Draft version February 13, 2023 年使用 LA
TEX 排版 **预印本** 样式（AASTeX631）

arXiv:2302.04971v1 [astro-ph.SR] 9 Feb 2023

极紫外和白光太阳图像中的非径向外流追踪

Nathalia Alzate [1,2] Huw Morgan [3] and Simone Di Matteo [1,4]

[1]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 *20771*[2]*ADNET Systems,Inc.*，美国马里兰州格林贝尔特，邮编 *20771*[3]阿伯里斯特威斯大学，锡尔迪金，威尔士，*SY23 3BZ*，英国[4]美国天主教大学，美国华盛顿哥伦比亚特区

提交至《天体物理学杂志》

摘要

要理解太阳日冕，需要了解其在不同层中的动力学，以及随后与日球层的连接。这需要理解中日冕（$\sim$1.5- 6.0 R_s）中外流的性质及其物理转变。尽管目前仍无法在该区域进行原位测量，但已有遥感观测可供利用；然而，由于视线方向效应以及靠近太阳的外流结构存在非径向运动，对这些观测的解释可能引发争议（$\leq$3.0R_s）。在这项工作中，我们介绍一种通过先进图像处理技术生成外流非径向高度-时间剖面的方法，以减轻这些挑战。我们利用两种不同的方法——基于亮度阈值的方法和分段多项式函数拟合的方法——在太阳活动极小期（2008年）期间的 STEREO/SECCHI 太阳图像中识别大型赤道流光的北侧和南侧边界。为解决视线方向问题，我们基于 SECCHI/COR2 图像，对日冕电子密度的三维分布进行了断层重建。对流光边界位置角时间序列的频谱分析揭示了其在某些高度处具有振荡特性，振荡周期分别为 36–48 小时和 10.5–14.6 小时。在每个高度处将北侧和南侧冕流边界之间的距离等分后，我们得到了非径向高度-时间路径，并据此生成了日冕/太阳风等离子体外流的非径向剖面。我们追踪了外流从太阳出发，经过 EUVI、COR1 并进入 COR2 的连续运动。最后，我们讨论了日冕物质抛射和两个小尺度特征的非径向天空平面速度的初步结果。

通讯作者：Nathalia Alzatenathalia.alzate@nasa.gov

关键词：太阳风（1534）— 太阳日冕（1483）— 宁静太阳（1322）— 天文技术（1684）

1. 引言

太阳日冕中的磁连接性和物理转变会影响日球层各处的活动。因此，理解低日冕与高日冕之间的联系至关重要。在这两个区域之间，磁场构型从以闭合磁场为主逐渐转变为开放磁场。研究日冕这些区域颇为复杂，因为没有任何原位观测或单一遥感仪器能够定期观测整个日冕；因此，目前采用的是来自不同仪器的综合观测。

尽管存在这些不足，许多研究仍在深入认识低日冕向高日冕过渡过程中所具有的物理特性方面取得了进展。Seaton 等人(2021年）和DeForest 等人(2018），例如，描述了起源于内日冕的太阳风结构，以及由中日冕复杂动力学形成的结构（中日冕定义为日心距离介于 1.5 和 6.0 R_s，据West 等人 2022）。此外，帕克太阳探测器（Fox 等人 2016）的观测揭示了与日冕复杂磁场相互作用的流动和喷射物（Howard 等人 2019；Bale 等人 2019a；McComas 等人 2019；Bale 等人 2019b），其演化受 1.5 到 3.0 R_s (DeForest 等人 2018；Chhiber 等人 2019）。在这些高度处，日冕的特征还包括宁静太阳区中低等离子体向高等离子体的过渡 β （Vourlidas 等人 2020）。

低日冕中的高度非径向结构，会给追踪其向外传播带来不确定性。这通常发生在 ∼2以下5 R_s。然而，Boe 等人(2020发现，日冕磁场的方向在 30 R_s之后会变为径向。他们利用日全食（TSE）白光（WL）观测，推断出日冕磁场在 1.0 至 60 R_s之间的连续拓扑结构。然而，由于日全食十分罕见，人们开始探索其他方法，以获得该日冕区域不间断的观测视图。最近，Alzate 等人(2021年) 开发了一种方法，即带通滤波帧法（以下简称 BFF 方法），以应对 COR1 数据中的高噪声水平（COR1 是 STEREO/SECCHI 上的内日冕仪，观测范围为 1.4 至 40 R_s）。该方法可抑制噪声，并根据所选滤波宽度减弱不同时间尺度上的特征，从而有助于显现从太阳附近向外传播至数个太阳半径处的外流。然而，当非径向特征移出应用 BFF 方法的径向切片视场（FOV）时，这种方法便无法对其进行追踪。本文在此基础上，通过追踪极紫外（EUV）和白光（WL）太阳图像中的非径向外流展开研究。本文介绍的方法运用先进的图像处理技术来识别太阳图像中的流冕边界，并通过与从断层成像亮度重建中提取的边界进行比较来增强识别效果，进而生成外流的非径向高度—时间（Ht-T）剖面。第2 节介绍所用数据及方法细节。第3节展示研究结果，随后在第4 节进行讨论，并在第5节总结全文。

2. 数据与方法

2.1. 数据与图像处理

本研究选取了2008年1月10日至23日期间太阳日冕活动较低的同一时段，Alzate 等人（2021年）曾对该时段进行分析。我们使用了太阳—地球联系与

日球层探测（SECCHI；Howard 等人，2008年）仪器套件的数据。该套件搭载在太阳—地球关系观测台前行和后随（STEREO-A 和 -B；Kaiser 等人，2008年）双航天器上。具体而言，我们使用了极紫外成像仪（EUVI）在 195°A 通道的观测数据、COR1内日冕仪（Thompson 等人，2003年）以及COR2外日冕仪的数据。EUVI 仪器可观测太阳及日冕，范围延伸至 ∼1。7 R_s，COR1 的观测范围为 1.4 至 4。0 R_s ，COR2 的观测范围为 2.5 至 15 R_s。如图 1 的 e 面板所示，这三台仪器共同提供了对日冕的不间断观测。本研究使用的数据来自 STEREO-A 航天器，在该航天器上，所分析的冕流位于东侧边缘，

。我们在此采用的方法结合了两种已知技术：(i) NRGF（归一化径向梯度滤波器）方法（Morgan 等人 2006），这是一种简单的空间滤波器，用于去除亮度的陡峭径向梯度并显现日冕电子结构；(ii) BFF（带通滤波帧）方法（Alzate 等（2021）），这是一种在时间域中运行的带通滤波器，可有效抑制高频噪声和低频缓变结构。NRGF和BFF方法均可应用于白光和极紫外图像。图1 的面板a（经NRGF处理的COR1图像）和面板b（经BFF处理的COR1图像）展示了这两种方法的应用示例。面板c和d将这些观测与势场源表面（PFSS；Schatten 等人 1969；Schrijver& DeRosa2003）外推结果进行比较，并以SDO/日震与磁成像仪（HMI；Schou 等人 2012）的测量结果为基础，提供背景信息。COR1图像时间序列显示，在分析时段内，赤道流线体带遍布所有太阳经度。这一点在面板f所示的层析成像图中最为明显。该图显示了日心高度为 4 R_s 处的日冕电子密度卡林顿经纬度分布；该结果是对2008年1月6日至20日期间获得的COR2 A偏振亮度观测进行层析成像所得，采用的方法见Morgan (2015, 2019)和Morgan & Cook (2020）。层析成像需要输入至少覆盖半个太阳自转周期（约14天）的数据，以确保覆盖整个日冕。图中示例所用时段以2008年1月13日为中间日期。对于给定距离（4 R_s，此例中），会从偏振亮度图像中提取该距离处的环形切片。随后，基于球谐函数的反演会生成卡林顿经纬度网格上的密度图，网格包含540个经度区间和270个纬度区间。这是一种静态重建，假设大尺度日冕结构在半个太阳自转周期内保持不变。层析成像应用于选取的九个日心距离（4.0、4.4、5.0、5.4、5.9、6.5、6.9、7.5和8.0 R_s），这些距离将在第2.2节中使用。九个距离足以满足我们的需要；这一距离范围也避开了COR2内视场中的某些伪影。我们将上限距离限定为8.0 R_s，因为随着距离增加，F日冕的偏振程度会越来越高。另需指出，由于初生太阳风的径向膨胀，在这一距离范围内（乃至更远处），层析成像得到的流束结构非常相似。

2.2. 生成非径向剖面的方法

我们将 EUVI、COR1 和 COR2 观测结果转换为极坐标图像，并按照位置角（pa；以北方为起点，逆时针为正）和高度（h）的均匀步长重新分箱。我们将每台仪器的视场划分为 72 个pa 箱和 100 个h 箱。所得图像按四小时进行平均，具体而言，EUVI 和 COR1 以 5 分钟的时间分辨率获取 48 幅图像，COR2 以 20 分钟的时间分辨率获取 12 幅图像。选择四小时间隔是为了获得足够的信号

