Draft version May 10, 2023年 使用 LaTeX 排版 双栏 style，采用 AASTeX631

arXiv:2305.05441v1 [astro-ph.SR] 9 May 2023

太阳活动周23和24中1天文单位附近宁静时段0.3–1.29 MeV/核子重离子组成的太阳活动周期变化

B. L. Alterman,[1] Mihir I. Desai,[2] Maher A. Dayeh,[2] Glenn M. Mason,[2] and George Ho[3]

[1] *Space Science and Engineering*
Southwest Research Institute
6220 Culebra RoadSan Antonio,
TX 78238, USA
[2] *Department of Physics and Astronomy*
University of Texas at San Antonio
San Antonio, TX 78249, USA
[3] *Applied Physics Laboratory*
The Johns Hopkins UniversityLaurel,
MD 20723, USA（收到日期：2023年5月10日）提交至 ApJ

摘要

我们利用先进成分探测器（ACE）/超低能同位素谱仪（ULEIS）的数据，报告了1998年至2019年期间能量范围为0.3 MeV/核子至1.28 MeV/核子的宁静时段超热离子从碳至铁组成的年度变化，涵盖太阳活动周23的上升阶段至太阳活动周24的下降阶段。我们的研究结果如下：（1）在太阳活动极小期，宁静时段超热离子的丰度类似于与共转相互作用区相关的粒子；（2）宁静时段超热粒子呈现M/Q 分馏，其方式与太阳活动极大期大型渐变型太阳高能粒子事件（GSEP）中的 M/Q 分馏一致；（3）宁静时段超热粒子库内部的变异性随 M/Q 增加，并且与 GSEP 事件中的类似变异性一致。根据这些观测结果，我们推断，宁静时段超热离子是太阳活动极小期共转相互作用区以及太阳活动极大期渐变型太阳高能粒子事件的残余物。与这些结果同时，我们还意外发现，在超热状态下，硫的行为类似于低第一电离势离子，因此其来源于低第一电离势太阳源区。

关键词：太阳高能粒子 (1491) — 超热粒子 (1491) — 太阳黑子数 (1652)

1. 引言

罕见的观测结果 ^{3}氦和氦$^+$ 丰度（见于脉冲型太阳高能粒子事件期间（Hovestadt等人 1984b，a；Desai 等人 2006b，ISEP）、大型渐变型太阳高能粒子事件（Desai&Mason2001；Mason 等人 1999，GSEP）以及共转相互作用区（Chotoo等人 2000，CIR））的观测记录到的丰度，比那些高出数个数量级在太阳风中观测到。类似地，对氦$^+$ 以 $2v_{sw}$ 速度运动的观测被解释为：星际中性原子在日球层内侧电离，并被太阳风拾取（M¨obius 等人 1995；Feldman 等人 1974；Blum 和 Fahr 1970；Holzer 和 Ax- ford 1971；Mason 和 Gloeckler 2012）。因此，它们被称为“拾取离子”。根据这些观测，人们推断存在一种种子粒子群，其能量介于太阳风与高能粒子之间（几 keV 至 MeV 的范围；Mason 和 Gloeckler 2012及其中所引文献）。由于这一粒子群的速度高于太阳风整体分布的速度、低于高能粒子的速度，因而被称为超热（ST）粒子——

通讯作者：B. L. Altermanblalterman@swri.org

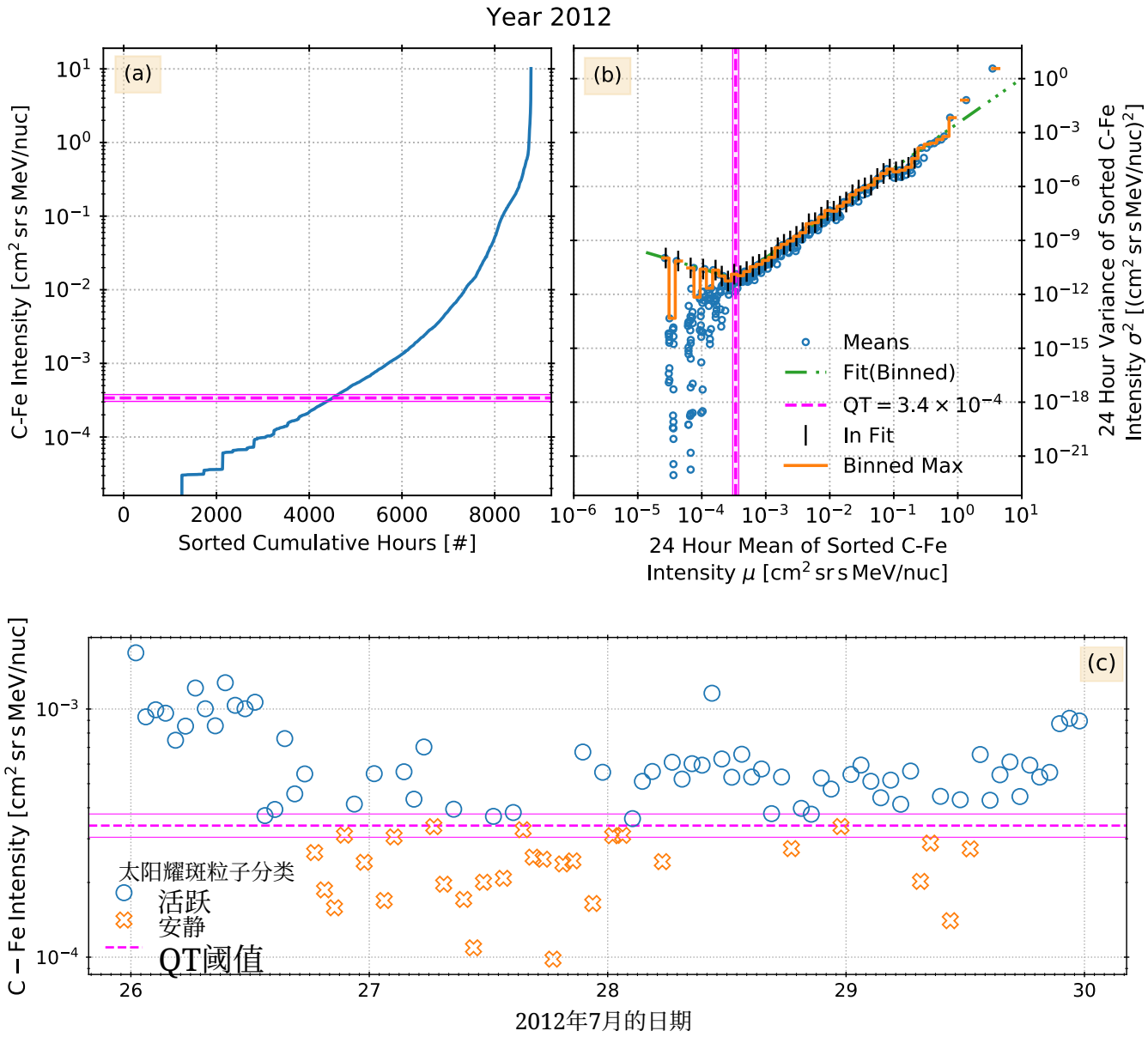


图 1. (a) 能量范围为 0.11 MeV/核子至 1.29 MeV/核子的碳至铁强度。**(b)** 面板（a）中定义的24小时区间内，碳–铁强度的方差随相应均值的变化关系；在固定数量的箱中取24小时统计量的最大值。手动选取一个子集进行拟合，拟合最多包含两条直线。我们的安静时间阈值（QT）为这两条直线的交点，拟合结果给出该数值的 1σ 不确定性（半透明粉色）。该阈值左侧的数据对应宁静时段。作为参考，面板（a）还标出了QT阈值及其 1σ 不确定性；虚线以下的数据对应宁静时段。**(c)** 累积 C 至 Fe 强度时间序列示例，展示活跃时段与宁静时段的区别。29个宁静时段区间中，只有7个落在其1σ 不确定性范围内。

子。对重离子的进一步研究也支持了这些观测（Desai 等人 2003、2004、2006b、c、a、2007；Filwett等 2017、2019）。因此，超热离子很可能是太阳高能粒子事件中被加速的种子粒子群。然而，超热能量范围内粒子的产生机制仍是一个悬而未决的问题。

关于超热能量来源及其填充机制的假设表明，离子可能通过包括（1）湍流[1],在内的连续机制被加速至这一能量范围。

[1] Fisk与Gloeckler(2006); Gloeckler等 (2008); Fisk与Gloeckler(2008, 2012, 2014)

(2) 速度涨落[2]，和 (3) 磁重联[3] ，或者它们是更高能量离散过程的残留物，例如 (1) 日冕物质抛射（CME）驱动的冲击波（GSEP 事件[4]）、(2) 爆发性耀斑事件（ISEP 事件[5]）以及 (3) 共转相互作用区[6]。Desai 和 Giacalone (2016，表 2）总结了已知的来源和加速机制。

宁静时段的观测可以通过高能粒子探测器中的最低计数水平来识别。采用此类方法，Dayeh 等人(2017) 表明，ACE/ULEIS（ X/O）的观测结果显示，宁静小时数与太阳黑子数（SSN）呈强烈反相关。多项研究还表明，在太阳活动极大期和太阳活动极小期的 CIRs 中，ST 丰度（以氧归一化）与太阳高能粒子（SEP）事件（包括脉冲型和渐进型）相似（Desai 等人 2006c；Dayeh 等人 2009，2017；Zel'dovich 等人 2011，2018，2021）。ST 离子的长期变化与 SSN 相关，这可能反映了 ST 离子来源以及与这些来源相关的加速机制均发生了变化（Zel'dovich 等人 2018）。在第 23 和第 24 个太阳活动周期间，加速条件是否保持一致，目前仍未得到明确结论（Zel'dovich 等人 2014；Allen 等人 2019）。

<escape>我们研究了 ACE/ULEIS 在 1998 年至 2019 年期间的观测数据，并重点关注宁静时段。我们重点研究能量范围0.3 – 1.28 兆电子伏特//核子（下文简称超热粒子）。在Dayeh 等人的（2017）方法基础上，我们推导出年度宁静时段强度阈值（QT），并采用不确定性或敏感性指标进行评估。利用这一指标，我们评估了研究结果对宁静时段筛选阈值的敏感程度，并验证该阈值未引入系统性偏差。随后，我们扩展了Desai 等人（2006c）；Dayeh 等人（2009、2017）的研究，加入碳、氧和铁，以研究碳、氮、氖、镁、硅、硫、钙和铁相对于氧的归一化丰度（X/氧）。</escape>

