©ESO 2023年

arXiv:2303.10793v1 [astro-ph.SR] 19 Mar 2023

利用 OSPREI 对帕克太阳探测器遭遇日冕物质抛射进行建模：对光球层和日冕条件的依赖

Vincent E. Ledvina[1]⋆、Erika Palmerio[1]、、Christina Kay[2,3]、、Nada Al-Haddad[4]、和 Pete Rile y[1]

[1] Predictive Science Inc.，美国加利福尼亚州圣迭戈，邮编 92121；电子邮件：vledvina@alaska.edu[2] 日球物理科学部，美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心，美国马里兰州格林贝尔特，邮编 MD20771[3] 美国天主教大学物理系，美国华盛顿特区，邮编 DC 20064[4] 新罕布什尔大学空间科学中心，美国新罕布什尔州达勒姆，邮编 NH 03824

已收到；已接受

摘要

背景。 日冕物质抛射是从太阳喷发出的等离子体，它们穿越行星际空间，并可能抵达地球。日冕物质抛射通常包含磁通量绳（MFR），其方向在很大程度上决定了日冕物质抛射对地球空间环境的影响。目前的业务化日冕物质抛射模型不对磁通绳进行建模，但有一些研究模型会这样做，其中包括开放式太阳物理快速集合信息（OSPREI）模型。

Aims. W本报告t th的灵敏度 itivity oOSPREI 的 范围 o f 用户设lected photospheric and 日冕 l conditions.

方法。 我们对帕克太阳探测器（PSP）在原位观测到的四次独立日冕物质抛射进行建模。我们使用四种输入磁图（HMI 同步图、HMI 日面图、GONG 零点校正日面磁图和 GONG ADAPT），改变输入光球条件。为改变日冕磁场重建，我们采用势场源表面（PFSS）模型，并将其源表面高度设为 1.5–3.0 R⊙，步长为 0.1R⊙。

结果。 我们发现，输入磁图和 PFSS 源表面通常都会影响日冕物质抛射穿过太阳日冕并传播至行星际空间时的演化，因此也会影响与帕克太阳探测器原位数据相比的磁通绳预测准确性。输入磁图和 PFSS 源表面高度之间没有明显的最佳组合。

结论 . The OSPREI 模型对输入的光球层和日冕条件具有中等敏感性。根据源 ce 日冕物质抛射区域位于太阳上的位置，选择输入磁图时可能存在最佳实践。

关键词。 太阳：日冕物质抛射 — 太阳：光球 — 太阳：磁场 — 太阳：日冕物质抛射建模 g

1。引言

A 日冕物质抛射（CME）是太阳上的一种爆发，r向行星际空间释放大量等离子体（更多内容请参阅 Webb 和 Howard 2012）。当等离子体从t太阳向外移动时，磁场会“冻结”在其中，因此会重m新固定在其嵌入的等离子体团内c靠近太阳。由于空间等离子体具有这种磁通冻结性质p等离子体中，日冕物质抛射会携带嵌入其中的磁场t磁通绳的形态（例如，Green 等人（2018））。有时，C从太阳发射的日冕物质抛射将朝向地球，而当t它们与地球磁环境接触时，m可能引发地磁暴，损坏电网，导致s航天器充电，并产生极光现象（例如，Pulkkinen007）。日冕物质抛射所产生2相互作用的强度和类型m 这与其速度、冲压和磁场构型有关。当前空间天气预报中心使用的太阳风模型，在业务化运行中只能预报日冕物质抛射的速度、密度和到达时间（Pizzo 等人 2011）。目前研究中使用的其他日冕物质抛射模型采用不同的工作流程，不仅能预报速度、密度和到达时间，还能预报嵌入日冕物质抛射内部的磁通量绳（MFR）构型。磁流体力学（MHD）模型通常更为真实，但也更加复杂且计算开销大，其中包括球外磁流体力学算法（MAS；Miki´等人 1999）代码与改进的 Titov–Démoulin磁通量绳（Török等人 2018）耦合，阿尔fvén波太阳模型（AWSoM；Oran等人 2013）与 Gibson–Low 磁通量绳（ Jin 等人 2017 ）耦合，以及欧洲日球层预报信息资产（EUH-FORIA；Pomoell&Poedts 2018）与球形环（Verbeke等人 2019）或 FRi3D（Maharana等人 2022）磁通绳模型耦合。另一方面，解析模型通常不够真实，但同时更简单且计算效率更高。这类模型包括三维日冕绳抛射（3DCORE；Möstl等人 2018）、行星际磁通绳模拟器（INFROS；Sarkar等人 2020）以及开放太阳物理快速集合信息系统（OSPREI；Kay等人 2022a）。值得注意的是，解析模型只需相对容易获取的输入参数，即可快速给出磁通绳预测。

日冕物质抛射内部磁通绳的取向与太阳风向地球磁系统传递的能量多少相关，并且对地球表面和近地空间环境中观测到的影响有很大影响。要引发强烈地磁暴，磁通绳必须具有持续时间较长的负径向磁场分量$_z$，因为负径向磁场分量会通过磁重联打开日下点磁层顶，使能量、等离子体和动量得以从太阳风传递到地球磁层（例如，Dungey 1961）。对.....的预报

⋆ 现任阿拉斯加大学费尔班克斯分校地球物理研究所，地址：美国阿拉斯加州费尔班克斯，邮编 9709

磁通绳的径向磁场分量$_z$ 对于理解其对地球的影响至关重要，但目前的预报仍无法对日冕物质抛射磁通绳进行建模，导致对日冕物质抛射地磁效应的估计常常过高或过低。例如，2015年3月17日“圣帕特里克节风暴”的强度（Kataoka等人 2015; Wu等人 2016）被美国国家海洋和大气管理局的空间天气预报中心（NOAA/SWPC）低估，该中心仅预报了最高G1级地磁暴。日冕物质抛射激波比预报提前15小时抵达，且磁通绳中含有较大的南向径向磁场分量$_z$，从而引发了G4级地磁暴。相反，太阳活动周25早期一次值得关注的空间天气事件——2022年3月28日发生的部分晕状日冕物质抛射，促使NOAA空间天气预报中心针对2022年3月31日发布了G3级地磁暴警戒。尽管日冕物质抛射的抵达时间预报准确，但由于磁通绳具有强正向径向磁场分量$_z$，该日冕物质抛射最终只引发了一场短暂的G1级地磁暴。这只是两个例子，说明尽力而为的空间天气预报仍未能充分考虑日冕物质抛射磁通绳的影响。

日冕物质抛射在太阳日冕中传播时发生的偏转，也可能影响磁通绳的方向以及日冕物质抛射的速度和轨迹，从而影响预报到达时间的准确性。例如，Mays等人(2015)和Möstl等人(2015表明，2014年1月7日发生的重大日冕物质抛射未能得到准确预报，这是因为它在太阳风中传播之前发生了旋转和偏转。通过更先进的建模改进日冕物质抛射的方向和定向性，使其在地球处的预报到达时间提前了18小时以上。尽管已有许多模型能够模拟磁通绳和日冕物质抛射的日冕偏转，但若要具备实际运行应用的可行性，就必须对其进行验证，并评估其对不同输入参数的敏感性。

在本研究中，我们探讨OSPREI 模型，并确定其对不同光球层和日冕条件输入的敏感性。我们将OSPREI 模型的结果与帕克太阳探测器（PSP；Fox等人 2016）的太阳风原位测量进行比较。我们以PSP而非地球作为真实参照，以便在假设太阳光球磁场图仅从地球视角获取的情况下，将结果置于日球层任意位置的空间天气预报背景中进行理解。在此处分析的日冕物质抛射事件发生时，PSP位于日心距离 ~0.45至 ~0.75 au处，因此可以预期，随着航天器接近太阳，预报不确定性会降低。尽管如此，我们的研究并不关注日冕物质抛射到达时间，而是关注磁通绳的磁结构。尽管已有研究表明，日冕物质抛射在行星际空间中会发生偏转和旋转（例如，I savnin等人 2014），但众所周知，轨迹和方向的大多数变化都发生在太阳日冕中（例如，Kay和Opher 2015）。因此，我们可以假设这些影响会随径向距离迅速减弱，不会显著影响我们的结果。本研究的发现将有助于将OSPREI作为未来潜在的业务化日冕物质抛射模型加以应用。

本文的结构安排如下：首先概述 OSPREI，并详细介绍第 2 节中用于分析的建模设置。在第 3 节中，我们讨论所用的数据集，以及改变作为 OSPREI 模型输入的光球层和日冕条件的方法。在第 4 节中，我们介绍模型对四次日冕物质抛射的输入参数变化所作出的响应，并在第 5 节中讨论这些结果。最后，在第 6 节中，我们结合其他日冕物质抛射模型来解读研究发现，并就如何将 OSPREI 用于实时预报提出建议。

2. 建模设置

本节介绍本研究所用的建模设置：我们先简要概述 OSPREI 建模套件（第 2.1 节），然后介绍为测试模型灵敏度而研究的不同光球层（第 2.2 节）和日冕（第 2.3 节）输入。

2.1. OSPREI 概述

OSPREI 模拟日地方向——或者更广义地说，太阳至日球层方向——的日冕物质抛射行为，其研究范围超越了传统的行星际传播模型，还包括日冕物质抛射的内部热学和磁场特性。OSPREI 包含三个组成模块：(1) 日冕物质抛射偏转轨迹预报（ForeCAT；Kay等人 2015 ）模块计算日冕物质抛射在太阳日冕中传播时发生的偏转和旋转；(2) 另一种集合到达时间结果（ANTEATR；Kay 和 Gopalswamy 2018）模块计算日冕物质抛射在日球层中的传播过程，以及其到达行星际空间中指定位置的到达时间；(3) ForeCAT 原位数据观测器（FIDO；Kay 和 Gopalswamy 2017）根据所关注位置的时间序列，对日冕物质抛射磁通绳的磁场进行建模。需要指出的是，所有日冕物质抛射偏转和旋转都发生在 ForeCAT（日冕）域内，而在 ANTEATR（行星际）域内，假设日冕物质抛射保持其轨迹。有关这些模块及 OSPREI 功能的更多信息，请参见Kay等人(2022a)。

在本研究中，我们将 ForeCAT（日冕）域的外边界设为 20 R$_\odot$。此外，我们采用 ANTEATR 的“物理驱动的真实轴变形与膨胀方法”版本（ANTEATR-PARADE；Kay& Nieves-Chinchilla2021a），其中纳入了 Nieves-Chinchilla 等人(2018) 提出的椭圆柱（EC）解析磁通绳模型，并能够模拟传播过程中由物理驱动的日冕物质抛射中心轴及其横截面尺寸和形状变化。值得注意的是，Kay &Nieves-Chinchilla(2021b) 已研究过 ANTEATR-PARADE 对日冕物质抛射输入参数的敏感性，因此也研究了 OSPREI 对这些参数的敏感性。本文则着重探讨 OSPREI 对初始光球和日冕条件的敏感性，同时保持日冕物质抛射输入参数不变。

2.2. 磁图来源

OSPREI 的 FORECAT 模块需要对全球太阳日冕进行逼真的建模，以计算 CME磁通绳在日冕中传播时发生的偏转和旋转。由于目前并不定期直接测量日冕磁场，通常会利用模型，根据光球磁场测量结果对太阳日冕的全球结构进行外推，并将其作为边界条件（例如，Wiegelmann等，2017）。因此，在对 CME 穿过太阳日冕的传播过程进行建模时，第一个不确定性来源是所选用的输入光球磁场图。已有多项研究检验输入磁图对背景太阳风及其瞬变现象的磁流体力学建模结果的影响（例如，Riley与Ben-Nun，2021；Jin等，2022），但据我们所知，尚无类似研究涉及日冕物质抛射解析建模。本节介绍本研究所用的四种磁图，用于检验 OSPREI 对用户选择的输入条件的敏感性：HMI 同步图、HMI 日面图、GONG 零点校正和 GONG ADAPT #10。我们注意到，在以往的

应用中，OSPREI 的 ForeCAT 模块仅使用过 HMI 同步图或日面磁图。

2.2.1. HMI 日面图

日震与磁成像仪（HMI；Scherrer 等人 2012）搭载于太阳动力学天文台（SDO；Pesnell 等人 2012），可从太空以 12 分钟的时间间隔测量全太阳圆面的光球矢量磁场。我们使用由整个太阳圆面上推算出的磁场径向分量制作的日面图。日面图由在该经度的中央子午线通过（CMP）时刻附近获取的 20 张磁图生成，因此 HMI 日面图数据的有效时间跨度约为三小时。通常，这些单张磁图都是在距 CMP ~2° 以内获取的。经过一个完整的卡林顿自转周期后，便会生成一幅完整的日面图，呈现所有卡林顿经度上的光球磁场。由于标准日面图由中央子午线 2°范围内观测到的数据构建而成，因此每个经度既代表不同的物理位置，测得磁场的时间也不同。尽管中央子午线观测能提供最佳的观测质量和径向磁场计算结果，但日面图本质上难以准确呈现活动区等快速演变的特征。

2.2.2. HMI 同步图

HMI 同步图使用的仪器、观测方法和图像处理流程与 HMI 日面图相同，但其设计目的是提供一幅完整太阳的快照，更好地呈现面向地球的太阳圆面上的磁场状况。同步图（每日图）会用在同一同步时刻观测到的数据，替换原始日面图中以中央经线为中心的一段经度范围内的数据（例如，参见 120° 。Hayashi 等人 2015）

2.2.3. GONG 零点校正

全球振荡网络组（GONG；Harvey 等人 1996）是由国家太阳天文台运营的一项计划，其六台望远镜能够全天候提供低噪声、近实时且精确的光球磁场日面图（Hill 2018）。GONG 磁图具有可靠性高、观测频率高和空间覆盖范围广等特点，因此适用于面向实际运行的空间天气应用，包括 NOAA/SWPC 使用的 WSA–Enlil 模型（Pizzo 等人 2011；Steenburgh 等人 2014）以及 ESA 虚拟空间天气建模中心使用的 EUHFORIA 模型（Poedts 等人 2020）。影响 GONG 网络磁图观测质量的一个因素，是各观测站的磁图调制器存在不均匀性和细微缺陷。这些问题可能导致磁图零点出现数高斯的不确定性；当多个 GONG 站点的数据合并时，这些不确定性还可能进一步放大。宁静太阳区域受零点误差的影响最大，因为其表面磁场有时仅为几十高斯量级（例如，Bellot Rubio 和 Orozco Suárez 2019）。因此，目前的零点校正方法是对宁静太阳区域拟合低阶二维多项式曲面，并谨慎排除活动区的影响。拟合所得的曲面用作零点。这些经过零点校正的日面磁图对于利用模型外推太阳日冕至关重要因为开放磁力线通常起源于磁场较弱的区域。