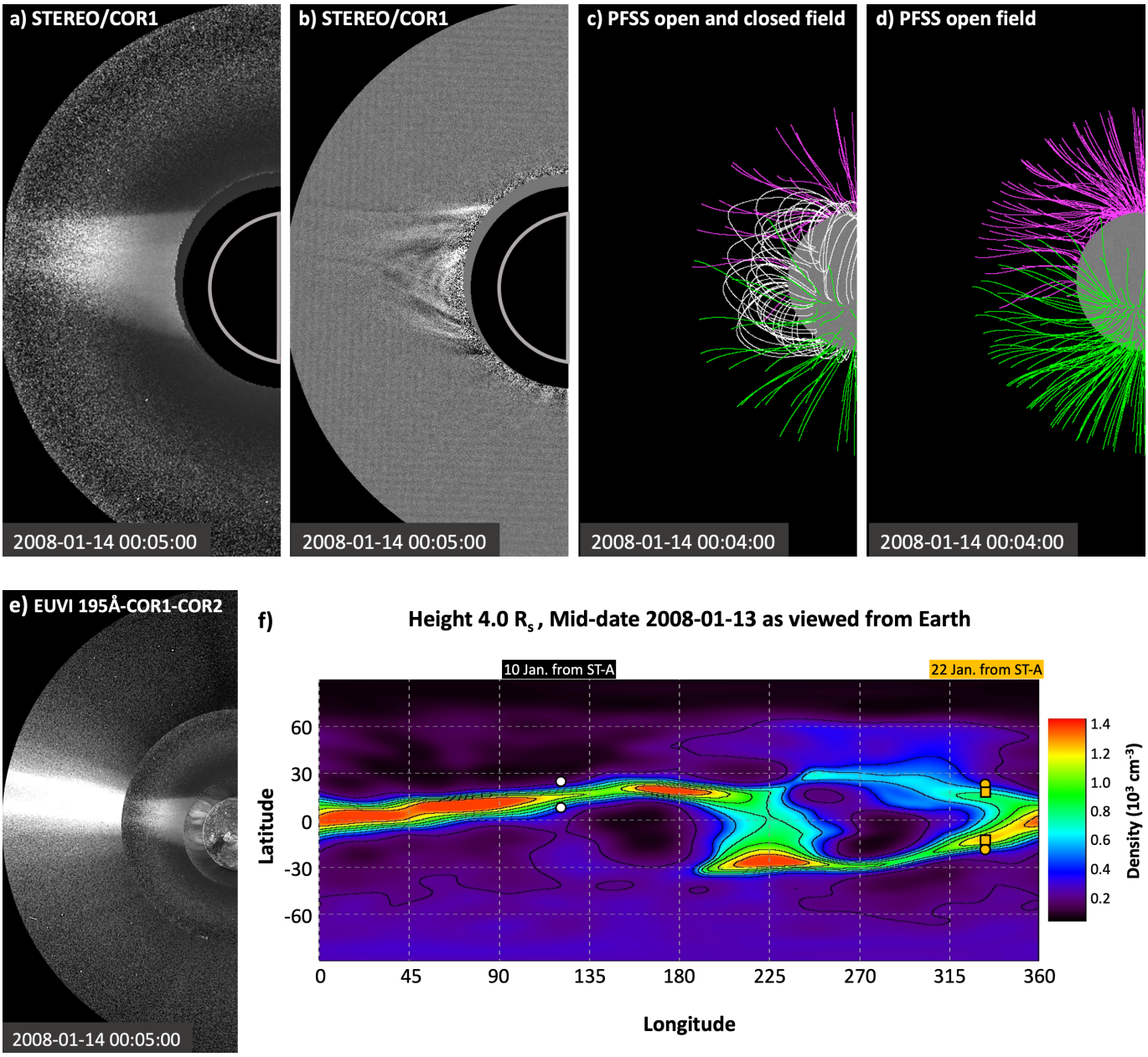

图1。 感兴趣区域显示了2008年1月14日的流带：a）经NRGF处理的COR1图像，b）经BFF处理的COR1图像，c）源表面高度为2。5 R_s 的PFSS外推，显示开放和闭合磁力线；d）同面板c），仅显示开放磁力线；e）STEREO/SECCHI合成图像；f）日心高度为4。0 R_s处的电子密度层析成像重建，映射到卡林顿经度和纬度（注意时间从右向左变化）。圆形和方形标记分别对应图3a和3c，并对应于1月10日和22日由STEREO-A观测到的冕流边界东侧边缘视图。对于前面各面板中2008年1月14日的日冕仪观测，东侧边缘位于卡林顿经度 81^o处。面板a–d）的视场从太阳中心延伸至4。0 $R_{s\odot}$。面板e）的视场从太阳中心延伸至 ∼7。0 $R_{s\odot}$。

以识别冕流边界，同时不牺牲其演化细节。从2008年1月10日 00:05 世界时到2008年1月22日 00:05 世界时，我们每隔四小时获得一次对观测到的大型赤道流边界的稳健表示。我们首先将 NRGF方法应用于

揭示观测中的流束结构（背景图像见图2的面板 a–b 和 d–e）。对于 EUVI 观测，我们还使用例程 GAUSS SMOOTH（基于交互式数据语言 （IDL）的系统）进行了额外的高斯平滑，标准差设为 2.0，以减弱较小尺度梯度造成的变化，从而更好地揭示流束的大尺度结构。

借助 SECCHI 仪器套件提供的连续 1–15 R_s 太阳半径径向视场，我们开发了两种识别非径向流光边界的方法。第一种方法（下文称为轮廓法）是对整幅图像的亮度设置阈值（分别针对 EUVI、COR1 和 COR2），该阈值定义为亮度值的某个百分位数。高于阈值区域的边界即为流光边界。此方法会生成闭合等值线，我们根据各仪器的最大和最小高度，仅保留范围内的点，并将其分为两个独立的剖面（北侧和南侧剖面）。这些点在图2a 中以叉号标出（EUVI 中为红色，COR1 中为绿色，COR2 中为洋红色）。第二种方法（下文称为峰值法）是在每个高度提取亮度随位置角变化的亮度剖面，并根据该高度亮度值的某个百分位数所定义的阈值，搜索局部峰值。为了更精确地识别，我们对亮度剖面进行线性插值，将数据点数量增加 10 倍（该倍数为任意选择，不影响结果）。在与轮廓法相同的高度范围内，对每种仪器重复分析，得到一系列点，代表初步的流光非径向剖面。这些点在图 2b 中以叉号标出（EUVI 中为红色，COR1 中为绿色，COR2 中为洋红色）。对于两种方法，我们都通过经验确定百分位阈值，并逐步降低阈值，直到每种方法识别出完整的流光，而非流光中孤立的较亮部分。对于日冕仪观测，COR1 和 COR2 分别采用 72% 和 80% 的百分位水平；对于 EUVI 观测（AIA 195 Å），则采用 38% 的水平。我们将分析范围限定为 EUVI 的 1.03-1.5 R_s 、COR1 的 1.7-3.1 R_s 和 COR2 的 3.6-7.5 R_s ，以排除仪器视场边缘附近受噪声影响最严重的图像区域。

为了获得连续的剖面，我们对冕流的两条边界分别独立采用分段拟合方法。对于轮廓 方法，我们使用三阶多项式拟合 EUVI视场与 COR1视场中较低的 20 个点之间的边界；对于峰值 方法，则使用较低的 40 个点（式 1）。对于 COR1 的其余点和 COR2 的前 10 个点，我们使用另一个三阶多项式（式 2）。对于 COR2 的其余点，由于此时剖面已到达日冕的径向部分，我们直接取边界位置的平均值（式 3），

$$pa(h)_{EUVI,COR1} = a_0h^3 + b_0h^2 + c_0h + d_0 \tag{1}$$
$$pa(h)_{COR1,COR2} = a_1h^3 + b_1h^2 + c_1h + d_1 \tag{2}$$
$$pa(h)_{COR2} = d_2 \tag{3}$$

其中，流光体轮廓表示为位置角（pa）关于高度（h）的函数， a_i、 b_i、c_i 和 d_i 为自由参数。随后，通过将分段拟合与S形函数 $\alpha(h)$和 $\beta(h)$连接，得到非径向剖面的唯一函数，如下所示：

$$\alpha(h) = \frac{1}{1 + e^{(h-h_\alpha)/\lambda_\alpha}} \tag{4}$$

$$\beta(h) = \frac{1}{1 + e^{(h-h_\beta)/\lambda_\beta}} \tag{5}$$

$$pa(h)_{non-radial} = (1-\alpha)\ pa(h)_{EUVI,\ COR1} + \alpha[(1-\beta)\ pa(h)_{COR1,\ COR2} + \beta\, pa(h)_{COR2}] \tag{6}$$

