利用多航天器数据同化研究2022年3月30日的太阳高能粒子输运

arXiv:2602.00765v1 [astro-ph.SR] 31 Jan 2026

Takashi Minoshima（通讯作者），数学科学与先进技术中心，日本海洋地球科学技术机构，日本横滨市金泽区昭和町3173-25，邮编236-0001，minoshim@jamstec.go.jp；Yoshizumi Miyoshi，宇宙地球环境研究所，名古屋大学，日本名古屋市千种区不老町，邮编464-8601；庆熙大学，韩国水原，miyoshi@isee.nagoya-u.ac.jp；Go Murakami，宇宙科学研究所，日本宇宙航空研究开发机构，日本神奈川县相模原市中央区吉野台3-1-1，邮编252-5210，go@stp.isas.jaxa.jp；Marco Pinto，欧洲空间局欧洲空间研究与技术中心，荷兰诺德韦克Keplerlaan 1，Postbus 299，邮编2200 AG；仪器与实验粒子物理实验室，葡萄牙里斯本Av. Prof. Gama Pinto，n.2，邮编649-003，mgpinto11@gmail.com；Daniel Schmid，奥地利科学院空间研究所，奥地利格拉茨Schmiedlstraße 6 A-8042，Daniel.Schmid@oeaw.ac.at；Ayako Matsuoka，京都大学理学研究生院地磁学与空间磁学数据分析中心，日本京都市左京区北白川追分町，邮编606-8502，matsuoka@kugi.kyoto-u.ac.jp；Wolfgang Baumjohann，奥地利科学院空间研究所，奥地利格拉茨Schmiedlstraße 6 A-8042，Wolfgang.Baumjohann@oeaw.ac.at；David Fischer，奥地利科学院空间研究所，奥地利格拉茨Schmiedlstraße 6 A-8042，david.fischer@oeaw.ac.at；Kazumasa Iwai，名古屋大学宇宙地球环境研究所，日本名古屋市千种区不老町，邮编464-8601，k.iwai@isee.nagoya-u.ac.jp；Shinsuke Imada，东京大学理学研究生院地球与行星科学系，日本东京文京区本乡7-3-1，邮编113-0033，imada@eps.s.u-tokyo.ac.jp

预印本于2026年2月3日提交至地球、行星与空间

摘要

我们分析了2022年3月30日由BepiColombo和STEREO-A航天器同时观测到的一次独特的太阳高能粒子事件。这两艘航天器的日心距离分别为0.6和1.0天文单位，预计大致沿同一条磁力线排列，为研究内日球层中的粒子输运过程提供了宝贵机会。能量高于1.0兆电子伏特的质子在上升阶段表现出速度弥散，表明高能粒子产生于太阳附近，可能与日冕物质抛射有关。相比之下，衰减阶段的质子表现为持续时间较长的时间剖面，且在1.0天文单位处的时间尺度长于0.6天文单位处，表明粒子偏离了弹道传播。通过将这些多航天器观测数据同化到聚焦输运方程的数值模拟中，我们首次估算了平行于磁场方向的平均自由程随时间变化的序列。推断出的平均自由程随时间减小，并在衰减阶段于STEREO-A所在位置接近0.5–1.0天文单位，表明散射对粒子输运的影响日益增强。独立的STEREO-A观测显示磁场涨落不断增强，从定性上支持了这一解释，并提示粒子输运与局地场涨落之间存在联系。然而，预计只有部分磁场涨落会对粒子散射产生作用，这可能是由于磁场涨落具有多维特性。

关键词

太阳高能粒子（SEPs），多航天器观测，聚焦输运模拟，数据同化

1 引言

太阳高能粒子（SEPs）是能量从几千电子伏特到数吉电子伏特不等的高能带电粒子，由太阳上的高能现象产生，随后被抛射至行星际空间（Reames 1999年；Desai 和 Giacalone 2016年）。太阳高能粒子事件为通过原位观测研究稀薄等离子体中的粒子加速和波粒相互作用过程提供了独特的天然实验室。因此，深入了解太阳高能粒子的起源和动力学，不仅对空间

等离子体物理学至关重要，对天体物理学及相关研究领域也同样重要。此外，准确预测太阳高能粒子剖面对空间天气业务至关重要，因为能量高于 10 兆电子伏特的太阳高能粒子会对现代社会构成主要威胁，导致无线电通信故障、飞机和卫星上的设备发生故障和性能退化，并使宇航员暴露于辐射之中（例如，Townsend 2021年；Mertens 和 Tobiska 2021年）。随着人类活动扩展至地球磁层之外，这一问题的重要性预计还将日益增加。

空间等离子体中高能粒子的运动可用平均自由程来表征，而平均自由程主要受波粒相互作用而非二体碰撞支配。波强度越高，由于相互作用更加频繁，平均自由程越短，从而增强粒子约束。一个显著的应用是粒子的扩散激波加速，在这一过程中，粒子通量从激波上游侧到下游侧呈指数增长（Bell 1978；Blandford and Ostriker 1978）。平均自由程（或等效地，扩散系数）不仅控制粒子的空间分布，还影响粒子加速效率和最大可达能量。因此，准确确定平均自由程对于理解高能粒子的加速与输运至关重要，其中包括太阳高能粒子（例如，Zank 等人 2000；Li 等人 2012；Hu 等人 2017）。

太阳耀斑和日冕物质抛射（CME）的加速区释放太阳高能粒子后，它们主要沿标称的帕克螺旋磁场传播。根据太阳风条件，太阳高能粒子沿磁力线及横跨磁力线的传播方式可能是弹道式或扩散式。这些过程由平行和垂直平均自由程表征，分别为 $\lambda_{\parallel}$ 和 $\lambda_{\perp}$。准确了解平均自由程对于可靠预测太阳高能粒子至关重要。Palmer（1982）总结了一项基于太阳高能粒子观测估算平均自由程的比较研究，报告称，在广泛的粒子刚度范围内（5×10^{-4} 至 5 GV），1.0天文单位处测得的平行平均自由程为 0.08 至 0.3 天文单位。然而，这一共识与标准准线性理论（Jokipii 1966）对平均自由程大小及其刚度依赖性的预测相矛盾。后续研究致力于调和理论与观测之间的这一差异（例如，Wanner 和 Wibberenz 1993；Wanner 等人 1993 ）。具体而言，Bieber 等人（ 1994 ）提出，将耗散区以及磁场涨落的动态特性纳入考量，以修正标准理论推导出的刚度依赖性，从而更好地符合观测结果。此外，Bieber 等人（1996）考虑了磁场涨落的多维特性，以解决标准理论推导出的平均自由程远短于太阳高能粒子观测所得结果的问题。这些

理论进展已通过观测与数值建模的比较得到验证（Dröge 2003；Dröge 和 Kartavykh 2009；Tautz 和 Shalchi 2013；Lang 等人 2024）。为了根据太阳高能粒子观测估算平均自由程，研究人员利用聚焦输运方程的数值解对粒子通量时间剖面和一阶各向异性进行建模，并将平行平均自由程作为拟合参数（例如，Dröge 2000；Qin 等人 2005、2006）。当观测数据仅来自一个位置时，必须对参考位置处的注入时间剖面进行建模，才能求解该方程。常采用狄拉克δ函数或唯象剖面，并通过拟合确定其形式。然而，由于平均自由程与时间剖面密切相关，注入剖面的不确定性会显著影响平均自由程的估算。利用多个磁连接良好的位置进行同步观测，可以缓解这一局限。目前，许多原位探测航天器，包括帕克太阳探测器、太阳轨道器、BepiColombo、ACE、STEREO 和木星冰卫星探测器，均能够在不同日心距离和经度处测量太阳高能粒子。将不同位置的同步观测与数值模型相结合，有望更深入地理解太阳高能粒子的加速和输运过程。例如，Dröge 等人（2014、2016）结合三维数值模型，分析了 STEREO 和近地航天器在不同经度处获取的数据，以研究高能电子的平行和垂直平均自由程。Palmerio 等人（2024）利用多航天器观测和针对高能质子的无散射聚焦输运模拟开展综合研究，并讨论了在日冕内进行粒子加速的必要性。

本文报告了一次独特的太阳高能粒子事件，该事件发生于2022年3月30日，并由BepiColombo和STEREO-A航天器同时观测到；两者的日心距离分别为0.6和1.0天文单位。这两艘航天器大致沿同一条磁力线排列，为研究磁连接观测点之间的太阳高能粒子输运提供了宝贵机会。利用这一配置，我们首次在多航天器太阳高能粒子观测中，将数据同化技术应用于聚焦输运方程的数值模拟。我们将1.0天文单位处观测到的太阳高能粒子通量同化到由0.6天文单位处观测驱动的模型中，旨在推断平行平均自由程随时间的变化。在第2节中，我们报告太阳高能粒子观测结果及相应的太阳风条件。在第3节中，我们通过对聚焦输运模拟进行数据同化来解释观测结果。最后，在第4节中，我们根据观测和模拟结果讨论这一太阳高能粒子事件的一种可能情景。

2 观测

2022年3月30日17:21世界时，N13W31（AR12975）发生了一次强烈的X1.3级耀斑。根据SOHO/LASCO日冕物质抛射目录（Gopalswamy等，2009年），随后于18:00世界时观测到一次向西的日冕物质抛射，其速度为641 km s^{-1}。当时，BepiColombo和STEREO-A航天器的日心距离分别为0.6天文单位和1.0天文单位。图1显示了通过Solar-Mach Python工具（Gieseler等，2023年）推算的航天器位置。由于STEREO-A所在位置的太阳风速度随时间降低（如第2.2节所示），我们给出两幅对应STEREO-A不同速度的图像：（a）2022年3月30日17:30世界时的700 km s^{-1}，以及（b）3月31日08:00世界时的500 km s^{-1}。由于此次事件没有可用的等离子体数据，我们假设BepiColombo所在位置的太阳风速度与STEREO-A处相同。BepiColombo和STEREO-A的斯托尼赫斯特日面坐标分别为（$-1.6°$, $-9.8° \sim -9.3°$）和（$-7.3°$, $-33.1°$）。Solar-Mach估算出它们在太阳表面的磁足点经度：BepiColombo为 $11.1° - 20.2°$，STEREO-A为 $1.0° - 14.6°$。Rivera等（2024年）报告了2022年2月帕克太阳探测器在0.06天文单位处与太阳轨道器在0.6天文单位处对等离子体流的同步观测；相应地，源表面上的经度跨度为 $5°$。尽管此类条件可能因事件而异，这一结果或可支持我们的假设，即BepiColombo和STEREO-A大致沿同一条磁力线排列，并连接到经度跨度约为 $5° - 10°$的相似源区。

