太阳爆发的抵近探测

林隽^{1,2,3*}, 汪敏^{1,2}, 田晖⁴, 宋红强⁵, 符慧山⁶, 黄旻⁷, 吕群波⁷, 张伟杰^{8,9},
张贤国^{8,9}, 张坤毅^{8,9}, 李明涛⁸, 张艺腾⁸, 金振宇^{1,2}, 陈东^{1,2}, 尹增山¹⁰, 邓雷¹⁰,
毛羽丰¹¹, 李燕^{1,2}, 梅志星^{1,2}, 叶景^{1,2}

1. 中国科学院云南天文台, 昆明 650216;

2. 中国科学院天文大科学研究中心, 北京 100012;

3. 中国科学院大学, 北京 100049;

4. 北京大学地球和空间科学学院, 北京 100871;

5. 山东大学空间科学研究院, 威海 264209;

6. 北京航空航天大学空间与环境学院, 北京 100191;

7. 中国科学院光电研究院, 北京 100094;

8. 中国科学院国家空间科学中心, 北京 100190;

9. 天基空间环境探测北京市重点实验室, 北京 100190;

10. 中国科学院微小卫星创新研究院, 上海 201203;

11. 中国科学院前沿科学与教育局, 北京 100864

*联系人, E-mail: jlin@ynao.ac.cn

收稿日期: 2018-08-31; 接受日期: 2018-11-01; 网络出版日期: 2019-04-08

中国科学院战略先导性专项课题(编号: XDA17040507, XDA15010900)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2013CBA01503)、国家基金重点项目(编号: 11333007)、国家基金委员会-中国科学院联合基金项目(编号: U1631130)、中国科学院前沿科学重点研究项目(编号: QYZDJ-SSWSLH012)和云南省创新团队项目资助

摘要 本工作将介绍一项具有重大科学和实际意义的深空探测任务, 这项任务的顺利实施将允许我们在一个前所未有的近距离上以遥感和实地探测手段相结合的方式观测和研究一颗恒星的磁活动以及磁重联区域. 首先, 我们将首次直接进入太阳风暴的核心能量释放区——磁重联电流片内部, 对其中的磁场耗散、能量转换、带电粒子加速等重要过程的细节进行精细实地测量和研究. 其次, 我们将对太阳风暴, 即日冕物质抛射(Coronal Mass Ejection, CME)的物质成分和内部结构进行直接探测, 帮助我们深入研究和了解CME的爆发机制和其中的物质来源; 实地探测快CME前面的快模激波, 被磁重联和CME激波加速的带电粒子及其所产生的电磁辐射. 第三, 我们将在离开太阳5–10个太阳半径的距离上直接测量日冕磁场- 太阳活动的能量来源. 第四, 利用成像和光谱观测手段, 我们能够近距离地观测和研究太阳高层大气中的动力学过程. 目前在地球附近对日冕常规观测的分辨率在1.5", 甚至更差, 而通过抵近观测可以将同样设备的分辨能力提高5–30倍, 将为我们提供在地球附近无法获得的太阳超清晰图像以及相应的物理信息, 让我们在一个前所未有的平台上来研究、认识和了解距离我们最近、对我们最重要的恒星, 从而解决太阳爆发和日冕加热等长期困扰太阳物理研究领域的难题. 这也将使我们获得唯一的、能够对发生在恒星大气中的磁重联过程进行直接或者是抵近探测的机会!

引用格式: 林隽, 汪敏, 田晖, 等. 太阳爆发的抵近探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 059607

Lin J, Wang M, Tian H, et al. *In situ* measurements of the solar eruption (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 059607, doi: [10.1360/SSPMA2018-00308](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00308)

关键词 磁重联, 日冕, 日冕物质抛射

PACS: 96.60.Iv, 96.60.P-, 96.60.ph

1 引言

太阳是宇宙中对我们来说最重要的一颗恒星, 不间断地为我们提供光和热, 地球上每天消耗的能量都来自于太阳, 它的任何变化或任何活动现象和过程, 都会对日常生活产生重要的影响. 同时, 作为距离我们最近的一颗恒星, 太阳又提供了研究其他恒星及其活动机制的唯一机会.

太阳活动是指发生于太阳大气中局部区域的各种扰动现象, 从科学研究的角度来看, 其本质上是磁场和磁场、磁场和等离子体之间相互作用的结果. 太阳爆发是太阳系中最剧烈的能量释放过程, 包括三种主要表现形式: 耀斑、爆发日珥以及日冕物质抛射(Coronal Mass Ejection, CME). 一次典型的爆发常常在10 h–1 d的时间内释放出 10^{32} erg的能量, 并将超过 10^{16} g的等离子体物质抛入行星际空间. 这样的爆发过程如果发生在太阳朝向地球的一面, 就可能对地球周围的空间环境(也称为空间天气, 即Space Weather)造成强烈扰动, 给我们日益依赖于卫星、通讯、电力等现代化技术系统的现代社会和日常生活带来巨大影响.

虽然我们不能控制太阳, 但是为了减少太阳的剧烈活动给我们造成的损失, 可通过对太阳活动的了解和研究对每一次大的爆发活动进行尽可能准确的预报, 以便有足够的时间来应付可能发生的变故. 因此, 从理论上研究太阳爆发, 了解爆发的物理机制及其过程, 不但对科学研究而且对社会、国防和国民经济都具有非常重要的意义.

太阳也是唯一一颗我们能够进行高分辨详细观测和研究的恒星. 对太阳活动的规律和机制以及其中磁化等离子体的能量释放过程的研究结果和研究方法也可以推广到其他各类天体活动现象的研究中, 对这些领域中的研究起到重要的指导意义. 作为离我们最近的一颗恒星, 太阳提供给我们研究恒星甚至其他天体活动及其物理机制的最佳样本.

由于在太阳的各种活动现象中, 磁场发挥了决定性的作用, 当今太阳物理的重大成就和主要困难都与太阳磁场的观测水平及理论研究有关. 因此, 太阳磁场及其结构、物理本质、演化特征一直都是太阳物理研究的重点课题.

目前, 我们已经知道驱动太阳爆发的能量事先储存在日冕磁场中. 当储存的能量接近或超过相应的磁场结构能够容纳的能量的上限时, 该结构就会失去平衡, 并将储存的能量释放出来, 同时产生耀斑、爆发日珥、CME等剧烈的爆发现象. 在此过程中, 磁场能量通过磁重联被迅速转换为等离子体的热能和动能以及高能带电粒子的动能. 在充满等离子体的环境中, 磁重联是能够将磁场能量迅速转换为其他形式的能量的唯一机制, 而作为磁重联发生的区域-磁重联电流片-则处于驱动太阳爆发过程的中心引擎的地位.

Martens和Kuin^[1]首次指出, 这样的电流片不会在爆发之前就存在于太阳大气当中, 而是必须在爆发过程中, 特别是在爆发的初始阶段出现和形成于耀斑和爆发日珥之间. Lin和Forbes^[2]和Lin^[3]进一步指出, 爆发过程由日冕磁场失去平衡开始, 初始阶段的演化由Alfvén时标控制; 正好在这个阶段出现的磁重联电流片也在Alfvén时标内得到迅速发展. 因此, 在爆发的初始阶段, 应该观测到迅速增长的电流片. 另一方面, 理论研究和数值实验均表明, 当电流片的长度变得足够长后(理论上超过其厚度的 2π 倍, 数值实验的结果表明应该超过50倍、甚至是100倍), 多种等离子体不稳定性会在电流片当中发生, 导致电流片当中出现湍流, 以及随之增强的有效电阻, 使得磁场被迅速耗散, 其能量被用于加热与加速等离子体和加速带电粒子, 而被快速释放出来.

不过, 一般来说, 电流片从开始出现到发展到足够的长度、再到其中的湍流发生作用而导致周围磁场的快速耗散需要一定的时间, 而且即使有湍流导致的增强型耗散, 其时标(也称为

磁重联时标)也远远超过Alfvén时标. 因此, 由Lin和Forbes^[2]和Lin^[3]发展的太阳爆发的灾变模型表明, 在爆发产生的初期阶段, 应该观测到具有可观的长度的电流片出现在耀斑与CME之间. Ciaravella等人^[4]和Webb^[5]的观测结果迅速证实了灾变模型所预测的结果; 经过多年的观测和理论研究的积累, 典型太阳爆发(即同时产生CME和耀斑的爆发)过程中一定有长电流片形成已经成为太阳物理学家的共识.

在对CME-耀斑电流片的进一步研究当中, Lin等人^[6,7]吃惊地发现, 电流片不但很长, 而且还会有可观的厚度(可达 10^4 km), 这与经典磁重联理论所期许的电流片厚度的大小相去甚远. 根据经典等离子体物理和磁重联理论, 磁重联必须在质子的惯性尺度或者是Larmor半径大小的区域内发生, 才能足够快地耗散磁场、为保证大爆发能够持续进行而快速地提供所需要的能量. 日冕中的质子Larmor半径只有几十米、顶多几百米的量级, 因此, 在经典磁重联的图像当中, 电流片的厚度也应该只是这个量级大小.

然而, 随后由不同的观测者、使用不同的仪器(包括地面和空间的)、针对不同的爆发过程、在不同的波段上进行观测, 直接测量得到电流片的厚度都是在几千公里到几十万公里的范围内. 目前已有几十个此类事例的数据积累^[8,9]. 显而易见, 经典的理论预期与实测结果之间存在巨大的差别.

将经典理论框架内的磁重联过程及其表现与近20年来的观测结果与数值实验的结果进行对比之后, 我们发现, 经典理论对于磁重联过程的物理图像及本质的理解和对后果的期许与发生在太阳爆发过程中的大尺度电流片当中实际的磁重联物理图像和本质之间存在明显差距. 在磁重联的经典理论框架当中, 磁重联区域或电流片, 是事先存在的, 然后磁重联因为某种原因开始在电流片中发生, 周围的磁场被耗散; 在这个过程中, 除了因为耗散而发生变化之外, 磁重联区域不会发生其他变化. 另一方面, 经典理论中, 只有单一模型的磁重联过程发生在电流片当中, 如Sweet-Parker重联、Petschek重联、Hall重联等(详见文献^[10]). 尽管早在20世纪60年代就有研究指出, 长宽比超过一定阈值的电流片当中

会自发产生多种等离子体不稳定性, 其中撕裂模不稳定性是最容易发生、也是最重要的一种不稳定性^[11], 但是它对磁重联过程的重要性并没有引起过多的注意; 在很长的一段时间里, 仅仅是当作一个普通的等离子体不稳定性来研究.

