太阳活动周23和24中流相互作用区内太阳风质子和阿尔法粒子行为的新见解

Yogesh,[1,2★] D. Chakrabarty[1,3] 和 Nandita Srivastava[1]
[1]印度物理研究实验室，Navrangpura，艾哈迈达巴德 380009，印度
[2]印度理工学院甘地讷格尔分校，甘地讷格尔 382055，印度
[3]乌代布尔太阳观测站，物理研究实验室，乌代布尔 -313001，印度

接受日期 XXX。收到日期 YYY；原始形式为 ZZZ

arXiv:2304.00274v2 [astro-ph.SR] 8 Aug 2023

摘要
尽管过去已有研究探讨了行星际日冕物质抛射（ICMEs）中太阳风阿尔法粒子-质子比（表示为 $A_{He} = N_a/N_p * 100$）的增强，但迄今为止，流界面区的 A_{He} 增强却鲜少受到关注。在这封短文中，通过全面分析太阳活动周23和24期间观测到的共转相互作用区（SIR）事件，我们表明，从太阳活动周23的极小期开始，阿尔法粒子的流界面便开始与质子的流界面分离。若以背景太阳风为参照，在SIR高速风区，整体速度与局地磁场之间夹角（下文称整体速度角）较大时，阿尔法粒子的数量相较于质子有所增加。对阿尔法粒子与质子之间差分速度的分析还表明，速度较快的阿尔法粒子聚集在流界面区的高速风侧，从而导致 A_{He}增强。本研究首次揭示了两个太阳活动周期间SIR中 A_{He} 的显著变化，并强调了整体速度角和高速风区的差分速度对SIR中 A_{He} 变化的重要性。

关键词： 太阳风 – 太阳：丰度 – 太阳：磁场 – 太阳：活动 – 太阳：日冕物质抛射 (CMEs) – 太阳：日球层

1 引言

流相互作用区（SIRs）是行星际（IP）介质中的大尺度、长寿命结构。SIRs会影响近地太阳风特性的动力学，进而影响相关空间天气。SIRs由高速太阳风流与其前方的慢太阳风相互作用形成。太阳风等离子体密度、磁场强度和等离子体压力的增加表明流相互作用区中的等离子体受到压缩。SIRs包含三个部分：慢风区、流界面区和高速风区。1 au处的流界面（SI）通常表现为密度骤降、温度/压力升高，以及速度发生具有较大梯度的变化（Burlaga 1974；Belcher & Davis 1971）。早期研究者考察了与SIR相关的太阳风等离子体参数变化，例如密度、磁场、动压力等（Richardson2018及其中的参考文献）。然而，关于流相互作用区如何改变太阳风等离子体成分总体情况，尤其是α-质子比（表示为 $A_{He} = N_a/N_p * 100$）的研究很少（例如Gosling等人 1978；Ďurovcová等，2019）。这可能是因为SIRs中 A_{He} 的大幅增强十分罕见；相比之下，在行星际日冕物质抛射（ICMEs）中，A_{He} 的显著增强则相当常见（Richardson&Cane 2010；Fu et al. 2020；Yogesh et al. 2022等）。尽管如此，研究 A_{He} 在流界面两侧的变化仍可能非常有助于用于表征共转作用区结构并评估其对空间天气的影响。

这里还值得一提的是，A_{He} 可以提供有关太阳风源区的信息（例如，Borrini等，1982；Kasper等，2007）。众所周知，尽管光球中的 A_{He} 为8%，但其在日冕和太阳风中会减少，并稳定在4–5%的水平（Laming，2004）。Yogesh等（2021）指出，第24太阳活动周这一情况发生了变化，当时 A_{He} 转向较低值（2–3%），表明上一个太阳活动周日冕中的氦处理过程发生了变化。此外，太阳风中的 A_{He} 会随太阳风速和太阳活动水平而变化（Kasper等，2007；Alterman和Kasper，2019；Yogesh等，2021）。通常，与慢速太阳风相比，快速太阳风的 A_{He} 较高。慢太阳风中的 A_{He}变化更大，而快速太阳风中的变化并不显著。Yogesh等（2022）还指出，色球蒸发与引力沉降可能相互作用，决定了此前报道的行星际日冕物质抛射中增强的 A_{He} 水平（例如，Borrini等，1982；Fu等，2020等）。然而，关于共转相互作用区中 A_{He} 变化的报道很少。早先人们认为，共转作用区结构中氦丰度的变化（通常是增加）仅仅是太阳风类型转换所致（Gosling等人，1978；Wimmer-Schweingruber等，1997）。Gosling等人（1978）还指出，在界面处，相对于质子的阿尔法粒子流速会突然变化。最近，Ďurovcová等（2019）提出，质子参考系中的俯仰角和阿尔法粒子速度是解释共转相互作用区中 A_{He} 增强时需要考虑的重要因素。

