直保持不变。当内禀的磁张力能抗衡外在的压缩时，每个子磁云表现为一个稍微有点弹性的坚硬刚体。即使在 v_{mc2} 从 450 km/s 到 1200 km/s 的宽广的速度谱内， $|d_0|$ 也只是从 $43 R_s$ 下降为 $30 R_s$ (图4.11(l))。

一旦多个孤立磁云通过耦合从而形成了多重磁云，地磁效应将明显地增强。这归因于子磁云之间发生相互作用所引起的压缩效应。假设行星际介质和所有的 ICME 都不存在磁场，前导 ICME 在后随 ICME 的撞击下会被过度地压缩到令人难以置信的小尺度 [*Gonzalez-Esparza et al.*, 2004; *Gonzalez-Esparza*, 2005]。明显地，由于忽视了磁弹



性, 仅从流体力学角度分析的可压缩性被过高地估计了[Gonzalez-Esparza *et al.*, 2004; Gonzalez-Esparza, 2005]。压缩效应越强, 每个子磁云就越坚硬。由于磁张力的作用, 每个子磁云并不能被无限地压缩, 其压缩程度存在着截止的极限。另外, 如果磁云 1 的螺度与磁云 2 相同, 磁场方向在子磁云之间的相邻边界处发生反转, 电流片也因而自然地形成了。随着双重磁云的压缩, 该电流片同步地增强。如果跨越该电流片发生了磁场重联, 双磁云之间的碰撞效应将会变弱。结果, 每个子磁云的最外部的磁力线会相互连接起来[Wang *et al.*, 2005a]。特别地, 当双磁云的速度差很大时, 在驱动的磁场重联作用下, 双磁云甚至能完全融合为一股新的磁通量绳[Odstrcil *et al.*, 2003; Schmidt and Cargill, 2004; Wang *et al.*, 2005b]。磁场重联降低了多重磁云的截止的压缩程度。如果在表 4.2 的算例群 EID₁ 和 CID₁ 中引入磁场重联, 压缩效应会变得缓和, 南向磁场分量发生湮没, 因此多重磁云的地磁效应也将变弱。但是行星际空间的磁场耗散是很小的, 在理想 MHD 过程的框架下, 讨论行星际的多重磁云是合理的。磁场重联只是略微调节, 而不是显著扭曲多重磁云的动力学和地磁效应。因此, 在低日冕中被 SOHO/Lasco 观测到的“CME—CME 相互吞噬的现象”[Gopalswamy *et al.*, 2001b] 应该不会出现在行星际空间中[Wang *et al.*, 2005a], 因为该现象被证实是由磁场重联引起的[Wang *et al.*, 2005b]。

4.5 小结

为了更好地理解行星际多重磁云的结构, 通过 2.5 维理想 MHD 的数值模型来研究双磁云(磁云 1 和磁云 2)的相互作用以及后随的地磁效应。多重磁云的模拟是我们最近“激波—磁云相互作用”研究[Xiong *et al.*, 2006a,b]的延续, 因为只是在数值模型中, 把后随瞬变的强激波换成后随高速的磁云。通过综合分析各种条件下的数值算例, 发现如下的结论。在多重磁云的形成、传播、演化以及后随地磁效应中, 磁弹性、每个子磁云的磁螺度、子磁云之间的相互压缩都是关键的物理因素。

1. 研究了双磁云碰撞的动力学响应。如果把每个子磁云的本体和其驱动的激波看成一个系统，那么就可以把双磁云的相互作用看成是两个系统的耦合。因为后随磁云 2 快于前导磁云 1，磁云 2 驱动的激波和磁云 2 的本体将先后撞击磁云 1 的尾边界。结果，在磁云 1 的后半部内，磁力线的几何形状从初始时的半圆形变化为“V”形，而后再变成笔直的线段。随着磁云 2 驱动的激波扫过磁云 1 的本体，激波面下游的磁力线会发生压缩和旋转。当该激波穿越磁云 1 后，磁云 2 本体的推挤效应能够防止磁云 1 媒质中已经被压缩的磁力线出现反弹。在三个因素的共同作用下，磁云 1 将遭受最为猛烈的压缩：(1) 前方的背景太阳风、(2) 磁云 2 驱动的激波在磁云 1 的本体中持续的穿越、(3) 磁云 2 本体在磁云 1 的尾边界处一直存在的推挤效应。这导致了磁云 1 横截面积的显著收缩。相反地，磁云 1 的阻挡作用导致磁云 2 的几何从径向长的椭圆变成角向长的椭圆。动量持续地从磁云 2 转移到磁云 1，直到多重磁云的速度剖面是单调下降的，且最大速度位于磁云 1 驱动的鞘区内。当磁云 2 驱动的激波与磁云 1 驱动的激波完全融合而成一支强度更大的激波，多重磁云完成了其演化的最后阶段，因而以一个相对稳定的结构继续向前运动。

2. 分析了双磁云耦合的地磁效应。在行星际空间中，双磁云的相互作用导致了双磁云的地磁效应发生叠加。从 Dst 的“双谷结构”可看出，两个磁云事件与两步地磁暴有关联。根据每个子磁云的磁螺度的选取，双重磁云可以有多种不同的组合方式。特别地，当南向磁场 (B_s) 区位于磁云 1 的后半部和磁云 2 的前半部，双重磁云能触发最大强度的地磁暴。这时， Dst 的“双谷结构”几乎退化为“单谷结构”，因为第一个 Dst 极小值的恢复相太短了，以至于可以被忽略。磁云 1 和磁云 2 的相互作用导致每个子磁云的地磁效应都大大增强了。而且，因为磁云本体的纬度范围比其驱动的激波小得多，所以磁云 2 本体对磁云 1 本体的推挤效应就局限在以赤道为中心的很窄的纬度区间内。随着双磁云浮现的时间间隔的缩短，在该纬度区外的地磁效应先增强而后恢复，在该纬度区内的地磁效应先增强而后保持不变。由于磁云 2 本体的推挤效应，地磁暴的纬度分布的不均匀性明显被进一步地加剧了。