在实际的太阳爆发过程中, 电流片从无到有, 演化最快的时候其长度增加的速度可以达到每秒好几百公里, 而且其长度也可以超过几十个太阳半径. 电流片的这种高度动力学演化的特征以及巨大的长度在经典磁重联理论当中完全没有. 作为长电流片中必然发生的现象或过程, 撕裂模不稳定性并不仅仅只是改变电流片的内部结构, 由它引发的湍流会在电流片当中产生不同尺度的中小结构, 甚至是微小结构. 这些中小尺度结构的重要性表现在三个方面: (1) 有利于磁场的耗散, 因为等离子体的电阻率与其中的相关结构的尺度成反比; (2) 会增加电流片的内部压力, 有利于帮助电流片保持可观的厚度; (3) 多种形式的磁重联过程能够同时发生在同一个电流片当中, 进一步提高了磁重联的综合效率^[12,13]. 这几个方面的重要性导致的直接后果就是, CME-耀斑电流片可以具有非常可观的厚度, 而且发生在其中的磁重联过程还能够以足够快的速度发生, 使得实际发生的爆发过程能够顺利进行. 这无疑给磁重联的经典理论增添了全新的内容.

不过, 需要指出的是, 由于受到观测手段和探测器灵敏度与分辨率的限制, 除了一些较大尺度的结构可以在电流片当中被辨认出来之外, 大部分的中小尺度的结构在实际的观测数据中并不能够被分辨出来, 多种尺度的等离子体和磁场结构会出现在大尺度电流片中是根据数值实验结果得到的结论. 在目前阶段, 数值实验与实际观测结果的空间分辨率并不匹配, 因此很多实验结果并不能立刻为观测所证实; 另外, 对太阳的观测研究目前仍然停留在对遥感资料分析的基础上, 很多重要的参数不能直接获得, 需要通过对其他参数的分析研究才能得到, 特别是在现阶段日冕磁场不能直接测量的情况下, 对电流片几何尺度的研究只有通过间接的方式进行. 因此尽管大量的观测研究表明, 数值实验也可以证实电流片具有可观的厚度, 但毕竟我们缺乏直接测量的数据, 所以关于电流片真实厚度的争论还将继

继续进行下去,直到某一天可以直接到CME-耀斑电流片当中进行实地测量为止.这正是我们最初提出进行“太阳爆发的抵近探测”的科学目标.当然,最终的科学目标不会仅限于此.

利用探测器接近太阳的机会,我们可以直接获得日冕磁场的信息,或者可以实现对日冕磁场的直接测量.掌握了日冕磁场的第一手信息,结合抵近探测的高分辨率观测数据,有望解决长期困扰太阳物理学家达一个世纪的难题,即日冕加热.目前主流的日冕加热机制有两种:纳耀斑加热和磁流体波加热.纳耀斑是尺度和释放的能量比正常耀斑低数个数量级的微小尺度的耀斑.Parker^[14]认为日冕中存在数量众多的纳耀斑(最近的研究工作可参见文献[15,16]),它们释放的能量加热了日冕.而另一部分学者认为,太阳大气中的磁流体动力学波,尤其是阿尔芬波的耗散,将能量沉积在太阳高层大气中,导致日冕温度的反常升高^[17-19].过去,由于观测数据分辨率不够高,人们长期以来没有观测到日冕加热的直接证据,如单个纳耀斑事件或磁流体动力学波的耗散过程.

2011年,美国国家航空航天局(National Aeronautics and Space Administration, NASA)的Hi-C探空火箭搭载一台单通道的极紫外相机成功升空,工作波段在193 Å左右,采集了几分钟的数据,得到了有史以来的最高分辨率的日冕图像,分辨率高达0.25"左右.利用Hi-C数据,Cirtain等人^[20]发现日冕中存在适合纳耀斑产生的磁场缠绕编织的结构(Magnetic Braiding).此类结构中极易产生大量小尺度的磁重联,即纳耀斑事件.但是现在仅有的在单一波段193 Å上的几分钟的数据远远不足以全面而系统地研究纳耀斑的具体加热过程和加热的程度,因而也就无法定量研究纳耀斑对日冕加热的贡献.

2013年, NASA成功发射了“界面层成像光谱仪(IRIS)”卫星,为我们提供了有关太阳色球和过渡区前所未有的高分辨率的观测资料,使我们得以在一个更高的水平上探测和研究过去几乎从未涉足过的太阳大气. IRIS主要观测太阳色球和低过渡区,探测温度在 10^4 – 10^5 K之间的太阳大气,其空间分辨率达到0.33",约相当于250 km.它几乎每天24 h,每年365 d都能对太阳大气进行观测.利用IRIS卫星的

观测数据,我们已经发现太阳过渡区中存在一些小尺度的增亮事件,这些小尺度的能量释放事件可能是纳耀斑的直接观测证据^[21,22].然而,由于IRIS卫星无法探测 10^5 K以上的太阳大气,因此无法知晓这些可能的纳耀斑事件到底将日冕加热到了多少度,也没法定量研究纳耀斑对日冕加热的贡献.

2018年8月12日3:31 am(美国东部时间),策划、规划、论证了整整60年之久、耗资15亿美元的“Parker太阳探针”飞船在Florida Caraveral肯尼迪航天中心发射升空,即将对日冕和太阳风进行近距离探测.飞船最终将在远日点位于金星轨道附近、近日点在距离太阳表面8.5个太阳半径的椭圆轨道运行,对太阳风和日冕中的众多物理参数开展多层次、多方位的探(观)测,近距离了解和认识太阳的最外层大气以及其中发生的重要物理过程,同时也开展对太阳爆发的观测和近距离探测.不过,“Parker太阳探针”的主要目标不在太阳爆发,而是在太阳风的起源和动力学特征方面^[23],并且根据其轨道设计和飞行计划,“Parker太阳探针”在距日心10个太阳半径的位置上总共只有20 h左右的滞留时间.这对于探测发生近乎随机的太阳爆发现象来说存在较高的不确定性.

本项目以太阳爆发、磁重联电流片、CME激波面为动态探(观)测对象,主要目标处于高度动态的演化过程中,最终目的在于全面揭示大尺度磁重联过程所涉及的各种尺度的结构和相应的物理过程,为磁重联经典理论增添全新的内容、甚至改写磁重联经典理论所展现的物理图像;同时还以日冕磁场为静态探测对象,最终目的在于彻底解决日冕磁场无法直接测量的问题.为了最大程度地提高获得实地探测上述动态目标的概率,本项目中抵近探测的飞行器将使用圆形或近圆形轨道,距离日心10个太阳半径,轨道倾角 10° – 20° .

2 科学目标

为了能够直接探测CME-耀斑电流片的几何尺度,我们就必须将探测器送到能够直接、有效地接触到CME-耀斑电流片的区域(图1).根据我们对在地球附近获得的太阳爆发的遥感资料的分析 and 研

究所积累的经验 [8,24–27], 也根据从理论计算与数值实验获得的结果 [3,12,13,28], 我们知道电流片的最下端一般都在距离太阳表面1个太阳半径的高度上. 因此, 对电流片进行实地探测的位置一定要在这个高度以上. 不过探测位置不能距离太阳太远, 如果距离太阳太远的话, 电流片当中及其周围的等离子体密度、磁场强度以及其他物理参数的数值会下降得很厉害, 不利于探测; 但是如果距离太近的话, 太阳本身强大的辐射又会烧毁飞行器和探测设备. 基于这几个方面的考虑和平衡, 我们认为在距离日心5–10个太阳半径的距离以内探测电流片比较有意义. 美国最近发射的“Parker太阳探针”飞行器的近日点就在10个太阳半径附近(图2).

在5–10个太阳半径附近进行抵近探测的重要意义在于4个方面. (1) 可以对驱动一颗恒星上的最剧烈的能量释放的中心引擎区域以及物质抛射进行直接探测(图3). (2) 在近距离上对太阳上的其他结构和过程进行高空间分辨率观测, 在飞行器上搭载一台口径为10 cm的望远镜, 其分辨率可达到地面上1台2 m级别的望远镜的分辨率(图4). (3) 由于缺乏有效的探测手段, 对日冕磁场的直接测量一直以来都是太阳物理领域无法解决的难题. 当我们对太阳的抵近探测可以实现的时候, 对日冕磁

图1 (网络版彩图)本项目的研究重点之一就是发射一艘飞船对太阳爆发过程中的物质抛射及其磁场结构进行抵近探测

Figure 1 (Color online) One of the main scientific goals is to send a spacecraft to perform *in situ* measurements of the mass ejection and the magnetic field in the solar eruptive process.

图2 (网络版彩图)“Parker太阳探针”飞船. 原图取自: <https://svs.gsfc.nasa.gov/vis/a010000/a013000/a013003/ParkerMain.png>

Figure 2 (Color online) The spacecraft of the “Parker Solar Probe”. The original image was from <https://svs.gsfc.nasa.gov/vis/a010000/a013000/a013003/ParkerMain.png>.

场直接测量的难题也就迎刃而解了. (4) 可以获得高能粒子的动态信息, 并同时探测爆发过程中的这些带电粒子被加速的区域(图3和5) [29]: 磁重联电流片以及由快速CME驱动的快模激波. 太阳爆发过程中经常观测到的绝大部分射电III型暴就是由在电流片中加速的电子甚至质子所产生的, 而射电II型暴以及在射电II型暴上叠加的射电III型暴就是快模激波加速带电粒子的重要证据(图6).