2.1 高能粒子

在此次事件期间，高能粒子由水星行星轨道器（MPO；Benkhoff 等，2021）上的 BepiColombo 环境辐射监测器（BERM；Pinto 等，2022）、水星磁层轨道器（Mio；Murakami 等，2020；Kinoshita 等，2025）上的太阳粒子监测器（SPM），以及 STEREO-A 上的低能望远镜（LET；Mewaldt 等，2008）探测到。由于它们相对于帕克螺旋磁场的位置，预计这两艘航天器在不同日心距离上观测到了同一粒子群。

图2显示了BERM在0.6天文单位处以及LET在1.0天文单位处于三个能道中观测到的质子通量，时间跨度为30小时，从3月30日17:20世界时至3月31日23:20世界时。在0.6天文单位处，剖面在23:00世界时之前迅速上升，随后逐渐衰减。BERM通量在22:30世界时达到峰值

对于1.5-5.9兆电子伏特，5.9-9.1兆电子伏特为21:15世界时，13.0-20.7兆电子伏特为19:55世界时，呈现出明显的速度弥散。相比之下，在1.0天文单位处的LET剖面中识别出两个不同的分量：一个前置分量，其特征是在21:00世界时之前急剧上升且波动较大，以及随后的持久分量。前置分量的峰值出现在：1.8-3.6兆电子伏特为20:40世界时，4.0-6.0兆电子伏特为20:10世界时，6.0-10.0兆电子伏特为19:50世界时，表现出速度弥散。持久分量的峰值出现在：1.8-3.6兆电子伏特为22:57世界时，4.0-6.0为22:00世界时，6.0-10.0兆电子伏特为21:57世界时。预计6.0兆电子伏特前置分量在0.6天文单位处将于19:20世界时左右达到峰值。然而，（b）图所示的5.9-9.1兆电子伏特BERM通量在此时并未呈现明显峰值。这表明LET探测到的前置分量并未被BERM观测到。

BERM 和 LET 中与速度相关的峰值时间表明，至少在上升阶段，粒子经历了弹道传播。为估算与能量无关的释放时间 t_0 以及粒子从释放位置出发的路径长度 L，我们进行了速度弥散分析（例如，Lintunen 和 Vainio，2004）。利用 BERM 的 1.5-5.9 兆电子伏和 LET 的 6.0-10.0 兆电子伏能道的时间剖面，我们首先将起始时间定义为通量超过最大值一半的时刻。随后，我们利用上升阶段时间剖面的互相关，计算相邻能道之间的时间滞后，从而得到每个能道的起始时间 t_{on}（E）；图2中的竖直虚线标示了这些时间。通过对数据拟合回归直线，推断释放时间和路径长度，t_{on}（E） $= t_0 + L/v$（E），其中 v（E）为粒子速度。结果如图3所示。推算出的路径长度为：从 BepiColombo 所在位置出发为 0.56 ± 0.07 天文单位，从 STEREO-A 所在位置出发为 0.92 ± 0.02 天文单位（误差根据各仪器的时间分辨率评估）。采用 700 km s^{-1} 的太阳风速度，从太阳到这两台仪器的路径长度分别为 0.608 天文单位和 1.05 天文单位。因此，推断粒子释放位置的日心距离为 0.05-0.13 天文单位。然而，从 BepiColombo 推算的释放时间 ~ 19:42 世界时远晚于从 STEREO-A 推算的 ~ 18:12 世界时，这表明两台航天器在上升阶段观测到的粒子群可能存在差异；相关讨论见 § 4。

在图3中，对前置分量应用了 LET 时间剖面的速度弥散分析。假设注入时间为 19:42 世界时（根据 BERM 时间剖面的速度弥散分析估算得出），由粒子传播 1.0 天文单位所需的传播时间推算出 LET 时间剖面中持久分量的起始时间。对于 1.8 兆电子伏特、4.0 兆电子伏特和 6.0 兆电子伏特，预期起始时间分别为 21:57 世界时、21:13 世界时和 20:56 世界时，如图2中的垂直点划线所示。这些预期起始时间与

LET 时间剖面吻合良好，这表明两台仪器观测到的持久分量源自同一粒子群体。

与快速上升相反，BERM 和 LET 均观测到逐渐衰减的剖面。我们采用一种常用的现象学函数对这些剖面进行拟合（例如 Dröge 2000），

$$f_{\mathrm{fit}}(t) = \frac{C}{t} \exp\left(-\frac{\tau_r}{t} - \frac{t}{\tau_d}\right), \tag{1}$$

其中 τ_r 和 τ_d 分别表示上升和衰减时间尺度。拟合得到的衰减时间尺度随距离增加：在 BepiColombo 所处位置，1.5-5.9兆电子伏的衰减时间尺度为 7.2 小时，5.9-9.1兆电子伏的为 3.5 小时；在 STEREO-A 所处位置，这些时间尺度延长至 1.8-3.6兆电子伏的 23 小时、4.0-6.0兆电子伏的 19 小时，以及 6.0-10.0兆电子伏的 13 小时。假设两艘航天器观测到的是持久分量中的同一粒子群体，这些结果表明，衰减阶段的粒子输运偏离了弹道传播。

图4展示了同期由 GOES 搭载的太阳与银河质子传感器（SGPS；Kress 等，2021）在地球轨道观测到的 1.9-25兆电子伏质子通量。地球处的通量于3月31日世界时05:00左右开始上升，并在世界时07:00和 14:00左右出现两个明显峰值。这一增强源于与3月28日发生的太阳耀斑相关的日冕物质抛射抵达，其不在本研究范围之内。值得注意的是，在与 STEREO-A 上太阳高能粒子剖面主要阶段相对应的时段内，能量高于3.4兆电子伏的通量并未显著增强。ACE/EPAM 测得的 1.9-4.8兆电子伏质子通量以及 SOHO/COSTEP 测得的 4.3-7.8兆电子伏通量也呈现类似的时间变化（尽管存在一些数据缺口）。

2.2 太阳风

图5展示了此次事件期间由 STEREO-A 搭载的 PLASTIC 和 IMPACT 仪器（Galvin et al. 2008；Luhmann et al. 2008）获取的等离子体和磁场数据时间剖面，这些仪器监测了 1.0天文单位处的太阳风条件。在面板 (f) 中，对比了 BepiColombo 和 STEREO-A 所在位置的总磁场强度；前者的数据由 Mio 搭载的磁通门磁力仪 MGF 获取（Baumjohann et al. 2020）。3月30日世界时 17:20 事件开始后不久，STEREO-A 位于快速太阳风中，其速度为 $600 - 700$ km s^{-1}。密度和磁场均出现剧烈波动。到 20:00

世界时（最左侧的虚线）时，这些波动已停止。随后，太阳风条件保持相对稳定，密度为 1.5 cm^{-3} ，速度为 685 $\mathrm{km\ s}^{-1}$。这一时期的磁场分量为 $(B_R,\ B_T,\ B_N) = (-3.1,\ -0.8,\ -1.1)$，直至航天器于3月31日世界时 00:40 遇到一个不连续面。这一相对稳定时期与太阳高能粒子上升阶段相吻合。

3月31日00:40世界时之后，太阳风条件发生了显著变化。到23:20世界时，密度增至3.0 cm^{-3} ，速度降至500 $\mathrm{km\ s}^{-1}$ 。在此期间，航天器遭遇了多个磁场不连续面，平均磁场方向频繁变化。显著变化发生在02:30世界时至11:00世界时之间。从02:30世界时至07:00世界时， B_R分量由负值变为正值，而 B_T 和 B_N 分量则分别大体保持为正和为负。该时段的平均磁场矢量为$(B_R, B_T, B_N) = (0.2, 1.2, -1.0)$。07:00世界时之后， B_R 分量重新转回负 $\simeq -2.0$，随后于09:00世界时再次转为正 $\simeq 2.7$ 。在此期间， B_T 分量保持为正 $\simeq 2.8$，而B_N 分量则频繁改变方向。此外，该时段磁场涨落的幅度远高于此前时段。这些大幅磁场变化表明其显著偏离了标称帕克螺旋磁场，从而可能强烈影响衰减阶段的粒子输运。

为考察磁场涨落对粒子输运的影响，我们利用 STEREO-A 位置处的磁场数据和准线性理论（Jokipii 1966）估算平均自由程。根据大型磁场跃变的发生情况，将观测时段手动划分为多个时间窗口，如图 5 中的竖直虚线所示。对于每个时段，我们计算平均等离子体密度 n_0、速度 V_0 和磁场矢量 $\boldsymbol{B}_0$。将采样间隔为 1 秒的横向磁场涨落 $\delta\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_0$ 分解为 R 模和 L 模圆偏振波，随后使用 68 分钟的序列数据（对应 4,096 个数据点）进行傅里叶变换。在每个时段内，随机选取 50 个集合功率谱，计算其均值和标准误差。图 6 展示了 STEREO-A 在世界时 07:00 至 09:00 期间频率范围为 0.00024–0.5 Hz 内的一个功率谱密度示例 $P(\nu)$。该时段的平均质子回旋频率为 $\nu_p = \Omega_p/2\pi = (qB_0)/(2\pi m_p c) = 0.063$ Hz。虚线表示 1.5兆电子伏和 5.9兆电子伏质子（$v = 17,000$ 和 $33,600$ $\mathrm{km\ s}^{-1}$）的共振频率，其计算公式为

$$\nu_R = \nu_p \frac{V_0}{v} = 0.002 \left(\frac{B_0}{4.2\ \mathrm{nT}}\right) \left(\frac{V_0}{530\ \mathrm{km/s}}\right) \left(\frac{v}{1.7 \times 10^4\ \mathrm{km/s}}\right)^{-1}, \tag{2}$$

并且，在板状几何中，平行于磁场方向的有效平均自由程可估算为（Skilling 1975）

$$\lambda_{\parallel} \sim \frac{v}{\Omega_p}\left(\frac{\nu_R P(\nu_R)}{B_0^2}\right)^{-1}. \tag{3}$$

由于忽略了磁场涨落的多维特性，该估算给出的将是较小的限值（Bieber 等人，1996）。为计算共振频率$P(\nu_R)$处的功率谱密度，我们使用幂律函数 $\propto \nu^{-q}$拟合 0.0005 Hz 至 ν_p 之间的数据。所得谱指数为 $q = 1.68$ 和 1.61，分别对应 R 模和 L 模；对于 1.5 MeV 质子，功率谱密度分别为 68.9 和 49.8；对于 5.9 MeV 质子，分别为 217 和 150。图 7 展示了 1.0天文单位处估算的平行平均自由程以及磁场涨落谱指数随时间的演变。平均自由程随时间减小，在太阳高能粒子衰减阶段（17:20 世界时之后 10–20 小时）接近 0.1 天文单位。谱指数保持在 1.5–1.7 左右，接近惯性区中的 Kolmogorov 湍流谱。

