Draft version February 2, 2026 使用 LaTeX 默
认样式在 AASTeX62 中排版

arXiv:2601.22321v1 [astro-ph.SR] 29 Jan 2026

Conversion层控制Alfv´en Surfac附近磁偏转的演化 e

Dominic Payne,[1] Mojtaba Akhavan-Tafti,[1] Joshua Goodwill,[2] Samuel Badman,[3] Riddhi Bandyopadhyay,[2] Subash Adhikari,[2] William Matthaeus,[2] Gary Zank,[4] Chen Shi,[5] Michael Stevens,[3] Roberto Livi,[6]Yeimy Rivera, [3] and Kristoff Paulson[3]

[1] *Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, Ann Arbor, MI, 48109*
[2] *Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, Newark, DE, 19716*
[3] *Center for Astrophysics, Harvard & Smithsonian, Cambridge, MA, 02138*
[4] *University of Alabama Huntsville, Huntsville, AL, 35899*[5] *Department of Physics, Auburn University, Auburn, AL, 36849*
[6] *University of California Berkeley Space Sciences Laboratory, Berkeley, CA, 94720*

摘要

我们研究了亚阿尔fvén区和超阿尔fvén区太阳风中阿尔fvén偏转的统计特性，尤其关注一个构成磁场反转定义基础的常见参数：磁偏转角 θ_{def}。我们的发现总体上与早期研究一致；这些研究指出，在亚阿尔fvén区， $\theta_{def} > 90$ 度的磁偏转角极不可能出现。我们发现， θ_{def} 的上限随阿尔fvén马赫数 M_a呈现可辨识的变化趋势，这表明随着 M_a 增大，阿尔fvén偏转逐渐变陡，可能是控制年轻太阳风中偏转角的一种机制。进一步分析表明，在最大的亚阿尔fvén区磁偏转中，大幅速度涨落（ $\delta v/v > 1$）往往十分重要，且其贡献随着 $\delta v_{\parallel}$ 趋近于 $M_a = 1$而增大；相比之下，超阿尔fvén区几乎没有磁偏转伴随如此大的速度扰动。我们还计算了局部径向坡印廷通量 S_R 与动能通量 K_R 之比，发现较大的亚阿尔fvén区偏转角往往由 S_R主导，而超阿尔fvén区的偏转最终由与径向太阳风流相关的 K_R 主导。我们的结果表明，在阿尔fvén面附近（其中$M_a = 1$），参数空间中存在一个临界区域，在该区域内 $\delta v \sim v_a$ 和 $K_R/S_R \sim 1$。我们将这个区域（其中 $|\log_{10}(M_a)| < 0.2$）称为转换层。转换层可能在磁偏转的演化过程中发挥重要作用，为将磁能转化为粒子能量提供媒介，并很可能推动超阿尔fvén区太阳风中磁反转结构的形成。

1. 引言

自帕克太阳探测器（PSP）在年轻太阳风中观测到局部阿尔芬´结构，以及与之相关的径向速度尖峰和磁场反转（Bale 等，2019；Kasper 等，2019）以来，这些所谓的“磁场反转”的起源位置和生成机制便成为日球物理学界关注的话题。可能与磁场反转生成有关的一个阈值是阿尔芬´临界面 R_a （Chhiber 等，2024），在该处，局部太阳风体速度与局部阿尔芬´速度之比（也称为阿尔芬´马赫数 M_a）等于 1。近期对亚阿尔芬´太阳风（$M_a < 1$）的探测结果表明，在 R_a （Bandyopadhyay 等，2022；Akhavan-Tafti 和 Soni，2024）以下，磁场反转不再存在，因此，磁场反转可能是由一种原位生成机制所致，该机制会在 $M_a = 1$ 阈值处或其外侧显现（Akhavan-Tafti 和 Soni，2024）。

目前尚不清楚，完整的磁场反转是在阿尔芬面形成，还是由其他类型的阿尔芬偏转逐渐形成；这些偏转在传播到 R_a 之外之前，并不符合对磁场反转更严格的定义。如果偏转角超过 90 度的磁场偏转能够从最初低于阿尔芬速度的

通讯作者：Dominic
Paynedspayne@umich.edu

低于 90 度阈值的磁场偏转逐渐形成，那么磁 switchback 生成机制就可能在远低于 R_a 的位置发生，形成一种种子结构，最终在传播到 R_a 之外后增强为成熟的磁 switchback。

