第 21 卷 第 4 期 天 文 学 进 展 Vol.21, No.4
2003 年 12 月 PROGRESS IN ASTRONOMY Dec., 2003

行星际磁云研究新进展

汪毓明 叶品中 王 水
(中国科学技术大学地球和空间科学学院 合肥 230026)

摘 要

从飞船的观测结果、磁云形态及演化的理论模型、磁流体动力学 (MHD) 数值模拟、激波对磁云的作用、多重磁云等 5 个方面，评述了行星际磁云的研究成果及最新进展。在太阳峰年，大部分的非重现性地磁暴都与磁云有关。最近的研究表明，压缩后的磁云往往能产生更大的地磁效应。深入研究磁云对空间天气研究有着特殊的价值，特别是对提高大磁暴的预报水平有着重要帮助。

关 键 词 天体物理学 — 磁云 — 综述 — 行星际

分 类 号 P185.9

1 引 言

磁云 (MC) 是一种常见的行星际空间中的抛射物，它被认为是日冕物质抛射 (CME) 的一种产物 [1,2] 。磁云有 3 个基本特征：增强的磁场、磁场方向有着大而平滑的旋转以及低的质子温度 [3] 。统计研究表明，将近有一半的行星际抛射是磁云 [1,2,4] 。由于磁云有着比较规则的磁场和显著的地磁效应，人们对它的研究已经有 20 多年的历史了。

CME 是太阳大气中频繁发生的最强烈的爆发活动之一。一次典型的 CME 可以携带大约 10^{23} Maxwells 的磁通量和 10^{13} kg 的等离子体 [5,6] 。在太阳谷年， CME 平均每 5 d 发生一次；而在太阳峰年， CME 平均每天发生 3~4 次 [7] 。有关 CME 的特征和它对地球的影响已经被很多学者研究过了 [5,8,9~14] 。当 CME 运行到行星际空间时，就被称之为行星际 CME (ICME) 。如果 ICME 满足磁云的 3 个特征的话，就可以认为它是磁云。

地磁暴被定义为由于赤道环电流的增强而引起的地球磁场扰动。其产生的基本原因是南向的行星际磁场经过地球与地球磁场作用从而引起环电流的增强。这种作用是通过磁场重联实现的。在重联期间大量的太阳风能量被输入到地球磁层 [15] 。研究表明，太阳风等离子体的速度 V 、行星际磁场的南向分量 B_s 是能量传输过程中最重要的两个因素 [15] 。对于产生大磁

国家重点基础研究发展规划项目 (G2000078405) 资助课题 国家自然科学基金重点项目 (49834030) 资助课题
2003-01-06 收到 2003-04-16 收到修定稿

暴 ($Dst < -100$ nT) 的行星际参数则有一个相对简单的标准，即 $B_s \geq 10$ nT 并持续 3 h 以上 [16]。磁云是行星际空间中强南向磁场分量的主要来源，它与非重现性地磁暴有着很好的相关性 [17]。

由于磁云在日地事件中占据着重要的地位，因此深入理解磁云对空间天气研究有着特殊的价值，特别是对提高大磁暴的预报水平有着重要帮助。本文的目的是综述磁云研究的最新进展，包括观测结果、理论模型、数值模拟、激波对磁云的作用，以及多重磁云的现象等，以期能够对进一步的研究有所帮助。

2 观测结果

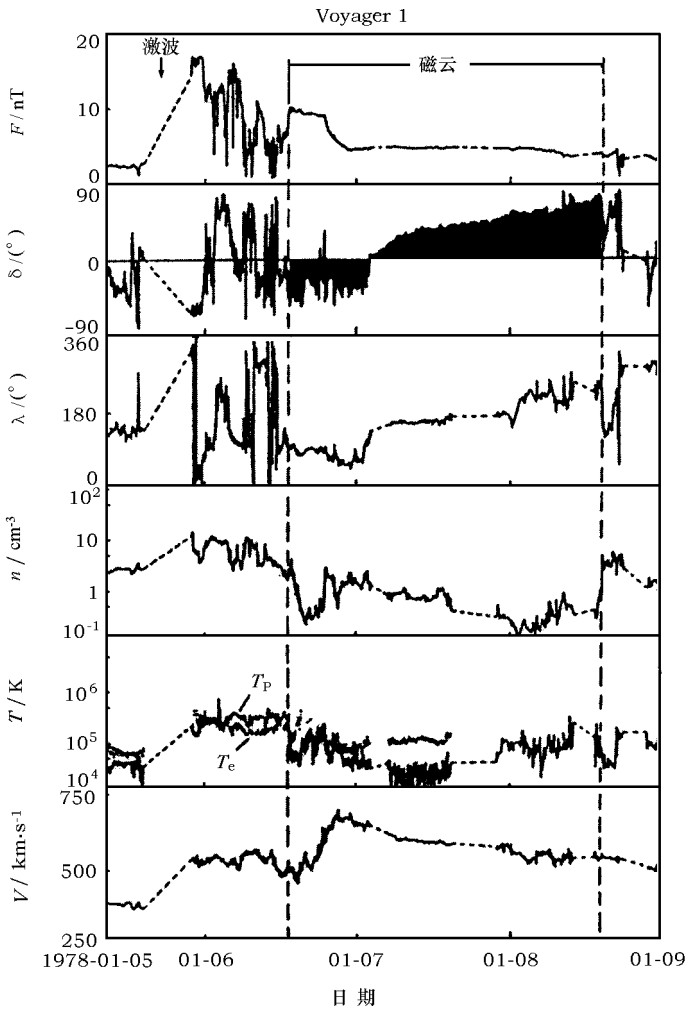

图 1 Voyager 1 测得的磁场和等离子体数据 [3]

从上到下分别是磁场强度 F、磁场方向在日球层坐标系内的仰角 δ 和方位角 λ、质子数密度 n、温度 T 以及太阳风速度 V。

磁云这个概念是由 Burlaga 等人[3] 在 1981 年提出的。他们利用 5 个飞船 (Voyager 1 和 2 、 Helios 1 和 2 、 IMP 8) 取得的磁场和等离子体参数的观测资料，分析了发生在 1978 年 1 月的一个磁云事例。这些飞船当时都处在比较合适的观测位置。 Voyager 1 和 2 彼此比较接近，在 2 AU 处，相对地球偏东 30° ； Helios 1 在 0.9 AU 处，靠近 Voyager 和太阳的连线；Helios 和 IMP 8 彼此接近，都在地球附近。图 1 显示了 Voyager 1 的磁场和等离子体观测数据。图中垂直的虚线表示磁云部分。从 1978 年 1 月 6 日的中午到 8 日的中午，磁云经过飞船。磁云前端驱动着一个激波。磁云与激波之间的区域叫鞘层。在这个区域里，磁场的扰动特别强烈，等离子体的温度和密度也异常的高。

磁云里面的磁场强度 F 高于周围太阳风里的平均磁场强度。磁场的方向与太阳赤道面的夹角 δ 从偏向南边慢慢转向北边。质子温度在磁云的边界突然下降，形成一个质子低温槽。相应的太阳风速度在磁云内部持续缓慢下降。这种下降暗示了磁云在远离太阳的运动过程中同时也在膨胀。由于膨胀的存在，磁云前端的速度大于尾部的速度。因此当飞船穿过磁云时，能够观测到一条持续下降的速度曲线。磁云在运动过程中的膨胀也能够通过多个飞船的观测来证实。在 1 AU 处，磁云大约持续了 1 天多，而在 2 AU 处，磁云的持续时间接近 2 d 。如果假设这个等离子体团在 1 AU 到 2 AU 之间的运动速度不变的话，磁云持续时间的变长就反映了它的膨胀。进一步的观测表明，在 1 AU 处磁云的尺度大约是 0.28 AU ，持续时间大约 25 h [18] ；它的膨胀速度约为 0.5 倍的 Alfvén 速度[4] 。