3 数值模拟

根据此次事件期间的航天器构型，我们预计，在 BepiColombo 位置观测到的太阳高能粒子沿名义帕克螺旋磁场传播，并抵达 STEREO-A 位置。我们使用适当的输运方程，根据 0.6 天文单位处观测到的太阳高能粒子剖面，预测 1.0天文单位处的太阳高能粒子剖面，并将其与观测结果进行比较，以评估模型。为此，我们采用聚焦输运方程作为控制方程（Ruffolo 1995；Lario 等人 1998）：

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial t} = &-\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu v + \left\{1-\left(\frac{\mu v}{c}\right)^2\right\}V_{sw}^{c}\right] f \\ &-\frac{\partial}{\partial \mu}\left[-\frac{\left(1-\mu^2\right)v}{2}\frac{\partial \ln |B|}{\partial z}\left\{1+\mu\left(\frac{V_{sw}^{c}}{v}-\frac{vV_{sw}^{c}}{c^2}\right)\right\}-\mu\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial V_{sw}^{c}}{\partial z}\right] f \\ &+\frac{\partial}{\partial \mu}D_{\mu\mu}\frac{\partial}{\partial \mu}\left(1-\frac{\mu v V_{sw}^{c}}{c^2}\right) f,\end{aligned} \tag{4}$$

其中， $f(z,\ \mu,\ t)$表示质子分布函数， z是沿平均磁场方向的空间坐标， μ 是俯仰角的余弦， v 是在局部太阳风参考系中测得的质子速度， c 是光速， V_{sw}^{c} 是与太阳共同旋转的参考系中的太阳风速度，$|B|$ 是磁场强度。由于所考虑的质子速度远高于太阳风速度，我们忽略太阳风膨胀引起的动量变化。磁场

和太阳风速度由帕克螺旋磁场模型描述：

$$B_r = B_0 \left(\frac{r_{\rm sun}}{r}\right)^2, \tag{5}$$

$$B_\phi = B_r \frac{\Omega_{\rm sun} r}{V_{sw}} \left[\left(\frac{r_{\rm sun}}{r}\right)^2 - 1\right], \tag{6}$$

$$V_{sw}^c = V_{sw} \frac{|B|}{B_r}, \tag{7}$$

其中， $r_{\rm sun}$ 和 $\Omega_{\rm sun}$ 分别为太阳半径和角速度。我们假设太阳风速度恒定为 $V_{sw} = 600$ km s^{-1}，并使用关系式 $dr/dz = B_r/|B|$ 将日心距离 r 表示为 z 的函数，其中 $z = 0$ 对应 $r = 0.6$ 天文单位。

沿平均磁场运动的偏离通过俯仰角扩散进行建模（方程（4）右侧的第三项）。我们采用由动力学准线性理论（Dröge 2003）推导出的俯仰角扩散系数 $D_{\mu\mu}$；该理论将标准理论（Jokipii 1966；Hasselmann 和 Wibberenz 1970）扩展为允许通过 $\mu = 0$产生有限散射，

$$D_{\mu\mu}(\mu) = \frac{3v}{2\,(4-q)\,(2-q)\,\lambda_\parallel} \left(\sqrt{\mu^2 + \left(\frac{V_A}{v}\right)^2}\right)^{q-1} \left(1-\mu^2\right), \tag{8}$$

$$\lambda_\parallel = \xi \frac{v}{\Omega_p}, \tag{9}$$

其中， q （ $1 < q < 2$）对应于磁场涨落功率谱密度的谱指数， $\lambda_\parallel$ 表示平行于磁场的平均自由程。尽管这两个参数已根据第§2.2节中1.0天文单位处的磁场观测进行了估计，但我们在数值模拟中将其作为自由参数。在方程（9）中，假设空间均匀因子 ξ，我们将平均自由程表示为与局部回旋半径成正比。我们采用$V_A = 100$ km s^{-1}的阿尔芬速度（$\ll v$），其出现在方程（8）中，反映了磁湍流的动态性质（Bieber 等，1994）。

我们以 0.6 天文单位处的 BERM 观测数据 $F_{\rm BERM}$ 作为内边界条件，分别计算了 1.5–5.9 兆电子伏特和 5.9–9.1 兆电子伏特的质子通量，

$$f(0,\mu,t) = \frac{F_{\rm BERM}}{v|B|} C\mu^\alpha, \quad \text{for } \mu > 0, \tag{10}$$

其中， C 为归一化常数， $v|B|$ 表示从观测单位（粒子 cm^{-2} s^{-1}）转换为模拟单位（粒子 cm^{-1}）的转换因子，假设给定通量管的横截面积与磁场强度成反比。我们确认，指数 α 对下文讨论的模拟结果影响很小，因此采用 $\alpha = 2$。模拟区域

$z \in [0, 2.0$天文单位$]$（对应于 $r \in [0.6$天文单位 2.0天文单位$]$），而 $\mu \in [-1, 1]$ 分别离散为256和32个网格点。随后，将1.0天文单位处得到的质子通量与STEREO-A位置观测到的1.5-5.9兆电子伏和5.9-9.1兆电子伏通量进行比较；这些通量通过对LET能道拟合幂律函数得到。

3.1 数据同化

为了推断能够很好地再现 1.0 天文单位处观测结果的模型参数（ξ，q），我们采用数据同化技术。具体而言，我们将问题表述为状态空间模型，以便使用粒子滤波器进行数据同化（Gordon 等，1993；Kitagawa，1996）。对于第 i 个集合成员，时间 t 的状态向量记为 $\boldsymbol{x}_i(t)$，其中 $i = 1, \ldots\ldots, N$；它由质子分布函数$f_i(z, \mu, t)$和模型参数 $\boldsymbol{X}_i(t) = (\xi_i(t)\ q_i(t))$组成，后者决定俯仰角扩散系数。状态的演化由聚焦输运方程和模型参数的随机更新共同决定。时间 t 的观测向量对应于 LET 在 1.0 天文单位处测得的质子通量。系统噪声通过在每个同化步骤随机抽取模型参数引入，而观测噪声则假定服从泊松分布。这种状态空间表述为通过数据同化逐步估计模型参数奠定了基础。

在时间 $t = t_0$，每个集合成员的模型参数从均匀随机分布中采样，

$$\begin{cases} \xi_i \in [5, 15000], \\ q_i \in [1.1, 1.9], \end{cases} \tag{11}$$

其作为系统噪声的一种表示。同时，对所有集合成员采用方程（10）的相同内边界条件。分布函数 f_i 利用方程（4）随时间推进至 $t_1 = t_0 + \Delta t$，从而得到 $\boldsymbol{x}_i(t_1)$的预测分布。将1.0天文单位处的分布函数在相空间中积分，以计算似然函数 Λ_i，该似然函数在同化时间间隔 Δt 内基于LET数据 F_{LET}被建模为加权高斯函数，

$$F_i = v|B| \int_{-1}^{1} f_i d\mu, \tag{12}$$

$$\Lambda_i = \exp\left[-\frac{1}{2\Delta t} \int_{t_0}^{t_1} w(t) \left(\frac{F_{\mathrm{LET}} - F_i}{\Delta F_{\mathrm{LET}}} \right)^2 dt \right]. \tag{13}$$

其中，$w(t) \in [t_0, t_1]$ 是加权函数，ΔF_{LET} 是观测噪声。根据

粒子滤波器的方法，似然较高的集合成员会优先被复制，而似然较低的集合成员则会被舍弃。该抽样过程近似于 $\boldsymbol{x}_i(t_1)$的后验概率分布。随后，以与公式（11）相同的方式对每个集合成员的模型参数进行抽样，并在下一个时间步长重复这一过程， $t_0 \leftarrow t_1$， $t_1 \leftarrow t_1 + \Delta t$。该过程能够对分布函数和模型参数进行一步超前预测，从而为整个模拟时段的序贯数据同化奠定基础。

此次数据同化中的关键参数包括集合成员数量 N （通常数量越多，近似效果越好）、同化时间间隔 Δt 以及加权函数w（t）。为确保不同模型参数组在 1.0天文单位处产生足够不同的分布函数，我们将同化时间间隔设定为长于 0.6 至 1.0 天文单位之间的典型传播时间（约一小时），并令加权函数随 $t \in [t_0, t_1]$ 增大。因此，我们采用 $N = 10000$、 $\Delta t = 3.8$ 小时，以及 w（t） $= 1/[1 +$（$t_1 - t$） $/\Delta t_{\mathrm{LET}}]$，其中 $\Delta t_{\mathrm{LET}} = 60$秒为 LET 的时间采样间隔。附录中的孪生实验验证了数据同化的性能：实验使用已知模型参数生成合成观测，再将其同化以检验对这些参数的预测。

图 8(a) 和 (b) 比较了在1.0天文单位处观测（黑线）和模拟（灰色阴影）得到的1.5–5.9兆电子伏特和 5.9–9.1兆电子伏特质子通量时间剖面。模拟未能再现 LET 中观测到的前置分量（$t < 4$ 小时），这符合预期，因为在 BERM 中并未明显观察到对应的前置分量（图2）。之后（$t > 4$ 小时），模拟成功再现了观测到的剖面，表明在此期间 BERM 和 LET 观测到的是同一粒子群体。图 8(c) 和 (d) 展示了1.5兆电子伏质子和5.9兆电子伏质子的平均自由程 $\lambda_{\parallel}$ 概率分布随时间的演变。中位数（黑色实线）随时间减小，在衰减阶段（$t = 12 - 23$ 小时）分别趋近于约0.5天文单位和1.0天文单位。随后，两个通道的$\lambda_{\parallel}$ 都在 $t = 25$ 小时出现上升，之后又回到较小值。衰减阶段 $\lambda_{\parallel}$ 的减小反映出俯仰角散射增强，表明传播随时间从弹道传播转变为扩散传播。 $\lambda_{\parallel}$ 的能量依赖性尚未明确：在 $t > 14$ 小时，5.9兆电子伏质子的平均自由程较长，而在 $t < 14$ 小时则呈现相反趋势。图 8(e) 和 (f) 展示了谱指数 q的概率分布。除第一个时段外，其分布范围较广，且没有

明显的系统性趋势，这表明用于数据同化的积分通量（方程（12）–（13））对谱指数的选择并不敏感。

4 总结与讨论

2022年3月30日的太阳高能粒子事件被磁连接良好的 BepiColombo 和 STEREO-A 航天器同时观测到，它们的日心距离分别为 0.6 天文单位和 1.0天文单位，为研究内日球层中的粒子输运过程提供了宝贵机会。在 BepiColombo 所在位置仅观测到持久分量，而在 STEREO-A 所在位置，太阳高能粒子剖面则呈现出两个不同的分量：高度波动的前置分量和持久分量。两艘航天器在上升阶段均观测到了速度弥散。速度弥散分析得出的路径长度和释放时间分别为：BepiColombo 处为 0.56 天文单位和 19:42 世界时；STEREO-A 处（针对前置分量）为 0.92 天文单位和 18:12 世界时。根据 SOHO/LASCO日冕物质抛射目录（Gopalswamy 等，2009），这两个时段的日冕物质抛射高度分别为 18:12 世界时的 0.019 天文单位和 19:42 世界时的 0.041 天文单位。从太阳到 BepiColombo 的总路径长度为 0.6 天文单位，这表明日冕物质抛射可能是持久分量的来源。