在本研究中，我们利用第13至23次遭遇期间的多个时间区间，考察磁偏转的特征，尤其是其随 M_a 的变化，以探究 $M_a = 1$ 阈值在太阳风折返结构形成中所起的作用。本研究与Goodwill 等人 (2025的研究互为补充，并且是在合作中开展的；他们考察了 M_a（与磁偏转角相关的磁 switchback 参数）与径向速度及磁场偏转之间的统计依赖关系。尽管本研究与 Goodwill 等人 (2025) 所用的 PSP 遭遇范围以及识别偏转的具体方法不同，但两项研究对于关于 M_a的总体趋势得出了相近的结论。第 2 节介绍用于数据采集的仪器、关键参数的定义，以及筛选和过滤偏转数据所采用的标准。在第 4节中，我们展示磁偏转角分布随 M_a 以及距太阳的径向距离变化的初步发现。第 5 节考察与磁偏转分布相关的速度偏转及径向能流密度之比，并分析这些参数在亚阿尔fv´énic 与超阿尔fvénic 状态下以及随磁偏转角变化的差异。第 6节讨论研究结果对折返结构形成的意义，并在第 7节总结研究发现。

2. 数据与方法

本研究的磁场数据来自帕克太阳探测器上的 FIELDS（Bale 等（2016））仪器套件，该套件提供的矢量磁场测量最高采样频率为每秒 290 次。离子速度数据来自帕克太阳探测器上的 SWEAP 仪器套件（Kasper 等（2016）），具体来说，来自太阳探测器离子分析仪（Livi 等（2022））。密度通过准热噪声（QTN）确定，相关数据来自 FIELDS 所配备的射频频谱仪（RFS）（Pulupa 等（2017））。本研究使用的所有数据产品均先插值至与 SPAN-I 速度数据相同的时间采样间隔，然后再计算各变量或时间平均值。

我们的目标是探究在跨越$M_a = 1$ 阈值的一系列 M_a 值范围内，阿尔芬偏转如何呈现系统性差异。 M_a 根据质子平均速度大小 $\langle|v_p|\rangle$ 和阿尔芬速度$v_a = \frac{\langle|B|\rangle}{\sqrt{\mu_0 m_i n}}$ 计算，其中 $\langle|B|\rangle$ 为平均磁场大小， μ_0 为真空磁导率， m_i 为质子质量， $\overline{n}$ 为通过 QTN 得出的密度，尖括号表示 10分钟平均值。

$$M_a = \frac{\langle|v_p|\rangle}{v_a}$$

我们从 PSP 的多个近日点选取连续至少 6 小时处于亚 Alfv´en（$M_a < 1$）或超 Alfv´en（$M_a > 1$）状态的时间段，并另外纳入一组“近 Alfv´en”时间段，其中 M_a 接近 1，以便获取足够多的靠近 Alfv´en 表面的数据（见补充材料）。

一些研究对磁场反转的定义往往更严格（Akhavan-Tafti 等（2021）），而另一些研究则只将偏转角视为定义特征（de Wit 等（2020））。我们在筛选时不排除偏转角小于 90 度的情况。不过，我们会根据以下条件，滤除磁场与速度中不相关的涨落：二者都满足 $\delta v/v > 0.05$ 和 $\delta B/B > 0.05$。其中 $\delta B/B$ 项是一个标量，其明确定义如下。

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{|\vec{B} - \langle\vec{B}\rangle|}{|\langle\vec{B}\rangle|}$$

其中， $\vec{B}$ 为矢量磁场（插值至 SPAN-I 速度数据的采样间隔）， $\langle\vec{B}\rangle$ 为使用 10 分钟平均时间窗得到的平均矢量磁场。 $\delta v/v$ 的定义方式相同，使用矢量 $\vec{v}$ 和 $\langle v\rangle$计算。磁偏转角 θ_{def} 是矢量磁场测量值与 10 分钟平均时间窗内的平均矢量磁场之间的夹角，定义如下。

$$\theta_{def} = \arccos\left(\frac{\vec{B}\cdot\langle\vec{B}\rangle}{|\vec{B}|\,|\langle\vec{B}\rangle|}\right)$$