3. 探讨了与磁弹性有关的多重磁云的可压缩程度。当磁云 1 的头边界到达 L1 点，双磁云的中心之间的绝对距离被定义为 $|d_0|$ 。 $|d_0|$ 能够量化描述多重磁云的压缩程度和演化阶段。 $|d_0|$ 越小，多重磁云的可压缩程度就越大。在高速磁云 2 的挤压下，初始时磁云 1 本体的磁力线很容易变形，所以 $|d_0|$ 在初始时稳步地减少。随着多重磁云的进一步演化，磁云 1 的本体遭受着越来越大的压缩，初始时脆弱的磁弹性也变得越来越坚硬。因为磁云 1 内禀的磁弹性逐渐增长，以至于能够抗衡外在的压缩，所以原先持续减少的 $|d_0|$ 急剧地改变为以渐进的方式去逼近下限值。磁弹性不但缓冲了子磁云之间的挤压效应，而且导致了多重磁云的截止压缩程度。虽然大幅度地提高磁云 2 的速度可以使双磁云发生更为剧烈的挤压，但是这只能少量地提高截止的可压缩程度。然而，如果多重磁云的相互作用区内出现磁场重联，截止的可压缩程度将变小。

总之，多重磁云在空间天气领域中备受关注。多个磁云发生耦合所引起的地磁效应的增强在本质上归因于在多重磁云中的压缩。多重磁云的最大的可压缩程度主要取决于其内禀的磁弹性。

第五章 总结

作为联接太阳和地球的纽带，行星际空间是空间天气的链锁反应的一个关键环节。

“多重磁云”和“激波追赶磁云”是两类特殊的行星际复合结构，都被观测证实为大地磁暴的重要的行星际起源。本文主要从动力学和后随的地磁效应入手，紧密结合飞船的观测，运用MHD数值模拟，对“多重磁云”和“激波追赶磁云”进行了综合的研究。主要结果归纳为如下3条：

1. 完成了日球行星际空间的MHD数值计算程序，为空间天气中行星际磁云扰动的数值预报建立了重要基础。基于激波捕捉法的复合格式建立了源程序。它能数值求解间断解和复杂的光滑结构相互作用的数学问题，能保证在数值计算中实现磁场的无散条件，从而能模拟激波进入磁云的物理图像。

2. 分别对激波—磁云的“正对碰撞”和“倾斜碰撞”进行了数值模拟。瞬变激波首先追赶上前导磁云，然后进入磁云的低 β 介质中传播，最终与磁云本体驱动的激波完全融合为一支强度更大的复合激波。激波沿着其波阵面的法向压缩磁云的本体。在激波穿越磁云后，原先被高度压缩的磁云本体在其内禀磁弹性的作用下会逐渐恢复为扁圆的几何形态。激波对磁云内禀磁力线的压缩和旋转被证实是增强地磁效应的有效机制。而且，激波进入磁云的不同深度，引起的地磁扰动也不同。在强激波的不同传播方向的情况下，对应于最大地磁暴的激波穿越位置都恰好是磁云的中心。如果用 Dst 指数来量化地磁效应，模拟结果表明在瞬变激波的作用下，单独磁云事件的地磁效应大大增加，最高可达 80%。进一步，发现激波倾斜穿越磁云会导致磁云偏转并找到该偏转效应对初始激波强度和方向的依赖关系。当激波以倾斜的方式在磁云的本体中传播时，磁云的本体和激波的远日点同时发生朝向相反方向的偏转。磁云和激波的初始抛射方位之间适度的角度差导致磁云本体的最大偏转。瞬变激波的强度越强，磁云的偏转角就越大。所以，磁云和其它行星际扰动的相互作用是行星际 CME 在传播中偏转的一个起因。



3. 对由双磁云“正对碰撞”而形成的多重磁云展开了数值模拟。初始时低速的前导磁云（磁云1）和高速的后随磁云（磁云2）先后沿着日球层赤道抛射到行星际空间。双磁云的耦合涉及到磁云1本体、磁云1驱动的激波、磁云2本体、磁云2驱动的激波之间发生充分的相互作用。当磁云2驱动的激波穿越磁云1本体后，磁云2本体的推挤效应能继续压制住磁云1的内禀磁弹性，抑制已经被高度压缩的磁云1出现几何形态的恢复。随着双重磁云演化的进行，每个子磁云受到越来越大的压缩，其内禀的磁弹性也变得越来越坚硬。当内禀磁弹性不断增强以至于能抗衡外在压缩时，多重磁云的可压缩程度就到了最大值。该截止的可压缩程度决定了多重磁云的最大地磁效应，因为“多重磁云”和“激波穿越磁云”作为引起大地磁暴的两个重要的行星际源，其本质在于在南向磁场事件中存在着强烈的压缩效应。在多重磁云的形成、传播、演化以及后随地磁效应中，磁弹性、每个子磁云的磁螺度、子磁云之间的相互压缩都是关键的物理因素。

目前，行星际“多重磁云”和“激波穿越磁云”的研究才处于起步阶段。尽管本文取得了一些新的结果，但仍然有许多问题需要进一步地研究解决：

1. 研究双磁云“倾斜碰撞”而形成的多重磁云的动力学和地磁效应。特别着重于双磁云碰撞可能导致的行星际偏转现象。
2. 2.5维模拟推广到3维模拟，计入行星际的螺旋形磁场对“单独磁云”、“激波穿越磁云”、“多重磁云”的影响。
3. 研究行星际的磁场重联效应及磁云边界层方面的问题。
4. 将资料分析和数值模型作为一个有机的整体，综合研究具体的典型的观测事件。
5. 将模拟域的底边界延拓到太阳源表面，加入试验粒子，进行粒子模拟。以MHD模拟的时变结果作为宏观背景态，研究太阳高能粒子事件(SEP)从日冕到1AU的物理过程。特别着重于与“单独磁云”、“激波穿越磁云”、“多重磁云”相伴随的SEP事件。



