

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2015.03.01

行星际磁重联的观测与研究

黄 锦^{1,2}, 冯恒强³, 刘 煜¹

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 洛阳师范学院 空间物理研究所, 洛阳 471002)

摘要: 近 50 多年来, 磁重联的概念越来越多地被应用到空间物理领域中, 用以解释地球磁层、太阳大气以及行星际空间等环境下发生的爆发性物理现象。从观测方面对当前行星际磁重联研究的现状做了概述。首先介绍了磁重联的理论模型, 接着回顾了行星际磁重联观测研究的历史, 随后介绍了当前行星际磁重联的证认方法及磁云边界层磁重联在观测上的研究现状及存在的问题, 然后分别介绍了近些年来, 单飞船及多飞船联合观测的结果, 最后总结了行星际磁重联现象的特点以及一些尚未解决的问题。

关键词: 磁重联; 行星际空间; 太阳风; 磁云边界层

中图分类号: P172 **文献标识码:** A

1 引 言

空间物理环境与人类的生产和生活息息相关, 灾害性空间天气事件会给人类社会带来巨大影响, 造成难以估量的损失。而在行星际日冕物质抛射、磁层亚暴等众多的空间灾害性事件中扮演着关键角色的是磁重联过程, 它普遍存在于日地空间中。发生在行星际空间的磁重联能改变太阳风中的一些磁结构, 从而影响行星际空间环境产生地磁效应, 进而影响人类的生产和生活。

自从 Giovanelli 于 1964 年提出磁重联的概念后, 50 多年来, 人们通过遥测、局地探测及数值模拟等手段对发生在太阳大气和地球磁层的磁重联做了大量的研究, 取得了诸多进展。随着越来越多行星际太阳风中的磁重联事件被报道, 行星际空间成为了磁重联的一个新的研究场所, 在这里, 磁重联的一些新特征不断被发掘出来。行星际空间具有大尺度开放的边界条件, 高湍动的等离子体环境, 人们可以在不同的边界条件和等离子体状态下研究磁重联现象。行星际空间磁重联研究的优势在于: 第一, 重联区域的边界相对稳定和对称 (即便沿着

收稿日期: 2014-11-21; 修回日期: 2015-05-15

资助项目: 国家自然科学基金 (10933003, 11078004, 11073050, 41274180); 973 项目 (2011CB811400)

通讯作者: 刘煜, lyu@ynao.ac.cn

X-line 延伸数万个离子惯性长度的距离仍能维持较稳定的边界); 第二, 磁场的剪切角可变化; 第三, 由于太阳风在观测飞船(卫星)周围高速流动, 卫星较容易穿越重联区域, 并获得重联的内部特征; 第四, 磁重联普遍存在于行星际太阳风中, 发生范围为 $0.3\sim 5.4 \text{ AU}^{[1, 2]}$ 。但是, 行星际磁重联的研究也存在困难。首先, 通过飞船(卫星)来进行局地探测行星际空间中的磁重联往往只能得到一维数据, 而且通过这些数据获得磁场整体结构的前提是假设在探测的时间范围内重联的磁场位形不随时间演化; 另外, 行星际空间等离子体湍动较大, 造成其重联结构复杂多变, 相比于磁尾, 离子惯性尺度较小, 这些因素均给重联的观测和证认带来了困难。

当前, 人们对于磁重联过程本身及其在空间环境中扮演的角色尚未完全了解, 诸多问题有待解决, 而对行星际空间中的磁重联进行研究有助于人们从另一个视角审视磁重联, 丰富人们对磁重联的认识。

2 磁重联的理论模型

2.1 磁重联的概念

1946年, Giovanelli^[3]最早提出磁重联的概念, 他认为在磁场强度为零的中性点或中性线附近会出现放电现象, 这可能在耀斑的爆发过程中起重要作用。Dungey^[4]最早把重联(Reconnection)概念应用到地球动态磁层顶的研究中, 建立了第一个开放的磁层模型。该模型认为, 南向的行星际磁场可以和地球磁层磁场发生磁重联。正是这个重联过程让闭合的磁层磁力线断开, 从而使得太阳风中的物质和能量进入磁层。在地球磁层顶存在准静态磁重联的直接证据被发现^[5]后, 人们开始真正接受这个概念。随后, 磁重联被越来越多地用来解释空间等离子体中的爆发现象和能量转化过程。

现在我们知道, 日地空间磁重联不仅发生在地球磁尾和磁鞘中, 也发生在太阳风电流片以及行星际中小尺度湍动结构中。不同地方的重联, 边界条件不同, 等离子体参数也不同。如等离子体 β 值(即等离子体热压与磁压之比)在太阳风中的数量级是 1, 在磁鞘中是 $1\sim 10$; Alfvén 速度在太阳风中为 50 km/s , 在磁层顶为数百 km/s ; 离子惯性长度在太阳风中大约为 100 km , 在磁鞘中为 $50 \text{ km}^{[6]}$ 。

一般地说, 磁重联是指在具有有限电导率的磁等离子体中, 电流片中相互靠近的磁力线发生断裂和重新联接, 伴有磁能转化为等离子体动能和热能的过程, 它能改变局部或大尺度磁场的拓扑位形, 并伴有多种等离子体波的激发, 是空间和天体等离子体物理中的重要物理过程之一^[7]。对于磁重联的分类, 根据重联的起因, 可分为驱动重联和自发重联, 前者是指在外部条件(如电流片两侧等离子体相向运动等)驱动下所发生的重联, 后者主要由撕裂模不稳定性(由有限电阻效应导致磁力线撕裂和形成磁岛的不稳定性过程)所引起。根据重联过程中磁场形态的不同, 可分为稳态重联及非稳态重联, 稳态重联过程的磁场位形和等离子体流动的不随时间变化, 而非稳态重联则会随时间变化, 发生在行星际空间中的重联大多属于稳态重联。根据重联率的大小, 可以分为快速重联和慢速重联。根据等离子体平均自由

程和平均碰撞时间, 可以分为碰撞重联和无碰撞重联。

2.2 稳态磁重联模型

稳态磁重联模型包括 Sweet-Parker、Petschek 和 Priest-Lee 等模型。其中, Sweet-Parker 模型^[8] (位形如图 1 所示) 常被称为慢速重联或碰撞重联, 该模型假设存在一段长为 $2l$, 宽为 2δ , 且 $\delta \ll l$ 的扩散区, 等离子体携带磁场沿着垂直扩散区的方向从扩散区两侧流向电流片, 磁力线在扩散区被切断并发生重联, 所携带磁场通过焦耳加热而耗散, 转化成等离子体的动能和热能, 等离子体再从扩散区的两端流出。

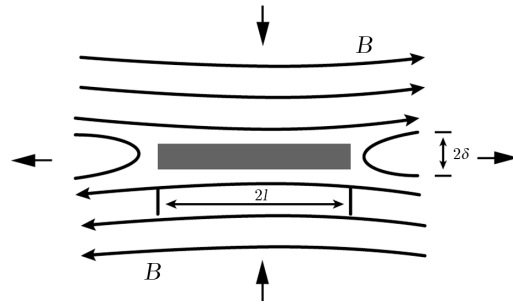


图 1 Sweet-Parker 模型示意图

衡量磁场湮灭速率的重联率由 Alfvén-Mach 数 M_A 来定义:

$$M_A = \frac{V_{in}}{V_{Ain}} = \frac{1}{R_m^{1/2}}, \quad (1)$$

式中, V_{in} , V_{Ain} 分别为等离子体入流速率和入流区的 Alfvén 速率, R_m 为磁雷诺数:

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} = \frac{LV_A}{\eta}, \quad (2)$$

