

文章编号: 1000-8349(2010)04-333-15



地球磁层对太阳风动压脉冲 结构响应的研究进展

姚 丽^{1,2}, 左平兵², 刘振兴², 陈化然¹

(1. 中国地震局地球物理研究所 北京 100081; 2. 空间天气学国家重点实验室 中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100190)

摘要: 综述了近年来国内外关于磁层对太阳风动压脉冲结构多时空尺度响应的观测结果以及物理模型。另外报道 TC-1 卫星在近地磁尾等离子体片观测的激波直接驱动磁尾等离子体片等离子体振动增强的新现象, 并利用 GOES 飞船、LANL 系列飞船, 以及地磁数据, 分析了该现象发生时地球同步轨道和地面对动压脉冲结构的响应。

关键词: 太阳风动压脉冲结构; 行星际激波; 磁层响应

中图分类号: P182.8 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳风、磁层以及电离层组成了一个复杂的耦合系统。当太阳风流过磁层顶时, 一部分能量、动量和等离子体通过行星际磁场 (IMF) 与地磁场的重联或者磁层边界层的似粘性作用传输到磁层^[1,2], 从而引起磁层内部的大尺度对流运动以及相伴随的磁层大尺度电场和电流^[3]; 另一方面太阳风磁场和等离子体的变化会影响太阳风与磁层的耦合效率, 并且引起磁暴、磁层亚暴、磁层稳态对流及各种磁流体波动等磁层多时空尺度扰动。行星际磁场 B_z 分量和太阳风动压 P_{dy} 是影响太阳风与磁层耦合的两个最重要的参量^[4]。在以前的研究中, 行星际磁场 B_z 分量对磁层活动的影响一直受到人们的重视, 当 B_z 分量为北向时, 磁层活动比较弱; 而 B_z 分量为南向时, 磁层活动显著增强, 并且南向分量越强则磁层活动相对越剧烈^[5]。当南向磁场持续 30 min 以上, 并且磁场突然向北转向, 引起

收稿日期: 2009-11-30; **修回日期:** 2010-05-20

基金项目: 中国地震局地球物理研究所基本科研专项; 国家自然科学基金项目 (40804046); 中国科学院院长优秀奖获得者启动资金; 国家重点实验室专项基金资助项目 (08262DAA4S)。

磁层大尺度对流减少,可能会触发磁层亚暴,据统计,44%的亚暴膨胀相是以这种方式触发的^[6]。目前关于太阳风动压 P_{dy} 对磁层活动的效应还没有引起足够的重视,它的作用也没有被清晰地建立起来。

太阳风动压的变化有很多形式,其中最受人们关注的是太阳风动压脉冲结构(Dynamic Pressure Pulse),即太阳风动压在很短时间内(如小于10 min,不同的研究者选择突变的时间不一样)突然大幅增强。行星际激波或其他间断面是常见的动压脉冲结构之一,越过这些间断面,等离子体数密度和太阳风速度显著增强,故太阳风动压脉冲增强。当太阳风动压脉冲结构作用于地球磁层时,首先磁层顶被压缩,随后在向阳侧磁层顶地向传播的快模磁流体波被激发。当磁流体波动传播到地面时,中低纬度区域地磁台站一般会观测到地磁场水平分量 H 分量脉冲增加,即触发地磁场 SI (Sudden Impulse),而在高纬地区的地磁台站则观测到地磁场两极变化,即地磁场 H 分量先突然降低,然后突然增加并持续一段时间;或者地磁场 H 分量先突然增加,然后突然减小并持续一段时间,分布在不同磁地方时的地磁台站观测到的地磁场变化信号不同^[7-9]。事实上太阳风动压脉冲结构会激发磁层-电离层系统多时空尺度的扰动。太阳风动压脉冲结构引起的扰动是全球性的,它能影响包括向阳侧和夜侧磁层以及电离层在内几乎所有的主要等离子体区域和电流系统。

磁尾等离子体片经常处于扰动状态,特别是在南向行星际磁场条件下,太阳风动压脉冲结构触发相关的扰动经常被亚暴或其他扰动所掩盖,因而不能被准确地分辨出来。另一方面,由于缺乏相应的位于磁尾等离子体片的卫星实时观测,故目前关于近地磁尾等离子体片对动压脉冲结构的响应研究比较少^[10]。2003年12月30日发射的TC-1卫星是近地赤道卫星,轨道高度6900~85300 km,倾角为28.5°。每年7—10月,TC-1卫星大部分时间位于近地磁尾区域,为探测磁尾等离子体片的场和粒子演化提供了很好的观测条件^[11]。第三章将重点介绍TC-1卫星在近地磁尾等离子体片观测的两例行星际激波触发的磁尾等离子体片扰动现象。

2 太阳风动压脉冲结构的磁层响应

太阳风动压脉冲结构会激发磁层-电离层耦合系统多时空尺度的扰动,包括地磁场的扰动^[12,13],地球同步轨道磁场扰动^[14-18],极光扰动^[19-23],极盖区变化^[24,25],地球同步轨道高能粒子通量的变化^[26,27],电场扰动^[28-33],ULF、ELF、VLF和HF频段的等离子体波动现象^[32-34],以及整个磁尾的响应^[10,35-40]等。

2.1 地磁场的扰动

当太阳风动压脉冲结构与磁层相互作用时,整个磁层电流系统都会相应增强,主要包括磁层顶电流、场向电流、磁层对流驱动的电离层电流及越尾电流等,所以太阳风动压脉冲结构首先会影响磁层各个区域的磁场变化。高纬区域地磁场水平分量突然降低并持续一段时间称为负湾扰,负湾扰以前经常作为地磁亚暴发生的标志,但是后来发现地磁亚暴不是引起负湾扰的唯一机制,磁层稳态对流也可以引起负湾扰,称为对流湾扰^[13]。特别是当行星际磁场南向持续30 min以上后,行星际激波或者动压脉冲结构到达地球磁层时,负湾扰也可以被触发,这种湾扰有人称之为压缩湾扰,但并不是所有的动压脉冲结构都可以引起压缩湾扰^[13]。Liou等人研究了行星际激波与压缩湾扰的关系,发现湾扰的强度与激波下游即动压增强区的

太阳风参数相关性高, 与激波上游参量相关性则相对比较低, 所以认为行星际激波能否触发湾扰与太阳风的动压和行星际磁场都有关系, 而且压缩湾扰反映的磁层压缩期间极光西向电急流的增强是一个直接驱动过程, 而不是装卸载过程^[13]。

