已提交至《空间天气与空间气候》© 作者依据知识共享署名 4.0 国际许可协议（CC BY 4.0）发布

arXiv:2303.14972v2 [astro-ph.SR] 6 Apr 2023

HelioCast：基于太阳日冕白光观测的日球层预报

I. 太阳活动极小期条件

V. R´eville[1], N. Poirier[2,3,1], A. Kouloumvakos[4,1],A.P. Rouillard[1],R.F. Pinto[5],N. Fargette[6,1], M. Indurain[1], R. Fournon[1],T. James[1],R. Pobeda[1],和 C. Scoul[1]

[1] 法国国家科学研究中心、法国国家空间研究中心图卢兹第三大学保罗·萨巴蒂埃分校 IRAP，法国图卢兹[2] 罗斯兰太阳物理中心，奥斯陆大学，Postboks 1029 Blindern, N-0315 奥斯陆，挪威[3] 理论天体物理研究所，奥斯陆大学，Postboks 1029 Blindern, N-0315 奥斯陆，挪威[4] 约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，11101 Johns Hopkins Road，Laurel，MD 20723，美国[5] 天体物理学系/AIM，法国原子能和替代能源委员会/核物理研究所、法国国家科学研究中心/国家宇宙科学研究所、巴黎-萨克雷大学和巴黎大学，91191 吉夫叙尔伊韦特，法国[6] 布莱克特实验室，帝国理工学院，伦敦，英国

摘要

我们提出了一种新的三维磁流体力学日球层模型，用于空间天气预报，其边界条件根据太阳日冕的白光观测确定。该模型基于磁流体力学代码 PLUTO，并受一套经验方法约束；该方法可推导出 0.1 天文单位处太阳风背景参数。此经验方法利用白光观测估算日球层电流片的位置。随后，根据预先设定的必要磁流体力学参数（速度、密度和温度）与到电流片距离之间的关系，确定运行 HelioCast 所需的边界条件。我们评估了该模型在 2018 年上半年六个卡林顿自转周内的准确性。我们采用逐点指标和基于事件的分析，通过改变日球层电流片周围慢太阳风层的角宽度，评估模型的性能。我们还将这一经验技术与两种经过充分检验的日冕模型 Multi-VP 和 WindPredict-AW 进行了比较。我们发现，该方法非常适合再现高速流；在参数选择得当时，其表现优于完整的磁流体力学模型。尽管如此，该模型仍存在局限性，在太阳活动上升期和峰值期，这些局限可能会更加明显。

关键词。《空间天气》- 太阳风 - 磁流体力学

1. 引言

可靠的空间天气预报对于保护地面设施和空间设施至关重要，其中也包括前往其他行星的载人任务。然而，当前模型的准确性不足以对各类空间天气事件作出一致且可靠的预报，包括耀斑、日冕物质抛射（CME）或高速流（HSS）。这一局限由多种因素造成。我们尚未完全了解所有相关事件的物理机制。例如，我们无法完全预知哪个太阳活动区将发生耀斑，也无法预测其发生时间以及由此产生的 CME 的特性，而这些因素会对我们预测太阳风暴抵达地球的时间产生重大影响（Riley 和 Ben-Nun，2021年）。背景传播介质，即稳定或环境太阳风，也仍有许多未解之谜。高速流（HSS）产生于低日冕，其确切形成机制仍存在争议。这些背景太阳风速度的增强还会形成共转相互作用区（CIR），快速太阳风流与慢速太阳风流在其中相撞，形成可能对地球有效的结构（ffective（Gosling 和 Pizzo，1999；Yermolaev 等，2012年）。

弥补第一性原理模型数据缺失的一种方法，是在模型中大量引入数据同化。大多数空间天气模型的一项重要初始输入，是某一时刻或一段时间内太阳磁场的状态。日冕属于低β等离子体，其大尺度结构确实由磁场塑造，而我们可以通过光球层的塞曼效应测量磁场。Wang-Sheeley-Arge 模型（Arge 和 Pizzo，2000年；Arge 等人，2003）建立并改进了太阳风终端速度与日冕磁场三维结构特性之间的经验关系；这些特性由势场源表面模型（PFSS，Schatten 等人，1969；Altschuler 和 Newkirk，1969）获得。不过，驱动 PFSS 模型所需的太阳磁场精确测量数据，只能沿视线方向获取。因此，常规的全球“非同步”磁图汇集了不同时间采集的测量数据，而中央子午线附近的小条带每次卡林顿自转才更新一次，与此同时，空间天气相关大尺度特征的变化速度可能快得多。此外，在任一时刻，太阳表面的一半都无法通过任何遥感观测加以约束。为解决这一问题，人们开发了多种技术。美国国家太阳天文台全球振荡网络（NSO/GONG）利用日震学获取太阳背面磁场的信息。美国空军数据同化光球磁通输运模型（ADAPT，Arge 等人，2010、2013）利用 GONG 或 HMI 全球磁图以及磁通输运模型，评估特定时刻太阳磁场的状态，从而生成我们所称的“同步”磁图。

然而，现有的磁图之间存在显著差异。从威尔科克斯山太阳天文台（WSO）获得的数据在较长时期内最为一致，但与 SOLIS 和 SDO等其他实验相比，其振幅存在尺度依赖性差异（Virtanen 和 Mursula，2017年）。基于太阳磁图推导出的大尺度日冕磁场振幅，也难以与行星际磁场（IMF）的原位测量数据相协调。这被称为开放磁通量问题（Linker 等人，2017年），即来自磁场看似开放区域（即日冕洞）的磁通量，大约只有行星际磁场开放磁通量的一半，因而不足以解释后者。尽管已有一些针对开放磁通量问题的可能解决方案（Riley 等人，2019；Wang 等人，2022年），这表明

要将遥感数据与日球层中的单点（或少数几个点）测量数据结合起来，以约束太阳风模型，是多么困难。

本文介绍了一种经验方法，可在不依赖任何磁图数据源的情况下对太阳风特性进行建模。我们采用太阳和日球层天文台（SOHO）搭载的 C2 日冕仪对白光中的太阳日冕进行遥感观测。我们利用追踪日冕区域流光体最大亮度（SMBPoirier 等人，2021年）的技术，即在距离为 $5R_\odot$ 处、垂直于 SOHO 视线的平面上观测到的最大亮度。该方法生成以半个卡林顿自转为间隔更新的白光（WL）图，其中包含太阳日冕整体状态的信息，包括太阳背面。我们将 SMB 识别为电子密度最大值所在位置，并将其视为日球层电流片（HCS）的位置。根据日球层电流片的位置，我们可以直接获取磁扇区的结构。此外，按照以往研究的方法，我们根据太阳风等离子体与日球层电流片之间的角距离，经验性地推导出太阳风的特性（Riley 等人，2001年）。

为了检验并评估这一新的太阳日冕经验模型的准确性，我们使用三维磁流体力学模型，将得到的太阳风特性从。1 天文单位传播至 1 天文单位。白光观测边界条件与三维磁流体力学传播模型相结合，构成了 HelioCast 模型。在第2节中，我们介绍三维磁流体力学模型的方程和模拟特征。在第3节中，我们详细说明如何根据 C2 白光观测测量数据构建背景太阳风边界条件。我们利用 OMNI 和尤利西斯号的数据，确定各纬度处太阳风特性与到日球电流片角距离之间的关系。第4 节比较模型在单个参数d取不同值时的性能；该参数表示从日球电流片向外、由慢速太阳风过渡到快速太阳风的位置。我们同时进行逐点指标分析和基于事件的比较，以评估参数d的最佳取值。第5 节使用太阳日冕第一性原理模型 WindPredict-AW 和 Multi-VP，将 HelioCast 的准确性与采用其他类型边界条件的结果进行比较。最后，第6 节和第7 节讨论模型的局限性，并总结本研究。

2. 磁流体力学日球层模型

在本研究中，我们采用开源磁流体力学代码 PLUTO（Mignone 等人，2007）对内日球层进行数值模拟。三维磁流体力学方程以守恒形式求解，可写为：

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla \cdot \rho\mathbf{v} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho\mathbf{v} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + \mathbf{I}p) = -\rho\nabla\Phi - 2\rho\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{z} \times \mathbf{v} - \rho\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{z} \times (\mathbf{e}_z \times \mathbf{r}), \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(E + \rho\Phi) + \nabla \cdot [(E + p + \rho\Phi)\mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}) = 0, \tag{4}$$

其中，$\mathbf{v}$、$\mathbf{B}$ 分别为速度矢量和磁场矢量，$p = p_{th} + \mathbf{B}^2/2$ 为总压力，ρ 为质量密度，E 为总能量，Φ 为引力势。方程在球坐标中求解

坐标（r、θ、ϕ）下，采用由旋转矢量 Ω_z 定义的旋转参考系，该矢量垂直于黄道面。我们采用旋转频率 $\Omega_z = 2.86 \times 10^{-6}\ s^{-1}$，对应于太阳 25.38 天的恒星自转周期。方程通过理想状态方程闭合

$$\rho e = \frac{p_{th}}{\gamma - 1}, \tag{5}$$

其中 e 为内能。采用多方指数 $1 < \gamma < 5/3$（其中 5/3 是纯氢气体的取值），是碰撞极少的等离子体中用于模拟快速电子热传导的一种常见技术，且计算开销极低（Sakurai，1985；Keppens 和 Goedbloed，1999；Matt 等，2012年；R´eville 等，2015）。事实上，日球层模型不需要 Spitzer-H¨arm 碰撞热传导，这使得系统完全呈双曲型，收敛速度也快得多。出于下一节将解释的原因，本文采用 $\gamma = 1.2$ 的取值。代码采用恒定的径向分辨率 $\Delta r = 0.65 R_\odot$，角分辨率固定为 1.875 度。

该模型的主要创新之处在于边界条件。代码经过修改，可以以任意速率加载并更新所有磁流体变量随时间变化的边界条件。这在物理上是合理的，因为内边界位于 0.1 天文单位 $= 21.5 R_\odot$处，此处的太阳风已经（快速）超阿尔芬速。因此，所有特征线均指向外侧，所有原始变量都可以根据边界条件设定，并从边界向计算域内传播。下一节将详细介绍如何构建 0.1 天文单位处的太阳风解。