[2]Fahr 等人（2012）[3]（Drake 等人 2013；Zank 等人 2014）[4]Desai 与Mason（2001）；Desai 等（2003）；Lario 等人（2019）；Kahler与Ling（2019）；Mewaldt 等人（2012）；Jones与Ellison（1991）；Zank 等人（2006）；Reames（1999）；Desai 等人（2006c）；Dayeh 等人（2017，2009）渐变型太阳高能粒子事件最初因其相关 X 射线事件的渐变轮廓而得名。近年来，这一名称更多地与该事件相关高能粒子的时间轮廓联系在一起（Reames 1999）。[5]Mason等人（2016，2002）[6]Allen 等人（2019）；Mason等人（2008）；Ebert 等人（2012）；Fisk与Lee（1980）；Richardson（2004）；Desai 等人（2006c）；Dayeh 等人（2017，2009）；Zel'dovich 等人（2011，2018，2021）

本文其余部分安排如下。第2.1 节介绍了我们的宁静时段选择标准及其不确定性指标。第2.2 节讨论了每年的宁静小时数。第3.1 节展示了年度丰度随时间的变化。第3.2节比较了太阳活动周期极值期间的年度丰度。第3.3节研究了典型 ST 丰度的 M/Q 分馏及其随太阳活动的变化。第4 节考察了 ST 变异性随铁/碳的变化，以及这种变化在 M/Q 方面所揭示的规律及其在不同太阳活动水平下的表现。第5 节讨论研究结果，第6 节总结全文。

2. 宁静时段选择与宁静小时

2.1. 宁静时段选择

Desai 等人(2006c) 将 ACE/ULEIS 和 Wind 超热至高能粒子望远镜（STEP）中的宁静时段定义为计数阈值低于某一特定数值的区间，而不考虑太阳活动。Dayeh 等人(2009, 第3节）在此基础上，通过考察 C 至 Fe 累积强度，为每一年确定一个独立的安静时间阈值。他们发现，强度数值中最低的 20% 至 60% 对应宁静时段；这一比例取决于年份。Dayeh 等人(2017, 第2节）改进了这一方法：将小时强度按升序排列后，计算连续 24 小时区间内 C-Fe 强度累积值的均值（ μ ）和方差（σ^2）。[7] 通过人工检查数据，Dayeh 等人(2017) 在 σ^2 随 μ变化的图中发现了一个拐点。他们确定， μ 低于该拐点的区间对应宁静时段。我们将该拐点称为 QT阈值。

图 1 面板（a）和（b）绘制了 ACE/ULEIS 数据，能量范围为 0。11 兆电子伏特//核子至 1。29 兆电子伏特//核子，数据来自 2012 年，采用Dayeh 等人的（2017）方法。面板（a）绘制了 2012 年 C-Fe 每小时累积强度的升序排列。面板（b）将面板（a）中的数据划分为 24 小时区间，并计算每个区间的均值（μ）和方差（σ^2），绘制σ^2（μ）。面板（b）中的粉色竖线表示拐点。由于Dayeh 等人的（2017）阈值是手动设定的，因此确定该分析结果对拐点选择的敏感性变得任意，其选择标准仍然是临时性的。

我们基于Dayeh 等人的（2017）方法，使用非线性拟合确定这一QT阈值。除了QT阈值外，我们的方法还提供不确定

[7]这些区间并不对应按时间顺序排列的日期，而是指按照上述方式对数据排序后形成的连续 24 小时区间。

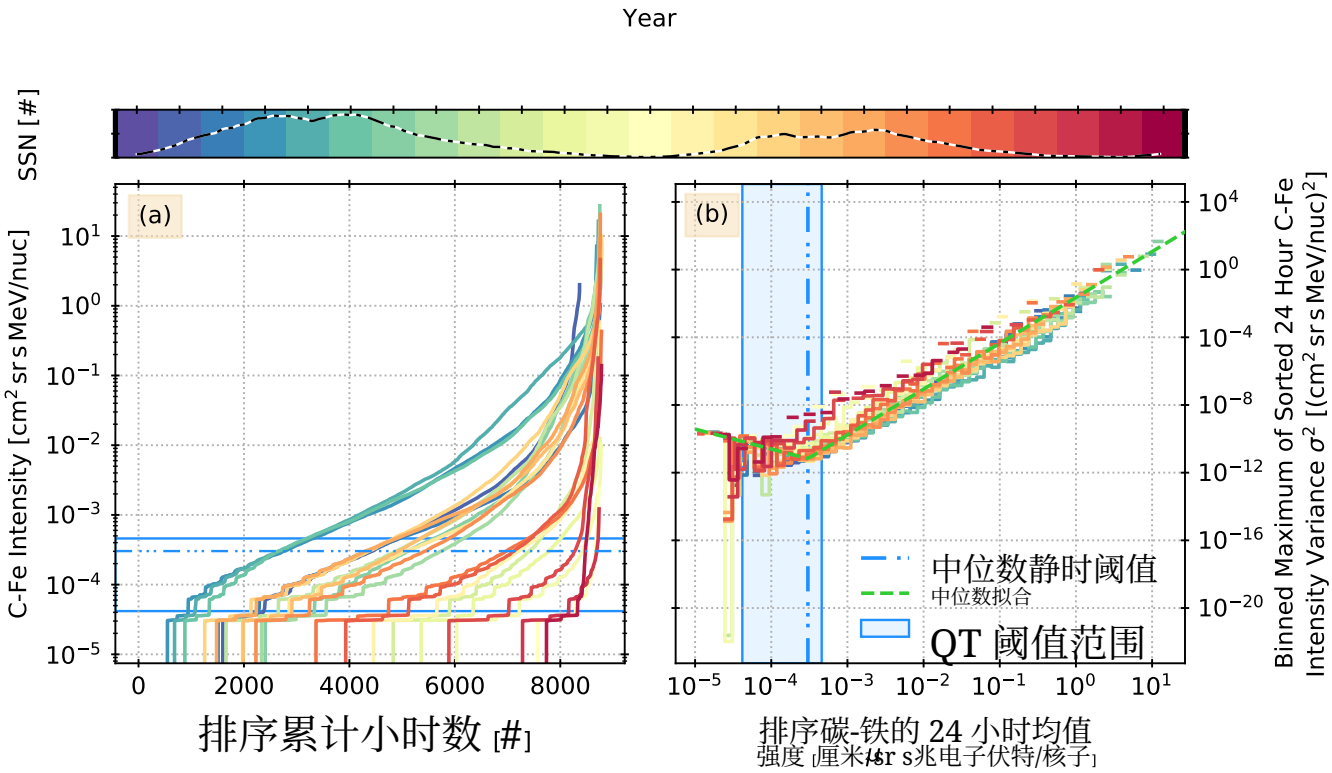


图2。 按图1 汇总所有年份的QT筛选拟合结果。颜色条标明每条线对应的年份，并叠加绘制13个月平滑太阳黑子数以供参考。各面板与图1相对应。面板（b）显示分箱后的最大值以及所有年份拟合结果的汇总。左侧面板中的QT阈值区域完全透明，以便清晰观察。

性度量，它使我们能够量化分析对宁静时段选择的敏感性。我们首先按照图 $\sigma^2(\mu)$ 所示的方式，为每一年生成1的图。我们将 σ^2 划分为固定数量、按对数间隔排列的 μ区间，并计算每个区间中的最大值，以橙色实线绘出。2018 年有 54 个区间，2019 年和 2020 年各有 62 个，其余年份则各有 72 个。随后，我们选取这些分箱值中的一个子集（以黑色竖线标示），在对数空间中用最大值进行拟合

$$\mathrm{QT}(\mu) = \max(\sigma_1^2, \sigma_2^2) \tag{1}$$

两个幂律的

$$\sigma^2(\mu) = \sigma_0^2 \mu^\epsilon \tag{2}$$

满足幂律 σ_1^2 和 σ_2^2在宁静时段阈值 QT 处相等的条件

$$\sigma_1^2(\mathrm{QT}) = \sigma_2^2(\mathrm{QT}). \tag{3}$$

实际上，该方法平衡了拐点上下方数据的权重，从而能够准确识别与 QT阈值 相对应的斜率变化。QT 的 1σ 拟合不确定性

阈值随后成为我们可以用来检验结果敏感性的区间。话虽如此，由于宁静时段本身涉及的数据量较小，我们选择使用 QT 区间 $\pm 1.25\sigma$，以进一步确保我们的拟合方法不会无意中纳入将主导统计结果的活动时段。图1将该 1σ QT 阈值的拟合不确定性绘制为半透明的粉色带。面板（c）绘制了2012年7月期间 C 至 Fe 累积强度的一个示例时间序列。QT 阈值表明，29个宁静时段区间中只有7个落在 QT 的 1σ 不确定性范围内。

图 2 总结了所有年份的QT阈值。面板（a）以与图 1 相同的方式绘制了所有年份的数据。面板（b）绘制了所有年份的分箱值。这些对应于图 1（b）中的橙色线。在两个面板中，颜色条标示了每条线对应的年份。虽然后续分析使用年度太阳黑子数，但我们在颜色条上叠加绘制了时间分辨率更高的13个月平滑太阳黑子数（点划线），以提供时间参考，而非使用年度太阳黑子数。在面板（b）中，蓝色竖直点划线表示QT阈值中位数。半透明蓝色带表示QT阈值范围。中位数

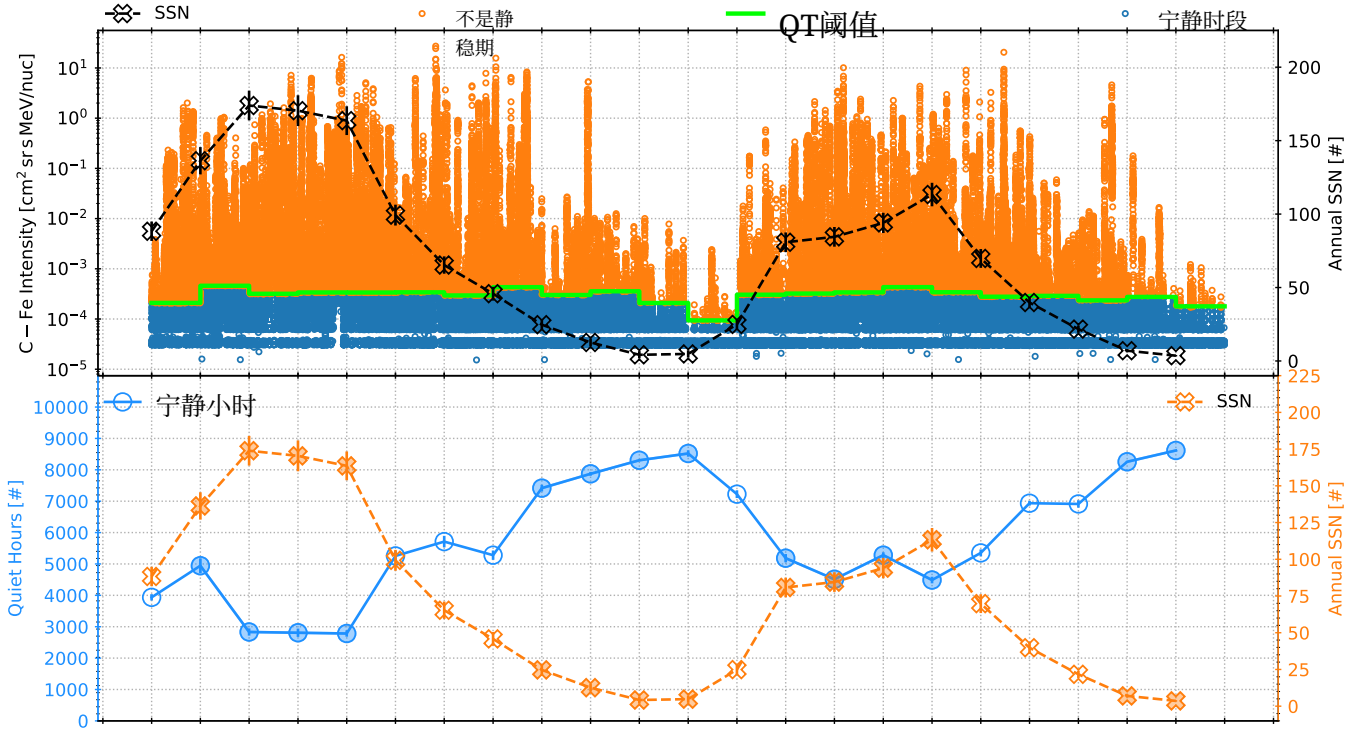


图3。（a）C–Fe每小时强度随时间的变化。（b）左侧纵轴表示年度宁静时段小时数。两个面板的右侧纵轴均表示年度太阳黑子数。底部面板中，部分填充的标记表示对应于太阳活动周期极值的年份，定义见第3.2节。