2.2.4. GONG ADAPT 第10次实现

空军数据同化光球层磁通输运（ADAPT；Arge 等人 2010、2011、2013）模型是对Worden 和 Harvey(2000)模型的改进版本，考虑了差异旋转、子午向流动、超米粒扩散以及随机磁通涌现，从而更准确地估算太阳表面的磁通量分布。GONG ADAPT 磁图将来自 GONG 望远镜网络的光球层磁场观测与 ADAPT 磁通输运模型相结合，生成 12 种可能的光球磁场实现。ADAPT 实现属于同步图。在本研究中，我们随机选择 ADAPT 第10次实现。

2.3. 日冕外推

如上一节所述，需要借助模型，根据光球层地图外推日冕磁场。因此，在对日冕物质抛射穿越太阳日冕的传播过程进行建模时，第二个不确定性来源与日冕模型的假设及输入参数的选择有关。在本研究中，我们采用广泛使用的势场源表面（PFSS；Wang 和 Sheeley 1992）模型。该模型忽略日冕中的电流，并以标量势表示全局磁场。低日冕中磁力占主导地位（即等离子体贝塔较低），但在较高处，较弱的磁场会被太阳风拖曳出去，基本呈径向分布。为模拟这一效果，PFSS 模型将某一特定表面——源表面（Schatten 等人 1969）上的标量势设为常数。在 PFSS 源面以上，日冕磁力线被强制设为径向，以模拟流出的太阳风对磁场的影响。

历史上以及迄今为止的大多数应用中，PFSS 源面都设定在 R_{ss} = 2.5$R_\odot$ 处（Altschuler 和 Newkirk 1969）——此前使用 OSPREI 运行的模拟也采用了这一设定。将 PFSS 源面设为 2.5$R_\odot$ 后得到的日球电流片（HCS）位置，针对每个输入磁图分别显示在图 2–5 中。尽管如此，许多研究质疑将 R_{ss} 设为单一固定值的做法，并提出例如应降低该值，以便更好地表征太阳活动极小期的行星际磁场（Lee 等人 2011）、重建日冕洞区域（Asvestari 等人 2019），或（至少部分地）解决开放磁通问题（Riley 等人 2019）。Arden 等人（2014）提出采用“呼吸式”源表面，其高度随太阳活动周期的阶段而变化。此外，一些研究甚至质疑 PFSS 源面的球形形状（例如 Schulz 等人 1978；Schulz 1997；Levine 等人 1982；Riley 等人 2006；Kruse 等人 2020）。这些研究及其他研究测试的 R_{ss} 值大致在 1.2–3.5$R_\odot$ 范围内。在本研究中，我们将 R_{ss} 在 1.5–3.0$R_\odot$ 范围内以 0.1$R_\odot$ 为增量进行变化；也就是说，我们将第 2.2 节所述的四幅磁图分别与 16 种不同的 PFSS 外推结果相结合，从而为每个事件生成 64 种光球层和日冕条件组合进行测试。

3. 事件选择与分析

本节首先概述帕克太阳探测器（PSP）在原位观测到的四次日冕物质抛射（CME）事件，并利用这些事件研究输入磁图和势场源表面（PFSS）源面3.1对 OSPREI 结果的影响（第3.2节）。随后，我们介绍对各事件所用输入磁图的分析（第3.3节），以及为每次 CME 设定的 OSPREI 输入参数。

3.1. 事件

在本参数研究中，我们对四次日冕物质抛射事件进行建模，其源区相对于地球视角位于多个不同位置（见图 1）。第一次日冕物质抛射事件是2020年6月21日发生的一次流束爆发，爆发位置靠近中央子午线。第二次日冕物质抛射事件是2021年6月9日发生的一次西北侧日缘爆发，源自一个刚好位于可见太阳圆面之外的活动区。第三次日冕物质抛射事件发生于2021年11月7日，源自太阳东北侧日缘附近的一个活动区。最后，第四次日冕物质抛射事件发生于2022年1月26日，源自太阳背面的一个活动区。对于每次事件，我们都通过补充视频概述可用的遥感观测。这些观测来自两个视角，即地球和太阳—地球关系天文台前导星（STEREO-A；Kaiseretal.2008）航天器，该航天器以 ~1 au的日心距离绕太阳运行，且相对于地球的经度间隔不断变化。来自地球的观测数据包括太阳动力学天文台（SDO）搭载的大气成像组件（AIA；Lemen etal. 2012），用于拍摄太阳圆面；以及太阳和日球层天文台（SOHO；Brueckner et al.1995）搭载的大角度和光谱日冕仪（LASCO；Domingo etal. 1995）中的C2和C3相机，用于拍摄太阳日冕。对于STEREO-A，我们使用太阳—地球连接日冕与日球层探测（SECCHI；Howard et al. 2008）套件中的极紫外成像仪（EUVI）太阳圆面望远镜和COR2日冕仪的数据。

3.1.1. 事件1

本文分析的首个日冕物质抛射，是一次于2020年6月21日世界时约18:00从面向地球的太阳中央子午线附近开始的流束爆发（图1（a））。有关该事件的详细信息，请参阅 Palmerio 等人（2021a）和Pal 等人（2022）。与该事件相关的遥感观测概览见影片1。值得注意的是，这类爆发被称为“隐形日冕物质抛射”。如果在太阳圆面上找不到明显的低日冕特征（例如日冕变暗、日冕波、暗条爆发、耀斑和爆发后拱形结构；Hudson&Cliver2001），那么该日冕物质抛射便属于隐形日冕物质抛射——也就是“凭空出现的日冕物质抛射”（Robbrecht et al. 2009；Palmerioetal. 2021b）。因此，隐形日冕物质抛射的磁场尤其难以建模和预报，因为其源区和磁通绳构型往往难以明确确定。由于隐形日冕物质抛射仍可能在地球引发强烈的地磁扰动（Nitta&Mulligan2017；Nittaet al.2021），分析这一特定事件具有重要意义，有望推动制定更完善的方法，以对日球层中的隐形日冕物质抛射进行建模。

3.1.2. 事件2

我们在本研究中分析的第二次日冕物质抛射发生于2021年6月9日世界时12:00左右。影片2概述了此次事件的远程观测情况。世界时12:00左右，太阳动力学天文台/AIA观测到一次大规模爆发。爆发源位于太阳圆面西北边缘以外的一个活动区（~23。5° 纬度和 ~77° 卡林顿坐标系中的经度，见图1(b)）。此次爆发使日冕物质逸出，并产生一道冲击波，从边缘向东穿过太阳圆面传播。日冕中还可见一条磁通绳结构，在日冕物质抛射的初始亮前沿后方离开太阳边缘。我们检查了SOHO/LASCO C2和C3望远镜拍摄的日冕仪图像，发现了清晰的三部分结构（即由亮前沿、空腔和核心组成；Illing与Hundhausen，1985；Vourlidas等（2013））；随着日冕物质抛射移出C3视场，可在较暗区域中看到磁通绳。选择这一事件是因为在东、西边缘，同步磁图中会出现“拼接”，与非同步磁图相比，这可能产生不同的日冕磁场重建，从而改变OSPREI模型的输出。

3.1.3. 事件3

本文分析的第三次日冕物质抛射发生于2021年11月7日世界时13:00左右。影片3概述了此次事件的遥感观测。根据太阳动力学天文台（SDO）的观测，爆发源是太阳东北侧日缘的一个活动区（图1(c)），其卡林顿坐标为 ~15° 纬度和 ~78° 经度。如影片3所示，STEREO/SECCHI/EUVI-A也观测到了该事件的源区。在日冕仪图像中，日冕物质抛射在SOHO的LASCO搭载的C2和C3望远镜中呈现为一道微弱的白光羽流，从遮挡盘左侧向外延伸。STEREO-A航天器几乎处于直角位（~90° 位于日地连线以东），因此SECCHI搭载的COR2日冕仪观测到的日冕物质抛射呈现微弱的全晕特征，在基差图像中更容易辨认（例如，ff差图像（例如，Attrill与Wills-Davey（2010））。之所以选择这一事件，是因为它几乎代表了OSPREI的基准情形：发生在面向地球的太阳圆面上的爆发最适合对源区进行磁图重建；此外，多台空间日冕仪和低日冕观测设备提供的观测数据，也使其他日冕物质抛射参数（倾角、速度、手性等）更容易确定。此外，该事件源自面向地球的太阳中央子午线以东 ~60° 的位置，也就是同步磁图拼接发生区域附近。

3.1.4. 事件 4

本文分析的第四个也是最后一个日冕物质抛射，是一次发生于2022年1月26日世界时约21:00的爆发。电影4展示了此次事件遥感观测的概况。此次爆发起源于太阳背面的一个活动区。太阳动力学天文台的影像显示，利用 AIA 未能观测到日冕物质抛射，但搭载于 STEREO-A 上的 EUVI 仪器确实拍摄到了爆发后拱形结构（例如，Tripathi 等（2004）），这些结构来自一个正接近可见日面东侧日缘的活动区。根据爆发时生成的磁图（显示这一大致位置存在一个活动区），我们确定日冕物质抛射起源于卡林顿坐标中纬度为 ~ -17° 、经度为 ~ 30° 的一个活动区（图 1(d)）。STEREO/SECCHI/COR2-A 观测到一次微弱的日冕物质抛射，而在 SOHO/LASCO 的影像中，这次爆发则更为明显。选择这一事件，是因为它可用于检验背面事件的模型输出差异；对于此类事件，没有“近期”的磁像仪观测数据

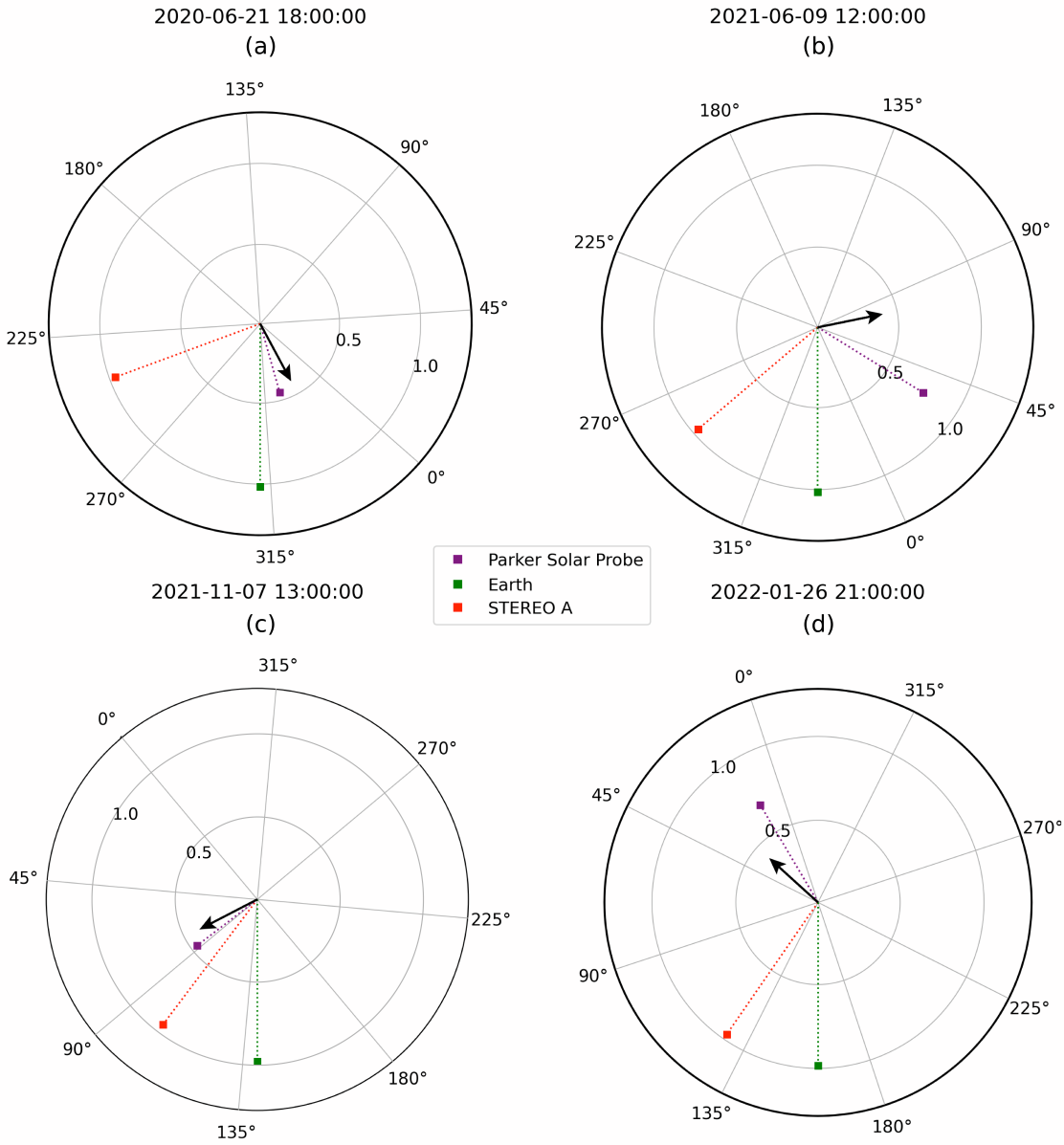


图1：日冕物质抛射起始时间时，帕克太阳探测器、地球和 STEREO-A 的位置：(a) 事件1、(b) 事件2、(c) 事件3 和 (d) 事件4。每个面板中的箭头表示相应日冕物质抛射的源经度。图中所示经度均为卡林顿坐标。图由太阳磁连接HAUS（Solar-MACH；Gieseler 等人，2023）工具绘制。