3. 环境太阳风边界条件

白光（WL）亮度测量数据是太阳风密度的直接指标。因此，这些数据可用于定位日球层电流片；众所周知，较慢且较密集的太阳风聚集于此。Poirier 等人(2021年中，我们使用 LASCO/C2（Brueckner 等人，1995年）获取的白光测量数据卡林顿图，推导出一种针对磁图和势场源表面参数的优化流程。本研究中，我们希望利用白光数据推断日冕中的太阳风特性，随后借助磁流体力学模型将其传播至日球层，而无需使用太阳光球的磁图。

在图1中，我们展示了2018年2月15日的一幅典型白光综合图。较高强度的区域以黑色曲线勾勒，而亮度最大值被确定为流光体最大亮度（SMB）线，以黑色虚线表示。作为比较，我们绘出了基于CR2200的WSO磁场图、由势场源表面模型预测的日球电流片位置。我们发现两条曲线非常接近（一致性评分为84.6%，更多详情见Poirier 等人，2021年），因此可以将SMB位置用作日球电流片的代理指标。在1天文单位处进行的磁扇区测量数据的统计比较进一步表明，极性转换时刻与穿越SMB线的时刻具有良好的相关性（Poirier 等人，2021年）。

为了建立太阳风模型，我们重点关注太阳风速度与到 SMB 的角距离之间的关系。图2 展示了使用两个数据集得到的角距离（以度为单位）δ 与太阳风速度之间的关系。蓝色部分显示的是尤利西斯号数据点计算得到的二维直方图，共有 200 x 200 个分箱；在 2007 年的纬度扫描期间，每个垂直 δ 分箱均归一化至 0 到 1。到日球电流片 δ 的距离根据 LASCO/C2 的 SMB重建计算得出。橙色部分显示 OMNI 数据直方图（取自 2018年、2019 和 2020年 1 天文单位处的数据）

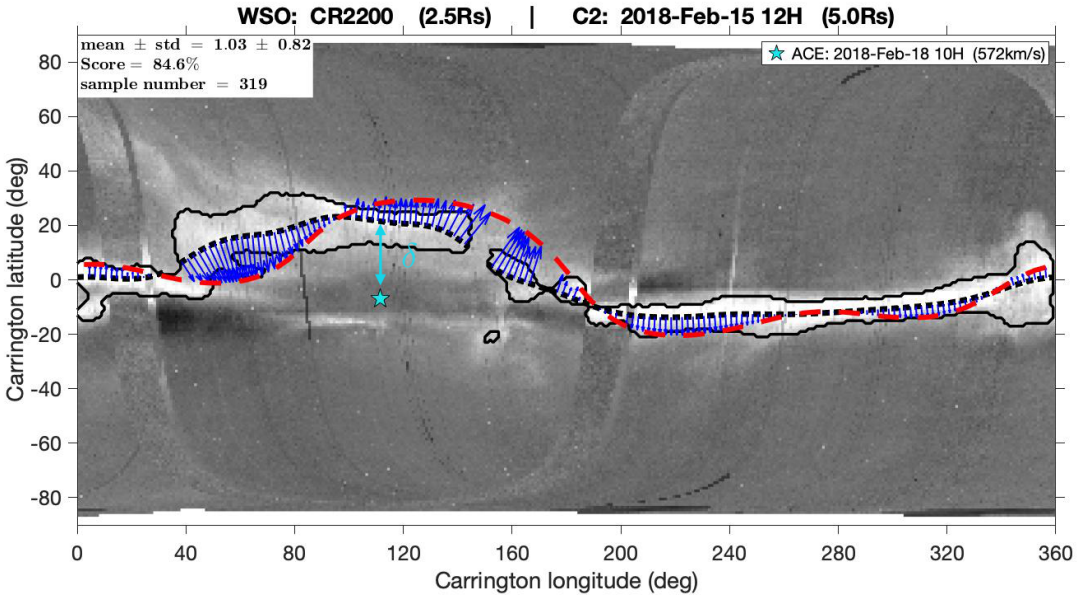


图1. 利用 LASCO/C2 数据重建 2018年2月15日太阳极大期亮度的示例。黑色虚线表示 SMB 线，红色虚线表示根据 PFSS 重建预测的日球电流片。在此期间，两者吻合良好，得分为 84。6%；该得分采用基于距离的指标计算，并考虑了冕流层厚度（详见Poirier 等人，2021年）。蓝色星号表示地球（ACE）的连接点，该点与 SMB 线的距离最近 δ，并以青色箭头标示。

SMB 则使用相同的方法计算。我们看到，太阳风速度大致呈阶跃函数变化，从 300 km/s 上升至 750 km/s。我们假设太阳风在 1 天文单位处已达到终端速度，此后不再加速（在此期间，尤利西斯号的轨道位于 1.3 至 2.5 天文单位之间）。

图2 还显示，慢速与快速太阳风流之间过渡区的位置随角距离 δ变化很大，存在较大的变异性或不确定性。黑色曲线表示采用逻辑函数的两种不同 模型

$$V(\delta) = v_0 + \frac{v_f - v_0}{1 + e^{-r(\delta - d)}} \text{ km/s}, \tag{6}$$

with

$$v_0 = 300 \text{ km/s},\ v_f = 750 \text{ km/s},\ r = 0.2 \text{ deg}^{-1},\ d \in [10°, 35°], \tag{7}$$

其中，v_0 是 $\delta = 0°$处的太阳风速度，v_f 是太阳风的最大速度，r是逻辑函数的增长率，d是过渡区的位置。v_0 和v_f 根据尤利西斯号和OMNI的原位数据设定，而r和d可通过拟合数据确定。对应于$d = 10°$ 和$d = 35°$ 的两条曲线如图2所示。黑色阴影区域表示$V(\delta)$函数中d值介于 10° 和 35° 之间的范围。为简化起见，在下文的研究中，我们固定$r = 0.2$度$^{-1}$，并根据不同取值评估模型的性能

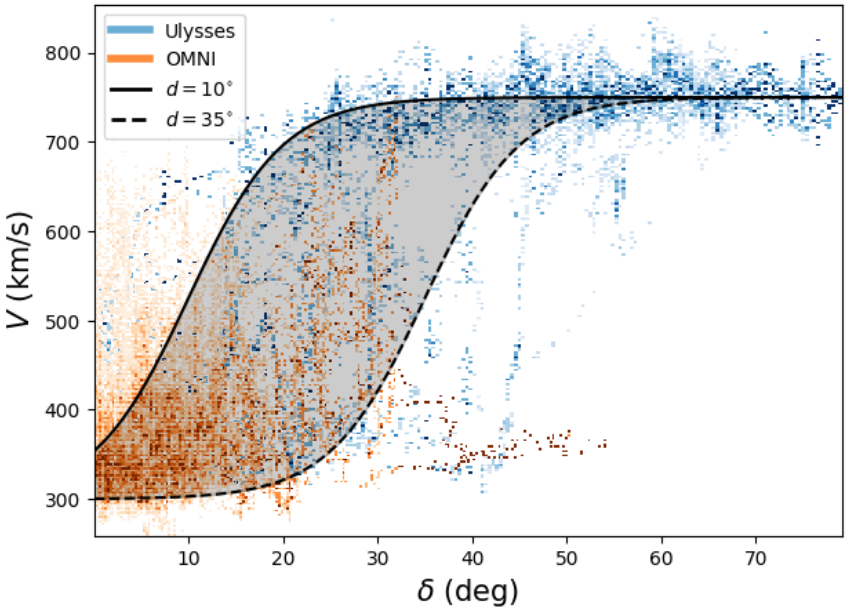


图2. 太阳风速度（假设在 1 天文单位以外保持恒定）与 0.1 天文单位处到日球电流片的角距离之间的关系 δ。蓝色的归一化直方图图谱来自尤利西斯号 2007 年的纬度扫描，橙色图谱则来自 OMNI 的 2018—2019—2020 年逐小时平均数据。黑色实线和黑色虚线分别表示方程6中描述的逻辑函数，其参数值为 $d = 10$ 和 $d = 35$，这两个值似乎涵盖了慢速与快速太阳风流之间过渡区的主要部分。

其中 $d \in [10°, 35°]$。对于每个模型 / d 值，我们希望将其余流体动力学量仅表示为0.1天文单位处太阳风速度的函数。因此，我们考察同一组OMNI和尤利西斯号测量数据，并假设密度从0r^{-2} 开始衰减。1天文单位处。结果如图3所示，密度随太阳风速度呈明显下降趋势，这与太阳风质量通量近似恒定这一众所周知的事实相符（见Wang，2010）。

因此，我们选择一个经典的递减函数来模拟密度对V的依赖关系，其形式如下：

$$N(V) = \frac{N_0}{1 + \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\alpha}} \tag{8}$$

其中，$N(V)$为模拟密度，N_0, V_0 和 α 为拟合数据的参数。我们假设采用离散度为 $\sigma = 30$ cm^{-3} 的白噪声模型，并假设各测量数据相互独立。我们要最大化的似然函数为：

$$p(N \mid V, \theta) = \prod_i \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2\sigma^2} \mid N_i(V_i) - N(V_i, \theta) \mid^2} \tag{9}$$

其中 $\theta = [N_0, V_0, \alpha]^T$ 为待拟合的参数向量。最大似然对应的参数为N_0=1600 cm^{-3}、V_0 =345 km/s 和 $\alpha = 2.8$。

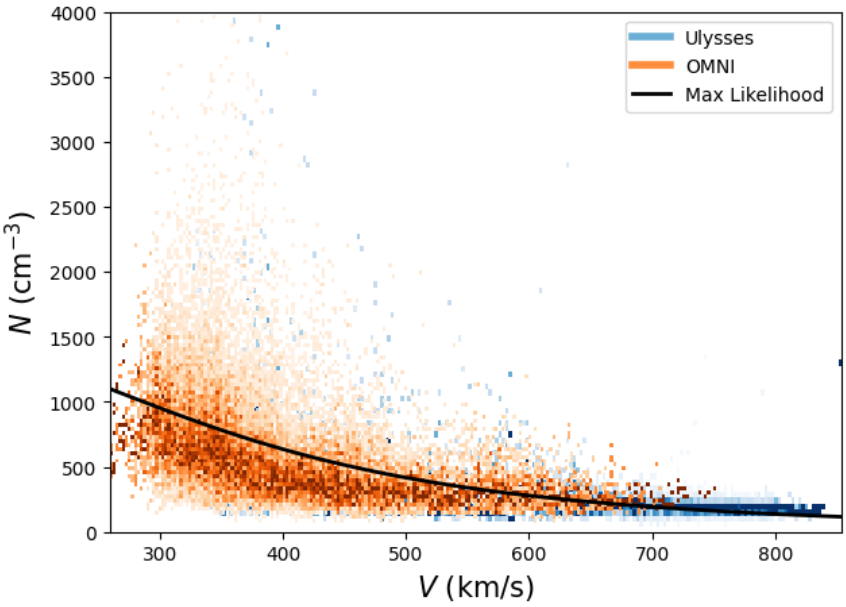


图 3. 0.1 天文单位处的质子密度随太阳风速度的变化，数据来自 OMNI 和尤利西斯号观测。假设太阳风速度在 0.1 天文单位之外保持恒定。假设密度按r^{-2}衰减。