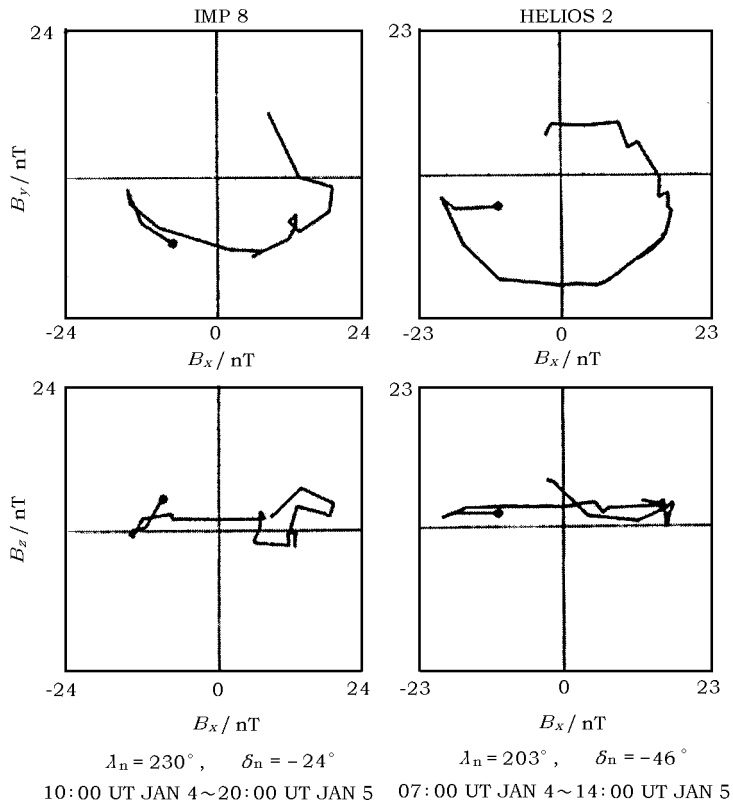

图 2　根据卫星数据用最小变化方法获得的磁场变化曲线[3]

通过使用最小变化的分析方法 [19]， Burlaga 等人 [3] 研究了磁云的磁场位形。图 2 显示了 IMP 8 和 Helios 2 的磁场观测结果。图中 Z 指向磁场矢量 $\boldsymbol{B}$ 变化最小的方向， X–Y 平面与 Z 垂直， $\lambda_{\rm n}$ 和 $\delta_{\rm n}$ 分别是 Z 矢量在日球层坐标系中的经度和纬度。飞船的观测结果一致：磁场 $\boldsymbol{B}$ 在 X–Y 平面内旋转了一个大而平滑的角度。因此， Burlaga 等人认为磁云的形状像一个有着较大尺度的通量管。

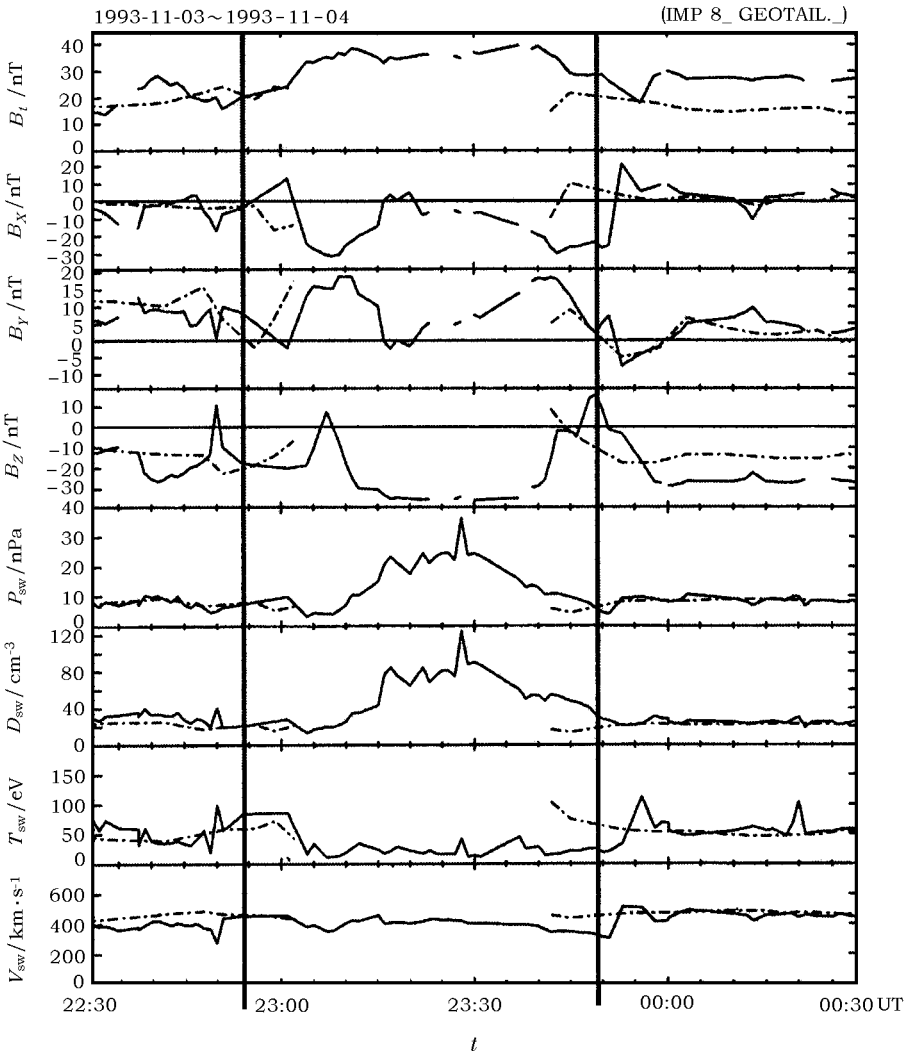

图 3 小尺度通量管结构的观测数据 [21]

在行星际空间中，极小尺度的通量管结构也存在 [20,21]。图 3 显示的是一个发生在 1993 年 11 月初的事件 [21]。当时飞船观测到了增强的磁场、明显的磁场旋转以及低的质子温度，这些都是磁云的特征。然而，这个结构是否是磁云仍有争议，毕竟它的尺度相对于典型磁云的尺度来说太小，很可能只是某一种不同于其他抛射的瞬时结构。

作为行星际抛射中的一种，磁云除了上述 3 个特征外，还具有其他一些特征。比如：密

度比 He^{++}/H^{+} 和 O^{7+}/O^{6+} 有着相对较高的值 (分别大于 0.05 和 1) [22~24]，质子的 β (质子热压与磁压的比值) 约小于 0.1 [25~27]。通过分析 OMNI (Operating Missions as Nodes on the Internet) 卫星的数据，Richardson 和 Cane [28] 发现 $T_{\rm p}/T_{\rm exp} < 0.5$ 也是判断是否是 ICME 的标准，其中 $T_{\rm p}$ 是实际测量得到的质子温度，$T_{\rm exp}$ 是根据经验公式 [29] 利用对应的太阳风速度得出的质子温度的期望值。然而，这些判据都不是完全准确的，反例也确实存在 [6,30]。此外，在磁云中，电子温度和电子密度呈现负相关，电子温度远大于质子温度，在 1 AU 处，$T_{\rm e}/T_{\rm p}$ 大约为 6~7 [31~33]。因此，这类等离子体中 Lundau 阻尼很微弱，离子声波可以被激发 [34]。