可用，但 STEREO-A 的日缘测量让我们有把握确定日冕物质抛射的起源位置。

3.2. 磁图分析

本节分析各事件的输入磁图，并说明它们之间的差异（不同数据集的说明见第 2.2 节）。图 2 、3、4 和 5 分别展示了与事件 1 至 4 相关的四幅磁图。比较这四个事件后，我们发现，其中两组磁图的图像所呈现的磁特征彼此更为一致：HMI 同步图和 GONG ADAPT 第10次实现为一组，HMI 日面图和经过零点校正的 GONG零阶磁图为另一组。这是合理的，因为它们分别是同步磁图和日面磁图。这两幅 GONG 磁图的分辨率也低于 HMI 磁图，磁结构看起来更大，也不那么清晰。在 HMI 同步磁图中，可以看到两条线，标示出同步磁图快照与日面数据之间发生“拼接”的位置。GONG ADAPT 第10次实现没有类似的拼接线，因为未朝向地球的光球磁场是通过磁通量输运算法建模的。

我们还注意到，在利用同步磁图与日面磁图寻找日冕物质抛射源区位置处的活动区时，两者存在差异。在图 2–5 中，我们用虚线圆圈标示每次日冕物质抛射的发射位置。对于事件1，我们采用Palmerio等人(2021a)提供的卡林顿坐标，因为该日冕物质抛射较为隐蔽，且没有低日冕特征与之相关。对于事件2–4，我们利用太阳动力学天文台和／或STEREO-A的遥感极紫外（EUV）测量结果来确定源活动区的位置。

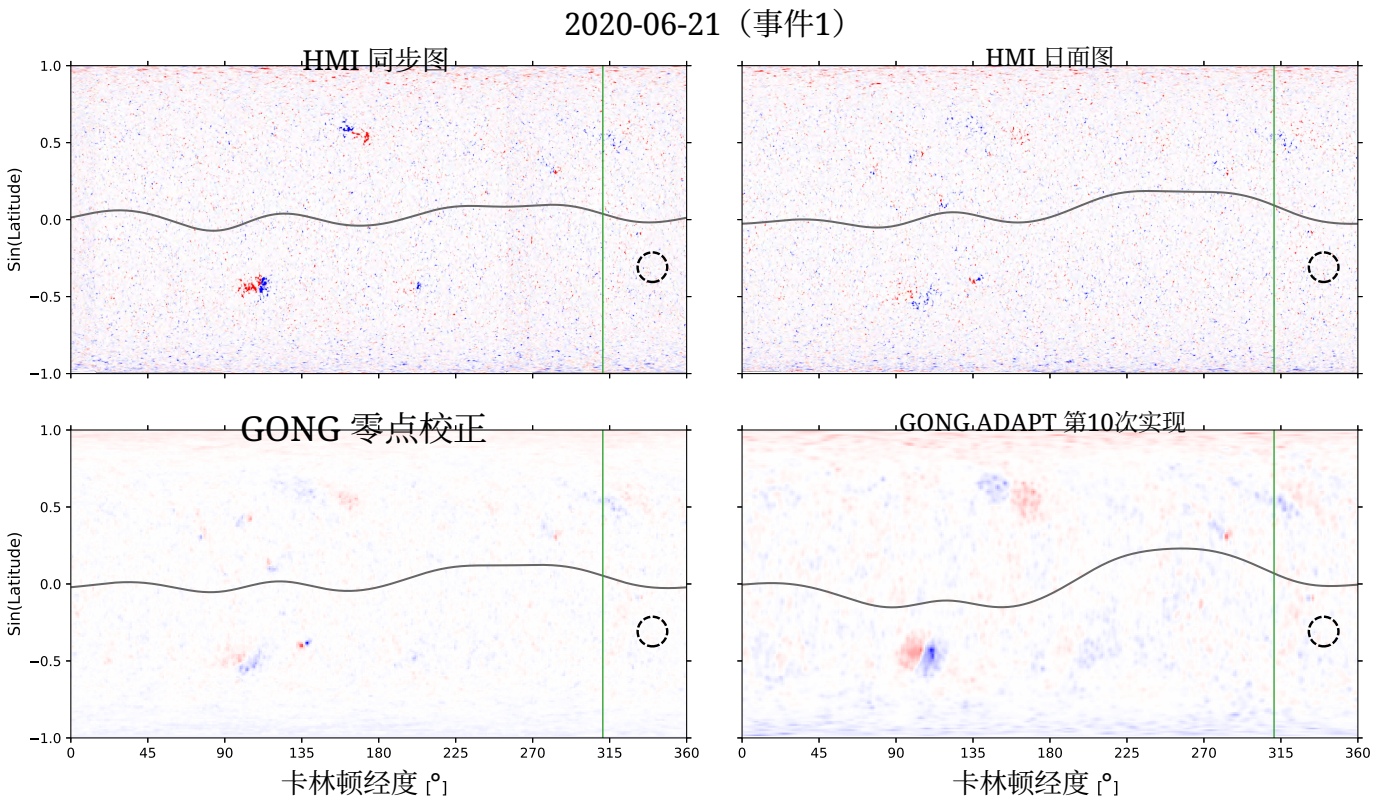


图2：我们用作事件1光球条件输入的四幅磁图。左上：HMI 同步图；右上：HMI 日面图；左下：GONG 零点校正；右下：GONG ADAPT 第10次实现。绿色竖线表示从地球观测到的中央子午线卡林顿经度。虚线圆圈标出日冕物质抛射源区的大致位置。灰色曲线表示2.5 R⊙处日球电流片的位置。所有磁图的饱和值均为 ±100G，红色（蓝色）表示正（负）极性。

对于事件2和事件4，所识别的源区仅与日面磁图中的一个活动区位置相吻合。两幅同步磁图均未显示EUV图像所确定的日冕物质抛射实际源区附近存在源磁区。在同步磁图中，从磁图左侧边界（即卡林顿经度为 0°的位置）到“拼接”线之间的区域，包含来自前一个卡林顿自转周期的磁场数据。换言之，同步磁图无法使用“未来”数据，因为日面图每个卡林顿自转周期才发布一次，而同步磁图则每日更新。这会影响可能位于拼接区域“左侧”的磁元，尤其是新出现的磁通量。值得注意的是，“拼接”区域并未覆盖整个面向地球的太阳圆面，而只覆盖中央子午线起 ±60° 的范围，因此，面向地球的太阳圆面边缘附近的活动区在同步磁图中可能无法得到准确呈现。

3.3. OSPREI 输入参数

确定本研究要调查的事件及其源区后，下一步是设置 OSPRE 输入参数，用于描述每次日冕物质抛射以及其传播所经的背景太阳风。我们的目标是对每组 64 次集合模型运行（四幅磁图与 16 种势场源表面高度的组合，见第 2 节）使用相同的一组输入参数，并评估是否存在显著差异和 或新显现的趋势。虽然/如此，一些参数（如源区坐标）直接取自遥感和原位观测，另一些参数（如太阳风阻力系数）则难以通过数据加以约束。由于本研究的目标不是进行预报，而是探索光球层和日冕输入参数空间，因此我们尝试微调这些约束较少的参数，使日冕物质抛射到达帕克太阳探测器的时间与观测相符。微调时，我们以所谓的“基准”运行为参照，即采用 HMI 同步磁图和 2.5R⊙ 的 PFSS 源表面高度的运行——这是 OSPREI 应用中公认的“标准”设置。表1 展示了我们在运行 OSPREI 前为四个事件调整的自由参数，与 Kay 等人 (2022a) 的表 1 类似。输入参数可分为日冕物质抛射参数和环境介质参数，下面将进一步说明，并介绍如何结合实际测量值和最佳估算来选取各项参数。

根据极紫外观测，我们确定源区并确定日冕物质抛射开始时间（t_0），方法是评估任何相关运动的最初迹象。利用已确定的源区和磁图数据，我们确定日冕物质抛射初始纬度和经度（θ 和 ϕ 分别对应相应源区的卡林顿坐标），以及倾角（ψ）。倾角是描述磁通绳轴方向的角度，定义为从太阳西向逆时针测量。我们首先根据局部极性反转线的方向确定倾角（例如，Marubashi 等，2015），随后通过磁通绳手性消除 180° 歧义

OSPREI Input	Event 1	Event 2	Event 3	Event 4	Source
CME parameters					
Date	21 June 2020	9 June 2021	7 November 2021	26 January 2022	
Start time (t_0)	18:00 UT	12:00 UT	13:00 UT	21:00 UT	EUV
Initial Carrington latitude (θ)	$-18°$	$26°$	$15°$	$-17°$	Magnetogram
Initial Carrington longitude (ϕ)	$340°$	$77°$	$78°$	$30°$	Magnetogram
Initial tilt (ψ)	$15°$	$140°$	$110°$	$60°$	Magnetogram
Flux rope handedness (H)	+	−	−	+	EUV/HHR
Initial nose height (R_0)	$1.5\,R_\odot$	$1.1\,R_\odot$	$1.1\,R_\odot$	$1.1\,R_\odot$	EUV
Initial slow-rise velocity (V_{R0})	30 km s^{-1}	100 km s^{-1}	30 km s^{-1}	50 km s^{-1}	Estimated
Start of rapid acceleration (R_1)	$4\,R_\odot$	$1.3\,R_\odot$	$4.8\,R_\odot$	$1.1\,R_\odot$	Estimated
Height of max coronal velocity (R_2)	$20\,R_\odot$	$5\,R_\odot$	$8\,R_\odot$	$3\,R_\odot$	Estimated
Max coronal velocity (V_{R2})	350 km s^{-1}	600 km s^{-1}	650 km s^{-1}	500 km s^{-1}	GCS
Angular width (AW)	$30°$	$35°$	$30°$	$45°$	GCS
Perpendicular AW ($AW_\perp$)	$10°$	$15°$	$15°$	$20°$	GCS
Flux rope initial magnetic field (B_0)	1200 nT	4000 nT	3200 nT	2500 nT	Estimated
Flux rope initial temperature (T_0)	2.11×10^6 K	4.44×10^6 K	2.75×10^6 K	2.31×10^6 K	Estimated
CME mass (M_{CME})	2×10^{15} g	1×10^{16} g	7×10^{15} g	6×10^{15} g	Estimated
Coronal axis aspect ratio (δ_{Ax})	0.6	0.6	0.6	0.7	Fine-tuned
Coronal cross-section aspect ratio (δ_{CS})	1	1	1	1	Default
Adiabatic index (γ)	1.66	1.33	1.5	1.66	Fine-tuned
Interplanetary expansion factor (f_{exp})	0.50	0.25	0.50	0.85	Fine-tuned
Ambient medium parameters					
Drag coefficient (C_D)	0.9	0.8	1	1	Fine-tuned
Solar wind speed (V_{SW})	300 km s^{-1}	350 km s^{-1}	300 km s^{-1}	350 km s^{-1}	PSP data
Solar wind density (N_{SW})	25 cm^{-3}	25 cm^{-3}	55 cm^{-3}	20 cm^{-3}	PSP data
Solar wind magnetic field (B_{SW})	10 nT	5 nT	20 nT	5 nT	PSP data
Solar wind temperature (T_{SW})	2.5×10^4 K	3.0×10^4 K	7.0×10^4 K	5.0×10^4 K	PSP data
Initial s/c latitude (Carrington)	$2.0°$	$3.4°$	$3.8°$	$3.8°$	PSP ephemeris
Initial s/c longitude (Carrington)	$327.1°$	$74.0°$	$75.0°$	$12.6°$	PSP ephemeris
Initial s/c heliocentric distance	$96.8\,R_\odot$	$163.9\,R_\odot$	$96.6\,R_\odot$	$147.3\,R_\odot$	PSP ephemeris

Table 1: Full list of OSPREI free Parameters for the four CME events. For a more robust explanation of each parameter, please see Kay et al. (2022a). Latitudes and longitudes are expressed in Carrington coordinates. The "Source" column indicates where the value/information was sourced from.

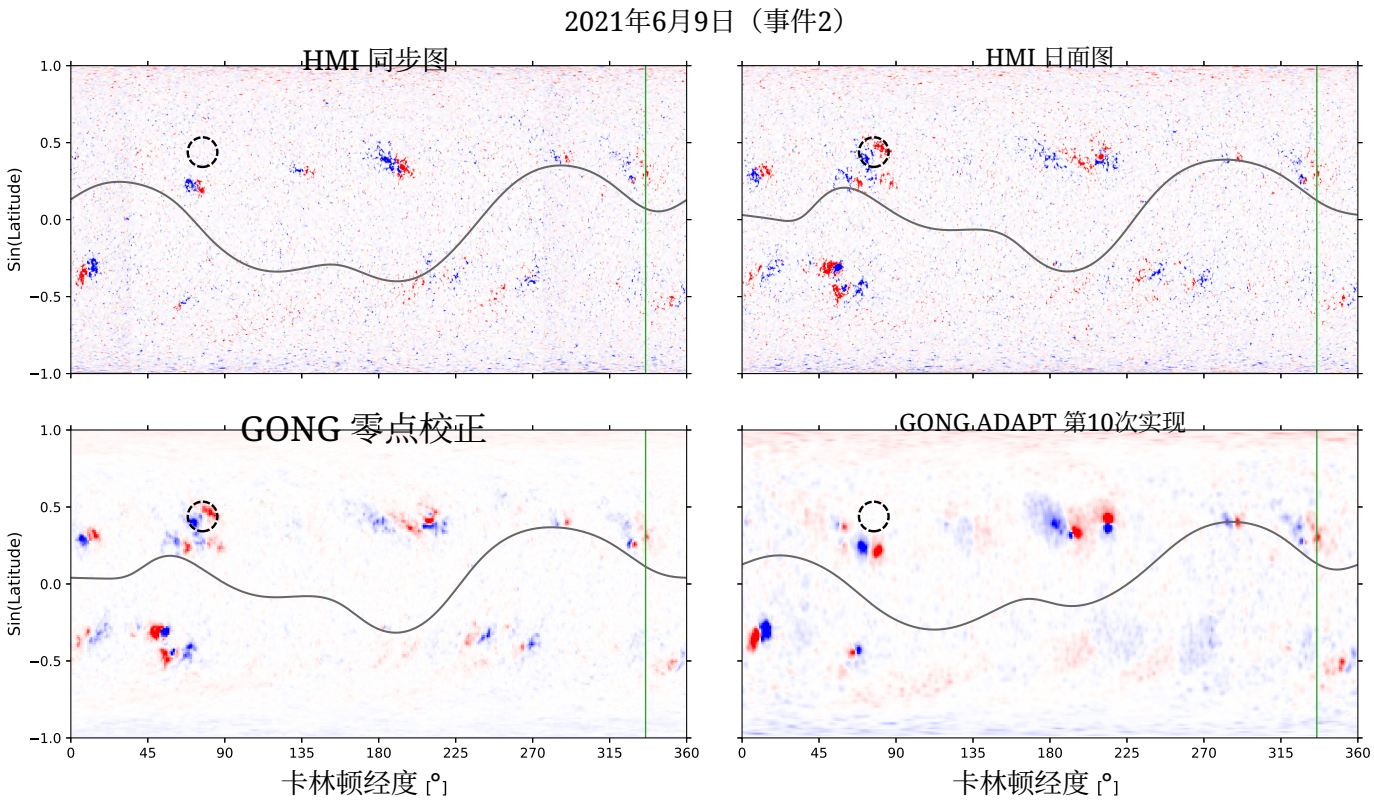


图3：我们用作事件2光球条件输入的四幅磁图。左上：HMI 同步图；右上：HMI 日面图；左下：GONG 零点校正；右下：GONG ADAPT 第10次实现。绿色垂直线表示从地球观测到的中央子午线对应的卡林顿经度。点线圆圈标出了日冕物质抛射源区的大致位置。灰色曲线标示了位于 2.5 $R_\odot$ 处的日球电流片位置。所有磁图的饱和值均为 ±100G，红色（蓝色）表示正（负）极性。