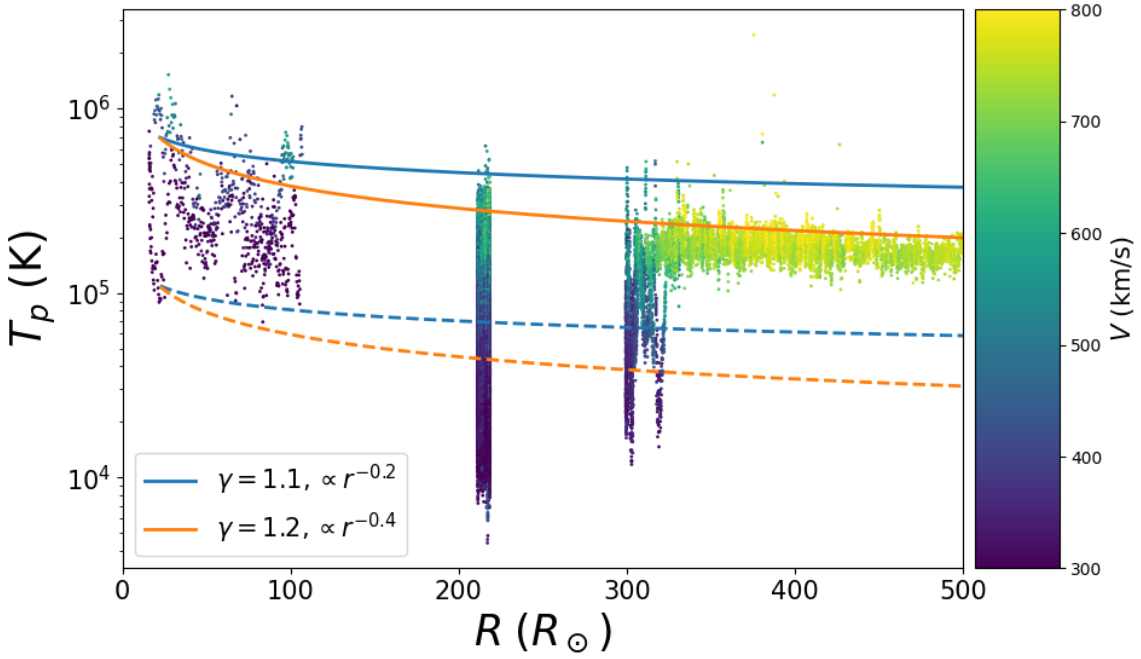


图 4. 质子温度随距太阳距离的变化。三组数据点分别代表 PSP E8 数据、OMNI 数据（2018-2019-2020）和尤利西斯号数据（2007）。数据点根据太阳风速度着色，慢太阳风（300 km/s）为深紫色，快速太阳风（800 km/s）为黄色。图中展示了快速太阳风和慢太阳风的多方衰减廓线，取值为 γ = 1.1、1.2；并采用 0.1 天文单位处的基准温度 7×10^5 K（实线）或 1.1×10^5 K（虚线）。

关于太阳风质子温度，还需要进一步讨论，因为它随日心距离的变化较为复杂，目前仍未得到完全理解。在图 4中，我们展示了此前使用的两组数据中的质子温度，以及帕克太阳探测器（PSP）在第 8 次近太阳遭遇期间（距离太阳 16 至 100 个太阳半径）测得的质子温度。PSP 的质子温度对应于通过速度分布函数的矩计算得到的 SWEAP/SPAN-i L3 产品（参见 Kasper 等人，2016年； Verniero 等人，2022年）。散点的颜色表示太阳风速度，范围从 300 km/s（深紫色）到 800km/s（黄色）。文献已广泛讨论太阳风中的温度剖面；不同粒子种类、径向距离范围，以及相对于磁场的平行和垂直方向，均呈现不同的衰减特性。Hellinger 等人 (2011年使用 Helios 的质子数据发现，在 0.3 至 1.0 天文单位之间，整体温度与 $r^{-0.74}$成正比。对于电子，Helios 数据表明，衰减指数介于 −0.3 至 −0.7 之间时，可能与大多数观测结果相符，具体取决于太阳风速度（Stepan 等人，2015）。

这里我们考虑一种多方 MHD 模型，该模型会根据 γ的值，设定温度随距离的一定衰减。根据多方关系，$T \propto \rho^{\gamma-1}$，因此

$$T \propto r^{-2(\gamma-1)}, \tag{10}$$

假设太阳风密度按 $1/r^2$ 衰减。单一幂律因而单一多方指数值，很可能无法准确再现太阳风的温度剖面。在图4中，我们绘出了两种典型的温度衰减剖面，分别对应 $\gamma = 1.1$ 和 $\gamma = 1.2$，以及两种不同的内边界条件温度。这些值大致涵盖了 0.1 天文单位处的温度分布。对于慢速太阳风，γ 的两个值都可能与数据相符。然而，对于快速太阳风，我们发现只有 $\gamma = 1.2$ 曲线与约 2 天文单位处温度的渐近值吻合。因此，我们将在磁流体力学模型中采用该值，并假设太阳风温度随距离太阳的距离按典型的 $\propto r^{-0.4}$规律衰减。

在图5中，我们展示了折算到 0.1 天文单位处的温度随太阳风速度的变化。数据呈上升趋势，我们用以下函数拟合：

$$T(V) = (a * V - b)^2 \tag{11}$$

其中，a 和b 是拟合数据的参数，V 以 km/s 为单位。我们采用与密度相似的方法，得到$a = 1.235\ \mathrm{K}^{0.5}\ \mathrm{s\ km}^{-1}$ 和$b = 103\ \mathrm{K}^{0.5}$的最大似然值。

因此，根据该定律，图4中橙色曲线在 0.1 天文单位处选取的温度，分别对应于慢速太阳风和快速太阳风的 350 km/s (1.1×10^5 K) 和 750 km/s (7×10^5 K) 的速度。

最后一个输入是磁场，我们假设其在 0.1 天文单位处完全沿径向。由于本研究的主要目的是避免使用观测到的太阳磁图，我们依据这样一个事实：正如尤利西斯号的观测所示（Smith，2011年）。R´eville 和 Brun (2017年)通过磁流体力学模拟表明，纬向洛伦兹力导致的磁通量均匀化过程在 $10R_\odot$处已完成，因此在内边界（$21.5R_\odot$处），我们采用在 1 天文单位处观测到的典型磁通量，即 $\Phi/(4\pi) = 3nT$天文单位^2 （例如参见 Badman 等，2021年），并假设其在日球层电流片分隔的两个半球内分别均匀分布。

在图6中，我们展示了内边界条件的生成过程，起始于图1所示的2018年2月15日白光图。顶部面板展示了白光

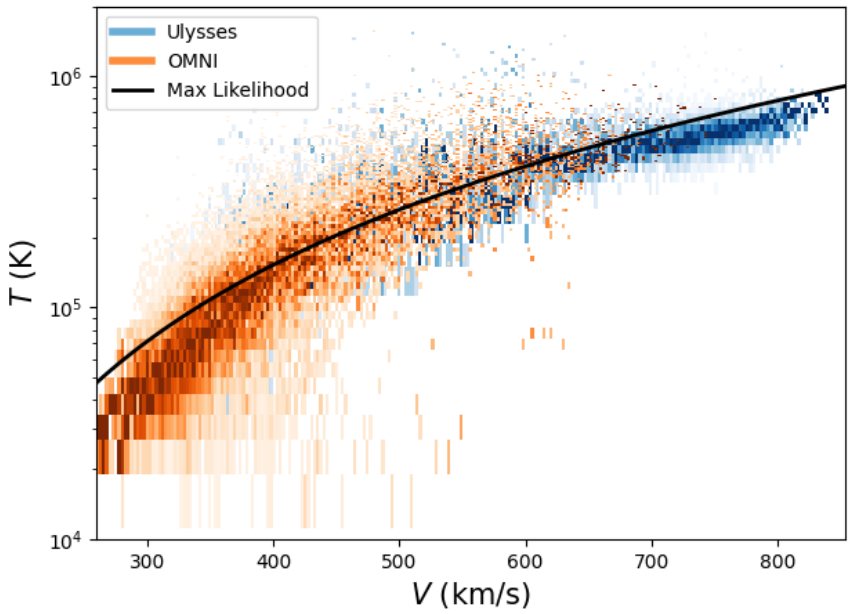


图5. OMNI和尤利西斯号数据所观测到的0.1 天文单位处质子温度随太阳风速度变化的关系。假设太阳风速度在0.1 天文单位以外保持恒定。温度假设按$r^{-0.4}$衰减。

图及计算得到的 SMB 线（请注意，数值处于任意尺度）。其余面板展示了由 SMB 计算得出的 δ、V_r 和B_r 。密度和温度根据方程8 和11计算得出。速度和磁场的横向分量设为零。

4. 2018年上半年的验证

4.1. 逐点比较

在下文中，我们将模型HelioCast的结果与在1 天文单位处进行的太阳风测量数据进行比较。我们重点关注2018年上半年，因为这是一个研究充分的时期（例如参见Samara等人，2021年），期间黄道面观测到许多持续数日的高速流。该时期接近太阳活动极小期，且在地球附近仅观测到少数行星际日冕物质抛射[1]。它们的传播速度都相对较慢（~ 400 千米/秒），时间尺度为 ≤ 1 天。因此，我们没有对数据进行任何日冕物质抛射去除。

图7 展示了三次 HelioCast 运行结果的比较，其中 d = 10、20、30。我们展示了 GSE 坐标系中的两个磁场分量 B_X、B_Y 。在球坐标系中，X 分量与径向分量方向相反，对应于行星际磁场的极性。对于所有 d 值，模型都能很好地再现磁场的 X 分量；这些值对磁场初始化不起作用。曲线之间的微小差异可理解为磁流体力学模型中电流片周围压力平衡的演化所致。