2.1 电流片的几何尺度及内部精细结构

图3展示的太阳爆发过程中形成的磁场结构一个重要特征就是位于耀斑和CME之间的磁重联电流片. 对于典型爆发过程而言这是一个异常重要的区域, 或者说是爆发磁结构中一个非常关键的成分, 因为驱动爆发过程顺利进行的能量转换就是在这里通过磁重联进行的. 没有其中发生的磁重联过程就没有爆发现象产生. 因此研究这个结构本身以及发生在其中的物理过程一直是太阳物理研究领域的重要课题, 相应的内容涉及电流片的真实厚度、内部出现的各种尺度的等离子体结构及这些结构之间的相互作用; 当然还涉及与这些结构有关的、可能的物理过程包括撕裂模不稳定性、由不稳定性产生的湍流或者是能量的级联过程对磁重联本质的制约、对磁重联过程的加速以及可能的后果.

图3 (网络版彩图) Lin-Forbes模型中的磁场位形和各种可观测活动现象的相对位置. 飞船穿越CME和电流片的时候, 可以探测到这两个结构和附近区域中等离子体和磁场的重要信息

Figure 3 (Color online) Magnetic configuration and the relative locations of various observable features in the Lin-Forbes model of the solar eruption. As the spacecraft traverses CME and the current sheet, the important information of the plasma and the magnetic field in these two regions could be detected.

图4 (网络版彩图) 在PSP轨道的近日点(左)和在地球附近(右)观测到的太阳

Figure 4 (Color online) The Sun seen at the perihelion of the PSP orbit (left) and near the Earth (right), respectively.

在CME和耀斑之间形成并发展的电流片被观测证实之后不久^[4,5], 我们进一步测量了电流片的厚度, 这也是对发生在恒星上的爆发过程中形成的电流片的厚度的第一次测量, 得到了令人震惊的6.4万公里. 这是谁都没有预料到的结果^[6]. 随后由不同的观测者、使用不同的仪器(包括地面和空

图5 (网络版彩图) 太阳爆发过程的各种产物以及想象中的飞船进行抵近探测的运行轨道^[29]

Figure 5 (Color online) Various products of the solar eruption, and the imagining orbit of the spacecraft for *in situ* measurements of the solar eruption^[29].

图6 (网络版彩图) 射电动态频谱图. 射电II型暴(走向大致水平的两条信号带)的出现表明爆发过程中有CME驱动的激波形成, 射电III型暴(走向几乎垂直的信号带)的出现表明有高能带电粒子, 特别是高能电子产生并沿着开放磁力线快速运动

Figure 6 (Color online) Dynamic spectrum of the type II radio burst. Appearance of the type II burst (represented by the two roughly horizontal signal belts) is suggestive of occurrence of the CME-driven fast mode shock, and that of the type III radio bursts (represented by those roughly vertical signal belts) indicate the propagation of the energetic electrons and/or protons along the open magnetic field.

间的)、针对不同的爆发过程、在不同的波段上进行观测, 直接测量得到电流片的厚度都是在几千公

里到几十万公里的范围内. 而根据经典磁重联理论得到的预期值, 电流片的厚度应该只有几十米、顶多几千米的大小.

对投影效应和电流片复杂结构对厚度测量的影响的研究表明, 这两项因素导致的测量厚度与真实厚度的差别只在几倍左右, 不会超过10倍^[7]. 另外一个可能造成电流片观测厚度明显大于实际厚度的因素是热晕, 也就是被磁重联加热的等离子体在垂直于电流片表面的方向上往外泄漏形成的包围电流片的一层热等离子体. 通常用高温谱线观测到的其实是这层热等离子体所形成的包层, 即所谓的等离子体片. Seaton和Forbes^[30]的数值实验证明了这一可能性. 但是, 他们的结果也同样清楚地表明, 这样导致的电流片的观测厚度也只有实际厚度的几倍, 不会超过10倍. 我们最近的数值实验及Ciaravella和Raymond^[26]的观测表明, 热晕对电流片厚度测量的影响很有限, Ling等人^[27]利用地面白光日冕仪的观测结果测量得到的电流片的厚度在 10^5 km左右. 由于白光日冕仪的观测结果只依赖于日冕自由电子的密度(Thomson散射), 与周围等离子体温度无关, 因此, 由白光日冕仪的观测数据得到的结果与等离子体温度无关.

Raymond等人^[31]认为热晕对电流片厚度测量根本就没有任何影响(2016年私下讨论). 特别是当磁重联外流区的边界是Petschek慢模激波时, 要使热晕产生可观测的溢出效果, 被激波或欧姆耗散加热的等离子体就必须横穿Petschek激波溢出电流片. 但是激波面上存在的电场将会有效地阻止等离子体、特别是电子穿过波阵面, 因此, 热晕对造成巨大的电流片视厚度的作用也非常有限甚至完全没有影响.

所以, 目前由观测得到的厚电流片的结论在排除了上述几种影响有限的因素之后应该是可信的. 我们认为发生在电流片中的湍流或能量级联、逆级联导致了电流片能够在具有很大的厚度的情况下仍然能够允许磁重联以足够快的速率进行. 一系列的数值实验证实了CME-耀斑电流片中完全有可能出现湍流, 爆发过程中观测到的III型射电暴及其动态频谱图上的精细结构说明了有高能电子被加速, 而这些高能电子在运动过程当中与湍流结构相互作用

的结果造成了了动态频谱图上的精细结构. 数值实验的结果的确表明, 湍流出现之后, 电流片的厚度能够维持在一个有限的厚度之上.

图7展示了我们在两组数值实验中获得的CME-耀斑电流片的侧面图, 左半部分是二维模拟的结果, 而右半部分则是三维模拟的结果^[32]. 图7(a)展示了电流片中等离子体的速度分布. 可以看到电流片中复杂的等离子体结构和温度分布特征: 既有撕裂模不稳定性产生的磁岛结构, 也有磁岛破碎之后等离子体的紊流表现, 还有Sweet-Parker以及Petschek式磁重联发生时特有的磁场位形; 图7(b)和(c)分别展示了放大之后的磁场和速度场结构. 与图7(a)对比, 我们发现, 电流片的下半部分进行的是Sweet-Parker式的磁重联. 但是与经典的Sweet-Parker位形不同的是电流片中多了许多小尺度结构, 这些小尺度结构的存在使得磁重联速度得到了明显提高; 而电流片的上半部分进行的则是Petschek式的磁重联. 靠近电流片中心部分的磁重联外流速度高于电流片边缘的速度. 因此, 电流片中的磁场应该具有W型的位形. 图上的最右侧给出了上半部分电流片的内部在垂直于电流片平面方向上的几个重要参数的分布. 这些参数分布特征表明Petschek式慢模激波的确存在于电流片两侧. 电流片中这些丰富的磁场和速度场精细结构为抵近探测提供了充足的科学目标.

图7(d)和(e)展示的三维模拟结果重现了二维电流片中几乎所有的细节, 横穿电流片的参数分布也具有相同的特征. 图7(f)展示了电流片中投影到与视线相垂直的平面上的电场分布. 很明显, 这是磁重联的感应电场, 而且在电流片中的分布并不均匀, 在主X-点周围最强, 在其他的X-点附近次之, 在没有X-点的区域内最弱.

2.2 电流片中的带电粒子加速

电流片中感应电场的存在使得电流片是带电粒子加速的重要区域, 其中的带电粒子加速也是研究的重点之一. 现在已经知道, 太阳爆发过程中有两个带电粒子的加速区域, 一个是CME-耀斑电流片, 另外一个就是CME驱动的快模激波. 前者的加速效率

图7 (网络版彩图)左半部分: CME-耀斑之间电流片中的各种尺度的磁场和等离子体结构(二维数值实验结果). (a) 电流片中等离子体密度与磁场的分布,从中可以看出不同类型的耗散结构出现在同一个电流片中; (b) 电流片下半部分中的速度场和磁场结构. 可以看出在大尺度的Sweet-Parker位形中,存在明显的撕裂模不稳定性发生后的痕迹,以及电流片底部的磁重联外流与闭合磁场相互作用之后形成的紊流; (c) 电流片上半部分中出现的Petschek慢模激波结构. 由于电流片中心附近的磁重联外流速度比电流片边缘附近的速度高,因此电流片中的磁场出现了W型的位形. 最右边的小图给出了几个重要参数横跨电流片的分布,其特征表明位于电流片两侧的、物理量变化明显的区域就是Petschek慢模激波^[13]. 右半部分: CME-耀斑之间电流片中的各种尺度的磁场和等离子体结构(三维数值实验结果). (d) 电流片中的电流密度与磁场在垂直于电流片表面方向上的分布,其中的细节与二维模拟的结果几乎完全一样; (e) 子图(d)中红线围出来的区域中的速度场分布; (f) 子图(d)中红线围出来的区域中的电场分布,可以看出电场主要集中在X-点周围的区域,在主X-点附近最为明显、强度最高^[32]

Figure 7 (Color online) Left panel: 2D numerical experiments for multi-scale structures of the magnetic field and the plasma inside the CME-flare current sheet. (a) Distributions of the plasma density and the magnetic field in the current sheet, from which various diffusive structures occurring in the same current sheet could be recognized. (b) Structures in the velocity and magnetic fields in the lower part of the current sheet that includes largescale Sweet-Parker configuration with the clear characteristics of the tearing mode, as well as the turbulence as a result of the interaction of the reconnection outflow from the lower tip of the current sheet with the closed magnetic field in the flare loop. (c) The Petschek-type slow mode shock at the upper part of the current sheet. The magnetic field inside the current sheet displays a W-like shape due to the fact that the reconnection outflow near the center of the current sheet is faster than that near the edge. The inset at the right shows the distribution of some important parameters across the current sheet, which indicates that the regions located at the two sides of the current sheet, across which these parameters manifest apparent change, are the Petschek-type slow mode shock^[13]. Right panel: results of 3D numerical simulations for the CME-flare current sheet that includes various scales of magnetic field and plasma. (d) Distributions of the electric current density and the magnetic field across the current sheet, of which details are almost the same as those in 2D. (e) Distribution of the velocity in the area circled by the red box in panel (d). (f) Distribution of the electric field in the area circled by the red box in panel (d), from which we can tell that the electric field mainly occurs near the X-points, with the apparent concentration around the principal X-point^[32].