（H，也称手性），假设磁通绳轴向磁场由正磁场极性指向负磁场极性。每次日冕物质抛射的磁通绳手性尽可能根据极紫外观测确定（事件3；例如，Palmerio 等，2017），否则依据半球螺度规则（HHR；Pevtsov 等，2014），也称 Bothmer–Schwenn 方案（参见Bothmer 与 Schwenn，1998）。根据具有统计性质的半球螺度规则，来自北（南）半球的日冕物质抛射往往具有左（右）手性。值得注意的是，对于事件3，根据遥感观测确定的手性与半球螺度规则一致。

另一个需要设定的 OSPREI 参数是运行开始时日冕物质抛射前端的高度 R_0。事件1是一次流 streamer 爆发型隐形日冕物质抛射，从 STEREO/EUVI-A 日缘图像中可见其在日冕高处起始，高度约为 1.5 $R_\odot$。事件2、3和4均为活动区爆发，具有明显的日面特征，表明它们起源于日冕中更低的位置。对于这些事件，我们采用 OSPREI 的默认值 1.1 $R_\odot$，这一高度既能纳入低日冕效应，又不会过低，从而避免受到势场源表面模型在高强度活动区附近偶尔出现的振铃效应影响。从高度 R_0, 起，OSPREI 中的日冕物质抛射最初以其缓慢上升速度（V_{R0}）运动，直到到达某一点（R_1），随后开始加速阶段。在加速阶段，日冕物质抛射速度从 V_{R0} 线性增加至 V_{R2}，即最大日冕速度；该速度在高度 R_2处达到。越过 R_2, 后，假设日冕物质抛射以恒定速度继续在日冕内及行星际空间传播，直至

日冕域的外边界（本文设定为 20 $R_\odot$），此时 OSPREI 开始模拟阻力及其他会影响日冕物质抛射速度的行星际过程。这些步骤旨在模拟日冕物质抛射“经典”的运动学演化过程，包括起始阶段、脉冲加速阶段和传播阶段（例如，Zhang 等，2001）。我们根据日冕物质抛射在（日缘）极紫外和日冕仪图像中呈现的运动学特征，粗略估算 V_{R0}、R_1, 和 R_2 的取值。

另一方面，日冕物质抛射最大日冕速度（V_{R2}）以及两个角宽参数（AW 和 $AW_\perp$）均通过将渐进圆柱壳（GCS；Thरनसियिन，2011）模型应用于 SOHO 和 STEREO-A 获取的近乎同时的日冕图像来确定。GCS 几何结构旨在表示日冕物质抛射的磁通绳形态，由一个环面主体和两条朝太阳弯曲的腿组成，形似羊角面包。因此，该结构在日冕物质抛射前端处垂直于径向方向的平面上的投影呈椭圆形，角宽参数由该椭圆的半长轴（AW）和半短轴（$AW_\perp$）表示，分别对应日冕物质抛射的正视角宽和侧视角宽。最大日冕速度 V_{R2}则直接根据相隔 1 小时的两次 GCS 重建所给出的日冕物质抛射顶点位置计算得出。

日冕物质抛射的初始磁场（B_0）和温度（T_0）是根据此前的 OSPREI 研究粗略估算的，假设这些输入量往往随日冕物质抛射的整体尺度（例如大小和速度）而变化，极端事件通常对应较高的数值。日冕物质抛射质量（M_{CME}）是根据日冕仪图像中各事件的亮度“目测”估算的，下限取值为

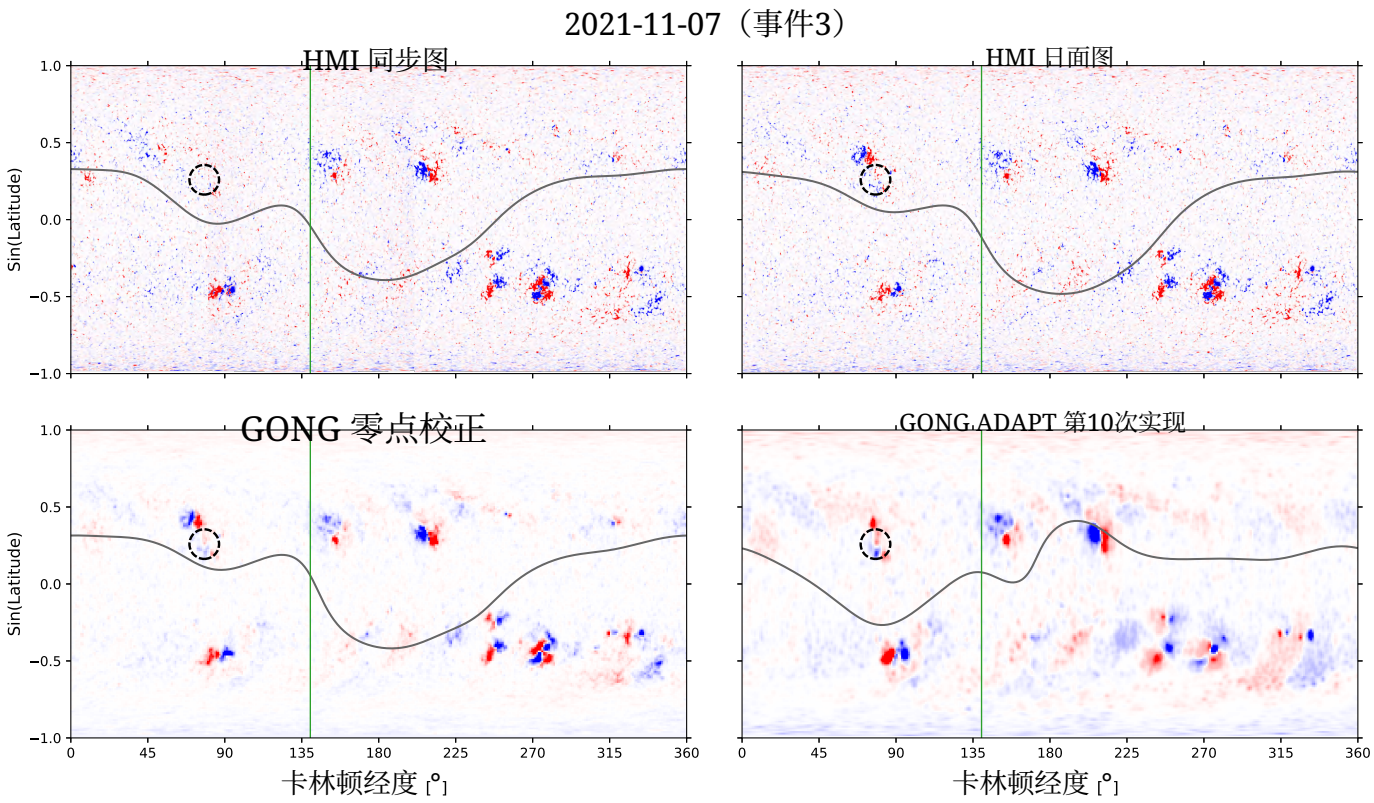


图4：我们用作事件3光球条件输入的四幅磁图。左上：HMI 同步图；右上：HMI 日面图；左下：GONG 零点校正；右下：GONG ADAPT 第10次实现。绿色垂直线表示从地球观测到的中央子午线卡林顿经度。虚线圆圈标示日冕物质抛射源区的大致位置。灰色曲线标示 2.5 $R_\odot$处日球电流片的位置。所有磁图的饱和值均为 ±100G，红色（蓝色）表示正（负）极性。

2×10^{15} g，对应我们样本中最暗的事件1（采用 Palmerio 等人，2021a的估算值）；上限取值为 10^{16} g，对应我们样本中最亮的事件2。事实上，Gopalswamy 等人，(2005) 在一项研究中发现，对近乎整整一个月内观测到的所有日冕物质抛射而言，其质量分布往往呈现双峰，分别位于 ~10^{15} g 和 ~10^{16} g。极窄（~10° 宽度）的日冕物质抛射质量约为 10^{14} g，而极端空间天气事件（例如与2003年万圣节风暴相关的事件）的质量则超过 10^{17} g。我们指出，在空间天气预报中，精确确定最后三个输入参数（B_0，T_0，和 M_{CME}）是当前研究的一项重要课题（例如，Vourlidas 等人，2019）。例如，已有研究尝试根据射电测量估算日冕物质抛射磁场强度（例如，Carley 等人，2017），或根据白光日冕仪图像（例如，Colaninno 和 Vourlidas，2009；Temmer 等人，2021）和极紫外变暗（例如，López 等人，2019）估算日冕物质抛射质量。

嵌入所模拟日冕物质抛射中的磁通绳几何形状由日冕轴长宽比（δ_{Ax}）和横截面长宽比（δ_{CS}描述。如第2.1节所述，OSPREI采用Nieves-Chinchilla 等(2018）提出的EC解析磁通绳模型，实现的磁通绳几何结构由一个环面轴组成，该轴由一个椭圆定义，其半长轴和半短轴长度分别为$L_\perp$ 和L_r；此外还包括一个椭圆形横截面，其半长轴和半短轴长度分别为$r_\perp$ 和r_r （更多信息请参见 Kay 和 Nieves-Chinchilla，2021a）。上述比值分别对应于 $\delta_{Ax} = L_r/L_\perp$ 和 $\delta_{CS} = r_r/r_\perp$。在本文中，我们将 δ_{CS} 的所有输入值均保持为OSPREI 默认值取值为1，对应于磁通绳的圆形横截面；而对于 δ_{Ax}，我们使用0.6–0.7范围内的取值，以模拟磁通绳的“经典”几何形状，即假设其轴沿一个方向拉长（例如，Krall & St. Cyr 2006年）。

最后两个日冕物质抛射参数，即绝热指数（γ）和行星际膨胀因子（f_{exp}），通过内力控制日冕物质抛射的传播。绝热指数决定日冕物质抛射的热膨胀程度，可在等温（γ =1）和绝热（γ = 1.67）之间变化；膨胀因子则描述日冕物质抛射初始速度的分解，也就是传播速度如何转化为膨胀速度。当 f_{exp} = 0时，日冕物质抛射呈现完全自相似行为；当 f_{exp} = 1时，日冕物质抛射经历完全对流膨胀。f_{exp} 仅设定行星际部分初始阶段的膨胀速度；经过这一初始阶段后，膨胀将根据行星际作用力（阻力、磁力和热力）演变。在所研究的四个事件中，我们调整 γ 和 f_{exp} 的取值，以探索不同的传播情景，并作少量调整，最终使基准运行的日冕物质抛射到达时间更加准确。

最后，我们介绍 OSPREI 中使用的环境介质参数。（无量纲）阻力系数（C_D）用于量化背景太阳风对日冕物质抛射施加的外部阻力（Cargill 2004年）。我们最初采用 OSPREI 默认的 C 值$_D$ 1，并在必要时对其略作调整，以便为基准运行获得更准确的日冕物质抛射到达时间。由此，事件1和事件2的 C 值$_D$ 分别为 0.9 和 0.8。我们通过检查日冕物质抛射撞击前一天的帕克太阳探测器太阳风数据，确定环境速度（V_{SW}）、密度（N_{SW}）、磁场（B_{SW}）和温度（T_{SW}），并对每个参数取平均值 ~1 。