在本文中，我们研究了大量跨越

★ 电子邮箱：yphy22@gmail.com

© 2022 作者

太阳活动周23和24（下文分别简称为 SC23 和 SC24）的共转相互作用区事件，并将其置于慢速/快速太阳风以及太阳活动峰年/极小期的背景下进行分析。迄今为止，尚未开展过此类研究。

2 共转作用区事件的数据与筛选

在本研究中，我们使用了 WIND 航天器搭载的太阳风实验（SWE）数据（Ogilvie 等，1995）。数据集的分辨率约为 92 秒。磁场测量取自磁场探测实验（Lepping 等，1995）。

共转作用区事件取自 Chi 等 （2018）编制的目录。有关事件筛选以及航天器处事件起止时间的详细信息，可参见 Chi 等（2018）及其中的参考文献。该目录包含 1995 年至 2016 年期间观测到的 866 个共转作用区事件。我们剔除了数据没有连续覆盖的事件。为确保仅考虑纯共转作用区事件，我们还剔除了在起始时间前一天和结束时间后一天内可能与行星际日冕物质抛射混淆的共转作用区事件。行星际日冕物质抛射事件取自 Richardson 与 Cane 目录（Richardson 与 Cane 2010）。上述标准最终筛选出 436 个事件，用于本研究。

我们将共转作用区事件分为四类，即 SC23 极小期（1996–1998、2006–2009）、SC23 极大期（1999–2005）、SC24 极小期（2010–2011、2016）以及 SC24 极大期（2012–2015）。请注意，该目录中没有 2016 年之后的共转作用区事件，因此纳入分析的 SC24 事件数量远少于 SC23。不过，通过采用相同数量的共转作用区事件，我们已验证（见补充图 S1，并与图 4比较），本文报告的科学推论仍然不变。因此，本文使用了所有可用的数据库数据。

3 结果与讨论

3.1 太阳活动极大期和极小期全部事件的叠加历元分析（SPA）

图 1 展示了本文所用共转相互作用区事件的叠加历元分析（SPA）。为生成 SPA 结果，数据采样间隔由 92 秒调整为 2 分钟。流界面（SI）是慢速太阳风与快速太阳风之间的边界。SPA 以零历元线为基准进行分析；在本例中，零历元线即流界面。下文将 SI 的慢风一侧称为慢风区（SWR），快速太阳风一侧称为高速风区（FWR）。从图 1 可以看出，尽管 SPA 将共转相互作用区内外的测量数据混合在一起，但与 SI 相关的特征变化主要发生在零历元线两侧 ±10 小时的时间范围内。请注意，在我们的研究中，80% 的共转相互作用区事件持续时间超过 20 小时。因此，我们认为本文报告的结果在统计上是可靠的。

在叠加历元分析中可以观察到磁场、数密度和速度的变化（图1）。东西向流角（ϕ）是识别流界面的良好指标（Mayank等，2022；Rout等，2017）。从图中可以看出一个重要现象：经缩放的质子数密度（缩放后的数密度 = <N> =(n - n_{min})/(n_{max} - n_{min})）与经缩放的 α 粒子数密度之间呈现很强的相关性（见图1），与东西向流