磁云边界的确定是磁云认证中的一个重要方面。上述磁云特征都可以作为参考条件来判断磁云的边界层。但由于反例的存在，仍然有着不确定性。最近，Wei 等人 [35] 分析了 70 个磁云的边界层特征，并结合数值模拟，提出了一个新的认证磁云边界层的标准。磁云的边界层是磁云在传播过程中与周围介质相互作用的区域。Wei 等人认为它具有一定厚度。大多数磁云边界层的外边界是磁重联边界，在该处，由于磁场的湮灭，质子温度、密度和等离子体 β 均较高；而边界层的内边界则有着低的质子温度、密度和 β，它将磁云本体与边界层分离，使之不受外界的影响。此外，对磁云前边界的统计研究表明，磁场在该边界层起伏的各向异性程度的变化很可能是判断磁云地磁效应的一个有用的指标 [36]。当各向异性程度增加时，对应的 Kp 指数往往上升 (Dst 指数下降)；反之，则 Kp 指数下降 (Dst 指数上升)。

3　理论模型

3.1　磁云的形态

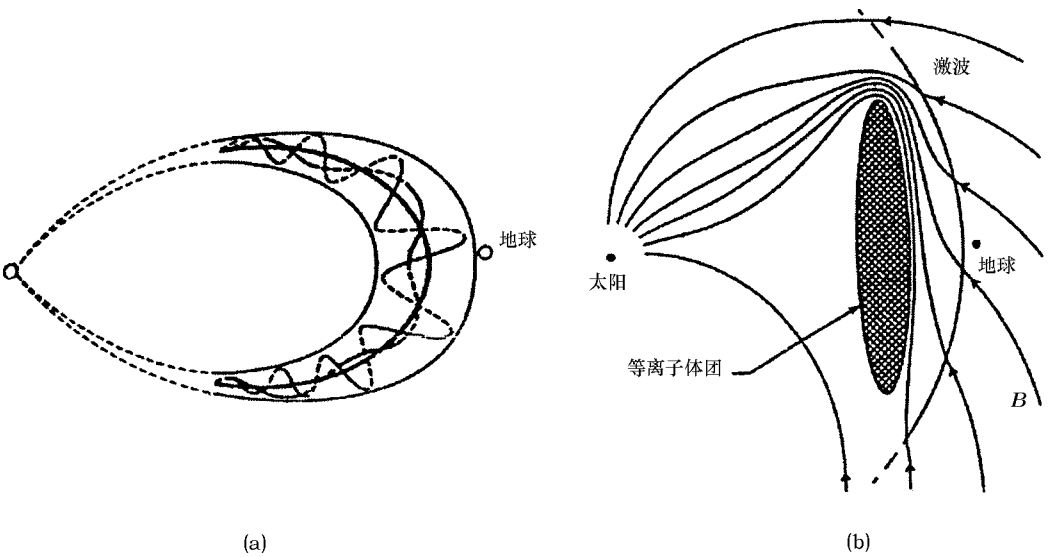

图 4　磁云理论模型示意图 [5]

(a) 磁通量管模型；(b) 有封闭磁表面的等离子体团模型。

自从磁云的概念提出以来，有关磁云的理论模型已经得到了广泛的研究。最初，一个近似无力场模型被用来描述磁云。一些学者认为磁云可以近似看成一个磁通量管 [37~45]，如图 4 (a) 所示。它具有磁绳形状，磁场有轴向和角向两个分量。由于它的尺度很大，局部来看，通量管的曲率可以被忽略，因此磁云也可以认为是直的磁通量管。在这种观点下，通量管的磁场可能仍旧与太阳相连。另外一些学者认为磁云是一个有着封闭磁表面的等离子体团 [46~48]，如图 4(b) 所示。这种形态就表明磁云的磁场与太阳表面不相连。此外，还有一些其他可能的形态，如磁舌 [49]，但几乎没有观测证据可以支持这种观点。

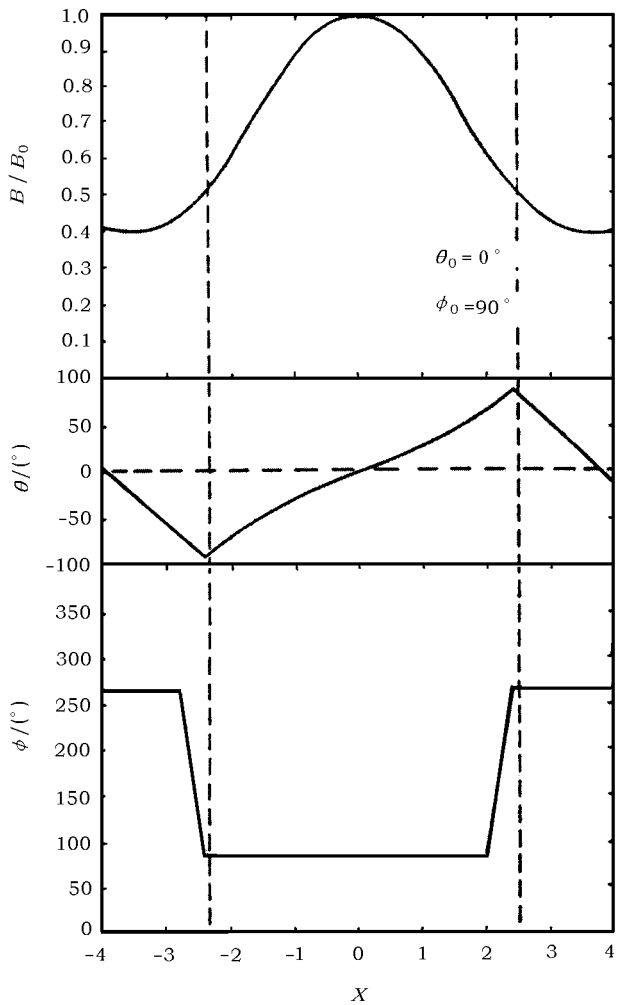

图 5 根据磁通量管模型得到的磁场曲线 [38]

θ 和 ϕ 是 GSM 坐标系下磁场的仰角和方位角，θ_0 和 ϕ_0 表示磁云轴的方向。

无力场可以由下面的方程描述：

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

对于常系数 α ，可以得到二阶线形矢量差分方程：

$$\nabla^2 \boldsymbol{B} + \alpha^2 \boldsymbol{B} = 0 \ . \tag{2}$$

磁通量管模型在柱坐标系 $(R\ ,\ \Phi\ ,\ Z)$ 中，有 Lundquist 解：

$$\begin{aligned} B_R &= 0 \ , \\ B_\Phi &= H B_0 J_1(\alpha R) \ , \\ B_z &= B_0 J_0(\alpha R) \ . \end{aligned} \tag{3}$$

其中 $H = \pm 1$ 表示磁场的手证性，J_0 和 J_1 分别是 0 阶和 1 阶的 Bessel 函数。通量管的边界在 J_0 的第一个零点处，即 $R_0 = 2.41/\alpha$ 处。当飞船穿过该通量管时，得到的磁场曲线如图 5 所示。总磁场在其中间有一个极大值，且在磁场的方向有一个缓慢平滑的旋转。然而，实际上，考虑到磁云的磁场随时间变化，即磁云在向外的运动过程中伴随着膨胀，观测到的磁场强度的峰值应该偏向磁云的前缘 [32,50]。Lepping 等人 [18] 运用这种磁通量管模型拟合了大量的观测数据，得到了比较一致的结果，并且发现磁云的轴在 GSE 坐标系中的方向 (纬度 θ 和经度 ϕ) 大致集中在 $-15° \pm 47°$ 和 $-102° \pm 34°$ 。