非常高(>10%), 可以在很短的时间(<2 h)内将各种带电粒子加到很高的速度, 属于脉冲式的加速, 后者也称为渐进式的加速, 效率低(<1%), 加速时标长(>10 h).

由于电流片具有很高的温度, 因此在电流片中被加速的重离子的电离度明显高于被激波加速的重离子的电离度. 以元素Fe为例, 在脉冲事件里探测到的Fe离子的电离度一般在16以上, 而缓变事件中探测到的Fe离子的电离度则低于12. 所以, 根据探测到的Fe离子的电离度就可以判断相应的粒子加速是发生在电流片当中还是发生在激波周围. 另外, 被激波加速的高能粒子只能沿着激波前的磁力线方向朝着远离太阳的方向运动, 而在电流片中加速的粒子则能够朝两个方向运动, 朝向太阳运动的高能粒子与低层大气(色球、甚至是光球)稠密等离子体相互作用, 产生韧致辐射, 是太阳爆发过程中硬X射线、甚至 γ 射线的产生机制.

电子和质子的质量较小, 与稠密等离子体相互作用的韧致辐射一般产生20 keV以上、1 MeV以下的硬X射线辐射; 而 α 粒子、 ^3He 离子以及其他重元素(Fe, Mg, Ne, Si, C, O等)由于惯性大、能量高, 与稠密等离子体的相互作用可以引发核反应而产生 γ 射线(图8). 通过研究核反应谱线的宽度可以推测出有哪些重离子被加速了, 因为粒子的质量越大、惯性越大, 与色球等离子体相互作用产生的辐射的多普勒效应也越明显, 如Fe等重元素导致的 γ 射线辐射的谱线宽度可达到 α 粒子等“轻”元素导致的辐射的谱线宽度的10倍左右. 因此, 根据 γ 射线谱线的宽度就可以判断是否有重离子被加速.

当探测器跟着飞船以图3所描述的轨道穿过CME的时候, 我们可以获得CME及周围磁场、等离子体成分和电离态分布的有关信息(图9). 利用磁强计可以直接获得CME及其周围的磁场强度, 结合同步获得的等离子体成分和电离度的信息, 在已有的经验和理论模型的帮助下, 可以进一步推测出CME内部等离子体的来源甚至获知爆发前的磁场结构. 将这些信息反馈到理论模型当中, 对已有的理论和模型进行必要的改进与完善, 进一步加强和提高对太阳爆发物理本质的认识水平, 加速推动对灾害性空间天气物理预报模型的建立.

图8 一个大耀斑产生的能量从1 keV到100 MeV的X射线和 γ 射线谱. 曲线1和2对应热谱和超热谱, 曲线3和5对应高能电子韧致辐射产生的硬X射线和 γ 射线连续谱, 曲线4对应核退激发线、中子俘获和正负电子湮没线, 曲线6是介子衰变辐射线 [33]

Figure 8 X-ray and γ -ray spectra over the energy range from 1 keV to 100 MeV emitted by a major flare. Curves 1 and 2 are of thermal and super-thermal spectra, curves 3 and 5 are for the continua of X-ray and γ -ray produced by the bremsstrahlung of energetic electrons, curve 4 is from the nuclear de-excitation spectral line, neutron capture line, and pair annihilation line, and curve 6 is the line of the emission from the meson decay [33].

图9 (网络版彩图) CME内部等离子体成分和电离度的可能分布以及不同的探测方式可能获得的物理参数的分布轮廓 [34]

Figure 9 (Color online) Possible distributions of the plasma components and ionization degrees inside CME, and possible distribution profiles obtained by *in situ* measurements [34].

2.3 CME驱动的快模激波及其对带电粒子的加速

当CME的传播速度超过当地的快磁声波的波

速(在很多情况下近似等于Alfvén速度)时,在其前面就会激发起快模激波(图5,图10(a)和(b)).快模激波能够加速带电粒子,是太阳爆发过程中,缓变高能粒子成分的产生区域.尽管快模激波对粒子加速的效率很低($< 1\%$),但是由于激波可以在行星际空间中长时间地传播,因此最后的积累效应很明显.太阳爆发过程中,在地球附近探测到的许多太阳宇宙射线就是被CME激波加速的,对空间天气的影响具有显著的贡献,是灾害性空间天气的一个重要的驱动源.因此,CME激波及其加速的高能带电粒子一直都是太阳物理领域的一个重要课题.

除了高能粒子的缓变分量外,射电II型暴也是CME激波的一个重要示踪物(图6).受到仪器灵敏度的限制,光学仪器很难直接观测到CME激波,但是射电频谱仪上出现的II型射电暴信号则可以清楚地告诉我们在CME前有激波形成.由于遥感观测的效果主要取决于探测器接收到的辐射总量,而辐射总量又是正比于辐射等离子体密度的平方,与周围其他密度或者密度变化较大的结构相比,等离子体在激波上因为压缩而引起的密度变化并不明显(最大变化为4倍,一般在1.5~2.5),因此要直接从在各个波段上获得的单色像来辨认CME激波并不容易(图10(b)).

目前通过分析SDO/AIA单色像资料对CME激波进行分析和研究的工作就只有一个[36],其他利用SOHO/LASCO和SOHO/UVCS的观测资料来研究和分析CME激波的工作不少;而用射电观测资料来分析和研究CME激波的工作最多,但是因为缺乏空间定位功能,很难从中获得激波的其他重要信息,所以必须与在其他波段同时获得的信息综合分析,才能够得出CME驱动的激波的完整的动力学特征与性质.

由于快模激波会压缩其周围的等离子体,因此激波前后的等离子体会被明显加热.观测表明[36],CME前的快模激波在193和211 Å两个波段上表现明显.谱线193和211 Å分别是由Fe XII和Fe XIV离子产生的,其形成温度或辐射的极大温度分别为 1.58×10^6 与 2.00×10^6 K.综合对多个波段上获得的资料的研究表明,图10(b)展示的快模激波过后,等离子体的温度被加热到了 2.80×10^6 K.另外,

O VI的双线和Ly α 谱线都可以用来对激波进行直接的运动学温度诊断. Mancuso等人[37]利用UVCS资料在CME激波前后观测到了异常展宽的O VI双线,他们由此推导出超高的离子温度(10^8 K)和电子温度(10^7 K).利用UV和白光资料, Bemporad和Mancuso[38]通过激波跃变条件,得到了CME激波前后的磁场强度分别为0.019和0.037 G,磁场在激波前后与激波面的夹角从 23° 旋转成为 15° .这些结果定量地证实了CME驱动的激波的确是快模激波.

如图5,10(a)和(b)所示,理论与观测均表明CME激波向外膨胀的速度很快,在离开10个太阳半径的位置上,可以展开到很大的空间范围内(110°).这一方面让飞行器穿越激波的几率增大,另一方面其中的物质密度下降又给实地探测增加了难度,对探测器提出了更高的要求.但是抵近探测的确将为我们提供一个直接探测太阳爆发驱动激波的

图 10 (网络版彩图) (a) CME及其前方激波的数值模拟[35]; (b) CME及其激波的遥感观测结果[36]

Figure 10 (Color online) (a) Numerical results for the CME and the CME-driven shock [35]. (b) Results for the CME and the CME-driven shock obtained via the approach of the remote sensing [36].

机会,也让我们能够在一个项目中对爆发过程中带电粒子的两个加速区域进行直接探测,并同时获得沿着飞行器轨道分布的各物理参数的重要信息.同时,利用探测器可以穿过CME激波的机会,我们还能够在对射电II型暴进行遥感观测的同时对产生射电暴的辐射源的位置进行精确定位.

2.4 日冕磁场的直接测量与日冕加热机制的研究

以目前的理论基础、探测手段、仪器灵敏度来看,在可以预见的将来,利用遥感的方法直接测量日冕磁场仍然是不可能完成的任务.因此以抵近探测的方式进入日冕利用磁强计测量日冕磁场将是直接测量日冕磁场的唯一可行的方式.抵近探测的另外一个优势在于可以以极高的空间分辨率观测太阳大气中的精细结构和相应的物理过程.在所有可探测的过程中,日冕加热是最值得我们关注的.针对这个长时间困扰太阳物理学家的世纪性难题,目前有两种可能的解释:波加热和纳耀斑加热.后者是Parker^[14]在1988年提出的.他认为日冕中无处不在的磁场随时会与周围的磁场发生小尺度重联(图11(a)),释放出来的热量足以加热日冕.但是由于缺乏高分辨率的观测手段和对日冕磁场的直接观测,Parker^[14]的理论一直没有得到证实. IRIS对过渡区的高分辨观测获得了大量的小尺度磁重联事件的证据(文献[39]中图11(b)).但是由于IRIS无法观测温度在 10^5 K以上的等离子体及其表现,我们并不能肯定IRIS观测到的这些小尺度磁重联时间是否能够将等离子体加热到百万度以上.因此,需要对百万度的日冕进行亚角秒级的高分辨率的观测并对日冕磁场进行实地的直接测量.

2.5 射电II型暴与III型暴的探测

作为太阳爆发过程中产生的高能粒子的示踪物,射电II型暴与III型暴可以为我们研究磁重联区和CME激波提供非常重要的信息.射电II型暴由CME驱动的快模激波产生,其基本原理是被快模激波加速的带电粒子(以电子和质子为主)在激波周围产生的郎缪波与同频率的电磁波耦合之后,将能量由电磁波辐射出来;而射电III型暴则是磁重联或

快模激波加速之后的电子或质子高速定向运动时,在周围等离子体当中激发起的郎缪波与电磁波耦合的产物.一般来说,射电III型暴更多的是由磁重联加速的高能粒子产生的.因此,我们接收到的电磁波信号当中包含有磁重联电流片或快模激波对带电粒子加速过程的信息和细节,进一步的研究还可以提供其中以及周围等离子体和磁场的信息.唯一不足的是射电观测资料基本上不能提供有关目标的空间分布的信息,或者说不能够提供加速区的空间位置和空间尺度的信息.