所有拟合参数表明，典型拟合以绿色虚线表示。所有太阳黑子数数据均由太阳信息数据中心（SILSO 世界数据中心 2020；Vanlommel 等人，2005，SIDC）提供。

2.2. 宁静小时

图3 （a）绘制了C–Fe在。3MeV/nuc至1。29MeV/nuc能量范围内的每小时强度随时间的变化。QT阈值（绿色实线）将安静时段的强度（蓝色）与其他强度（橙色）区分开来。面板（b）绘制了宁静小时数（蓝色圆点）随时间的变化；误差棒将在下文说明。两个面板的右侧纵轴均绘制年度平均太阳黑子数（“X”）；误差棒表示SIDC提供的标准差。皮尔逊相关系数 $\rho = 0.51$ 表明QT阈值与太阳黑子数之间存在中等程度的联系。相比之下，宁静小时数与年度太阳黑子数在 $\rho = -0.95$ 水平上呈强烈反相关。

为了量化所选QT阈值对结果的敏感性，我们在以下范围内计算了以QT为中心、按对数间隔分布的21个步长 $\pm 1.25\sigma$，其中 σ 为图 1中的QT阈值拟合不确定性。我们使用 1.25σ 来进一步增强对以下内容的信心该方法的适用性以及结果的稳健性。在两个面板中，我们均使用误差棒表示这一 $\pm 1.25\sigma$ 范围内 QT阈值的标准差，其数值通常小于数据标记的尺寸。

丰度 X/O	相关系数
C	−0.84
N	−0.06
Ne	−0.40
Mg	+0.90
Si	+0.89
S	+0.91
Ca	+0.81
Fe	+0.89

表1。 图中所示丰度的相关系数（X/O）与年度太阳黑子数 ρ（X/O，太阳黑子数）取自图 4。

3. 随时间变化的年度丰度及太阳活动周极值

3.1. 随时间变化的年度丰度

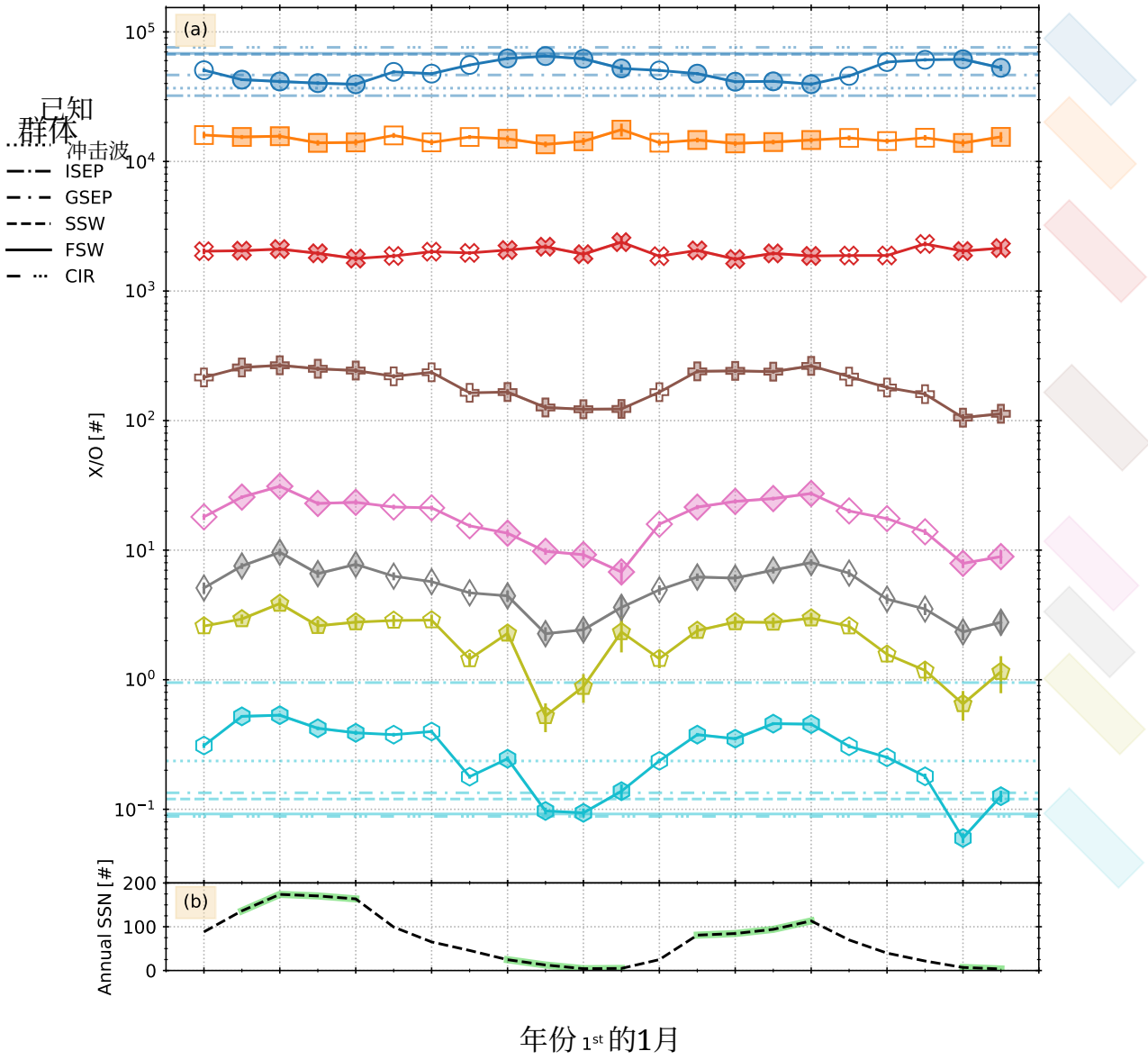


图4。(a) 以氧（X/O）为基准归一化的年度宁静时丰度。每种物种 X 均标注在图的右侧，并按照所示数值进行缩放。水平线表示图例 *Known Populations* 中所示事件的典型碳和铁丰度。 **(b)** 年度太阳黑子数，太阳活动周极值年份以绿色突出显示。与图3中一样， X/太阳活动周期极值期间的氧数据以部分填充的方式显示。表1 给出了各丰度与太阳黑子数之间的带符号相关性 $\rho(X/\text{氧}$，太阳黑子数)。

图4 面板（a）绘出了1998年至2019年能量范围为0.3 兆电子伏特/每核子至1.29 兆电子伏特/每核子时，安静时段碳、氮、氖、镁、硅、硫、钙和铁相对于氧（X/氧）的年度丰度。每种物种都由图右侧的标签标识，并按所示数值在垂直方向上偏移（例如，碳偏移 10^5）。与图2中的强度一样，这些丰度也计入并包含粒子计数为零的时段。表示每个X/氧传播不确定度的误差棒通常小于标记。除2004年和2010年的铁外，变异性随以下因素变化 QT $\pm 1.25\sigma$ 范围小于传播不确定度，因此未予显示。

图 4 (b) 绘制了年度太阳黑子数。表 1 给出了 X/O 与太阳黑子数之间的相关系数，$\rho(X/\text{O}$，太阳黑子数）。总体而言，碳、氮和氖的丰度与太阳黑子数呈反相关，而其他元素的丰度则与其呈正相关。然而，只有正相关关系和碳的反相关关系较强（$|\rho| > 0.6$）。第5.4节讨论了 ρ 与离子 M/Q 之间的关系。

以下内容接续Desai 等人（2006a），表2列出了来自各种来源的一系列已知丰度，并注明了这些族群各自的数据来源。其中还包括利用本文数据计算得出的太阳活动极小期和极大期的平均丰度。图4 中的水平线表示以下已知族群子集中具有代表性的碳/氧和铁/氧数值：

- 行星际激波（冲击波），
- 慢太阳风（SSW），
- 快太阳风（FSW），
- 渐变型太阳高能粒子（太阳高能粒子）事件（GSEP），
- 脉冲型太阳高能粒子事件（ISEP），以及
- 共转相互作用区（CIR）。

表 4 包含面板（a）中的数据。

3.2. 太阳活动周期极值期间的丰度M/Q

太阳活动极小期的超热离子可能与CIR有关（Desai 等人 2006c；Dayeh 等人 2009，2017；Zel'dovich 等人 2011，2018，2021）。CIR形成于来自冕洞的日冕快太阳风流追赶慢太阳风流之时。在日球层外部，有时在1 天文单位处，CIR的边界会变陡并形成正向激波和反向激波。太阳风丰度受其在太阳表面的相关源区所支配。太阳源区以及耀斑和日冕物质抛射的发生率（Webb 和 Howard 1994）会随太阳活动周期而变化。Alterman 等人（2021）表明，驱动太阳风丰度变化的太阳活动周期在太阳黑子极小期前 $\sim$ 250天发生变化，这可能是由于太阳磁场发生变化，进而影响太阳源区（McIntosh 等（2014）；McIntosh 和 Leamon（2017）；McIntosh 等（2015））。

为了比较太阳活动周期极值期间的丰度，我们沿用Zhao 等人 (2013) 的方法，根据归一化太阳黑子数（NSSN）选取每个极值附近的时间段。NSSN 是将每个太阳活动周期中的太阳黑子数（SSN）除以该周期的 SSN 最大值后得到的数值。这种特征缩放考虑了 SSN 振幅的变化，并将其转换为与振幅无关的时间刻度。Allen 等人 (2019) 使用了类似的方法，将共转相互作用区归入相应的太阳活动周期极值。我们认为丰度可代表太阳活动极小期的年份，其年 NSSN 为 ≤ 0.15。丰度可代表太阳活动极大期的年份对应的 NSSN 为 ≥ 0.7。这对应于每个极值约 4 年；在代表太阳活动极小期的年份中，所选年份主要处于太阳活动的下降阶段。图4在底部面板中标示了太阳活动周期极值，并对相应区域部分着色