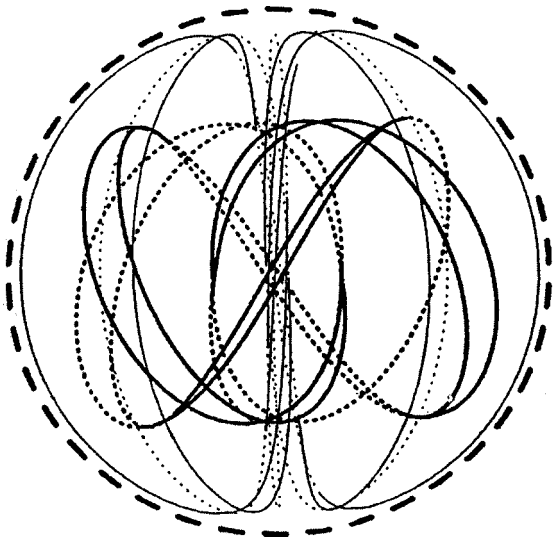

图 6　球马克模型中的磁场位形 [48]

对于有封闭磁表面的等离子体团模型，在球坐标系 $(r,\ \theta,\ \phi)$ 下也能找到相应的解析解 [51]。它的磁场拓扑具有球形的表面 (如图 6 所示)，因此这种模型称为经典球马克模型 [52]。当然它也可以具有椭圆或扁平形状 [46,48]。但是不同于球马克模型，在这些椭球状的等离子体团中，磁力线不是完全对称的，有一些磁力线仅被束缚在椭球的某一个半区内。单点观测到的球马克模型的磁场曲线与磁通量管相类似，其总磁场强度呈单峰结构；然而对于椭球模型，其总磁场强度的曲线有时为双峰结构，这与假想的观测路线有关 [48]。但在实际观测中，很少发现这种双峰结构。

此外，还有一些其他模型，它们大多基于磁云是一个类似于磁通量管的假设而加以改进的，比如螺旋环模型 [43]、非无力场模型 [45] 等。所有这些模型都能大致反映出磁云磁场的基本特征。

3.2　磁云的演化

Kumar 和 Rust [44] 利用方程组 (3) 给出的磁通量管模型，研究了磁云在向外运动过程中

的演化。他们假设磁云中的轴向磁通量和磁螺度守恒，得到如下比例关系：

$$\begin{aligned} R_0 &\propto d \ , \\ B_0 &\propto d^{-2} \ , \\ E_{\rm m} &\propto d^{-1} \ . \end{aligned} \tag{4}$$

其中 R_0 是磁云 (磁通量管) 的半径， d 是磁云离太阳的距离， $E_{\rm m}$ 是磁云携带的磁能。当磁云远离太阳时，一部分磁能转换成了其他形式，总的磁能下降。这可能是磁云中电子具有高温的原因。如果假设磁云的中心以匀速度 $V_{\rm c}$ 运动的话，磁云的膨胀速度 $V_{\rm exp}$ 可以表示为 $R_0 V_{\rm c}/d$ ，磁云中太阳风速度曲线的下降斜率可以近似为 $V_{\rm c}^2/d$ 。 Kumar 和 Rust 把理论推导的结果与 24 个观测事例比较，发现理论与观测符合得非常好，理论值约是观测值的 1.04 倍。

Osherovich 等人 [40~42] 则利用相似解研究了磁通量管的非线性演化。他们发现当不存在气体压力时，磁通量管内的磁压力与磁张力精确平衡，磁通量管在演化过程中不会膨胀，它只能在无力场状态附近来回振荡。只有当气体压力存在，并且多方指数 γ <1 时，磁通量管才会膨胀 [32,41,42] 。在时间 $t \longrightarrow \infty$ ，并假设磁云中心的运动速度不变时， Osherovich 等人 [41] 得到如下关系：

$$\begin{aligned} B_0 &\propto d^{-1/\gamma} \ , \\ V_{\rm exp} &= \frac{R_0}{2\gamma d} V_{\rm c} \ . \end{aligned} \tag{5}$$

显然，当 $\gamma = 0.5$ 时，磁云的轴心磁场强度大小以及磁云的膨胀速度都与 Kumar 和 Rust [44] 得出的结论相同。Osherovich 等人 [31] 还利用这个演化模型，结合单个飞船穿过磁云测得的粒子温度与密度变化的关系，得出电子的多方指数 $\gamma_{\rm e} \approx 0.48 \pm 0.20$ 和质子的多方指数 $\gamma_{\rm p} \approx 1.2 \pm 0.1$ 。然而他们用这种方法得到的 γ 并不是我们通常意义上所认为的多方指数。一般，多方指数反映的是某一块物质元在整个运动过程中热力学量的变化途径，而单个飞船测到的只是不同的物质元在不同时刻的热力学量之间的关系，因此它不能反映磁云内部在运动中的多方过程 [33] 。而且数值研究表明，在绝热情况 $\gamma = 5/3$ 下，磁云同样能够膨胀 [53] 。

对于球马克模型， Low [54] 也找到了一个相似解，其多方指数 γ 必须等于 4/3 。它的膨胀速度基本上是磁通量管模型的 1/3 [50] 。

通过理论与观测的大量比较，人们更倾向于认为磁云是近似的磁通量管而不是有着封闭磁表面的等离子体团。然而，磁云中的磁场是否与太阳表面相连仍是个有争议的话题。

4 数值模拟

根据理论模型， Vandas 等人 [53,55,56] 对磁云运动进行了 2.5 维 MHD 模拟。他们假设初始磁云是一个 Lundquist 磁通量管，选择磁云的轴垂直和平行黄道面两种情况。黄道面中的磁场是 Parker 螺旋磁场，子午面内的磁场是单极磁场，模拟区域从 18 个太阳半径到 2 AU 附近，太阳风速度有一个缓慢的梯度，底部为 250 km/s ， 1 AU 处加速到 360 km/s 左右。模拟结果表明，磁云的传播与磁云的轴和黄道面的夹角没有关系。在 1 AU 处，磁云基本上仍然能保持它原有的磁场结构。磁云的膨胀速度越靠近太阳越快，而且垂直于运动方向的膨胀速度

大于沿着运动方向上的膨胀速度。磁云在运动过程中不能保持原有的方向，它会偏向磁云内部磁场与外部磁场反向平行的一边 (如图 7 所示) 。此外，通过选择不同的初始条件， Vandas 等人 [53] 发现具有较大动量 (大的初速度或高密度) 或受到较小阻力 (低的背景磁场) 的磁云能够更快地到达 1 AU 处。这一点与我们的常识是一致的。