相比之下，仅由 STEREO-A 观测到的前置分量的起源仍不明确。其起始时间比 BepiColombo 观测到的时间早得多，尽管预计 STEREO-A 在磁场上连接到一个比 BepiColombo 所连接区域距离耀斑位置略远的区域。根据前置分量推断，从太阳到 STEREO-A 的路径长度即使考虑 CME 高度中的投影效应，仍短于 1.0天文单位，这表明该分量不太可能起源于 CME。另一个可能的来源是由耀斑引发的晕波；正如 SDO/AIA 和 SOHO/LASCO 仪器所观测到的那样，晕波穿过日冕传播，并先于 CME。然而，为符合太阳高能粒子观测结果所需的传播速度，即 0.13 天文单位/(18:12 世界时 - 17:20 世界时) $= 6200$ km s^{-1}，超过了日冕中的典型快磁声波速度，因此这种解释仍不确定。

BepiColombo 所在位置未出现前置分量，可能归因于航天器和/或太阳风条件。由于 BERM 的视场有限且背向太阳，因此可能无法探测到从太阳流出的高度集中的粒子。上升阶段的前置分量可能对应于这类粒子。随着俯仰角分布

随时间逐渐弥散，这种效应会减弱。另一种可能是，由于太阳风速度存在差异，BepiColombo 与 STEREO-A 之间的磁连通性在上升阶段较弱或效果较差。由于

如图1所示，预计在上升阶段，两者在太阳表面上的磁足点经度间隔大于衰减阶段。随着太阳风速度发生变化，两艘航天器之间的磁连通性可能逐渐改善，这或许可以解释最初的差异，以及随后在上升阶段和衰减阶段太阳高能粒子时间剖面之间的一致性。与此同时，在上升阶段，两处位置均观测到总磁场强度随时间呈现类似的下降趋势（图5(f)），这似乎表明 BepiColombo 和 STEREO-A 位于相似的帕克螺旋上。因此，这一情形尚无定论。局地磁场结构也可能是缺少此类分量的原因之一，这仍有待未来研究。在衰减阶段，太阳高能粒子的时间剖面持续时间较长；与 BepiColombo 所在位置相比，STEREO-A 所在位置观测到的时间尺度更长，表明其偏离了弹道传播。我们采用包含俯仰角扩散的聚焦输运方程对这一结果进行建模。为了确定俯仰角扩散系数中使用的模型参数，我们首次将多航天器观测数据同化到聚焦输运模拟中，从而能够估算平均自由程的时间序列。从峰值到衰减阶段，模拟再现了观测到的剖面，表明在此期间 BepiColombo 和 STEREO-A 观测到的是同一粒子群体。推断出的平均自由程逐渐减小，对 1.5 MeV 质子约为 0.5 天文单位，对 5.9 MeV 质子约为 1.0 天文单位，这表明散射对粒子输运的影响日益增强。为验证这些结果，我们根据 STEREO-A 所在位置观测到的磁场涨落，独立估算了平均自由程。该估算值的时间变化与 SEP 数据同化得出的趋势定性一致，支持粒子输运与局地场涨落之间存在关联。然而，根据磁场涨落估算的平均自由程比数据同化所得结果短 5 至 10 倍：上升阶段约为 0.3 天文单位，衰减阶段约为 0.1 天文单位，而数据同化结果显示其数值大于 0.5 天文单位。考虑到上升阶段观测到了速度弥散，该阶段的平均自由程应远大于 1.0 天文单位。因此，磁场涨落所推算的平均自由程很可能被低估了。迄今为止，研究人员已探讨了根据太阳高能粒子观测和磁场涨落估算的平均自由程在数值上的差异。Bieber 等人（1994）指出，磁场

涨落中包含相当比例的垂直分量，而这些分量对粒子散射的贡献很小。因此，若假设磁场涨落完全符合板状几何，平均自由程可能会被低估。Bieber 等人（1996）指出，总磁场涨落中约有 20% 对应于能够有效散射粒子的平行分量。基于这一假设，标准准线性理论估算的平均自由程可乘以五，从而更接近数据同化的估算结果。

将功率谱密度的幂律模型纳入准线性理论后，谱指数 q 会出现在俯仰角扩散系数的表达式中，因此可以比较磁场观测与数据同化结果中的谱指数。观测到的磁场涨落给出的指数约为 1.6，但数据同化结果无法提供确切估计。在标准理论下，该指数通过关系式 $\lambda_{\parallel} \propto p^{2-q}$ 支配平均自由程对刚度（动量）的依赖性。然而，数据同化结果未显示出明显的刚度依赖性趋势，因此无法确切评估其与该指数的一致性。本研究采用的数据同化仅依赖于 1.0天文单位处的积分通量。未来的数据同化若能纳入俯仰角分布测量，将有助于更好地约束俯仰角扩散系数，并验证 $\lambda_{\parallel}$ 与 q之间的关系。

本研究仅考虑沿磁力线方向的扩散输运，而忽略由粒子散射和漂移以及磁力线游走引起的跨场扩散。跨场扩散通常包含在银河宇宙线输运进入日球层的模型中。跨场扩散的大小通常以垂直平均自由程与平行平均自由程（或扩散系数）之比 $\lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel}$来表示；对于太阳高能粒子，已有报道的取值范围很宽，从 10^{-4} 到1（Dröge等（2014）及其中的参考文献）。对于这一事件，我们根据以下事实约束垂直平均自由程：在地球处，直到3月31日05:00世界时才观测到能量高于3.4兆电子伏的质子出现显著增强，而位于地球东侧 33° 的STEREO-A在3月30日18:00世界时已经探测到这些质子。因此，方位角扩散系数和垂直平均自由程可能受到以下条件的限制

$$\kappa_{\phi\phi} \lesssim \frac{(33\pi/180)^2}{11 \times 3600} = 8.4 \times 10^{-6}\ s^{-1}, \tag{14}$$

$$\begin{aligned} A^2\kappa_{\phi\phi} &= \frac{v}{3}\left(\lambda_{\parallel}\sin^2\Psi + \lambda_{\perp}\cos^2\Psi\right) \\ &\Rightarrow \lambda_{\perp} \lesssim \frac{3A^2\kappa_{\phi\phi}}{v\cos^2\Psi}, \end{aligned} \tag{15}$$

其中 $\Psi = \tan^{-1}(B_\phi/B_r)$，且 $A = 1$ 天文单位。对于粒子速度和太阳风速度分别为33，600千米每秒（5.9 MeV 质子）和600千米每秒（$\cos\Psi = 0.81$）的情况，我们得到 $\lambda_\perp \lesssim 0.17$ 天文单位，该数值小于根据SEP数据同化推断出的平行平均自由程。垂直平均自由程的这一上限与跨场扩散所起的微小作用一致，支持本研究采用沿帕克螺旋磁场的一维输运模型。在不同日心经度处开展多航天器观测，有助于讨论跨场扩散的大小及其与平行扩散之间的关系，尤其是对于来自狭窄区域的脉冲事件（Dröge等（2014，2016））。

通过与方程（3）和（9）比较，我们的模型假设功率谱的形状在不同日心距离处相同，尽管这一假设尚未必得到观测验证。在此假设下，平行平均自由程与局部磁场强度成反比，$\lambda_\parallel \propto |B|^{-1} \propto r^b$ 其中 $b = 2$ 适用于 $r \ll A$，而 $b = 1$ 适用于 $r \gg A$。平均自由程的径向依赖性是粒子输运建模中的一个重要因素。Palmer（1982）总结的早期外日球层观测估计表明，在 1.0–5.0 天文单位范围内，$b = 0.9$ 为 1.8。最近，Chen等（2024）分析了帕克太阳探测器获取的磁场数据，以确定内日球层中的径向依赖性，得到在 0.1–0.8 天文单位范围内，$b = 1.17$。未来将开展一项综合研究，结合内日球层和外日球层中对太阳高能粒子及磁场的多航天器观测、基于真实观测的模型进行的聚焦输运模拟，以及对这些数据的同化，以全面理解太阳高能粒子的输运过程。

声明

数据和材料的可用性

本研究分析了从加州理工学院数据中心获取的 STEREO/LET 一级合并数据，以及从加利福尼亚大学洛杉矶分校数据服务器获取的 PLASTIC 和 IMPACT 二级数据。GOES-16 SGPX数据通过 SPEDAS 数据分析工具下载。本研究期间使用和/或分析的数据集，可在提出合理请求后向通信作者获取。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

经费资助

TM 获得 JSPS KAKENHI 项目资助，项目编号为 JP25H00625。KI 获得 JSPS KAKENHI 项目资助，项目编号为 24H00022 和 21H04517。

作者贡献

TM 和 YM 设计了本研究的概念和方法。GM 和 MP 提供了 MPO/BERM数据。DS、AM 和 WB 提供了 Mio/MGF数据，DF 对数据进行了清理和校准。GM、KI 和 SI 为 TM 和 YM 开展的数据分析和数值模拟提供了支持。TM 撰写了初稿，其他作者对其进行了审阅和编辑。

致谢

我们感谢匿名审稿人对稿件的仔细审阅及其建设性意见，这些意见极大地改进了本文。我们感谢BepiColombo、STEREO和GOES团队提供航天器数据，并感谢D. Shiota对CME观测提出的宝贵意见。本工作由名古屋大学宇宙地球环境研究所的联合研究计划开展。

附录A. 孪生实验

为评估将数据同化纳入聚焦输运模拟以推断模型参数的能力，我们开展孪生实验。首先，利用以 $q = 1.6$、方程（10）作为内边界条件以及平均自由程模型的模拟，生成了1.0天文单位处1.5-5.9 MeV质子的三组合成观测数据，

$$\lambda_{\parallel} = \begin{cases} 1.18\exp[-t_h/13.9], \\ 0.83, \\ 1.18\exp[t_h/27.8], \end{cases} \tag{A.1}$$

其中 $\lambda_{\parallel}$ 以天文单位为单位， t_h 表示以小时为单位的时间。随后，这些合成数据

按照 § 3.1 中相同的流程将其同化到模拟中，集合规模为$N = 1000$。

图9展示了三个测试案例中推断出的平均自由程的概率分布。结果表明，数据同化成功预测了平均自由程递减和恒定的模型（图(a)和(b)），其数值均小于1.0天文单位。相比之下，对平均自由程递增模型(c)的预测准确度较低。这是可以接受的，因为在这种情况下，传播近似为无散射，因此当平均自由程超过1.0天文单位时，解对其变化并不敏感。