请注意，在最后这一步中，只有 S 形函数包含自由参数（$h_{\alpha、\beta}$ 和$\lambda_{\alpha、\beta}$），而系数 a_i、 b_i、 c_i 和 d_i 则沿用上一步的固定值。按照这一流程，我们每隔四小时生成一次非径向流光剖面。拟合方法分别应用于两种方法（轮廓和峰值）。图2a 中以蓝色显示了采用轮廓方法生成的非径向剖面，图2b 中以黄色显示了采用峰值方法生成的剖面。图2c 将相同的剖面叠加在图像合成图（EUVI、COR1 和 COR2）上，并以蓝色和黄色虚线表示。相应的剖面分别标记为“N”（北）和“S”（南）。由于位置角定义为从北向逆时针为正，因此我们将两条边界称为北（N）剖面和南（S）剖面。对于时间分辨率为四小时的非径向剖面，可在每个高度处沿时间进行线性插值，从而获得与目标仪器时间分辨率一致的剖面（即 EUVI、COR1、COR2）。

利用层析重建在固定高度处得到的亮度纬度剖面（与图 1f 中的密度值成正比），我们提取了亮度随位置角变化的剖面。对于给定时间下与 STEREO-A 视场平面相对应的特定卡林顿经度，我们进行了上述操作。随后，我们采用与第 峰值 方法所述相同的筛选标准，选取亮度峰值（对应于冕流）；该方法见第 2.2节。现有层析成像图覆盖 COR2 视场内的九个高度，因此每条边界都额外提供九个点，如面板 d–e 中的蓝色实心圆所示（图中未显示 8.0 R_s 处的点）。这些额外点与通过轮廓和峰值方法获得的点一并使用，以提高结果的稳健性。具体而言，我们使用较低的四个点（4.0 至 5.4 R_s）进行 COR1 与 COR2 之间的多项式拟合，并使用其余五个点（5.9 至 8.0 R_s）计算 COR2 视场内的平均值。实际上，层析成像图中的信息在一定程度上考虑了视线方向不确定性。新生成的剖面以与面板 a–c 相同的格式显示于面板 d–f 中（蓝线和黄线）。

本节所述方法 可以概括为以下步骤：

ps:

1. 将图像转换为重分箱后的极坐标（位置角 $=72$，高度 $=100$）。
2. 对四小时内的图像求平均。3. 冕流识别：

(a) 轮廓——对整幅图像的亮度设置阈值。(b) 峰值——提取固定高度处随位置角变化的亮度剖面，并搜索局部峰值。

4. 分别对两条流冕边界进行分段多项式拟合（在 EUVI 与 COR1 之间、COR1 与 COR2 之间，以及仅在 COR2 上）。5. 在每个边界处分别使用 S 形函数连接分段多项式拟合结果。

6. 每隔四小时生成非径向冕流流线轮廓。在每个高度处对时间进行线性插值，以获得更高的时间分辨率。7. 可选步骤——利用层析成像，从亮度剖面中提取固定高度和时间处的流冕边界，其中亮度剖面是 位置角 的函数。8. 按照第 2.3 节所述步骤构建数据立方体。9. 根据数据立方体生成非径向高度-时间图，并按照 Alzate 等人 (2021年) 中的步骤进行处理。

2.3. 数据立方体的生成方法

我们利用非径向流光边界来定义非径向路径分箱。具体而言，在每个高度处，将北侧和南侧边界之间的角距离划分为 n_{path} 个等角宽分箱。所有高度处的分箱数相同，因此对于本文分析的赤道流光，分箱的角宽会随高度增加而减小。本研究定义了七条路径，在 COR2 视场内的角宽范围为 $\sim 3^{\circ}$ 至 $\sim 7^{\circ}$ （见表1）。这些数值与径向切片的角宽相当；Alzate 等人Alzate 等人（2021年）采用的角宽为 5°。因此，我们得以比较 Alzate 等人径向数据立方体Alzate 等人（2021年）与本研究的非径向数据立方体的结果。随后，将每条路径划分为高度方向步长均匀的分箱 n_h 。最后，利用这些分箱构建尺寸为$[n_t, n_h, n_{path}]$ 的数据立方体，其中存储了 EUVI、COR1 和 COR2 观测（原始、已校准、未处理图像）的空间平均图像强度，时间分辨率分别为 5 分钟、5 分钟和 20 分钟。由于观测中断，数据立方体的时间数据缺口在 EUVI 中占 5.1%（主要出现在 1 月 20—21 日），在 COR1 中占 2.8%，在 COR2 中占 0.9%；这些缺口通过线性插值填补。

3. 结果/观测

3.1. 流光体边界轮廓的时间演化

我们的方法使得研究冕流边界的演化成为可能。为此，我们在分析中使用了整个12天时间区间内每四小时生成的轮廓，如图3所示。不同颜色表示不同观测时间下的流光体轮廓位置。面板 a 和 b 分别展示了通过轮廓 和峰值 方法获得的边界演化，而面板 c 和 d 则展示了包含层析成像信息时的相同结果。请注意，冕流边界是在天空平面中确定的，因此轮廓随时间的变化既反映了由旋转引起的投影效应变化，也反映了冕流实际的时间演化。

轮廓与峰值——在太阳表面附近，无论采用何种方法，北边界都被限制在 20°–35° 位置角范围内。南边界逐渐从 $\sim 110^{o}$向更大的位置角移动，表明随着卡林顿经度减小，冕流不断扩张。边界的位置角随高度变化呈现出典型的头盔流光形状。在 COR1 的视场内，轮廓宽度显著收缩，但轮廓的非径向特征一直保持到 $\sim 3_{\circ}0\ R_s$，这与Boe 等人(2020）的发现一致。在 3.0 R_s之外，可以观察到轮廓呈径向分布。请注意，由不同方法确定的边界位置之间的差异，在 COR1 的视场内更为明显，这可能是由于该仪器具有更高水平的噪声。尽管大多数轮廓

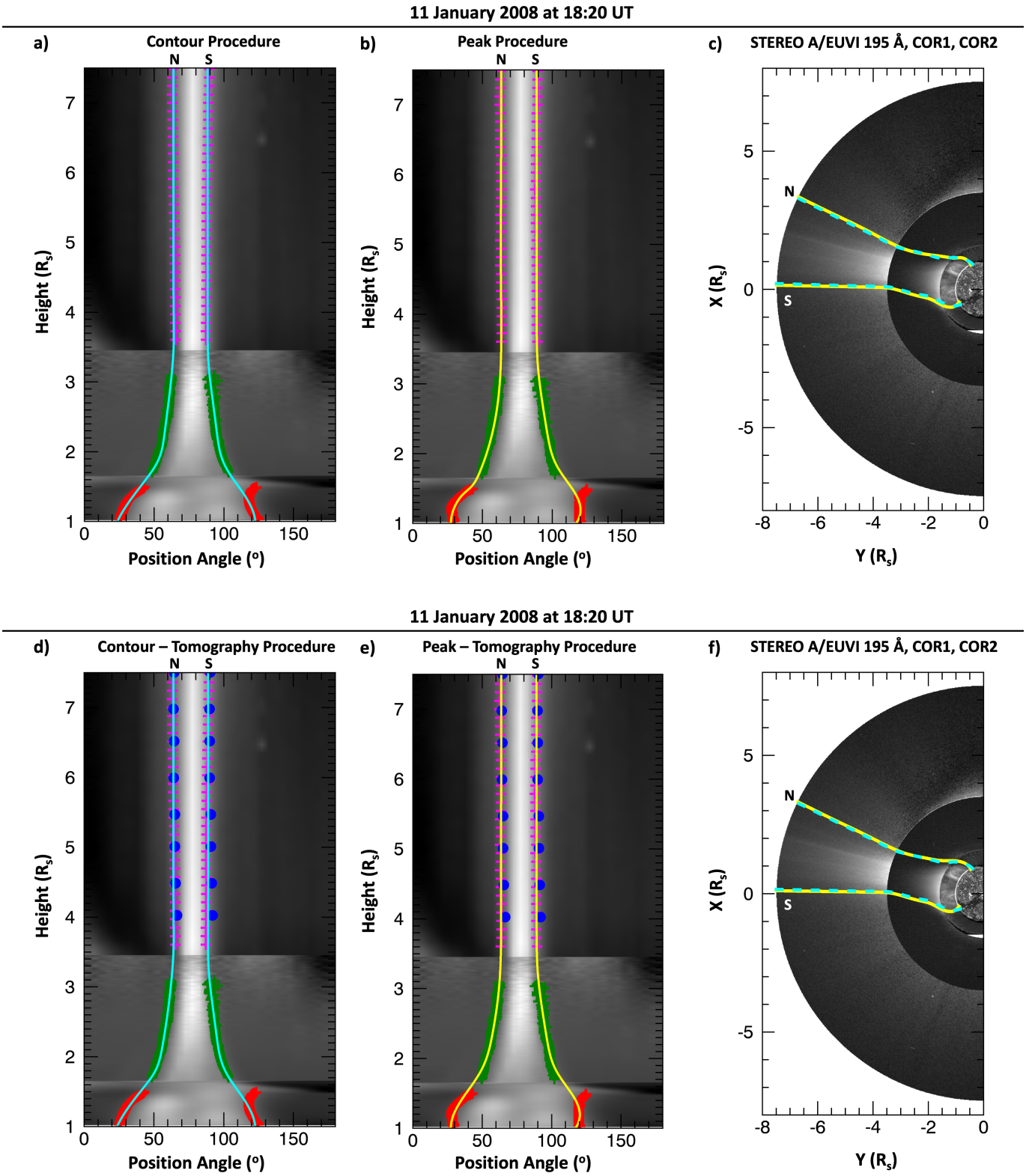

图2。2008年1月11日世界时18:20的a）轮廓、b）峰值、d）结合层析成像的轮廓法和e）结合层析成像的峰值法的结果。背景图像为采用极坐标并经NRGF方法处理的EUVI、COR1和COR2合成图像。c）和f）为最终轮廓，并叠加于对应日期的EUVI、COR1和COR2合成图像上。所有图像均标出了相应的流冕边界（N表示北，S表示南）。c）和f）中的COR1和COR2图像为未经处理的原始（已校准）图像；EUVI嵌图则采用BFF和MGN方法处理（Morgan &Druckm¨uller2014）。