[1] 参见：https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm

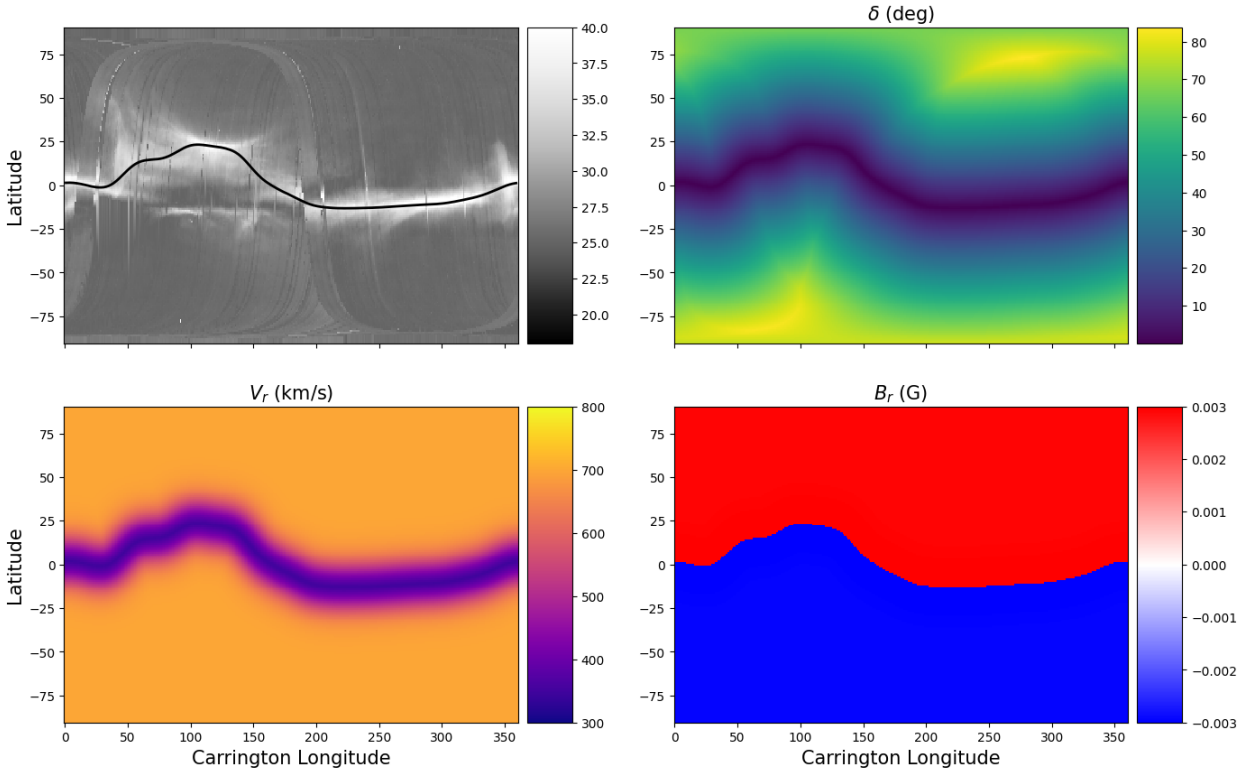


图6. 由 2018年2月15日的 SMB 得出的边界条件示例。HCS 与 SMB 重合（左上图），据此我们得出角距离 δ （右上图）和太阳风速度（左下图，带有 $d = 10$）。磁通量在 HCS/SMB 两侧均匀分布于B_r 分量中（右下图）。

图7的第二个面板展示了磁场的 Y 分量。0.1 天文单位处的方位磁场设为零，因此该分量主要由行星际磁场帕克螺旋决定。慢速流与高速流之间的相互作用也可能影响 B_X 和 B_Y 的动力学演化。我们再次观察到模型的不同实现与数据吻合良好，但不同 d值之间的差异更大。值得注意的是，所有模型中的 B_Z 分量都非常弱，因此目前 HelioCast 并不是预测这一参数的有效工具。

在图7的第三个面板中，数据显示了 20 多次高速流，这正是我们希望通过 HelioCast 预测的。与磁场不同，模型解确实会因远离日球电流片/SMB 处慢太阳风向快速太阳风过渡区的宽度而有很大d 差异。最大速度的幅值、低速的数值，以及在某种程度上峰值的出现情况，都会受到 d 的选择影响。对于 d $= 10°$，大多数高速流都能被检测到，但在区间初始阶段，其幅值过高，随后在六个月期间逐渐改善。模型预测的慢太阳风速度也过高，约为 400 km/s，而数据显示慢速太阳风平台约为 300 km/s。相反，对于 $d = 30°$，地球大部分时间处于 300 km/s 的慢太阳风中，模型解中只出现了少数几次高速流。最后，中间值 $d = 20°$，对慢太阳风/ 快速太阳风的幅值拟合得更好，同时也能较好地预测一定数量的高速流。如图7的最后一个面板所示，太阳风密度的表现

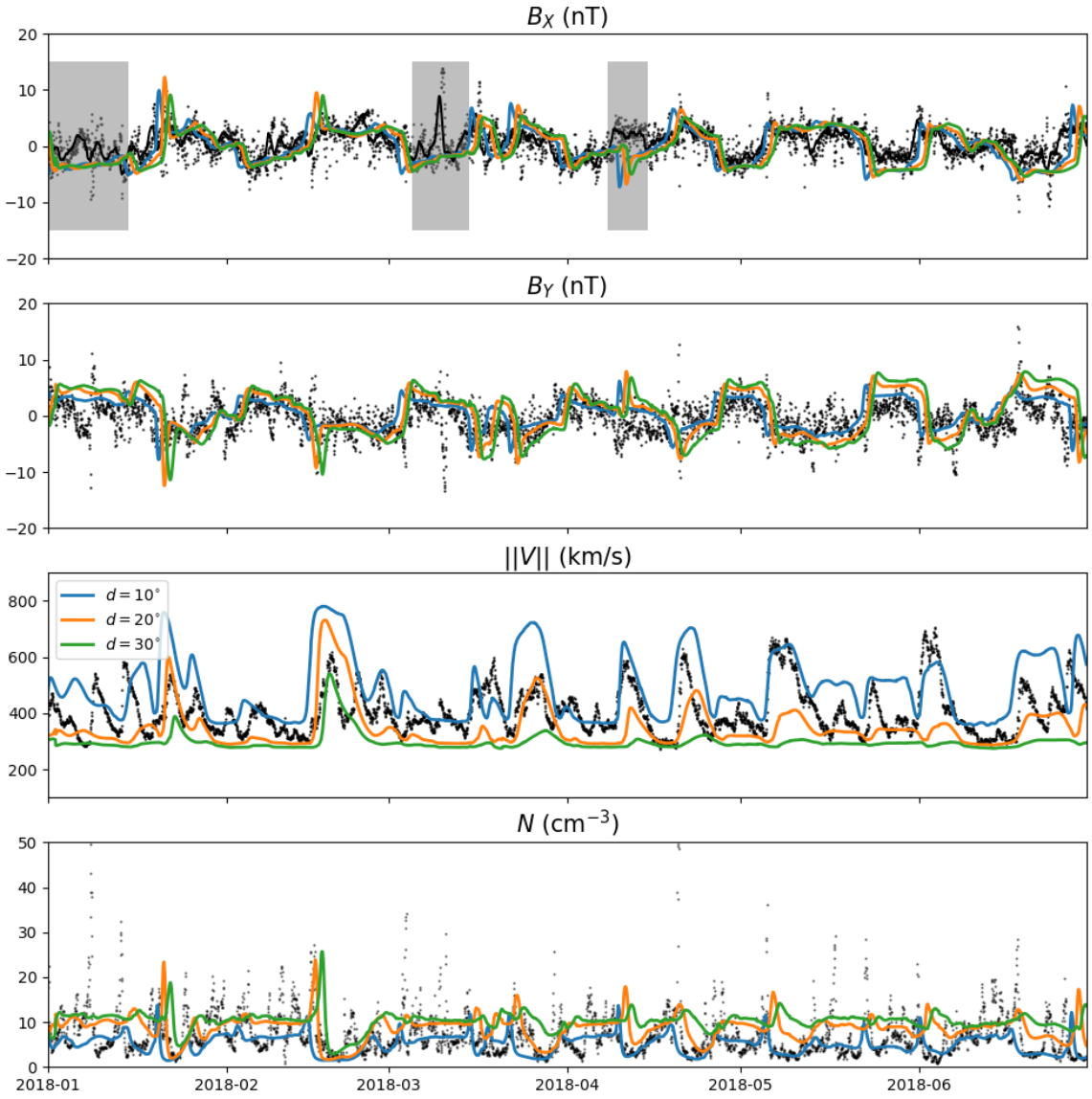


图7。 地球处的等离子体参数（OMNI），与 HelioCast 在参数d取三个不同值时的结果进行比较。磁场分量 X 和 Y（GSE坐标系）得到了较好的再现。顶部面板中的黑线是B_X 数据的一日滑动平均。在第三个速度面板中，高速流得到了再现，其振幅随d 而变化。底部面板显示了密度变化，在d = 10时再现效果最佳。

与速度高度相关，密度高估（低估）会对应太阳风速度低估（高估）。对于d = 10°，密度变化似乎得到了较为合理的再现。

在本研究的其余部分，我们将重点预测太阳风速度以及高速流的发生情况。为了进一步开展分析，我们必须定义定量指标，以评估模型的性能。过去几年中，关于如何恰当地评估模型的有效性（即预报性能），已有不少研究和讨论（见

模型	标准差（km/s）	均方根误差（km/s）	R
$d = 10°$	112	130	0.52
$d = 15°$	99	96	0.45
$d = 20°$	76	107	0.36
$d = 25°$	52	124	0.29
$d = 30°$	32	136	0.25
Multi-VP	59	106	0.04
WP-AW	72	99	0.3

表1. 不同d 值下各模型的逐点指标比较，以及 Multi-VP 和 WindPredict-AW (WP-AW) 边界设置的比较。均方根值均接近 100 km/s，没有明显的优劣层级。皮尔逊相关系数表明，d =10/15° 时得到的模型效果最佳。

Owens，2018年）。比较两个时间序列时，最基本的方法是进行常规分析，例如计算时间序列的标准差（SD）、均方根误差（RMSE）或相关性（更高级的方法见 Samara等人，2022年）。由于我们关注高速流预报，因此比较太阳风速度时间序列，并在表1中给出相应指标的数值。

均方根误差（RMSE）定义如下：

$$\mathrm{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n}(f_k - o_k)^2}, \tag{12}$$