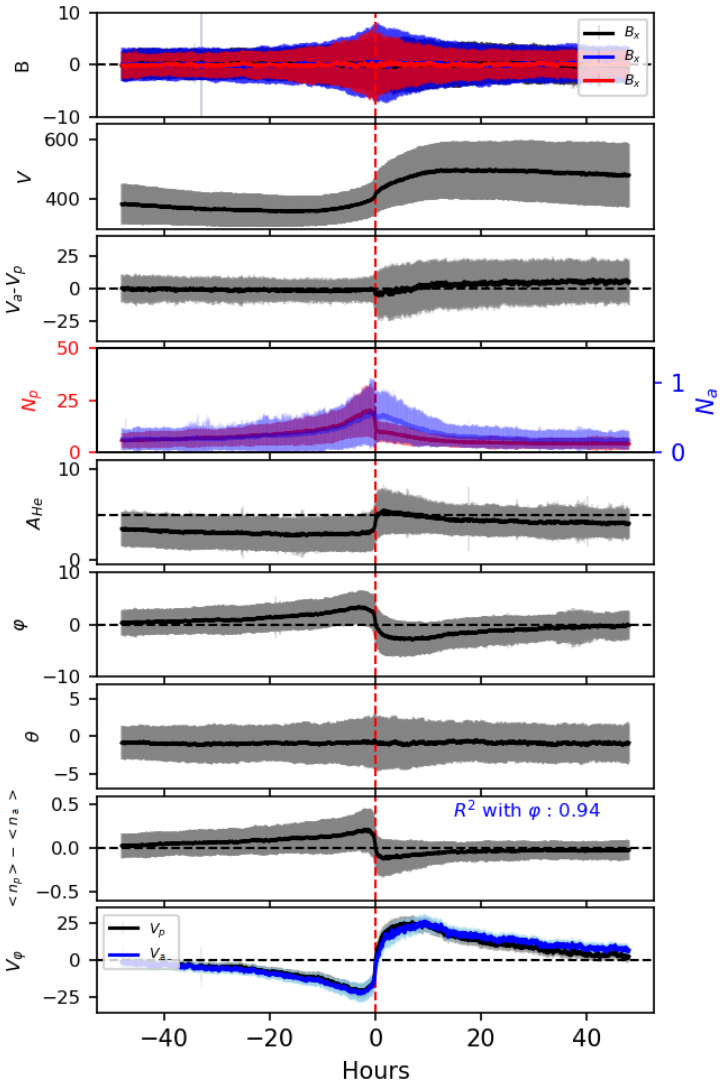


图1。对436个流相互作用区事件进行叠加历元分析。红色竖直虚线表示历元时刻。流界面被选作历元时刻。上方七行依次显示磁场分量（B_x、B_y、B_z）、速度（V）、α粒子与质子的速度之差（V_a - V_p）、α粒子和质子的数密度（N_a、N_p）、氦丰度（A_{He}）、东西向地心太阳黄道坐标系整体流角（ϕ）以及南北向流角（θ）。第八行显示经缩放的质子数密度（缩放后的数密度 = <N> =(n-n_{min})/(n_{max}-n_{min})）与经缩放的α粒子数密度（<N_p> - <N_a>）之差。第九行显示α粒子和质子的东西向速度（$V_\phi(a)$、$V_\phi(p)$）。ϕ和V_ϕ是太阳风类型变化的良好指标，即从慢速太阳风转变为快速太阳风。请注意，<N_p> - <N_a>与ϕ之间的R^2（决定系数）非常高（超过90%）。这表明，慢速太阳风中以质子堆积为主，而快速太阳风中则以α粒子堆积为主。

角度（ϕ）。这种差分缩放后的密度也表明，在慢风区中质子的堆积占主导，而朝向快风区则是阿尔法粒子的堆积占主导。因此，从叠加历元分析可以明显看出，这种差异性堆积是共转相互作用区快风区中 A_{He} 相对增强的主要原因。后续各节将探讨造成这种差异性堆积的可能原因，以及 SC23 和 SC24 极小期与极大期 A_{He} 的变化。

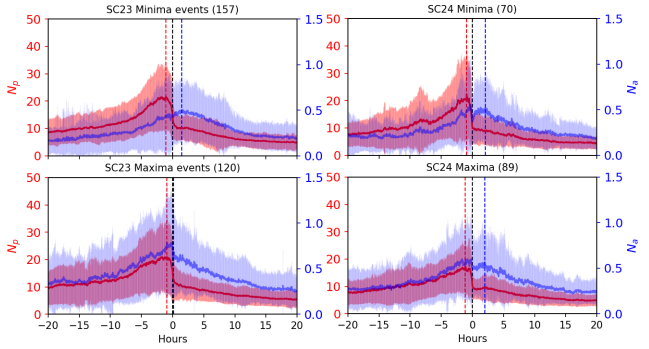


图2。 图示为SC23和SC24中阿尔法粒子（蓝色）和质子（红色）数密度的叠加历元分析，并给出了SC23极小期、SC24极大期、SC24极小期和SC24极大期的1σ误差棒。每个面板顶部还标出了所考虑的事件数。黑色、红色和蓝色虚线分别表示流界面（SI）、朝向慢风区（SWR）的质子数密度峰值，以及朝向快风区（FWR）的α粒子数密度峰值。阿尔法粒子朝向快速太阳风出现的额外峰值（在SC23极小期和SC24期间）表明，阿尔法粒子和质子在流界面两侧的行为存在差异。

3.2 SC23和SC24中阿尔法粒子和质子数密度的叠加历元分析（SPA）

本节展示了对应于 SC23 和 SC24 极大期与极小期的阿尔法粒子和质子数密度的叠加历元分析（N_a 和 N_p）（图 2）。以流界面（黑色虚线）作为零历元时刻。图中展示了零历元时刻前后各 20 小时的时段。质子和阿尔法粒子的变化分别以红色和蓝色表示，并附有一个标准差的误差棒。红色和蓝色竖直虚线分别表示慢风区内质子数密度的峰值以及快风区内阿尔法粒子数密度的峰值。