6. 用 3 维磁层模拟代替 Burton (1975) 经验公式, 来研究“太阳风—磁层—电离层耦合”所引发的地磁效应。

上述只是众多问题中的一部分。这些问题同时涉及基础理论和实际应用。因此它们的解决, 在行星际动力学、日地系统、空间天气预报等方面, 具有非常重要的科学意义。



参考文献

- 曹晋滨、李磊、吴季等, 太空物理学导论, 科学出版社, 北京, 2001, M. G. Kivelson 和 C. T. Russell 主编的“Introduction to Space Physics”的中文翻译版.
- 刘儒勋和王志峰, 数值模拟方法和运动界面追踪, 中国科技大学出版社, 合肥, 2001.
- 汪毓明, 行星际磁云及其相关事件的综合研究, 中国科技大学博士学位论文, 2003.
- Akasofu, S. I., Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, *Space. Sci. Rev.*, 28, 121, 1981.
- Aly, J. J., On some properties of force-free magnetic fields in infinite regions of space, *Astrophys. J.*, 283, 349–362, 1984.
- Aly, J. J., How much energy can be stored in a 3-dimensional force-free magnetic field, *Astrophys. J.*, 375, L61–L64, 1991.
- Antiochos, S. K., The magnetic topology of solar eruptions, *Astrophys. J.*, 502, L181–L184, 1998.
- Araki, T., Global structure of geomagnetic sudden commencements, *Planet. Space Sci.*, 25, 373, 1977.
- Baker, D. N., How to cope with space weather, *Science*, 297, 1,486–1,487, 2002.
- Berdichevsky, D. B., I. G. Richardson, R. P. Lepping, and S. F. Martin, On the origin and configuration of the 20 March 2003 interplanetary shock and magnetic cloud at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- Burlaga, L. F., Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha, *J. Geophys. Res.*, 93, 7,217–7,224, 1988.



- Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn, Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, *86*, 6,673–6,684, 1981.
- Burlaga, L. F., S. P. Plunkett, and O. C. S. Cyr, Successive CMEs and complex ejecta, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2002.
- Burton, R. K., R. L. McPherron, and C. T. Russell, An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst*, *J. Geophys. Res.*, *80*, 4,204, 1975.
- Cane, H. V., I. G. Richardson, and O. C. S. Cyr, Coronal mass ejections, interplanetary ejecta and magnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3591–3594, 2000.
- Chen, Y., X. Chen, and Y. Q. Hu, Catastrophe of coronal flux rope in unsheared and sheared bipolar magnetic fields, *Astrophys. J.*, *644*, 587–591, 2006a.
- Chen, Y., G. Li, and Y. Q. Hu, Force balance analysis of a coronal magnetic flux rope in equilibrium or eruption, *Astrophys. J.*, *649*, 1093–1099, 2006b.
- Cho, K.-S., Y.-J. Moon, M. Dryer, A. Shanmugaraju, C. D. Fry, Y.-H. Kim, S.-C. Bong, and Y.-D. Park, Examination of type II origin with SOHO/Lasco observations, *J. Geophys. Res.*, *110*, 2005.
- Cliver, E. W., S. W. Kahler, and D. V. Reames, Coronal shocks and solar energetic proton events, *Astrophys. J.*, *605*, 902, 2004.
- Cockburn, B., and C. W. Shu, The local discontinuous Galerkin method for time-dependent convection-diffusion systems, *SIAM J. Numer. Anal.*, *35*, 1440–2463, 1998.
- Colella, P., and P. R. Woodward, The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulation, *J. Comput. Phys.*, *54*, 174–201, 1984.
- Crooker, N. T., J. T. Gosling, and S. W. Kahler, Magnetic clouds at sector boundaries, *J. Geophys. Res.*, *103*, 301, 1998.
- Dai, W., and P. R. Woodward, A simple Riemann solver and high-order Godunov scheme for hyperbolic systems of conservation laws, *J. Comput. Phys.*, *121*, 51–65, 1995.



- Dal Lago, A., W. D. Gonzalez, L. A. Balmaceda, L. E. A. Vieira, E. Echer, F. L. Guarnieri, J. Santos, M. R. da Silva, A. de Lucas, A. L. C. de Gonzalez, R. Schwenn, and N. J. Schuch, The 17-22 October (1999) solar-interplanetary-geomagnetic event: Very intense geomagnetic storm associated with a pressure balance between interplanetary coronal mass ejection and a high-speed stream, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Detman, T., Z. Smith, M. Dryer, C. D. Fry, C. N. Arge, and V. Pizzo, A hybrid heliospheric modeling system: Background solar wind, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Dryer, M., Multidimensional magnetohydrodynamic simulation of solar-generated disturbances: space weather forecasting of geomagnetic storms, *AIAA. J.*, *36*, 365–379, 1998.
- Dryer, M., C. D. Fry, W. Sun, C. Deehr, Z. Smith, S.-I. Akasofu, and M. D. Andrews, Prediction in real time of the 2000 July 14 heliospheric shock wave and its companions during the ‘Bastille’ epoch, *Solar Phys.*, *204*, 267–286, 2001.
- Dryer, M., Z. Smith, C. D. Fry, W. Sun, C. S. Deehr, and S.-I. Akasofu, Real time shock arrival predictions during the “Halloween 2003 epoch”, *Space Weather*, *2*, 2004.
- Dungey, J. R., Interplanetary magnetic field and auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, *6*, 47, 1961.
- Farrugia, C. J., and D. B. Berdichevsky, Evolutionary signatures in complex ejecta and their driven shocks, *Ann. Geophys.*, *22*, 3679–3698, 2004.
- Farrugia, C. J., L. F. Burlaga, V. A. Osherovich, I. G. Richardson, M. P. Freeman, R. P. Lepping, and A. J. Lazarus, A study of an expanding interplanetary magnetic cloud and its interaction with the Earth’s magnetosphere: The interplanetary aspect, *J. Geophys. Res.*, *98*, 7,621–7,632, 1993.
- Farrugia, C. J., V. K. Jordanova, M. F. Thomsen, G. Lu, S. W. H. Cowley, and K. W. Ogilvie, A two-ejecta event associated with a two-step geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Fedkiw, R. P., T. Aslam, B. Merriman, and S. Osher, A non-oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the Ghost Fluid Method), *J. Comput. Phys.*, *152*, 457–492, 1999.