通过轮廓 方法获得的边界较为平滑，而通过峰值 方法获得的边界则呈现大量起伏。在 COR2视场中，北边界的演变与南边界不同。随着卡林顿经度减小，南边界逐渐向更大的位置角移动，从约 $\sim 80^o$ 到 $\sim 110^o$，这与冕流整体扩张的趋势一致，

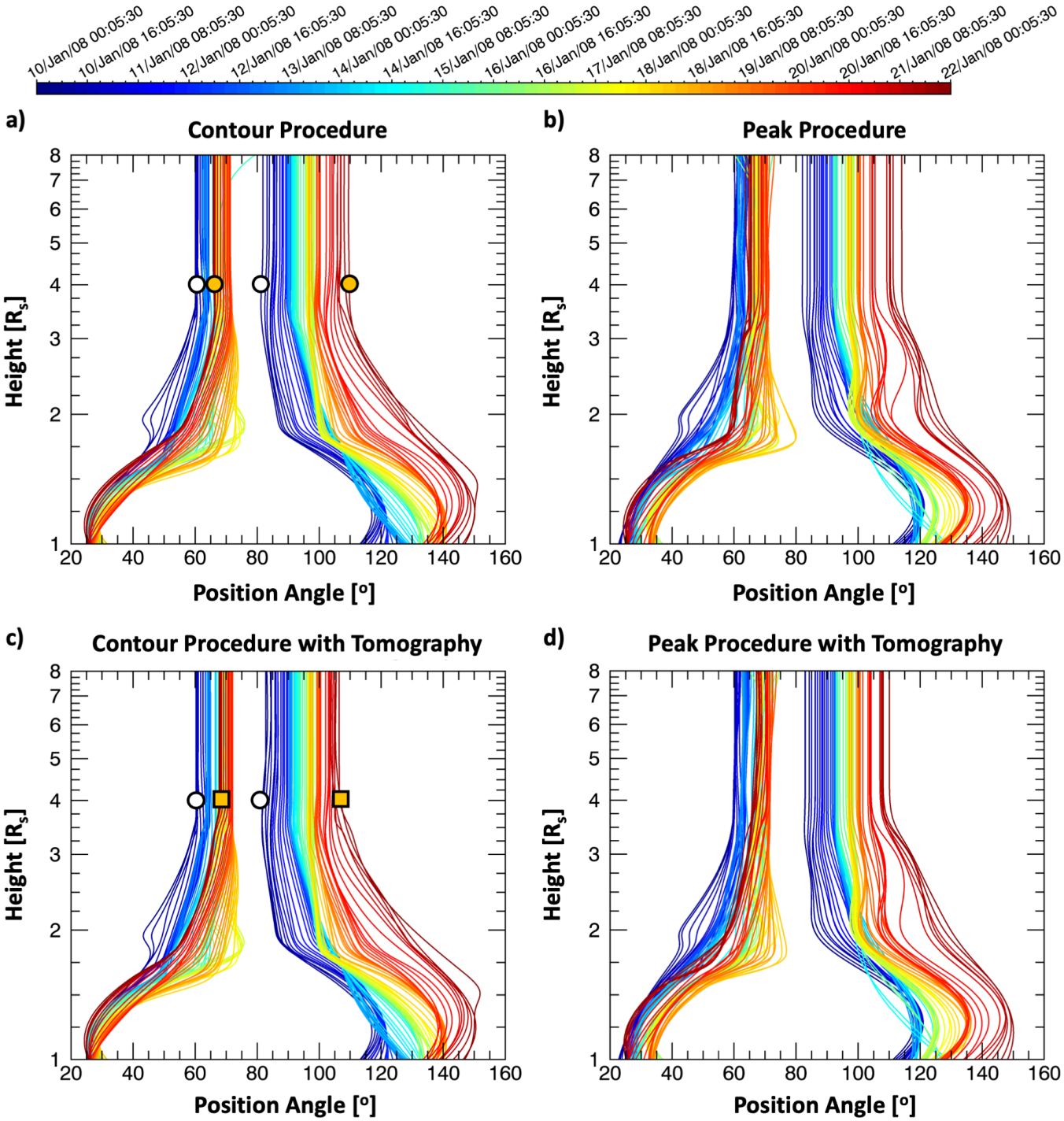

图3。展示各方法在 EUVI、COR1 和 COR2 观测中截至 8 的冕流边界剖面随时间的演化。$0R_s$不同颜色表示不同时刻的流光体轮廓。白色和黄色的圆圈及方块分别对应图1f 中所示的标记。

在图1f 中也可见。特别是，在日心高度 4.0 R_s 处的层析成像结果显示，从1月10日到1月22日，高密度区域沿纬度方向逐渐变宽。时间区间起始和结束时分别以白色/橙色圆圈标出，这与图3a 中所示的圆圈相对应。

对于北边界，部分剖面相互重叠。这是因为边界在较小的位置角范围内振荡，范围为 $\sim 55^o$ 至 70°。两种方法提取的剖面中都能观察到这一现象（在 COR2视场内）；而在 COR1视场内，这一现象更为明显，红色剖面被限制在蓝色和橙色剖面之间。有趣的是，冕流的北部区域正是日冕物质抛射（CME）在2008年1月16日穿过 COR1视场的区域，这表明日冕流带边界振荡与日冕物质抛射传播之间可能存在关联。这一天也对应于通过轮廓 程序得到的起伏更大的北部剖面（面板 a 中的浅绿色剖面）。

结合层析成像的轮廓法 与 结合层析成像的峰值法——图 3 中的面板 c 和 d 显示，在纳入层析成像图的数据点后，两种方法得到的剖面结果非常相似。总体而言，这些剖面比未采用层析成像时得到的剖面更平滑，尤其是在 COR2视场内，剖面的位置角分布更集中，也更接近层析成像重建所识别出的冕流高密度区域。将位置为 4.0 R_s 的冕流剖面（图 3c 中的橙色方块）与未采用层析成像得到的剖面（图 3a 中的橙色圆圈）进行比较，也可以在层析成像三维密度重建（图 1f）中看到这一点。层析成像提供的额外约束提高了 COR1视场内拟合的可靠性，从而得到起伏较小的剖面。最后，EUVI视场内的剖面之间没有明显差异。

位置角剖面——为更好地表征冕流边界的振荡及日冕物质抛射所起的作用，我们提取了三个仪器视场范围内不同固定高度处的位置角随时间变化的数值。图 4展示了采用 轮廓与层析成像 方法所得结果中，北部（面板 a）和南部（面板 c）边界的轮廓变化。北部剖面在 1.4 R_s以下没有明显的位置角变化，但在此高度以上出现振荡；南部剖面在所有高度上都呈现位置角变化向上的趋势。此外，值得注意的是，北部剖面在 1.4 至 3.0 R_s高度范围内的振荡更为强烈。另外，在 1.75 R_s 高度处的剖面中观测到的两次强烈位置角变化，在较早和较晚时刻、较小和较大高度处都呈现出更宽广的形态，这表明在 ~ 1.8 R_s产生的扰动发生了传播。请注意，这些峰值出现在日冕物质抛射发射前后，进一步表明日冕物质抛射在冕流边界的变形中发挥了作用。此外，在同一天，我们还观测到南部剖面位置角变化中一个较小的峰值；随着高度增加，该峰值逐渐变宽，出现时间也越来越晚。

我们按照 Di Matteo 等人（2021年）提出的流程，对位置角变化进行了谱分析。简而言之，我们先对时间序列进行零填充，使其长度达到原来的两倍，然后采用自适应多窗方法（MTM; Thomson1982），以时间半带宽积 $NW = 3$ 和窗函数数量 $K = 5$估算功率谱密度（PSD）。随后，我们依据最大似然准则，将弯折幂律函数拟合到经滑动几何平均平滑的PSD上，从而估算连续PSD背景（bin+Di Matteo 等（2021）中的 BPL 组合）。PSD与估计背景的比值构成 γ 值。我们设定