以下工作还考察了与磁偏转分布相关的能量通量密度统计，这些磁偏转具有不同的 M_a。与太阳风最相关的两项是坡印廷通量 S 关联于电磁能的输运，以及离子动能通量 K 关联于离子的整体流动

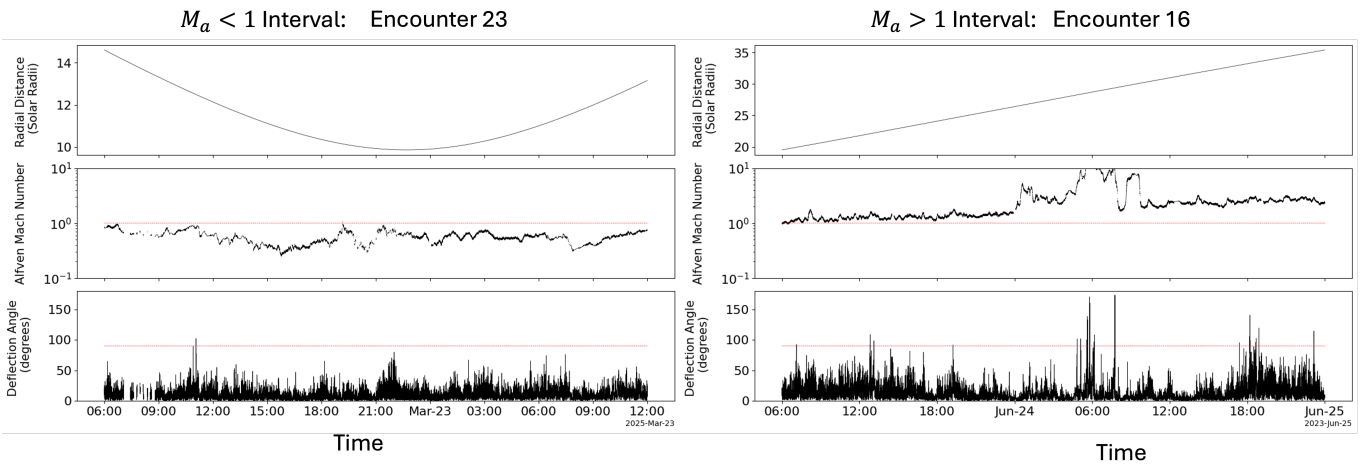

图1。 区间示例：(a) 来自第23次探测的亚阿尔芬区间，以及 (b) 来自第16次探测的超阿尔芬区间。每个示例从上到下依次显示：以太阳半径为单位的帕克太阳探测器日心距离、阿尔芬马赫数（红色虚线标示 $M_a = 1$），以及偏转角（红色虚线标示 $\theta_{def} = 90$ 度）。

运动。二者的径向分量如下所示。

$$S_R = \frac{(\vec{E} \times \vec{B})_R}{\mu_0}$$

$$\vec{K}_R = \frac{n_i m_i v_R^2}{2} \vec{v}_R$$

为近似计算坡印廷通量所需的电场，我们使用离子体速度确定对流电场。

$$\vec{E} = \vec{E}_{convective} = -(\vec{v}_i \times \vec{B})$$

在接下来的章节中，我们将比较一个亚阿尔芬区间和一个超阿尔芬区间，研究磁偏转角与 M_a 的分布，并考察它们的速度和能量通量特性。

3. 亚阿尔芬区间与超阿尔芬区间的比较

图 1 展示了分别来自第23次和第16次探测的帕克太阳探测器亚阿尔芬区间和超阿尔芬区间示例。在每组面板中，我们展示帕克太阳探测器距太阳的距离、阿尔芬马赫数以及磁偏转角（θ_{def}）。超阿尔芬区间中有多个时段的 $\theta_{def} > 90$ 角度达到′度，而在这个特定的亚阿尔芬区间中， θ_{def} 很少超过90度。虽然这可能意味着 M_a 与 θ_{def}之间存在关联，但仍有必要在跨越不同 M_a 取值范围的多次探测中，研究这两个变量之间的关系。