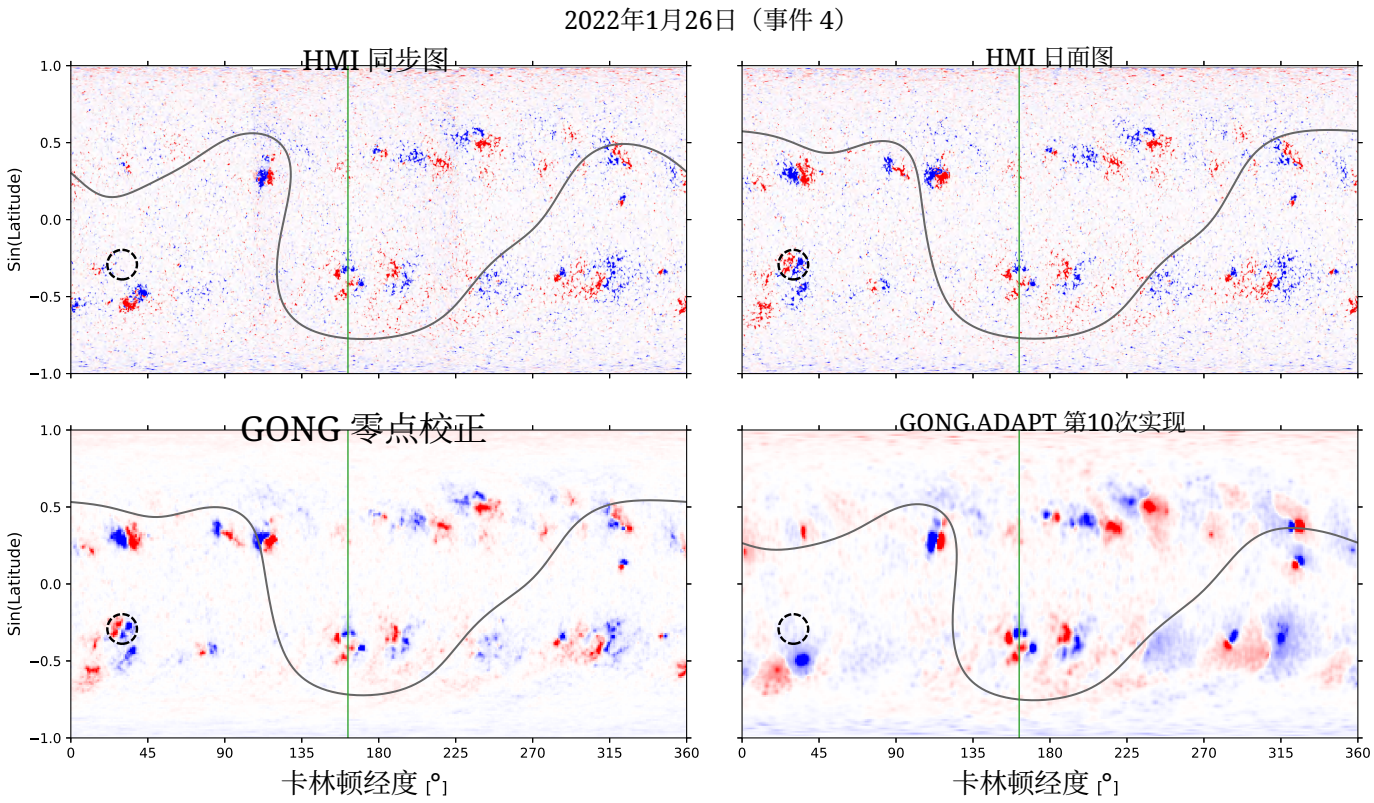


图 5：我们用作事件 4 光球条件输入的四幅磁图。左上：HMI 同步图；右上：HMI 日面图；左下：GONG 零点校正；右下：GONG ADAPT 第10次实现。绿色竖线表示从地球观测时中央子午线的卡林顿经度。点线圆圈标示日冕物质抛射源区的大致位置。灰色曲线标示 2.5 $R_\odot$ 处日球电流片的位置。所有磁图的色标范围均截断于 ±100G，红色（蓝色）表示正（负）极性。

唯一的例外是事件3的背景速度，该事件没有可用数据，因此我们采用 300 km s^{-1} 的缓慢太阳风速度。该取值依据McGregor 等人（2011年）的研究结果：他们发现，在太阳活动极小期附近，0.3–0.4 au 处的慢速太阳风峰值约为这一数值（事件3期间帕克太阳探测器位于 ~00.45 au），而且其速度通常低于 1 au 处的环境速度（后者峰值为 350 km s^{-1}）。表1 还列出了帕克太阳探测器的初始纬度、经度和日心距离，即日冕物质抛射爆发时帕克太阳探测器所在的位置。除了这些数值，我们还将模拟期间帕克太阳探测器的星历载入 OSPREI，因此，每次日冕物质抛射遭遇过程中生成的轨迹都对应于帕克太阳探测器随时间变化的实际轨道。

4. 结果

在为每个事件完成集合 OSPREI 运行后，我们将 ForeCAT（日冕偏转以及旋转，直至 20$R_\odot$）和 FIDO（沿帕克太阳探测器轨迹生成的合成原位剖面）结果进行比较，以直观展示模型对不同输入磁图和 PFSS 源表面高度的敏感性。我们将 FIDO 剖面与帕克太阳探测器数据进行比较，具体而言，是与 FIELDS（Baleet al. 2016）探测中的通量门磁力计磁场测量结果，以及太阳探测杯（SPC；Case et al. 2020）对太阳风电子、阿尔法粒子和质子（SWEAP；Kasperet al.2016）套件中的等离子体测量结果进行比较。每个日冕物质抛射的汇总图分别见事件 1、2、3 和 4 的图6、7、8和9 。在这些图中，每个输入磁图以一种颜色表示，较粗的线表示相应的 R_{ss} = 2.5$R_\odot$ 情形，较细的线表示所有其他 PFSS 源表面高度下的结果。

4.1. 事件1

在事件1中（从地球观测到的正面日冕物质抛射，见图 6），固定 R_{ss} = 2。5$R_\odot$ 时，四幅磁图对应的 ForeCAT 结果差异相对较小。不同的势场源表面高度会使日冕物质抛射偏转和旋转的离散范围更大。纬度和经度受势场源表面高度的影响更为显著：20$R_\odot$ 处的纬度范围为 ~25°，而经度范围为 ~20°。最终倾角的分布范围较小（~12°），这主要是由于少数离群值造成的；大多数结果集中在相应 R_{ss} = 2。5$R_\odot$ 曲线附近。

检查 FIDO 结果后，我们注意到，所有磁图与 PFSS 源面高度的组合都能或多或少准确地再现日冕物质抛射磁通绳，尤其是 B_T （从负值转为正值）和 B_N （在整个磁通绳中始终为正值）分量。B_R 剖面的差异较大，约有一半的模拟捕捉到了其负向变化趋势。这很可能是 ForeCAT 中最终纬度不同直接造成的：在日冕中最终纬度为正（负）的模拟，后来在日冕物质抛射中心轴下方（上方）穿过该抛射体（值得注意的是，所有模拟在 20$R_\odot$ 处的倾角都在 4–16°范围内，表明磁通绳倾角较小，其轴线几乎平行于太阳赤道）。最值得注意的是，

有几组模拟并未导致帕克太阳探测器（PSP）受到撞击——具体而言，所有 R_{ss} = 1.5R⊙的模拟、R_{ss} = 1.6R⊙的 HMI 同步图和 GONG ADAPT 模拟，以及 R_{ss} 在 2.7–3.0R⊙范围内的 GONG ADAPT 模拟。在这些模拟中，源表面高度较小的那些在 ForeCAT 中的纬向偏转也最小，这表明日冕物质抛射的位置相对于 PSP 仍过于偏南，因而未能造成撞击。另一方面，源表面高度较大的 GONG ADAPT 模拟，在太阳日冕中的经向偏转最为显著，偏离日冕物质抛射源区最多达 >15°（值得注意的是，日冕物质抛射体沿其长轴的半角宽度设为 30°，见表 1）。最后，我们没有发现模型中的等离子体参数存在显著差异，即太阳风速度、密度和温度。

4.2. 事件*2*

在事件2中（从地球观测到的西侧边缘日冕物质抛射，见图 7），ForeCAT 结果在 20R⊙处的变化很小。无论选择何种输入磁图和 PFSS 源表面高度，模型均显示日冕物质抛射几乎不会发生偏转；所有 64 次模拟的最终纬度和经度分布范围为 <2°。倾角值的范围为 ~6°，这是由三个离群值造成的，因为其中大多数分布在 ~3° 内——所有结果均表明磁通绳相对于太阳赤道倾斜了 ~40°。

关于 FIDO 结果，即使 PFSS 源表面高度有所变化，预测的磁通绳构型也没有明显差异，而且全部 64 次集合模拟都显示其撞击帕克太阳探测器。有趣的是，对于这一事件，OSPREI 对所有磁场分量的建模效果都不太理想，磁通绳持续时间也被高估了近 24 小时。所有模拟都未能捕捉到帕克太阳探测器数据中 B_R 的正向剖面，预测结果显示径向磁场以负值为主。B_T 的结果稍好，正确捕捉到了负号；B_N 的结果也有所改善，但负磁场持续时间被大幅低估。尽管如此，各次模拟对每个磁场分量的预测结果都非常相似。我们也没有发现建模得到的等离子体参数，即太阳风速度、密度和温度，存在显著差异。无论模型预测日冕物质抛射磁场构型的准确性如何，在这一事件中，磁通绳剖面似乎基本不受输入的光球和日冕磁场影响。

4.3. 事件*3*

在事件3（从地球观测到的东边缘日冕物质抛射，图8）中，我们注意到结果对输入磁图和 PFSS 源表面高度高度敏感。在 ForeCAT 中，在 1.1–5 R⊙ 的范围内，日冕物质抛射会因输入磁图和 PFSS 源表面高度不同而产生截然不同的日冕偏转。在所有运行中，日冕物质抛射都向南偏转，但在 20 R⊙处的纬度分布范围为 ~40°。考察 R_{ss} = 2.5R⊙的情况，我们注意到 GONG ADAPT 运行的最终纬度约为 −20°，而其余三种磁图则得到较 ~0° 低的纬度。经度也存在显著差异：所有同步图运行（无论源表面高度如何）的偏转都很小，所有 HMI 同步图运行均向东偏转 ~20°；GONG ADAPT 运行在所有情况下最初都向东偏转，但到 20R⊙时最终可能向东或向西偏转具体方向取决于 PFSS 源表面高度。与纬度类似，最终经度总体分布范围为 ~40°。此外，在 GONG ADAPT 的 R_{ss} = 2.5R⊙情况下，日冕物质抛射旋转约 ~30°，而其他磁图引起的倾角变化都很小——不过，在 HMI 同步图的情况下，结果似乎对 PFSS 源表面高度高度敏感。所有运行在 20R⊙ 处的最终倾角分布范围为 ~60°。总体而言，对于这一事件，ForeCAT 对输入磁图和 PFSS 源表面高度都非常敏感，最终纬度、经度和倾角的分布范围都很大。

检查 FIDO 结果（64 次模拟均显示日冕物质抛射撞击帕克太阳探测器）后，可以清楚地看到差异依然存在：模拟磁通绳的磁场构型发生了明显变化。先看总磁场 B_{tot}，根据所用输入磁图和 PFSS 源表面高度不同，最大磁场强度范围很广，从 20 nT 到近 60 nT。B_R 的磁场强度也呈现类似的分布。大多数模拟都能较好地再现 B_T 剖面，不过，只有同步图以及少数其他情况能更准确地捕捉到负向凹陷的幅度。大多数模拟未能重现 B_N 由负转正的趋势，但少数 HMI 同步图和 GONG ADAPT 情况下，剖面再现得更好——这些模拟对应 ForeCAT 中最大的逆时针偏转。就磁通量绳持续时间而言，所有组合的预测都至少高估了六小时，其中部分模拟比观测到的抛射体后缘晚了多达 ~24 小时。不幸的是，此次事件没有可用的帕克太阳探测器太阳风速度数据，但我们注意到，模拟的速度剖面同样取决于输入 OSPREI 的磁图和 PFSS 源表面高度。此外，在某些源表面高度下，日冕物质抛射末期的速度会呈现“阶梯状”变化；某些组合还会在磁通绳末端产生速度骤增或骤减。不同磁图模拟得到的太阳风密度和温度没有显著差异。

4.4. 事件 *4*

对于事件 4（从地球视角看位于背日面的日冕物质抛射，图 9），观察 ForeCAT 模型结果可见，不同输入磁图之间存在或多或少显著的差异，但没有特定规律。尽管在 20R⊙ 处的结果似乎对输入光球磁场相当敏感——纬度最终分布范围为 ~25°，经度为 ~15°，倾角为 ~30°——但对于单张磁图而言，调整 PFSS 源表面高度通常造成的差异较小。唯一例外是 GONG ADAPT：与其他高度下的“传统”R_{ss} = 2.5R⊙ 情形相比，它显示出更大的偏差。

考察 FIDO 的结果（所有 64 次运行均预测帕克太阳探测器会受到影响），可以发现，所有运行预测的磁通绳结构都与帕克太阳探测器的测量结果较为吻合。最大差异出现在 HMI 同步图运行所建模的 B_{tot} 中，这些运行将日冕物质抛射的总磁场强度低估了~10 nT。大多数组合都显示，在磁通绳末端附近，磁场分量出现异常旋转；不过，部分与 HMI 同步图配对的 PFSS 源表面高度下，未显示这一特征。总体而言，尽管 ForeCAT 输出存在或多或少的较大差异，所有运行所建模的磁通绳都呈现相似的磁场构型。所有运行都将磁通绳持续时间高估了~24 小时。最后，我们没有注意到显著差异——

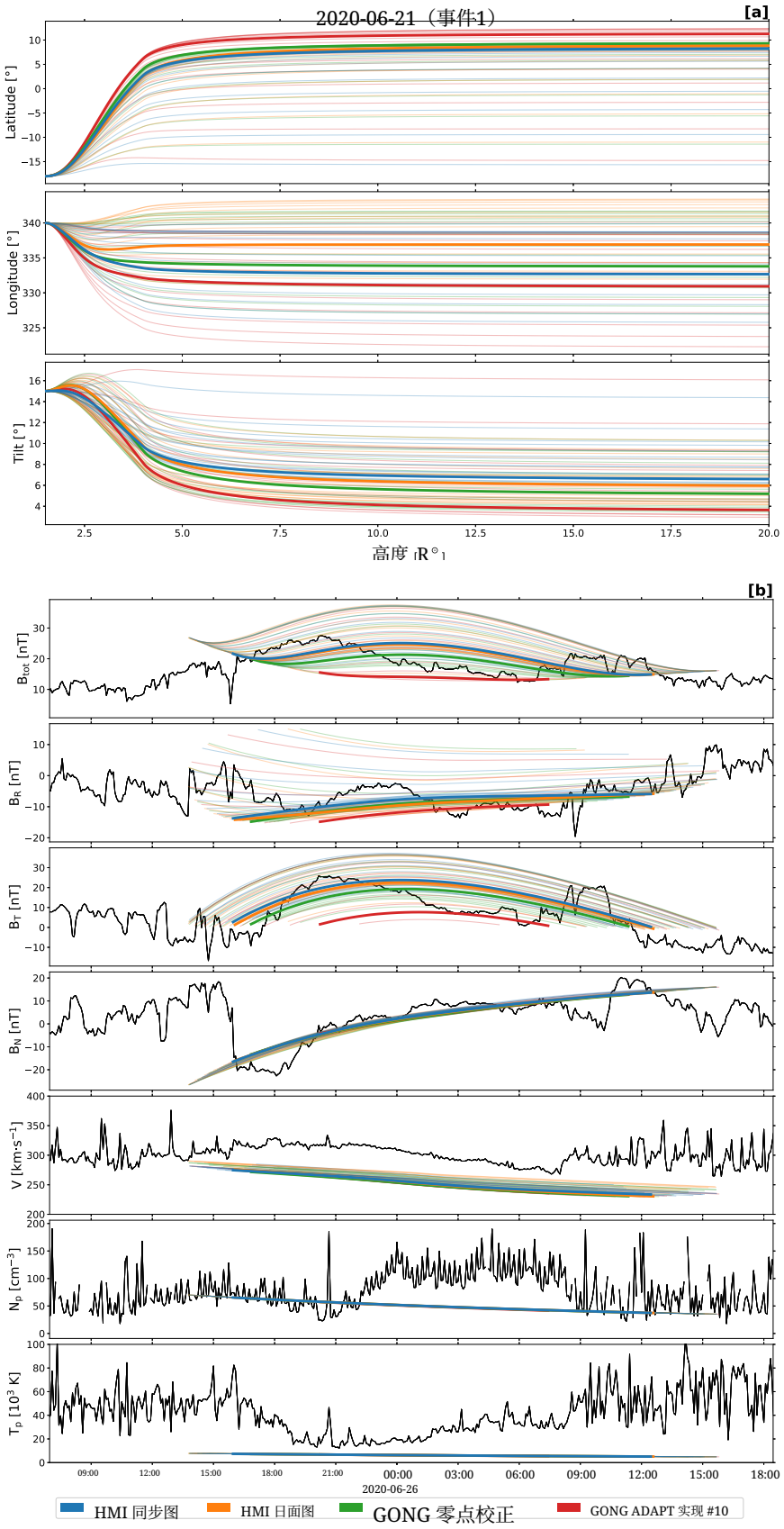


图 6：事件1的 ForeCAT 和 FIDO 结果分别绘于 (a) 和 (b) 面板中。FIDO 结果与帕克太阳探测器的磁场和等离子体数据进行对照。较粗的等高线表示使用 R_{ss} = 2.5 $R_\odot$ 势场源表面的模型输出。较细的等高线表示所有其他 PFSS 源表面高度。四种不同颜色对应不同的输入磁图。如果某一输入磁图与 PFSS 源表面高度的组合根据 OSPREI 判定为“未命中”，则不会将其纳入 FIDO 图中（详情见正文）。