90%置信度阈值，以识别时间序列中周期性波动的PSD增强特征显著频率（γ 检验）。我们将结果与谐波F检验相结合；这是多窗谱方法提供的另一项独立统计检验，从而增强了结果的可靠性。

我们将这一过程应用于位置角时间序列，以估计 EUVI、COR1 和 COR2视场中各高度的 γ 值。图4的面板 b 和 d 以色标表示了这一结果。我们考虑了整个可用时间区间（73个数据点）；采样时间为4小时，由此确定奈奎斯特频率为 $\approx$34.7 μHz，瑞利频率为 $\approx$0.95 μHz。根据这些数值以及分析参数的选择，不受边界效应影响的可靠频率范围为5.80–27.8 μHz，即周期介于10至48小时之间（Di Matteo 等（2021）），因此面板 b 和 d 中的频率/时间范围有限。红点和绿点分别表示高于为 γ 和F检验设定的90%置信水平的谱段。在北部剖面中，我们在1.4–1.6 R_s高度处识别出频率为24.5–26.5 μHz（10.5–11.3小时）的冕流边界周期性波动，并在2.0–2.4 R_s 高度处识别出频率为22.0–23.0 μHz（12.1–12.6小时）的波动。在南部剖面中， γ 检验显示，在1.7 R_s高度处频率为 19 μHz（14.6小时）至1.8 R_s高度处频率为 23 μHz（12.1小时）之间存在波动。结合F检验后，频率值被约束在更窄的范围内，即22.0–23.0 μHz（12.1–12.6小时）。仅在北部剖面中发现了更长时间尺度上的另一种周期性，其频率约为6.0–8.0 μHz（34.7–46.3小时）。然而，在南部剖面几乎所有高度的 γ 值结果中，也可以识别出较暗区域。在位置角时间序列（面板 a 和 c）中，可以看到一些关于这种 $\approx$1.5–2天波动的迹象。

3.2. 各方法的非径向高度-时间剖面

按照第 2.3 节所述的流程，我们从原始、经校准但未经处理的图像出发，生成了由时间、高度分箱和路径分箱构成的数据立方体。随后，我们分别使用通过 IDLAlzate 等（2021）中所述的方法获得的宽、窄滤波器，应用 BFF方法GAUSS FUNCTION；对于 EUVI 和 COR1，滤波器的标准差分别设为 20 和 5。这些设置分别抑制大于 10.56 小时和小于 2.5 小时的时间尺度。对于 COR2，滤波器的标准差设为 4（宽滤波器）和 0.4（窄滤波器），分别抑制大于 9.5 小时和小于 3.5 小时的时间尺度。我们使用通过轮廓和峰值方法生成的各个数据立方体，无论是否使用层析成像，均为每条非径向路径生成了高度-时间图。作为示例，图5 展示了对应路径 1 的四幅图；路径 1 是从所分析冕流的北边界开始的第二条路径（路径 0 是最北侧的路径）。图5 展示了短于我们关注的 12 天时间段的结果，即 2008 年 1 月 13 日至 19 日（以日冕物质抛射发射时刻为中心）。随着冕流演化，非径向路径所覆盖的位置角逐渐发生变化。表1 总结了各方法下路径 1 在所分析时间段起始和结束时，以及日心高度为 $\sim$1。0 R_s 和 $\sim$8。0 R_s时的位置角范围。

这种比较有助于确定每种方法的表现，并识别我们的方法可能引入的伪影。对于后者，我们注意到，垂直特征中的亮度会在极暗与极亮之间交替急剧变化，而对比全部四个面板时，这些特征并不吻合。在面板 a（1月15日世界时约15:00）、图b（1月15日至17日）和图d（1月16日世界时约15:00）中， $\sim$7.0 R_s 上方（红色箭头所示）的特征很容易辨认。1月16日世界时约15:00之后，所有面板中1.5至2.0 R_s 之间也出现了类似特征，

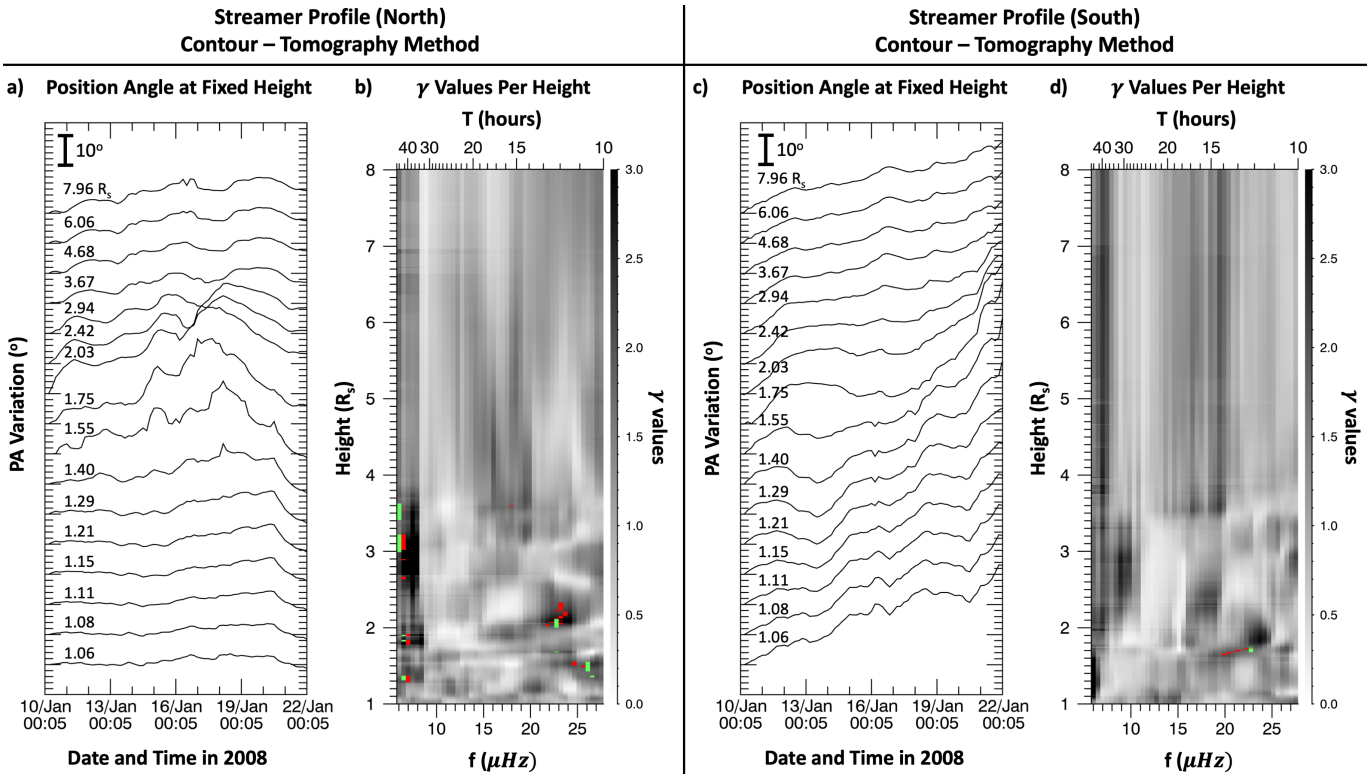

图4. 采用结合层析成像的轮廓 方法得到的位置角随时间的变化。a) 和 c) 为所选高度处北侧和南侧边界的轮廓变化。b) 和 d) 为谱分析结果。色标表示所有高度处位置角时间序列的功率谱密度（PSD）与估计背景之比。红点标示功率增强超过90%置信度阈值（γ 检验）时的时间和中心频率。绿点标示同时通过F检验的区段。

	轮廓		*peak*		轮廓+层析成像。		峰值+层析成像。	
	~1.0 R_s	~8.0 R_s	~1.0 R_s	~8.0 R_s	~1.0 R_s	~8.0 R_s	~1.0 R_s	~8.0 R_s
1月10日	38.5°–50.9°	63.2°–66.3°	35.6°–48.2°	63.2°–66.4°	38.5°–50.9°	63.5°–66.7°	35.6°–48.2°	63.5°–66.7°
1月22日	42.9°–60.3°	72.1°–78.3°	42.5°–60.1°	71.1°–78.2°	42.9°–60.3°	73.3°–78.8°	42.7°–60.3°	73.3°–79.4°

表1。 各方法在特定日心高度和时间下路径1的位置角范围。

而峰值方法绘制的结果伪影最为明显。与图3 对比可见，这些伪影可能与冕流轮廓的突发性强烈变化有关。例如，图5的面板 a 中（1月15日世界时约15:00，7.0 R_s附近）的伪影，对应于图3a 中同一时间附近、7.0 R_s 上方的绿色弯曲线。前述其他伪影也与类似特征有关。冕流轮廓中较不明显的变化可能会改变后续非径向路径的对比度。我们可以在图5的所有面板中看到这一影响，位置在1月15日至16日期间的COR1视场内。然而，亮特征下方的斜率表明，日冕等离子体外流仍然存在，因此也得到了所有方法的确认。鉴于伪影较少，且轮廓更稳健（起伏较小），我们认为结合层析成像的轮廓方法是生成非径向剖面的最佳选择。