4. 偏转角的分布

图2以二维直方图的形式展示了 θ_{def} 随 $\log_{10}(M_a)$ 变化的分布。在亚阿尔芬区间（$\log_{10}(M_a) < 0$）中，缺乏显著的$\theta_{def} > 90$ 度数据，这与早期研究 Bandyopadhyay等（2022）；Akhavan-Tafti与Soni（2024）；Adhikari等（2025）的结果一致。这些研究基于帕克太阳探测器最早几次亚阿尔芬遭遇的数据，表明亚阿尔芬区间内完整的磁 switchback 极为罕见，相较之下，超阿尔芬区间则常见得多。随着 M_a 增加，最大 θ_{def} 的分布似乎相当连续，这表明无论其起源机制如何，磁偏转角往往都会随 M_a增加而系统性增大。若以距太阳的距离而非 M_a为自变量作图，趋势就不那么明显，不过在超过 ~ 25 太阳半径后，较大偏转的数量显著增加。

5. 亚阿尔芬与超阿尔芬速度偏转的性质

为进一步考察亚阿尔芬到超阿尔芬′过渡的本质，我们探究各个区域中与偏转相关的速度涨落和能量通量密度的性质。图3（a-d）再次展示了二维直方图

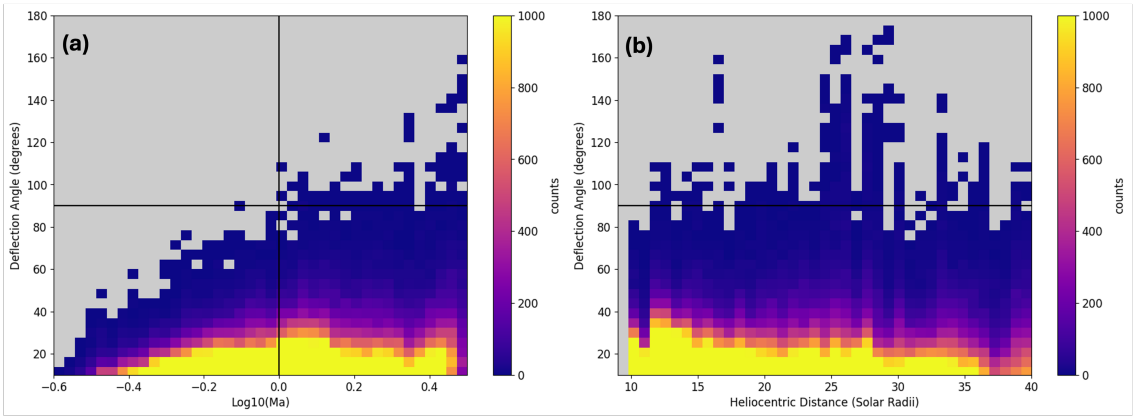

图 2. 磁偏转角分布：（a）随 $\log_{10}(M_a)$ 的变化，黑线标示 $M_a = 1$ 和 $\theta_{def} = 90$ 度；（b）随日心距离的变化，水平黑线标示 $\theta_{def} = 90$ 度。