利用抵近探测的方法,我们可以在获取射电暴信息的同时,直接进入粒子加速区域,对其中的各项重要指标实现实时提取.以这样的方式对射电暴进行探测的优越性有两点.首先,我们可以在比较低的频率上获得射电暴的信息.由于地球大气电离层的干扰,在地面上的射电望远镜一般只能探测到频率高于20 MHz的太阳射电信号,离开地球大气之后,就不再受这个限制;其次,探测器可以随着飞船进入电流片或CME快模激波(图3和5),在获取射电信号的同时,对粒子加速区进行直接测量,获得其中的各项物理参数.最为重要的是,我们可以由此确定粒子加速区的空间位置和空间尺度,进一步获得多个重要的物理参数的空间分布及其演化信息.

3 Parker太阳探针和Solar Orbiter计划

有关Parker太阳探针(Parker Solar Probe)的设想

图11 (网络版彩图) (a) Parker提出的纳耀斑发生时日冕磁场的可能位形^[14]; (b) IRIS观测到的大量小尺度磁重联事件^[39]

Figure 11 (Color online) (a) Possible magnetic configuration in the corona as the nano-flare takes place suggested by Parker^[14]. (b) Many reconnection events of small scale observed by IRIS^[39].

在Parker^[40]预言了太阳风前后不久就提出来了, 8项科学目标与实施方案从1962年开始研究, 直到2007年前后完成^[41,42]. 与最初提出的飞船外观的设想、任务内容的设计相比, 最终方案的内容已经有了很大的变化. 但是项目的基本科学目标没有改变. 最初的设想是飞船通过木星的引力借力, 最终将飞船置于近日点在4个太阳半径附近的极轨上, 让它掠过太阳1–2次; 而最终的方案是以逐渐逼近的方式将飞船最终置于近日点在10个太阳半径、远日点在金星附近的小倾角椭圆轨道上. 在此期间, 项目组对于改变飞行方案给完成科学目标所带来的影响进行了广泛的评估^[42]. 研究表明, 新的方案可以保证所有科学目标的实现, 而且实际上比原方案具有很多优越性. 这主要得益于在新的方案中, 飞船可以多次掠过太阳并在那个区域中获得比原方案多得多的数据.

图12展示了Parker太阳探针从发射到沿最终轨道运行时与太阳之间的距离随时间的变化^[29]. 飞船一共有24次机会接近太阳, 在距离日心10个太阳半径的区域内总共可以停留20 h左右, 只占整个飞行任务时间的1%左右. 由于我们计划推进的项目的焦点在太阳爆发和CME-耀斑电流片, 而太阳爆发在很大程度上又具有突发性和不确定性, 因此很有必要对飞行器遇到太阳爆发的概率进行估算.

假设太阳上平均每天一共发生 n 个可以产生CME和耀斑的爆发事件, 这些事件沿着赤道、在赤道附近南北 30° 以内均匀地分布在 360° 的范围内, 每个CME在飞船轨道附近的张角是 Ω , 飞船轨道面与太阳赤道面交角为 θ , 飞船在太阳附近逗留的时间为 Δt , 在这个时间段内, 飞船绕着太阳转过的角度为 α , 那么飞船在太阳附近的这段时间里, 能够遇到或者穿过CME的次数为

$$N_{\text{CME}} = \Delta t(n/24) \cdot (\Omega/360) \cdot (\alpha/360). \quad (1)$$

这里, 根据太阳黑子分布的蝴蝶图, 我们知道太阳爆发产生在太阳赤道两边各 30° 的范围内, 如果我们优化选择飞船轨道的倾角, 就可以基本上保证飞船能够在爆发最集中的角度周围飞过, 而轨道倾角对飞船与爆发相遇的概率的影响在零级近似下也可以忽

略. 根据这个公式, 我们可以首先来估计一下PSP可以实地探测太阳爆发的概率.

在太阳活动的峰年期间, 太阳上的大爆发每天平均6个(包括发生在太阳背面的爆发在内), 假定每个CME在PSP轨道附近的张角为 120° . 根据PSP最终的轨道参数, PSP在10个太阳半径附近停留的这20 h时间内划过的角度是 53.44° (图12). 代入上面的公式计算得到, PSP最多会遇到0.25个太阳爆发, 等效于它平均每个月会遇到9个爆发, 这还要取决于爆发的指向以及飞船轨道面与爆发大致所在的平面之间的夹角; 而在太阳活动的谷年期间, 大爆发平均3天一个, 那么20 h当中只能够遇到0.01个爆发, 等效于PSP持续运行一个月的时间里可以遇到0.36个爆发. 这里需要指出的是, 为了与我们提议的项目中的飞船同CME相遇、并能直接进行相应探测的概率相对比, 这里使用了类似于“等效于如果PSP能持续在太阳附近运动遇到太阳爆发的概率”的描述, 这并不意味着PSP就能够持续在太阳附近运行一个月的时间. 实际上, 在整个PSP的任务期间, 飞船出现在距离日心10个太阳半径左右的位置上的时间总共只有20 h左右.

最近, Möstl 等人^[43]分析了2005–2017年空间探测到的668个ICME事件, 根据这些事件的分布和大小, 并假定PSP是在11年前发射的(图13), 他们发现PSP在太阳活动谷年, 每年能够遇到10个ICME, 在太阳活动上升年每年可以遇到19个ICME, 而在太阳活动峰年, 每年可以遇到25个CME. 平均起来, PSP在上一个太阳活动极小年, 每个月可以遇到0.5到1个ICME事件, 在活动峰年每个月可以遇到2.1个ICME事件. 考虑到他们估计的是PSP在整个轨道上可以遇到的CME/ICME的次数, 而我们讨论的只是在10个太阳半径的范围内可以遇到CME的次数, 可以认为Möstl等人^[43]的对于活动极小年的精确结果与我们的估算结果大致相同.

但是在对极大年的相遇概率的估算上, 二者的出入较大. 这是因为我们是按照正常峰年出现的活动数目来估算的, 然而第24周峰年是个太阳异常不活动的峰年. 如果是PSP是22年前发射的, 那么他们得到的结果与我们的估计就相差不大.

所以, 总体来说, PSP遇到大爆发的概率太低,

图 12 (网络版彩图) Parker太阳探针自2018年8月12日发射之后, 其日心距随时间的变化 [29]

Figure 12 (Color online) Variations of the helio-distance of the Parker Solar Probe versus time after its launch on August 12, 2018 [29].

图 13 (网络版彩图) 在2007–2017年, 不同的空间探测器每年(观)探测到的CME/ICME的个数. 据估计, 如果PSP早发射11年, 那么它在太阳极小期/活动上升相/活动极大年期间每年分别可以观测到10/19/25个CME/ICME [43]

Figure 13 (Color online) Numbers of CME/ICME observed (detected) by various space missions within the time interval from 2007 to 2017. If PSP could have been launched 11 years earlier, it could have observed (detected) 10/19/25 CMEs/ICMEs per year during the period of minimum/rising phase/maximum [43].

难以提供我们所需要的观测数据. 另外, 欧洲也即将实施一个类似的深空探测计划, Solar Orbiter(太阳轨道飞行器). 飞船的近日点在50个太阳半径附近, 而远日点在300个太阳半径之外. 因此Solar Orbiter离太阳太远, 对太阳进行的仍然是遥感观测, 不可能进行任何意义下的抵近探测. 所以, 无论从哪一个方面来讲, 我们所要进行的抵近探测的工作内容与PSP和Solar Orbiter计划开展的工作内容都有明显的区别. 尽管Parker Solar Probe和Solar Orbiter完全有可能像SOHO那样, 获得远远超过预期的成果(当然也有可能象STEREO和SDO那样, 获益明显低于预期), 但就目前Parker Solar Probe和Solar Orbiter所聚焦的科学目标和轨道设计来看, 我们所建议的进行太阳爆发抵近探测有望获得更多、更新和更有意

义的数据, 为上文所述科学问题的研究提供更有力的支撑.

4 太阳抵近探测对轨道设计的考虑

根据我们实现对科学目标的观测研究的基本要求, 也针对太阳活动的基本特点, 我们的飞船轨道应该尽可能地保证飞船在太阳附近徘徊, 尽量减少飞船处于远离太阳的位置上的时间, 保证飞船与太阳爆发甚至电流片相遇有足够高的概率. 这样的要求只有圆形轨道可以满足, 因此我们建议采用半径为10个太阳半径的圆形轨道, 轨道面与太阳赤道面的夹角在 10° – 20° , 或者就简单地定在 15° 上.

选用这个距离的原因在于三个方面的考虑, 以

及这三个因素之间的平衡. (1) 当然是要尽量接近太阳, 以保证有足够多的机会穿越CME和电流片, 并近距离地观测太阳上的其他目标; (2) 太阳的强烈辐射, 会使得过于靠近太阳的飞船和观测仪器的使用寿命明显降低; (3) 过于靠近太阳的话, 有可能会对近距离目标观测时的掠过速度(相当于角速度)过快, 影响成像质量. PSP的最终方案是让飞船在近日点附近以200 km/s左右的速度飞行, 以尽可能延长在太阳附近滞留的时间. 参考PSP的轨道和科学目标, 我们估计在距离日心10个太阳半径的圆形轨道上运行对实现我们的科学目标比较有利. 当然这是根据目前的条件和科学目标做出的初步判断, 这个参数以后有可能随着条件的变化、研究工作的进展而有所调整.

在这个轨道上, 飞船的绕日周期为87.82 h. 根据式(1)可以计算得出, 在太阳活动峰年, 绕太阳一周最多可以遇到约7.3次爆发, 差不多每天可以遇到2–3次; 而在太阳谷年, 飞船绕太阳2.5周可以遇到1次爆发. 无论是在太阳活动峰年、还是在谷年, 遇到太阳爆发的概率均要远远高于PSP的概率.