其中, L 和 V_A 分别为重联的特征长度和 Alfvén 速率。由于在空间等离子体中, 特征长度 L 往往很大, 所以磁雷诺数 R_m 远远大于 1, 因此该模型的重联率 M_A 很低, 难以解释空间等离子体中的爆发现象。但是, 由于日冕重联初始阶段与 Sweet-Parker 模型的特点相似, 因此该模型多应用于极高 Lundquist 数下的太阳活动研究中^[9]。

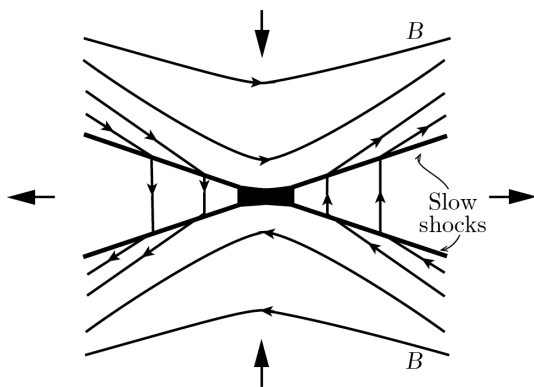


图 2 Petschek 模型示意图^[7]

在 Sweet-Parker 模型中, 出流区的几何形状最终决定重联率, 为了解决重联率低的问题, Petschek^[10] 假设重联的扩散区局限在很小的区域, 扩散区特征尺度变小, 磁雷诺数 R_m 也随之变小, 重联率得以提高。Petschek 模型的位形如图 2 所示, 由入流区、出流区和扩散区三部分组成, 入流区和出流区以两对背向的慢激波为边界, 扩散区位于中心。在扩散区内, 磁力线断开并重新联接, 等离子体的加速和加热主要由慢激波完成, 慢激波将磁能转化成为等离子体的能量, 重联率主要由波动占主导区及整个流场来决定, 这必将远高于靠焦耳耗散

转换磁能的 Sweet-Parker 模型的重联率。文献 [7] 给出 Petschek 模型的最大重联率, 即:

$$M_{Amax} = \frac{\pi}{8 \lg(M_{Amax}^2 R_m)}, \quad (3)$$

可见 Petschek 模型的重联率与磁雷诺数 R_m 的对数成反比,而在 Sweet-Parker 模型中,重联率与磁雷诺数的开方成反比,这也是 Petschek 模型重联率更高的体现。由于该模型重联率的理论典型值可达到 1% ~ 10%,与太阳耀斑爆发等实际问题所需要的重联率比较吻合,因此被学术界广泛接受和研究。

Petschek 模型与 Sweet-Parker 模型相比,相同之处是基于电阻 MHD 方程组,磁场通过电阻耗散;不同之处在于扩散区被限制在更小的区域,以及出流区与入流区之间有两对稳定慢激波。该模型为理论上实现快速磁重联提供了一种有效的机制,因此又被称为磁场的快速重联机制或者快速湮灭机制;但是,数值模拟的结果显示,在电阻率很小的情况下,该模型在位形上最后还是演化成为 Sweet-Parker 模型^[11]。

2.3 无碰撞磁重联

尽管 Petschek 模型的重联率较 Sweet-Parker 模型有了很大的提高,但是对于空间等离子体中的爆发现象来说,重联的速度仍然不够,而且这些早期的重联模型都是基于 MHD 方程,能量的耗散通过电阻来实现。空间等离子体的研究对象绝大多数是稀薄等离子体,它们的电阻率很低,带电粒子的平均自由程很大,例如 1 AU 处粒子的平均自由程约为 10^8 km,和日地距离相当。此外,等离子体的特征时间也远小于带电粒子之间的平均碰撞时间,通常可将其视为无碰撞等离子体。在忽略粒子之间库仑作用的情况下,等离子体变成完全导电的理想磁流体,满足磁冻结条件。在碰撞较弱,甚至无碰撞的空间等离子体中,碰撞引起的电阻几乎为零,但粒子惯性、波与粒子相互作用以及非线性粒子动力学等过程会在磁场 X-line 附近产生等效或者反常电阻,这些过程成为破坏磁冻结效应的因素。

自从 Øieroset 等人^[12]和 Deng 等人^[13]分别首次在地磁尾和磁层顶发现无碰撞磁重联的观测证据后,大量发生在向阳面磁层顶和磁尾的无碰撞磁重联事件陆续被报道出来^[14, 15](如图3 (a)),因为当电流层厚度介于离子与电子惯性长度之间时,Hall 电流效应不能忽略,所以对于地球磁层的重联,大多应用的是 Hall 无碰撞重联模型。

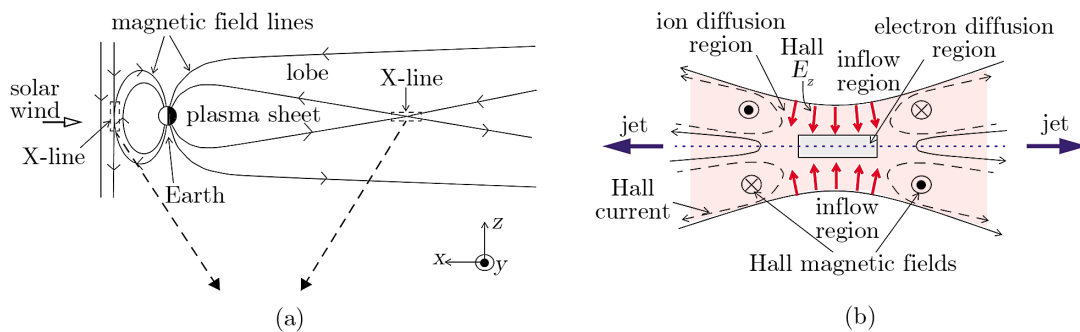


图 3 磁层顶和磁尾的无碰撞重联示意图^[16]

观测研究和数值模拟结果显示, Hall 无碰撞磁重联是一种快速重联机制。它的扩散区包括离子扩散区与电子扩散区(如图3 (b)所示,阴影部分和矩形框范围内分别为离子和电子扩散区)。离子扩散区是离子退磁化而电子没有退磁化的地方。在这里,由于尺度与离子惯性尺

度相当, 所以离子和磁场已经不能冻结在一起, 而电子惯性尺度小得多, 所以电子和磁场仍然冻结在一起并共同进入电子扩散区。离子与电子解耦后, 磁场扰动以具有较快速度的哨声传播, 磁能释放的速度 (即重联率) 也因此显著提高。离子扩散区的宽度是其惯性长度的量级, 在地球磁层顶和磁尾分别只有 50 km 和 1000 km; 电子扩散区宽度也是其惯性长度的量级, 为离子扩散区尺度的 1/40 左右。由于扩散区的尺度都非常小, 所以飞船 (卫星) 很难实地观测到。不过近 10 年来, 不少离子扩散区, 也包括一些更小的电子扩散区在磁尾、磁层顶和磁鞘被观测到。

在观测中, Hall 双极电场和 Hall 四极磁场常被用来作为离子惯性区的判定标志之一。如图 3 (b) 所示, 电流片中心有一对垂直于磁场且方向相反的电场 E_z 使电子发生偏移, 产生垂直于重联平面向外的电流, 这对电场就是 Hall 双极电场。在离子扩散区中, 离子与磁场退耦, 而电子与磁场仍然冻结, 所以电子和离子发生分离从而形成了 Hall 电流, 电流的方向与电子运动的方向相反, Hall 电流再感应出垂直于重联平面的 Hall 四极磁场。自从 Sonnerup^[17] 提出扩散区的 Hall 电流和 Hall 磁场以来, 大约 20 年后两者才首次被实地观测到。Polar 卫星在磁层顶^[14] 和 WIND 飞船在磁尾^[12] 相继直接观测到了扩散区四极 Hall 磁场结构, 证实了 Hall 效应在无碰撞重联中发挥的重要作用。