参考文献

W. Baumjohann、A. Matsuoka、Y. Narita、W. Magnes、D. Heyner、K.-H. Glassmeier、R. Nakamura、D. Fischer、F. Plaschke、M. Volwerk、T. L. Zhang、H.-U. Auster、I. Richter、A. Balogh、C. M. Carr、M. Dougherty、T. S. Horbury、H. Tsunakawa、M. Matsushima、M. Shinohara、H. Shibuya、T. Nakagawa、M. Hoshino、Y. Tanaka、B. J. Anderson、C. T. Russell、U. Motschmann、F. Takahashi 和 A. Fujimoto。《BepiColombo-Mio磁强计飞往水星途中》。《空间科学评论》，216(8):125，2020年10月。doi: 10.1007/s11214-020-00754-y。

A. R. Bell. 激波前宇宙线的加速 - I. 《皇家天文学会月报》，182:147–156，1978年1月。doi: 10.1093/mnras/182.2.147。

J. Benkhoff, G. Murakami, W. Baumjohann, S. Besse, E. Bunce, M. Casale, G. Cremonese, K. H. Glassmeier, H. Hayakawa, D. Heyner, H. Hiesinger, J. Huovelin, H. Hussmann, V. Iafolla, L. Iess, Y. Kasaba, M. Kobayashi, A. Milillo, I. G. Mitrofanov, E. Montagnon, M. Novara, S. Orsini, E. Quemerais, U. Reininghaus, Y. Saito, F. Santoli, D. Stramaccioni, O. Sutherland, N. Thomas, I. Yoshikawa, and J. Zender. BepiColombo - 任务概述与科学目标。《空间科学评论》，217(8):90，2021年12月。doi: 10.1007/s11214-021-00861-4。John W. Bieber, William H. Matthaeus, Charles W. Smith, Wolfgang Wanner, May-Britt Kallenrode, and Gerd Wibberenz. 质子和电子平均自由程：重新审视Palmer共识。《天体物理学杂志》，420:294，1994年1月。doi: 10.1086/173559。

John W. Bieber、Wolfgang Wanner 和 William H. Matthaeus。具有宇宙射线输运意义的主导性二维太阳风湍流。《地球物理研究杂志》，101(A2)：

2511–2522，1996年2月。doi：10.1029/95JA02588。R. D. Blandford 和 J. P. Ostriker。天体物理激波引发的粒子加速。《天体物理学杂志快报》，221：L29–L32，1978年4月。doi：10.1086/182658。Xiaohang Chen、Joe Giacalone、Fan Guo 和 Kristopher G. Klein。基于帕克太阳探测器测得的湍流磁场，研究内日球层中高能带电粒子的平行扩散系数。《天体物理学杂志》，965(1)：61，2024年4月。doi：10.3847/1538-4357/ad33c3。Mihir Desai 和 Joe Giacalone。大型渐变型太阳高能粒子事件。《太阳物理学评论》，13(1)：3，2016年12月。doi：10.1007/s41116-016-0002-5。W. Dröge 和 Y. Y. Kartavykh。利用太阳高能粒子检验输运理论。《天体物理学杂志》，693(1)：69–74，2009年3月。doi：10.1088/0004-637X/693/1/69。

W. Dröge、Y. Y. Kartavykh、N. Dresing、B. Heber 和 A. Klassen。2010年2月7日太阳事件后行星际电子的宽广经度分布：观测与输运建模。《地球物理研究杂志（空间物理）》，119(8):6074–6094，2014年8月。doi: 10.1002/2014JA019933。

W. Dröge、Y. Y. Kartavykh、N. Dresing 和 A. Klassen。2010年8月一系列太阳粒子事件中高能电子的多航天器观测与输运建模。《天体物理学杂志》，826(2):134，2016年。doi: 10.3847/0004-637X/826/2/134。

Wolfgang Dröge。太阳粒子散射平均自由程的刚度依赖性。《天体物理学杂志》，537(2):1073–1079，2000年7月。doi: 10.1086/309080。

Wolfgang Dröge。《动力学准线性理论中的太阳粒子输运》。《天体物理学杂志》，589(2):1027–1039，2003年6月。doi: 10.1086/374812。A. B. Galvin、L. M. Kistler、M. A. Popecki、C. J. Farrugia、K. D. C. Simunac、L. Ellis、E. Möbius、M. A. Lee、M. Boehm、J. Carroll、A. Crawshaw、M. Conti、P. Demaine、S. Ellis、J. A. Gaidos、J. Googins、M. Granoff、A. Gustafson、D. Heirtzler、B. King、U. Knauss、J. Levasseur、S. Longworth、K. Singer、S. Turco、P. Vachon、M. Vosbury、M. Widholm、L. M. Blush、R. Karrer、P. Bochsler、H. Daoudi、A. Etter、J. Fischer、J. Jost、A. Opitz、M. Sigrist、P. Wurz、B. Klecker、M. Ertl、E. Seidenschwang、R. F. Wimmer-Schweingruber、M. Koeten、B. Thompson和D. Steinfeld。《STEREO天文台上的等离子体与超热离子成分（PLASTIC）探测项目》。《空间科学评论》，136(1-4):437–486，2008年4月。doi: 10.1007/s11214-007-9296-x。Jan Gieseler、Nina Dresing、Christian Palmroos、Johan L. Freiherr von Forstner、Daniel J. Price、Rami

Vainio、Athanasios Kouloumvakos、Laura Rodríguez-García、Domenico Trotta、Vincent Génot、Arnaud Masson、Markus Roth和Astrid Veronig。《Solar-MACH：用于分析太阳磁连接构型的开源工具》。《天文学与空间科学前沿》，9:384，2023年2月。doi: 10.3389/fspas.2022.1058810。

N. Gopalswamy、S. Yashiro、G. Michalek、G. Stenborg、A. Vourlidas、S. Freeland 和 R. Howard。《SOHO/LASCO日冕物质抛射目录》。《地球、月球与行星》，104(1-4)：295–313，2009年4月。doi：10.1007/s11038-008-9282-7。

Neil J Gordon、David J Salmond 和 Adrian FM Smith。非线性／非高斯贝叶斯状态估计的新方法。载于《*IEE*会刊*F*辑（雷达与信号处理）》，第140卷，第107–113页。IET，1993年。

K. Hasselmann 和 G. Wibberenz。关于平行扩散系数的注记。《天体物理学杂志》，162：1049，1970年12月。doi：10.1086/150736。

Junxiang Hu、Gang Li、Xianzhi Ao、Gary P. Zank 和 Olga Verkhoglyadova。二维日冕物质抛射驱动激波上的粒子加速与输运建模。《地球物理研究杂志（空间物理）》，122(11)：10,938–10,963，2017年11月。doi：10.1002/2017JA024077。

J. R. Jokipii. 宇宙线传播。I. 随机磁场中的带电粒子。《天体物理学杂志》，146:480，1966年11月。doi: 10.1086/148912.

G. Kinoshita、H. Ueno、G. Murakami、M. Pinto、K. Yoshioka和Y. Miyoshi。BepiColombo/MMO搭载辐射监测器标定模拟及其在内日球层探测中的应用。《地球物理研究杂志（空间物理）》，130(1): 2024JA033147，2025年1月。doi: 10.1029/2024JA033147.

Genshiro Kitagawa. 非高斯非线性状态空间模型的蒙特卡洛滤波器与平滑器。《计算与图形统计学杂志》，5(1):1–25，1996.

B. T. Kress、J. V. Rodriguez、A. Boudouridis、T. G. Onsager、B. K. Dichter、G. E. Galica和S. Tsui。来自美国国家海洋和大气管理局最新太阳质子传感器的观测。《空间天气》，19(12):e02750，2021年12月。doi: 10.1029/2021SW002750.

J. T. Lang、R. D. Strauss、N. E. Engelbrecht、J. P. van den Berg、N. Dresing、D. Ruffolo 和 R. Bandyopadhyay。《太阳高能粒子质子和电子平行平均自由程的详细调查》。《天体物理学杂志》，971(1):105，2024年8月。doi: 10.3847/1538-4357/ad55c3。

D. Lario、B. Sanahuja 和 A. M. Heras。《高能粒子事件：行星际激波作为 50 keV $<$ E $<$ 100 兆电子伏特质子加速器的效率》。《天体物理学杂志》，509(1):415–434，1998年12月。doi: 10.1086/306461。G. Li、A. Shalchi、X. Ao、G. Zank 和 O. P. Verkhoglyadova。《粒子加速与输运在一

n

斜向CME驱动激波。《空间研究进展》，49(6):1067–1075，2012年3月。doi: 10.1016/j.asr.2011.12.027。J. Lintunen 和 R. Vainio。基于模拟数据分析的太阳高能粒子事件起始。《天文学与天体物理学》，420:343–350，2004年6月。doi: 10.1051/0004-6361:20034247。J. G. Luhmann、D. W. Curtis、P. Schroeder、J. McCauley、R. P. Lin、D. E. Larson、S. D. Bale、J. A. Sauvaud、C. Aoustin、R. A. Mewaldt、A. C. Cummings、E. C. Stone、A. J. Davis、W. R. Cook、B. Kecman、M. E. Wiedenbeck、T. von Rosenvinge、M. H. Acuna、L. S. Reichenthal、S. Shuman、K. A. Wortman、D. V. Reames、R. Mueller-Mellin、H. Kunow、G. M. Mason、P. Walpole、A. Korth、T. R. Sanderson、C. T. Russell 和 J. T. Gosling。STEREO IMPACT探测任务目标、测量与数据产品概述。《空间科学评论》，136(1-4):117–184，2008年4月。doi: 10.1007/s11214-007-9170-x。Christopher J. Mertens 和 W. Kent Tobiska。高空/高纬度飞机的空间天气辐射效应。载于 Anthea J. Coster、Philip J. Erickson、Louis J. Lanzerotti、Yongliang Zhang 和 Larry J. Paxton 编，《空间天气效应与应用》，第5卷，第79页，2021年4月。doi: 10.1002/9781119815570.ch4。R. A. Mewaldt、C. M. S. Cohen、W. R. Cook、A. C. Cummings、A. J. Davis、S. Geier、B. Kecman、J. Klemic、A. W. Labrador、R. A. Leske、H. Miyasaka、V. Nguyen、R. C. Ogliore、E. C. Stone、R. G. Radocinski、M. E. Wiedenbeck、J. Hawk、S. Shuman、T. T. von Rosenvinge 和 K. Wortman。用于STEREO任务的低能望远镜（LET）和SEP中央电子设备。《空间科学评论》，136(1-4):285–362，2008年4月。doi: 10.1007/s11214-007-9288-x。Go Murakami、Hajime Hayakawa、Hiroyuki Ogawa、Shoya Matsuda、Taeko Seki、Yasumasa Kasaba、Yoshifumi Saito、Ichiro Yoshikawa、Masanori Kobayashi、Wolfgang Baumjohann、Ayako Matsuoka、Hirotsugu Kojima、Satoshi Yagitani、Michel Moncuquet、Jan-Erik Wahlund、Dominique Delcourt、Masafumi Hirahara、Stas Barabash、Oleg Korablev 和 Masaki Fujimoto。Mio——首个全面