X/氧数据点。后续章节使用这些区间比较太阳活动周期极值期间的太阳耀斑粒子特性。通过偏重太阳活动极小期

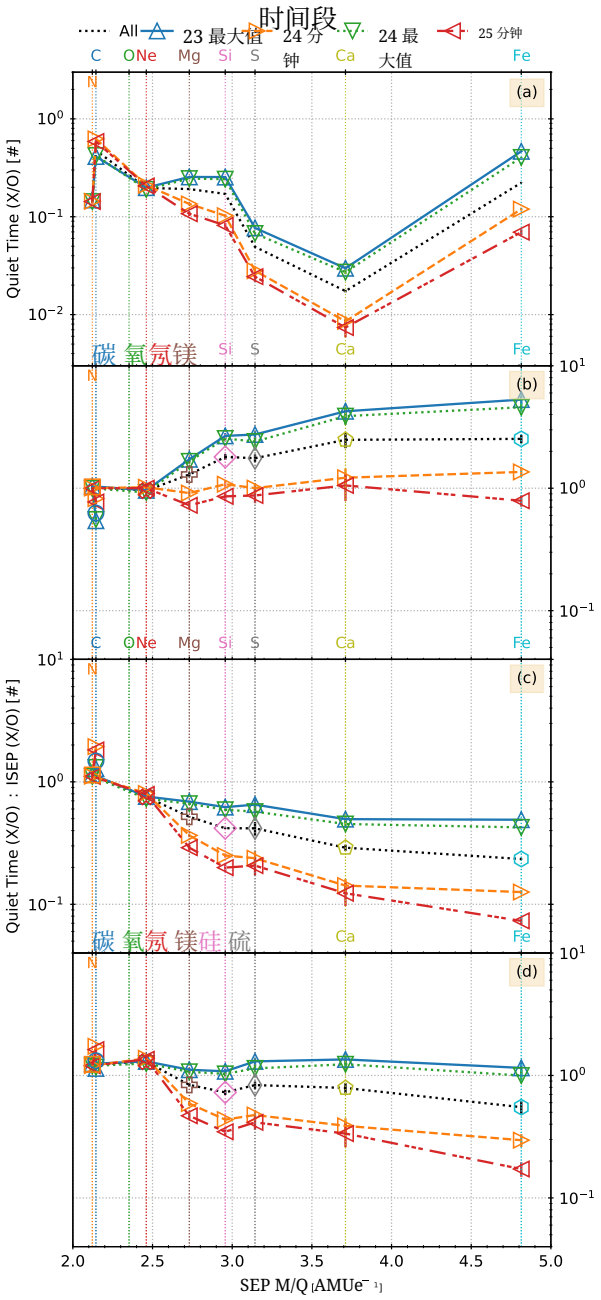


图5. (a) 年度平静期丰度 X/O，以及这些丰度相对于其已知参考丰度的归一化值，在**(a)** 共转相互作用区、**(b)** ISEP、**(c)** GSEP 事件中，随 GSEP M/Q 的变化（涵盖所有年份，图例中标出了太阳活动周期极值）。每种物种均在上方坐标轴标示。

将选择范围限定在太阳活动的下降阶段，可确保第24和第25太阳活动极小期的时间区间内，超热离子主要由单个太阳活动周期产生，而非两个周期的混合（Alterman 等（2021）；McIntosh 等人 2014；McIntosh 和 Leamon（2017）；McIntosh 等（2015））。

3.3. 丰度随M/Q的变化

图 5 （a）绘制了 X/太阳活动周期极值期间的氧丰度与 GSEP 平均电荷态的关系/。我们采用与 Desai 等人（2006a）第 5.2 节相同的 GSEP 平均电荷态。每种元素的符号标注在顶部坐标轴上。正如图 4 所示，对于第 2.1 节所选阈值，任何单个数据点的变异性都小于该数据点相关的统计不确定性。图中显示出随平均电荷态增大而呈现的明显趋势：丰度从碳到钙逐渐降低，但镁和硅高于这条趋势线。随后，丰度从钙到铁逐渐增加。在两个太阳活动周期极值期间，铁//氧与镁//氧和硅//氧的相似性高于硫//氧或钙//氧。面板（a）中代表太阳活动极大期的丰度趋势，在定性上也与 Mewaldt（2001，图 6）报告的 0.14、1.1 和 10 兆电子伏特//核子离子相似。

超热离子可能遍布整个日球层（Tsurutani 与 Lin 1985；Desai 等人 2003；Wiedenbeck 等人 2003）。根据太阳活动所处的阶段，它们分别与共转相互作用区（Chotoo等人 2000）、间歇型太阳高能粒子（Hovestadt等人 1984b,a；Desai 等人 2006b）以及渐进型太阳高能粒子（Desai与 Mason 2001；Mason等人 1999）相关。特别是，先前的观测表明，在太阳活动极小期，共转相互作用区是超热离子的主要来源（Desai 等人 2006c；Dayeh 等人 2009，2017；Zel'dovich 等人 2011，2018，2021），而在太阳活动极大期，ISEP事件和GSEP事件均是超热离子的主要来源（Dayeh 等人 2017，2009；Desai 等人 2006c）。为了量化超热丰度与表2中已知族群的相似性，我们绘制了宁静时段 X/O 相对于宁静时段（X/O）：已知（X/O）的归一化值随 M/Q 变化的图，其中对每个太阳活动周期极值以及图3中的所有年份取平均。面板（b）绘制的是共转相互作用区情形。除碳外，所有超热丰度在太阳活动极小期都与其共转相互作用区丰度相似。鉴于已知碳相对于光球和日冕而言，在共转相互作用区和太阳风中有所增强（von Steiger等人 2000；Lodders 2003；Feldman与Widing 2003；Mason等人 1997），这并不出人意料（Desai 等人 2006c；Dayeh 等人 2009，2017）。图（c）和（d）分别绘制了相对于代表性ISEP和GSEP丰度归一化的 X/O。在太阳活动极大期，将宁静时段 X/O 归一化为代表性ISEP丰度并不能消除 M/Q 趋势，但归一化为GSEP 丰度则可以。

4. 丰度 AS A FUNCTION OF Fe/C

为刻画 ST 丰度的变异性，图6 绘出了各物种的丰度 X/O 随 Fe/C 的变化。我们遵循Reames 等人(1994) 的做法，Mason 等人(2004)，并将"Fe/C 视为最敏感的指标，用于表征重元素相对于轻元素的总体富集程度。"（Reames 等人 1994）数据点及连接线的颜色对应观测年份。各物种的标记形状与前图一致，并用线连接以便观察。物种标注方式与图4相同。丰度的误差传播量（钙除外）最多与标记大小相当；为使图示清晰，所有误差条均未绘出。点划线为数据的幂律拟合。蓝色方框表示对应各太阳活动周期极值的数值范围。总体而言，这些趋势呈现周期性变化：太阳活动极小期 Fe/C 较低，且 X/O 值与其相关；太阳活动极大期 Fe/C 值则较高。与 ISEP 事件中的 ^{3}氦不同（Mason 等人 2004），这些 ST 观测值并未均匀分布于 ln (Fe/C) 范围内，而是在太阳活动极小期呈现较大离散度，在太阳活动极大期则较为集中。这些斜率与图4中的趋势一致；从图4也可以看出，C/O 是这一趋势的例外，呈现负相关。钙/O 是最显著的例子，在太阳活动极大期以及 Fe/C 较高的时期呈现较弱的梯度。

图 7 绘制了采用与图 6 相同方法推导出的幂律指数，其中（a）展示了各太阳活动周期极值随时间的变化，（b）展示了所有数据。由于篇幅有限，未展示面板（a）中用于推导各个斜率的单独图表。数据绘制在第 b 2节推导出的QT阈值所对应的数值处，表示对QT阈值不确定性的敏感性的误差棒通常小于数据标记。除钙以及可能的硫和氖外，所绘制各情形下的幂律指数 b 大致保持一致。碳的指数最小，为-0.21；铁的指数最大，为0.79。与大多数物种的指数随太阳活动呈现的可能周期性变化不同，氖和硫的指数均从第23太阳活动周极大期到第25太阳活动周极小期持续下降。然而，需要超过四个太阳活动周期极值的数据，才能确定这种差异究竟源于随机波动，还是表明这些物种与其他研究物种之间确实存在差异。钙的斜率发生较大变化，是由于图6中观测到的太阳活动极大期钙氧比值趋于平缓所致，这使得这些斜率降低。尽管碳、氮、镁和铁从太阳活动极小期到极大期表现出一定程度的一致变异性，但幂律指数明显更加稳定，在不同太阳活动周期极值之间的总体变化也更小。

为表征本文所研究的宁静时段 ST 离子的变异性随质量电荷比的变化，图8 绘出了这些指数随 M/Q 的变化情况。总体而言，斜率随 M/Q 增大而增大，这表明质量电荷比更大的/Q 宁静时段 ST 离子的变异性更强