2.4 涡旋诱发重联模型

无论是稳态还是非稳态重联模型都假定外驱动力来自于垂直于磁场的流场, 而在空间等离子体的某些区域, 流场基本上与磁场平行, 所以上述两类重联模型在应用上存在一些局限性。Liu 等人^[18] 对磁层顶边界层的瞬时重联过程进行研究, 首次提出流体涡旋诱发磁重联的重联机制, 建立了“涡旋诱发重联模型”, 被认为是磁层顶通量传输事件 (FTEs) 的重要机制之一。涡旋诱发重联的主要论点是: 在同时存在速度剪切和磁场剪切的等离子体区, 由于 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的发展, 首先会形成大尺度的流体涡旋, 导致磁力线变形和扭曲, 从而产生局域的磁重联, 结果在流体涡旋区形成同心的磁涡旋 (磁岛) 和 X 中性线。

3 行星际磁重联

3.1 行星际磁重联的发现

在行星际空间, 太阳风等离子体基本是无碰撞的, 长期以来, 大尺度太阳风被近似看成是一种理想的电导体, 即磁场和等离子体是“冻结”在一起的。既然太阳风磁场可以与地球磁层的磁场在磁层顶和磁尾发生磁重联, 并展现出典型的无碰撞重联的特点, 那么, ICME (Interplanetary Coronal Mass Ejection) 等其他行星际磁结构在满足一定的条件下应该也可以和太阳风磁场发生重联。

在磁重联发展的早期就有人提出重联过程也发生在远离太阳的太阳风中的推测。例如 Burlaga^[19] 认为磁场方向的大幅旋转并伴随着强度的大幅衰减可能是太阳风中磁重联的特征。McComas 等人^[20, 21] 认为, 与发生在地球向阳面磁层顶的重联方式类似, 重联可能发生 ICME 之间或者 ICME 的前缘 (leading edges) 与背景太阳风的交界处。

1995年, Moldwin 等人^[22]将 Ulysses 飞船观测到的磁通量绳在日球电流片处的热流量接近消失的现象解释为行星际空间的磁重联, 并认为重联可能普遍发生在远离太阳的太阳风的准静态日球层电流片中。几乎是同一时期, Wei 等人^[23]提出磁重联普遍发生在行星际空间的小尺度相互作用区的观点, 并给出了一些判定的特征。此外, 他们还利用数值模拟研究了太阳风中高磁雷诺数环境下的磁重联现象, 结果表明磁重联可以在行星际空间发生, 并且指出太阳风中的重联现象可能发生在日球层电流片、磁云边界附近或者其他的小尺度湍动结构中^[24, 25]。不仅如此, Wei 等人通过分析 WIND 飞船的观测资料, 找到行星际空间中可能发生磁重联的依据, 进而提出磁云边界层的概念, 认为磁云边界层形成于磁云和周围太阳风的磁重联等相互作用^[26, 27]。发生在磁云边界层的行星际空间磁重联的几何位形及 WIND 和 ACE 飞船穿越重联出流区的示意图如图 4 所示。

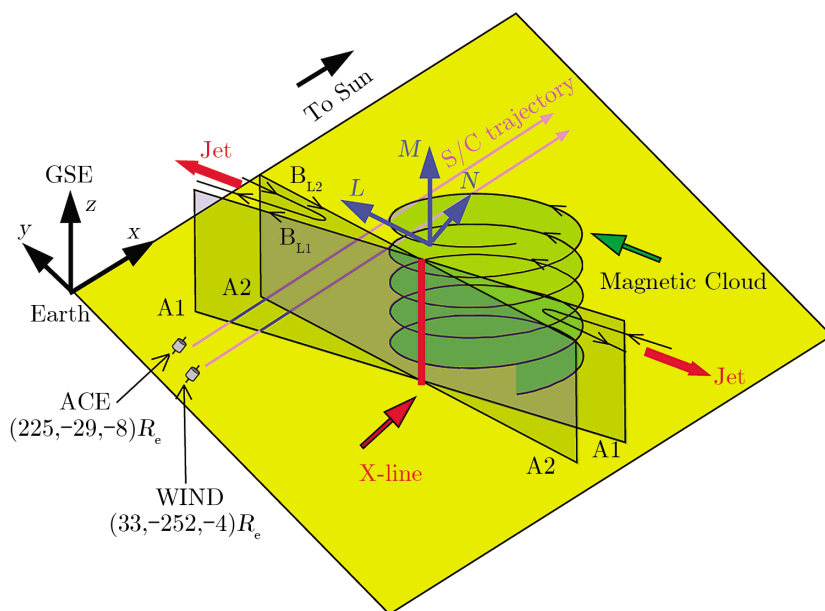


图 4 磁云边界层磁重联的示意图^[28]

2005年, Gosling 等人^[29]以磁场反向区域中的被加速离子流作为太阳风中准稳态磁重联过程的主要证据, 给出了行星际磁重联事件的详细分析, 并利用位于 L1 拉格朗日点附近的 ACE (Advanced Composition Explorer) 和 WIND 飞船, 以及分别位于内外日球层的 Helios 和 Ulysses 飞船的观测数据, 证认了 100 多个 Petschek-like 型的重联出流区^[1, 2]。

2006年, Phan 等人^[30]对 Cluster、WIND 及 ACE 飞船 (卫星) 联合观测的结果进行分析, 提出了一组短时间内相继观测到的以磁场反向区中离子加速为证据的磁重联事件, 发现了在行星际空间中存在的 X-line 特征尺度长达几百个地球半径的大尺度准稳态磁重联。

事实上, 相对于太阳大气及行星磁层, 行星际空间中的等离子体 β 值较低, 可能更普遍存在磁重联现象 (若 β 值较高, 在小磁场剪切角情况下, 重联会被抑制, 见 3.4.2 节), 这也很

可能是太阳风加速和加热的重要原因之一^[31]。

日地空间磁重联的研究率先在地球磁层取得进展, 在对其准静态重联进行大量研究之后, 重联的基本特征已经比较明确。但是, 如果重联也普遍发生在太阳风中, 为什么在 20 世纪 70 年代之后相当长的时间里, 这些特征没有被观测到呢?

Wei 等人^[24]认为, 这是因为行星际环境下的磁场很弱, 弱磁场湮灭造成的等离子体参数变化有限, 而高磁雷诺数磁重联的湍动特性又使得重联区域的结构和演化复杂多变, 当飞船(卫星)在不同时刻沿不同路径穿越重联区时, 会记录到复杂多变的信号, 这样人们就很难从观测中辨认磁重联过程, 也难以证认等离子体流场和磁场的本来面目, 这也是从观测上研究行星际磁重联的主要困难。

另一方面, 行星际磁重联受限于观测手段^[32], 太阳风流速很高, 1 AU 附近的平均速度为 400 km/s, 且离子惯性尺度相对较小 (100 km 的量级), 而一般卫星(飞船)对等离子体参数的响应时间为 3 s 左右, 所以分辨率很低, 不易捕捉到较小尺度的磁重联过程。另外, 重联表现形式的多样性也给判定带来困难^[32], 例如, 磁场强度下降、磁场方向反转、等离子体温度升高等特征, 被认为是空间磁重联的典型表现。但是在湍动特性比较强的太阳风区域, 如磁云边界层中, 用这些特征判定重联事件就比较困难, 也存在争议^[33]。

从主观方面来说, 主要原因在于^[33]: 一是与研究者们研究动机有关。人们普遍认为, 相对于在动态地球磁层及太阳大气中扮演核心角色, 磁重联在太阳风动力学演化过程中的作用相对较小, 所以更专注于研究发生在地球磁层的重联过程。另一方面是研究过程中容易忽略在磁场反转区域的 Alfvén 波加速流的太阳风数据, 或是普遍根据量级和角度分析速度及磁场数据, 而这种方式不利于识别重联特征, 或者即便看到了重联特征也没有意识到。