e

水星空间环境探测：任务概述。《空间科学评论》《空间科学评论》，216(7):113 ，

2020年10月。doi: 10.1007/s11214-020-00733-3。

I. D. Palmer。行星际空间中低能宇宙射线的输运系数。《地球物理学与空间物理学评论》，20:335–351，1982年5月。doi: 10.1029/RG020i002p00335。Erika Palmerio、Janet G. Luhmann、M. Leila Mays、Ronald M. Caplan、David Lario、Ian G. Richardson、Kathryn Whitman、Christina O. Lee、Beatriz Sánchez-Cano、Nicolas Wijsen、Yan Li、Carlota Cardoso、Marco Pinto、Daniel Heyner、Daniel Schmid、Hans-Ulrich Auster和David Fischer。在WSA-Enlil-SEPMOD框架内改进太阳高能粒子事件起始的建模。《空间天气与空间气候》，14:3，2024年2月。doi: 10.1051/swsc/2024001。Marco Pinto、Beatriz Sanchez-Cano、Richard Moissl、Johannes Benkhoff、Carlota Cardoso、Patrícia Gonçalves、Pedro Assis、Rami Vainio、Philipp Oleynik、Arto Lehtolainen、Manuel Grande和Arlindo Marques。BepiColombo环境辐射监测器，BERM。《空间科学评论》，218(7):54，2022年10月。doi: 10.1007/s11214-022-00922-2。G. Qin、M. Zhang、J. R. Dwyer、H. K. Rassoul和G. M. Mason。弱散射条件下太阳高能粒子平均自由程的模型依赖性。《天体物理学杂志》，627(1):562–566，2005年7月。doi: 10.1086/430136。G. Qin、M. Zhang和J. R. Dwyer。绝热冷却对拟合太阳高能粒子平行平均自由程的影响。《地球物理研究杂志（空间物理）》，111(A8):A08101，2006年8月。doi: 10.1029/2005JA011512。D. V. Reames。太阳及日球层中的粒子加速。《空间科学评论》，90: 413–491，1999年10月。doi: 10.1023/A:1005105831781。Yeimy J. Rivera、Samuel T. Badman、Michael L. Stevens、Jaye L. Verniero、Julia E. Stawarz、Chen Shi、Jim M. Raines、Kristoff W. Paulson、Christopher J. Owen、Tatiana Niembro、Philippe Louarn、Stefano A. Livi、Susan T. Lepri、Justin C. Kasper、Timothy S. Horbury、Jasper S. Halekas、Ryan M. Dewey、Rossana De Marco和Stuart D. Bale。大振幅阿尔fvén波加热并加速太阳风的原位观测。《科学》，385(6712):962–966，2024年8月。doi: 10.1126/science.adk6953。D. Ruffolo。绝热减速对太阳宇宙射线聚焦输运的影响。《天体物理学杂志》，442:861，1995年4月。doi: 10.1086/175489。J. Skilling。宇宙射线流——I. 阿尔fvén波对粒子的影响。《皇家天文学会月报》，172:557–566，1975年9月。doi: 10.1093/mnras/172.3.557。R. C. Tautz和A. Shalchi。行星际空间中的高能粒子输运模拟：

Palmer共识再探。《地球物理研究杂志（空间物理）》，118(2)：642–647，2013年2月。doi：10.1002/jgra.50155。Lawrence W. Townsend。《太空飞行》中的空间辐射对人类的影响。载于 Anthea J. Coster、Philip J. Erickson、Louis J. Lanzerotti、Yongliang Zhang 和 Larry J. Paxton（编），空间天气效应与应用，第5卷，第63页，2021年4月。doi：10.1002/9781119815570.ch3。W. Wanner、M. B. Kallenrode、W. Dröge 和 G. Wibberenz。太阳高能质子的平均自由程。《空间研究进展》，13(9)：359–362，1993年9月。doi：10.1016/0273-1177(93)90505-6。Wolfgang Wanner 和 Gerd Wibberenz。太阳高能质子在内日球层中的传播研究。《地球物理研究杂志》，98(A3)：3513–3528，1993年3月。doi：10.1029/92JA02546。G. P. Zank、W. K. M. Rice 和 C. C. Wu。粒子加速与日冕物质抛射驱动激波：理论模型。《地球物理研究杂志》，105(A11)：25079–25096，2000年11月。doi：10.1029/1999JA000455。

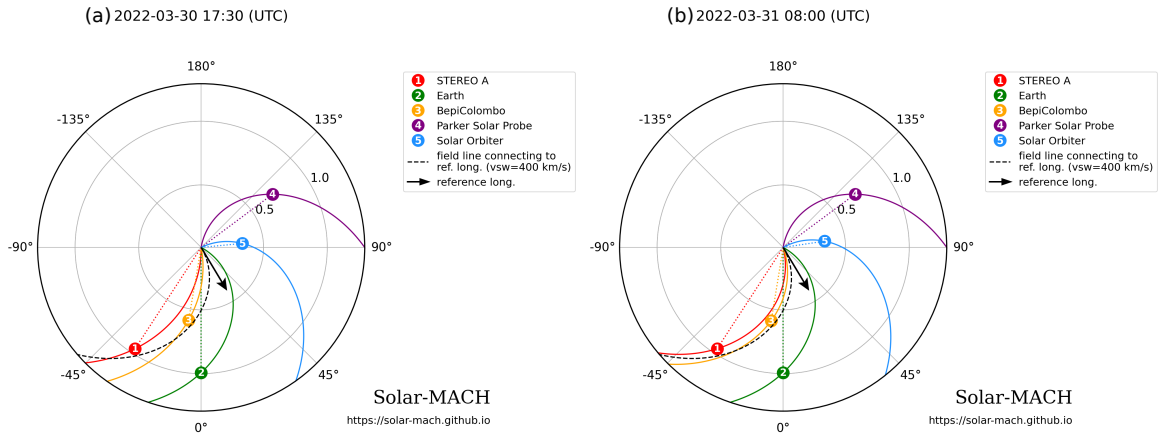


图1. 2022年3月30日17:30世界时（a）和2022年3月31日08:00世界时（b）的航天器位置与磁场连接，由Solar-Mach Python工具（Gieseler等，2023年）生成。耀斑及其磁场连接分别以黑色箭头和虚线表示。在BepiColombo和STEREO-A所在位置，（a）采用700 km s^{-1} 、（b）采用500 km s^{-1} 的太阳风速度，其他位置采用400 km s^{-1} 。

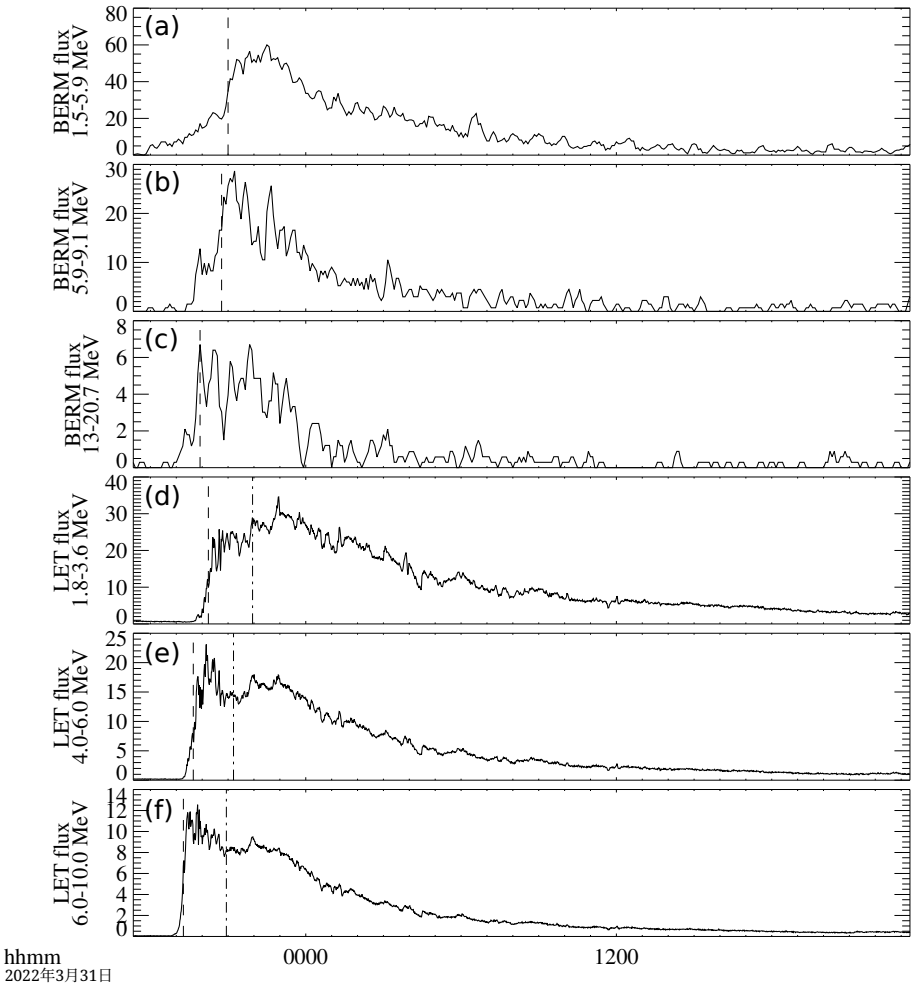


图2. 2022/03/30 17:20 世界时至 2022/03/31 23:20 世界时期间太阳高能粒子微分通量（particles cm $^{-2}$ s^{-1} sr^{-1} MeV^{-1}）的时间剖面。(a-c) MPO/BERM 在 0.6 天文单位处测得的 1.5-5.9 兆电子伏、5.9-9.1 兆电子伏和 13.0-20.7 兆电子伏数据，采样间隔为 600 秒。(d-f) STEREO-A/LET 在 1.0天文单位处测得的 1.8-3.6 兆电子伏、4.0-6.0 兆电子伏和 6.0-10.0 兆电子伏数据，采样间隔为 60秒。垂直虚线表示各通道推断的起始时间。LET 时间剖面中的垂直点划线表示根据 BERM时间剖面的速度弥散分析估算的持久分量起始时间。