从图 2 可以观察到，在SC24期间（极小期和极大期均如此），阿尔法粒子朝向快风区存在明显的额外流界面，而SC23期间似乎没有这一额外流界面。在SC23期间，阿尔法粒子的流界面要么与质子的流界面重合（极大期），要么在快风区内明显分离（主要流界面，极小期）。无论是主要还是额外的阿尔法粒子流界面，它们与质子流界面相隔 ~ 2 小时。因此，鉴于基于具有统计显著性的数据集观察到阿尔法粒子流界面彼此明显分离（SC23极大期除外），我们将这些阿尔法粒子流界面视为真实存在。此外，跨越流界面时，阿尔法粒子数密度并未像质子数密度那样骤降。这表明，SIR的快风区可能具有较高的氦丰度。目前已知SC24是一个较弱的太阳活动周期；从SC23极小期（深极小期）开始，太阳活动减弱的趋势就已显现，而SC23极大期相对较强（Hathaway 2015）。因此，SC23极大期慢风区氦丰度升高似乎与SC23期间的太阳活动有关。

Ďurovcová等人(2019) 将共转相互作用区视为类似于磁镜装置。控制带电粒子在弯曲磁场中运动的重要参数是俯仰角和离子速度。在本研究中，我们没有采用俯仰角，而是考察整体速度矢量与局部磁场矢量之间的夹角，以及阿尔法粒子与质子之间的差分速度。我们评估了这些参数对 SC23 和 SC24 不同阶段阿尔法粒子和质子数密度的影响。从图2可以看出，在共转相互作用区的慢风区和快风区，阿尔法粒子与质子的行为有所不同。因此，接下来的小节将分别对这些区域进行研究。

3.3 整体速度角分布（BAD）

我们分别定义质子和阿尔法粒子相对于局地磁场的整体速度角（简称 BA），并构建整体速度角分布（BAD）。请注意，BAD 不同于俯仰角分布（PAD）：BAD 涉及离子整体速度相对于局地磁场方向的夹角，而 PAD 涉及单个离子速度相对于局地磁场方向的夹角。BA 定义如下

$$BA = cos^{-1}(\frac{\vec{B}.\vec{V}}{|\hat{B}||\hat{V}|}) \quad (1)$$

这里，B 是磁场矢量，V 是整体速度矢量。本文仅考虑 0^o 至 90^o 范围内的 BAD，这通过在分母中取模来确保。这样做是因为，预计 90^o 至 180^o 范围内的 BAD 应为 0^o 至 90^o范围内 BAD 的镜像。首先，我们分别对所有共转作用区事件中慢风区和快风区的偏转角数据（~ 92 秒采样间隔）进行分组。随后，采用 2^o的分箱大小构建 BAD。图 3 展示了 SC23 和 SC24 极小期与极大期慢风区中的 BAD。为了解流相互作用的影响，我们将共转相互作用区的 BAD 与不存在共转相互作用区时背景慢风和快风的 BAD 进行比较。我们使用速度低于 400 km/s 和高于 500 km/s 的太阳风，分别构建背景慢风和快风的参照数据。为保证参照数据的纯粹性，不考虑速度介于 400–500 km/s 的太阳风。此外，我们还从数据中剔除了行星际日冕物质抛射事件，以估算背景参照数据。请注意，为与流相互作用区目录保持一致，参照数据基于 1996—2016 年的数据构建。红色和蓝色分别表示质子和阿尔法粒子。

3.3.1 慢风区域（*SWR*）

在图3的每个面板中，上半部分以点线显示共转相互作用区（SIR）慢风区（SWR）中质子和阿尔法粒子的偏转角（BAD），而点划线则表示背景风的偏转角。垂直虚线表示SIR慢风区与背景偏转角的交叉点。每个面板的下半部分显示SIR慢风区与背景慢太阳风之间偏转角的差异。绿色曲线表示SIR慢风区中阿尔法粒子和质子偏转角之间的差异或残差。