进一步的计算表明, 在这个轨道上, 飞船每小时扫过日面上 4.1° 的范围, 或者每秒钟扫过 $4.1''$ 的范围. 我们需要考察这个速度是不是很大、会不会对成像质量造成影响? 我们来对比一下在地球周围运行的各种卫星的情况. 一个在地球表面上方100 km附近以圆形轨道运行的卫星, 速度大概是7.84 km/s, 绕地球一周耗时5191 s, 相当于每秒钟扫过地球上 $0.069^\circ = 249.66''$ 的范围; 当卫星在地面上方500 km运行时, 其速度为7.60 km/s, 绕地球一周耗时5358 s, 相当于每秒钟扫过地球上 $0.067^\circ = 241.88''$ 的范围. 显然, 这些卫星在地球附近运动的角速度远大于飞船绕太阳运行的角速度. 而我们知道这些卫星获得的照片经过图像处理之后的像质与分辨率都很高, 因此我们的飞船的运动不会对照片的成像质量造成特别明显的影响, 获得的太阳图像的分辨率完全可以满足我们的研究需求.

如前所述, CME-耀斑电流片以及其中发生的物理过程是本项目的一个重要的科学目标, 迄今为止, 很多研究成果揭示了其中非常丰富和复杂的物理过

程和结构. 但是这些研究成果都是以分析在地球附近获得的遥感资料获得的结果为基础得到的, 无法避免或者消除因投影效应导致的误差和误解. 要最终消除投影效应的影响, 实地探测是带领我们走出这一困境的唯一途径.

5 星载设备

现阶段我们初步考虑的星载设备包括以下几个:

电磁场探测器用于探测电磁场强度与电流密度及其方向; 高能粒子探测器用于探测在CME-耀斑电流片中和CME驱动的激波上加速的电子、质子、 α 粒子、氦-3、氘-2以及其他的重离子; 远紫外日冕光谱仪用于观测电流片和CME中的高温($3 \times 10^6 - 3 \times 10^7$ K)等离子体成分, 特征谱线有: [Fe XVIII] $\lambda 774$, [Ca XIV] $\lambda 943$, Fe XXI $\lambda 1354$; 远紫外成像光谱仪用于观测和监视过渡区的高温($> 10^5$ K)成分以及CME激波, 特征谱线有: Fe XII $\lambda 193$, Fe XIV $\lambda 211$, 以及170–211 Å, 246–292 Å的两个波段内的谱线; 低频射电频谱仪用于探测0.1–20 MHz范围内的II型和III型射电暴, 在射电波段补充电流片和CME激波的信息; 白光日冕仪用于监测大尺度日冕磁场结构、CME、电流片, 并帮助两个光谱仪进行观测目标的空间定位.

在这些设备中, 最重要的是电磁场探测仪和高能粒子探测仪. 这两台设备的特点是结构比较简单、质量较轻、易于送入太空; 另外, 它们以电流片和CME激波的内部结构以及其中和周围的高能粒子为探测对象, 观测数据内容简单、容易处理, 属于本项目所要实现的最低目标. 我们将这两个设备的有关性能与参数做一个稍微详细的罗列.

电磁场探测仪用于测量探测器所处位置的电磁场及近日区域的电磁场变化情况. 它包括4根鞭状天线、磁力计吊杆上的两个磁通门磁力计和一个探测线圈磁力计, 以及一些信号、控制传感器. 其中的4根天线需要暴露在探测器外面, 离开防护罩的阴影区, 以保证测量时天线受电场环境影响最小. 根据已有的遥感观测结果(见Ko等人^[24]给出的电流片附近的磁场估算值), 我们将探测仪的磁场强度探

测范围设定在 10^{-4} – 0.1 G, 电场强度的探测范围定在 10^{-5} – 0.01 V/cm. 根据已有经验和观测结果, 电流片中的体电流密度在 10^{-9} A/m²左右; 因此, 体电流密度的测量范围安排在 10^{-10} – 10^{-7} A/m². 这几个设备的相关参数如表1所列.

高能粒子探测器用于探测和收集电流片与CME激波当中和周围的带电粒子. 电流片是磁重联发生的区域, 其中磁场的耗散和能量的转换导致等离子体的加热和带电粒子的加速, 因此电流片中应该充满高温等离子体和高能带电粒子. 另外, 这些被加热和被加速的粒子也会部分进入CME外

层, 因此在CME中也可能会探测到这些粒子. 此外, CME激波也能够加热等离子体和加速带电粒子.

在这些带电粒子中, 热粒子包括Fe XVIII, Ca XIV, Fe XXI, Si XII等磁重联和电流片的标识离子, 以及Fe XII和Fe XIV等激波标识离子; 非热粒子包括高能电子、质子、²D离子、³He离子、 α 粒子以及其他的重离子(Fe, Mg, Ne, Si, C, O等). 通过研究这些高能粒子的能谱, 我们可以还原出它们的加速过程、主要加速特征, 并进一步认识和了解它们加速的物理本质. 表2列出了针对这些带电粒子的探测器的性能参数.

表 1 电磁场探测器指标

Table 1 Parameters for the electromagneto-meters

设备名称	指标	功能及探测方式
磁通门矢量磁力仪	测量范围: ± 65536 (± 16384 , ± 4096 , ± 1024) nT 采样率: 50 Hz 数字分辨率24位 噪声: $\leq 10^{-2}$ nT Hz ^{-1/2} @1 Hz	测量三向准直流磁场分量和矢量位于卫星伸杆上, 形成梯度探测以消除卫星本体的磁干扰
感应式磁场波动探测器	测量范围: 10 Hz–20 kHz 噪声: $\leq 10^{-1}$ pT Hz ^{-1/2} @1 kHz	测量三向磁场分量的波动位于卫星伸杆上, 远离卫星本体以降低卫星本体的干扰
双探针式空间电场仪	测量三向准直流和交流电场分量和矢量 测量范围: ± 1 V/m 频率范围: DC $\approx$ 1 MHz 分辨率: ≤ 1 mV/m	测量电场分量的直流量及波动量位于电场仪伸杆上, 并在测量方向对称布设伸杆, 利用两个探针的电位差测量空间电场

表 2 带电粒子探测器指标

Table 2 Parameters for the charged particle detectors

设备名称	指标	功能及探测方式
离子成分分析仪	能量范围: 0.05–50 keV/e 能量分辨率: <15% 质量数范围: 1–70 amu 质量分辨率($M/\Delta M$): > 10@H+ 探测视场: $>180^\circ \times 90^\circ$	测量磁重联电流片、CME以及CME激波中热离子的能谱、成分、与空间分布
电子分析仪	能量范围: 0.02–50 keV/e 能量分辨率: <15% 探测视场: $>180^\circ \times 90^\circ$	测量磁重联电流片、CME以及CME激波中电子的能谱和方向
中高能带电粒子分析仪	质子能谱: 20 keV–300 MeV 质子角分辨率: 优于 20° 电子能谱: 20 keV–10 MeV 电子角分辨率: 优于 20° 重离子能谱: 8–400 MeV/n (区分He到Fe之间的离子) 重离子电荷态分辨率: $\Delta Q < 1$ (区分He、O、Si、Fe, 能段0.2–5 MeV/n).	测量磁重联电流片、CME以及CME激波中的非热粒子能谱、成分、方向、及分布

在飞船上的设备平台空间允许的情况下, 增加远紫外成像光谱仪和低频射电频谱仪. 前者提供高分辨率的远紫外图像与光谱, 为研究日冕加热机制提供高质量的观测资料; 而后者则提供高频谱分辨率的射电频谱图, 为同时研究带电粒子的加速机制、加速过程以及加速的结果提供第一手资料. 这是抵近探测计划的中等目标. 最后, 在飞船平台上的空间足够大、运载火箭运力足够强的情况下, 可以将远紫外日冕光谱仪和白光日冕仪搭载到飞船上, 增加研究电流片和CME精细结构的光学资料, 进一步提高对这两个重要目标的研究质量与产出. 将6台设备一起送到距离日心10个太阳半径的圆形或近圆形轨道上, 以实地探测与遥感观测相结合的方式实现对太阳和太阳爆发进行前所未有的多角度、多层次、多目标、高分辨的研究, 是抵近探测计划的最高目标.

6 热防护措施

针对以上科学观测和研究需求, 对设备采取的热防护措施是实现太阳抵近探测的重要保证. 一般来说, 热防护系统是飞船中最大的系统, 特别是对抵近探测这样的任务来说, 更是如此. 但是, 为了降低发射成本, 又要尽可能地降低该系统的重量、减小其尺寸, 这就对热防护系统的生产材料以及如何将这些材料组合为有效的热防护系统的工艺提出了极高的要求. 我们将在今后的工作当中对相关细节进行细致的理论研究, 并开展完整的实验进行深入的探讨与论证, 在这里只限于讨论对热防护系统的基本要求和相应原理. PSP的热防护方案可为我们提供一些有价值的参考(见文献[29]中的相应内容).

在太空中, 等离子体的密度很低, 热传导很弱, 太阳的能量主要以辐射的形式向外传播, 物体接收到的能量与垂直于射线方向的表面积成正比. 飞船和探测器在距离太阳5–10个太阳半径的距离上停留, 受到的太阳辐射强度是地球附近辐射强度的460–1800倍. 这么强的辐射如果照射在飞船和探测器上, 直接承受辐射的部分将迅速升温, 导致相应部件的性能降低甚至损坏. 为了保证飞船和探测

器的安全, 飞船需要携带热防护系统, 将除探头、探针、光学系统和太阳能电池板以外的大部分设备置于热防护系统的保护中; 而探头、探针、光学镜头和太阳能电池板等设备则不可避免地会暴露在超强的太阳辐射中, 需要另外考虑热防护措施.