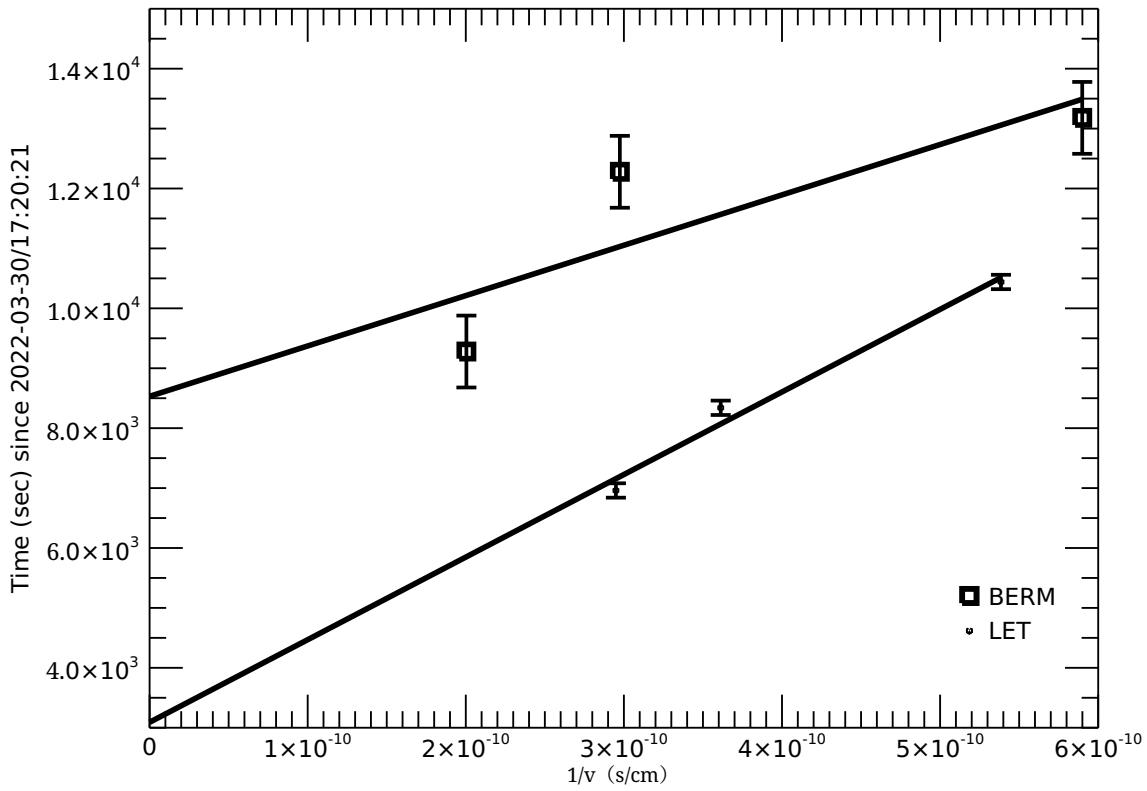


图3. MPO/BERM（加号）和STEREO-A/LET（星号）数据的速度弥散分析。

误差棒表示仪器的时间分辨率。实线表示各仪器的回归直线。

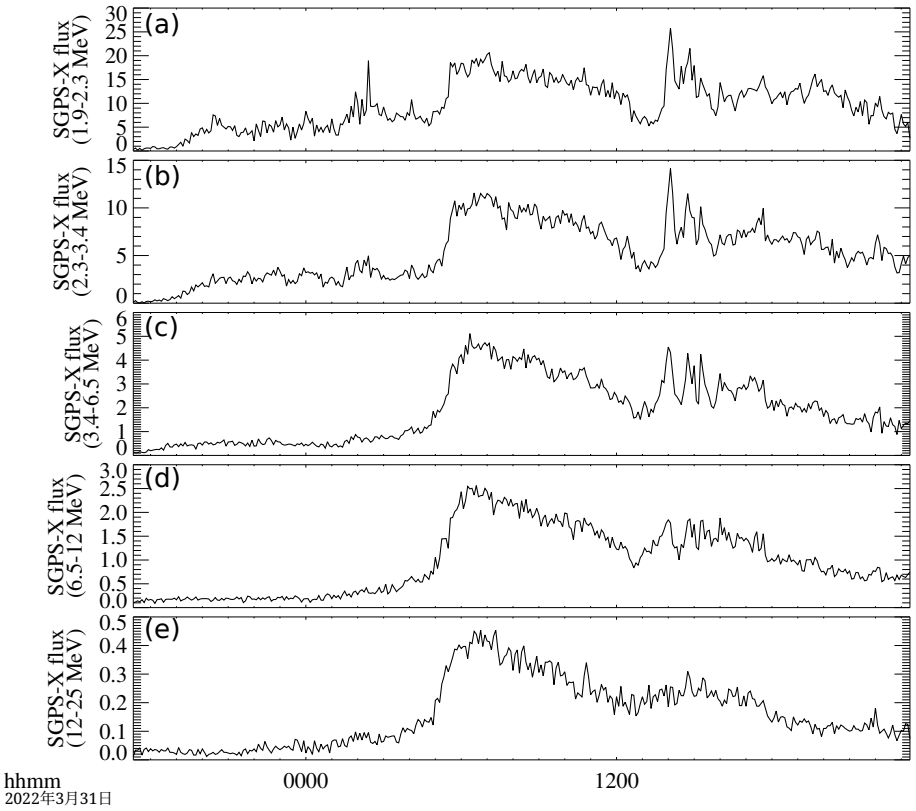


图4. GOES-16 SGPS-X 在 2022/03/30 17:20 世界时至 2022/03/31 23:20 世界时期间测得的太阳高能粒子微分通量（粒子 cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} 兆电子伏特$^{-1}$）时间剖面。(a-e) 分别为 1.9-2.3 兆电子伏特、2.3-3.4 兆电子伏特、3.4-6.5 兆电子伏特、6.5-12 兆电子伏特和 12-25 兆电子伏特能段的 300秒时间分辨率数据。

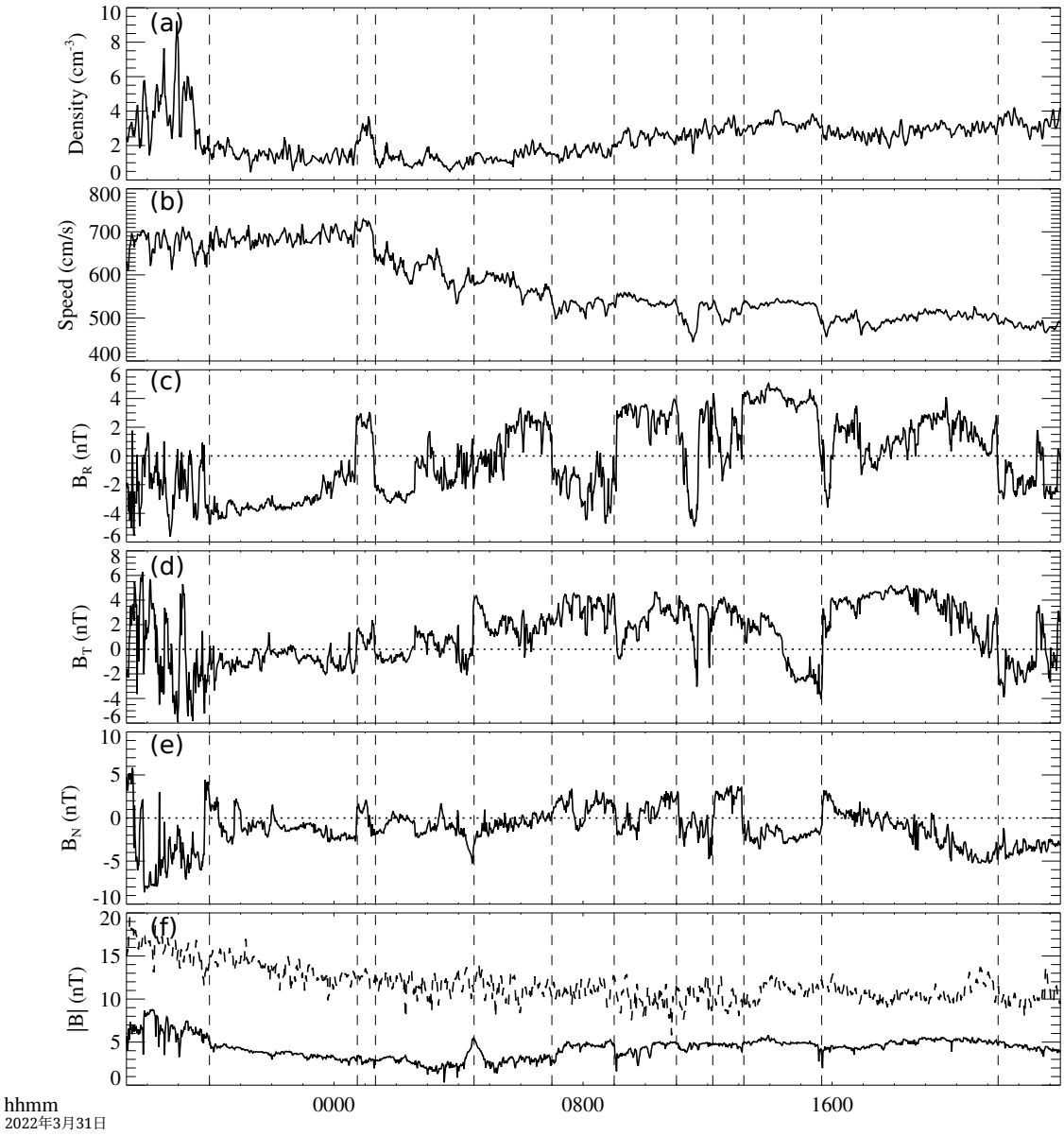


图5. 由 STEREO-A/PLASTIC 在 1.0天文单位处测得的 60秒采样间隔太阳风密度和速度时间剖面（a-b）；由 STEREO-A/IMPACT 测得的磁场矢量（B_R， B_T， B_N）（c-e）；以及由 IMPACT（实线）和 Mio/MGF 在 0.6天文单位处（虚线）测得的总磁场强度（f）。傅里叶分析的时间窗口以垂直虚线标出。