3.2 行星际太阳风无碰撞重联的证认

目前广泛应用于行星际太阳风无碰撞重联中的模型是 Petschek-like 无碰撞重联模型, 该模型引入两对 Alfvén 波, 且扩散区较小, 出流区的边界呈 V 形结构(如图 5 所示)。根据分析计算, 这种重联属于快速重联, 重联率约为 3% ~ 5%^[30, 32, 34]。

在观测和证认上, 经典磁重联的特征包括质子密度的增大、温度的升高、磁场强度 $|B|$ 的衰减等。有人同时把这几个特征作为重联的判断标准, 但许多行星际中的磁重联会缺失其中的一个或者多个特征, 例如并不是所有磁重联都会造成质子温度的升高, 当磁场与电流片之间的剪切角较小时, 质子温度明显不如重联发生之前。

由于磁重联是磁场把能量转化到等离子体流的过程, 所以, 在一对相反方向的出流区观测到加速远离的等离子体流应该是磁重联最显著的特征^[29]。事实上, 在此之前, 在地球磁层顶和磁尾电流片附近观测到的加速或减速的等离子体流就已经为空间磁重联提供了最有力的证据^[35-37]。另一方面, 由于 Petschek-like 型出流区是以一对背靠背的 Alfvén 波(如图 5 中的 A1 和 A2)为边界, 而能量转换也主要发生在出流区的边界, 所以, 观测到 Petschek-like 型出流区的旋转间断面(Rotational discontinuity, 即两对背靠背的 Alfvén 波)成为证认行星际太阳风中磁重联的关键。

2005年, Gosling 等人^[29]从磁重联的特性出发, 提出了证认行星际太阳风中 Petschek-like

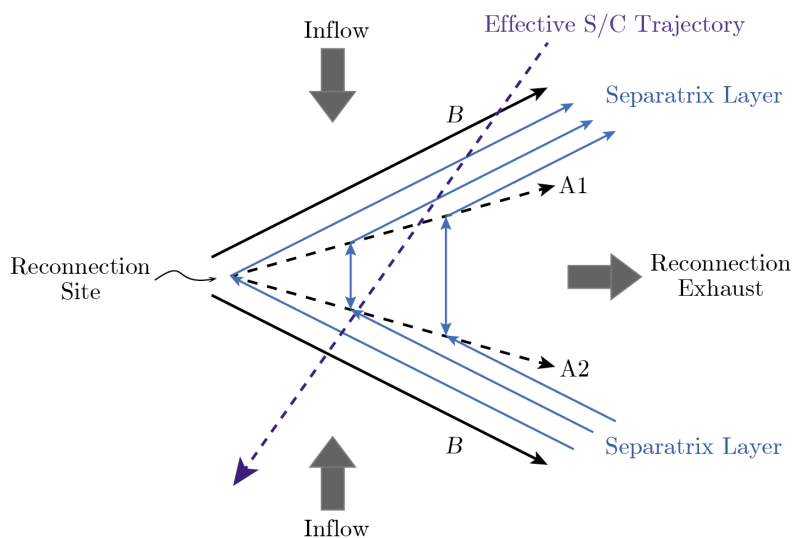


图 5 证认 Petschek-like 型重联及其出流区的示意图^[29]

型磁重联的局地观测判据：在出流区探测到加速的宏观等离子体流，出流区磁场强度的衰减，出流区前后磁场角度发生较大变化，在重联出流区前后磁场分量变化和速度分量变化具有反相关性（反向流和 Alfvén 波），质子密度增加、质子加热和加速等。

人们通过这个判据分析卫星观测数据，发现了很多该形态的重联事件。其中大多数情况下，卫星（飞船）只穿过重联一侧的出流区，而 Davis 等人^[34]通过联合 WIND 与 ACE 飞船的观测数据，首次报道了同时穿过两侧出流区的双飞船观测事件。

对于行星际空间磁重联的观测来说，观测结果的好坏在于是否能很好地定义出流区的边界。图 5 为确认 Petschek-like 型重联及其出流区的示意图。简单起见，与图中位形对称的另一端未显示。当 Petschek-like 型重联发生时，重联中心激发的 Alfvén 波会沿着磁力线（平行或反平行于磁场）向四周传播出去，结合 Petschek-like 型重联的磁场位形，重联的出流区会形成两对背靠背的 Alfvén 波（图中 A1, A2 为其中一对），穿越其中一个重联出流区的飞船（卫星）就能观测到一对 Alfvén 波，即飞船（卫星）先观测到平行于磁场传播的 Alfvén 波，然后观测到反平行于磁场传播的 Alfvén 波，或者先观测到反平行于磁场的 Alfvén 波，再观测到平行于磁场的 Alfvén 波^[38]。同时，出流区内磁场和等离子体参量满足重联的基本要求：磁场强度减小，磁场方向发生偏转并伴随有等离子体加速和加热过程，一个观测实例如图 6 所示。垂直的虚线之间的部分为观测到的加速流。该实例中，磁场和速度的变化呈现出先反相关后正相关的特性^[29]。注意到这里的出流速率明显比磁层顶磁重联的出流速率低，这是由于在太阳风中的 Alfvén 速率要小得多。

上述通过磁场和速度的正反相关性定性地说明了 Alfvén 波传播的特征。如果要精确地确认 Alfvén 波的存在，需要用瓦伦关系进行检验：一个穿过理想旋转断面的离子流速度的变化为^[39] $\Delta v = \pm \Delta v_A$ ，其中正负号与法向的磁场 B_n 和法向等离子体速度 v_n 同号，这里的 v_A 代表相对于参考点速度的变化，而 v_A 是当地的 Alfvén 速度， $v_A = B\sqrt{(1-\alpha)/\mu_0\rho}$ ，它由

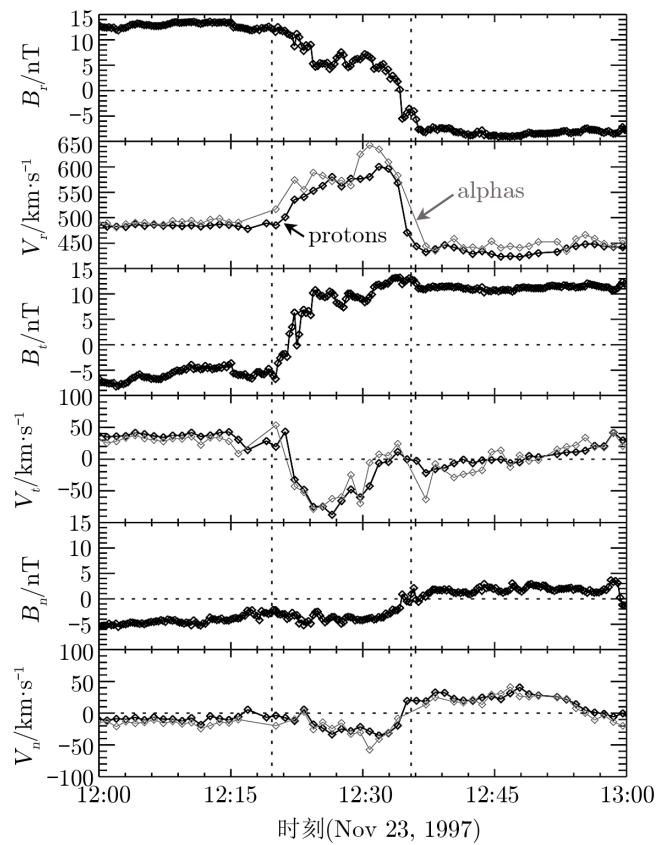


图 6 一个 Petschek-like 型重联出流区的卫星观测数据^[29]