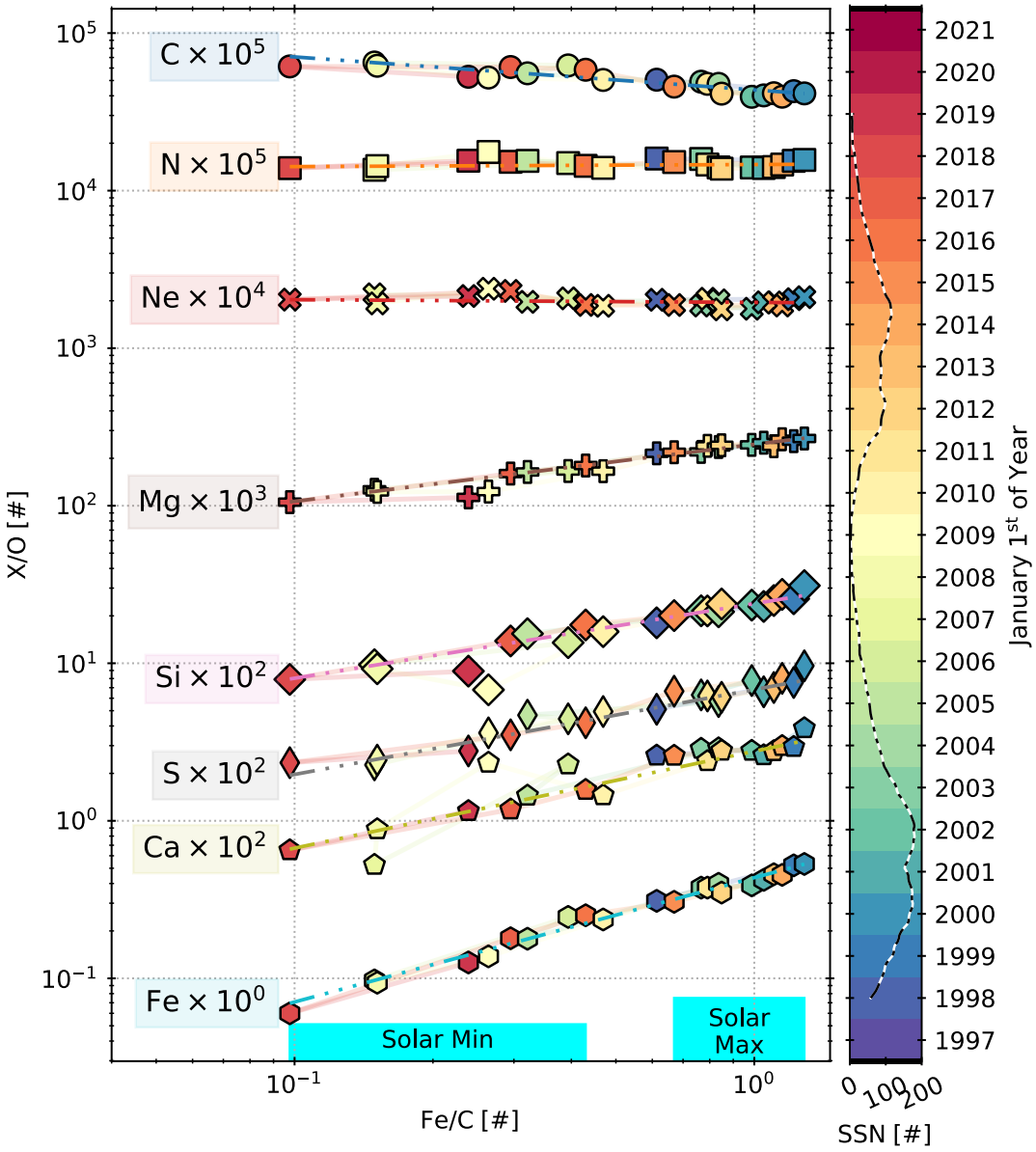


图6。 年度丰度 X/氧与铁/碳。数据标记及其连接线段按年份着色；线段采用部分透明处理。对每个 X/氧与铁/碳拟合幂律，并以与相邻标签框和图 4相同的颜色绘制。

太阳活动周期中的富集模式。在太阳活动极大期，钙元素的异常值可能是由图6中所述的曲线变平所致。总体而言，变异性趋势在硫元素处也可能发生变化：当 M/Q < M/Q(S) 时，斜率变化更陡；其他情况下则更平缓。为表征这一趋势的一般特征，我们对图8 中的数据进行了线性拟合，将更详细的分析留待未来研究。我们还绘出了 Desai 等人（Desai 等人(2006a，图 15）给出的 0.38 MeV/核 GSEP 事件趋势。总体而言，太阳活动极大期的趋势与 GSEP 趋势一致。

图 9 绘制了图 8(a) 中太阳活动周期极值期间的分馏斜率，以及 (b) 所有数据的分馏斜率。这里，我们绘制了第 2 节中推导的阈值所对应的数值，其拟合不确定性以蓝色点状误差棒表示，而与 QT 变异性相关的变异性则以橙色实线误差棒表示。变异性误差棒的计算方法与第 2.2节相同。D06 表示来自 Desai 等人(2006a，图 15）的斜率。有两个值得注意的现象。(1) 由于 QT 阈值选择，我们的结果中的拟合不确定性明显大于变异性。(2) 来自 Desai 等人 (2006a）的水平线几乎与所有四个太阳活动周期极值对应的 拟合 误差棒相交。

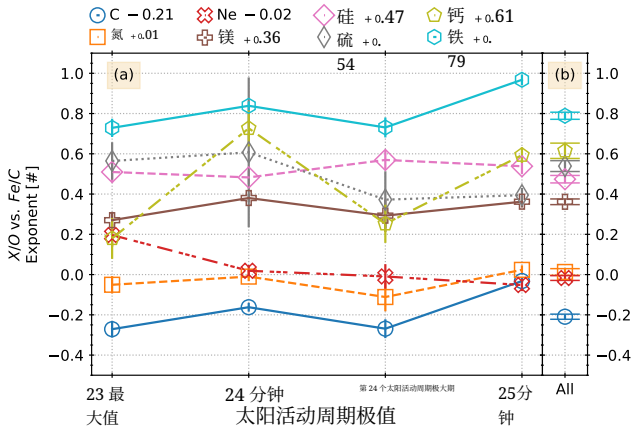


图7. 对 X/O(Fe/C)拟合得到的幂律指数。面板 **(a)** 绘制了图 6 中太阳活动周期极值对应的数据子集。面板 **(b)** 绘制了图 6 中所有数据的结果。图例给出了面板（b）中的数值。为清晰起见，只有面板（b）显示了变异性误差棒。虽然这些指数表现出一定的变异性，但太阳活动周期极值数据太少，无法确定这些变化是否与面板（b）中的整体平均行为有足够显著的差异。

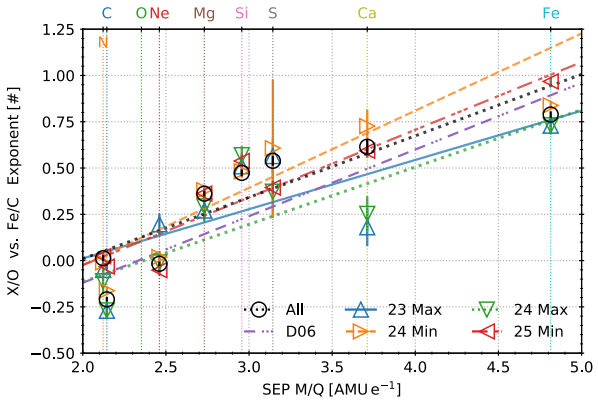


图8。 通过拟合得到的幂律指数 X/氧随铁的变化/碳随 M/Q 的变化，图例中标出了对各数据子集的拟合直线。趋势线拟合结果见表 3。 *D06* 趋势来自 Desai 等人 (2006a，图15）关于低能太阳高能粒子事件的对应图。各斜率的一致性支持这样一种解释：低能太阳高能粒子事件会加速一个预先存在的太阳耀斑粒子库。

5. 讨论

宁静时段是超热粒子群强度较低的时期。尽管超热粒子强度会随太阳活动自然变化，但宁静时段仍贯穿整个太阳活动周期（Desai 等人 2006c；Dayeh 等人 2009、2017；Zel'dovich 等人 2011、2018、2021）。我们研究这些超热粒子

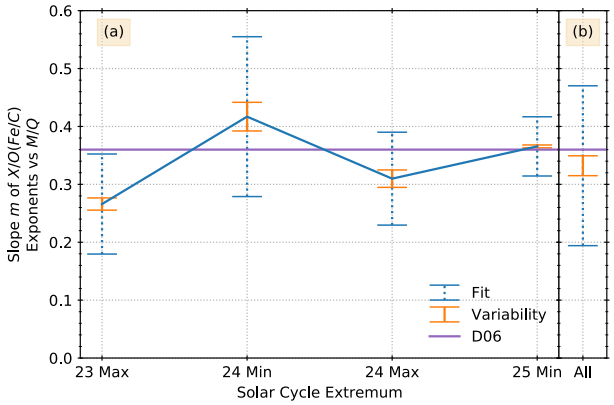


图9。 由图 8 得出的分馏趋势，分别表示为 **(a)** 太阳活动的函数以及 **(b)** 所有数据的函数。该图表明，太阳耀斑粒子的 M/Q 分馏与太阳活动无关。

太阳活动各阶段宁静时段的离子，以表征其来源。

5.1. 宁静时段选择与年度宁静小时数

文献中对宁静时段的定义尚未达成一致，仍然具有临时性。例如，Zel'dovich 等人 (2014 、 2018 和 2021）根据几艘航天器上多台仪器的多项标准来筛选数据。相比之下，Desai 等人 (2006c）；Dayeh 等人 (2009，2017）则为铁或碳至铁总强度设定阈值，并允许强度记录为零计数，即低于仪器检测阈值。两种筛选方法都依赖一个或多个人工确定的阈值，却没有衡量结果对该选择敏感程度的指标。因此，宁静时段的筛选必然会导致某些时间区间被不一致地标记为宁静或非宁静。在本研究中，假阳性是指将非宁静区间标记为宁静，而假阴性是指将宁静区间标记为非宁静。量化结果对宁静时段选择标准的敏感性，可以证明这些假阳性和假阴性不会影响我们的结果。

第 2.1节采用非线性拟合，根据 Dayeh 等人 (2017) 所述的定义确定 QT阈值，并给出相应的 1σ 拟合不确定性。为研究结果对拟合 QT阈值的敏感性，我们在（QT $\pm 1.25\sigma$）范围内以均匀间隔计算了 21 个步长，这些步长以拟合得到的 QT 结果为中心。我们针对这 21 个阈值分别重复分析，并在适用情况下，将结果的变化表示为以 QT阈值为中心的误差棒，其数值为结果的标准差（Alterman & Kasper2019）。

第 2.2 节分析每年的 QT阈值和宁静小时数随时间的变化。总体而言，QT阈值与 SSN 随时间呈弱相关（$\rho = 0.51$）。然而，宁静小时数与 SSN 在 $\rho = -0.95$ 水平上呈反相关，这可能是因为太阳活动会导致非宁静时段的出现。我们的相关性强于 Dayeh 等人 (2009、2017) 得出的相关性，这并不令人意外，因为他们的时间序列分别为 13 年[8] 和 17 年[9]，，而我们的时间序列覆盖 23 年；更长的时间序列能够提供更多数据，以便刻画任何趋势或无趋势。在 QT阈值和年度宁静时段小时数这两种情况下，我们的结果对 $\pm 1.25\sigma$ 范围内 QT阈值的变化均不敏感。

5.2. 年度丰度：超热源

对41个CIR进行研究后，Mason等人（2008）推断，与CIR相关的高能粒子（EP）来源于一个由太阳风、拾取离子和太阳高能粒子残余物组成的超热粒子库。Filwett等（2017、2019）也对由CIR加速的超热离子得出了类似结论。图5（b）显示，将宁静时段的X/氧归一化为在0.385电子伏特//核子的CIR特征丰度后，可以消除太阳活动极小期的M/Q依赖性。