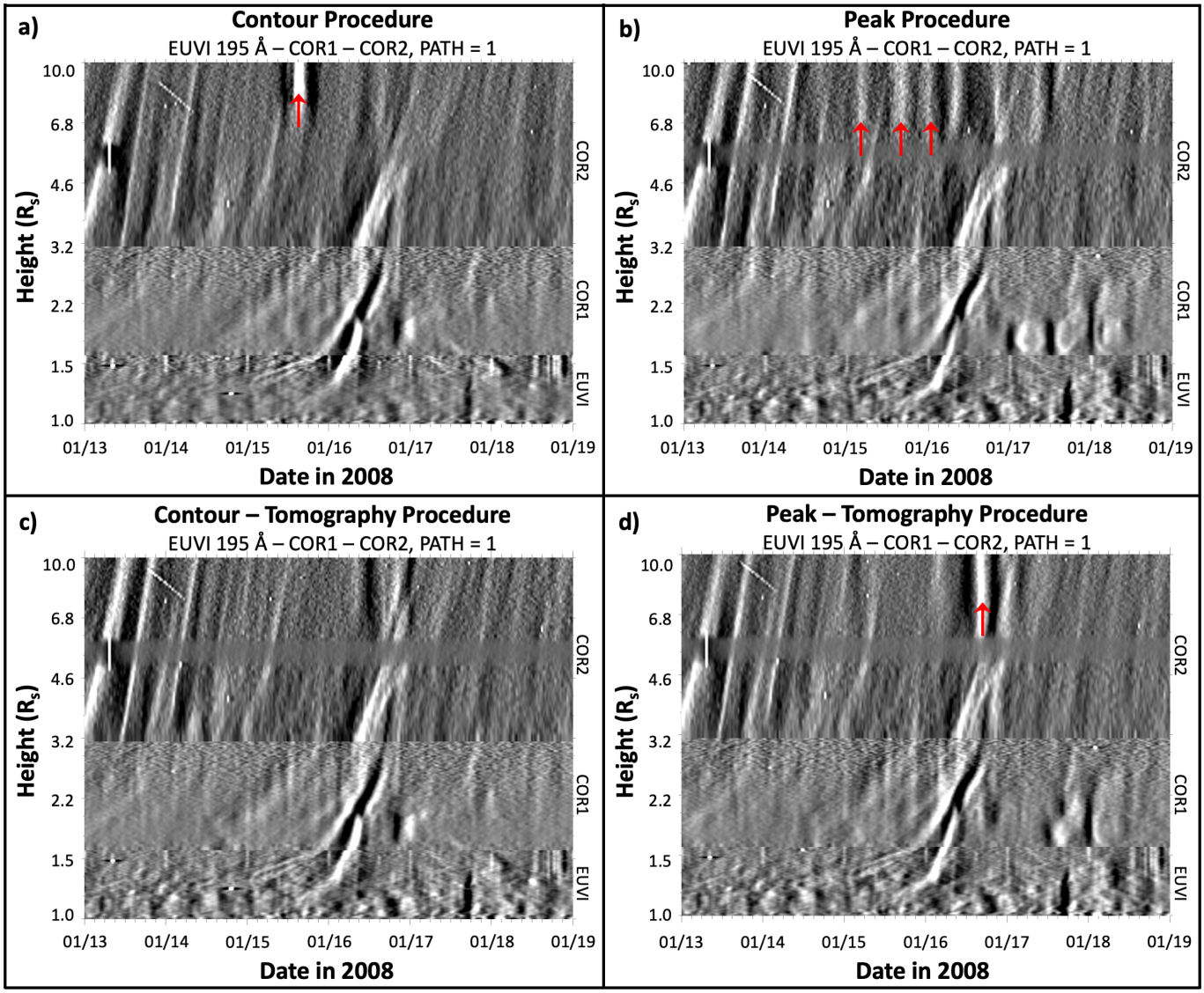

图5。 利用有和无层析成像的轮廓和峰值方法获得的非径向路径=1 的 EUVI、COR1 和 COR2 高度-时间剖面。图中显示的是2008年1月13日至19日的较短时间区间（以1月16日CME为中心）。

3.3. 非径向和径向高度-时间图的比较

在图6中，我们将通过 带层析成像的轮廓方法得到的非径向高度-时间图结果，与以 pa =55°、65°和 75° 为中心、遵循Alzate 等人（2021年）的方法获得的径向高度-时间图进行了比较。我们采用多个径向切片，以覆盖非径向路径的位置角范围。径向高度-时间图 EUVI 区域中的黑线（图a–c）表示数据缺口。在生成非径向高度-时间图（图d）时，通过线性插值填补了数据缺口。非径向结果由径向切片的结果合成（见 pa 表1中路径1的数值）。

1月15日，在 55° 径向切片（面板 a）中观测到CME升起：在COR1视场内，两条狭窄的亮轨迹汇合成一条。在 65° 径向切片（图b）中，CME中较亮的部分标示出其于1月16日在EUVI视场内的外流，并与两条亮轨迹汇合，进入

COR1视场。在 75° 径向切片（面板c）中，日冕物质抛射传播大多局限于COR1和COR2视场内。对于这一具体案例，所有这些特征都能在路径1非径向高度-时间图（面板 d）中清晰观测到，该图提供了对日冕物质抛射传播的不间断追踪。请注意，在1月15日至17日，路径1在 pa ∼42.0°–59.1° 处对应 ∼1 R_s ，在 pa ∼72.0°–78.2° 处对应 ∼8 R_s。对于这一具体的日冕物质抛射，非径向方法在面板 d 中的结果显示，极紫外中的特征起始高度低至 ∼1.1 R_s ，并明确连接到COR1中的日冕物质抛射，这与面板 c 中径向方法的结果不同。请注意，相邻非径向剖面之间仍可能出现外流交叉，尤其是对于大尺度结构。上述讨论的日冕物质抛射便属于这种情况。在路径2–6中也观测到了日冕物质抛射的特征（未显示），且其起始高度逐渐增大，这可能与日冕物质抛射膨胀有关。

在图6d 中，我们还可以辨认出一些首次在Alzate 等人 (2021年中讨论过的慢速和快速移动特征，分别以字母“S”和“F”标记。尽管它们在图6c 中可能不太明显，但在单帧图像中也能辨认出来（见Alzate 等（2021）的图5）；此处的非径向高度-时间图（图6d）显示了相同的特征，但亮度更高、形态也更连贯。在日冕物质抛射发生前的数小时内，在位置角为 $\approx 75^o$ 、高度介于 2.1 和 3.1 R_s 太阳半径之间的 COR1视场径向剖面中观测到一个慢速特征。沿路径1的非径向剖面中也观测到了类似特征，其轨迹更清晰，延伸至 $\approx 1.5 R_s$。这再次凸显了非径向处理方法能够追踪时间和高度范围广泛的外流。日冕物质抛射发生后，可以清楚看到一个快速移动特征的例子。在$pa \approx 75^o$ 径向剖面中，我们看到对应的亮轨迹从 ≈2。1 R_s 延伸至 ≈3。1 R_s。在非径向剖面中，同一特征出现在 COR1视场中更高的位置（≈2。2 R_s），但可以毫无疑义地追踪至 COR2视场。

4. 讨论

我们开发了一种新方法，可根据 EUVI 195 °A、COR1 和 COR2 的观测，提取从太阳表面延伸至 8.0 R_s 的冕流边界剖面。通过追踪不同观测时刻的剖面演化，我们得以研究赤道冕流边界显著的时空变化。根据我们的分析和各方法所得结果，结合层析成像的等值线法效果最佳，能够生成更平滑的剖面，并绘制出非径向高度-时间图中的外流轨迹；这些轨迹在整个关注视场范围内都清晰可辨。尽管层析成像重建提取的位置点数量较少，但这些点在约束非径向剖面方面十分有价值，因为它们部分解决了观测数据中的视线方向问题。需要指出的是，本次分析所选用的判据专门针对 2008年1月宁静太阳时期进行了调整。要确立固定判据或最佳实践，以便应用这项分析，还需研究其他冕流和不同的太阳日冕条件。

聚焦于利用层析成像方法得到的轮廓结果，我们研究了冕流边界的动态变化。固定高度处冕流边界位置角的时间序列呈现出一种趋势，南边界的这一趋势尤为明显，这与冕流在纬度方向上逐渐拓宽相对应；这一现象在图1f 的日冕电子密度层析成像重建中清晰可见。从卡林顿经度值 $\approx 127^o$ （1月10日前后以白色实心圆表示）到 $\approx 330^o$ （1月22日前后以橙色实心圆/方块表示），图中代表较高密度区域、因而对应日冕流冕的红色区域随着卡林顿经度减小而逐渐扩展，也就是说，随着时间推移而逐渐扩展。