2.2 地球同步轨道磁场扰动

除了地磁场外, 很多研究者关心地球同步轨道磁场随太阳风动压的变化。Rufenach 等人利用 GOES 卫星 1 h 平均地球同步轨道磁场数据, 发现在磁平静时期, 太阳风动压越高, 磁场水平分量越强^[14]。Sanny 等人同样研究了磁平静时期太阳风动压对地球同步轨道磁场的影响, 发现随着太阳风动压的增强, 地球同步轨道中午侧的磁场变化也增强^[15]。在以后的研究中, 高分辨率数据揭示了一些新的现象。Lee 等人利用高分辨率 GOES 卫星观测数据研究了地球同步轨道磁场对太阳风动压脉冲结构的响应^[26], 结果发现, 当行星际磁场为南向时, 动压增强导致阳侧磁场主要受到压缩而增强, 但是夜侧磁场表现出偶极化现象。利用低纬地磁场和地球同步轨道高能粒子通量数据, Lee 等人认为偶极化现象是太阳风动压增强驱动的全球扰动的一部分^[26], 当行星际磁场为强南向时 ($B_z < -10$ nT), 夜侧磁层对动压增强的响应则相对灵敏一些; 当行星际磁场为北向时, 太阳风动压增强则地球同步轨道磁场表现出简单压缩效应。对有些事件, 可以观测到夜侧磁场减小, 但是没有发现偶极化现象。Lee 等人的工作^[26]说明一个问题: 太阳风动压增强的磁层响应与行星际磁场方向有关。在相关研究中, 为了去除行星际磁场变化带来的影响, 一般只考虑稳定的行星际磁场条件下动压增强效应, 不考虑越过动压脉冲结构前后磁场发生南向偏转或者北向偏转的情况。Ostapenko 等人利用 11 颗卫星在整个磁层 3~10 R_E 区域探测的磁场数据库, 考察了三维磁层磁场对大尺度太阳风动压增强 (采用 1 h 平均太阳风动压数据) 的响应^[41], 结果发现当太阳风动压增强时, 阳面的磁场基本上增强, 但是夜侧磁场大多数情况下稍微减弱, 并且认为夜侧磁场的减弱可能是越尾电流增强导致。很多研究表明, 磁层尾瓣磁场随着太阳风动压的增强而增强^[35-37], 这一现象表明越尾电流随着太阳风动压的增强而增强。Collier 等人证实, 在行星际磁场为北向或者微弱南向时, 尾瓣磁场对太阳风动压间断反应很快, 一般为 2 min, 说明越尾电流也对太阳风动压增强的反应很快^[38]。

2.3 极光扰动

太阳风动压脉冲结构会引起大尺度极光活动^[19-23], 这种扰动表现为极光快速、全面增强, 并且极光卵的极向边界向极区靠近。当动压脉冲结构冲击地球后, 极光卵大部分区域立刻同时产生增亮效应, 这种极光全面增强的现象与极光亚暴显著不同。亚暴膨胀相期间极光活动限制在午夜前后几小时的 MLT 范围内, 极光活动首先在高纬午夜侧前后点亮, 然后逐渐向极侧, 东西方向扩展, 这与亚暴电流楔的形成和方向扩展有关。不仅地球同步轨道磁场的响应, 太阳风动压增强的其他磁层效应也与行星际磁场有关, 当行星际磁场为北向和南向时, 磁层响应显著不同: 当行星际磁场为南向时, 所有的电流都有较大的增强; 行星际磁场为北向时, 这些响应则较弱^[22]。在南向行星际磁场条件下, 太阳风动压脉冲结构冲击磁层时, 会导致极光活动全面增强; 在北向行星际磁场条件下, 极光活动增强的幅度较小, 而且限制在较小的磁地方时范围内。Zhou 等人统计分析了 18 例太阳风动压脉冲增强事件^[43], 发现当行星际磁场为南向、接近于零以及北向时, 动压脉冲引起的极光活动分别为强、较强和较弱。Lyons 等人则致力于研究不同种类的太阳风变化引起的相应极光区域扰动, 得出了一些很有意思的

结果^[23]。当行星际磁场为弱南向磁场 ($-5 \text{ nT} \leq B_z$)，并且南向磁场持续 30 min 以上时，若随后发生南向磁场的变化，从而减小对流电场，则会触发经典的亚暴。当行星际磁场为微弱南向时，太阳风动压增强会压缩整个磁层，导致全面极光增强活动，这与亚暴极光隆起及电流楔形成所引发的极光活动显著不同。当行星际磁场为强南向 ($B_z \leq -8 \text{ nT}$) 时，行星际磁场的变化也会触发亚暴，但是同经典的亚暴相比，极光隆起区域膨胀的方位角更广。当行星际磁场为强稳定南向时，太阳风动压增强不仅引起与亚暴极光隆起区域不同区域的极光增强现象 (与微弱南向动压增强引起的极光活动一样)，而且在哈朗间断 (Harang discontinuity) 附近，即经典亚暴极光增强区域的极光也增强，两个区域的极光增强活动合并，形成一个覆盖 10~15 h 磁地方时的较宽的极光增强活动。在等离子体片区，亚暴电流楔和磁层压缩引起的粒子能量化过程都会发生，这就是说当行星际磁场为强南向时，动压增强会触发亚暴，并且产生压缩效应；动压增强可以使磁尾电流片区等离子体对流减弱，所以会触发亚暴^[23]。还有一个有意义的现象，即在强南向磁场条件下，行星际磁场和太阳风动压同时变化，有时对亚暴的触发有抑制作用，如行星际磁场发生北向偏转并且太阳风动压突然减弱，或者行星际磁场发生南向偏转并且太阳风动压突然增强，都可能不会触发亚暴的发生。这些充分说明了太阳风动压 P_{dy} 和行星际磁场 B_z 分量都是影响太阳风 - 磁层耦合的有效参量，以前很多研究仅仅考虑在某一个参量较稳定情况下讨论另一参量的效应，它们的综合效应有待于进一步研究。

2.4 极盖区变化

Boudouridis 等人利用 4 颗国防气象卫星 (DMSP) 和同时的 POLAR 飞船 UVI 的观测数据，比较分析了不同行星际条件下极盖区对太阳风动压脉冲结构的响应。当行星际磁场为稳定南向时，极光卵几乎所有磁地方时的极向边界发生极向移动，极盖区区域全面缩小^[22,25]。当太阳风动压增强之前的行星际磁场接近于零 (北向或者南向) 时，在夜侧可以观测到极光卵极向边界的极向移动，但是在阳侧则保持不变。他们解释此类极盖区的反应是由于磁尾重联和磁层对流增强导致的。Zesta 等人研究了 1 例动压脉冲结构对应的极盖区电离层电流变化，发现当太阳风动压脉冲结构作用于磁层时，I 区场向电流 (FAC) 增强，并且与之相连的极光电急流强度也增加，极光卵甚至扩展到地理纬度 80° 附近^[20]。Lukianova 等人利用极盖区指数 (PC 指数) 研究了太阳风动压突然变化时极盖区电离层响应^[24]，PC 指数测量的是与磁层 - 电离层对流相关的电离层电流跨极部分的强度和方向。在稳定行星际磁场条件下，随着太阳风动压突然增强，PC 指数也相应突然增强，这表明太阳风动压脉冲结构可以引起极盖电场以及极区电离层 DP2 电流跨极部分的瞬时变化。太阳风动压突然增加，PC 指数呈现出两相变化，即先急速下降形成负峰结构 (初相)，随后突然增加至远大于太阳风动压脉冲到达之前的水平 (主相)；太阳风动压突然减小时，PC 指数则呈现出相反的变化，即先急速上升形成峰结构，随后突然下降。峰值结构一般持续 3 min，急速变化的时刻与磁层压缩导致的 AE 指数上升和地球同步轨道粒子通量突然上升的时刻一致，这表明太阳风动压突然变化会引起磁层对流的瞬时变化。对比分析磁云触发磁暴期间两种情况，即强南向磁场稳定而动压突然增强和动压稳定而南向磁场突然转北时的 PC 指数变化，Lukianova 等人发现 PC 指数在两种情况下变化强度相当^[24]，这表明太阳风动压和行星际磁场对磁层对流都起着重要作用。