Desai 等（2003）研究了太阳活动周23中能量为 0.75 MeV/nuc的72个行星际激波，认为激波加速高能粒子所源自的超热粒子库由70%的GSEP和30%的IS EP残余物质组成，二者均来自 $5 - 12$ MeV/nuc能段。Desai 等（2006a）研究了太阳活动周23中能量为0.38 MeV/nuc的64个低能太阳高能粒子事件，认为GSEP事件中的M/Q分馏是由周围0.38 MeV/nuc的超热种子粒子群造成的；GSEP事件正是从该种子粒子群中加速离子，而这一超热粒子群本身主要来源于能量为0.385 MeV/nuc的ISEP事件。图5 (c)和(d)显示，将宁静时段 X/O归一化到ISEP参考丰度并不能消除M/Q依赖性，但将其归一化到具有GSEP代表性的丰度后，在太阳活动极大期可以消除M/Q依赖性。或许没有必要使用GSEP和ISEP丰度的混合来表征宁静时段 X/O分馏；Desai 等人（2003）关于超热粒子由70%的GSEP + 30 % ISEP残余粒子组成的观测结果，可能是因为他们将 0.75 MeV/nuc离子与 $5 - 12$ MeV/nuc处的参考丰度进行了比较。

[8]大约为太阳活动周23[9] 大约从太阳活动周23延续至太阳活动周24的下降阶段。

已有观测表明，超热离子遍布日球层（Tsurutani 与 Lin 1985；Desai 等人 2003；Wiedenbeck 等人 2003）。对太阳活动周23和24期间ST离子的长期研究还表明，1天文单位处ST观测结果的差异与不同的太阳源区有关（Zel'dovich 等人 2018，2014）。宁静时段 X/O在太阳活动极小期与共转相互作用区最为相似，而在太阳活动极大期与GSEP丰度最为相似，这进一步证实了观测结果，即其主要源区会随太阳活动而变化。这些观测同样是在宁静时段进行的，也进一步证实了超热粒子在整个太阳活动周期内都充斥于日球层。M/Q分馏的存在指向加速过程对观测丰度的影响。在太阳活动极小期以CIR丰度、在太阳活动极大期以GSEP丰度进行归一化后分馏消失，这或许意味着SEP在穿过日球层扩散时，其强度只会降低。

5.3. 作为铁Fe/碳的函数的丰度：平静时期超热粒子库的变异性

图6 绘出了各物种丰度随铁/碳变化的关系。不同于 ^{3}富氦ISEP事件期间的类似观测（Mason等人 2004），这些超热观测的ln（铁/碳）并不呈正态分布。这表明，ISEP事件并不是本文所研究超热离子的唯一来源。

图 7 绘制了图 6 数据拟合所得的指数随太阳活动的变化。结果表明，这些指数可能会随太阳活动呈周期性变化。然而，还需要更多太阳活动周的数据，才能提高对此类推断的可信度。

图 8 绘制并比较了这些指数随 M/Q 的变化，以及 0.38 电子伏特/核事件的类似趋势，该趋势来自 Desai 等人 （2006a）。尽管 y 截距不同，但斜率在整个太阳活动范围内保持一致。由于 Desai 等人（2006a）对单个渐变型太阳高能粒子事件的观测覆盖了一个太阳活动周期，因此我们的观测表明，这些渐变型太阳高能粒子事件中的事件间变异性，与宁静时段 ST 丰度的长期变异性一致。

图9 拟合了这些指数随 M/Q 的变化，并绘制了所得斜率随太阳活动的变化。结果表明，拟合不确定性明显大于 QT 阈值选择导致的结果变异性，这说明第 2 节中 QT 阈值导致的变异性不会影响我们的结果，并且结果对 QT 选择阈值具有稳健性。

5.4. 年度丰度与太阳黑子数的相关性：超热硫 具有低第一电离势

Reames （2018a，b）认为，CIR和太阳高能粒子丰度之间的差异源于太阳源区

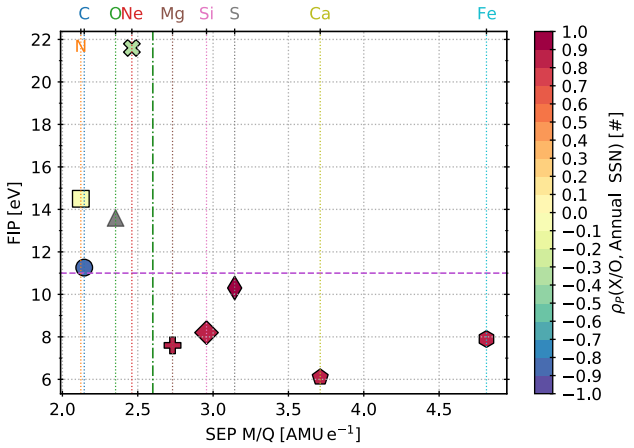


图 10. 以颜色编码的相关系数$\rho(X/氧，太阳黑子数)$表示 $X/$氧与太阳黑子数之间的相关性，随第一电离势（FIP）和太阳高能粒子 M/Q 的变化。物种标注在上方坐标轴上，垂直点线将物种标签与其 M/Q 相连。为求完整，氧以灰色标示。垂直绿色点划线表示 M/Q $= 2.6$。水平紫色虚线表示 FIP $= 11$ 电子伏特。考虑到加速和源区的影响，此图出乎意料地表明，尽管 FIP $= 11$ 电子伏特 > 10 电子伏特，硫的表现却类似于低第一电离势离子。

这些离子正是从太阳源区释放并进入日球层的，尤其与第一电离能（FIP）效应有关。第一电离势效应表现为：低第一电离势离子的丰度相对于其光球丰度有所增强，而高第一电离势离子的丰度则有所降低（Laming2015）。Reames （2018b）认为，这种低/高第一电离势的分离发生在 ~ 10 电子伏特处的SEP事件中，而硫是高第一电离势的太阳高能粒子元素。具体而言，Reames（2018a）认为，硫的行为类似于第一电离势更高的元素，其中碳通常被视为一个典型例子。因此，我们预计硫/氧会与碳/氧呈现相同的时间变化。

本研究将 ST 测量汇总为年度区间，其持续时间比加速太阳高能粒子的事件或与注入、加速和输运有关的过程长出数个数量级。表 1给出了相关系数 $\rho(X/氧，太阳黑子数)$。鉴于我们的 ST 汇总以年为单位，这些 ρ 必然与两方面因素有关：ST 粒子群所来源的源区，或不同加速、注入和输运机制的发生率如何随太阳活动变化。因此，我们可以用它们来检验 Reames(2018a，b)。

图10 绘制了颜色编码的相关系数 $\rho(X/氧,SSN)$ 随太阳高能粒子 M/Q 和第一电离势的变化关系。许多影响太阳风和太阳高能粒子的加速与输运过程都取决于 M/Q。如果变化这些过程的相对发生率导致 ρ发生变化，那么 ρ 应按 M/Q 排序。如果太阳源区的变化导致 ρ发生变化，那么应按第一电离势排序。符号在 (M/Q,第一电离势) $\approx$ (2.6,11) 处明显改变，这表明 M/Q 和第一电离势中至少有一个对 $\rho(X/氧,SSN)$ 的长期变化具有重要影响。问题是：哪一个？首先，我们将说明证据不足以证明 ρ 取决于 M/Q。然后，我们将讨论源区的变化是否可能与 ρ的变化有关。

假设 ρ 与刚性依赖过程的发生率变化有关。那么，ρ 应按照 M/Q 排序。两项观察结果表明，事实并非如此。(1) FIP < 11 电子伏特的离子均具有 $\rho > 0.8$，但不存在明确的排序规律。(2) 高第一电离势离子也没有表现出明确的排序规律。尽管高第一电离势的数据点仅有三个（C、N 和 Ne），但我们可以排除 C/O 及其负相关性，因为已知 C 在太阳风和共转相互作用区（CIRs）中含量过高。换言之，C 不一定是高第一电离势元素的典型代表。剩余的两个数据点（N 和 Ne）不足以得出任何关于刚性依赖机制变化对高第一电离势离子影响的结论。简而言之，目前没有足够的证据表明存在由 M/Q 依赖过程驱动的 ρ。

假设情况恰恰相反，即 ρ 的变化与太阳上的源区效应有关。第一电离势效应会导致丰度差异，这取决于源区温度与太阳大气高度的组合如何决定某种元素何时发生电离。这些温度和高度与离子所来自的太阳源区类型（例如冕洞、活动区、冕流带等）有关。由于第一电离势与源区密切相关，这表明，X/O可能因驱动各元素丰度的源区不同而发生离散变化。鉴于 ρ的符号变化发生在第一电离势为 ≈ 11 电子伏特处，且不存在其他随M/Q变化的排序关系，图10表明，ρ 是由源区变化驱动的，而非任何依赖于M/Q的过程发生率所致。若不存在其他已知的物理机制，那么 ρ的符号变化发生在11电子伏特处，这意味着S是一种低第一电离势ST离子。鉴于我们已经证明，ST与GSEP和ISEP粒子群一致，因此必须推断，S在太阳高能粒子中属于低第一电离势元素，而非高第一电离势元素（Reames 2018a，b）；并且ST中的S必定起源于与其他低第一电离势元素（如钙、铁、镁和硅）相同的区域。

6. 结论

我们开发了一种用于分析宁静时段 0.3 MeV/nuc 至 1.28 MeV/nuc 离子长期趋势的方法，其中包括对我们所采用方法的灵敏度进行检验。

符合我们的宁静时段选择标准的结果。我们将这些粒子称为超热粒子，并且已经证明，我们结果中的统计不确定性远大于宁静时段选择标准所带来的任何不确定性。因此，我们的结果以及Dayeh 等人（2017）提出的QT阈值均具有稳健性。

我们已确认，年度宁静时段小时数会随太阳活动增强而减少（Dayeh 等人 2017）。这很可能是因为随着太阳黑子数增加，耀斑和日冕物质抛射等加速太阳高能粒子的现象发生得更加频繁。我们的结果也支持此前的结论：超热离子的来源群体会随太阳活动而变化（Desai 等人 2006c；Dayeh 等人 2009、2017；Zel'dovich 等人 2011、2018、2021）。具体而言，在太阳活动极小期，以 CIR 丰度为基准对宁静时段 X/O进行归一化，而在太阳活动极大期则以 GSEP 丰度为基准，这样便消除了随 M/Q变化的趋势。这表明，我们观测到的宁静时段超热粒子，是此前由该时期占主导地位的高能粒子源加速的物质残余；这些高能粒子的强度衰减至超热能区；它们并非由太阳风加速而来，也不是由太阳高能粒子减速而来。并且，这些观测是在宁静时段进行的，进一步证实了以下观测：超热粒子遍布行星际介质（Tsu-rutani 和 Lin 1985；Desai 等人 2003；Wiedenbeck 等人 2003）。

与这些广泛的研究发现一致，我们的分析还表明，超热硫是一种低第一电离势离子。鉴于高、低第一电离势离子来源于太阳上的不同区域，这意味着在追溯太阳高能粒子事件的太阳源区以及对太阳高能粒子加速机制进行建模时，必须将硫视为低第一电离势离子。