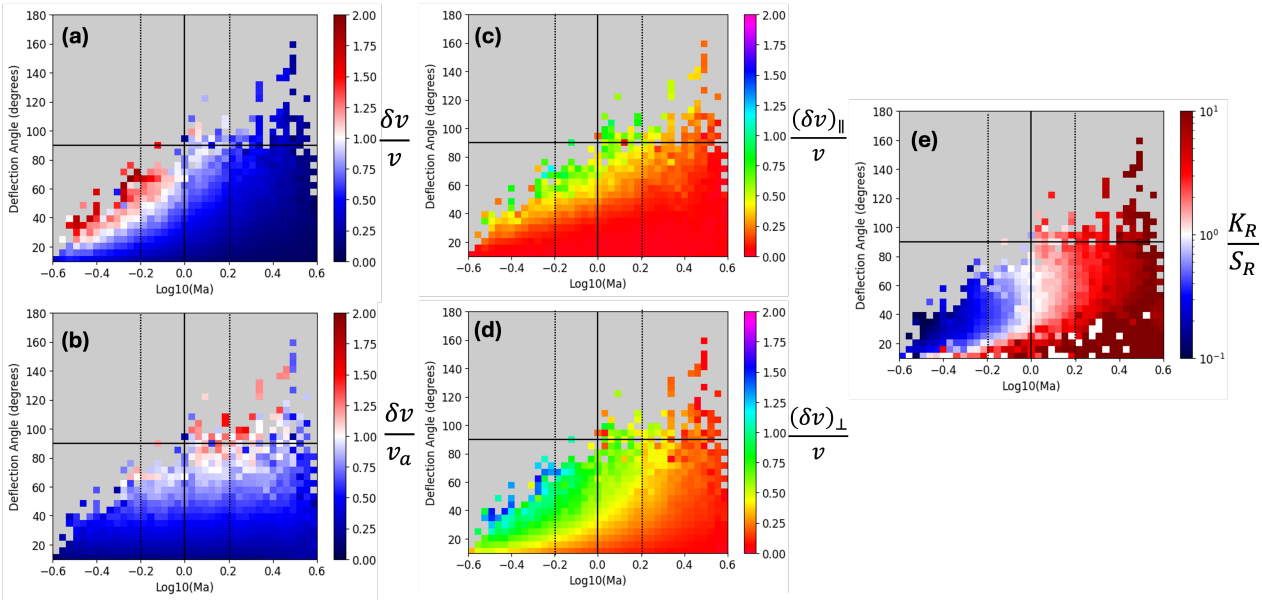

图 3. 速度偏转分布与 $\log_{10}(M_a)$ 的关系，以及偏转角分别对（a）平均整体速度和（b）平均阿尔芬速度归一化后的分布。此外，还展示了分别平行于（c）和垂直于（d）平均磁场的速度偏转分量，每个分量均对平均整体速度归一化。（e）径向离子动能通量与径向坡印廷通量之比随 $\log_{10}(M_a)$ 和偏转角的变化。所有图中的黑色实线均表示 $\log_{10}(M_a) = 0$（或 $M_a = 1$）和 $\theta_{def} = 90$ 度。所有图中的竖直虚线表示 $|\log_{10}(M_a)| = 0.2$ 的值，作为视觉辅助。

其中展示了偏转角与 M_a 分布的关系，$\delta v/v$、$\delta v/v_a$、$(\delta v)_{\parallel}/v$ 和 $(\delta v)_{\perp}/v$ 分别由颜色刻度表示。在亚阿尔芬区域，最大的 θ_{def} 值往往与超过整体速度大小（$\delta v/v > 1$）的强烈速度偏转相关，而超阿尔芬区域中最大的偏转通常具有 $\delta v/v \lesssim 1$。以阿尔芬速度归一化后，在亚阿尔芬区域，$\delta v/v_a$ 很少超过 1，但在亚阿尔芬区域的阿尔芬面附近 $\delta v/v_a \sim 1$，随后在超阿尔芬区域的大偏转角处出现更多 $\delta v/v_a > 1$ 数据。图 3(c-d) 使用了不同的颜色刻度，以更好地强调δv 的不同分量如何在参数空间中变化。$(\delta v)_{\perp}/v$ 贡献往往占主导地位，并且在亚阿尔芬区域深处、θ_{def} 取最大值且 $\log_{10}(M_a) \lesssim -0.2$时最为显著。相比之下，当 $|\log_{10}(M_a)| < 0.2$时，$(\delta v)_{\parallel}/v$ 项往往达到最大值。

.....的分布 $\delta v/v$ 及其各组成部分的贡献表明，在亚阿尔芬区间内，阿尔芬 波动的性质存在一定变化，随着 趋近于 1。在图 3e 中，我们考察了与这些波动相关的能量

通量含量，并依据 K_R/S_R 的分布进行分析。在亚阿尔芬′区间内，较大的 θ_{def} 值往往由 S_R 主导，而较小的值（低于 ~ 20 度）往往具有较大的 K_R。根据 $\log_{10}(M_a) \simeq -0.2-0$，当 θ_{def} 最大时， K_R/S_R 比值趋近于 1。在超阿尔芬′区间内，K_R 几乎在所有偏转角下都占主导地位，尤其是在 $\log_{10}(M_a) > 0.2$ 时。

6. 讨论

我们分析了多个时间区间内磁偏转角、速度偏转和能量通量密度的统计特性。这些区间覆盖的径向距离为 $\sim 9.8-40$ 个太阳半径，且在$M_a \sim 0.4-2.5$范围内有大量数据，因此也包括了定义阿尔芬′面阈值的 M_a 值。涵盖不同的径向距离和 ′值十分重要，因为阿尔芬Cranmer 等， 2023；Chhiber 等， 2022）面的物理位置变化很大，且 M_a 不应被视为距太阳表面径向距离的直接替代指标，即使总体而言 M_a 会随径向距离增加。