2.5 地球同步轨道高能粒子通量的变化

太阳风动压脉冲结构对磁层高能粒子通量也会产生强扰动。Li 等人发现，行星际激波引

起的太阳风动压脉冲增强会导致地球同步轨道区域高能粒子通量强烈变化, 不管是在阳侧还是在夜侧, 该变化都比较明显^[44]。Lee 等人报道了 4 例准周期性太阳风动压脉冲增强引起的高能粒子通量准周期性变化, 即所谓的锯齿状粒子注入事件 (Sawtooth events)^[18], 太阳风动压脉冲结构导致的高能粒子通量的变化与亚暴膨胀相期间的同步轨道粒子注入现象有很大差别。Lee 等人对比研究了太阳风动压增强导致的地球同步轨道粒子通量的变化与亚暴粒子注入的差别^[27]。不同的行星际条件下, 太阳风动压脉冲结构引起的粒子通量变化也不同。在弱南向或者北向行星际磁场条件下, 动压脉冲结构导致磁层压缩, 引起几乎所有能段的粒子通量同时增加, 粒子通量增加首先发生在向阳侧, 几分钟后夜侧粒子通量也增加, 即存在传播效应; 在有些磁地方时, 至少一个能段的粒子通量会发生下降, 但相应的太阳风动压脉冲结构导致的粒子通量增加不会表现出亚暴粒子注入的特点。在持续强南向磁场条件下, 并且动压较稳定时, 行星际磁场的变化触发的亚暴与弱南向磁场条件下的亚暴粒子注入现象很相似, 只是无色散粒子注入的区域扩大, 有时在下午侧都能观测到质子无色散注入。在持续强南向磁场条件下, 动压脉冲结构引起的粒子通量变化显出双模式扰动, 即在向阳侧表现出磁层压缩导致的粒子通量增加特点, 在夜侧则表现出亚暴粒子注入的特点: 在向阳侧质子和电子通量都增加, 但是质子通量比电子通量增加更明显; 而在夜侧两种成分的粒子通量也增强, 但是电子通量增强表现得明显。

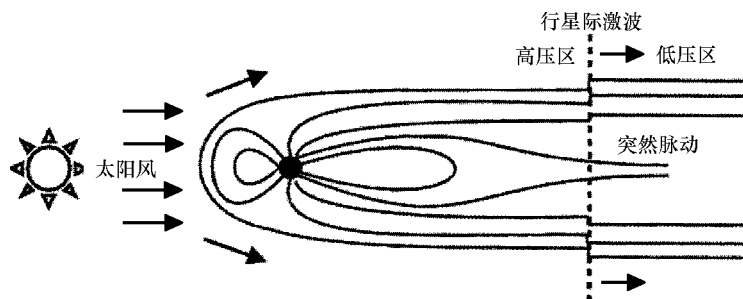


图 1 行星际激波在磁鞘中传播引起尾瓣 SI 草图^[40]

2.6 磁尾的响应

在磁尾尾瓣区, 太阳风动压脉冲结构引起的磁层压缩会导致尾瓣磁场在几到十几分钟内突然增强, 一些研究者把这一现象称作磁尾尾瓣 SI。历史上有两种物理机制解释尾瓣 SI 现象, Sugiura 等人提出太阳风动压显著增强在地球磁层顶激发磁流体波动, 该波动携带磁通量从向阳侧传输到磁尾, 磁通量的堆积会导致磁尾尾瓣磁场显著增强^[42], 与此观点不同, Kawano 等人^[36]和 Collier 等人^[38]提出“磁尾压缩”模型: 动压脉冲结构在磁鞘中传播时, 增强的等离子体动压沿磁层顶侧翼对称挤压磁尾, 尾瓣磁压与磁鞘内等离子体动压保持平衡, 从而导致了磁尾磁场的变化和相应的等离子体运动, 图 1 给出了“压缩模型”的草图。假设磁尾尾瓣等离子体压强可以忽略, 磁尾和磁鞘太阳风压强之间的平衡可近似表达为^[45]:

$$\frac{B_{\text{lobe}}^2}{2\mu_0} = K P_{\text{dy}} \sin^2 \alpha + \frac{B_{\text{SW}}^2}{2\mu_0} + n_{\text{SW}} K_b T_{\text{SW}}, \quad (1)$$

其中, T_{SW} 是太阳风电子温度和质子温度之和, $P_{\text{dy}} = n_{\text{SW}} V_{\text{SW}}^2$, 为太阳风动压, B_{SW} 和

n_{SW} 为太阳风磁场强度和数密度; 参数 K 是拖曳相关系数, 用于衡量太阳风粒子进入磁层顶的动量传输系数; α 为太阳风流与尾瓣边界的夹角, 在磁尾距离地球 $10\sim 20 R_E$, α 一般为 $17^\circ\sim 30^\circ$ (取决于太阳风动压)^[35]。虽然背阳面磁层顶主要受磁鞘等离子体的压缩, 但是太阳风动压间断面可以通过弓激波传输, 在磁鞘形成同样的压力间断结构^[38]。

3 激波直接驱动磁尾等离子体片等离子体振动增强事件

行星际激波是太阳风中一种重要的瞬变结构, 也是最重要的动压脉冲结构之一。2004年11月7日 WIND 飞船探测到两例行星际激波。在这些激波间断前后, 行星际磁场为北向或微弱南向。在激波作用于磁层期间, TC-1 卫星恰好位于近地磁尾中心等离子体片区; 在激波到达之前, 磁层非常平静, 磁尾等离子体片的扰动也非常弱, 故我们能清楚地辨别出激波引起的等离子体片等离子体和磁场的扰动。等离子体片对这两例激波的响应比较强烈, 发生的现象也很相似。当激波作用于磁层时, 首先引起地磁场 SI, $1\sim 2$ min 后, TC-1 观测到等离子体片磁场突然脉冲式增强, 磁力线拉伸, 离子速度、温度以及数密度也显著增加。最显著的现象是, 激波直接驱动等离子体准周期振动显著增强, 并且等离子体流动方向与局地磁场方向基本垂直, 等离子体片磁场和等离子体的响应几乎同时发生。下面将详细讨论和分析等离子体片对激波的具体响应。

3.1 数据和仪器

搭载在 TC-1 卫星上的 FGM^[46] 和 HIA^[47] 仪器能分别提供高分辨率磁场和等离子体关键参数数据, 其时间分辨率均为 4 s。我们用这些数据研究磁尾等离子体片磁场和等离子体的变化特征。磁尾中心等离子体片 (CPS) 的主要特征包括磁场强度较低 ($10\sim 20$ nT), 离子温度较高 (热离子, $1\sim 6$ keV), 离子 β 值较高 ($2\sim 6$)。太阳风条件由 WIND 飞船上 3DP^[48] 和 MFI^[49] 监测, 其时间分辨率为 3 s。Sym-H 指数由分布于全球中纬度区 6 个地磁台站观测的地磁场水平分量平均得到, 用来表征中、低纬磁场扰动情况, 它的意义和 Dst 指数相同, 不同的是, Dst 指数只能提供 1 h 时平均数据, 而 Sym-H 指数则可以提供 1 min 时间分辨率数据^[50]。