压强的各向异性做修正, 其中 $\alpha = (p_{\parallel} - p_{\perp}) \mu_0 / B^2$ 为各向异性因子, μ_0 是真空磁导率, p_{\parallel} 和 p_{\perp} 分别为平行和垂直背景磁场的等离子体压强, ρ 为等离子体密度。在各向同性的情况下, $\alpha = 0$ 。当通过瓦伦关系得到的等离子体磁场和速度与实际观测到的数据相吻合, 那么就可以证认 Alfvén 波的存在。

虽然 Gosling 等人在 2005 年给出了行星际太阳风中重联的局地观测判据, 随后人们也依据该判据给出了大量的类似重联出流区的报道。但事实上, 其中很多报道观测到的重联出流并不严格与通过瓦伦关系所计算出来的理论值一致, 甚至有的观测值与理论值可以相差 40% 以上^[32]。另一方面, 在一些事件中, 飞船 (卫星) 穿越出流区观测到的速度绝对值是先上升后下降, 呈现出明显的“出流”特征, 但总磁场强度的绝对值并不是先下降后上升, 而是单调变化。对此, Gosling 等人^[33]认为, 判定行星际重联的核心在于寻找具有 Alfvén 波性质的重联出流, 而其他的一些特征, 比如磁场强度或磁场方向的改变在判断这类重联的时候则不是特别有用。

理论上, 在非对称条件下, 出流区的主要边界特征是旋转间断面, 如果出流的速率符合瓦伦关系, 即可得到确认。但在对称条件下, 还应该观测到慢激波, 即在该条件下, 慢激波应该发生在旋转间断面之间。但在行星际空间磁重联的实际观测中, 快激波经常能被发现,

而慢激波却要罕见得多, Chao 和 Olbert^[40]在太阳风中首次发现前向慢激波, 随后的数十年中, 慢激波被观测到的次数非常有限^[41], 这显然与理论预期不符。有人认为, 慢激波较为罕见是由于等离子体 β 值随日心距逐渐增加, 慢激波转换成了快激波所造成^[42]。

3.3 与ICME相关的磁重联

ICME, 即日冕物质抛射在行星际空间的表现。1994年, McComas^[21]发现快速的 ICME 与背景太阳风相互作用会压缩 ICME 前部的等离子体并引发磁重联。这种重联大多是自发形成的, 不需要外界驱动。现在我们知道, 大量的重联事件与 ICME 有关, 这些事件可以根据发生的位置分为三类: (1) 发生在 ICME 与周围太阳风之间^[43, 44]; (2) ICME 相互追赶的过程中, 发生在 ICME 之间^[45]; (3) 发生 ICME 内部^[43, 46]。Gosling 认为^[29, 33], 对行星际磁重联出流区进行的一系列统计工作表明, 相比于 ICME 的前端和尾部, 更容易在 ICME 内部电流片和低 β 值的太阳风中观测到磁重联现象。一个复杂的 ICME 可以由几种结构组成, 同时包含上述三种跟 ICME 有关的磁重联方式。

通常认为, ICME 有两个子集: 一种不具有磁通量绳结构; 另一种具有磁通量绳结构, 包括大尺度磁通量绳结构的磁云 (MC) 和小磁通量绳。这里特别探讨发生在磁通量绳结构边界处的磁重联现象。

对于发生在小磁通量绳边界处的磁重联, Tian 等人^[47]检验了 Feng 等人^[48]给出的 125 个小磁通量绳结构的边界, 发现其中 42% 存在明显的重联特征。对于发生在磁云边界处的重联, Wei 等人^[26, 27]提出磁云边界层的概念, 并根据边界层特征推断其并不是磁云本体与背景太阳风之间的一个简单的边界, 而是两者通过磁重联相互作用而形成的独特区域。磁云在其外边界层表现为: 磁场强度降低, 等离子体温度、密度和 β 值显著增加, 在磁场强度下降到最低处附近伴随有磁场方向的变化等。这些特点暗示着磁重联很可能是磁云边界层的动力学过程之一。Wang 等人^[49]通过对比重联出流区与磁云边界层的质子和电子平均流量变化, 发现两者的变化相似, 说明重联很可能普遍发生于磁云边界层中。

有理论模型^[50]证明磁云与背景太阳风相互作用的边界区域比磁云内部更容易发生磁重联。也有数值模拟^[25, 27, 28]表明磁云边界层在高磁雷诺数条件 ($R_m \simeq 10^4$) 下存在高湍流属性, 而 Matthaeus 等人^[51]认为, 在太阳风中, 湍流通常会驱动重联, 也就是说, 磁云边界层很可能普遍存在湍流驱动的重联。

但是, 在观测和证认方面, 却难以在 ICME 的前端和尾部证认到符合 Gosling 等人给出的重联判据的特征, 因此人们认为发生在 ICME 边界的重联没有发生在其内部或低 β 值太阳风中那么普遍^[29]。磁云是 ICME 的一个子集, 同样, 虽然磁云边界层有很多特征与重联类似, 但也仅仅在少数的磁云边界层中证认到符合该判据的重联特征^[28]。所以, 理论上认为的磁云边界层应该普遍存在重联的观点, 与实际观测结果不符。

那么, 为什么重联出流很少在磁云边界层得到证认呢? 可能的原因^[32]: (1) 没被探测到。在许多情况下, 由于磁云与太阳风不断相互作用, 磁云边界层是有湍流和不规则结构的复杂层, 其重联难以表现出较纯粹的重联特性, 也有异于太阳风中的重联, 例如 Tian 等人^[47]通过分析 WIND 飞船数据认为, 在小尺度磁云边界上反平行重联占主导。另外, 飞船

(卫星) 的方位并不总是适合观测, 所以在这种情况下, 如同文献 [29] 报道的那种完全符合标准的出流事件就很难被证认。(2) 没有合适的判断标准。当前主流的标准在行星际磁重联的证认方面取得了较大的成就, 但是这些标准是基于 MHD 描述及其理想重联模型下获得的, 这样的标准在历史上就存在过争议 (如文献 [5])。Scudder 等人^[52]认为, 两个旋转间断面的碰撞也能产生出流区的观测特征。另有数值模拟^[53]表明, 重联出流甚至会往回走, 流到入流区, 在湍流重联中形成闭合循环模式。因此, 在三维空间中的重联等离子体流, 可能不会严格与相关标准相符, 所以, 即便探测到在磁云边界层内部发生的重联的出流, 由于他们被排除在标准之外, 人们也会认为重联没有发生。(3) 还有可能存在别的因素, 如重联的持续时间及其自身的演化。正如文献 [25] 中提到的, 重联可能不会一直进行下去, 重联发生过后, 重联条件会变弱, 而冻结条件渐渐恢复, 单个飞船 (卫星) 穿过磁云边界层可能观测到重联过后的残余, 也有可能观测到重联的前奏, 因为这些因素的存在, 出流这样的重联特征只有足够突出时才会被观测到。

另外, Gosling 等人^[29]认为在重联出流区的高能电子不存在, 但是观测表明, 磁云边界层内能发现高能电子^[28]。正如 Wang 等人^[28]认为的, 磁云驱动重联产生复杂的结构 (如磁岛), 而不是简单的 X-line 结构, 这些结构可能在生成高能电子的过程中起着重要的作用。