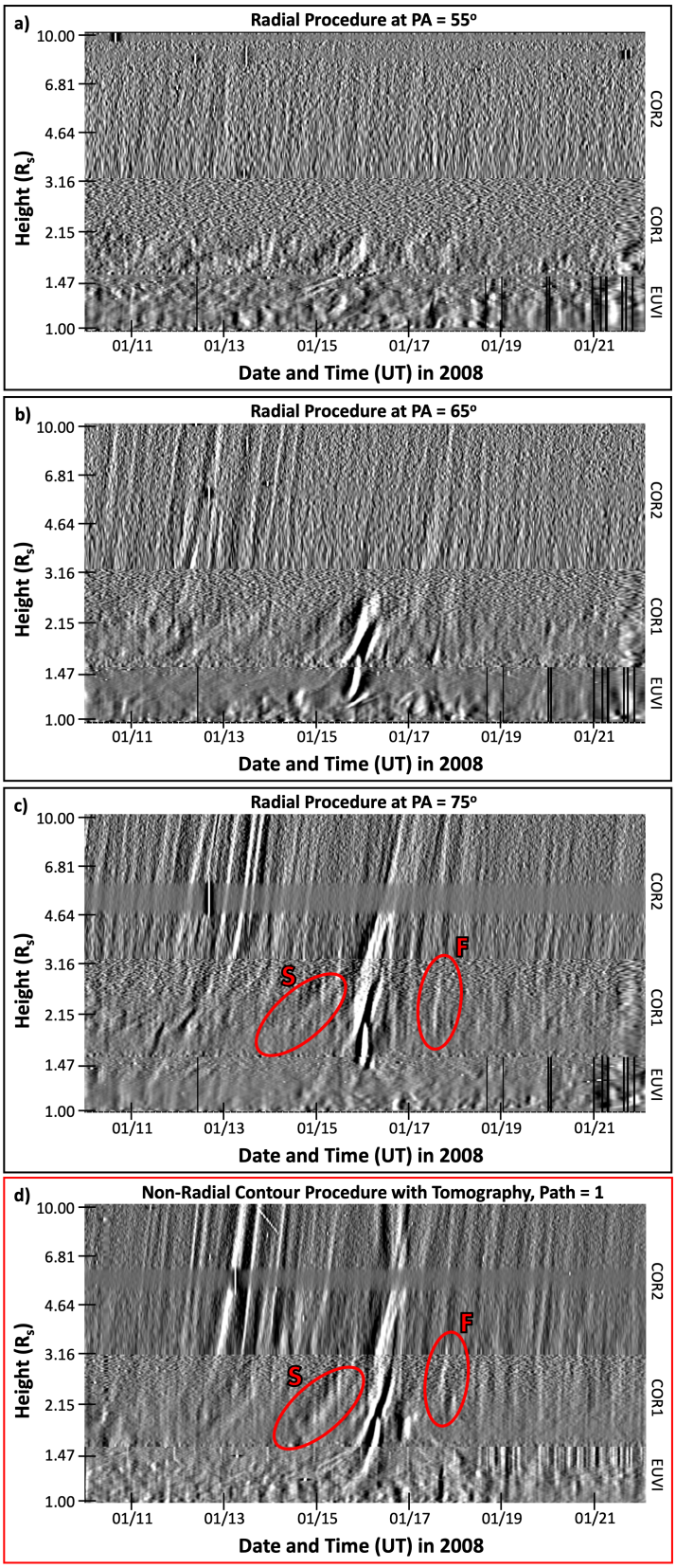

图6. 对比径向高-时图，使用Alzate 等人(2021年)的方法，以及使用我们新方法绘制的非径向高-时图。a-c) 以 a) 位置角=55°、b) 位置角=65° 和 c) 位置角=75°为中心的径向切片对应的径向 EUVI、COR1 和 COR2 合成图。d) 使用轮廓与层析成像方法得到的路径=1。

除了长期趋势外，冕流边界的时间序列表示还呈现出波动。通过采用稳健的谱分析（Di Matteo 等（2021）），我们得以揭示冕流边界部分区域的位置角变化具有周期性。我们识别出位置角振荡的周期为 36–48 小时（5.8–7.7 μHz）和 10.5–14.6 小时（19.0–26.5 μHz）；后者的频率随高度增加而逐渐降低。主要出现在 1.4-2.4 R_s处的较高频率位置角周期性变化，在1月15日日冕物质抛射发射后呈现出更大的振幅波动。这表明这种变化可能与流注波有关；流注波是流注茎的横向运动，据信由流注与日冕物质抛射相互作用引起（Chen 等（2010）；Feng 等（2011）；Decraemer 等（2020））。白光日冕仪数据中观测到的流注波，其周期范围据报道从 $\lesssim$100分钟（Chen 等（2010）；Feng 等（2011））到 8 小时（Decraemer 等（2020））。与耀斑和日冕物质抛射相关的其他大尺度扰动还包括磁流体力学（MHD）快磁声波；在太阳日冕中，这类波的时间尺度可达数小时（Kwon 等（2013）；Nakariakov 等（2016））。大尺度瞬变日冕波也能触发极紫外太阳日珥中的横向振荡（Hershaw 等（2011）；Lin（2011））。然而，密集而低温的日珥细丝中与 kink 波相关的较长周期为 10–100 分钟（Aschwanden 等（2002）；Terradas 等（2002）；Hershaw 等（2011）；Hillier 等（2013）），比我们分析中观测到的周期短一个数量级。因此，本研究报告的冕流边界周期性波动很可能与头盔流光的空间形变有关，尽管较高频率分量可能与流注波存在一定联系。

正如Alzate 等人（2021年）所指出的，由径向切片生成的高度-时间图无法捕捉在 EUVI 与 COR1 之间传播的结构的非径向特性（例如，图6c 未能清晰显示日冕物质抛射亮度轮廓与 EUVI 的联系）。在天空平面内传播的结构将穿过不止一个径向切片，因此其轨迹会出现在相邻切片的图中。这会导致轨迹亮度发生变化，但这种变化并不能反映相应特征真实的亮度变化。对于视线方向上的非径向运动，根据径向剖面得到的速度变化会造成特征减速或加速的假象。尽管后一问题在这一过程中仍然存在，但本文提出的非径向方法是一种旨在处理等离子体团在天空平面内二维运动的新方法。图5和6d 所示的非径向高度-时间图展示了结构从太阳向外移动、穿过 EUVI、COR1 和 COR2 视场的完整路径。需要注意的是，在某些情况下，可以明确地追踪到日心距离远小于 2 的太阳风团0 R_s，并以不间断的方式穿过全部三个视场。特别是在图6d 中，我们可以看到日冕物质抛射从 EUVI（轨迹最低可达 1。1 R_s）沿同一条非径向路径延伸至 COR2 的细节；而在面板c中，只能清晰看到一条日冕物质抛射轨迹从 1。开始。5 R_s因此，这一新方法能够更好地约束特定太阳风团源区的识别。

非径向高度-时间图证实了 Alzate 等人(2021年) 最初发现的慢速和快速移动特征确实存在。在图 6d 中，COR1视场内识别出了这两类外流。对其他非径向路径（未显示）的结果也表明，EUVI 和 COR2 中同样存在慢速和快速移动特征。值得注意的是，借助我们新的方法，我们能够排除高度-时间图中因明亮冕流在天空平面内旋转而造成的表观运动（Alzate 等（2021））。这进一步支持了这些慢速和快速移动特征的物理真实性。对其他非径向路径结果的进一步分析

STEREO COR1	$< v_r >$	$v_{r,min/max}$	v_h	v_{pa}
CME	~40.8	/	36.3±23.8	9.5±10.0
Slow	~4.4	3.2–6.4	10.4±5.1	2.1±0.7
Fast	~131	95–135	42.2±19.6	-4.7±3.1

表 2. 天空平面速度，单位为 km s^{-1}，根据 COR1 估算。根据 Alzate 等人 (2021年)， $< v_r >$ 和$v_{r,\ min/max}$ 是沿径向路径的平均速度和最小/最大速度（仅针对慢速/快速特征）。根据非径向高度-时间剖面，v_h 和 v_{pa} 分别是图6d 中所示日冕物质抛射、慢速和快速特征的径向速度与纬向速度估值（含标准差）。

目前正在进行中，重点关注较小的特征（亚流线尺度），并将作为未来研究的主题。

非径向高度-时间图的另一项优势是能够估算沿径向（v_h）和纬向（v_{pa}）方向的外流速度。这里，我们以日冕物质抛射传播过程中的亮度剖面，以及在 COR1 视场中识别出的慢速和快速运动特征为例。我们在高度-时间图的亮度剖面上选取 11 个点，假设这些点代表同一团日冕等离子体，并提取相应的时间、高度和位置角。随后，我们计算相邻点坐标值（$pa,\ h$）的变化量与对应时间之比，得到速度。为减少不确定性（主要与手动选择点有关），我们对每条轨迹重复这一方法十次，并计算平均速度和标准差。我们将结果汇总于（表2），并与 $< v_r >$ 以及日冕物质抛射、慢速和快速特征的径向速度最小/最大值$v_{r进行比较：这些数值由min/max}$ 根据径向切片估算。Alzate 等人 (2021年)。我们发现，日冕物质抛射的结果一致，平均速度相近；慢速特征的v_h 数值则落在$v_{r,\ min/max}$ 范围内。 v_h 而快速运动特征的速度明显低于$< v_r >$，且低于$v_{r,\ min/max}$ 所报告的范围 Alzate 等人 (2021年。当前结果表明，快速特征的速度估算可能最容易受到非径向等离子体运动和/或流线演化的影响。纬向速度为了解日冕物质抛射和小尺度特征的传播性质提供了更多线索。我们得到的结果显示，在天空平面上，日冕物质抛射和慢速运动特征向南传播，而快速运动特征向北传播。未来若进一步对纬向速度进行统计分析，或可加深我们对这些小尺度特征性质的认识。