- Fisher, G., Challenges facing the U.S. space weather public-private sector partnership, *Space Weather*, 2, 2004.
- Forbes, T. G., and P. A. Isenberg, A catastrophe mechanism for coronal mass ejections, *Astrophys. J.*, 373, 294–307, 1991.
- Forbes, T. G., J. A. Linker, J. Chen, C. Cid, J. Kota, M. A. Lee, G. Mann, Z. Mikic, M. S. Potgieter, J. M. Schmidt, G. L. Siscoe, R. Vainio, S. K. Antiochos, and P. Riley, CME theory and models, *Space Sci. Rev.*, 123, 251–302, 2006.
- Fry, C. D., W. Sun, C. S. Deehr, M. Dryer, Z. Smith, S.-I. Akasofu, M. Tokumaru, and M. Kojima, Improvements to the HAF solar wind model for space weather predictions, *J. Geophys. Res.*, 106, 20,985–21,001, 2001.
- Fry, C. D., M. Dryer, Z. Smith, W. Sun, C. S. Deehr, and S.-I. Akasofu, Forecasting solar wind structures and shock arrival times using an ensemble of models, *J. Geophys. Res.*, 108, 1,070, 2003.
- Fry, C. D., M. Dryer, W. Sun, T. R. Detman, Z. K. Smith, C. S. Deehr, C.-C. Wu, S.-I. Akasofu, and D. B. Berdichevsky, Solar observation-based model for multiday predictions of interplanetary shock and CME arrivals at Earth, *IEEE Trans. Plasma Phys.*, 32, 1,489–1,497, 2004.
- Fry, C. D., M. Dryer, W. sun, C. S. Deehr, Z. Smith, T. R. Detman, A. Aran, D. Lario, B. Sanahuja, and S.-I. Akasofu, Key links in space weather: forecasting solar-generated shocks and proton acceleration, *AIAA. J.*, 43, 987–993, 2005.
- Goldstein, H., On the field configuration in magnetic clouds, in *JPL Solar Wind Five*, pp. 731–733, NASA Conf. Publ. 2280, Washington D.C., 1983.
- Gonzalez, W. D., J. A. Joselyn, Y. Kamide, H. W. Kroehl, G. Rostoker, B. T. Tsurutani, and V. M. Vasyliunas, What is a geomagnetic storm?, *J. Geophys. Res.*, 99, 5771, 1994.
- Gonzalez, W. D., B. T. Tsurutani, and A. L. C. Gonzalez, Interplanetary origin of geomagnetic storms, *Space Sci. Rev.*, 88, 529, 1999.



- Gonzalez-Esparza, A., A. Santillan, and J. Ferrer, A numerical study of the interaction between two ejecta in the interplanetary medium: one- and two-dimensional hydrodynamic simulations, *Ann. Geophys.*, *22*, 3741–3749, 2004.
- Gonzalez-Esparza, J. A., Numerical simulations of in situ observations of interacting ejecta near 1 AU, *Adv. Space Res.*, *35*, 2162–2166, 2005, Sp. Iss.
- Gopalswamy, N., A. Lara, R. P. Lepping, M. L. Kaiser, D. Berdichevsky, and O. C. S. Cyr, Interplanetary acceleration of coronal mass ejections, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 145–148, 2000.
- Gopalswamy, N., A. Lara, S. Yashiro, M. L. Kaiser, and R. A. Howard, Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *106*, 29,207–29,218, 2001a.
- Gopalswamy, N., S. Yashiro, M. L. Kaiser, R. A. Howard, and J. L. Bougeret, Radio signatures of coronal mass ejection interaction: Coronal mass ejection cannibalism?, *Astrophys. J.*, *548*, L91–L94, 2001b.
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in *Physics of magnetic flux ropes*, edited by C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee, vol. 58 of *Geophys. Monogr. Ser.*, p. 343, AGU, 1990.
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections: An overview, in *Coronal mass ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, vol. 99 of *Geophys. Monogr. Ser.*, p. 9, AGU, 1997.
- Gosling, J. T., D. J. McComas, J. L. Phillips, and S. J. Bame, Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *96*, 731, 1991.
- Groth, C. P. T., D. L. De Zeeuw, T. I. Gombosi, and K. G. Powell, Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *105*, 25,053–25,078, 2000.
- Harten, A., High resolution schemes for hyperbolic conservation laws, *J. Comput. Phys.*, *49*, 357–393, 1983.



- Harten, A., S. Osher, B. Egquist, and S. Chakravathy, An overview of uniformly high order essentially non-oscillatory schemes, *J. Appl. Numer. Math.*, *2*, 347, 1986.
- Hidalgo, M. A., A study of the expansion and distortion of the cross section of magnetic clouds in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1,320, 2003.
- Hidalgo, M. A., Correction to “A study of the expansion and distortion of the cross section of magnetic clouds in the interplanetary medium”, *J. Geophys. Res.*, *110*, 2005.
- Holman, G. D., and M. E. Pesses, Solar type II radio emission and the shock drift acceleration of electrons, *Astrophys. J.*, *267*, 837, 1983.
- Hu, Y. Q., Asymmetric propagation of flare-generated shocks in the heliospheric equatorial plane, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,631–14,641, 1998.
- Hu, Y. Q., and X. Z. Jia, Interplanetary shock interaction with the heliospheric current sheet and its associated structures, *J. Geophys. Res.*, *106*, 29,299–29,304, 2001.
- Hu, Y. Q., G. Q. Li, and X. Y. Xing, Equilibrium and catastrophe of coronal flux ropes in axisymmetrical magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1,072, 2003a.
- Hu, Y. Q., S. R. Habbal, Y. Chen, and X. Li, Are coronal holes the only source of fast solar wind at solar minimum?, *J. Geophys. Res.*, *108*, SSH 8–1, 2003b.
- Hundhausen, A. J., Sizes and locations of coronal mass ejections - SMM observations from 1980 and 1984-1989, *J. Geophys. Res.*, *98*, 13,177, 1993.
- Intriligator, D. S., W. Sun, M. Dryer, C. D. Fry, C. Deehr, and J. Intriligator, From the Sun to the outer heliosphere: Modeling and analyses of the interplanetary propagation of the October/November (Halloween) 2003 solar events, *J. Geophys. Res.*, *110*, 2005.
- Jeffrey, A., and T. Taniuti, *Non-Linear Wave Propagation with Application to Physics and Magnetohydrodynamics*, Academic Press, New York, 1964.
- Jia, X. Z., and Y. Q. Hu, Propagation properties of transient shocks in the inner heliospheric meridional plane, *Chinese J. Geophys. (in Chinese)*, *47*, 1–5, 2004.
- Jia, X. Z., Y. L. Yang, S. L. Liu, and Y. Q. Hu, Interplanetary current sheet and east-west asymmetry of shock properties, *Chinese J. Geophys. (in Chinese)*, *44*, 581, 2001.