可见, 对于发生在磁云边界层的磁重联, 当前观测和理论存在一定程度上的脱节, 因此有必要仔细研究发生在磁云边界层的主要物理过程以及重联在其中扮演的角色。

3.4 对行星际太阳风磁重联单飞船观测的结果

这里归纳了部分近些年通过分析单飞船的数据得到的行星际太阳风磁重联研究的成果。

3.4.1 磁场剪切角与重联区宽度最大值的关系

图 7 中总结了 2006 年 3 月期间从 WIND 飞船数据中确认到的 46 个太阳风中磁重联事件的结果^[55]。除其中 1 个外, 其余均发生在低速太阳风 (小于 600 km/s) 中, 在速度上升区间, 发生在太阳风压缩区的事件较少, 大多数事件发生在速度降低或大致稳定的时期, 这意味着压缩不是产生这些事件的基本原因。另外, 由图 7 可知, 89% 的重联区域宽度最大值小于 4×10^4 km, 对应持续时间小于 100 s, 而且磁场剪切角小于 90° 的重联最容易发生。当前普遍认为, 电流片相对薄是产生重联的条件之一, 而小的磁场剪切角对应的电流片相对薄^[46, 56], 此时磁重联较容易发生。已被确认的最小的剪切角只有 11° ^[31]。

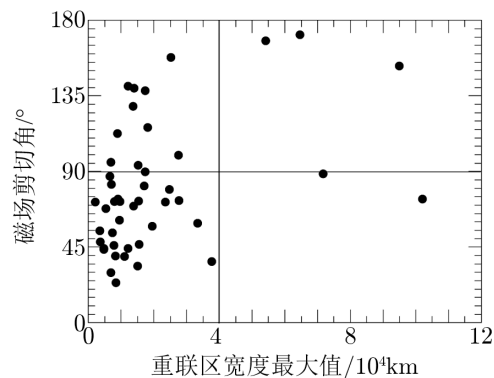


图 7 磁场剪切角与重联区宽度最大值的散点图^[54]

3.4.2 太阳风中磁重联的发生对于磁场剪切角与等离子体 β 值的依赖关系

在早期对磁层顶的观测中, Paschmann 等人^[57]就提出, 在等离子体 β 值较低的情况下, 重联似乎更容易发生。Swisdak 等人^[58]通过理论分析认为, 由于等离子体压力梯度穿越电流

片后会造成重联 X-line 的抗磁性漂移, 所以, $\Delta\beta$ (电流片两侧等离子体 β 值的差) 较大, 同时磁场剪切角较小时, 重联的发生会被抑制; 而 $\Delta\beta$ 较小则有利于重联发生, 对于等离子体 β 值较低的情况, 因为其 $\Delta\beta$ 也小, 所以也有利于重联的发生。Plan 等人^[31]统计了 197 个 WIND 飞船观测到的太阳风磁重联事件中等离子体 β 值和 $\Delta\beta$, 以及磁场剪切角的分布情况, 结果表明, $\Delta\beta$ 与磁场剪切角共同影响着重联的发生。如图 8 所示, 其中, 3 条曲线由 Swisdak 等人^[58]给出, 分别为在重联 X-line 处, 以离子惯性长度为单位的 3 个密度梯度的标度值, 理论上, 在这些曲线的下方, 磁重联的发生应该被抑制。该研究揭示了在 β 值较低或 $\Delta\beta$ 较小时, 磁重联几乎在任何磁场剪切角下都能发生; 反之, 磁重联只有在大磁场剪切角的情况下发生。这与 Swisdak 等人的理论预测相符, 这也正是 ICME 内部电流片中磁重联发生率要高于背景太阳风的原因 (因为 ICME 的特征之一就是低 $\Delta\beta$ 值)。

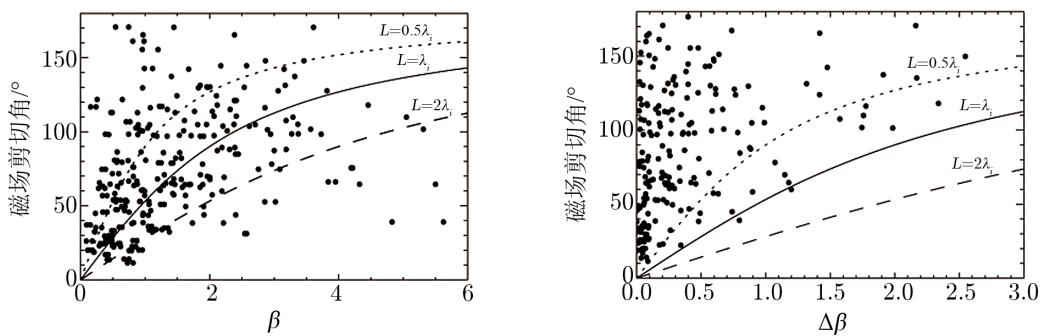


图 8 重联的发生对 β (或 $\Delta\beta$) 值及磁场剪切角的依赖关系图^[31]

3.4.3 质子分布呈现磁重联特征

ACE 飞船在 1997 年 11 月 23 日探测到质子在太阳风坐标系下的分布^[29] 如图 9 所示, (a) 为卫星通过重联区域之前, (b) 和 (c) 为期间, (d) 为之后质子速度的分布, 由此可判断重联所带来的动力学效应。

在理想 MHD 中, 等离子体从重联区域的两侧流入后不会混合, 而是以接触的间断面为界保持分离, 但因为磁重联的存在, 实际上并非如此。如图 9 所示, 在磁重联的影响下, 质子流在重联区的中部相互渗透, 并出现速度分离 (图 9 (b), (d))。质子从相对的两边以 Alfvén 速度进入出流区, 以及沿着磁场方向运动并发生渗透, 这正是重联的表现, 并且如重联理论所预期的那样, 两束质子流分离的速度大约为 Alfvén 速度的 2 倍。

3.5 对行星际太阳风磁重联多飞船联合观测的结果

作为对单飞船探测的补充, 多飞船联合观测 (如图 10 所示) 可以从立体的角度获得行星际空间磁重联的信息, 它丰富了人们对行星际空间磁重联的认识。太阳风电流片有着稳定边界条件, 也为重联大尺度属性的多飞船探测和研究提供了便利。多飞船联合观测结果表明: 行星际太阳风中的磁重联属于准稳态 (Quasi-steady) 磁重联, 其出流区边界较平坦, 且在时间和空间上呈现大尺度的特点^[30]。

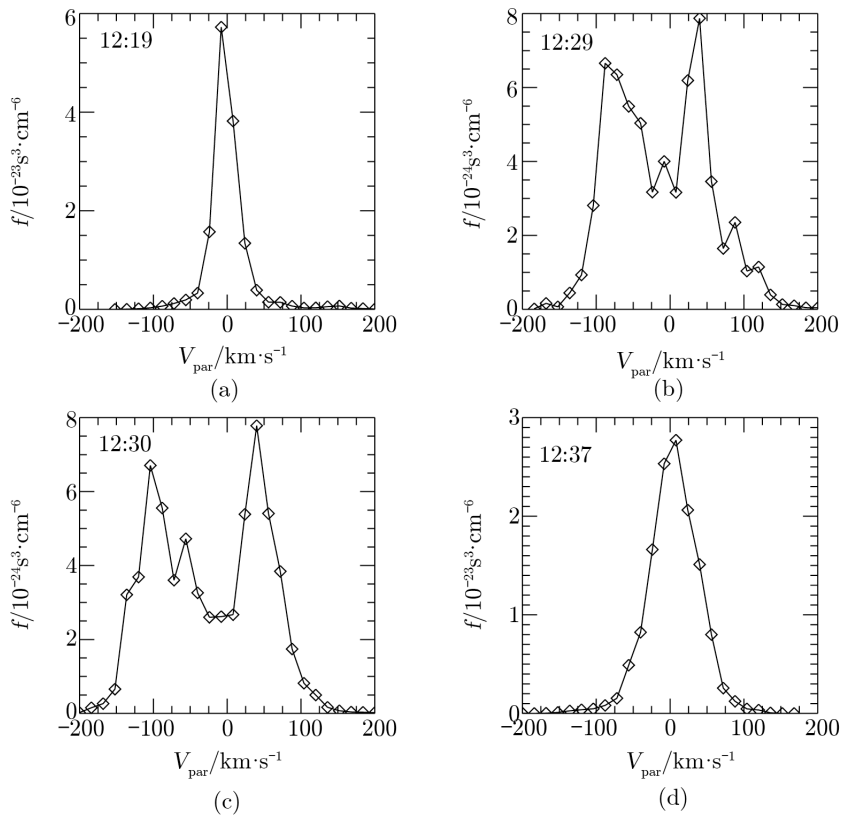


图 9 飞船探测到的质子速度在太阳风坐标系下的分布^[29]