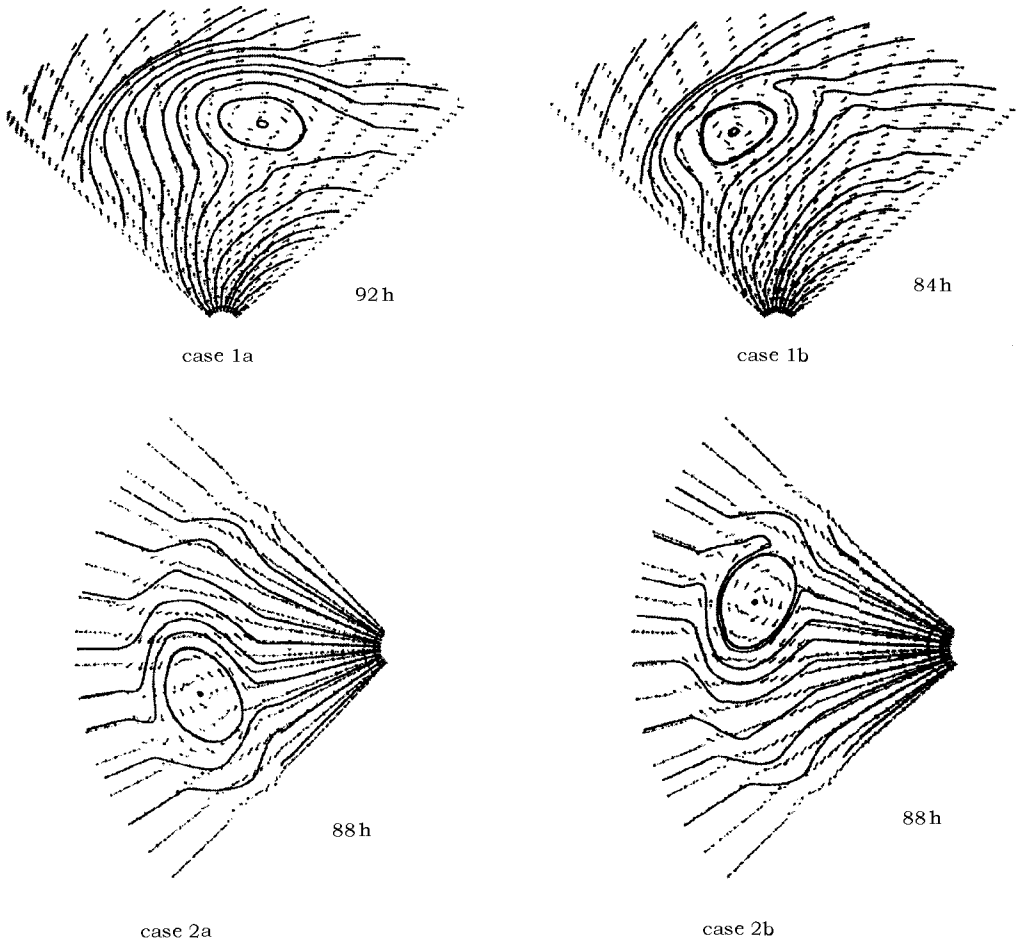

图 7　磁云在向外运动过程中会偏向磁云内部磁场与外部磁场反向平行的一边 [56]

算例 case 1 是在黄道面内， case 2 是在子午面内。

球马克状磁云的运动也被 MHD 数值模拟的方法研究过 [57,58] 。结果表明，无论初始时球马克的极轴如何摆放，在传播过程中它总会慢慢偏向于球马克的运动方向。如果飞船刚好穿过球马克的中轴，记录到的数据只能显示一个增强的磁场，而没有磁场的旋转和质子温度的降低。通过比较磁通量管和球马克的数值模拟结果， Vandas 等人 [57] 发现它们的运动速度和传播时间是相近的，球马克与其驱动的激波之间的鞘层要比磁通量管前的激波鞘层薄得多。通常单点的飞船观测很难辨别磁云是磁通量管的形状还是球马克形状。

值得一提的是，这些数值模拟的背景态都取得过于简单，与实际情况差别较大，例如没有考虑日球层电流片的影响。进一步的工作应该在更真实的模拟环境中进行。

5 激波对磁云的作用

当抛射物相对于背景太阳风的速度大于当地的快磁声波速时，前方就会形成一个激波。Tsurutani 等人[59] 通过研究 5 个特大地磁暴 ($Dst \leq -200$ nT)，发现其中有 3 个事件与激波

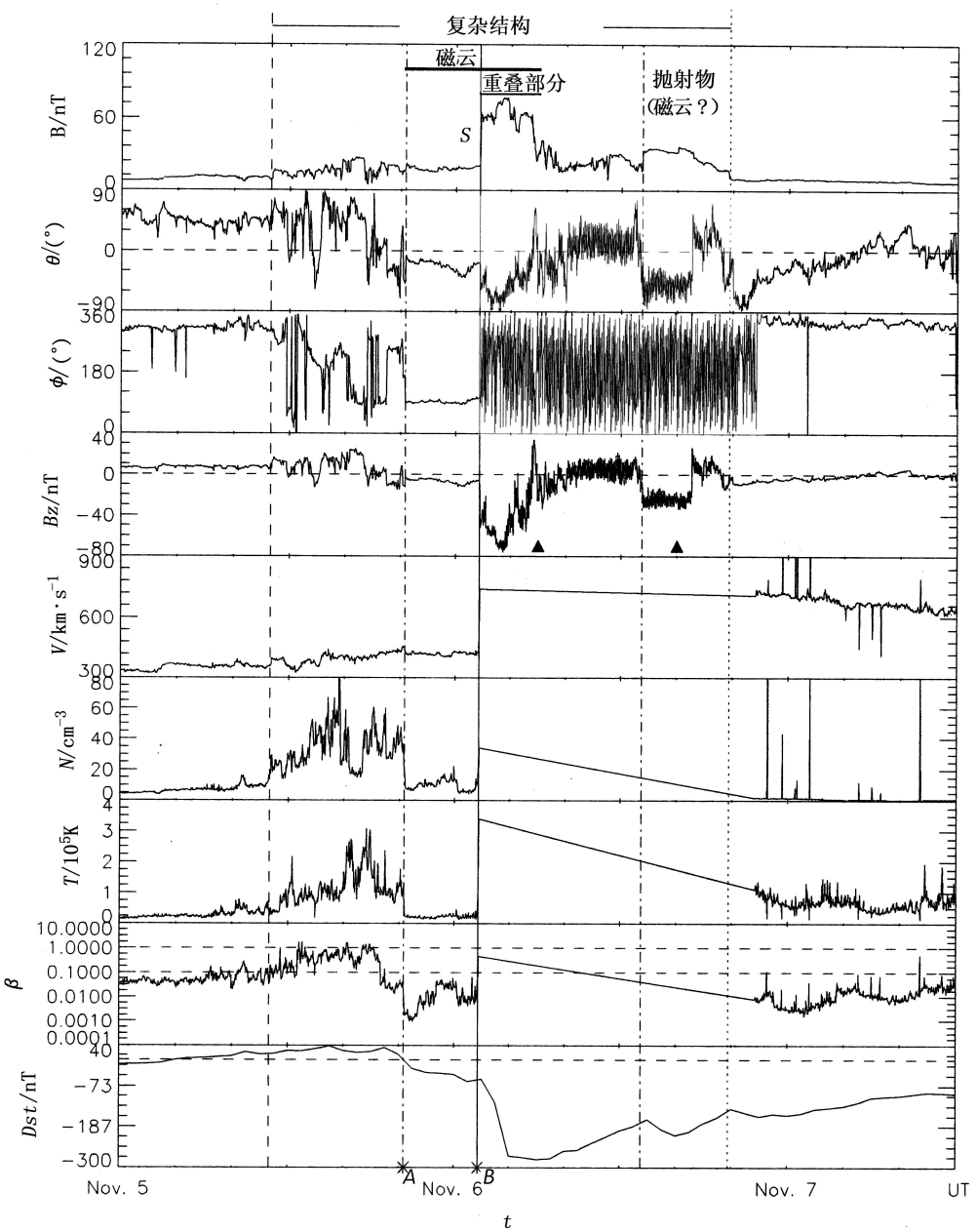

图 8 2001 年 11 月 5~7 日 WIND 卫星的观测结果[62]

一个快速的强激波正在穿越前面的磁云. 从上到下分别是总磁场强度 B 、磁场方向在 GSM 坐标系内的夹角 θ 和 ϕ 、磁场的 Z 分量 B_Z 、太阳风速度 V 、质子数密度 N 、质子温度 T 、质子 β 和地磁指数 Dst .