- Jiang, G. S., and C. C. Wu, A high-order WENO finite difference scheme for the equations of ideal magnetohydrodynamics, *J. Comput. Phys.*, *150*, 561–594, 1999.
- Klein, L. W., and L. F. Burlaga, Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *87*, 613–624, 1982.
- Larson, D. E., R. P. Lin, J. M. McTiernan, J. P. McFadden, R. E. Ergun, M. McCarthy, H. Reme, T. R. Sanderson, M. Kaiser, R. P. Lepping, and J. Mazur, Tracing the topology of the October 18-20, 1995, magnetic cloud with $\sim 0.1 - 10^2$ keV electrons, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 1,911–1,914, 1997.
- Lepping, R. P., J. A. Jones, and L. F. Burlaga, Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 au, *J. Geophys. Res.*, *95*, 11,957, 1990.
- Lin, J., T. G. Forbes, and P. A. Isenberg, Prominence eruptions and coronal mass ejections triggered by newly emerging flux, *J. Geophys. Res.*, *106*, 25,053–25,073, 2001.
- Low, B. C., Equilibrium and dynamics of coronal magnetic fields, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, *28*, 491, 1990.
- Lugaz, N., W. B. Manchester IV, and T. I. Gombosi, Numerical simulation of the interaction of two coronal mass ejections from Sun to Earth, *Astrophys. J.*, *634*, 651–662, 2005.
- Lugaz, N., W. B. Manchester IV, I. I. Roussev, G. Toth, and T. I. Gombosi, Numerical investigation of the homologous CME events from active region 9236, *Astrophys. J.*, 2007, in press.
- Lundquist, S., Magnetohydrostatic fields, *Ark. Fys.*, *2*, 361–365, 1950.
- Manchester, W. B., T. I. Gombosi, I. Roussev, D. L. De Zeeuw, I. V. sokolov, K. G. Powell, G. Toth, and M. Opher, Three-dimensional MHD simulation of a flux rope driven CME, *J. Geophys. Res.*, *109*, 2004a.
- Manchester, W. B., T. I. Gombosi, I. Roussev, A. Ridley, D. L. De Zeeuw, I. V. sokolov, K. G. Powell, and G. Toth, Modeling a space weather event from the Sun to the Earth: CME generation and interplanetary propagation, *J. Geophys. Res.*, *109*, 2004b.



- McAllister, A. H., M. Dryer, and P. McIntosh, A large polar crown coronal mass ejection and a “problem” geomagnetic storm: April 14-23, 1994, *J. Geophys. Res.*, *101*, 13,497, 1996.
- McKenna-Lawlor, S. M. P., M. Dryer, Z. Smith, K. Kecskemety, C. D. Fry, W. Sun, C. S. Deehr, D. Berdichevsky, K. Kudela, and G. Zastenker, Arrival times of flare/halo CME associated shocks at the Earth: Comparison of the predictions of three numerical models with these observations, *Ann. Geophys.*, *20*, 20,917–20,935, 2002.
- McKenna-Lawlor, S. M. P., M. Dryer, C. D. Fry, W. Sun, D. Lario, C. S. Deehr, B. Sanahuja, V. A. Afonin, M. I. Verigin, and G. A. Kotova, Predictions of energetic particle radiation in the close Martian environment, *J. Geophys. Res.*, *110*, 2005.
- McKenna-Lawlor, S. M. P., M. Dryer, M. D. Kartalev, Z. Smith, C. D. Fry, W. Sun, C. S. Deehr, K. Kecskemety, and K. Kudela, Near real-time predictions of the arrival at earth of flare-related shocks during Solar Cycle 23, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Mikic, Z., and J. A. Linker, Disruption of coronal magnetic field arcades, *Astrophys. J.*, *430*, 898–912, 1994.
- Odstrcil, D., Z. Smith, and M. Dryer, Distortion of the heliospheric plasma sheet by interplanetary shocks, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 2,521, 1996a.
- Odstrcil, D., M. Dryer, and Z. Smith, Propagation of an interplanetary shock along the heliospheric plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, *101*, 19,973–19,986, 1996b.
- Odstrcil, D., J. A. Linker, R. Lionello, Z. Mikic, P. Riley, V. J. Pizzo, and J. G. Luhmann, Merging of coronal and heliospheric numerical two-dimensional MHD models, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2002.
- Odstrcil, D., M. Vandas, V. J. Pizzo, and P. MacNeice, Numerical simulation of interacting magnetic flux ropes, in *AIP Conf. Proc. 679, Solar Wind 10*, edited by M. Velli, R. Bruno, and F. Malara, pp. 699–702, 2003.
- Osher, S., and J. A. Sethian, Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations, *J. Comput. Phys.*, *79*, 12, 1988.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga, Nonlinear evolution of magnetic flux ropes: 1. low-beta limit, *J. Geophys. Res.*, *98*, 13,225, 1993a.



- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga, Dynamics of aging magnetic clouds, *Adv. Space Res.*, *13*, 57, 1993b.
- Osherovich, V. A., C. J. Farrugia, and L. F. Burlaga, Nonlinear evolution of magnetic flux ropes: 2. finite-beta plasma, *J. Geophys. Res.*, *100*, 12,307, 1995.
- Owens, M. J., V. J. Merkin, and P. Riley, A kinematically distorted flux rope model for magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Parker, E. N., *Interplanetary Dynamical Process*, Wiley-Interscience, New York, 1963.
- Pick, M., T. G. Forbes, G. Mann, H. V. Cane, J. Chen, A. Ciaravella, H. Cremades, R. A. Howard, H. S. Hudson, A. Klassen, K. L. Klein, M. A. Lee, J. A. Linker, D. Maia, Z. Mikic, J. C. Raymond, M. J. Reiner, G. M. Simnett, N. Srivastava, D. Tripathi, R. Vainio, A. Vourlidas, J. Zhang, T. H. Zurbuchen, N. R. Sheeley, and C. Marque, Multi-wavelength observations of CMEs and associated phenomena, *Space Science Reviews*, *123*, 341, 2006.
- Powell, K. G., P. L. Roe, R. S. Myong, T. Gombosi, and D. de Zeeuw, An upwind scheme for magnetohydrodynamics, in *AIAA 12th Computational Fluid Dynamics conference*, p. 661, San Diego, CA, 1995.
- Raouafi, N. E., S. Mancuso, S. K. Solanki, B. Inhester, M. Mierla, G. Stenborg, J. P. Delaboudiniere, and C. Benna, Shock wave driven by an expanding system of loops, *Astron. & Astrophys.*, *424*, 2004.
- Reames, D. V., Particle acceleration at the sun and in the heliosphere, *Space Science Reviews*, *90*, 413, 1999.
- Richardson, I. G., and H. V. Cane, The fraction of interplanetary coronal mass ejections that are magnetic clouds: Evidence for a solar cycle variation, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, 2004.
- Richardson, I. G., and H. V. Cane, A survey of interplanetary coronal mass ejections in the near-earth solar wind during 1996-2005, in *Solar Wind 11*, edited by B. Fleck and T. H. Zurbuchen, p. 154, Eru. Space Agency Spec. Publ., ESA SP-592, 2005.
- Riley, P., and N. U. Crooker, Kinematic treatment of CME evolution in the solar wind, *Astrophys. J.*, *600*, 1,035–1,042, 2004.



- Ryu, D., and T. W. Jones, Numerical magnetohydrodynamics in astrophysics: algorithm and tests for one-dimensional flow, *Astrophys. J.*, *442*, 228–258, 1995.
- Schmidt, J. M., and P. J. Cargill, Magnetic reconnection between a magnetic cloud and the solar wind magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1,023, 2003.
- Schmidt, J. M., and P. J. Cargill, A numerical study of two interacting coronal mass ejections, *Ann. Geophys.*, *22*, 2245–2254, 2004.
- Schwenn, R., A. Dal Lago, E. Huttunen, and W. D. Gonzalez, The association of coronal mass ejection with their effects near the earth, *Ann. Geophys.*, *23*, 1,033–1,059, 2005.
- Schwenn, R., J. C. Raymond, D. Alexander, A. Ciaravella, N. Gopalswamy, R. Howard, H. Hudson, P. Kaufmann, A. Klassen, D. Maia, G. Munoz-Martinez, M. Pick, M. Reiner, N. Srivastava, D. Tripathi, A. Vourlidas, Y. M. Wang, and J. Zhang, Coronal observations of CMEs, *Space Science Reviews*, *123*, 127, 2006.
- Shu, C. W., *Essentially Non-oscillatory and Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws*, Univ. Space Res. Assoc., Columbia, Md., 1997, ICASE Report 97–65.
- Shu, C. W., and S. Osher, Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, *J. Comput. Phys.*, *77*, 439, 1988.
- Skoug, R. M., W. C. Feldman, J. T. Gosling, D. J. McComas, and C. W. Smith, Solar wind electron characteristics inside and outside coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *105*, 23,069–23,084, 2000.
- Smart, D. F., and M. A. Shea, A simplified model for timing the arrival of solar flare-initiated shocks, *J. Geophys. Res.*, *90*, 183–190, 1985.
- Smith, Z., and M. Dryer, MHD study of temporal and spatial evolution of simulated interplanetary shocks in the ecliptic plane within 1 AU, *Solar Phys.*, *129*, 387–405, 1990.
- Smith, Z., D. Odstrcil, and M. Dryer, A 2.5-dimensional MHD parametric study of interplanetary shock interactions with the heliospheric current sheet / heliospheric plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, *103*, 20,581–20,589, 1998.



- Thompson, B. J., S. P. Plunkett, J. B. Gurman, J. S. Newmark, O. C. St. Cyr, and D. J. Michels, SOHO/EIT observations of an earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 2465, 1998.
- Thompson, B. J., J. B. Gurman, W. M. Neupert, J. S. Newmark, J.-P. Delaboudiniere, O. C. St. Cyr, S. Stezelberger, K. P. Dere, R. A. Howard, and D. J. Michels, SOHO/EIT observations of the 1997 April 7 coronal transient: Possible evidence of coronal moreton waves, *Astrophys. J.*, *517*, L151, 1999.
- Toth, G., I. V. Sokolov, T. I. Gombosi, D. R. Chesney, C. R. Clauer, D. L. De Zeeuw, K. C. Hansen, K. J. Kane, W. B. Manchester, R. C. Oehmke, K. G. Powell, A. J. Ridley, I. I. Roussev, Q. F. Stout, O. Volberg, R. A. Wolf, S. Sazykin, A. Chan, B. Yu, and J. Kota, Space Weather Modeling Framework: A new tool for the space science community, *J. Geophys. Res.*, *110*, 2005.
- Tsurutani, B. T., W. D. Gonzalez, F. Tang, S. I. Akasofu, and E. J. Smith, Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979), *J. Geophys. Res.*, *93*, 8,519, 1988.
- Tu, C. Y., C. Zhou, E. Marsch, L. D. Xia, L. Zhao, J. X. Wang, and K. Wilhelm, Solar wind origin in coronal funnels, *Science*, *308*, 519–523, 2005.
- Vandas, M., Interplanetary modeling of ICMEs, in *Proc. ISCS 2003 Symposium, “Solar Variability as an Input to the Earth’s Environment”*, edited by A. Wilson, ESA SP-535, pp. 527–534, 2003.
- Vandas, M., and D. Odstreil, Magnetic cloud evolution: A comparison of analytical and numerical solutions, *J. Geophys. Res.*, *105*, 12,605–12,616, 2000.
- Vandas, M., and D. Odstreil, Acceleration of electrons by interacting CMEs, *Astron. & Astrophys.*, *415*, 755–761, 2004.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Simulation of magnetic cloud propagation in the inner heliosphere in two dimensions 1. A loop perpendicular to the ecliptic plane, *J. Geophys. Res.*, *100*, 12,285–12,292, 1995.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Simulation of magnetic