3.2 2004年11月7日 02:00 UT 事件

2004-11-07 T 01:59:50 UT, WIND 飞船于 $R \simeq (199, 50, -19)R_E$ (GSM 坐标系下) 处探测到 1 例典型的行星际激波。图 2 给出了 WIND/MFI 和 3DP 提供的磁场和等离子体观测数据。图中从上到下依次为磁场强度、磁场三分量、质子温度 T_p 、数密度 N_p 、太阳风速度 V_p 和太阳风动压 P_{dy} 。图中激波可由磁场和等离子体参数的跃变条件辨认出 (见 “S” 标示的竖线)。跃过激波面, 磁场强度由 4.2 nT 增强至 8.7 nT, 太阳风速度由 320 km/s 增至 362 km/s, 质子温度由 52×10^3 K 上升至 106×10^3 K, 数密度由 5.2 cm^{-3} 上升至 10.9 cm^{-3} , 太阳风动压也由 0.9 nPa 上升到 2.4 nPa, 表明该激波为强动压脉冲结构。与此同时, 由磁场三分量的跃变可以看出, 越过间断面磁场方向发生突变。由跃变条件知, 这是一个典型前向快激波。在激波上游, 太阳风动压较小 (小于 1 nPa), 并且一直比较稳定, 行星际磁场 B_z 分量为弱北向 ($B_S < 3$ nT)。利用激波上下游的磁场和等离子体参数, 可以计算出激波的传播速度为

$V_s = 423 \text{ km/s}$ 。这里采用的激波速度计算公式为:

$$V_s = \frac{n_2 \mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{n} - n_1 \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{n}}{n_2 - n_1}, \quad (2)$$

其中激波法向由磁场共面法得到, 即:

$$\mathbf{n} = \frac{(\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2) \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)}{|(\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2) \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)|}. \quad (3)$$

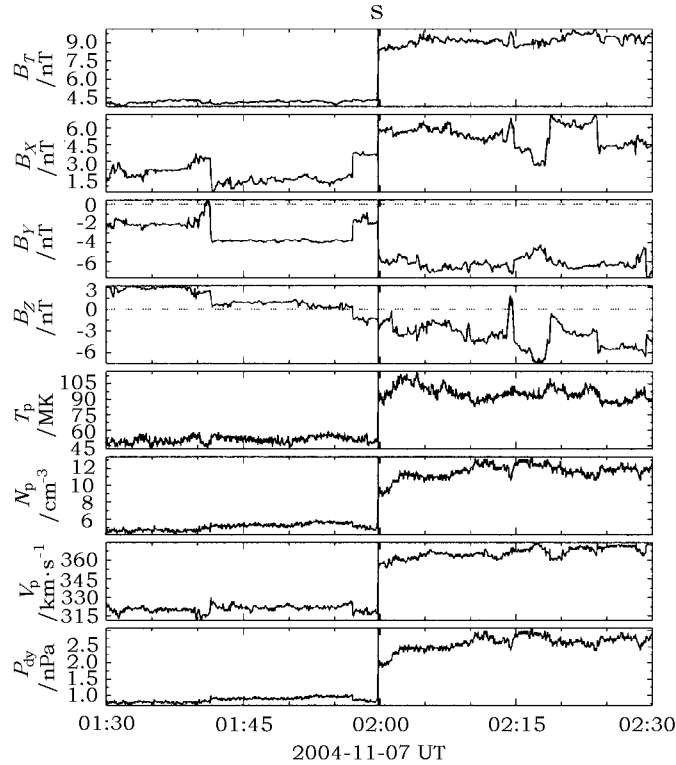


图 2 WIND 飞船于 2004-11-07 T 01:59-50 UT 探测的行星际激波。该激波用线“S”标示

大约 55 min 后, 即在 02:55 UT 附近, 地磁场脉冲增强, Sym-H 指数在几分钟内由 13 nT 突然增加到 27 nT(见图 3 最后一栏所示), 即发生地磁场 SI。假设激波从 WIND 飞船到磁层顶以恒定速度传播, 根据上面计算的激波速度可以估算出激波从 WIND 飞船处传播到日下点 ($X=10 R_E$) 的渡越时间约为 52 min。另外, 一般行星际激波和 SSCs/SIs 之间有很好的对应关系, 因此这里可以合理地推断此 SI 是由 WIND 飞船在 01:59:50 UT 探测到的激波所引起的, 并且在 02:55 UT 后激波开始压缩磁层。

图 3 显示了 TC-1 卫星观测的磁场、等离子体数据, 左边各栏从上到下依次给出总的磁场强度和磁场三分量, 磁场倾角 θ_B (磁场方向与 GSM 坐标系 $X-Y$ 平面的夹角), 离子 β 值 ($\beta_i = \frac{N_i K T_i}{B_T^2 / 2 \mu_0}$) 以及离子温度 T_i 。右边各栏从上到下依次表示等离子体数密度、离子速度及其三分量, 等离子体速度和磁场之间的夹角 θ_{BV} , Sym-H 指数。在我们所关注的时

间段: 02:00 UT—04:00 UT, TC-1 卫星位于靠近子夜侧 (MLT 20:13—20:32), 并且位于磁尾等离子体片。这可以由 TC-1 观测的典型磁场和等离子体参数值推断出。这些参数主要包括: 离子的 β 值较大, 典型的磁场强度 (约 10 nT) 以及典型的数密度 (0.3 cm^{-3})。02:56:30 UT, 即 SI 发生 90 s 之后, TC-1 观测到磁场突然由 7 nT 增强至 20 nT。磁场主导分量 B_X 和 B_Z 分量突然增加, 伴随着磁倾角减小, 这表明磁场线被拉伸。与此同时, 离子温度和数密度脉冲增强。在激波作用于磁层之前, 离子速度大小非常稳定, 并且维持在一个非常低的值 (小于 45 km/s)。在磁场脉冲增强的同时, 离子速度突然显著增强, 增强的等离子体流持续约 21 min 左右, 最大流速约为 170 km/s。一个非常显著的现象是当激波作用于磁层时, 等离子体准周期振荡显著增强, 振荡周期平均约为 7 min。从等离子体数密度剖面可以看出, 等离子体数密度峰值和粒子速度以及各分量振荡峰值具有对应性 (见图中虚线所示)。在离子流增强期间, 流场和局地磁场几乎垂直 ($\theta_{BV} \approx 90^\circ$), 这表明该增强的等离子体流为对流型, 然而在 SI 发生之前, θ_{BV} 平均约为 50° 。