压缩前面的南向磁场分量有关。他们认为这种激波压缩机制有着特殊的地磁效应。在磁云内部一般都存在着较大的南向磁场，这为激波压缩机制提供了前提条件。然而，磁云中是否能够存在激波是一个值得注意的问题[60,61]。通常 1 AU 处太阳风中的快磁声波速是 50~70 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 200 km/s，因此一般磁云中不存在激波。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。

图 8 是一个激波进入前方磁云的事例[62]。它产生的强烈的 B_s 事件引起了 2001 年 11 月 6 日的特大地磁暴 ($Dst = -277$ nT)。在这个事件中，行星际磁场强度在激波到达时从 20 nT 跳到 60 nT 左右，原先激波前的南向磁场被大大增强。遗憾的是，可能由于强激波的冲击，没有等离子体的观测数据。通过对这次事件的太阳源的认证以及不同飞船 (WIND 和 ACE) 之间观测资料的比较，可以估计这个强激波的驱动源的运行速度在 900 km/s 以上，远大于在该磁云中产生激波所要求的最低值 (610 km/s)。所以这个事件中激波应该能够在磁云中存在。

类似的事件在以前的研究中也提到过，比如 1979 年 4 月 5 日的事件[63] 和 1995 年 10 月 19 日的事件[64]。在这两个事件中，磁场在激波面大致从 20 nT 跳变到 40 nT。尽管这期间也有强磁暴产生，但它们是由激波前未被压缩的磁云内的南向磁场导致的，而不是由激波压缩后的磁场产生的，因为激波压缩的磁场是北向的，不具有地磁效应。Wang 等人[62] 认为这类事件的地磁效应不仅与激波压缩的磁场方向及激波强度有关，而且还与激波相对于磁云的穿透深度有关。更多的细节只能依赖于更多事例的分析和多点飞船的联合观测。此外，Vandas 等人[65] 曾用数值模拟的方法研究过激波与磁云的相互作用。他们发现在穿透过程中激波会减速，并且将一部分能量传递给磁云；在传播方向上，磁云会被压缩而变得更扁，但其原有的一些基本特征不会改变。

6　多重磁云

多个行星际结构联合在一起会经常导致一个地磁暴事件的发生。行星际中的复杂结构已经得到广泛的关注和研究[27,63,64,66,67]。它一般可包括激波、磁云、其他类型的高速流、共转流等。

在众多不同的行星际复杂结构中，有一类结构比较特殊，它由多个相互追赶的磁云组成。Gonzalez 等人[61] 曾提到过这类复杂结构 (如图 9 所示)，但当时并未找到确凿的观测证据。最近，Wang 等人[68] 通过研究 2000 年 11 月的一个复杂结构，证实了这类结构的存在，并称之为多重磁云 (Multi-MCs)。图 10 显示了利用 Lundquist 磁通量管模型描绘的最简单的多重磁云的磁场曲线。从图中可以看出，随着磁云旋转方向的不同，磁场的特征会有很大的改变。

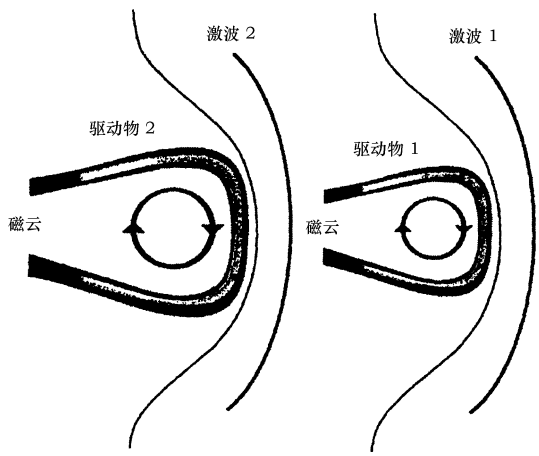

图 9　Gonzalez 等人提出的有多个相互追赶的磁云组成的一种可能的复杂结构示意图[61]

Wang 等人[69] 进一步研究了 3 个典型的多重磁云事件，发现多重磁云有如下特征 (图

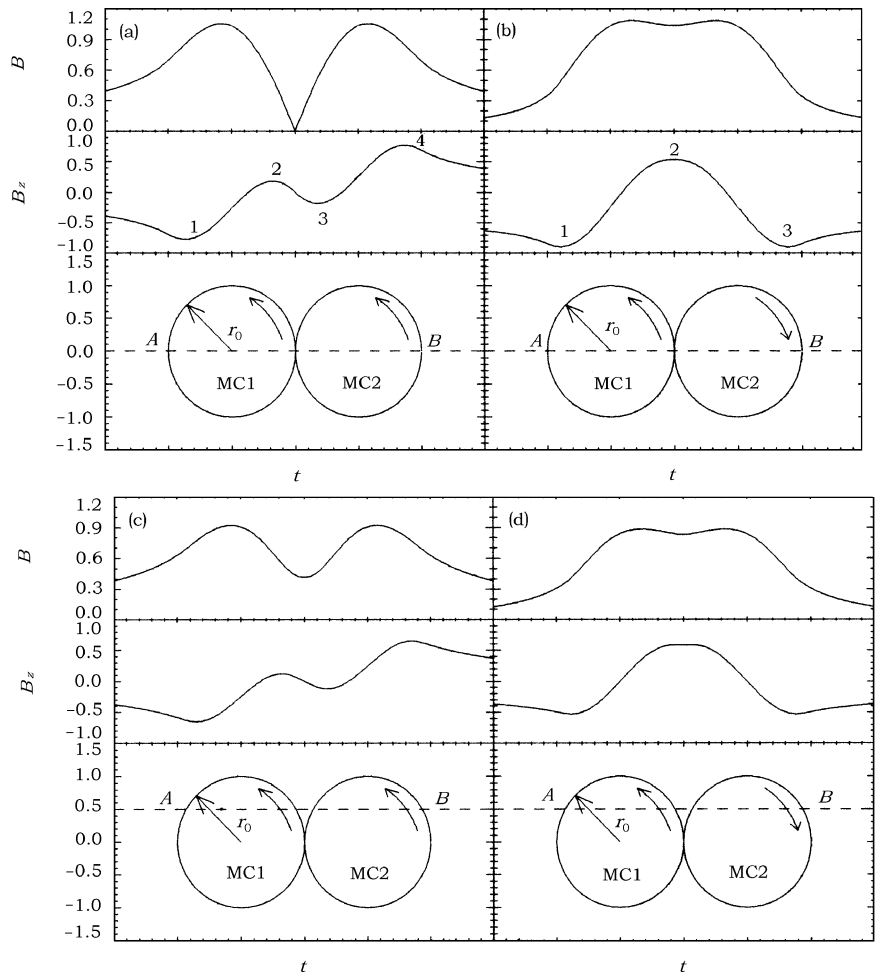

图 10 根据磁通量管模型得到的包含有两个子磁云的多重磁云内的磁场曲线 [68]

多重磁云的组合方式不同，其磁场就会不同。

11)： (1) 内部仅包括磁云和磁云之间的相互作用区； (2) 内部每一个子磁云都满足单个磁云的基本特征。但由于磁云间的压缩，有时质子温度并不像典型磁云中的那么低； (3) 太阳风速度并不是单调递减的，它在前一个子磁云尾部会有所抬升； (4) 在相互作用区内，磁场会变得不规则，其强度下降到极小值； (5) 相互作用区中，质子 β 会回升到一个较高的值。图 11 所示的事件中，多重磁云的强压缩磁场产生了这个太阳峰年的最大地磁暴 ($Dst = -358$ nT) [70]。其中第二个子磁云不仅延长了磁暴的时间，还引起了另一个 Dst 峰值 (-285 nT)。这类多阶段的磁暴现象已经被一些作者分析过了 [60,71]。

很明显，多重磁云有能力引起特大地磁暴。当然，仅仅通过几个事件来归纳多重磁云的地磁效应是不够的。多重磁云在行星际空间运动过程中怎么演化？什么样的多重磁云才能引起特大地磁暴？最近 Gopalswamy 等人 [72,73] 研究了近日面区域 CME 之间的相互作用，发现