其中，f_k 和o_k 分别表示预报样本和观测样本的离散化实例，而n 是沿时间序列取样的样本数。标准差（SD）通过计算相对于平均预报（或观测）恒定信号的均方根误差得出。它表示信号的典型变化，是分析均方根误差的重要信息。例如，在表1中，我们看到，对于大多数d值，均方根误差的数值相近。然而，标准差明显下降，因为当d值较大时，太阳风速度变化的幅度要小得多。因此，对于$d > 25°$，标准差与均方根误差数值之间的差异似乎表明模型表现不佳；从图7中直观上也能看出这一点。

比较时间序列的另一种方法是计算皮尔逊相关系数（R），其定义如下：

$$R = \frac{\sum^n (f_k - m_f)(o_k - m_o)}{\sqrt{\sum^n (f_k - m_f)^2 (o_k - m_o)^2}}, \tag{13}$$

其中，m_f 和m_o 分别为预报信号和观测信号的平均值。

根据表1中的数值，相关系数是 d 的纯递减函数，这意味着采用 $d = 10°$ 的模型表现最佳。需要注意的是，与皮尔逊系数相关的 p值都极低 $< 10^{-10}$，这意味着偶然获得此类相关性的概率极低。Taylor(2001年) 提出了一种将所有这些指标汇总到一张图表中的方法。在图 8中，我们展示了这样一张图表，其中不同模型根据其标准差和皮尔逊相关性进行分类

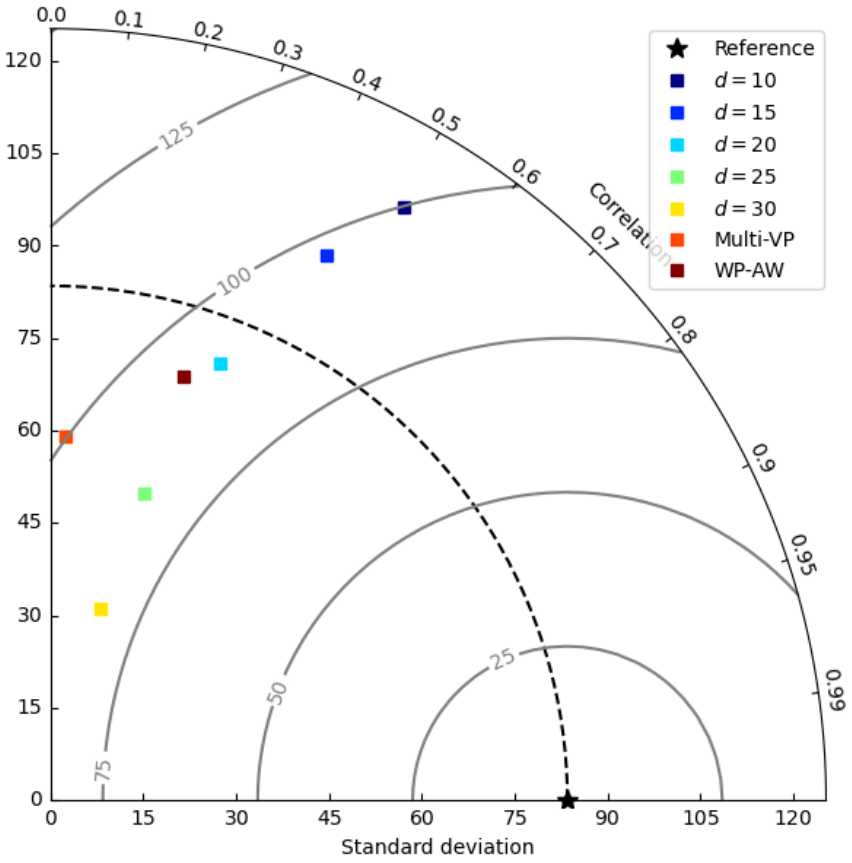


图 8. 用于比较各模型太阳风速度时间序列的泰勒图。虚线对应数据的标准差 83 km/s。模型根据其标准差和相关系数绘制（见表 1）。最佳模型位于虚线上最接近星号的位置。

系数 R。如 Taylor (2001年) 所示，均方根误差、标准差和 R 之间存在几何关系；其中，星号表示参考标准差（即数据样本的标准差），与星号的距离与均方根误差相关。因此，最佳模型是相关系数最高且最接近黑色虚线的模型。在我们的案例中，采用 $d = 20°$ 的模型明显优于 $d = 10°$ 和 $d = 30°$，这与图7的结果一致。

4.2. 基于事件的比较

空间天气模型也可以使用其他类型的指标进行评估。Owens (2018年) 讨论了前文所述方法在基于事件的方法方面的各种优缺点。基于事件的比较关注给定模型预测一系列具有某些特征的事件的能力。例如，由于我们关注高速流，我们可以将高速流事件定义为太阳风速度超过某一阈值的增幅。这种技术尝试将预测事件与观测事件相匹配，然后评估模型的表现。

模型	TP	FP	FN	POD	TSS	Hiedke 技巧评分	% 重叠率平均值	平均延迟（小时）
$d = 10°$	13	2	13	0.5	0.36	0.32	92	-56
$d = 15°$	16	2	10	0.61	0.49	0.45	69.5	7.75
$d = 20°$	7	0	19	0.27	0.27	0.13	62	23.5
$d = 25°$	3	0	23	0.11	0.115	0.03	65	24.5
$d = 30°$	1	0	25	0.04	0.04	0.006	74	21.0
Multi-VP	13	2	13	0.5	0.36	0.30	91	-69
WP-AW	11	5	15	0.42	0.19	0.19	83	-9.2

表2. 针对不同d 值，对模型以及 Multi-VP 和 WindPredict-AW边界设置进行基于事件的比较。

我们将 OMNI 数据中的高速流事件定义为一段连续时间，持续超过 12 小时，且太阳风速度高于 400 km/s，时间范围为 2018年1月1日至6月30日。按照 Reiss 等人 (2016年)，我们为观测数据和 HelioCast 计算得出的每个模型构建事件列表。然后，在可能的情况下，将模型中的每个事件与数据中的单个事件相匹配。我们首先选取观测到的高速流事件的中心时间区间，然后要求模型事件与观测事件至少有部分重叠。如果两个模型事件对应同一个观测事件，我们就将这两个事件及其产生的重叠合并。随后可以计算真正例（TP，即模型正确预测的高速流事件）、假正例（FP，即预测到但未观测到的高速流事件）和假负例（FN，即观测到但未预测到的高速流事件）的数量（例如，参见 Reiss 等人，2016年，了解更多详情）。

表 2汇总了所有 HelioCast 模型（以及下一节介绍的磁流体力学模型）的结果。根据真正例、假正例和假负例的值，可以计算出许多指标。例如，我们计算探测概率

$$\mathrm{POD} = \frac{\mathrm{TP}}{\mathrm{TP} + \mathrm{FN}}, \tag{14}$$

真实技巧评分

$$\mathrm{TSS} = \frac{\mathrm{TP}}{\mathrm{TP} + \mathrm{FN}} - \frac{\mathrm{FP}}{\mathrm{FP} + \mathrm{TN}}, \tag{15}$$

其中，TN 是真负例的数量，即未探测事件被正确判定为未探测的次数。TSS 比较探测概率与未探测概率之间的差值。最后，我们还计算 Hiedke技巧评分

$$\text{Hiedke SS} = \frac{2\,((\mathrm{TP} \times \mathrm{TN}) - (\mathrm{FN} \times \mathrm{FP}))}{\mathrm{P}\,(\mathrm{FN} + \mathrm{TN}) + \mathrm{N}\,(\mathrm{TP} + \mathrm{FP})}, \tag{16}$$

其中，$\mathrm{P} = \mathrm{TP} + \mathrm{FN}$，$\mathrm{N} = \mathrm{FP} + \mathrm{TN}$。Hiedke技巧评分为 0 表示该预报并不优于随机预报，最高可达 1。所有这些评分均列于表 2。它们清楚地展示了模型的优劣层次，也表明使用 $d = 15°$ 的模型表现最佳。这与之前的分析略有不同（结果见图 8），在之前的分析中，$d = 20°$ 对应的模型表现更好。

作为额外的衡量指标，我们计算模型中的平均重叠百分比，以及模型中所有真正例的平均延迟。在图 9中，我们展示了事件的筛选和匹配

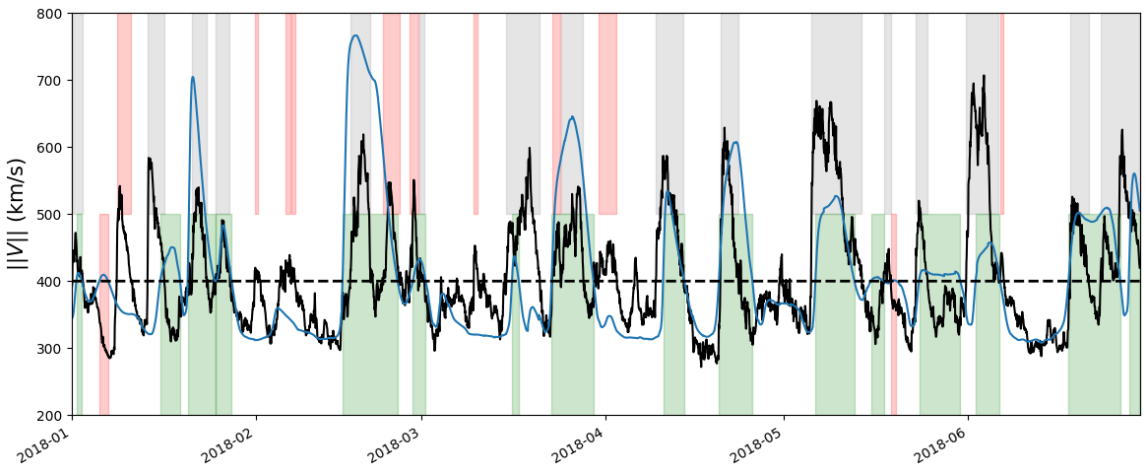


图 9. HelioCast$d$ = 15° 模型（蓝色）与 OMNI 数据（黑色）的总太阳风速度基于事件的比较。图中下方的阴影区域表示模型中检测到的事件，绿色表示真正例，红色表示假正例。高速流检测的阈值以黑色虚线标出。上方的阴影区域表示数据中检测到的高速流，红色表示假阴性。

流程（针对 d = 15°）。我们可以看到，模型预测的大多数事件都是真实的高速流，而且高速流到达地球通常没有明显延迟。速度增强的幅度也得到了较为合理的再现，尽管基于事件的比较指标中并未衡量这一点。