- cloud propagation in the inner heliosphere in two dimensions 2. A loop parallel to the ecliptic plane and the role of helicity, *J. Geophys. Res.*, *101*, 2,505–2,510, 1996a.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Parametric study of loop-like magnetic cloud propagation, *J. Geophys. Res.*, *101*, 15,645–15,652, 1996b.
- Vandas, M., S. Fischer, P. Pelant, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, MHD simulation of the propagation of loop-like and bubble-like magnetic clouds, in *AIP Conf. Proc.* *382, Solar Wind 8*, pp. 566–569, 1996c.
- Vandas, M., S. Fischer, M. Dryer, Z. Smith, T. Detman, and A. Geranios, MHD simulation of an interaction of a shock wave with a magnetic cloud, *J. Geophys. Res.*, *102*, 22,295–22,300, 1997a.
- Vandas, M., S. Fischer, D. Odstrcil, M. Dryer, Z. Smith, and T. Detman, Flux ropes and spheromaks: A numerical study, in *Coronal mass ejections*, edited by N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman, vol. 99 of *Geophys. Monogr. Ser.*, pp. 169–176, AGU, 1997b.
- Vandas, M., D. Odstrcil, and S. Watari, Three-dimensional MHD simulation of a loop-like magnetic cloud in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2002.
- Vassiliadis, D., A. J. Klimas, J. A. Valdivia, and D. N. Baker, The *Dst* geomagnetic response as a function of storm phase and amplitude and the solar wind electric field, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24,957, 1999.
- Wang, A. H., S. T. Wu, and N. Gopalswamy, Magnetohydrodynamic analysis of January 20, 2001, CME-CME interaction event, in *Particle acceleration in astrophysical plasmas: Geospace and Beyond*, edited by D. Gallagher, J. Horwitz, J. Perez, R. Preece, and J. Quenby, vol. 156 of *Geophys. Monogr. Ser.*, pp. 185–195, AGU, Washington, D. C., 2005b.
- Wang, Y. M., S. Wang, and P. Z. Ye, Multiple magnetic clouds in interplanetary space, *Solar Phys.*, *211*, 333–344, 2002a.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, G. P. Zhou, and J. X. Wang, A statistical study on the geoeffectiveness of Earth-directed coronal mass ejections from March 1997 to December 2000, *J. Geophys. Res.*, *107*, 1,340, 2002b.



- Wang, Y. M., P. Z. Ye, and S. Wang, Multiple magnetic clouds: Several examples during March - April, 2001, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1,370, 2003a.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, and X. H. Xue, An interplanetary cause of large geomagnetic storms: Fast forward shock overtaking preceding magnetic cloud, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1,700, 2003b.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, and M. Xiong, Theoretical analysis on the geoeffectiveness of a shock overtaking a preceding magnetic cloud, *Solar Phys.*, *216*, 295–310, 2003c.
- Wang, Y. M., C. L. Shen, S. Wang, and P. Z. Ye, An empirical formula relating the geomagnetic storm's intensity to the interplanetary parameters: $-\overline{VB_z}$ and Δt , *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 2,039, 2003d.
- Wang, Y. M., C. L. Shen, S. Wang, and P. Z. Ye, Deflection of coronal mass ejection in the interplanetary medium, *Solar Phys.*, *222*, 329–343, 2004a.
- Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, and H. N. Zheng, MHD simulation of the propagation and evolution of multiple magnetic clouds in the heliosphere, in *the 35th COSPAR Scientific Assembly*, Paris, France, 2004b.
- Wang, Y. M., H. N. Zheng, S. Wang, and P. Z. Ye, MHD simulation on formation and propagation of multiple magnetic clouds in the heliosphere, *Astron. & Astrophys.*, *434*, 309–316, 2005a.
- Wang, Y. M., X. H. Xue, C. L. Shen, P. Z. Ye, S. Wang, and J. Zhang, Impact of major coronal mass ejections on geo-space during 2005 September 7-13, *Astrophys. J.*, *646*, 625, 2006a.
- Wang, Y. M., M. Xiong, H. N. Zheng, C. L. Shen, X. H. Xue, P. Z. Ye, and S. Wang, Deflected propagation of CMEs in the interplanetary medium, in *the 36th COSPAR Scientific Assembly*, PSW1-0036-06, Beijing, China, 2006b.
- Watanabe, T., T. Kakinuma, M. Kojima, and R. Schwenn, Large-scale propagation properties of an interplanetary disturbances in association with a “halo” coronal mass ejection on 27 November 1979, *Nagoya Univ. Proc. Res. Inst. Atmos.*, *36*, 11, 1989.