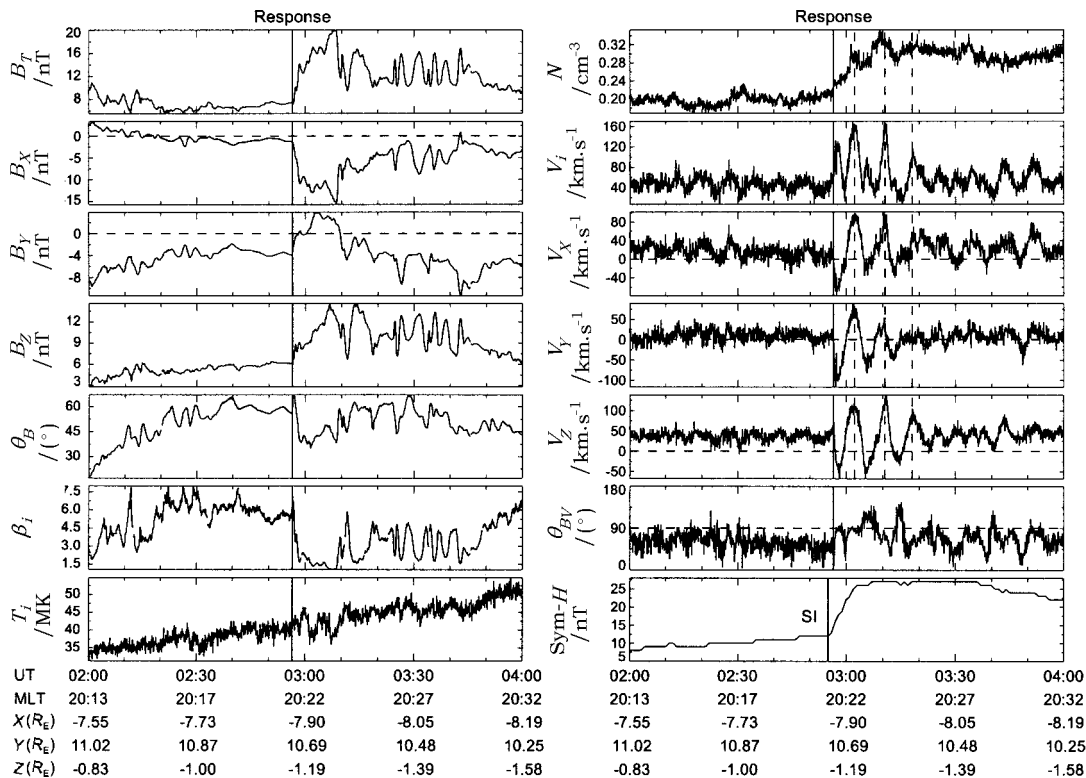


图 3 02:00—04:00 UT, TC-1 卫星观测及 Sym-H 指数。等离子体片磁场和等离子体对激波的开始响应时间用标有“Response”的竖线标示, 激波触发的 SI 用“SI”标示

3.3 2004 年 11 月 7 日 10:04 UT 事件

2004-11-07 T 10:03-45 UT 附近, WIND 飞船在位于 $R \approx (199, 43, -33) R_E$ (GSM 坐标系下) 处探测到另外 1 例行星际激波。图 4 给出该激波的跃变条件, 图中各栏的意义与图 2 相同, 其中激波用“S”标示。越过激波面, 磁场强度、质子温度、数密度, 太阳风速度以及动压

均脉冲增加。由跃变条件知, 该激波仍然为前向快激波, 激波速度为 480 km/s。太阳风动压在几分钟内由 4.5 nT 增加了约 3 倍。在激波到达之前, 行星际磁场为北向。越过激波面, 磁场北向分量显著增强, 4 min 后磁场发生南向偏转, 48 min 后, 该激波到达磁层顶并于 10:52 UT 触发地磁场脉冲增强 (SI), Sym-H 指数由 25 nT 突然增加至 45 nT (如图 5 所示)。在激波作用于磁层之前, 地磁活动非常平静。图 5 给出了 TC-1 的磁场和等离子体观测结果, 图中各物理参数的意义同图 3。同样地 10:00 UT—12:00 UT 期间, TC-1 卫星位于子夜侧附近等离子体片区中 (MLT:21:40—22:09)。在 10:53:10 UT, 即 SI 发生 70 s 后, 等离子体片磁场和等离子体对激波压缩表现出强烈的响应, 其特点与 2004-11-07 T 02-00-00 UT 事件的特点相似。磁场被强烈压缩, 其中 B_X 分量由 -5 nT 上升至 -22 nT, B_Z 分量由 14 nT 上升至 20 nT, 磁场倾角下降了约 29° , 表明磁场线被拉伸。离子温度、数密度准脉冲增强。SI 出现之前, 离子运动很弱 (见图 5 右栏)。在磁场脉冲式增强的同时, 离子速度突然增强并持续约 22 min。同时等离子体运动表现为以平均 6 min 为周期的准周期振荡形式增强。等离子体振荡也可以从等离子体密度剖面看出。在增强的等离子体流阶段, 离子速度几乎垂直于局地磁场方向 ($\theta_{BV} \simeq 90^\circ$), 而在等离子体流增强前后 θ_{BV} 角比较小, 因此可以判断当激波压缩磁层时, 等离子体片内的对流显著增强。

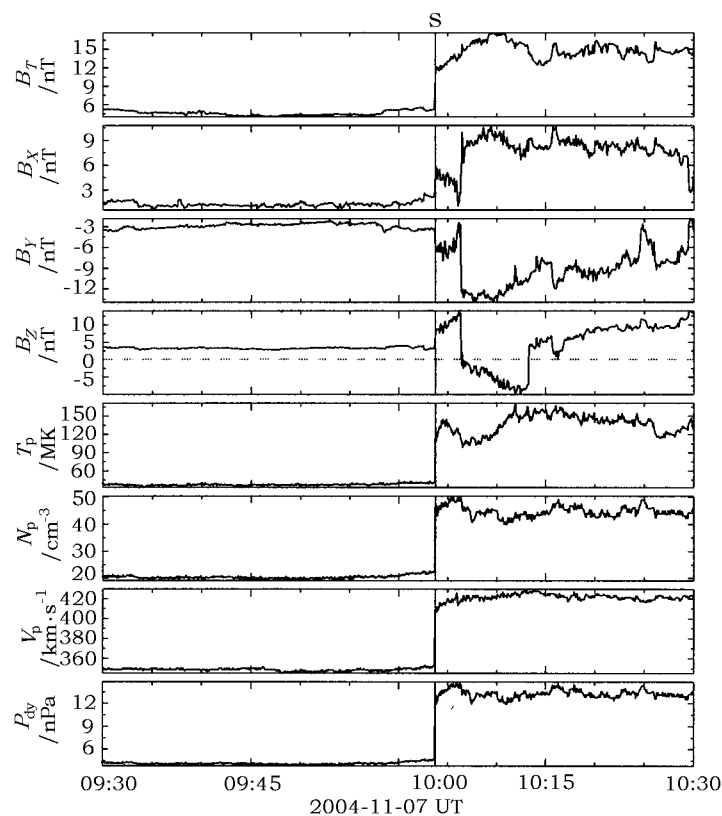


图 4 WIND 飞船于 2004-11-07 T 10-04-00 UT 探测的行星际激波, 该激波用 “S” 标示

3.4 讨 论

行星际磁场方向对磁层对流强度的影响较大。当行星际磁场为南向, 磁层顶重联占主导,

从而驱动磁层对流增强。尤其是当太阳风中存在持续南向磁场，磁层对流显著增强，磁层亚暴或者其他的磁层扰动现象可能被触发，此时，等离子体片的扰动比较强。当行星际磁场为北向时，磁层活动则比较平静，等离子体对流比较弱和稳定。我们分析的 2 例行星际激波，行星际磁场为弱南向或者北向。我们同时也考察了激波作用于磁层前半小时，后一个小时的 IMAGE/FUV 提供的极光图像，并辅助地磁台站以及地球同步轨道区域 GOES 和 LANL 飞船的观测，没有发现典型极光亚暴现象，这表明激波没有触发亚暴发生，磁尾等离子体片发生的扰动现象是激波直接驱动的结果。