当然，观测到的高速流中存在一些模型未能再现的精细结构。此外，一些未检测到的情况受到算法所设速度阈值的影响。例如，3 月初的一个假阴性事件，如果阈值设得低一些，本可以预测到。尽管如此，我们基于白光的边界条件仍能提供良好的结果；与其他复杂得多的内日球层模型相比，它的表现如何，值得进一步探究。

5. 与其他模型的比较

将 SMB 作为太阳风所有属性的单一代理量，是一种非常简化的做法，因此，将该模型与更真实的太阳风模型进行比较至关重要。我们将使用另外两个模型 WindPredict-AW 和 Multi-VP，它们能够提供从太阳表面到数十个太阳半径范围内的所有全局磁流体力学量，即太阳风速度、密度和行星际磁场。

WindPredict-AW 是一个完整的内日球层全局磁流体力学模型，它将阿尔芬´波湍流现象学作为日冕加热的主要驱动机制。该模型已通过与 0.17 至 0.5 天文单位范围内的原位数据进行比较，成功通过验证；比较对象包括帕克太阳探测器首次近日点期间的测量数据（R´eville 等人，2020a）。Parenti 等人 (2022年) 使用遥感白光和极紫外测量数据（SOHO/LASCO、K-Cor、SDO/AIA）对模型进行了验证。此外，研究表明，该模型能够再现头盔流线顶端形成的磁通绳的动力学（R´eville 等人，2020b，2022年）。

WindPredict-AW 的主要输入是太阳磁图，它们决定任意给定时刻太阳磁场的分布。我们对观测到的径向磁场 B_r进行球谐分解，并将势场解重建至谐波度数 $l = 15$，用于初始化模拟。随后，通过边界条件维持磁场结构（有关边界条件的更多详情，见 Parenti 等人，2022年）。模型的第二个重要参数是横向运动振幅 δv，该值在整个太阳表面上设为恒定的 12 km/s。此值将决定表面的阿尔芬´波坡印廷通量 $\rho v_A \delta v^2$ 。此处选定的数值与先前研究相近（R´eville 等人，2020a，2022年）。计算域延伸至 $130R_\odot$，角分辨率为 2 度。

Multi-VP 是一种多磁通管模型（Pinto 和 Rouillard，2017年），它使用 PFSS 外推来获得日冕磁结构，然后沿着由给定角分辨率确定的所有磁通管进行一维流体力学模拟。我们在整个 4π 球面上采用 5×5 度的角分辨率，共计算 2592 根磁通管。鉴于 Multi-VP 的分辨率较低且采用多磁通管方式，其模拟的计算成本要低得多，因此恰好介于 WindPredict-AW 的完整磁流体力学模拟和本文提出的经验性白光太阳风解之间。需要注意的是，Multi-VP 也可以采用更高分辨率运行（例如 2×2 度，见Poirier 等人，2020年）。

我们使用每种模型进行了六次模拟，覆盖 2018 年上半年。因此，我们选择了每个卡林顿自转对应的一张磁图，编号从 CR 2200 到卡林顿自转编号2205。我们使用了 ADAPT 光球磁通量磁图（Arge 等人，2010，2013）。根据磁通输运模型的属性，这些磁图有 12 种不同的变实现方式，我们选择了每张磁图的第一种实现。我们使用两种模型在 0.1 天文单位处得到的解，并将其作为日球层磁流体力学求解器的边界条件，以确保比较的一致性。

在图 10中，我们展示了原位数据、使用 HelioCast 得到的最佳模型以及使用 Multi-VP 和 WindPredict-AW 得到的结果之间的比较。我们用三个灰色区域标出了 HelioCast 模型无法预测极性的区段。这是因为在这些位置，SMB 与日球电流片并不对应。伪流线被错误地识别为头盔流线，导致模型中的极性初始化有误。我们在第 6节详细讨论了这一局限。逐点指标和事件分析的结果已补充至表 1、表 2 和图 8中。在此，比较不同的诊断结果很有意思。在图 8的泰勒图中，WindPredict-AW 模拟结果接近 HelioCast 模型 $d = 20°$，根据这一指标，该模型表现最佳。其速度信号的形状确实与 HelioCast 得到的结果相似，而且高速流的振幅与数据仍然吻合良好（与 HelioCast 相比）。另一方面，Multi-VP 为速度剖面呈现出更多结构，每个高速流中的变化也更小。这可能是由于模拟采用了多磁通管特性，未考虑相邻磁通管之间的相互作用。尽管如此，数据在某些位置也呈现出类似的精细结构。在基于事件的分析中，基于 Multi-VP 的模拟表现略优于 WindPredict-AW，但平均延迟除外。总体而言，Multi-VP 对高速流振幅的预测非常稳定，但预测出的事件持续时间比其他模型（以及数据）更长。对于这两个模型，探测概率仍低于 HelioCast（$d = 15°$）。

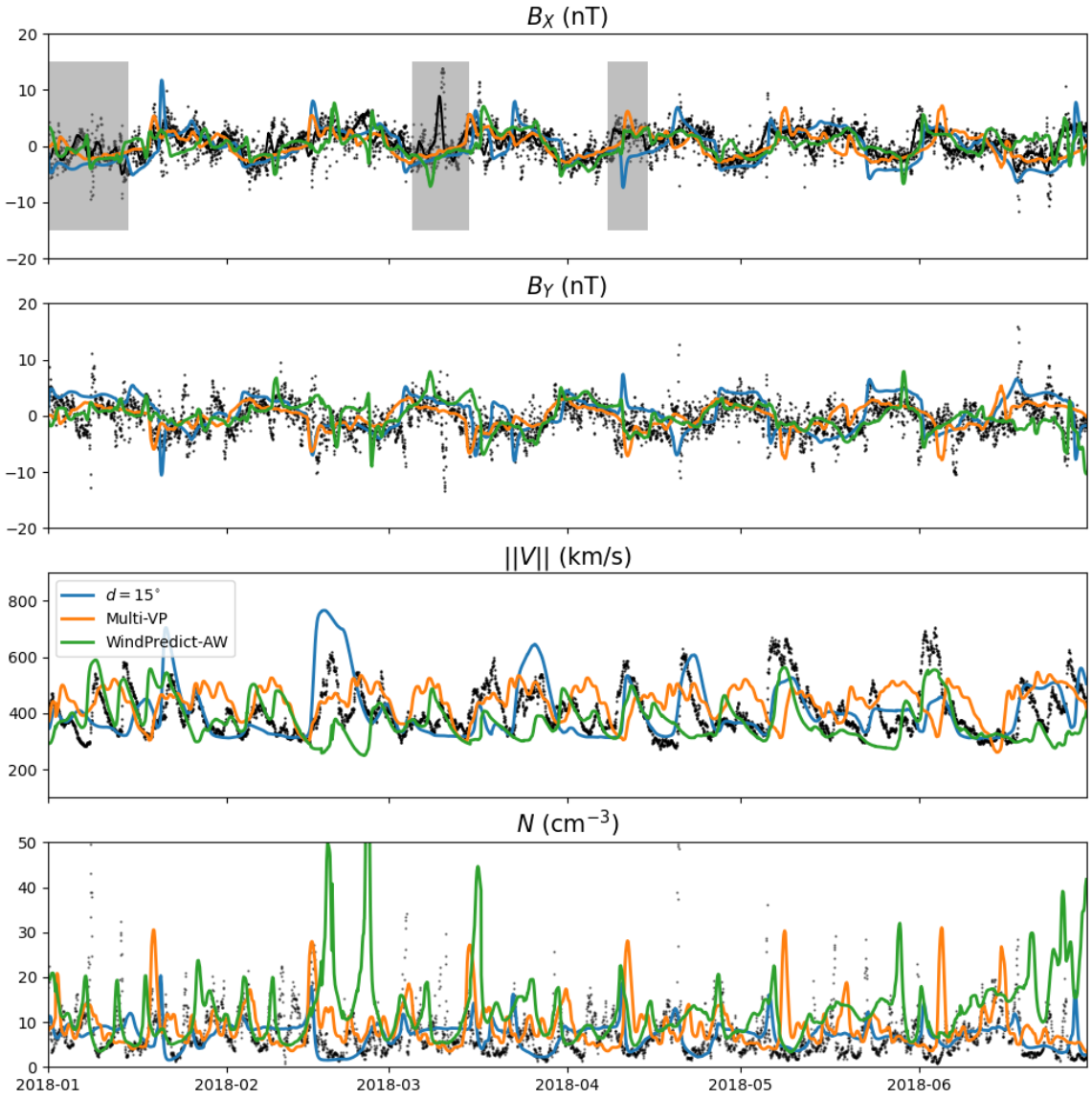


图10。地球处的等离子体参数（OMNI，与图7相同），与 HelioCast（$d = 15$）、Multi-VP 和 WindPredict-AW 的结果进行比较。灰色区域表示 HelioCast 未能正确捕捉磁场极性的时段（见第6节）。

6. 模型的局限性、伪流线与通往太阳活动极大期之路

根据白光观测识别日球电流片/SMB 的过程存在若干问题，这些问题已在 Poirier 等人 (2021年) 中进行了详细讨论。其中一个问题在图 10中尤为明显：日球电流片/SMB 位置估计有误，导致对 1 天文单位处磁扇区的预测不正确。

图11 和12 展示了这一过程。图11 放大了图10 中标出的第三个灰色时段，即2018年3月4日至3月15日。可以看到，在整个时段内，HelioCast 预测的行星际磁场极性大多有误，而以下模型则（存在一定延迟地）捕捉到了它：