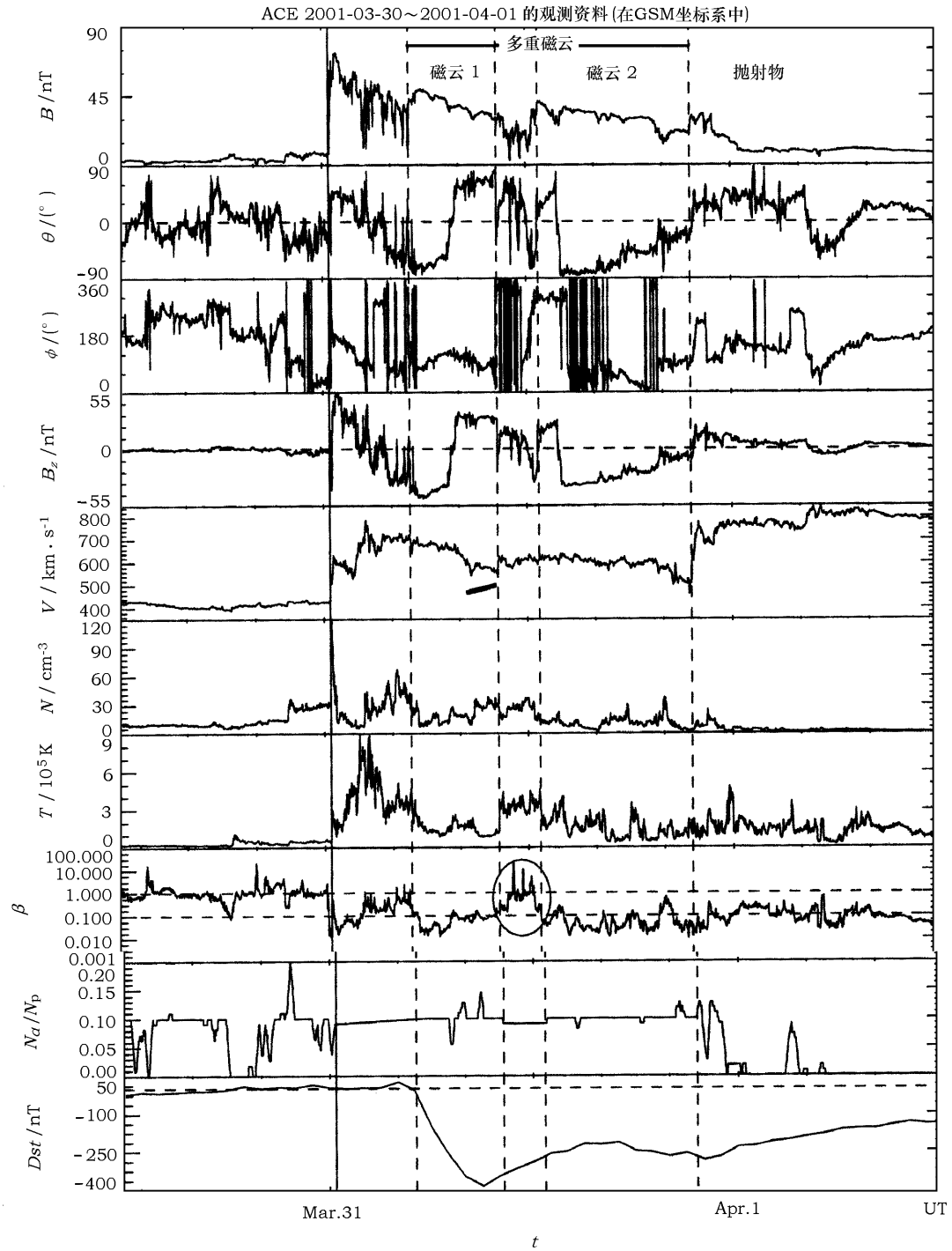

图 11　一个多重磁云的典型事例 [70]

这个事件引起了 2001 年 3 月 31 日的特大地磁暴 ($Dst = -358$ nT) .

后爆发的快速 CME 有时可能追上前面的慢速 CME，并最终相互融合在一起。这种现象显然与多重磁云不同，因为在多重磁云中子磁云之间并没有明显的相互融合的迹象。那么多重磁云产生的条件是什么？这些问题都值得去研究。

7 讨论与展望

以上简要地介绍了有关磁云的研究进展。大量的飞船观测数据使我们能够比较清楚地了解磁云内部的一些特征，而且理论模型与数值模拟的发展也更加深了对磁云的认识。但是由于缺乏多点观测，对磁云的整体结构、演化过程及其与其他行星际结构的相互作用还不是很清楚。上文已经列举了一些存在问题，这只是极少的一部分，还有大量的问题需要进一步的深入研究。

磁云来源于 CME，但并不是每一个 CME 抛射到行星际空间时都能形成磁云 [2~4]。有些 CME 携带的磁场可能是杂乱无章的 [67]，它既无法形成磁云，也没有明显的地磁效应。那么，什么条件下产生的 CME 才会有比较规则的磁场？它又是如何演化成磁云的？

典型的 CME 有 3 分量结构 [9]：亮的外环、暗腔和亮密的内核 (暗条物质)。作为 CME 的行星际产物，磁云如何对应这 3 部分？ Tsurutani 和 Gonzalez [25] 猜测磁云的本体很可能就对应 CME 3 分量结构中的暗腔。这是因为磁云中有着较强的磁场和较低的离子温度 [74]。紧挨着磁云上游的是高温高密的等离子体，这可能是 CME 亮环中的残留物 [75,76]。最近，Burlaga 等人 [77] 发现磁云尾部有一个较小的冷密区域，它应该是 CME 携带的暗条物质。对于这些猜测，还需要大量的观测资料来证实。

尽管已经对磁云在行星际空间中的运动进行了数值模拟研究，但真实环境下磁云是如何运动的？它与周围的太阳风又是如何相互作用的？这些都还不清楚。磁云中的磁场是否与太阳表面相连至今仍然有争议。如果它在太阳表面有足点，则带来另外一个问题：行星际空间中的磁云是否仍与太阳有物质或其他形式的交换？

激波对磁云的作用会使磁云加速并变得更扁。激波对磁云南向磁场分量的压缩会大大增强磁云的地磁效应。但什么样的激波压缩会使其地磁效应达到最大？它与哪些因素有关？这些均需要进一步的深入研究。

对另一种可能引起大磁暴的行星际源 —— 多重磁云的研究还刚刚起步，它的地磁效应是显著的。但是否每个多重磁云都能够造成大磁暴还不能肯定。而且，正如第 6 节提到的，多重磁云最初是如何形成的现在还不知道。此外，多重磁云在行星际空间中如何演化？它内部的子磁云最终是否会融合在一起？磁云之间如何相互作用？这些都是很有意义的问题。