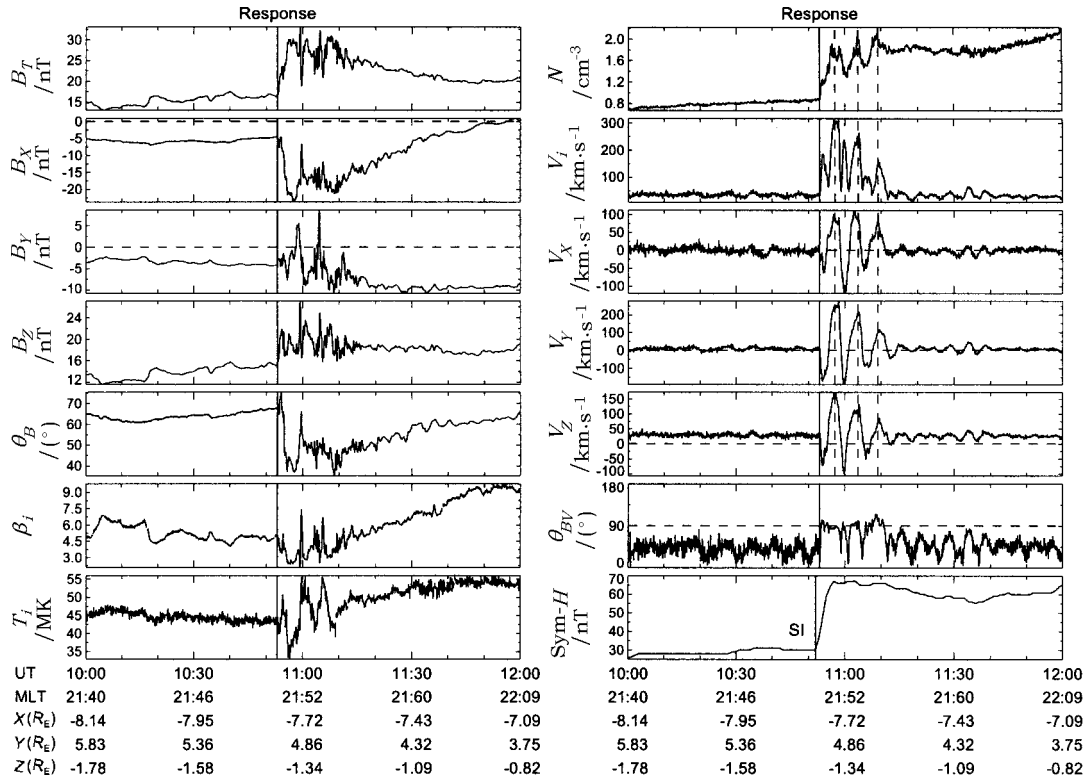


图 5 02:00 UT—04:00 UT TC-1 卫星观测及 Sym-H 指数。等离子体片磁场和等离子体对激波的开始响应时间用标有“Response”的竖线标示，激波触发的 SI 用“SI”标示

Keika 等人曾经利用 Cluster 多卫星观测时序分析讨论过 1 例激波引起的磁尾等离子体片的扰动及扰动传播^[10]，发现向阳侧磁层压缩引起的扰动以及磁尾尾瓣压缩向等离子体片传播的扰动，都可以在等离子体片中观测到。当激波作用于磁层时，Cluster 卫星首先观测到从向阳面磁层顶传播的磁流体波动，主要观测特征是等离子体片尾向扰动等离子体流的发生。随后等离子体片磁场显著压缩，伴随着等离子体流增强，等离子体流沿昏向和沿尾向流动，其中昏向速度占主导。最重要的是扰动峰面传播的法向方向 $\phi = 119^\circ$ 。所以 Keika 等人解释这种扰动是由激波后强动压等离子体在磁鞘沿侧翼压缩磁尾，产生的扰动向内传播（昏向传播）所致^[10]。

本文讨论的 2 例激波触发的等离子体片扰动具有三个共同特点：(1) 磁场脉冲式增

强; (2) 等离子体和磁场的响应几乎同时发生, 故引起磁场增强和等离子体振荡增强的原因是相同的; (3) 等离子体振荡持续一段时间, 增强的等离子体流与局地磁场近似垂直。Huttunen 等人统计分析了动压脉冲结构引起的尾瓣 SI 事件^[40], 指出尾瓣磁场增强是由激波下游磁鞘等离子体动压增强压缩磁尾引起的, 并且建议尾瓣磁场压缩同时也会压缩等离子体片磁场, 引起等离子体片磁场增强。另外, 考虑到磁场增强和等离子体流增强都持续一段时间, 并且等离子体流动与局地磁场垂直而不是沿磁场线方向, 故我们推断激波触发的等离子体扰动很有可能是由磁鞘等离子体动压增强引起的, 而不是由磁层顶传播的磁流体波压缩导致的。

4 磁层对动压脉冲结构的其它响应

第 3 章我们重点分析了 TC-1 卫星观测的行星际激波 (动压脉冲结构) 触发磁尾等离子体片准周期对流增强的新现象。本章, 我们将以 2004-11-07 T 10-04-00 UT 事件为例, 基于 GOES 飞船探测的磁场数据, LANL 系列飞船观测的高能电子数据, 以及高纬、中低纬地磁数据, 分析磁层对动压脉冲结构的其它响应。