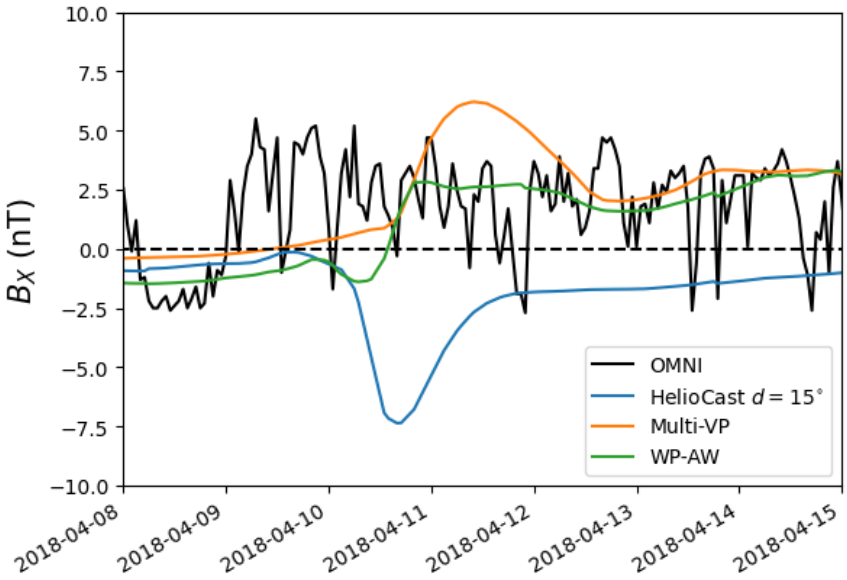


图 11. 图 10 中第三个灰色区域的 B_X 分量 放大图。我们可以看到，尽管存在一些延迟，两个基于磁图的模型都正确捕捉到了行星际磁场极性，而 HelioCast 则没有。

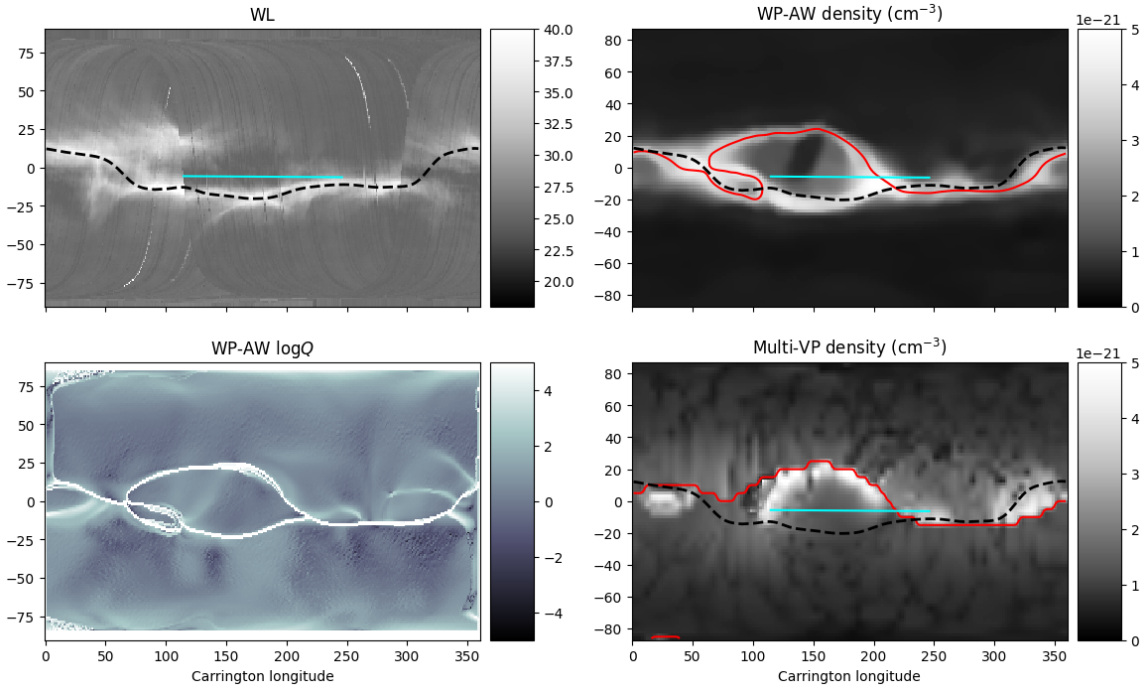


图 12. 密度结构、日球电流片位置及挤压因子的比较。左上图显示了 3 月 20 日获得的白光图，以及使用我们的方法选出的 SMB。右侧两图显示了使用 Multi-VP 和 WP-AW 得到的 0.1 天文单位处的密度，CR 2202 的实际日球电流片以红色标出。地球的投影轨迹以蓝色绘出。左下图为 WP-AW 模拟中挤压因子的对数。

基于 Multi-VP 和 WindPredict-AW 的模拟。这种错误行为的原因如图 12所示。左上面板显示了 SMB 的白光选择结果。随后，我们绘制了相应时段内通过 Multi-VP 和 WindPredict-AW 得到的密度，并以红色标出真实的日球电流片。我们清楚地看到，在中间区域，SMB 与日球电流片并不一致。我们的算法选中了密度弧的下部，而日球电流片实际上沿着上方的弧分布，这条弧在白光图中显得较暗。地球的反向投影轨迹（沿着速度为 V=400 千米/秒的帕克螺旋）以蓝色显示。因此我们看到，在 HelioCast 模型中，磁场的 X 分量始终为负；而在使用 Multi-VP 和 WindPredict-AW 的模拟中，该分量则会按数据所示改变符号。

这些三维次级结构（除日球电流片外）是由准分离面网络造成的（Priest and D´emoulin，1995年；D´emoulin et al.，1996年），可通过计算挤压因子 Q 将其可视化，如图12左下图所示。挤压因子值较高表明连通性梯度较强，而且通常意味着低日冕中下方存在伪流线（Titov and D´emoulin，1999；Titov，2007）。伪流线是慢太阳风的著名源区，因此我们的方法应将其纳入考虑，尤其是因为它们可能诱使我们的算法错误定位日球层电流片（例如参见Antiochosetal.，2011年）。这可能是一个反复出现的问题，尤其是在太阳活动较强的时期，此时检测算法会识别出越来越多的伪流线，它们在白光综合图中的亮度与主流光体带相当。为解决这一问题，人们已尝试过（并仍在尝试）多种方法：

– 一种高度分层方法，纳入了从 2.5$R_\odot$（LASCO-C2）到 16$R_\odot$（LASCO-C3）的白光辐射。常规流光体与伪流线的径向范围往往各不相同，因此这种方法有助于更好地区分二者。然而，该方法仍不够稳健，成功率也较低，主要原因是 LASCO-C2 观测的信噪比较低。尽管如此，随着高灵敏度白光日冕仪的投入使用，该方法的效果应会显著提升，例如搭载于太阳轨道器上的 METIS，以及*Proba-3*和未来几年即将投入使用的*PUNCH* 。

– 一种在构建内边界条件的过程中纳入伪流线的综合方法。从这个意义上说，太阳风速度剖面不仅可以沿 SMB 线应用，也可以沿着预先从白光图中提取的伪流线连通网络应用（例如，使用较低的检测阈值）。是否应对伪流线采用不同的速度-距离经验定律，仍有待明确。

– 最后，将本文介绍的方法与日冕电子密度的三维层析重建相结合，应有助于提升预报能力，因为近期的研究已证明，即使在时间受限的业务环境中，最新的层析技术也切实可行（例如参见Bunting 和 Morgan，2022年）。

7. 结论

我们提出、评估并讨论一种新方法。该方法基于 LASCO C2 日冕仪获取的白光图，用于对从日冕延伸至 1 天文单位处的稳态太阳风进行建模和传播。该经验模型根据与估算的日球电流片之间的角距离，推导太阳风速度、密度和温度的变化规律；估算的日球电流片与白光图上的流光体最大亮度相关联。

基于逐点统计指标和基于事件的分析，我们发现，只要正确选择慢太阳风区厚度，该模型在预测高速流方面非常高效。在所考察的时期（2018年上半年），其探测概率超过 60%，优于更复杂的太阳日冕第一性原理模型，例如 Multi-VP 和 WindPredict-AW。

我们预计，随着太阳活动周期进入上升阶段，模型性能会下降。主要风险在于 SMB 方法可能错误识别日球电流片，而实际捕捉到的可能是准分离层（QSLs）。不过，令人鼓舞的是，整个准分离层结构都呈现在白光图中；如果能够识别并区分真正的分离面与准分离层，我们的模型便可得到显著改进。

致谢。 IRAP 团队感谢法国空间局（法国国家空间研究中心，Centre National´des Etudes Spatiales，CNES，https://cnes.fr/fr）的支持。该机构资助等离子体物理数据中心（Centre de Donn´ees de la Physique des Plasmas，CDPP，http://cdpp.eu）和日地观测与建模服务（STORMS，http://storms-service.irap.omp.eu/）。VR、NP 和 APR 的工作由 ERC SLOW SOURCE 项目（SLOW SOURCE—DLV-819189）资助。NF 的工作由英国科学技术设施理事会（STFC）资助，项目编号为 ST/W001071/1、P91826。

参考文献

Altschuler, M. D., 和 G. Newkirk，1969年。磁场与太阳日冕的结构。I：日冕磁场的计算方法。《太阳物理学》，**9**，131–149。10.1007/BF00145734。1

Antiochos, S. K., Z. Miki´c, V. S. Titov, R. Lionello, 和 J. A. Linker，2011年。慢太阳风源区的模型。《天体物理学杂志》，**731**(2)，112。10.1088/0004-637X/731/2/112，1102.3704。6

Arge, C. N., C. J. Henney, I. G. Hernandez, W. A. Toussaint, J. Koller, 和 H. C. Godinez，2013年。使用包含背面观测的 ADAPT 图对日冕和太阳风建模。载于 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, 和 O. Verkhoglyadova 编，《第13届太阳风会议》，第1539卷，美国物理联合会会议系列，11–14。10.1063/1.4810977。1，5

Arge, C. N., C. J. Henney, J. Koller, C. R. Compeau, S. Young, D. MacKenzie, A. Fay, and J. W. Harvey, 2010. 空军数据同化光球磁通输运（ADAPT）模型。载于 M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and F. Pantellini 编，第十二届国际太阳风会议，第 1216 卷，美国物理联合会会议系列，343–346。10.1063/1.3395870。1，5

Arge, C. N., D. Odstrcil, V. J. Pizzo, and L. R. Mayer, 2003. 改进的太阳附近太阳风速度指定方法。载于 M. Velli, R. Bruno, F. Malara, and B. Bucci 编，《太阳风十》，第 679 卷美国物理联合会会议系列，190–193。10.1063/1.1618574。1