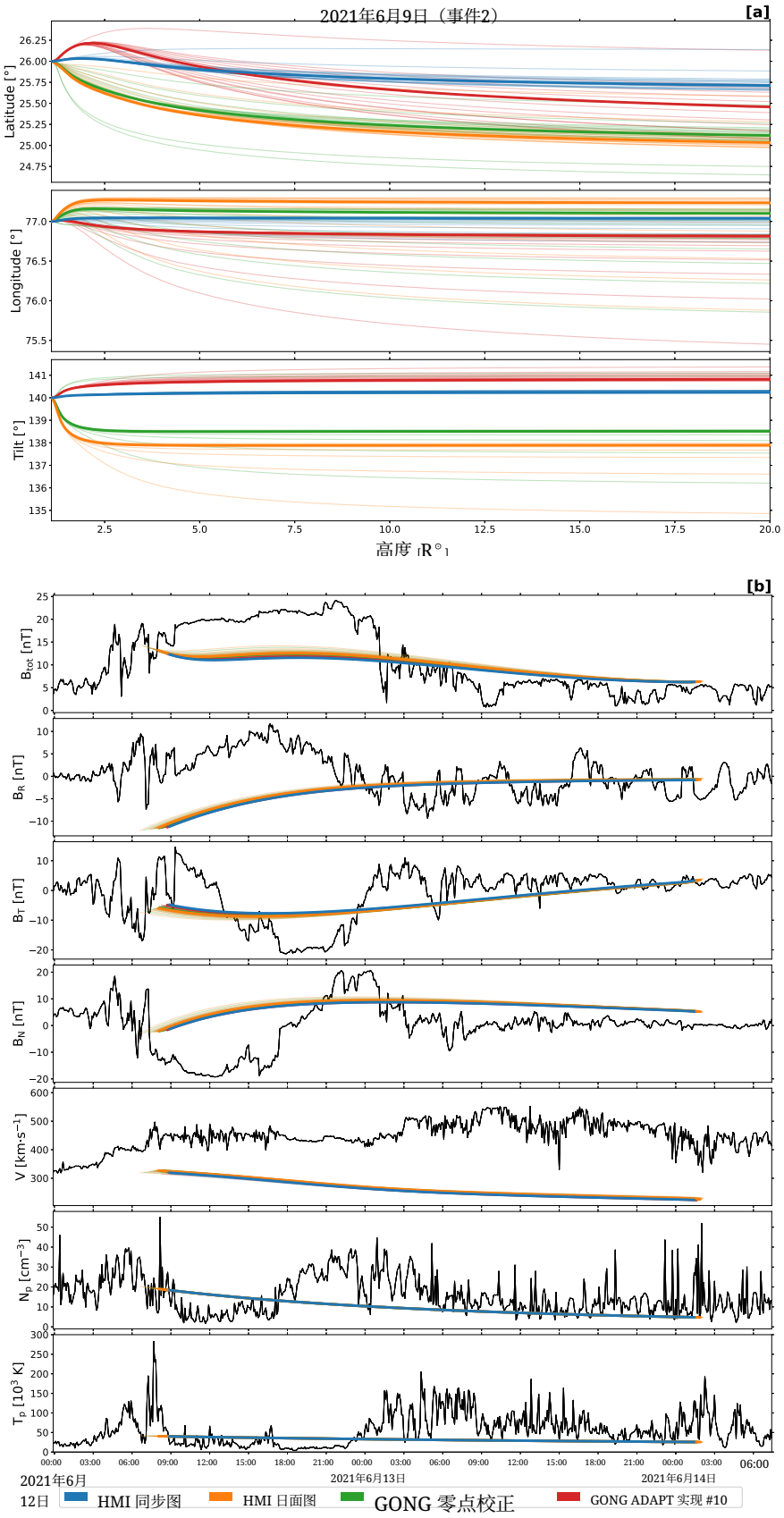


图 7：事件2的 ForeCAT 和 FIDO 结果分别绘于面板 (a) 和 (b) 中。FIDO 结果与帕克太阳探测器的磁场和等离子体数据进行对比。较粗的等值线表示采用 PFSS（R_{ss} = 2.5 $R_\odot$）得到的模型输出。较细的等值线表示其他所有 PFSS 源表面高度。四种不同颜色对应不同的输入磁图。

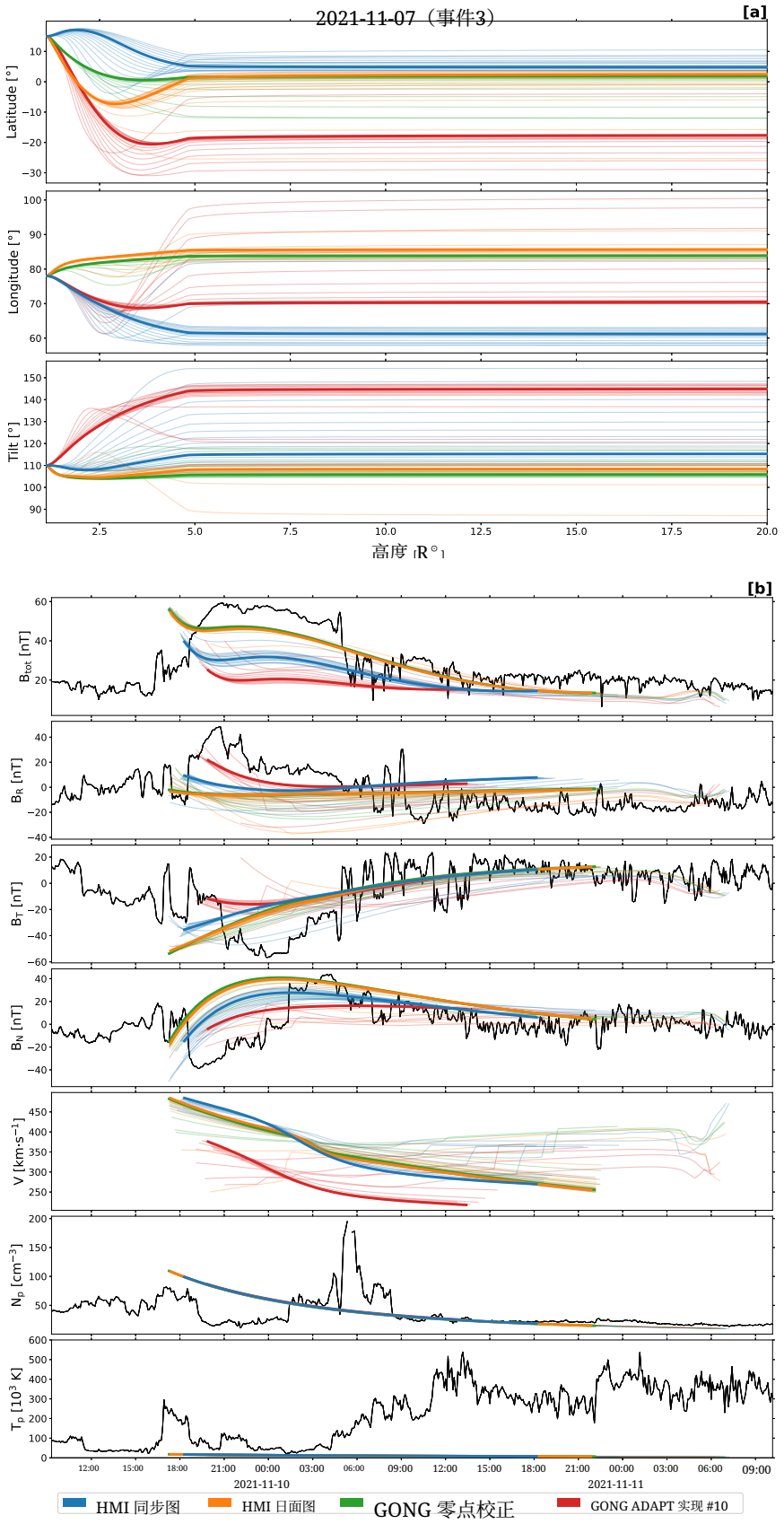


图8：事件3的 ForeCAT 和 FIDO 结果分别绘于面板 (a) 和 (b) 中。FIDO 结果与帕克太阳探测器的磁场和等离子体数据进行对比。较粗的等值线表示使用 R_{ss} = 2.5 $R_\odot$ 势场源表面所得的模型输出。较细的等值线表示其他所有 PFSS 源表面高度。四种不同的颜色分别对应不同的输入磁图。

建模等离子体参数的差异，即太阳风速度、密度和温度。

5. 讨论

第 4节的结果表明，OSPREI 模型对输入的光球层和日冕条件存在中等程度的依赖。OSPREI 主要用于撞击地球的事件，并在这类事件中接受测试，因此，迄今为止，描述光球层和日冕磁场特性时，默认采用 HMI 同步磁图与 2.5 $R_\odot$ 的 PFSS 源表面高度组合（本文称之为基准运行）。然而，正如本研究所示，结果会因输入条件的选择而出现程度不一的显著变化。在讨论各个事件和/或各项量的趋势与结果之前，我们要指出，本文采用的是一种“半回报式预报”方法：对于观测约束较强的日冕物质抛射输入参数（例如源区位置，或日冕中的日冕物质抛射速度和尺寸），我们直接依据遥感或原位数据加以确定；而对于约束较弱的其他参数（例如阻力系数或绝热指数），则进行微调，使基准运行中的磁通绳到达时间与观测相符。随后，我们针对所研究的四个事件分别进行了 64 次 OSPREI 模拟（每张磁图采用 16 种不同的 PFSS 源面），并固定日冕物质抛射和背景太阳风输入参数。这样，我们便能专注于仅由输入磁图和 PFSS 源表面高度的选择造成的集合变化，而非某次预报本身的成败。

本研究考察的四个事件，其日冕物质抛射源区分别位于太阳上相对于地球视角的不同位置——大致包括正面、西侧边缘、东侧边缘和背面；这些事件的发生时间则从太阳活动周24至25极小期深处延伸至太阳活动周25的上升阶段。尽管这并非一项全面的统计研究，但此处展示的结果可结合日冕物质抛射源区位置，以及太阳活动周期不同阶段具有代表性的全球磁场构型来加以理解。例如，本研究考察的案例中，对初始条件依赖性最强的是事件1：64次集合模拟中，有10次结果显示磁通绳完全错过了帕克太阳探测器。鉴于这次日冕物质抛射从正面袭来，且其源区靠近中央子午线（因此拥有最新的磁图），这或许令人意外；然而，该事件发生在太阳活动极小期深处，其源区附近没有活动区（见图2）。因此，当日冕物质抛射在太阳日冕中传播时，没有强磁力能够对其进行“引导”（例如，Shen 等人 2011）。在这类情况下，极区磁场强度和磁通分布——它们决定闭合磁通与开放磁通的总体规模，并会显著影响头盔流带的大小和形状——很可能是决定大尺度磁压梯度的主导因素，而这些梯度会导致日冕物质抛射偏转（例如，见 Riley 等人 2014；Linker 等人 2017；Li 等人 2021，其中比较了不同磁图来源）。这或许反映在事件1估算的 ForeCAT 偏转上：其在纬度和经度方向上的分布范围分别为 ~25° 和 ~20° 。

另一个表现出相对显著差异的案例是事件3，它起源于从地球视角看接近东侧日缘的位置，发生在 ~1.5 年后——当时太阳活动周25正处于上升阶段，光球上存在多个活动区也清楚地印证了这一点（见图4）。该日冕物质抛射的 ForeCAT 偏转结果也呈现出显著分散（比事件1更加明显），但最引人注目的结果与磁通绳倾斜角有关，其差异可达 ~60° 在 20 $R_\odot$ 处，覆盖整个集合。因此，磁通绳发生大幅逆时针旋转的模拟，更好地再现了帕克太阳探测器在 FIDO 中观测到的日冕物质抛射大尺度磁场构型——由于该案例中观测到的 ForeCAT 旋转种类繁多，事件3是我们样本中唯一一个会因光球和日冕输入条件不同而预测出截然不同日冕物质抛射磁场构型的事件。另一方面，事件2（从地球视角看位于西侧日缘）和事件4（从地球视角看位于背面）的 ForeCAT 结果差异最小，且所有集合模拟的 FIDO 预测基本一致。有趣的是，这两个事件的日冕物质抛射源活动区在四种磁图中的两种里完全“缺失”（见图3 和5）——即实时发布的 HMI 同步磁图和 GONG ADAPT 磁图，因此不包含“未来”卡林顿经度的信息。鉴于不同 OSPREI 结果之间高度一致，这表明就日冕偏转和旋转而言，日冕物质抛射源区周围的磁环境可能比源区本身更为重要。事实上，事件3的日冕物质抛射源区本身出现在所有光球层地图中，但其周围环境在不同磁图实现之间存在根本差异。