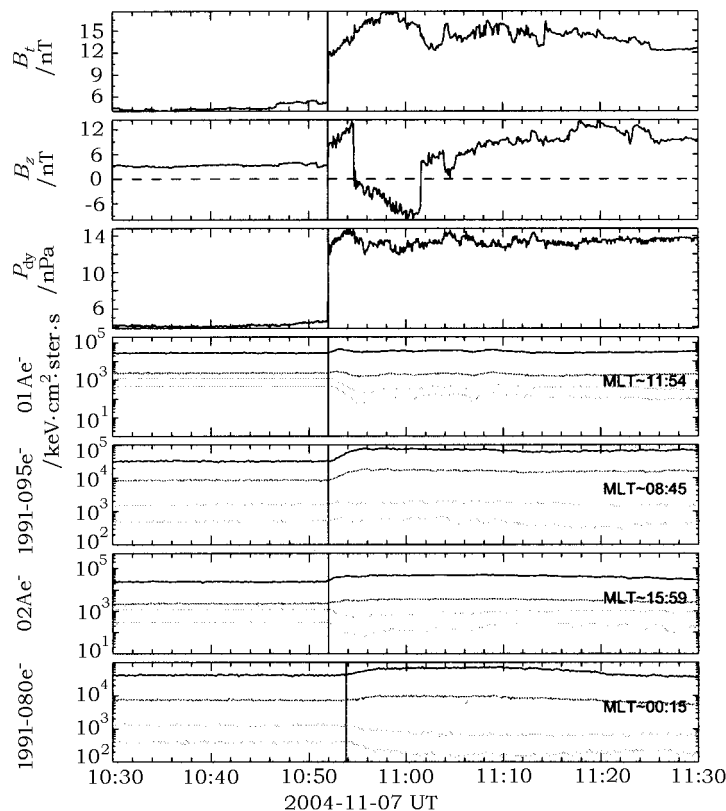


图 6 激波压缩磁层时, LANL 系列卫星观测到的高能电子通量变化图
WIND 飞船太阳风观测数据向后平移了 48 min

LANL 系列卫星运行在地球同步轨道上, 从 1976 年开始一直到现在, 提供实时连续 (24 h) 的粒子通量数据, 图 6 显示了位于不同磁地方时的四颗卫星: LANL 01A, 1990-095, 1991-080 和 02A 探测的各能段高能电子 (e^-) 通量的变化, 能段越高的粒子通量量级越小, 图中显示的是对数坐标。其中图上 3 栏为 WIND 飞船探测的磁场大小、 B_z 分量 (GSM 坐标系下) 以及太阳风动压 P_{dy} 。为了便于显示高能粒子的响应, 太阳风数据被平移了 48 min, 即激波从 WIND 飞船到压缩磁层产生 SI 的时间。图中标出了 10:52 UT 时刻即 SI 发生时各卫星所在的磁地方时, LANL 01A 卫星正好位于正午侧附近, 1991-080 卫星则位于子夜侧附近, 其他两颗卫星分列于晨昏两侧。从图中可以看出, 太阳风动压脉冲结构作用于磁层时, 引起地球同步轨道各个区域高能电子通量的响应主要有两个特点: (1) 较低能段的高能电子通量增强, 而较高能段的高能电子通量则下降 1 至 2 个数量级; (2) 位于正午和晨昏两侧的卫星观测到的高能电子的响应几乎同时发生, 而位于子夜侧附近的高能电子的响应则滞后, 即可以观测到扰动传播现象。这些观测结果与 Lee 等人^[27] 观测的在微弱南向或者北向行星际条件下高能粒子对动压脉冲结构的响应现象一致。

图 7 给出了 10:30 UT—11:30 UT 期间 GOES 飞船和地磁场的观测。图 7(a) 为 GOES 飞

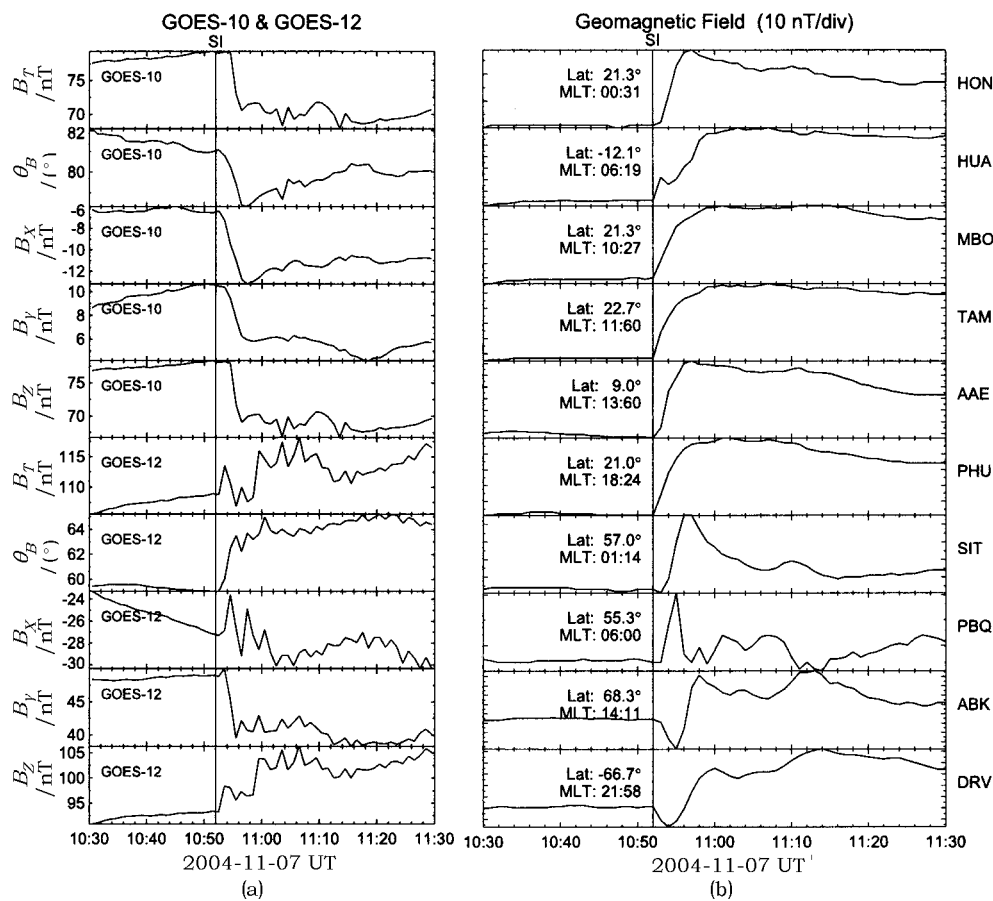


图 7 激波作用于磁层时观测结果

(a) 为 GOES 卫星观测结果; (b) 为地磁台站观测结果。

船的观测, 当发生地磁场 SI 时, GOES-10 卫星位于子夜侧附近, 磁地方时为 MLT: 01:12, GOES-12 卫星位于晨侧附近, 磁地方时为 MLT:05:12。从图中可以看出, 当动压脉冲结构作用于磁层时, GOES-10 观测的磁场 B_x 分量增强, B_z 分量减小, 总磁场减小, 磁场倾角变小, 这是由越尾电流增强引起的。此结果与 Lee 等人^[26]的观测结果相似。而位于晨侧的 GOES-12 卫星则观测到主导磁场分量 B_z 增加, 表现出简单压缩效应。图 7(b) 给出了分布在不同磁地方时的 6 个中低纬地磁台站以及 4 个高纬台站对地磁场水平分量观测结果, 图中竖线标明了动压脉冲结构压缩磁层的时刻, 旁边标示了在该时刻各台站所在的地理纬度及磁地方时, 图中纵坐标相邻两个主标号 (Major ticks) 之间表示 10 nT 的磁场变化。从图中可以看出, 不管晨侧、昏侧、白天侧还是夜侧位置的中低纬地磁场都增强, 而高纬地磁场的则表现出两极变化, 这与前人观测的结果相同。

5 总结与展望

动压脉冲结构 (包括行星际激波) 的磁层响应一直是太阳风与磁层耦合研究领域的研究热点之一。虽然积累了很多的观测现象, 但是动压脉冲结构在磁层引起的扰动传播图像以及其与磁层相互作用的物理机制, 目前还没有被清晰地建立起来。如前所述, 我们发现了 2004 年 11 月 7 日激波触发的等离子体片准周期对流振动增强的现象, 迄今为止这还是一个崭新的课题, 我们下一步将针对此类事件, 利用行星际、磁层以及地面联合观测资料作时序分析, 尝试得到激波引起的扰动在磁尾的传播图像, 并给出合理的物理解释。此外, 我们计划利用 TC-1 卫星于 2004—2006 年 7—11 月在磁尾等离子体片、低纬尾瓣、等离子体片边界层三个不同特征区域的观测资料, 分析这些区域对这期间的激波事件的响应, 并对比分析其异同以及内在联系。最后, 太阳风动压增强的磁层响应与行星际磁场方向有关, 在相关研究中, 为了去除行星际磁场变化带来的影响, 一般只考虑稳定的行星际磁场条件下动压增强效应。而太阳风动压 P_{dy} 和行星际磁场 B_z 分量同时发生突变的综合效应有待于进一步研究。越过激波面, 动压会脉冲增强, 同时磁场方向发生改变, 统计分析并对比研究不同行星际条件下行星际激波引起的磁层响应, 将有助于我们理解动压脉冲结构和磁层相互作用的物理机制, 这将是我们的下一步的工作重点。