5. 结论

我们介绍了一种方法，用于识别经过先进图像处理技术处理的极紫外和白光图像中的流冕边界。在不同数据集组合和两种边界识别判据（轮廓法和峰值法）中，结合层析成像的轮廓法在表征流冕边界动力学方面表现最佳。识别出流冕边界后，我们将其间距按高度划分为七个相等部分，从而在冕流内部生成非径向路径，并假设外流沿这些路径运动。在这项工作中，我们展示了：

1. 对流线边界位置角时间序列进行谱分析，揭示了部分剖面具有振荡特性，这可能与日冕电子密度的空间分布或流注波的出现有关。

2. 非径向方法对于解析日冕流附近天空平面内等离子体团的运动非常有效。3. 非径向方法在通过 EUVI、COR1 和 COR2 视场（尤其是在 $\leq 2.0\ R_s$ 以下）对外流进行不间断跟踪方面显示出极高的价值。因此，这种方法对于识别外流源区非常有用，并进而有助于理解太阳风形成过程，为当前太阳风模型施加约束。

在未来的研究中，我们计划将分析扩展到非径向高度-时间图中明显可见的其他（较小的）外流。我们计划采用更稳健的方法提高速度估算的准确性，并通过多航天器观测进一步约束视线效应。目前，我们正在将本文所示非径向高度-时间图中的外流速度与Alzate 等人(2021年)所识别的外流速度进行比较。

致谢

作者谨向匿名审稿人致谢，感谢其提出宝贵而详尽的意见，提升了本文的质量。N. Alzate 感谢美国国家航空航天局 ROSES 计划通过 HGI 资助（编号 80NSSC20K1070）和 PSP-GI 资助（编号 80NSSC21K1945）提供支持。H. Morgan 感谢英国科学技术设施委员会资助 ST/S000518/1，以及授予阿伯里斯特威斯大学的 Leverhulme 资助 RPG-2019-361。S. Di Matteo 的工作由 ECIP 资助（编号 80NSSC21K0459）和 PSP-GI 资助（编号 80NSSC21K1945）提供支持。层析成像图可在此处获取https://solarphysics.aber.ac.uk/Archives/tomography/。

观测设施：STEREO（EUVI、COR1 和 COR2）。这些层析成像图由威尔士超级计算中心制作。

软件：本研究使用的光谱分析代码可在 Zenodo 平台免费获取（Di Matteo 等人2020年）

参考文献

Alzate, N., Morgan, H., Viall, N., & Vourlidas, A. 2021年, 《天体物理学杂志》, 919, 98, doi: 10.3847/1538-4357/ac10caAschwanden, M.J., De Pontieu, B., Schrijver, C. J., & Title, A. M. 2002, 《太阳物理学》, 206, 99, doi: 10.1023/A:1014916701283Bale, S. D., Badman, S.T., Bonnell, J.W., 等人 2019a, 《自然》, 576, 237, doi: 10.1038/s41586-019-1818-7—. 2019b, 《自然》, 576, 237, doi: 10.1038/s41586-019-1818-7Boe, B., Habbal, S., &Druckm¨uller, M. 2020, 《天体物理学杂志》, 895, 123, doi:10.3847/1538-4357/ab8ae6Chen, Y., Song, H.Q., Li, B., 等人 2010, 《天体物理学杂志》, 714, 644, doi: 10.1088/0004-637X/714/1/644

Chhiber, R., Usmanov, A. V., Matthaeus, W.H., & Goldstein, M. L. 2019, 《天体物理学杂志增刊》, 241, 11, doi: 10.3847/1538-4365/ab0652Decraemer, B., Zhukov, A. N., & Van Doorsselaere, T. 2020, 《天体物理学杂志》, 893, 78, doi: 10.3847/1538-4357/ab8194DeForest, C. E., Howard, R. A., Velli, M.,Viall, N., & Vourlidas, A. 2018, 《天体物理学杂志》, 862, 18, doi: 10.3847/1538-4357/aac8e3Di Matteo, S., Viall, N. M., & Kepko, L. 2020, SPD MTM：SPEDAS 框架的谱分析工具，v1.0，doi: 10.5281/zenodo.3703168

Di Matteo, S., Viall,N.M., &Kepko,L. 2021年, J ournal of GeophysicalResearch (Space Physics), 126, e28748, doi: 10.1029/2020JA028748Feng, S. W., Chen, Y., Li,B., etal.2011, 《太阳物理学》, 272, 119, doi: 10.1007/s11207-011-9814-6Fox, N.J., Velli, M.C.,Bale, S.D.,et al.2016, 《空间科学评论》, 204, 7, doi:10.1007/s11214-015-0211-6Hershaw, J., Foullon, C., Nakariakov,V.M., & Verwichte, E. 2011,《天文学与天体物理学》, 531, A53, doi: 10.1051/0004-6361/201116750Hillier,A., Morton, R. J., & Erd´elyi,R.2013, 《天体物理学杂志快报》,779, L16, doi: 10.1088/2041-8205/779/2/L16Howard, R.A., Moses, J.D.,Vourlidas,A.,etal. 2008, 《空间科学评论》, 136,67, doi: 10.1007/s11214-008-9341-4Howard, R.A., Vourlidas, A.,Bothmer, V.,etal. 2019, 《自然》, 576, 232, doi: 10.1038/s41586-019-1807-xKaiser, M. L., Kucera,T. A.,Davila,J. M.,etal. 2008, 《空间科学评论》, 136,5, doi: 10.1007/s11214-007-9277-0Kwon, R.-Y., Ofman, L., Olmedo, O.,etal. 2013, 《天体物理学杂志》, 766, 55, doi: 10.1088/0004-637X/766/1/55Lin, Y. 2011, 《空间科学评论》,158,237, doi: 10.1007/s11214-010-9672-9McComas, D. J.,Christian,E.R., Cohen, C. M. S., etal. 2019, 《自然》, 576,223, doi: 10.1038/s41586-019-1811-1Morgan, H. 2015,《天体物理学杂志增刊》, 219,23, doi: 10.1088/0067-0049/219/2/23—. 2019, 《天体物理学杂志增刊》, 242, 3, doi: 10.3847/1538-4365/ab125d Morgan, H., & Cook, A. C. 2020, 《天体物理学杂志》, 893, 57, doi: 10.3847/1538-4357/ab7e32Morgan, H., & Druckm¨uller, M. 2014, 《太阳物理学》, 289, 2945, doi: 10.1007/s11207-014-0523-9Morgan, H., Habbal, S. R., & Woo, R. 2006, 《太阳物理学》, 236, 263, doi: 10.1007/s11207-006-0113-6Nakariakov, V. M., Pilipenko, V., Heilig, B., 等。2016, 《空间科学评论》, 200, 75, doi: 10.1007/s11214-015-0233-0Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F. 1969, 《太阳物理学》, 6, 442, doi: 10.1007/BF00146478Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., 等。2012, 《太阳物理学》, 275, 229, doi: 10.1007/s11207-011-9842-2Schrijver, C. J., & De Rosa, M. L. 2003, 《太阳物理学》, 212, 165, doi: 10.1023/A:1022908504100Seaton, D. B., Hughes, J. M., Tadikonda, S. K., 等。2021, 《自然·天文学》, 5, 1029, doi: 10.1038/s41550-021-01427-8Terradas, J., Molowny-Horas, R., Wiehr, E., 等。2002, 《天文学与天体物理学》, 393, 637, doi: 10.1051/0004-6361:20020967Thompson, W. T., Davila, J. M., Fisher, R. R., 等。2003, 载于《光电与光学仪器工程师协会（SPIE）会议系列》, 第4853卷, 《太阳天体物理学创新望远镜与仪器》, 编辑: S. L. Keil 和 S. V. Avakyan, 1–11, doi: 10.1117/12.460267Thomson, D. J. 1982, 《IEEE学报》, 70, 1055 Vourlidas, A., Carley, E. P., & Vilmer, N. 2020, 《天文学与空间科学前沿》, 7, 43, doi: 10.3389/fspas.2020.00043West, M. J., Seaton, D. B., Wexler, D. B., 等。2022, arXiv电子印本, arXiv:2208.04485。https://arxiv.org/abs/2208.04485