作者感谢 Heather Elliot 和 Frederic Al- legrini 对本文提出的意见。BLA 感谢 NASA 资助项目 80NSSC20K1255 和 80NSSC21K0112。MID 感谢 NASA 资助项目 80NSSC20K1255、80NSSC21K0112 和 80NSSC21K1572。MAD 感谢 NASA 资助项目 80NSSC19K0079（LWS）、80NSSC20K0290（O2R）以及合同 NNJ15HK11B。GMM 感谢 80NSSC22K0374。

软件： IPython(Perez 与 Granger 2007), Jupyter(Kluyver 等人 2016), Matplotlib(Hunter 2007), NumPy (Harris 等人 2020), SciPy(Virtanen 等人 2020), Pandas(McKinney 2010；Pandas 开发团队 2020),Python(Millman 与 Aivazis 2011；Oliphant 2007)

表 2。已知族群的代表性丰度以及太阳活动周期极值。除列 (c)、(f) 和 (l) 外，数据与Desai 等人(2006a（表 3）一致。尽管本文不分析氦，但为求完整，仍将其列入此表。适用时，能量已在脚注中给出。

	大事件太阳高能粒子[a]	ISEP[b]	CIR[c]	太阳活动极小期的太阳耀斑粒子[d]	太阳活动极大期的太阳耀斑粒子[e]
	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
He	75.0 ± 23.6	54 ± 14	273 ± 72	...	。。。
C	0.361 ± 0.012	0.322 ± 0.003	0.760 ± 0.023	0.6134 ± 0.0090	0.4173 ± 0.0042
N	0.119 ± 0.003	0.129 ± 0.002	0.143 ± 0.005	0.1434 ± 0.0037	0.1453 ± 0.0022
O	$\equiv 1 \pm 0.02$	$\equiv 1 \pm 0.006$	1 ± 0.020	$\equiv 1$	$\equiv 1$
Ne	0.152 ± 0.005	0.261 ± 0.003	0.206 ± 0.009	0.2087 ± 0.0046	0.1938 ± 0.0027
Mg	0.229 ± 0.007	0.37 ± 0.003	0.148 ± 0.006	0.1256 ± 0.0035	0.2497 ± 0.0031
Si	0.235 ± 0.011	0.409 ± 0.004	0.095 ± 0.005	0.0953 ± 0.0031	0.2475 ± 0.0032
S	0.059 ± 0.004	0.118 ± 0.015	0.028 ± 0.002	0.0269 ± 0.0016	0.0715 ± 0.0016
Ca	0.022 ± 0.002	0.06 ± 0.003	0.007 ± 0.001	0.00816 ± 0.00087	0.02830 ± 0.00098
Fe	0.404 ± 0.047	0.95 ± 0.005	0.088 ± 0.007	0.0984 ± 0.0032	0.4298 ± 0.0044
	SSW [f]	FSW[g]	冲击波[h]	光球[i]	日冕[j]
	(f)	(g)	(h)	(i)	(j)
He	95.9 ± 28.8	72.7 ± 21.8	44.4 ± 14.4	162 ± 14	126 ± 11
C	0.67 ± 0.067	0.683 ± 0.068	0.368 ± 0.004	0.501 ± 0.058	0.49 ± 0.056
N	0.069 ± 0.021	0.111 ± 0.033	0.142 ± 0.002	0.138 ± 0.022	0.123 ± 0.02
O	$\equiv 1$	$\equiv 1$	$\equiv 1$	$\equiv 1 \pm 0.161$	$\equiv 1 \pm 0.161$
Ne	0.091 ± 0.027	0.082 ± 0.025	0.172 ± 0.003	0.151 ± 0.021	0.191 ± 0.026
Mg	0.147 ± 0.03	0.105 ± 0.021	0.243 ± 0.004	0.072 ± 0.009	0.224 ± 0.026
Si	0.167 ± 0.034	0.115 ± 0.023	0.213 ± 0.003	0.071 ± 0.007	0.214 ± 0.022
S	0.049 ± 0.01	0.056 ± 0.011	0.05 ± 0.001	0.032 ± 0.008	0.032 ± 0.008
Ca	0.017 ± 0.003	0.0053 ± 0.0014	0.022 ± 0.002	0.005 ± 0.0001	0.013 ± 0.0002
Fe	0.12 ± 0.024	0.092 ± 0.018	0.236 ± 0.01	0.061 ± 0.006	0.186 ± 0.017

a $0.1 - 10$ MeV/核子，平均值为 0.38 MeV/核子，Desai 等（2006a） b 来自 $0.32 - 0.45$ MeV/ 核子的脉冲型太阳高能粒子，或来自 ~ 0.385MeV/核子（Mason 等人 2004） c 日冕相互作用区，来自 $0.32 - 0.45$ MeV/核子或 ~ 0.385MeV/核子（Mason 等人 2008, 1998） d $0.3 - 1.28$ MeV/核子。本研究中取太阳活动周期极值年份的平均值。e $0.3 - 1.28$ MeV/核子。本研究中取太阳活动周期极值年份的平均值。f 慢太阳风；von Steiger 等（2000），Ca/O 引自 Wurz 等（2003） g 快太阳风；von Steiger 等（2000），Ca/O 引自 Wurz 等（2003） h $0.1 - 10$ MeV/核子，平均值为 ~ 0.75 MeV/核子（Desai 等人 2003） i Lodders（2003） j Feldman 与 Widing（2003）

	斜率			截距			互相关		
	数值	不确定性	QT	数值	不确定性	QT	ρ	p-数值	QT
All	0.33	0.140	0.017	-0.65	0.420	0.037	0.89	3.0×10^{-3}	0.002
23-最大值	0.27	0.090	0.011	-0.52	0.280	0.041	0.76	2.8×10^{-2}	0.025
24-最小值	0.42	0.140	0.025	-0.86	0.400	0.066	0.90	2.3×10^{-3}	0.005
24-最大值	0.31	0.080	0.015	-0.73	0.270	0.041	0.82	1.2×10^{-2}	0.031
25-最小值	0.37	0.050	0.002	-0.76	0.170	0.010	0.94	5.0×10^{-4}	0.007
LESP（D06）	0.36	0.002	...	-0.84	0.007	...	0.97	3.4×10^{-6}	...

表 3. 图 8 中线性拟合的参数，以及与太阳高能粒子 M/Q 的相关系数及其对应的 p-值。QT 列给出了不同 QT 阈值下的变异性，该变异性小于第 2 节中推导的 QT 阈值的统计不确定性。

Table 4. Annual abundances normalized to oxygen (X/O) and their uncertainties (Uncert) from Figure 4. All data from ACE/ULEIS over the energy range 0.3 MeV/nuc to 1.28 MeV/nuc.

	C		N		Ne		Mg		Si		S		Ca		Fe	
Year	X/O	Uncert	X/O	Uncert	X/O	Uncert	X/O	Uncert	X/O	Uncert	X/O	Uncert	X/O	Uncert	X/O	Uncert
1998	0.51	0.02	0.16	0.009	0.2	0.01	0.22	0.01	0.181	0.01	0.051	0.005	0.026	0.004	0.31	0.01
1999	0.43	0.01	0.155	0.006	0.205	0.007	0.257	0.008	0.257	0.008	0.075	0.004	0.029	0.002	0.52	0.01
2000	0.41	0.01	0.157	0.007	0.211	0.009	0.27	0.01	0.31	0.01	0.096	0.006	0.039	0.004	0.53	0.02
2001	0.4	0.01	0.139	0.007	0.196	0.008	0.251	0.01	0.229	0.009	0.066	0.005	0.026	0.003	0.42	0.01
2002	0.39	0.01	0.14	0.007	0.178	0.008	0.24	0.01	0.23	0.01	0.078	0.006	0.028	0.003	0.39	0.01
2003	0.49	0.01	0.159	0.007	0.187	0.008	0.22	0.009	0.215	0.009	0.063	0.004	0.029	0.003	0.38	0.01
2004	0.48	0.01	0.14	0.007	0.201	0.008	0.236	0.009	0.212	0.009	0.057	0.004	0.029	0.003	0.4	0.01
2005	0.56	0.01	0.154	0.005	0.197	0.006	0.164	0.006	0.154	0.006	0.047	0.003	0.014	0.002	0.178	0.006
2006	0.62	0.02	0.15	0.008	0.207	0.01	0.166	0.008	0.135	0.008	0.044	0.004	0.023	0.003	0.25	0.01
2007	0.65	0.02	0.136	0.007	0.22	0.009	0.126	0.007	0.098	0.006	0.023	0.003	0.005	0.001	0.097	0.006
2008	0.62	0.02	0.143	0.009	0.19	0.01	0.122	0.008	0.092	0.007	0.024	0.004	0.009	0.002	0.094	0.007
2009	0.52	0.04	0.18	0.02	0.24	0.02	0.12	0.02	0.07	0.01	0.036	0.009	0.023	0.007	0.14	0.02
2010	0.5	0.02	0.14	0.007	0.186	0.008	0.166	0.008	0.159	0.008	0.049	0.004	0.015	0.002	0.236	0.01
2011	0.48	0.01	0.146	0.006	0.206	0.008	0.24	0.008	0.215	0.008	0.062	0.004	0.024	0.003	0.38	0.01
2012	0.41	0.01	0.138	0.006	0.176	0.007	0.242	0.008	0.238	0.008	0.061	0.004	0.028	0.003	0.35	0.01
2013	0.42	0.01	0.141	0.006	0.195	0.007	0.239	0.008	0.25	0.008	0.07	0.004	0.028	0.003	0.46	0.01
2014	0.39	0.01	0.146	0.006	0.187	0.007	0.264	0.009	0.274	0.009	0.08	0.005	0.03	0.003	0.45	0.01
2015	0.46	0.01	0.152	0.007	0.188	0.008	0.219	0.009	0.201	0.008	0.066	0.005	0.026	0.003	0.31	0.01
2016	0.59	0.02	0.144	0.006	0.188	0.008	0.18	0.007	0.175	0.008	0.042	0.003	0.016	0.002	0.252	0.009
2017	0.61	0.02	0.152	0.008	0.231	0.01	0.16	0.008	0.139	0.007	0.035	0.004	0.012	0.002	0.18	0.009
2018	0.61	0.02	0.139	0.008	0.203	0.01	0.105	0.007	0.079	0.006	0.023	0.003	0.007	0.002	0.06	0.005
2019	0.53	0.03	0.15	0.01	0.21	0.02	0.11	0.01	0.09	0.01	0.028	0.006	0.012	0.004	0.13	0.01