致 谢

感谢 NASA CDAWEB 以及中国双星数据中心提供的卫星观测数据及地磁指数数据。

参考文献:

- [1] Dungey J W. Physical Review Letters, 1961, 6: 47
- [2] Axford W I, Hines C O. Canadian Journal of Physics, 1961, 39: 1433
- [3] 徐文耀. 地磁学, 北京: 地震出版社, 2003: 409
- [4] Lyon J G. Science, 2000, 288: 1987
- [5] Pulkkinen T. Living Reviews in Solar Physics, 2007, 4: 1

- [6] 刘振兴. 太空物理学, 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2005: 159
- [7] Lee D H, Hudson M K. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106: 8435
- [8] Araki T. *Planet Space Science*, 1977, 25: 373
- [9] Araki T. *Geophys Monogr Set*, 1994, 81: 183
- [10] Keika K, Nakamura R, Baumjohann W, et al. *Journal of Geophysical Research*, 2008, 113(A12): 7
- [11] Liu Z, Escoubet C P, Pu Z, et al. *Annales Geophysicae*, 2005, 23: 2707
- [12] Russell C T, Ginsky M, Petrinc S M. *Journal of Geophysical Research*, 1994, 99: 253
- [13] Liou K, Newell P T, Meng C-I, Wu C-C, Lepping R P. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2004, 109: 6306
- [14] Rufenach C L, Schaper J, McPherron R L. *Journal of Geophysical Research*, 1992, 97: 25
- [15] Sanny J, Tapia J A, Sibeck D G, Moldwin M B. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2002, 107: 1443
- [16] Wing S, Sibeck D G. *Journal of Geophysical Research*, 1997, 102: 7207
- [17] Wing S, Sibeck D G, Wiltberger M, Singer H. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2002, 107: 1222
- [18] Lee D-Y, Lyons L R. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2004, 109: 4201
- [19] Lyons L R, Zesta E, Samson J C, Reeves G D. *Geophysical Research Letters*, 2000, 27: 3237
- [20] Zesta E, Singer H J, Lummerzheim D, et al. *Magnetospheric Current Systems*, 2000, 217
- [21] Chua D, Parks G, Brittnacher M, et al. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106: 5945
- [22] Boudouridis A, Zesta E, Lyons R, et al. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, 108: 8012
- [23] Lyons L R, Lee D-Y, Wang C-P, Mende S B. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2005, 110: 8208
- [24] Lukianova R. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2003, 108: 1428
- [25] Boudouridis A, Zesta E, Lyons L, et al. *Annales Geophysicae*, 2004, 22: 1367
- [26] Lee D Y, Lyons L R, Yumoto K. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2004, 109: 4202
- [27] Lee D Y, Lyons L R, Reeves G D. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2005, 110: 9213
- [28] Wygant J, Mozer F, Temerin M, et al. *Geophysical Research Letters*, 1994, 21: 1739
- [29] Fujita S, Tanaka T, Kikuchi T, et al. *Journal of Geophysical Research*, 2003, 108: 1416
- [30] Fujita S, Tanaka T, Kikuchi T, Itonaga M. *Journal of Geophysical Research*, 2003, 108: 17
- [31] Shinbori A, Ono T, Iizima M, Kumamoto A, Oya H. *Advance Polar Atmosphere Research*, 2003, 17: 60
- [32] Shinbori A, Ono T, Iizima M, Kumamoto. *Earth Planets Space*, 2004, 56: 269
- [33] Shinbori A, Ono T, Oya H. *Advance Polar Atmosphere Research*, 2002, 16: 126
- [34] Wilson G R, Burke W J, Maynard N C, Huang C Y, Singer H J. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106: 24517
- [35] Nakai H, Kamide Y, Russell C T. *Journal of Geophysical Research*, 1991, 96: 5511
- [36] Kawano H, Yamamoto T, Kokubun S, Lepping R P. *Journal of Geophysical Research*, 1992, 97: 17, 177
- [37] Fairfield D H, Jones J. *Journal of Geophysical Research*, 1996, 101:7785
- [38] Collier M R, Slavin J A, Lepping R P, et al. *Journal of Geophysical Research*, 1998, 103: 17, 293
- [39] Kim K H, Cattell C A, Lee D H, et al. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2004,109: 4219
- [40] Huttunen K E J, Slavin J, Collier M, et al. *Annales Geophysicae*, 2005, 23: 609
- [41] Ostapenko A A, Maltsev Y P. *Geophysical Research Letters*, 1998, 25: 261
- [42] Sugiura M, Skillman T L, Ledley B G, Heppner J P. *Journal of Geophysical Research*, 1968, 73: 6699
- [43] Zhou X, Tsurutani B T. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106: 18, 957
- [44] Li X, Baker D N, Elkington S, et al. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2003, 65: 233
- [45] Slavin J A, Tsurutani B T, Smith E J, et al. *Geophysical Research Letters*, 1983, 10: 973
- [46] Carr C, Brown P, Zhang T L, et al. *Annales Geophysicae*, 2005, 23: 2713
- [47] Reme H, Dandouras I, Aoustin C, et al. *Annales Geophysicae*, 2005, 23: 2757
- [48] Lin R P, Anderson K A, Ashford S, et al. *Space Science Reviews*, 1995, 71: 125

- [49] Lepping R P, Acutild, na M H, et al. *Space Science Reviews*, 1995, 71: 207
[50] Wanliss J A, Showalter K M. *Journal of Geophysical Research*, 2006, 111(A2): 2202

Progress in the Studies on Earth's Magnetospheric Responses to the Solar Wind Dynamic Pressure Pulses

YAO Li^{1,2}, ZUO Ping-bing², LIU Zhen-xing², CHEN Hua-ran¹

(1. *Institute of Geophysics, China Earthquake Administration, Beijing 100081, China*; 2. *State Key Laboratory of Space Weather, Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

Abstract: The solar wind dynamic pressure pulses (DPPs) are a kind of important interplanetary small-scale disturbance structure. When it interacts with the magnetosphere, it will cause global strong disturbances in the magnetosphere-ionosphere coupling system that affect almost all major plasma regions and current systems in the magnetosphere and ionosphere. In this paper, the recent progress in the studies on the responses of the magnetosphere in multiple spatial and temporal scale to the solar wind dynamic pressure pulses is summarized, focused on the observations and the physical models. In addition, we report the new observations of TC-1, when the spacecraft is located in the near-Earth magnetotail plasma sheet, that the interplanetary shock directly drives the enhancements of the plasma oscillations in the magnetotail plasma sheet. The shocks are observed by WIND on November 07, 2004. Prior to and after the shock, the IMF is either weakly southward or northward. The responses of the plasma sheet to the two shocks are intense and much similar. When the shock interacts with the magnetosphere, the magnetic field impulsively increases 12 min after the geomagnetic field sudden impulse (SI) judged from the Sym-H index change, and the magnetic field line is stretched. On the other hand, all of the ion density, the ion temperature, and the velocity of ion flow in the plasma sheet increase. Interestingly, quasi-periodical oscillations of the ion flow are suddenly enhanced, and the plasma flow is basically perpendicular to the local magnetic field. The responses of the magnetic field and the plasma are nearly simultaneous. The responses in the plasma sheet are probably caused by the lateral compression due to the dynamic pressure enhancement downstream the shock when the shock propagates antisunward in the magnetosheath.

Key words: solar wind dynamic pressure pulse; interplanetary shock; magnetospheric responses