- Webb, D. F., and R. A. Howard, The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux, *J. Geophys. Res.*, *99*, 4201, 1994b.
- Webb, D. F., T. G. Forbes, H. Aurass, J. Chen, P. Martens, B. Rompolt, V. Rusin, S. F. Martin, and V. Gaizauskas, Material ejection: Report of the flares 22 workshop held at Ottawa, Canada, May 1993, *Solar Phys.*, *153*, 73, 1994a.
- Webb, D. F., E. W. Cliver, N. U. Crooker, O. C. S. Cyr, and B. J. Thompson, Relationship of halo coronal mass ejections, magnetic clouds, and magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, *105*, 7491–7508, 2000.
- Wei, F. S., Statistical study on the asymmetric propagation of flare-associated interplanetary shock waves, *Sci. Sin. Ser. A.*, *31*, 451, 1988.
- Wei, F. S., and M. Dryer, Propagation of solar flare-associated interplanetary shock waves in the heliospheric meridional plane, *Solar Phys.*, *132*, 373, 1991.
- Wei, F. S., R. Liu, Q. Fan, and X. Feng, Identification of the magnetic cloud boundary layers, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1,263, 2003a.
- Wei, F. S., R. Liu, X. Feng, D. Zhong, and F. Yang, Magnetic structures inside boundary layers of magnetic clouds, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 2283, 2003b.
- Wei, F. S., X. Feng, F. Yang, and D. Zhong, A new non-pressure-balanced structure in interplanetary space: Boundary layers of magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.
- Winterhalter, D., E. J. Smith, M. E. Burton, and N. Murphy, The heliospheric plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, *99*, 6,667, 1994.
- Wu, S. T., A. H. Wang, and D. A. Falconer, A three-dimensional magnetohydrodynamic (MHD) model of active region evolution, in *Coronal and Stellar Mass Ejection, IAU Symposium Proceedings of the International Astronomical Union 226, 13-17 September, Beijing*, edited by K. Dere, J. Wang, and Y. Yan, pp. 291–301, Cambridge University Press, Cambridge, 2005.
- Wu, S. T., A. H. Wang, Y. Liu, and J. T. Hoeksema, Data-driven magnetohydrodynamic model for active region evolution, *Astrophys. J.*, *652*, 800–811, 2006.



- Xie, H., N. Gopalswamy, P. K. Manoharan, A. Lara, S. Yashiro, and S. Lepri, Long-lived geomagnetic storms and coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *111*, 251–302, 2006.
- Xiong, M., H. N. Zheng, Y. M. Wang, X. R. Fu, S. Wang, and X. K. Dou, A numerical simulation on the solar-terrestrial transit time of successive CMEs during November 4-5, 1998, *Chinese J. Geophys.*, *48*, 805–813, 2005.
- Xiong, M., H. N. Zheng, Y. M. Wang, and S. Wang, Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006a.
- Xiong, M., H. N. Zheng, Y. M. Wang, and S. Wang, Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006b.
- Xue, X. H., Y. M. Wang, P. Z. Ye, S. Wang, and M. Xiong, Analysis on the interplanetary causes of the great magnetic storms in solar maximum (2000-2001), *Planet. Space Sci.*, *53*, 443–457, 2005.
- Zhang, J., K. P. Dere, R. A. Howard, and V. Bothmer, Identification of solar sources of major geomagnetic storms between 1996 and 2000, *Astrophys. J.*, *582*, 520–533, 2003.
- Zhang, M., and B. C. Low, The hydromagnetic nature of solar coronal mass ejections, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, *43*, 103–137, 2005b.
- Zhang, Y. Z., Y. Q. Hu, and J. X. Wang, Double catastrophe of coronal flux rope in quadrupolar magnetic field, *Astrophys. J.*, *626*, 1,096–1,101, 2005a.



个人简历

中国科技大学 1998 级空间物理专业本科生，于 2002 年 6 月获理学学士学位，随后四五分流攻读本校空间物理专业博士学位。

曾获香港求是科技基金会“2006 年求是研究生奖”、中国科技大学“2006 年研究生学术论坛校级一等奖”以及中国科技大学“2005 年研究生创新基金” (KD2005030) 等。

曾应“*Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*”的邀请，评审如下的一篇文章。

- N. Lugaz, W. B. Manchester IV, I. I. Roussev, and T. I. Gombosi (2007), Observational evidence of CMEs interacting in the inner heliosphere as inferred from MHD simulations, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, accepted.



Publications

正在进行的论文

1. **Xiong, Ming**, Huinan Zheng, Yuming Wang, and Shui Wang (2007), Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between two interplanetary magnetic clouds and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision, *J. Geophys. Res.*, in preparation.

已经发表的第一作者的论文

1. **Xiong, Ming**, Huinan Zheng, S. T. Wu, Yuming Wang, and Shui Wang (2007), Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between two interplanetary magnetic clouds and its consequent geoeffectiveness, *J. Geophys. Res.*, 112, A11103, doi:10.1029/2007JA012320.
2. **Xiong, Ming**, Huinan Zheng, Yuming Wang, and Shui Wang (2006b), Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision, *J. Geophys. Res.*, 111, A11102, doi:10.1029/2006JA011901.
3. **Xiong, Ming**, Huinan Zheng, Yuming Wang, and Shui Wang (2006a), Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness, *J. Geophys. Res.*, 111, A08105, doi:10.1029/2005JA011593.



4. 熊明, 郑惠南, 汪毓明, 傅向荣, 王水, 窦贤康 (2005), 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*, 48(4): 731–738.

Xiong, Ming, Huinan Zheng, Yuming Wang, X. R. Fu, Shui Wang, and X. K. Dou (2005), A numerical simulation on the solar-terrestrial transit time of successive CMEs during November 4–5, 1998, *Chinese J. Geophys.*, 48(4): 731–738.

其它作者的论文

1. Xue, X. H., Yuming Wang, P. Z. Ye, S. Wang, and **M. Xiong** (2005), Analysis on the interplanetary causes of the great magnetic storms in solar maximum (2000-2001), *Planet. Space Sci.*, 53, 443-457.
2. Wang, Y. M., P. Z. Ye, S. Wang, and **M. Xiong** (2003), Theoretical analysis on the geoeffectiveness of a shock overtaking a preceding magnetic cloud, *Sol. Phys.*, 216, 295-310.