飞船的整体热防护系统将保护飞船和大部分设备, 由热防护罩、辐射致冷板和导热系统构成. 热防护罩由具有高反射率的反射面、耐高温基底材料和隔热低辐射层复合而成. 热防护罩将承受几乎所有强度达到 $0.7\text{--}2.7\text{ MW/m}^2$ 的太阳辐射, 其表面应为太阳辐射全波段高反射率表面, 将超过80%–90%的辐射反射掉, 其余的将被防护罩吸收, 也就是有将近 $200\text{--}400\text{ kW/m}^2$ 的能量被防护罩吸收, 这将直接导致热防护罩的温度持续上升. 导热系统将这部分能量传输到辐射致冷板, 通过辐射致冷板辐射出去, 以达到降温的目的. 辐射致冷板由传热层、高热发射率层和隔热层复合而成. 当吸收的能量和辐射出去的能量达到平衡时, 热防护系统的温度就不再上升. 用于生产辐射致冷板的材料越接近黑体, 辐射致冷的效率就越高. 一般来说, 辐射出去的能量与辐射致冷板的面积成正比. 在距离太阳5–10个太阳半径的距离上, 当辐射致冷板的面积是热防护罩面积的2–3倍时, 热防护罩就可以达到辐射平衡, 其温度会在 $1300^\circ\text{--}2000^\circ$ 之间大致稳定下来. 增加辐射致冷板的面积可以进一步降低温度, 其温度与辐射致冷板面积的大约 $1/4$ 次方成反比. 另一方面, 由于热防护系统本身的温度非常高, 其自身的热辐射也会非常强, 为了防止热防护系统的热辐射对设备及飞船产生影响, 其面向仪器舱的一面要采用热辐射率很低的材料, 并采取必要的隔热措施.

对于需要伸出热防护罩而直接暴露在太阳辐射中的探头、探针、光学系统和太阳能电池板等设备, 需要专门考虑其散热途径. 由于探头、探针的表面积很小, 所接收到的辐射有限, 如果采用导热性能好的材料, 则辐射对它们的影响可以忽略不计; 而太阳能电池板就要根据飞船与太阳的距离调整角度, 通过减少垂直于射线的表面积的方式来降低接收到的辐射能量, 同时需要一个传热层把热能传递到辐射致冷板上, 将被吸收成为热能的能量辐射出去; 光学系统接收到超强太阳辐射后, 一方面光学部件和

探测器等设备容易受损, 另一方面温度变化会导致光机系统的变形并造成成像质量严重衰减.

为有效减少光学载荷的热量, 可通过热传导系统使之达到热平衡. 这里我们建议使用相变热管进行单向热传导散热. 相变热管一端连接光学载荷核心部件, 一端连接卫星壳体, 在壳体的对应位置贴覆相变盒, 利用其中相变材料的高熔化潜热来吸收成像仪核心部件释放出来的热量. 这将有利于光学载荷在工作中的温度控制; 同时, 我们采用低热导率玻璃来生产光学镜头, 利用辅助结构进行间接被动控温. 相应技术途径如下: 在安装座的表面与镜头的反面均喷涂具有高红外发射率的黑漆, 以增强热辐射、提高辐射致冷的效率; 镜头正面的表面则采取抛光金属镀膜, 以降低空间环境对镜头的热影响. 设备其他部分的表面进行黑色阳极氧化处理, 箱体外表面除用于通光的隔热窗口以及与卫星平台支架连接的连接界面处之外均包覆多层隔热材料, 而在各层的外表面包覆防原子氧复合膜. 安装于各种成像仪之上、用于通光和隔热的窗口玻璃, 其组件由光学玻璃与窗框构成, 光学玻璃外表面镀膜, 窗口玻璃与窗框之间用隔热材料固定, 整个窗口玻璃组件与箱体之间再用隔热材料分开.

采取上述热防护措施后, 仪器舱面向热防护系统的部分会接受热防护罩的部分热辐射, 而背向热防护系统的部分又直接面对接近绝对零度的宇宙冷黑, 导致系统温度的极度不平衡. 因此, 为了保证仪器能够在与地面相差不远的环境中工作, 我们还必须采取必要的措施为仪器保温, 以保证卫星上各个设备处在合适的工作环境和工作温度当中. 具体细节包括各设备的载荷辐射加固技术, 将在今后的工作中加以深入研究, 并在相应的文章当中详细论述.

7 总结

对太阳爆发进行抵近探测将会给我们提供一个对一颗恒星的大气以及发生在其中的剧烈活动现象进行前所未有的近距离考察的机会, 和对发生在一颗恒星上的大尺度的磁重联过程进行直接的实地探测. 这样的探测极其可能获得在地球上不可能得到

的成果. 另外, 抵近探测将在距离日心10个太阳半径左右的位置上进行, 由于飞行器需要长期处于极强的电磁辐射和高能粒子辐射的环境中, 其遇到的困难和挑战将远远超过美国的PSP飞船. 其次, 现有的星载仪器的防护技术, 包括载荷辐射加固技术在内, 以及星地之间的通讯技术(由于过于复杂和超前, 这部分内容在本文中没有提及, 因为在目前阶段的确也无法给出更多有价值的细节)也将在本项目中遇到前所未有的挑战, 并且在本项目的推动下得到前所未有的提高. 本项目的工作将使我们获得日冕磁场的直接测量结果, 这是至少在目前看来利用传统的遥感手段无法解决的难题.

抵近探测计划的最初目标是对耀斑-CME磁重联电流片的直接探测, 相应的结果将会给已有的磁重联的经典理论和图像带来全新的内容和视野, 而对于其他目标的观(探)测, 则完全可以在对电流片的探测过程或者间歇当中进行. 因此, 在这里有必要对实地探测电流片的必要性和重要性再做一些讨论. 自从Lin等人^[6]发现太阳爆发过程中出现的磁重联电流片具有巨大的厚度以来, 后续的研究结果均表明CME-耀斑电流片具有很大的厚度(见文献^[9]的讨论). 但是也有很多质疑, 认为投影效应、电流片本身的复杂结构以及被磁重联加热的高温等离子体的外泄都会不同程度地造成电流片的观测厚度明显高于实际厚度的结果. 目前, 这些质疑基本上都是以磁重联的经典理论与图像及其可能的后果为参照提出的讨论^[9].

在磁重联的经典理论框架内, 相关研究和实验大多都是以地球磁层、磁尾或在实验室内人造磁重联过程的尺度为参考. 发生在这些环境中的磁重联过程的特征就是小尺度、单个粒子, 如离子或电子, 在磁重联区域中和过程中的各种性质和运动特征对磁重联过程, 包括磁重联率, 会产生明显影响. 尽管在磁场耗散、能量转换等基本物理图像和物理过程方面, 太阳爆发过程中的磁重联与发生在上述环境中的磁重联没有本质区别, 甚至很多观测后果都相同(见文献^[44]中的详细讨论), 然而二者最大的区别在于磁重联区域的尺度不同. 虽然通过一个标度变换之后就可以在MHD的框架内对我们所感兴趣的目标进行无量纲分析和研究(见文献^[45, 46]中的详

细讨论), 而且原则上可以考察任何尺度下的磁重联过程, 但是对于在空间和时间上尺度相差过大的两个目标而言, 它们的表现和最终的后果是会有明显差别的.

很显然, 在一个空间尺度较大、能够允许其中发生的过程持续较长时间的区域内发生的过程或者现象所表现出来的复杂性和多样性, 肯定要比发生在小尺度环境、持续时间较短的过程的表现丰富、精彩得多. 以电流片中重要的不稳定性—撕裂模不稳定性为例, 该不稳定性一般发生在长宽比超过一定阈值之后的电流片当中. 对等离子体不稳定性的线性分析表明, 该不稳定在长宽比超过 2π 时发生^[10,11], 而数值实验的结果则表明该不稳定性在发展过程中出现的非线性效应会将该长宽比的临

界值增加到50甚至100(见文献^[13,47]). 这也从另一个角度阐释了尺度不同带来的差异. Bárta等人^[28]、Mei等人^[13]、Ni等人^[47]和Takahashi等人^[48]的结果进一步表明, CME-耀斑电流片并不像磁重联经典理论所描述和期许的那样, 一个电流片当中只会有一种类型的磁重联过程发生, 而是当电流片变得足够长的时候, 其中会有多种类型的磁重联过程同时发生, 而且其中还有各向同性和各向异性的湍流同时出现^[49]. 这些现象和结果都是经典理论当中没有出现、也没有探讨过的. 不过, 虽然它们已经在数值实验中不断出现, 毕竟还没有经过实测证实, 遥感观测的作用在这个问题上也已经发挥到了极致, 已不可能为我们提供更多的帮助, 进一步的检验必须借助于实地探测.

参考文献

- 1 Martens P C H, Kuin N P M. A circuit model for filament eruptions and two-ribbon flares. *Sol Phys*, 1989, 122: 263–302
- 2 Lin J, Forbes T G. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process. *J Geophys Res*, 2000, 105: 2375–2392
- 3 Lin J. Energetics and propagation of coronal mass ejections in different plasma environments. *Chin J Astron Astrophys*, 2002, 2: 539–556
- 4 Ciaravella A, Raymond J C, Li J, et al. Elemental abundances and post-coronal mass ejection current sheet in a very hot active region. *Astrophys J*, 2002, 575: 1116–1130
- 5 Webb D F. Observational evidence of new current sheets trailing coronal mass ejections. *J Geophys Res*, 2003, 108: 1440
- 6 Lin J, Li J, Forbes T G, et al. Features and properties of coronal mass ejection/flare current sheets. *Astrophys J*, 2007, 658: L123–L126
- 7 Lin J, Li J, Ko Y K, et al. Investigation of thickness and electrical resistivity of the current sheets in solar eruptions. *Astrophys J*, 2009, 693: 1666–1677
- 8 Ciaravella A, Webb D F, Giordano S, et al. Bright ray-like features in the aftermath of coronal mass ejections: White light versus ultraviolet spectra. *Astrophys J*, 2013, 766: 65
- 9 Lin J, Murphy N A, Shen C, et al. Review on current sheets in CME development: Theories and observations. *Space Sci Rev*, 2015, 194: 237–302
- 10 Priest E R, Forbes G. *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000
- 11 Furth H P. Prevalent instability of nonthermal plasmas. *Phys Fluids*, 1963, 6: 48–57
- 12 Shen C, Lin J, Murphy N A. Numerical experiments on fine structure within reconnecting current sheets in solar flares. *Astrophys J*, 2011, 737: 14
- 13 Mei Z, Shen C, Wu N, et al. Numerical experiments on magnetic reconnection in solar flare and coronal mass ejection current sheets. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 425: 2824–2839
- 14 Parker E N. Nanoflares and the solar X-ray corona. *Astrophys J*, 1988, 330: 474–479
- 15 Rappazzo A F, Velli M, Einaudi G, et al. Nonlinear dynamics of the parker scenario for coronal heating. *Astrophys J*, 2008, 677: 1348–1366
- 16 Bradshaw S J, Klimchuk J A. Chromospheric nanoflares as a source of coronal plasma. II. repeating nanoflares. *Astrophys J*, 2015, 811: 129
- 17 Cranmer S R, van Ballegoijen A A, Edgar R J. Self-consistent coronal heating and solar wind acceleration from anisotropic magnetohydrodynamic turbulence. *Astrophys J Suppl S*, 2007, 171: 520–551
- 18 Asgari-Targhi M, van Ballegoijen A A, Cranmer S R, et al. The spatial and temporal dependence of coronal heating by Alfvén wave turbulence. *Astrophys J*, 2013, 773: 111
- 19 van Ballegoijen A A, Asgari-Targhi M, Voss A. The heating of solar coronal loops by Alfvén wave turbulence. *Astrophys J*, 2017, 849: 46
- 20 Cirtain J W, Golub L, Winebarger A R, et al. Energy release in the solar corona from spatially resolved magnetic braids. *Nature*, 2013, 493: 501–503
- 21 Testa P, De Pontieu B, Allred J, et al. Evidence of nonthermal particles in coronal loops heated impulsively by nanoflares. *Science*, 2014, 346: 1255724