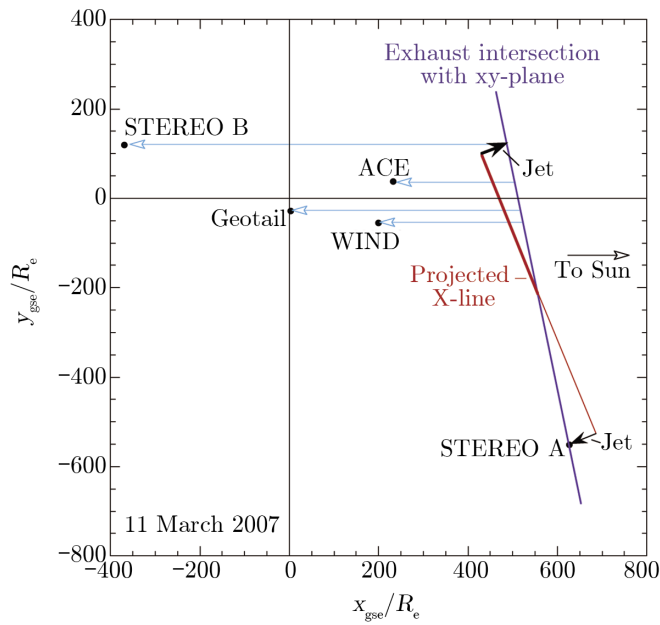


图 10 5 个飞船从不同方位探测同一个重联事件^[55]

多飞船联合观测发现 Petschek-like 重联出流区所在的电流片的磁场位形在几十分钟至长达数小时的时间间隔内变化很小，一般都在 10° 以内，磁重联电流片的一维特性保持得非常好^[30, 34]。磁重联的 X-line 区域至少延伸 4.26×10^6 km (离子特征尺度的数万倍)，反向出流区可以延伸至几百个地球半径之外。磁重联的时间至少持续了 320 min (Alfvén 波传播时间的数千倍)^[55]，甚至还有更极端的事件^[59]。图 11 (a) 为相离很远的 3 个飞船观测同一个大尺度 X-line 重联的示意图。从观测数据 (图11 (b)) 可看出，3 个飞船观测到了基本相同的重联特征。

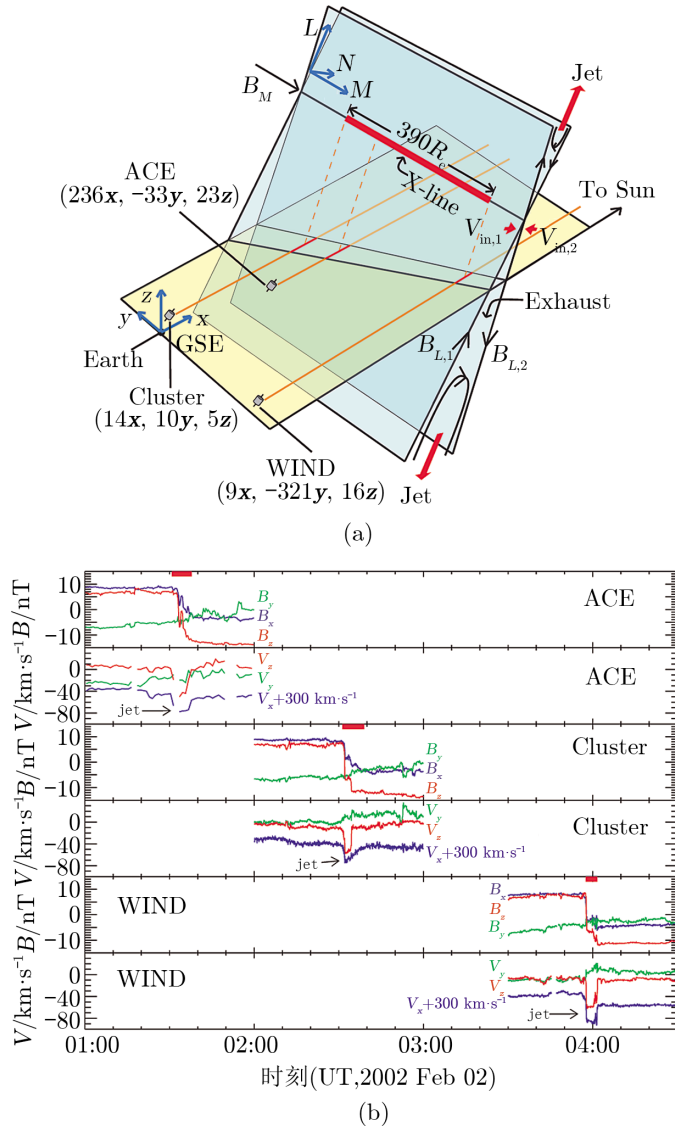


图 11 (a) ACE、Cluster 和 WIND 飞船与一个太阳风中大尺度 ($390 R_e$) X-line 重联相遇的示意图；(b) 3 个飞船观测到的磁场强度和等离子体流速的数据^[30]

4 总结与讨论

观测资料显示,与发生在太阳大气、地球磁层的磁重联相比,行星际等离子体自身的特点使得行星际磁重联表现出独特的性质:(1)由于边界条件对物理过程的影响较小,重联在时间和空间上呈现准稳态、大尺度的特点;(2)由于等离子体的磁雷诺数较高,磁场湍动较强,触发重联的条件相对容易达到,重联在低速太阳风中的发生概率很高,而且磁场剪切角可以很小;(3)由于重联事件是太阳风等离子体(包括 ICME 等结构)在向外膨胀过程中自发产生的,没有别的外力施加在重联等离子体上,属于发生频率很高的自发重联;(4)绝大多数重联出流区的报道都有很强的引导场,属于具有很强引导场的分量重联。

磁重联概念的提出至今已有近 70 年,但是,人们对其中的某些物理过程并未完全了解,而行星际磁重联的研究发展相对起步较晚,面临着更多悬而未决的问题,例如行星际磁重联的触发机制、重联如何加速和加热太阳风等,都有待进一步的研究。

在行星际磁重联的证认方面,当前主要依靠证认 Petschek-like 型出流区的旋转间断面来判断行星际太阳风中的磁重联,同时出流区内磁场和等离子体参量应该满足重联的基本要求。但事实上,许多太阳风中的重联现象会缺失一个或者更多经典重联的特征,另外,尽管证认出了大量的重联出流区,但 Petschek-like 模型中所要求的慢激波却鲜有被观测到。

对于发生磁云边界层的磁重联,由于缺乏相应的理论模型,至今难以把握重联特征。虽然磁云边界层的很多特点与重联特点类似,数值模拟和有关理论也证明磁云与背景太阳风相互作用的边界区域比磁云内部更容易发生重联,但目前使用的 Gosling 等人提出的行星际重联判据也仅仅在少数的磁云边界层中证认出重联出流。

可见,当前有关行星际磁重联的理论模型与观测并不完全相符,行星际的重联理论有待通过更为精细的观测资料进一步地进行验证和补充。我们认为,从磁云边界层这样的细微结构入手有望寻找当前研究的突破口,譬如,当前磁重联判据是否适用于作为小尺度高湍动结构的磁云边界层?磁云边界层中磁重联的细节是什么?是否产生慢激波?磁重联对边界层的形成和发展有何影响?这些课题都值得去探讨,都有待积累观测事实进行更深入的研究。