上述问题的解决，不仅依赖于空间探测技术的进一步发展，而且依赖于多点多方位的飞船观测。此外，在更真实的环境下进行数值模拟研究对理解磁云也是很有帮助的。

参 考 文 献

1 Gosling J T, McComas S J, Phillips J L *et al.* JGR, 1992, 97: 6531
2 Cane H V, Richardson I G, Wibberenz G. JGR, 1997, 102: 7075
3 Burlaga L, Sittler E, Mariani F *et al.* JGR, 1981, 86: 6673
4 Klein L W, Burlaga L F. JGR, 1982, 87: 613
5 Gosling J T. In: Russell C T, Priest E R, Lee L C eds. Physics of Magnetic Flux Ropes, Geophys. Monogr. Ser. 58, Washington: AGU, 1990: 343
6 Webb D F, Forbes T G, Aurass H *et al.* Sol. Phys., 1994, 153: 73
7 Webb D F, Howard R A. JGR, 1994, 99: 4201
8 Howard R A, Michels D J, Sheeley N R *et al.* ApJ, 1982, 263: L101
9 Hundhausen A J. In: Pizzo V, Holzer T E, Sime D G eds. Proc. of the Sixth International Solar Wind Conference, Boulder, 1988: 181
10 Gosling J T. In: Crooker N, Joselym J A, Feynman J eds. Coronal Mass Ejections, Geophys. Monogr. Ser. 99, Washington: AGU, 1997: 9
11 St. Cyr O C, Howard R A, Sheeley Jr N R *et al.* JGR, 2000, 105: 18169
12 Webb D F, Cliver E W, Crooker N U *et al.* JGR, 2000, 105: 7491
13 Gopalswamy N, Lara A, Lepping R P *et al.* GRL, 2000, 27: 145
14 Wang Y M, Ye P Z, Wang S *et al.* JGR, 2002, 107(A11): SSH2
15 Akasofu S-I. Space Sci. Rev., 1981, 28: 121
16 Gonzalez W D, Tsurutani B T. Planet. Space Sci., 1987, 35: 1101
17 Gosling J T, McComas D J, Phillips J L *et al.* JGR, 1991, 96: 731
18 Lepping R P, Jones J A, Burlaga L F. JGR, 1990, 95: 11957
19 Sonnerup B U O, Cahill L J. JGR, 1967, 72: 171
20 Crooker N U, Lazarus A J, Lepping R P *et al.* GRL, 1996, 23: 1275
21 McAllister A H, Knipp D J, Crooker N U *et al.* JGR, 1998, 103: 26221
22 Neugebauer M, Goldstein R. In: Crooker N, Joselyn J A, Feynman J eds. Coronal Mass Ejections, Geophys. Monogr. Ser. 99, Washington: AGU, 1997: 245
23 Gloeckler G, Fisk L A, Hefti S *et al.* GRL, 1999, 26(2): 157
24 Skoug R M, Bame S J, Feldman W C *et al.* GRL, 1999, 26(2): 161
25 Tsurutani B T, Gonzalez W D. J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 1995, 57: 1369
26 Farrugia C J, Burlaga L F, Osherovich V A *et al.* JGR, 1993, 98: 7621
27 Burlaga L F, Skoug R M, Smith C W *et al.* JGR, 2001, 106: 20957
28 Richardson I G, Cane H V. JGR, 1995, 100: 23397
29 Lopez R E, Freeman J W. JGR, 1986, 91: 1701
30 Richardson I G, Farrugia C J, Cane H V. JGR, 1997, 102: 4691
31 Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. JGR, 1993, 98: 15331
32 Osherovich V A, Burlaga L F. In: Crooker N, Joselyn J A, Feynman J eds. Coronal Mass Ejections, Geophys. Monogr. Ser. 99, Washington: AGU, 1997: 157
33 Gosling J T. JGR, 1999, 104: 19851
34 Stone R G, MacDowall R J, Fainberg J *et al.* Science, 1995, 268: 1026
35 Wei F, Liu R, Fan Q *et al.* Sci. in China (E), 2003, 46: 19
36 Liu R, Wei F. Chin. Sci. Bull., 2002, 47: 863
37 Goldstein H. NASA Conf. Publ., 1983, 2280: 731
38 Burlaga L F. JGR, 1988, 93: 7217
39 Farrugia C J, Richardson I G, Burlaga L F. JGR, 1993, 98: 15497

40 Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. JGR, 1993, 98: 13225
41 Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. Adv. Space Res., 1993, 13: 57
42 Osherovich V A, Farrugia C J, Burlaga L F. JGR, 1995, 100: 12307
43 Chen J, Garren D A. GRL, 1993, 20: 2319
44 Kumar A, Rust D M. JGR, 1996, 101: 15667
45 Hidalgo M A, Cid C, Medina J *et al.* Sol. Phys., 2000, 194: 165
46 Ivanov K G, Harshiladze A F. Sol. Phys., 1985, 98: 379
47 Dryer M. Space Sci. Rev., 1994, 67: 363
48 Vandas M, Fischer S, Pelant P *et al.* JGR, 1993, 98: 11467
49 Gold T. Space Sci. Rev., 1962, 1: 100
50 Farrugia C J, Osherovich V A, Burlaga L F. JGR, 1995, 100: 12293
51 Chandrasekhar S, Kendall P C. ApJ, 1957, 126: 457
52 Rosenbluth M N, Bussac M N. Nucl. Fusion, 1979, 19: 489
53 Vandas M, Fischer S, Dryer M. JGR, 1996, 101: 15645
54 Low B C. ApJ, 1982, 254: 796
55 Vandas M, Fischer S, Dryer M. JGR, 1995, 100: 12285
56 Vandas M, Fischer S, Dryer M. JGR, 1996, 101: 2505
57 Vandas M, Fischer S, Pelant P. JGR, 1997, 102: 24183
58 Vandas M, Fischer S, Dryer M. JGR, 1998, 103: 23717
59 Tsurutani B T, Gonzalez W D, Tang F *et al.* GRL, 1992, 19: 73
60 Tsurutani B T, Gonzalez W D. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, Kamide Y eds. Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser. 98, Washington: AGU, 1997: 77
61 Gonzalez W D, Tsurutani B T, Gonzalez A L C. Space Sci. Rev., 1999, 88: 529
62 Wang Y M, Ye P Z, Wang S. GRL, 2003, 30: 1700
63 Burlaga L F, Behannon K W, Klein L W. JGR, 1987, 92: 5725
64 Lepping R P, Burlaga L F, Szabo A *et al.* JGR, 1997, 102: 14049
65 Vandas M, Fischer S, Dryer M *et al.* JGR, 1997, 102: 22295
66 Crooker N V, Gosling J T, Kahler S W. JGR, 1998, 103: 301
67 Burlaga L F, Plunkett S P, St. Cyr O C. JGR, 2002, 107(A10): SSH1
68 Wang Y M, Wang S, Ye P Z. Sol. Phys., 2002, 211: 333
69 Wang Y M, Ye P Z, Wang S. JGR, 2003, 108(A10): 1370
70 Wang Y M, Ye P Z, Wang S. China J. Geophys., 2003, in press
71 Kamide Y, Yokoyama N, Gonzalez W D *et al.* JGR, 1998, 103: 6917
72 Gopalswamy N, Yashiro S, Kaiser M L *et al.* ApJ, 2001, 548: L91
73 Gopalswamy N, Yashiro S, Michalek G *et al.* ApJ, 2002, 572: L103
74 Farrugia C J, Burlaga L F, Lepping R P. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, Kamide Y eds. Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser. 98, Washington: AGU, 1997: 91
75 Galvin A B, Ipavich F M, Gloeckler G *et al.* JGR, 1987, 92: 12069
76 Tsurutani B T, Ho C M, Smith E J *et al.* GRL, 1994, 21: 2267
77 Burlaga L F, Fitzenreiter R, Lepping R P *et al.* JGR, 1998, 103: 277

Magnetic Cloud in Interplanetary Space

Wang Yuming Ye Pinzhong Wang Shui
(*School of Earth & Space Sciences, University of Sci. & Tech. of China, Hefei 230026*)

Abstract

This paper deals with the research of magnetic cloud (MC) on five aspects including observations, theoretical models, MHD simulations, interaction of shock with preceding MC, and multiple magnetic clouds. During the solar maximum, a majority of non-recurrent geomagnetic storms are related to magnetic clouds. Specially, the recent research suggests that the compressed magnetic clouds might be able to cause much larger geomagnetic storms. Thus, further understanding of magnetic clouds is valuable for space weather research and helpful to improve the prediction level of great geomagnetic storms.

Key words astrophysics—magnetic cloud—review—interplanetary space