从图3中可以观察到几个重要特征。较低偏转角（交叉点之前）部分的分布似乎向较高值（交叉点之后）偏移。这种偏移在 SC24 极大期最明显。SC23 和 SC24 的交叉点几乎位于 50^o 。除 SC23 极小期外，阿尔法粒子和质子的交叉点相似；在 SC23 极小期，二者相差2。7^o。SC24 极大期显示，粒子从较低偏转角向较高偏转角的偏移幅度最大。另一个重要特征是，SC23 中，慢风区的分布在较高偏转角处呈现平台区域（BAD 中缺少明显的尖锐峰值），极大期和极小期均如此。相比之下，SC24 的慢风区分布在极大期和极小期均出现明显峰值。尽管存在上述特征，绿色曲线仍接近零，这意味着阿尔法粒子和质子的 BAD 差异很小。因此，尽管慢风区中偏转角较高处的质子或阿尔法粒子数量多于背景慢太阳风，但共转相互作用区慢风区中的阿尔法粒子和质子 BAD 并无显著差异。

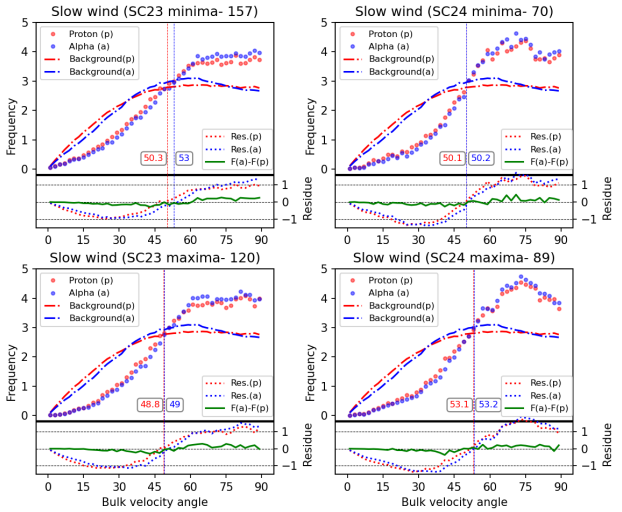


图3. 图中仅展示了 SC23 和 24 极小期与极大期慢风区（SWR）的 BAD。红色和蓝色分别表示质子和阿尔法粒子。每个面板的上半部分显示了共转相互作用区（SIR）和慢速背景太阳风的慢风区 BAD。每个面板的下半部分显示了 SIR BAD 与慢速背景太阳风之间的差值。绿色表示慢风区中阿尔法粒子与质子的 BAD 差值。

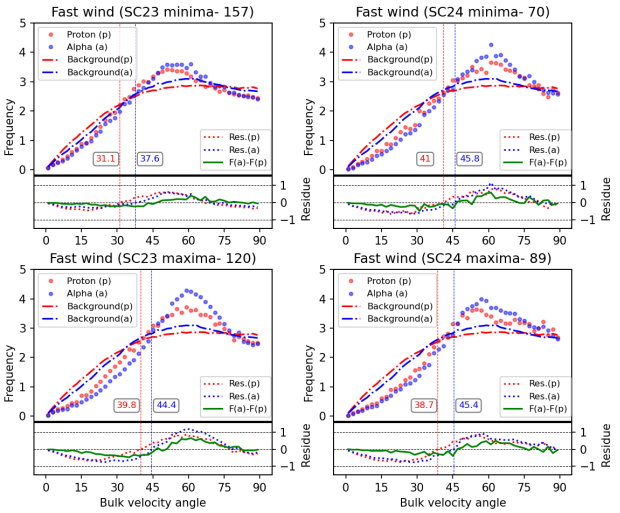


图 4. 图中仅显示了 SC23 和 24 极小期与极大期高速风区（FWR）的偏转角（BAD）。红色和蓝色分别表示质子和阿尔法粒子。每个面板上半部分显示了共转相互作用区（SIR）和快速背景太阳风的高速风区偏转角。每个面板下半部分显示了共转相互作用区偏转角与快速背景太阳风偏转角之差。绿色表示高速风区内阿尔法粒子与质子的偏转角之差。

3.3.2 高速风区（*FWR*）

我们也对共转相互作用区的快风区进行了类似分析。图4与图3类似，但展示的是快风区和快速背景太阳风的特性。从图4可以看出，与慢风区类似，粒子分布中偏转角低于背景太阳风的部分似乎向较高值偏移。不过，两者存在一处差异：快风区和快速背景太阳风的 BAD 至少有两个明显的交叉点，而慢太阳风只有一个交叉点。第一个交叉点位于较低偏转角处，第二个则位于很高的值处。质子的交叉偏转角大约为 40^o 和 45^o，但 SC23 极小期除外（质子为 31.1^o，阿尔法粒子为 37.6^o）。质子和阿尔法粒子的偏转角交叉点相差约 5^o。阿尔法粒子的交叉角较高，表明更多阿尔法粒子向较高偏转角处偏移。与 SC23 不同，此处绿色曲线（下方各面板）的变化表明，偏转角较高处的阿尔法粒子多于质子。这种阿尔法粒子与质子分布差异在 SC23 极小期最小。请注意，SC23 的特点是经历了一个深极小期（Hathaway 2015）。根据这些结果可以认为，在快风区中，阿尔法粒子的行为与质子不同。此外，偏转角交叉点也不同于慢风区的交叉点。