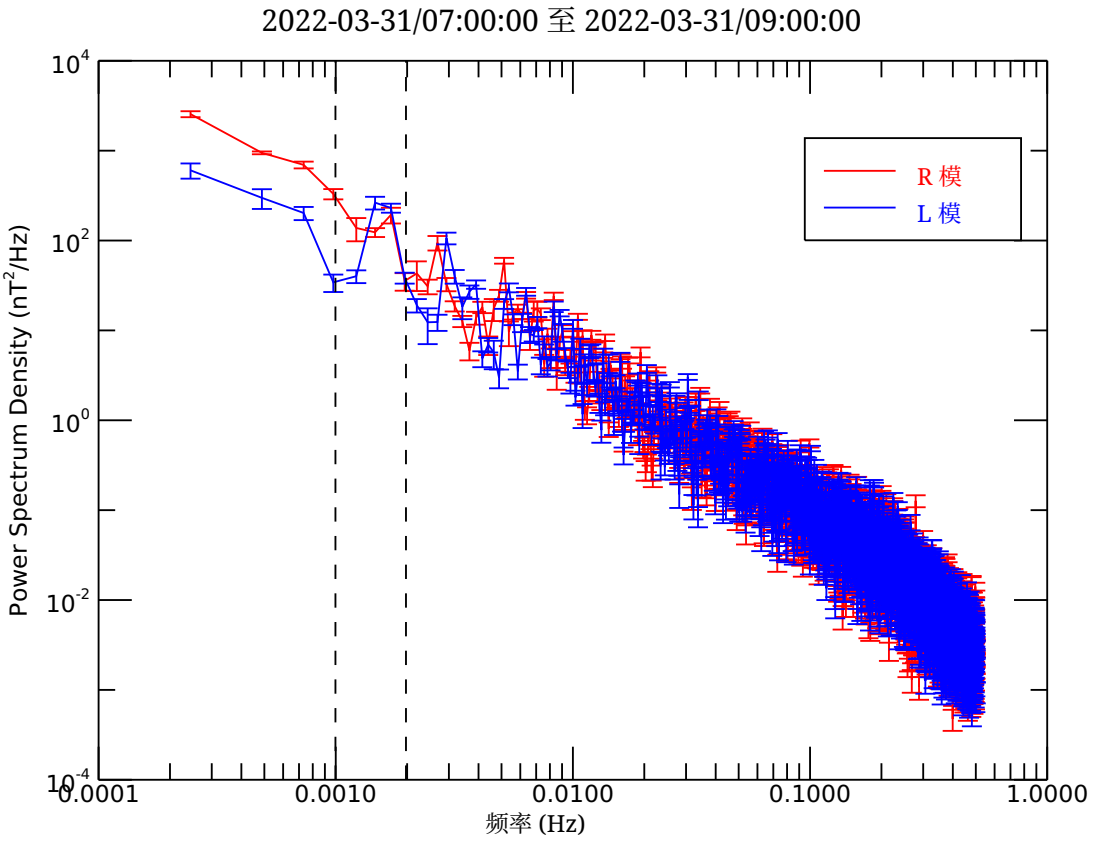


图 6. STEREO-A 于 2022/03/31 07:00 UT 至 2022/03/31 09:00 UT 期间获取的磁场涨落功率谱密度。红线与蓝线分别对应 R 模和 L 模分量。误差棒表示根据该时段 50 个样本估计得到的 95% 置信区间。垂直虚线表示 1.5兆电子伏和 5.9 MeV 质子的共振频率（方程（2））。

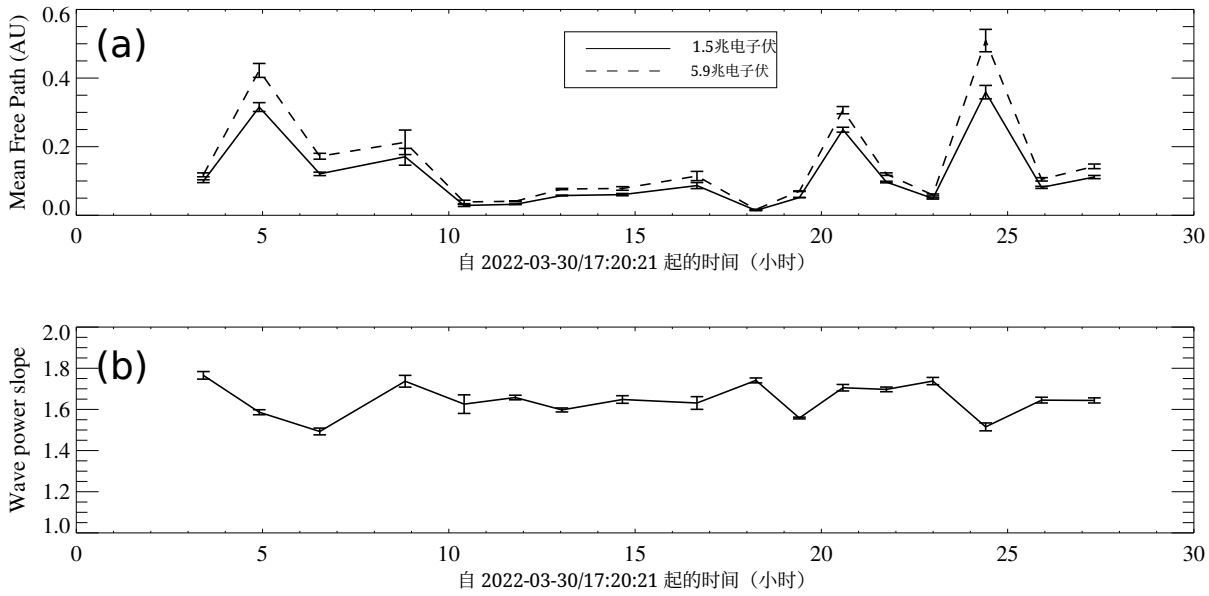


图 7. 使用 STEREO-A 数据进行磁场分析得到的 (a) 平行平均自由程和 (b) 幂律指数的时间剖面。误差棒表示根据 50 个样本估算的 95% 置信区间。

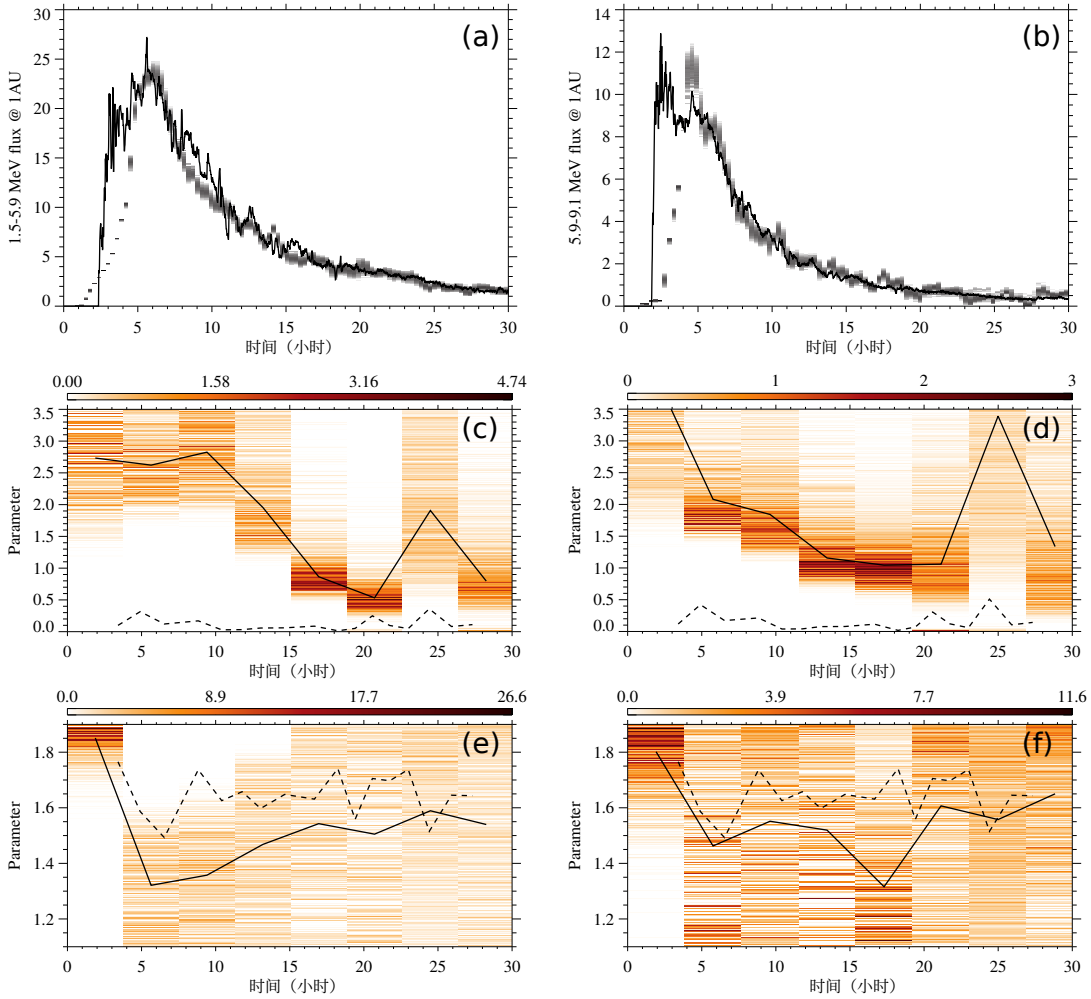


图 8. 将数据同化至聚焦输运模拟中。(a,b) 后验概率分布

。黑线表示 STEREO-A/LET 观测数据。(c,d) 1.5兆电子伏质子和 5.9 MeV 质子的平均自由程 $\lambda_{\parallel}$ (天文单位)的后验概率分布。(e,f) 方程 (8) 中谱指数 q 的后验概率分布。在面板 (c–f) 中，黑色实线表示中位数，而虚线是根据图 7 中的磁场分析得到的。

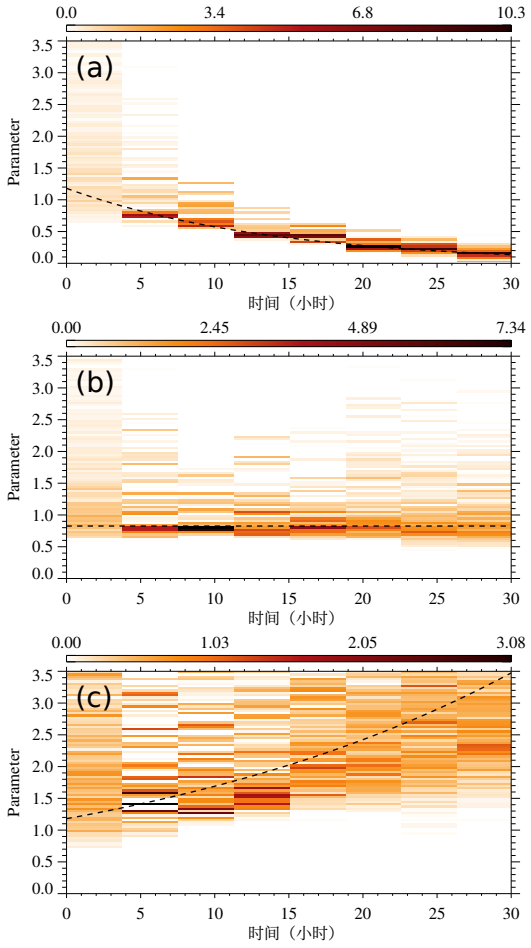


图9. 孪生实验中1.5 MeV 质子的平均自由程 $\lambda_{\parallel}$（天文单位）的后验概率分布。（a、b、c）分别为平均自由程递减、恒定和递增模型的结果。虚线表示答案。