参考文献:

- [1] Gosling J, Eriksson S, Skoug R, et al. *The Astrophysical Journal*, 2006, 644(1): 613
- [2] Gosling J, Eriksson S, Schwenn R. *J Geophys Res: Space Physics (1978–2012)*, 2006, 111(A10): 10102
- [3] Giovanelli R. *Nature*, 1946, 158(4003): 81
- [4] Dungey J W. *Physical Review Letters*, 1961, 6(2): 47
- [5] Sonnerup B U, Paschmann G, Papamastorakis I, et al. *J Geophys Res*, 1981, 86: 10049
- [6] Paschmann G, Øieroset M, Phan T. *Microphysics of Cosmic Plasmas*. Springer, 2014: 309
- [7] 王水. 磁场重联. 合肥: 安徽教育出版社, 1999: 3
- [8] Parker E N. *J Geophys Res*, 1957, 62(4): 509
- [9] Samtaney R, Loureiro N, Uzdensky D, et al. *Physical review letters*, 2009, 103(10): 105004
- [10] Petschek H E. *NASA Special Publication*, 1964, 50: 425

- [11] Uzdensky D, Kulsrud R. *Physics of Plasmas* (1994–present), 2000, 7(10): 4018
- [12] Øieroset M, Phan T, Fujimoto M, et al. *Nature*, 2001, 412(6845): 414
- [13] Deng X, Matsumoto H. *Nature*, 2001, 410(6828): 557
- [14] Mozer F, Bale S, Phan T. *Physical review letters*, 2002, 89(1): 015002
- [15] Borg A, Øieroset M, Phan T, et al. *Geophysical research letters*, 2005, 32(19): 19105
- [16] Paschmann G. *Geophysical Research Letters*, 2008, 35(19): 19109
- [17] Sonnerup B. *Solar system plasma physics*, 1979, 1: 45
- [18] Liu Z, Hu Y. *Geophysical research letters*, 1988, 15(8): 752
- [19] Burlaga L F. *Solar Physics*, 1968, 4(1): 67
- [20] McComas D, Gosling J, Winterhalter D, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 1988, 93(A4): 2519
- [21] McComas D, Gosling J, Hammond C, et al. *Geophysical research letters*, 1994, 21(17): 1751
- [22] Moldwin M, Phillips J, Gosling J, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 1995, 100(A10): 19903
- [23] Wei F, Schwenn R, HU Q. *Science in China Series E: Technological Sciences*, 1997, 40(5): 463
- [24] Wei F, Hu Q, Feng X, et al. *Science in China Series A: Mathematics*, 2000, 43(6): 629
- [25] Wei F, Hu Q, Feng X, et al. *Advances in Space Environment Research*. Springer, 2003: 107
- [26] Wei F, Liu R, Fan Q, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2003, 108(A6): 1263
- [27] Wei F, Feng X, Yang F, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2006, 111(A3): 3102
- [28] Wang Y, Wei F, Feng X, et al. *Physical review letters*, 2010, 105(19): 195007
- [29] Gosling J, Skoug R, McComas D, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2005, 110(A1): 1107
- [30] Phan T, Gosling J, Davis M, et al. *Nature*, 2006, 439(7073): 175
- [31] Phan T, Gosling J, Paschmann G, et al. *The Astrophysical Journal Letters*, 2010, 719(2): L199
- [32] 王翼. 博士论文. 北京: 中国科学院空间科学与应用研究中心, 2012: 12
- [33] Gosling J. *Space science reviews*, 2012, 172(1–4): 187
- [34] Davis M, Phan T, Gosling J, et al. *Geophysical research letters*, 2006, 33(19): 19102
- [35] Øieroset M, Phan T D, Fujimoto M. *Geophysical research letters*, 2004, 31(12): 12801
- [36] Phan T D, Paschmann G, Sonnerup B. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 1996, 101(A4): 7817
- [37] Øieroset M, Phan T D, Lin R P, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2000, 105(A11): 25247
- [38] 徐晓军. 博士论文. 北京: 中国科学院空间科学与应用研究中心, 2011: 23
- [39] Hudson P. *Planetary and Space Science*, 1970, 18(11): 1611
- [40] Chao J K, Olbert S. *J Geophys Res*, 1970, 75(31): 6394
- [41] Zuo P, Wei F, Feng X. *Geophysical research letters*, 2006, 33(15): 15107
- [42] Zuo P, Feng X. *Solar Physics*, 2007, 240(2): 347
- [43] Gosling J, Eriksson S, McComas D, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2007, 112(A8): 8106
- [44] Schmidt J, Cargill P. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2003, 108(A1): 1
- [45] Lugaz N, Manchester IV W, Gombosi T. *The Astrophysical Journal*, 2005, 634(1): 651
- [46] Gosling J, Szabo A. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2008, 113(A10): 10103
- [47] Tian H, Yao S, Zong Q, et al. *The Astrophysical Journal*, 2010, 720(1): 454
- [48] Feng H, Wu D, Lin C, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2008, 113(A12): 12105
- [49] Wang Y, Wei F, Feng X, et al. *The Astrophysical Journal*, 2012, 749(1): 82
- [50] Dasso S, Mandrini C, Démoulin P, et al. *Astronomy & Astrophysics*, 2006, 455(1): 349
- [51] Matthaeus W, Dmitruk P, Oughton S, et al. *AIP Conference Proceedings*. 2003: 427
- [52] Scudder J, Karamibadi H, Vu H, et al. *AGU Fall Meeting Abstracts*. 2008, 1: 5
- [53] Lapenta G. *Physical review letters*, 2008, 100(23): 235001
- [54] Gosling J, Phan T, Lin R, et al. *Geophysical Research Letters*, 2007, 34(15): 15110
- [55] Gosling J, Eriksson S, Phan T, et al. *Geophysical research letters*, 2007, 34(6): 6102
- [56] Vasquez B J, Abramenko V I, Haggerty D K, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 2007, 112(A11): 11102
- [57] Paschmann G, Papamastorakis I, Baumjohann W, et al. *J Geophys Res: Space Physics* (1978–2012), 1986,

91(A10): 11099

[58] Swisdak M, Opher M, Drake J, et al. *The Astrophysical Journal*, 2010, 710(2): 1769

[59] Lavraud B, Gosling J, Rouillard A, et al. *Solar Physics*, 2009, 256(1-2): 379

Observations and Researches on Interplanetary Magnetic Reconnection

HUANG Jin^{1,2}, FENG Heng-qiang³, LIU Yu¹

(1. *Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China*; 2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*; 3. *Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471022, China*)

Abstract: In the past decades, the concept of Magnetic Reconnection (MR) in space physics has been increasingly applied to explain the explosive phenomena in the Earth's magnetosphere, the solar atmosphere and the interplanetary space. Interplanetary space provides a new laboratory for tests of MR models. Studies on MR events happening in interplanetary space offer valuable new insights because the magnetic shear is variable, and the boundary conditions are more symmetric and more stable than those in other environments. Another advantage is that the embedded structure of solar wind passing through spacecraft rapidly can be in-situ observed. However, the study of interplanetary MR started relatively late.

This paper gives an overview of the current status of interplanetary MR research. First, the characteristics of MR and the related theoretical models are described. Then we review the development history of MR in interplanetary space. In the relevant sections, the general criteria of interplanetary MR and the identification of MR in the in-situ solar wind measurements are presented. The research status of the MR in the Magnetic Cloud Boundary Layer is described and the related problems are discussed. We introduce the latest results of single point spacecraft measurements and multiple spacecraft observations of MR exhaust, respectively.

In conclusion, we summarize the properties of interplanetary MR and discuss the issues to be pursued in future research.

Key words: magnetic reconnection; interplanetary space; solar wind; magnetic cloud boundary layer