我们还在太阳风（质子）参考系中对氦离子重复了这一分析。结果见补充图S2和S3。从图S2和S3可以看出，在高速风区（FWR）中，阿尔法粒子偏向较大的偏转角，而慢风区（SWR）中没有这一特征。这与图3 和4。

3.4 SC23 和 24 中阿尔法粒子与质子之间差分速度的分布

图中展示了阿尔法粒子与质子速度之差（差分速度）的变化情况。图5和图6给出了SC23和24中慢风区与快风区的情况，与图3 和图4类似。图5 和图6分别展示了慢风区和快风区的速度差分布。两图中的红色表示差分

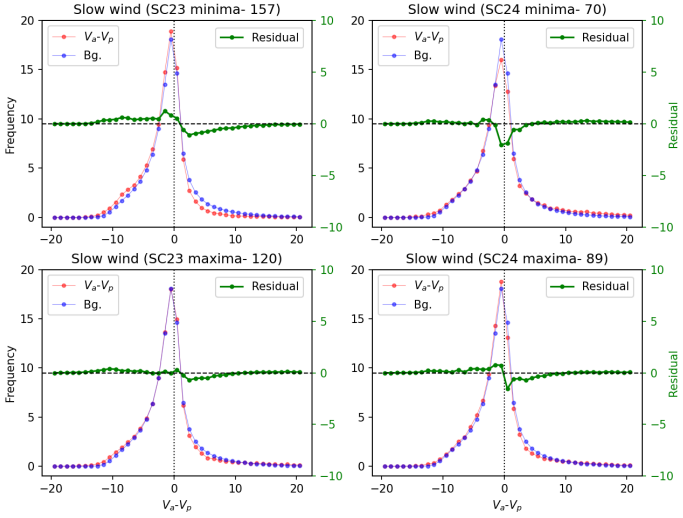


图5. 图中仅显示了 SC23 和 24 极小期与极大期慢风区（SWR）的差分速度分布（α粒子速度 – 质子速度）。红色和蓝色分别表示共转相互作用区（SIR）内慢风区和背景（Bg.）慢速太阳风的差分速度分布。绿色表示共转相互作用区内慢风区与背景慢速太阳风分布之差。

速度分布，分别对应共转相互作用区中的慢风区和快风区。蓝色表示背景差分速度的分布。绿色表示这两种分布之差，即共转相互作用区中的差分速度分布与背景速度分布之差。从图5可以看出，共转相互作用区中的慢风区与背景太阳风中的分布几乎没有差异，仅在分布中心附近存在轻微差异（V_a - V_p = 0）。

差分速度的快风区分布与慢风区分布相比有显著变化。背景分布在正值一侧的尾部相对增强，这是因为

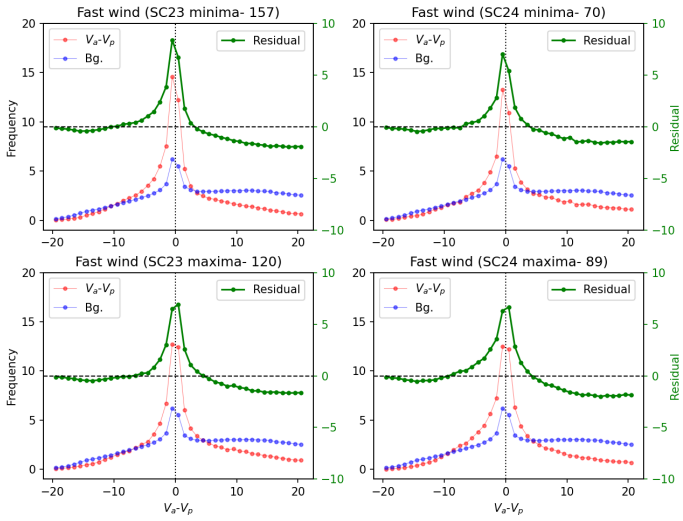


图6. 图中仅展示了SC23和SC24极小期与极大期高速风区（FWR）中的差分速度（α粒子速度 – 质子速度）分布。红色和蓝色分别表示共转相互作用区（SIR）高速风区与背景（Bg.）快速太阳风中的差分速度分布。绿色表示共转相互作用区高速风区与背景快速太阳风分布之差。