图中展示了本文所研究各事件在不同组运行中 ForeCAT 结果差异的可视化效果，见图10。该图显示了在 20$R_\odot$ 处，相对于基准运行——HMI 同步磁图，且 R_{ss} = 2。5$R_\odot$。从图10 可以清楚看出，输入磁图和 PFSS 源表面高度对日冕偏转和旋转的影响因情况而异：事件3的分布范围较大，而事件2与基准运行几乎没有差异。对于事件1，纬度和经度的分布似乎受 R_{ss}值影响：较低（较高）的源表面高度会使日冕物质抛射朝更偏南（偏北）和更偏西（偏东）的方向运动。鉴于该事件发生在太阳活动极小期深度阶段，在缺乏强活动区磁场的情况下，HCS 尖点的位置和高度很可能在日冕物质抛射爆发后的引导过程中发挥重要作用。另一方面，在事件3和事件4中，分布范围总体上似乎缺乏规律性，这可能是因为太阳活动周期上升阶段的光球磁场构型复杂得多。总体而言，日冕物质抛射的偏转和旋转可能呈现各自的模式，这取决于活动区磁场造成的局部磁场梯度与指向 HCS 的全局磁场梯度之间的平衡。不过，R_{ss} 值越低，日冕物质抛射受此类梯度影响的时间就越短，因此相较于 R_{ss} 轨迹，其偏转和旋转可能较弱。

关于 FIDO 的结果，显然，输入的光球和日冕条件对模拟磁场参数的影响，远大于对等离子体量的影响——尤其是，各集合中的质子密度和温度似乎没有变化，而太阳风速度则可观察到细微差异（只有事件3的结果分布范围更大）。这是意料之中的，因为磁图和 R_{ss} 的选择只会影响日冕物质抛射的位置/方向，而不会影响其内部属性或整体速度。除了不同输入磁图之间的差异和相似之处外，显然，PFSS 源表面高度的选择可能会影响 OSPREI 预测的磁通绳结构，

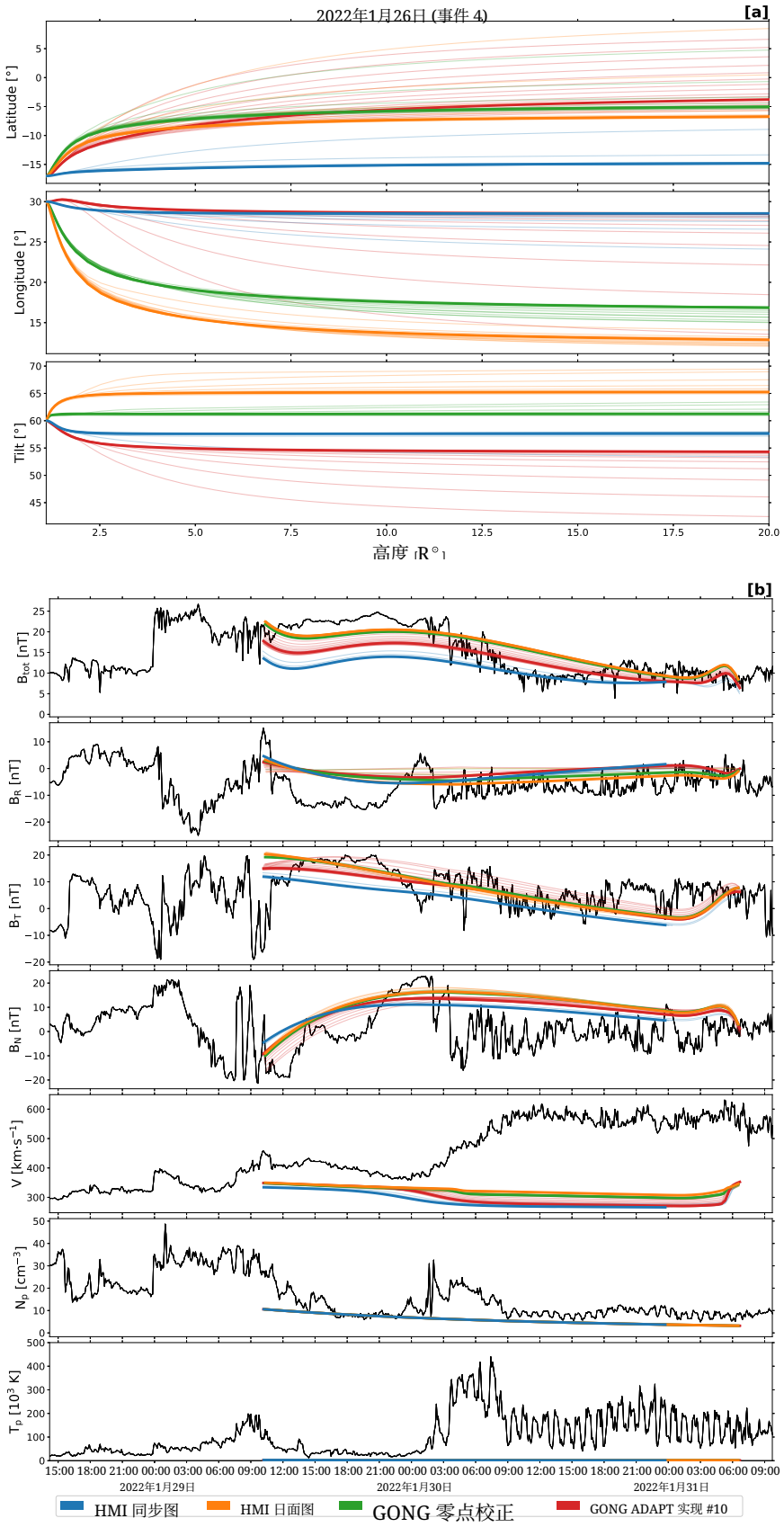


图 9：图 (a) 和 (b) 分别绘出了事件 4 的 ForeCAT 和 FIDO 结果。FIDO 结果与帕克太阳探测器的磁场和等离子体数据进行对比。较粗的等值线表示采用 PFSS 模型且源表面高度为 R_{ss} = 2.5 $R_\odot$ 时的模型输出。较细的等值线表示其他所有 PFSS 源表面高度。四种不同的颜色对应不同的输入磁图。

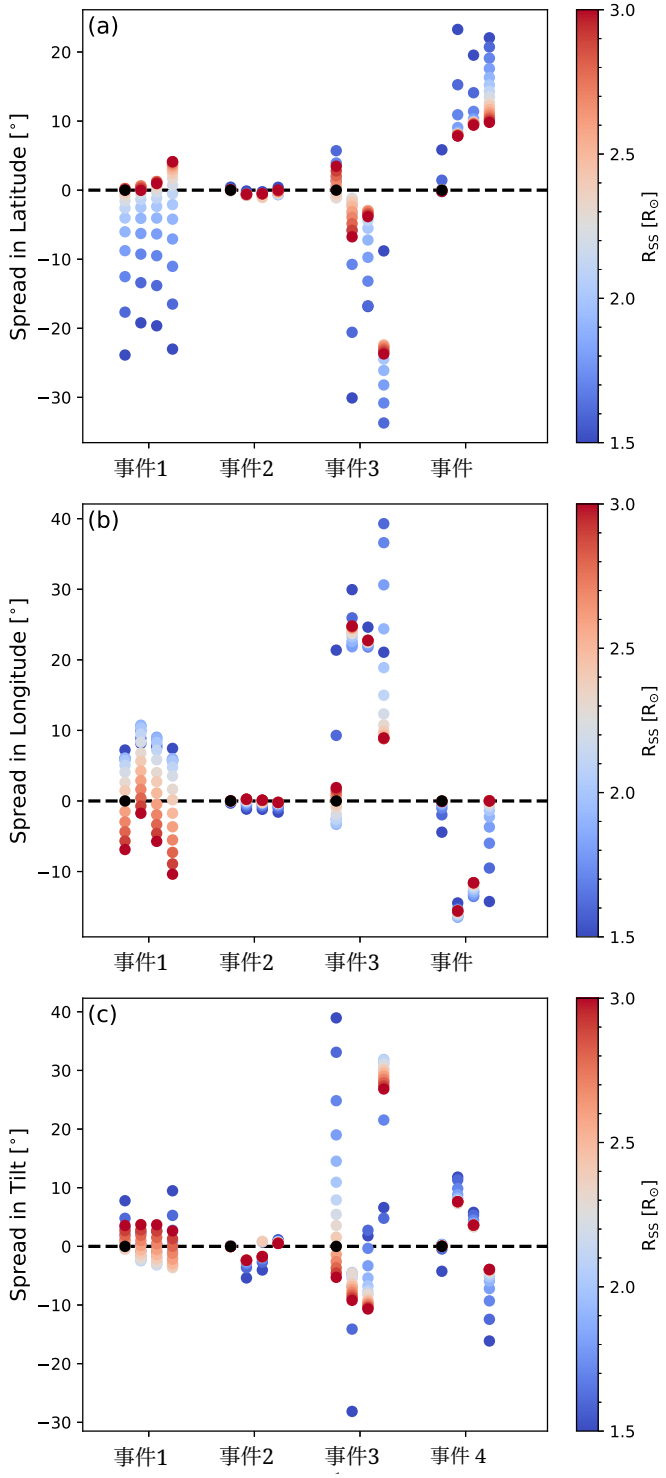


图 10：ForeCAT 在 20 $R_\odot$ in 处的变化范围：(a) 纬度、(b) 经度和 (c) 倾角。事件列于 x 轴上，每个事件对应四列，分别代表所用的四种磁图，从左至右依次为：HMI 同步图、HMI 日面图、GONG零阶磁图和 GONG ADAPT。各列根据 PFSS 源表面高度进行颜色编码；偏转/旋转值则按照每个事件的 OSPREI“标准”设置进行归一化，即采用 HMI 同步图和 R_{ss}=2.5 $R_\odot$（以黑色散点表示）。

部分事件在结果中显示出较大的分布差异，且这种差异会随.....

R_{ss}（例如，事件1和事件3的 FIDO 输出），而另一些事件则几乎没有变化（例如，事件2和事件4的 FIDO 输出）。我们还注意到，日冕物质抛射到达时间基本不受光球层和日冕磁场选择的影响，唯一的差异（最多造成数小时的离散）与航天器穿过磁通绳的哪一部分有关。这也在预料之中，因为本研究使用的 OSPREI 版本包含一个简单的一维、与时间无关的环境太阳风经验模型。未来对 OSPREI 的改进若能支持随时间变化的环境太阳风（关于纳入背景太阳风的一维剖面的初步报告，见 Kay等人（2022b）），那么输入的光球层和日冕条件很可能也会影响模型中的日冕物质抛射传播模块，即 ANTEATR。此外，在 OSPREI 中纳入太阳风高速流，也将有助于更准确地估算日冕物质抛射通过航天器的时间——在此处建模的大多数事件中（即除事件1外的所有事件），磁通绳后方都有高速太阳风，导致其受到压缩和/或膨胀受阻，因此 OSPREI 高估了日冕物质抛射的持续时间。

最后，值得结合空间天气预报业务化日冕物质抛射模型的背景，考量本研究呈现的结果。这些事件代表了预报员面临的几种独特情形：事件1是隐形日冕物质抛射；事件2是从太阳动力学天文台（SDO）视角观测到的日缘爆发；事件3接近日缘，但太阳动力学天文台（SDO）和 STEREO-A 均可观测到；事件4则完全位于太阳背面。从地球视角分析来自不同源区的案例研究（同时假设只有从地球才能获得光球磁场观测），对未来日球层范围内的日冕物质抛射预测极为有益（例如，Shiota等人（2014）；Palmerio等人（2022a））——例如，考虑到人们对火星空间天气日益增长的兴趣（例如，Lee等人（2017）；Luhmann 等人（2017）；Palmerio等人（2022b）），我们完全可以预期，未来十年左右的预报将包含其他行星的相关信息，/或深空航行乘组的相关信息。正如本研究所示，在 OSPREI 模型中，最终用户选择的磁图类型和 PFSS 源表面高度，会以不同程度影响日冕物质抛射的日冕偏转、旋转以及磁通绳预测。我们尚未报告哪种输入条件组合能最准确地预测磁通绳构型；这一内容将在后续研究中详述。事实上，在未来的研究中，我们希望通过统计方法，为各种日冕物质抛射案例确定最佳输入磁图和 PFSS 源表面高度。例如，本研究仅聚焦于四个事件，而在规模更大的研究中，若涵盖若干不同情形下的大量日冕物质抛射（例如，太阳背面爆发与日面爆发，以及太阳活动极小期与极大期的爆发），或许能够获得足够的结果，从而揭示诸如 PFSS 源表面高度与 OSPREI 所模拟的磁通绳磁场强度等属性之间的相关性。此外，未来研究的另一个方向是扩展 OSPREI 的 ANTEATR 模块，以纳入其他具有相干结构、但明确不属于磁通绳类型的日冕物质抛射抛射体剖面，适用于磁通绳拓扑无法良好描述的事件（Al-Haddad 等人（2011），2019b，a）。本研究采用“半回报式预报”方法，对 OSPREI 针对每次日冕物质抛射进行微调，因此能够轻松地将模型结果与帕克太阳探测器（PSP）的磁场和等离子体数据进行比较。在业务应用中，预报员无法随时获得日冕物质抛射的原位数据来微调 OSPREI 的输入参数，因此在未来的研究中，我们将仅使用实时可用的遥感观测和默认输入参数来测试 OSPREI。多航天器验证，以及将模拟的空间天气响应与观测结果进行比较，

不同位置的空间天气响应，也将为未来的 OSPREI 研究提供有价值的补充。事实上，近期对磁流体力学模拟数据的分析表明，内部日冕物质抛射结构会因观测采样轨迹和径向距离不同，而产生显著不同的原位剖面（例如，Scolini 等，2021；Lynch 等，2022），这凸显了多航天器观测的必要性；此类观测能够提供更大尺度的日球层日冕物质抛射背景，/或为模型提供额外约束。