参考文献

Allen, R. C., Ho, G. C., & Mason, G. 2019, 天体物理学杂志, 883, L10, doi: 10.3847/2041-8213/ab3f2fAlterman, B. L., & Kasper, J. C. 2019, 天体物理学杂志, 879, L6, doi: 10.3847/2041-8213/ab2391Alterman, B. L., Kasper, J. C., Leamon, R. J., & McIntosh, S. W. 2021, 太阳物理学, 296, 67, doi: 10.1007/s11207-021-01801-9Blum, P. W., & Fahr, H. J. 1970, 天文学与天体物理学, 4, 280.https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1970A&A.....4..280BChotoo, K., Schwadron, N. A., Mason, G., et al. 2000, 地球物理研究杂志：空间物理学, 105, 23107, doi: 10.1029/1998ja000015Dayeh, M. A., Desai, M., Dwyer, J. R., et al. 2009, 天体物理学杂志, 693, 1588, doi: 10.1088/0004-637X/693/2/1588Dayeh, M. A., Desai, M., Mason, G., Ebert, R. W., & Farahat, A. 2017, 天体物理学杂志, 835, 155, doi: 10.3847/1538-4357/835/2/155Desai, M., & Giacalone, J. 2016, 太阳物理学综述, 13, 3, doi: 10.1007/s41116-016-0002-5Desai, M., & Mason, G. 2001, 天体物理学 . .. , 89.http://iopscience.iop.org/1538-4357/553/1/L89Desai, M., Mason, G., Dwyer, J. R., et al. 2003, 天体物理学杂志, 588, 1149, doi: 10.1086/374310Desai, M., Mason, G., Gold, R. E., et al. 2007, 空间科学评论, 130, 243, doi: 10.1007/s11214-007-9219-x—. 2006a, 天体物理学杂志, 649, 470, doi: 10.1086/505649Desai, M., Mason, G., Mazur, J. E., & Dwyer, J. R. 2006b, 空间科学评论, 124, 261, doi: 10.1007/s11214-006-9109-7—. 2006c, 天体物理学杂志, 645, L81, doi: 10.1086/505935Desai, M., Mason, G., Wiedenbeck, M. E., et al. 2004, 天体物理学杂志, 611, 1156, doi: 10.1086/422211Drake, J. F., Swisdak, M., & Fermo, R. 2013, 天体物理学杂志快报, 763, 1, doi:10.1088/2041-8205/763/1/L5Ebert, R. W., Dayeh, M. A., Desai, M., & Mason, G. 2012, 天体物理学杂志, 749, doi: 10.1088/0004-637X/749/1/73Fahr, H. J., Chashei, I. V., & Siewert, M. 2012, 天文学与天体物理学, 537, 1, doi: 10.1051/0004-6361/201117503Feldman, U., & Widing, K. G. 2003, 空间科学评论, 107, 665, doi: 10.1023/A:1026103726147

Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., & Kearney, P. D. 1974, 《地球物理研究杂志》, 79, 1808, doi: 10.1029/ja079i013p01808 Filwett, R. J., Desai, M., Dayeh, M. A., & Broiles, T. W. 2017, 《天体物理学杂志》, 838, 23, doi: 10.3847/1538-4357/aa5ca9 Filwett, R. J., Desai, M., Ebert, R. W., & Dayeh, M. A. 2019, 《天体物理学杂志》, 876, 88, doi: 10.3847/1538-4357/ab12cf Fisk, L. A., & Gloeckler, G. 2006, 《天体物理学杂志》, 640, L79, doi: 10.1086/503293 —. 2008, 《天体物理学杂志》, 686, 1466, doi: 10.1086/591543 —. 2012, AIP会议论文集, 1436, 116, doi: 10.1063/1.4723598 —. 2014, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 119, 8733, doi: 10.1002/2014JA020426 Fisk, L. A., & Lee, M. A. 1980, 《天体物理学杂志》, 237, 620, doi: 10.1086/157907 Gloeckler, G., Fisk, L. A., Mason, G., & Hill, M. E. 2008, AIP会议论文集, 1039, 367, doi: 10.1063/1.2982473 Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., et al. 2020, Nature, 585, 357, doi: 10.1038/s41586-020-2649-2 Holzer, T. E., & Axford, W. I. 1971, 《地球物理研究杂志》, 76, 6965, doi: 10.1029/JA076i028p06965 Hovestadt, D., Klecker, B., Scholer, M., & Gloeckler, G. 1984a, 《天体物理学杂志》, 281, 463, doi: 10.1086/162118 Hovestadt, D., Klecker, B., Scholer, M., Gloeckler, G., & Ipavich, F. M. 1984b, 《天体物理学杂志》, 282, L39, doi: 10.1086/184300 Hunter,J. D.2007, 《科学与工程计算》, 9, 90, doi: 10.1109/MCSE.2007.55 Jones, F. C., & Ellison, D. C. 1991, 《空间科学评论》, 58, 259, doi: 10.1007/BF01206003 Kahler, S. W., & Ling, A. G. 2019, 《天体物理学杂志》, 872, 89, doi: 10.3847/1538-4357/aafb03 Kluyver, T., Ragan-kelley, B., P´erez, F., et al. 2016, 《学术出版中的定位与权力：参与者、代理人与议程》, 87, doi: 10.3233/978-1-61499-649-1-87 Laming, J. M. 2015, 《太阳物理学评论》, 12, doi: 10.1007/lrsp-2015-2 Lario, D., Berger, L., Decker, R. B., et al. 2019, 《天文学杂志》, 158, 12, doi: 10.3847/1538-3881/ab1e49 Lodders, K. 2003, 《天体物理学杂志》, 591, 1220。 http://stacks.iop.org/0004-637X/591/i=2/a=1220

Mason, G., & Gloeckler, G. 2012，载于，241–251，doi: 10.1007/s11214-010-9741-0 Mason, G., Mazur, J. E., & Dwyer, J. R. 1999，《天体物理学杂志》，525，L133，doi: 10.1086/312349 Mason, G., Mazur, J. E., Dwyer, J. R., et al. 2004，《天体物理学杂志》，606，555，doi: 10.1086/382864 Mason, G., Mazur, J. E., Dwyer, J. R., Reames, D. V., & von Rosenvinge, T. T. 1997，《天体物理学杂志》，486，L149，doi: 10.1086/310845 Mason, G.,Nitta, N. V.,Wiedenbeck,M. E., &Innes, D. E. 2016，《天体物理学杂志》，823，138，doi: 10.3847/0004-637x/823/2/138 Mason, G., Gold, R. E., Krimigis, S. M., et al. 1998，《空间科学评论》，86，409，doi: 10.1023/A:1005079930780 Mason, G., Wiedenbeck, M. E., Miller, J. A., et al. 2002，《天体物理学杂志》，574，1039，doi: 10.1086/341112 Mason, G., Leske, R., Desai, M., et al. 2008，《天体物理学杂志》，678，1458，doi: 10.1086/533524 McIntosh, S. W., & Leamon, R. J. 2017，《天文学与空间科学前沿》，4，1，doi: 10.3389/fspas.2017.00004 McIntosh, S. W., Wang, X., Leamon, R. J., et al. 2014，《天体物理学杂志》，792，doi: 10.1088/0004-637X/792/1/12 McIntosh, S. W., Leamon, R. J., Krista, L. D., et al. 2015，《自然通讯》，6，1，doi: 10.1038/ncomms7491 McKinney, W. 2010，载于《第九届 Python 科学会议论文集》，编者 S. van der Walt & J. Millman，56–61，doi: 10.25080/Majora-92bf1922-00a Mewaldt, R. 2001，载于AIP会议论文集，第598卷（AIP），165–170，doi: 10.1063/1.1433995 Mewaldt, R., Mason, G., & Cohen, C. M. 2012，AIP会议论文集，1500，128，doi: 10.1063/1.4768755 Millman, K. J., & Aivazis, M. 2011，《科学与工程计算》，13，9，doi: 10.1109/MCSE.2011.36 M¨obius, E., Rucinski, D., Hovestadt, D., & Klecker, B. 1995，《天文学与天体物理学》，304，505。http://adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...304..505M Oliphant, T. E. 2007，《科学与工程计算》，9，10，doi: 10.1109/MCSE.2007.58 Perez, F., & Granger, B. E. 2007，《科学与工程计算》，9，21，doi: 10.1109/MCSE.2007.53 Reames, D. V. 1995，《空间研究进展》，15，41，doi: 10.1016/0273-1177(94)00018-V —. 1999，《空间科学评论》，90，413–491，doi: 10.1023/A:1005105831781 —. 2018a，《空间科学评论》，214，doi: 10.1007/s11214-018-0495-4 —. 2018b，《太阳物理学》，293，doi: 10.1007/s11207-018-1369-3；Reames, D. V., Meyer, J. P., & von Rosenvinge, T.T. 1994，《天体物理学杂志增刊系列》，90，649，doi: 10.1086/191887；Richardson, I. G. 2004，《空间科学评论》，111，267，doi: 10.1023/B:SPAC.0000032689.52830.3e；SILSO 世界数据中心。2020；The Pandas Development Team. 2020，pandas-dev/pandas：Pandas，doi: 10.5281/zenodo.3509134；Tsurutani, B. T., & Lin, R. P. 1985，《地球物理研究杂志》，90，1，doi: 10.1029/JA090iA01p00001；Vanlommel, P., Cugnon, P., Van Der Linden, R. A. M., Berghmans, D., & Clette, F. 2005，《太阳物理学》，224，113，doi: 10.1007/s11207-005-6504-2；Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., 等。2020，《自然方法》，17，261，doi: 10.1038/s41592-019-0686-2；von Rosenvinge, T. T., Barbier, L. M., Karsch, J., 等。1995，《空间科学评论》，71，155，doi: 10.1007/BF00751329；von Steiger, R., Schwadron, N. A., Fisk, L. A., 等。2000，《地球物理研究杂志：空间物理学》，105，27217，doi: 10.1029/1999ja000358；Webb, D. F., & Howard, R. A. 1994，《地球物理研究杂志》，99，4201，doi: 10.1029/93JA02742；Wiedenbeck, M. E., Mason, G. M., Christian, E. R., 等。2003，《AIP 会议论文集》，679，652，doi: 10.1063/1.1618679；Wurz, P., Bochsler, P., Paquette, J. A., & Ipavich, F. M. 2003，《天体物理学杂志》，583，489，doi: 10.1086/344834；Zank, G. P., Le Roux, J. A., Webb, G. M., Dosch, A., & Khabarova, O. 2014，《天体物理学杂志》，797，doi: 10.1088/0004-637X/797/1/28；Zank, G. P., Li, G., Florinski, V., 等。2006，《地球物理研究杂志：空间物理学》，111，1，doi: 10.1029/2005JA011524；Zel'dovich, M. A., Kecskem´ety, K., & Logachev, Y. I. 2021，《皇家天文学会月刊》，502，2961，doi: 10.1093/mnras/staa4029；Zel'dovich, M. A., Logachev, Y. I., & Kecskem´ety, K. 2018，《太阳物理学》，293，doi: 10.1007/s11207-017-1170-8；Zel'dovich, M. A., Logachev, Y. I., & Surova, G. M. 2011，《天文学报告》，55，374，doi: 10.1134/S1063772911020090；Zel'dovich, M. A., Logachev, Y. I., Surova, G. M., & Kecskem´ety, K. 2014，《天文学报告》，58，399，doi: 10.1134/S1063772914050072

Zhao, L., Landi, E.,& Gibson,S. E. 2013, 天体物理学杂志, 773, 157, doi: 10.1088/0004-637X/773/2/157