在背景快速太阳风中，阿尔法粒子的速度高于质子。换言之，在共转相互作用区的快风区，阿尔法粒子的速度会降低。因此，较快的阿尔法粒子在相互作用区中减速，并在分布中心附近聚集（Va=Vp）。这表现为绿色残差曲线在中心附近显著增强，表明阿尔法粒子在质子参考系中聚集。这是共转相互作用区快风区氦丰度升高的主要原因，且可能与图2中发现的额外的太阳风增强结构一致。图2 中阿尔法粒子的额外的太阳风增强结构表明，阿尔法粒子倾向于在快风区聚集。该额外的太阳风增强结构与依据质子数密度、界面处的压缩磁场、流动偏转和温度升高所确定的太阳风增强结构相脱离（Chi等，2018），这表明这些额外的阿尔法粒子太阳风增强结构并非由混合造成。若情况如此，慢风区也应出现额外的太阳风增强结构。因此，阿尔法粒子似乎因相对于质子的偏转角和速度差异所产生的差分驱动，而在快风区发生脱耦。

我们还注意到，SC23和SC24极大期与极小期的速度差行为几乎没有差异。这表明，与 N_a 和偏转角不同，共转相互作用区中阿尔法粒子与质子之间的差分速度相对于背景太阳风的变化，主要是由行星际过程造成的。下一节将进一步讨论这一方面。

3.5 磁镜假设的有效性

必须指出，除磁镜效应外，其他过程也可能影响 A_{He} 在共转相互作用区中的变化。由于叠加历元分析显示， A_{He} 在流界面附近有明显变化，因此不能忽视相互作用区内其他过程的作用。因此，可以假设扩散激波加速在改变A_{He} 共转相互作用区中的作用有限（Ďurovcová等，2019）。然而，正如Ďurovcová等人（2019）所指出的， A_{He} 的变化也在未受激波界定的共转相互作用区/共转太阳风相互作用区中也有观测到。在这种情况下，扩散激波加速的作用并不明确。此外，简单的磁镜模型忽略了太阳风中湍流和等离子体波的影响，而这些现象可能与共转相互作用区穿过行星际介质有关。请注意，共转相互作用区/共转太阳风相互作用区在行星际介质中传播，可能会引发与磁场陡峭化和膨胀相关的非线性效应（例如，Burlaga与F.-Viñas，2004；Ďurovcová等，2019）。要准确描述和建模氦在共转相互作用区内的行为，必须考虑这些方面。

3.6 阿尔法粒子测量相关的不确定性

总体而言，推导出的阿尔法参数的不确定性比质子参数更大。此外，在压缩区，质子和阿尔法粒子的速度分布函数（VDF）可能会显著重叠。本研究采用了质子、阿尔法密度和速度的平均值，未考虑1σ（标准差）变化。这不会影响本文得出的推论，但会影响偏转角和差分速度分布的具体形态。例如，若考虑1σ变化，BA交叉点的数值会发生变化，且以零差分速度为中心的残差曲线宽度也会受到影响。

4 总结

在本文中，我们表明，阿尔法粒子和质子在共转相互作用区中的行为不同，并且在 A_{He} 高速风区的流界面处会出现增强。Gosling等人(1978) 提出，流界面处的 A_{He} 增强是由太阳风类型（快速或慢速太阳风分别具有较高和较低的 A_{He}）差异所致。共转相互作用区可视为磁瓶或镜组件（Ďurovcová等，2019）。众所周知，磁场和离子速度在控制粒子的反弹运动方面发挥着重要作用。磁镜力取决于离子的磁矩，即 $\mathrm{m} = mV_{\perp}^2/2B$。该力会使离子减速；或者，偏转角高于损失锥角的离子会发生反弹运动。我们的结果表明，在慢风区中，阿尔法粒子和质子的偏转角相似；但在高速风区中，与质子相比，更多阿尔法粒子分布在较大的偏转角范围内。值得注意的是，当偏转角（本例中从 0 到 90^o 变化）超过损失锥角时，镜像假说最为适用。因此，只要平均损失锥角接近图3 和4所示的偏转角交叉点，就可以应用镜像假说。关于共转相互作用区中 A_{He} 随损失锥角变化的情况，Ďurovcová等人(2019)进行了详细讨论。还需指出，慢风区中共转相互作用区分布与背景分布之间的偏转角交叉点，对阿尔法粒子和质子而言相近。在高速风区的共转相互作用区中，这一交叉点相差约5^o 。这种分布变化可能在导致共转相互作用区高速风区内阿尔法粒子增强方面发挥重要作用。