6. 总结与结论

在本研究中，我们探讨了 OSPREI 日冕物质抛射解析模型对输入光球层和日冕条件的敏感性。我们考察了四个由帕克太阳探测器（PSP）进行原位观测的事件，其源区相对于地球视角位于不同位置。我们使用了四种不同的磁图和 16 种势场源表面高度，在保持日冕物质抛射和背景太阳风输入参数不变的情况下，为每个事件进行了 64 组集合模拟。我们发现，输入的光球层和日冕磁场对“最终”日冕物质抛射磁场预测的影响因事件而异：对于事件1，部分模拟导致日冕物质抛射完全未能到达帕克太阳探测器；事件2和事件 4的预测结果总体上分歧较小；对于事件3，不同的输入光球层和日冕条件组合导致了不同的原位磁通绳构型估计。

我们没有发现所选磁图或势场源表面高度影响 ForeCAT 或 FIDO 输出的总体规律，但我们认为，结果随输入条件变化的幅度可能有所不同，这取决于太阳活动周期的阶段（影响光球上活动区的存在情况），以及日冕物质抛射源区相对于地球视角的位置（影响其光球观测数据的“陈旧”程度）。我们的研究表明，OSPREI 对用于重建日冕物质抛射传播所处光球和日冕磁环境的输入磁图和势场源表面模型具有中等程度的敏感性。这一认识以及后续研究将有助于确定模型可能存在的局限性；更重要的是，它们将为希望在业务运行中使用 OSPREI 等架构来预测日冕物质抛射磁通绳构型的空间天气预报员提供背景依据。

致谢。 本研究得到了美国国家航空航天局帕克太阳探测器客座研究员计划（PSP-GI；资助编号：80NSSC22K0349）的支持。E.P. 还感谢美国国家航空航天局 HTMS 计划（资助编号：80NSSC20K1274 ）提供的支持。N.A. 感谢美国国家科学基金会 AGS-1954983 和美国国家航空航天局 ECIP 80NSSC21K0463 提供的支持。P.R. 感谢美国国家航空航天局 HSO-C 计划（80NSSC20K1285）和 R2O 计划（80NSSC20K1403）提供的支持。本研究所涉及事件的太阳圆面和日冕仪图像已通过 JHelioviewer（Müller 等，2017）软件进行检查和分析。

参考文献

Al-Haddad, N., Lugaz, N., Poedts, S., 等，2019a，《天体物理学杂志》，884，179；Al-Haddad, N., Poedts, S., Roussev, I., 等，2019b，《天体物理学杂志》，870，100；Al-Haddad, N., Roussev, I. I., Möstl, C., 等，2011，《天体物理学杂志》，738，L18；Altschuler, M. D. & Newkirk, G. 1969，《太阳物理学》，9，131；Arden, W. M., Norton, A. A., & Sun, X. 2014，《地球物理研究杂志：空间物理》，119，1476；Arge, C. N., Henney, C. J., Hernandez, I. G., 等，2013，载于《美国物理联合会会议系列》第1539卷《第十三届太阳风会议》，编者：G. P. Zank, J. Borovsky, R. Bruno, J. Cirtain, S. Cranmer, H. Elliott, J. Giacalone, W. Gonzalez, G. Li, E. Marsch, E. Moebius, N. Pogorelov, J. Spann, & O. Verkhoglyadova，11–14

Arge, C. N., Henney, C. J., Koller, J., 等，2010，载于《美国物理联合会会议系列》第1216卷《第十二届国际太阳风会议》，编者：M. Maksimovic、K. Issautier、N. Meyer-Vernet、M. Moncuquet 和 F. Pan- tellini，343–346页；Arge, C. N., Henney, C. J., Koller, J., 等，2011，载于《太平洋天文学会会议系列》第444卷《第五届空间等离子体流数值建模国际会议》（ASTRONUM 2010），编者：N. V. Pogorelov、E. Audit 和 G. P. Zank，99页；Asvestari, E., Heinemann, S. G., Temmer, M., 等，2019，《地球物理研究杂志：空间物理》，124，8280；Attrill, G. D. R. 和 Wills-Davey, M. J.，2010，《太阳物理学》，262，461；Bale, S. D., Goetz, K., Harvey, P. R., 等，2016，《空间科学评论》，204，49；Bellot Rubio, L. 和 Orozco Suárez, D.，2019，《太阳物理学生活评论》，16，1；Bothmer, V. 和 Schwenn, R.，1998，《地球物理学年刊》，16，1；Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., 等，1995，《太阳物理学》，162，357；Cargill, P. J.，2004，《太阳物理学》，221，135；Carley, E. P., Vilmer, N., Simões, P. J. A. 和 Ó Fearraigh, B.，2017，《天文学与天体物理学》，608，A137；Case, A. W., Kasper, J. C., Stevens, M. L., 等，2020，《天体物理学杂志增刊》，246，43；Colaninno, R. C. 和 Vourlidas, A.，2009，《天体物理学杂志》，698，852；Domingo, V., Fleck, B. 和 Poland, A. I.，1995，《太阳物理学》，162，1；Dungey, J. W.，1961，《物理评论快报》，6，47；Fox, N. J., Velli, M. C., Bale, S. D., 等，2016，《空间科学评论》，204，7；Gieseler, J., Dresing, N., Palmroos, C., 等，2023，《天文学与空间科学前沿》，9，1058810；Gopalswamy, N., Yashiro, S., Liu, Y., 等，2005，《地球物理研究杂志：空间物理》，110，A09S15；Green, L. M., Török, T., Vršnak, B., Manchester, W. 和 Veronig, A.，2018，《空间科学评论》，214，46；Harvey, J. W., Hill, F., Hubbard, R. P., 等，1996，《科学》，272，1284；Hayashi, K., Hoeksema, J. T., Liu, Y., 等，2015，《太阳物理学》，290，1507；Hill, F.，2018，《空间天气》，16，1488；Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., 等，2008，《空间科学评论》，136，67；Hudson, H. S. 和 Cliver, E. W.，2001，《地球物理研究杂志》，106，25199；Illing, R. M. E. 和 Hundhausen, A. J.，1985，《地球物理研究杂志》，90，275；Isavnin, A., Vourlidas, A. 和 Kilpua, E. K. J.，2014，《太阳物理学》，289，2141；Jin, M., Manchester, W. B., van der Holst, B., 等，2017，《天体物理学杂志》，834，173；Jin, M., Nitta, N. V. 和 Cohen, C. M. S.，2022，《空间天气》，20，e2021SW002894；Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., 等，2008，《空间科学评论》，136，5；Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G., 等，2016，《空间科学评论》，204，131；Kataoka, R., Shiota, D., Kilpua, E. 和 Keika, K.，2015，《地球物理研究快报》，42，5155；Kay, C. 和 Gopalswamy, N.，2017，《地球物理研究杂志：空间物理》，122，11810；Kay, C. 和 Gopalswamy, N.，2018，《地球物理研究杂志：空间物理》，123，7220；Kay, C., Mays, M. L. 和 Collado-Vega, Y. M.，2022a，《空间天气》，20，e2021SW002914；Kay, C. 和 Nieves-Chinchilla, T.，2021a，《地球物理研究杂志：空间物理》，126，e2020JA028911；Kay, C. 和 Nieves-Chinchilla, T.，2021b，《地球物理研究杂志：空间物理》，126，e2020JA028966；Kay, C., Nieves-Chinchilla, T., Hofmeister, S. J. 和 Palmerio, E.，2022b，《空间天气》，20，e2022SW003165；Kay, C. 和 Opher, M.，2015，《天体物理学杂志》，811，L36；Kay, C., Opher, M. 和 Evans, R. M.，2015，《天体物理学杂志》，805，168；Krall, J. 和 St. Cyr, O. C.，2006，《天体物理学杂志》，652，1740；Kruse, M., Heidrich-Meisner, V., Wimmer-Schweingruber, R. F. 和 Hauptmann, M.，2020，《天文学与天体物理学》，638，A109；Lee, C. O., Hara, T., Halekas, J. S., 等，2017，《地球物理研究杂志：空间物理》，122，2768；Lee, C. O., Luhmann, J. G., Hoeksema, J. T., 等，2011，《太阳物理学》，269，367；Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., 等，2012，《太阳物理学》，275，17；Levine, R. H., Schulz, M. 和 Frazier, E. N.，1982，《太阳物理学》，77，363；Li, H., Feng, X. 和 Wei, F.，2021，《地球物理研究杂志：空间物理》，126，e2020JA028870；Linker, J. A., Caplan, R. M., Downs, C., 等，2017，《天体物理学杂志》，848，70；López, F. M., Cremades, H., Balmaceda, L. A., Nuevo, F. A. 和 Vásquez, A. M.，2019，《天文学与天体物理学》，627，A8；Luhmann, J. G., Dong, C. F., Ma, Y. J., 等，2017，《地球物理研究杂志：空间物理》，122，6185；Lynch, B. J., Al-Haddad, N., Yu, W., Palmerio, E. 和 Lugaz, N.，2022，《空间研究进展》，70，1614；Maharana, A., Isavnin, A., Scolini, C., 等，2022，《空间研究进展》，70，1641；Marubashi, K., Akiyama, S., Yashiro, S., 等，2015，《太阳物理学》，290，1371；Mays, M. L., Thompson, B. J., Jian, L. K., 等，2015，《天体物理学杂志》，812，145；McGregor, S. L., Hughes, W. J., Arge, C. N., Owens, M. J. 和 Odstrcil, D.，2011，《地球物理研究杂志》，116，A03101；Miki´c, Z., Linker, J. A., Schnack, D. D., Lionello, R. 和 Tarditi, A.，1999，《等离子体物理学》，6，2217

Möstl, C., Amerstorfer, T., Palmerio, E., 等，2018，《空间天气》，16，216；Möstl, C., Rollett, T., Frahm, R. A., 等，2015，《自然·通讯》，6，7135；Müller, D., Nicula, B., Felix, S., 等，2017，《天文学与天体物理学》，606，A10；Nieves-Chinchilla, T., Linton, M. G., Hidalgo, M. A. 和 Vourlidas, A.，2018，《天体物理学杂志》，861，139；Nitta, N. V. 和 Mulligan, T.，2017，《太阳物理学》，292，125；Nitta, N. V., Mulligan, T., Kilpua, E. K. J., 等，2021，《空间科学评论》，217，82；Oran, R., van der Holst, B., Landi, E., 等，2013，《天体物理学杂志》，778，176；Pal, S., Lynch, B. J., Good, S. W., 等，2022，《天文学与空间科学前沿》，9，903676；Palmerio, E., Kay, C., Al-Haddad, N., 等，2021a，《天体物理学杂志》，920，65；Palmerio, E., Kilpua, E. K. J., James, A. W., 等，2017，《太阳物理学》，292，39；Palmerio, E., Lee, C. O., Mays, M. L., 等，2022a，《空间天气》，20，e2021SW002993；Palmerio, E., Lee, C. O., Richardson, I. G., 等，2022b，《空间天气》，20，e2022SW003215；Palmerio, E., Nitta, N. V., Mulligan, T., 等，2021b，《天文学与空间科学前沿》，8，695966；Pesnell, W. D., Thompson, B. J. 和 Chamberlin, P. C.，2012，《太阳物理学》，275，3；Pevtsov, A. A., Berger, M. A., Nindos, A., Norton, A. A. 和 van Driel-Gesztelyi, L.，2014，《空间科学评论》，186，285；Pizzo, V., Millward, G., Parsons, A., 等，2011，《空间天气》，9，03004；Poedts, S., Kochanov, A., Lani, A., 等，2020，《空间天气与空间气候学杂志》，10，14；Pomoell, J. 和 Poedts, S.，2018，《空间天气与空间气候学杂志》，8，A35；Pulkkinen, T.，2007，《太阳物理学生活评论》，4，1；Riley, P. 和 Ben-Nun, M.，2021，《空间天气》，19，e2021SW002775；Riley, P., Ben-Nun, M., Linker, J. A., 等，2014，《太阳物理学》，289，769；Riley, P., Linker, J. A., Mikic, Z., 等，2019，《天体物理学杂志》，884，18；Riley, P., Linker, J. A., Miki´c, Z., 等，2006，《天体物理学杂志》，653，1510；Robbrecht, E., Patsourakos, S. 和 Vourlidas, A.，2009，《天体物理学杂志》，701，283；Sarkar, R., Gopalswamy, N. 和 Srivastava, N.，2020，《天体物理学杂志》，888，121；Schatten, K. H., Wilcox, J. M. 和 Ness, N. F.，1969，《太阳物理学》，6，442；Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., 等，2012，《太阳物理学》，275，207；Schulz, M.，1997，《地球物理学年刊》，15，1379；Schulz, M., Frazier, E. N. 和 Boucher, D. J., J.，1978，《太阳物理学》，60，83；Scolini, C., Winslow, R. M., Lugaz, N. 和 Poedts, S.，2021，《天体物理学杂志》，916，L15；Shen, C., Wang, Y., Gui, B., Ye, P. 和 Wang, S.，2011，《太阳物理学》，269，389；Shiota, D., Kataoka, R., Miyoshi, Y., 等，2014，《空间天气》，12，187；Steenburgh, R. A., Biesecker, D. A. 和 Millward, G. H.，2014，《太阳物理学》，289，675；Temmer, M., Holzknecht, L., Dumbovi´c, M., 等，2021，《地球物理研究杂志：空间物理》，126，e2020JA028380；Thernisien, A.，2011，《天体物理学杂志增刊》，194，33；Török, T., Downs, C., Linker, J. A., 等，2018，《天体物理学杂志》，856，75；Tripathi, D., Bothmer, V. 和 Cremades, H.，2004，《天文学与天体物理学》，422，337；Verbeke, C., Pomoell, J. 和 Poedts, S.，2019，《天文学与天体物理学》，627，A111；Vourlidas, A., Lynch, B. J., Howard, R. A. 和 Li, Y.，2013，《太阳物理学》，284，179；Vourlidas, A., Patsourakos, S. 和 Savani, N. P.，2019，伦敦皇家学会哲学汇刊A辑，377，20180096；Wang, Y. M. 和 Sheeley, N. R., J.，1992，《天体物理学杂志》，392，310；Webb, D. F. 和 Howard, T. A.，2012，《太阳物理学生活评论》，9，3；Wiegelmann, T., Petrie, G. J. D. 和 Riley, P.，2017，《空间科学评论》，210，249；Worden, J. 和 Harvey, J.，2000，《太阳物理学》，195，247；Wu, C.-C., Liou, K., Lepping, R. P., 等，2016，《地球、行星与空间》，68，151；Zhang, J., Dere, K. P., Howard, R. A., Kundu, M. R. 和 White, S. M.，2001，《天体物理学杂志》，559，452