Arge, C. N., and V. J. Pizzo, 2000年。利用近实时太阳磁场更新改进太阳风条件预测。《地球物理研究杂志》，105，10,465–10,480。10.1029/1999JA000262。1 Badman, S. T., S. D. Bale, A. P. Rouillard, T. A. Bowen, J. W. Bonnell, K. Goetz, P. R. Harvey, R. J. MacDowall, D. M. Malaspina, and M. Pulupa, 2021年。测量内日球层中低至 0.13 天文单位处的开放磁通量。《天文学与天体物理学》，650，A18。10.1051/0004-6361/202039407, 2009.06844。3 Brueckner, G. E., R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, et al., 1995年。大角度光谱日冕仪（LASCO）。《太阳物理学》，162(1-2)，357–402。10.1007/BF00733434。3 Bunting, K. A., and H. Morgan, 2022年。基于日冕密度的太阳风模型内边界条件。《空间天气与空间气候》，12，30。10.1051/swsc/2022026, 2207.10460。6 D´emoulin, P., E. R. Priest, and D. P. Lonie, 1996年。不含零点的三维磁重联 2：在扭曲磁通管中的应用。《地球物理研究杂志》，101(A4)，7631–7646。10.1029/95JA03558。6 Gosling, J. T., and V. J. Pizzo, 1999。共转相互作用区的形成与演化及其三维结构。《空间科学评论》，89，21–52。10.1023/A:1005291711900。1

ˇ ˇHellinger, P., L. Matteini,S. Stver´ak, P. M. Tr´avn´ıˇcek，以及 E. Marsch，2011年。0.3 至 1 天文单位范围内快速太阳风中质子的加热与冷却：重新审视 Helios。《地球物理研究杂志：空间物理》，**116**(A9)，A09105。10.1029/2011JA016674。3

Kasper, J. C., R. Abiad, G. Austin, M. Balat-Pichelin, S. D. Bale 等，2016年。《太阳风电子、阿尔法粒子和质子（SWEAP）探测：Solar Probe Plus太阳风与日冕等离子体仪器套件的设计》。《空间科学评论》，204(1)，131–186。10.1007/s11214-015-0206-3，网址：https: // doi.org/10.1007/s11214-015-0206-3。3 Keppens, R., and J. P. Goedbloed，1999。《恒星风的数值模拟：多方模型》。《天文学与天体物理学》，343，251–260。astro-ph/9901380。2 Linker, J. A., R. M. Caplan, C. Downs, P. Riley, Z. Mikic 等，2017。《开放磁通问题》。《天体物理学杂志》，848，70。10.3847/1538-4357/aa8a70，1708.02342。1 Matt, S. P., K. B. MacGregor, M. H. Pinsonneault, and T. P. Greene，2012。《类太阳恒星的磁制动公式：对偶极场强度和自转速率的依赖》。《天体物理学杂志快报》，754(2)，L26。10.1088/2041-8205/754/2/L26，1206.2354。2 Mignone, A., G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari，2007。PLUTO：一款用于计算天体物理学的数值代码。《天体物理学杂志增刊》，170，228–242。10.1086/513316，astro-ph/0701854。2 Owens, M. J.，2018。《空间天气预报指标的时间窗口方法：太阳风案例研究》。《空间天气》，16(11)，1847–1861。10.1029/2018SW002059。4.1，4.2

´Parenti, S., V. R´eville, A. S. Brun, R. F. Pinto, F. Auch`ere, E. Buchlin, B. Perri, and A. Strugarek，2022。《利用偏振亮度和极紫外观测验证波加热三维磁流体力学日冕风模型》。《天体物理学杂志》，929(1)，75。10.3847/1538-4357/ac56da，2203.10876。5 Pinto, R. F., and A. P. Rouillard，2017。《多通量管太阳风模型》。《天体物理学杂志》，838，89。10.3847/1538-4357/aa6398，1611.08744。5 Poirier, N., A. Kouloumvakos, A. P. Rouillard, R. F. Pinto, A. Vourlidas 等，2020。《利用帕克太阳探测器对日冕射线进行详细成像》。《天体物理学杂志增刊》，246(2)，60。10.3847/1538-4365/ab6324，1912.09345。5 Poirier, N., A. P. Rouillard, A. Kouloumvakos, A. Przybylak, N. Fargette, R. Pobeda, V. R´eville, R. F. Pinto, M. Indurain, and M. Alexandre，2021。《利用白光观测改进磁连接估计》。《天文学与空间科学前沿》，8，84。10.3389/fspas.2021.684734。1，3，1，6 Priest, E. R., and P. D´emoulin，1995。《无零点的三维磁重联。1. 磁翻转基本理论》。《地球物理研究杂志》，100(A12)，23,443–23,464。10.1029/95JA02740。6 Reiss, M. A., M. Temmer, A. M. Veronig, L. Nikolic, S. Vennerstrom, F. Sch¨ongassner, and S. J. Hofmeister，2016。《利用业务化太阳风模型验证高速太阳风流预报》。《空间天气》，14(7)，495–510。10.1002/2016SW001390，1607.07048。4.2 R´eville, V., and A. S. Brun，2017。《外日冕中的全球太阳磁场组织结构：其对太阳风速度和质量通量随太阳活动周期变化的影响》。《天体物理学杂志》，850，45。10.3847/1538-4357/aa9218。3 R´eville, V., A. S. Brun, S. P. Matt, A. Strugarek, and R. F. Pinto，2015。《磁拓扑对热驱动风的影响：迈向制动定律的一般公式》。《天体物理学杂志》，798，116。10.1088/0004-637X/798/2/116，1410.8746。2 R´eville, V., N. Fargette, A. P. Rouillard, B. Lavraud, M. Velli 等，2022。《日球层电流片中的磁通绳及其动力学：帕克太阳探测器与太阳轨道器在2020年6月会合的研究》。《天文学与天体物理学》，659，A110。10.1051/0004-6361/202142381，2112.07445。5 R´eville, V., M. Velli, O. Panasenco, A. Tenerani, C. Shi 等，2020a。《阿尔夫´én波动力学对太阳风大尺度特性的作用：将磁流体力学模拟与帕克太阳探测器E1数据进行比较》。《天体物理学杂志增刊》，246(2)，24。10.3847/1538-4365/ab4fef，1912.03777。5 R´eville, V., M. Velli, A. P. Rouillard, B. Lavraud, A. Tenerani, C. Shi, and A. Strugarek，2020b。《慢太阳风中的撕裂不稳定性与周期性密度扰动》。《天体物理学杂志快报》，895(1)，L20。10.3847/2041-8213/ab911d，2005.02679。5 Riley, P., and M. Ben-Nun，2021。《利用全球磁流体力学模型预测行星际日冕物质抛射抵达时间的不确定性来源与大小》。《空间天气》，19(6)，e02775。10.1029/2021SW002775。1 Riley, P., J. A. Linker, and Z. Miki´c，2001。《太阳日冕和内日球层的经验驱动全球磁流体力学模型》。《地球物理研究杂志》，106(A8)，15,889–15,902。10.1029/2000JA000121。1

Riley, P., J. A. Linker, Z. Mikic, R. M. Caplan, C. Downs, and J.-L. Thumm, 2019. 太阳极区上方未观测到的磁通量集中能否解决开放磁通问题？《天体物理学杂志》, 884(1), 18. 10.3847/1538-4357/ab3a98. 1 Sakurai, T., 1985. 恒星磁风——韦伯–戴维斯模型的二维推广。《天文学与天体物理学》, 152, 121–129. 2 Samara, E., B. Laperre, R. Kieokaew, M. Temmer, C. Verbeke, L. Rodriguez, J. Magdaleni´c, and S. Poedts, 2022. 动态时间规整：一种评估太阳风时间序列的方法。《天体物理学杂志》, 927(2), 187. 10.3847/1538-4357/ac4af6, 2109.07873. 4.1 Samara, E., R. F. Pinto, J. Magdaleni´c, N. Wijsen, V. Jerˇci´c, C. Scolini, I. C. Jebaraj, L. Rodriguez, and S. Poedts, 2021. 在 EUHFORIA 中实现 MULTI-VP 日冕模型：测试案例结果及与 WSA 日冕模型的比较。《天文学与天体物理学》, 648, A35. 10.1051/0004- 6361/202039325, 2102.06617. 4.1 Schatten, K. H., J. M. Wilcox, and N. F. Ness, 1969. 行星际和日冕磁场模型。《太阳物理学》, 6, 442–455. 10.1007/BF00146478. 1 Smith, E. J., 2011. 日球层磁场的太阳活动周期演化：尤利西斯号的遗产。《大气与太阳-地球物理学杂志》, 73, 277–289. 10.1016/j.jastp.2010.03.019. 3 Stepan, S., P. M. Travnicek, and P. Hellinger, 2015. 基于 Helios 观测的膨胀太阳风中的电子能量学。《地球物理研究杂志：空间物理学》, 120(10), 8177–8193. Https://doi.org/10.1002/2015JA021368, https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2015JA021368, URL https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA021368. 3 Taylor, K. E., 2001. 在单一图表中概述模型性能的多个方面。《地球物理研究杂志：大气》, 106(D7), 7183–7192. Https://doi.org/10.1029/2000JD900719, https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2000JD900719, URL https: // agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2000JD900719. 4.1 Titov, V. S., 2007. 用于协变描述太阳日冕中磁连接性的广义挤压因子。《天体物理学杂志》, 660(1), 863–873. 10.1086/512671, astro-ph/0703671. 6 Titov, V. S., and P. D´emoulin, 1999. 太阳耀斑中扭曲磁构型的基本拓扑结构。《天文学与天体物理学》, 351, 707–720. 6 Verniero, J. L., B. D. G. Chandran, D. E. Larson, K. Paulson, B. L. Alterman, et al., 2022. 帕克太阳探测器观测到的质子束中强烈的垂直速度空间扩散。《天体物理学杂志》, 924(2), 112. 10.3847/1538-4357/ac36d5, 2110.08912. 3 Virtanen, I., and K. Mursula, 2017. 六种磁像仪中的光球和日冕磁场。II. 磁场强度的谐波标度。《天文学与天体物理学》, 604, A7. 10.1051/0004- 6361/201730863. 1 Wang, Y.-M., 2010. 关于 1 天文单位处太阳风质量通量的相对恒定性。《天体物理学杂志快报》, 715, L121–L127. 10.1088/2041-8205/715/2/L121. 3

Wang, Y. M., R. K. Ulrich, and J. W. Harvey, 2022. 磁像仪饱和与开放磁通问题。《天体物理学杂志》, **926**(2), 113. 10.3847/1538-4357/ac4491,2112.09969. 1

Yermolaev, Y. I., N. S. Nikolaeva, I. G. Lodkina, 和 M. Y. Yermolaev，2012年。共转相互作用区、鞘区和行星际日冕物质抛射在磁暴生成中的有效性和效率。《地球物理研究杂志：空间物理》，117，A00L07。10.1029/2011JA01713910.48550/arXiv.1109.1073，1109.1073。1