除了偏转角，太阳风速度也在决定数密度方面发挥着重要作用。一般而言，在慢速太阳风中，质子和阿尔法粒子的速度相近；而在快速太阳风中，阿尔法粒子的速度高于质子。由于速度和质量较高，阿尔法粒子的磁矩也更大。因此，阿尔法粒子受到的磁曲率力或镜像力比质子更强。这种较强的力所产生的影响见图6：在共转相互作用区的快风区，速度高于质子的阿尔法粒子频率有所降低。

因此，阿尔法粒子与质子所受曲率力的差异，导致阿尔法粒子朝向快风区形成第二峰。

这项研究还得出一个重要结论：SC24 中慢风区（SWR）的偏转角分布与整体快风区（FWR）的偏转角分布相似，二者都在较大的偏转角处出现峰值。相反，SC23 中慢风区的分布在较大的偏转角处呈现平台区域。这可能表明，与 SC23 相比，SC24 中慢太阳风源的变化产生了额外影响。

上述结果表明，流界面（SI）附近氦丰度的变化并非主要由太阳活动水平决定。相反，影响该区域氦丰度的主要因素似乎是偏转角和差分速度。太阳活动会改变慢太阳风中氦丰度的背景值，从而决定慢风区（SWR）方向上的增强程度。从图2可以看出，慢风区中的氦丰度增强程度有所不同，而快风区（FWR）中的增强程度则大致相同。

简而言之，共转相互作用区（SIR）的慢风区（SWR）在偏转角和差分速度方面没有显著变化。这可能是慢风区中阿尔法粒子和质子增强程度相似的主要原因。对于快风区（FWR），阿尔法粒子和质子的偏转角分布及差分速度分布存在显著差异。阿尔法粒子的背景分布与快风区分布之间的交叉点所对应的角度高于质子。这意味着，与质子相比，更多阿尔法粒子偏移至较大的偏转角，导致阿尔法粒子数密度显著增强。这可能造成了快风区中阿尔法粒子的第二峰。SC23 的偏转角分布呈平台状，而 SC24 的分布呈峰状，这种差异可能表明 SC23 和 SC24 期间慢风源发生了额外变化。相反，SC23 和 SC24 期间阿尔法粒子和质子的差分速度没有显著变化。这表明，共转相互作用区在决定差分速度方面起主要作用。

致谢

我们感谢 SWE (WIND) 团队所做的工作。我们感谢协调数据分析网站实行开放数据政策。本研究得到印度空间部、印度政府的资助。

数据可用性

数据可从 https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html/获取。

参考文献

Alterman B. L., Kasper J. C., 2019, 《天体物理学杂志》, 879, L6 Belcher J. W., Davis LeverettJ., 1971, 《地球物理研究杂志》, 76, 3534 Borrini G., Gosling J. T., Bame S. J., Feldman W. C., 1982, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 87, 7370 Burlaga L. F., 1974, 《地球物理研究杂志》(1896-1977), 79, 3717 Burlaga L. F., F.-Viñas A., 2004, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 109 Chi Y., Shen C., LuoB., Wang Y., Xu M., 2018, 空间天气, 16, 1960FuH., Harrison R. A., Davies J. A., Xia L., Zhu X., Li B., Huang Z., Barnes D., 2020, 《天体物理学杂志》, 900, L18 Gosling J. T., Asbridge J. R., Bame S. J., Feldman W. C., 1978, 《地球物理研究杂志》, 83, 1401 Hathaway D. H., 2015, 《太阳物理学生活评论》, 12, 4 Kasper J. C., Stevens M. L., Lazarus A. J., Steinberg J. T., Ogilvie K. W.,2007, 《天体物理学杂志》, 660, 901 Laming J. M., 2004, 《天体物理学杂志》, 614, 1063 Lepping R. P., 等, 1995, 《空间科学评论》, 71, 207 Mayank P., Vaidya B., Chakrabarty D., 2022, 《天体物理学杂志增刊》, 262, 23 Ogilvie K. W., 等, 1995, 《空间科学评论》, 71, 55 Richardson I. G., 2018, 《太阳物理学生活评论》, 15, 1 Richardson I. G., Cane H. V., 2010, 《太阳物理学》, 264, 189 Rout D., Chakrabarty D., Janardhan P., Sekar R., Maniya V.,PandeyK., 2017, 《地球物理研究快报》, 44, 4532 Wimmer-Schweingruber R. F., von Steiger R., Paerli R., 1997, 《地球物理研究杂志》, 102, 17407 Yogesh Chakrabarty D., Srivastava N., 2021, 皇家天文学会月刊, 503, L17 Yogesh Chakrabarty D., Srivastava N., 2022, 皇家天文学会月刊, 513, L106 Ďurovcová T., Němeček Z., Šafránková J., 2019, 《天体物理学杂志》, 873, 24