- 22 Tian H, Li G, Reeves K K, et al. Imaging and spectroscopic observations of magnetic reconnection and chromospheric evaporation in a solar flare. [Astrophys J](#), 2014, 797: L14
- 23 Li B. Influence of flow tube geometry on turbulence-driven solar winds (in Chinese). [Sci Sin-Phys Mech Astron](#), 2018, 48: 059601 [李波. 湍流驱动的太阳风模型中的流管曲率效应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 059601]
- 24 Ko Y K, Raymond J C, Lin J, et al. Dynamical and physical properties of a post-coronal mass ejection current sheet. [Astrophys J](#), 2003, 594: 1068–1084
- 25 Lin J, Ko Y K, Sui L, et al. Direct observations of the magnetic reconnection site of an eruption on 2003 November 18. [Astrophys J](#), 2005, 622: 1251–1264
- 26 Ciaravella A, Raymond J C. The current sheet associated with the 2003 November 4 coronal mass ejection: Density, temperature, thickness, and line width. [Astrophys J](#), 2008, 686: 1372–1382
- 27 Ling A G, Webb D F, Burkepile J T, et al. Development of a current sheet in the wake of a fast coronal mass ejection. [Astrophys J](#), 2014, 784: 91
- 28 Bárta M, Büchner J, Karlický M, et al. Spontaneous current-layer fragmentation and cascading reconnection in solar flares. I. Model and analysis. [Astrophys J](#), 737, 24 (2011), arXiv: 1011.4035
- 29 Fox N J, Velli M C, Bale S D, et al. The solar probe plus mission: Humanity's first visit to our star. [Space Sci Rev](#), 2016, 204: 7–48
- 30 Seaton D B, Forbes T G. An analytical model for reconnection outflow jets including thermal conduction. [Astrophys J](#), 2009, 701: 348–359
- 31 Raymond J C, Winkler P F, Blair W P, et al. Ion-ion equilibration and particle distributions in a 3000 km s⁻¹ shock in SN 1006. [Astrophys J](#), 2017, 851: 12
- 32 Mei Z X, Keppens R, Roussev I I, et al. Magnetic reconnection during eruptive magnetic flux ropes. [Astron Astrophys](#), 2017, 604: L7
- 33 Lin R P, Dennis B R, Hurford G J, et al. The reuven ramaty high-energy solar spectroscopic imager (RHESSI). [Sol Phys](#), 2002, 210: 3–32
- 34 Song H Q, Zhong Z, Chen Y, et al. A statistical study of the average iron charge state distributions inside magnetic clouds for solar cycle 23. [Astrophys J Suppl Ser](#), 2016, 224: 27
- 35 Wang H, Liu S, Gong J, et al. Contribution of velocity vortices and fast shock reflection and refraction to the formation of EUV waves in solar eruptions. [Astrophys J](#), 2015, 805: 114
- 36 Ma S, Raymond J C, Golub L, et al. Observations and interpretation of a low coronal shock wave observed in the EUV by the SDO/AIA. [Astrophys J](#), 2011, 738: 160
- 37 Mancuso S, Raymond J C, Kohl J, et al. UVCS/SOHO observations of a CME-driven shock: Consequences on ion heating mechanisms behind a coronal shock. [Astron Astrophys](#), 2002, 383: 267–274
- 38 Bemporad A, Mancuso S. First complete determination of plasma physical parameters across a coronal mass ejection-driven shock. [Astrophys J](#), 2010, 720: 130–143
- 39 Peter H, Tian H, Curdt W, et al. Hot explosions in the cool atmosphere of the Sun. [Science](#), 2014, 346: 1255726
- 40 Parker E N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. [Astrophys J](#), 1958, 128: 664
- 41 McComas D J, Velli M, Lewis W S, et al. Understanding coronal heating and solar wind acceleration: Case for *in situ* near-Sun measurements. [Rev Geophys](#), 2007, 45: RG1004
- 42 McComas D J, Ebert R W, Elliott H A, et al. Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. [Geophys Res Lett](#), 2008, 35: L18103
- 43 Möstl C, Reiss M A, Amerstorfer T, et al. Statistics and parameters of solar coronal mass ejections in the inner heliosphere: What to expect for Parker Solar Probe? In: Proceedings of 20th EGU General Assembly. Viena, 2018
- 44 Marshall A G, Lynch A H. The sensitivity of the Australian summer monsoon to climate forcing during the late Quaternary. [J Geophys Res](#), 2008, 113: A11107
- 45 Zhong J, Li Y, Wang X, et al. Modelling loop-top X-ray source and reconnection outflows in solar flares with intense lasers. [Nat Phys](#), 2010, 6: 984–987
- 46 Zhong J Y, Lin J, Li Y T, et al. Relativistic electrons produced by reconnecting electric fields in a laser-driven bench-top solar flare. [Astrophys J Suppl Ser](#), 2016, 225: 30
- 47 Ni L, Lin J, Mei Z, et al. Numerical experiments on the detailed energy conversion and spectrum studies in a corona current sheet. [Astrophys J](#), 2015, 812: 92
- 48 Takahashi T, Qiu J, Shibata K. Quasi-periodic oscillations in flares and coronal mass ejections associated with magnetic reconnection. [Astrophys J](#), 2017, 848: 102
- 49 Ye J, Shen C, Raymond J C, et al. Numerical study of the cascading energy conversion of the reconnection current sheet in solar eruptions. [Mon Not R Astron Soc](#), 2019, 482: 588–605

In situ measurements of the solar eruption

LIN Jun^{1,2,3*}, WANG Min^{1,2}, TIAN Hui⁴, SONG HongQiang⁵, FU HuiShan⁶, HUANG Min⁷,
LV QunBo⁷, ZHANG WeiJie^{8,9}, ZHANG XianGuo^{8,9}, ZHANG KunYi^{8,9}, LI MingTao⁸,
ZHANG YiTeng⁸, JIN ZhenYu^{1,2}, CHEN Dong^{1,2}, YIN ZengShan¹⁰, DENG Lei¹⁰,
MAO YuFeng¹¹, LI Yan^{1,2}, MEI ZhiXing^{1,2} & YE Jing^{1,2}

¹Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China;

²Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China;

³University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

⁴School of Earth and Space Sciences, Peking University, Beijing 100871, China;

⁵Institute of Space Sciences, Shandong University, Weihai 264209, China;

⁶School of Space and Environment, Beihang University, Beijing 100191, China;

⁷Academy of Opto-Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China;

⁸National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

⁹Beijing Key Laboratory of Space Environment Exploration, Beijing 100190, China;

¹⁰Innovation Academy for Microsatellites, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201203, China;

¹¹The Bureau of Frontier Sciences and Education, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100864, China

This work introduces a deep space mission of the great significance on the aspects of sciences and applications. Success of this mission will allow us to observe and detect the magnetic activities and the reconnection region occurring on a star at an unprecedentedly short distance by combining the remote sensing and the *in situ* approaches. First of all, we propose to access the core of the energy release region for the solar storm, namely the reconnecting current sheet, detecting and measuring fine structures and details of several important processes that include the magnetic diffusion, energy conversion, charged particle accelerations, and so on. Second, we shall perform the *in situ* measurement of components and distributions of the plasma and magnetic field inside the coronal mass ejection (CME, also known as the solar storm), helping us investigate and study the mechanism of CME and the original source of the plasma inside CME; detect the radio bursts caused by the energetic particles produced by reconnection in the current sheet and the CME-driven shock, collect these particles, and perform the *in situ* measurements of the CME-driven shock. Third, we shall measure the coronal magnetic field directly at the helio-distance ranging from $5R_{\odot}$ to $10R_{\odot}$, which is a key for looking into the energetics and dynamics of the solar eruption, and will further help as well resolve the problem of the corona heating, a century-long puzzle for solar physicists. Fourth, applying the method of imaging and spectroscopy, we are able to observe and study the dynamic process taking place in the high layer of the solar atmosphere with fairly high resolution. Usually, the highest resolution of observing the corona on the ground is around 1.5 arc-second ($1.5''$), and this value is lower in most of the cases, the *in situ* measurements at very short distance would enhance the resolution by a factor between 5 and 30. This will provide us an opportunity to study, look into, and understand the closest and the most important star to us at an unprecedentedly high level, and eventually help resolve the long-term problem and the puzzle like triggering of the solar eruption, magnetic reconnection, and corona heating. This is also a unique chance for us to look closely at or to perform the *in situ* measurement of the magnetic reconnection process taking place in the atmosphere of a star.

magnetic reconnection, corona, coronal mass ejection

PACS: 96.60.Iv, 96.60.P-, 96.60.ph

doi: [10.1360/SSPMA2018-00308](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00308)