最大磁偏转的分布（图2）随 M_a 系统性增大，且最大的偏转会达到 $\theta_{def} > 90$ 度这一阈值，对数$_{10}(M_a) \geq 0$。这些结果表明，θ_{def} 的上限在一定程度上受日冕内部及其附近局部 M_a 的控制。这也表明，磁场反转结构（其定义通常部分基于 $\theta_{def} > 90$ 度（Akhavan-Tafti 和 Soni， 2024））可能通过一种陡化过程形成，该过程影响其上方和下方的阿尔芬′结构。这与以下理论一致（Toth 等， 2023）：横向波速梯度会使球形偏振的阿尔芬′波发生畸变，从而形成磁场反转结构；在传播过程中，偏转角可逐渐增大 θ_{def} 至 90 度甚至更大。

速度涨落在亚阿尔芬速至超阿尔芬速的转变过程中呈现出明显不同的特征。从图 3a 可以清楚看出，在亚阿尔芬速区间，最大的磁偏转角往往伴随着超过平均整体速度（$\delta v/v > 1$）的速度涨落；而在超阿尔芬速区间，符合 $\delta v/v > 1$ 的情况则寥寥无几。图 3b 显示，在 $\log_{10}(M_a) \sim -0.2-0$ 的范围内， $\delta v/v_a$ 接近 1，但直到 $\log_{10}(M_a) > 0$ 时才偶尔超过 1。这些显著结果表明，在阿尔芬面附近， $\delta v/v_a \sim 1$ 判据可能会引发不稳定性，进而侵蚀超阿尔芬速区间内较大的速度涨落（$\delta v/v > 1$）。这与 Ruffolo 等人（2020）的研究一致；他们指出，当磁张力过弱、无法抑制不稳定性时，阿尔芬速度附近的速度剪切会使开尔文–亥姆霍兹不稳定性得以发展，最终增强阿尔芬面之外的湍流和磁偏转角。

图 3(c–d) 中对 $\delta v/v$ 各个独立分量的分解表明，$(\delta v)_\perp$ 的影响往往占主导地位，尤其是在深度亚阿尔fv´én 区域中偏转角最大的情况下（$\log_{10}(M_a) < -0.2$）。在阿尔fv´én 面附近磁偏转最大的情况下（$|\log_{10}(M_a)| < 0.2$），归一化的 $(\delta v)_\parallel$ 涨落达到最大值，且与 $(\delta v)_\perp$ 分量大致相当。在这一关键的 $|\log_{10}(M_a)| < 0.2$范围内，$(\delta v)_\parallel$ 的显著影响表明，系统不再具有纯粹的阿尔fv´én 特征，而是呈现出更多磁声行为，这与先前关于磁 switchback 折返结构特征的研究一致（Zank 等人（2020））。

径向能量通量比 K_R/S_R 也表现出对 M_a 和 θ_{def}的依赖关系。从图 3e 可以清楚看出，在亚阿尔fv´én 区域，大多数磁偏转具有 $S_R > K_R$ ，且对于较大的 θ_{def}， K_R/S_R 较小。考虑到在 $\theta_{def} \sim 0$ 极限下（假设背景磁场由 B_R主导），不存在可对 S_R作出贡献的 B_T 或 B_N 分量，因此 θ_{def} 较小时 S_R 的影响减弱是合理的。然而，在 $\log_{10}(M_a) \sim -0.2-0$ 范围内，当 θ_{def} 取最大值且 $K_R/S_R \lesssim 1$时，其影响也有所减弱。从 $\log_{10}(M_a) \sim 0-0.2$开始，对于 $\theta_{def} \sim 40-80$ 度的偏转， K_R 和 S_R 的贡献大致相当；但对于 $\theta_{def} \lesssim 40$ 度和 $\theta_{def} \gtrsim 80$ 度的偏转，则由 K_R 主导。对于超过 $\log_{10}(M_a) \sim 0.2$的所有偏转角， K_R 占主导地位。简单分析有助于理解这一转变与 M_a的关系。若取 $K \sim nmv^3/2$和 $S \sim EB/\mu_0 \sim vB^2/\mu_0$，则有 $K/S \sim \mu_0 nmv^2/2B^2 = v^2/2v_a^2 = M_a^2/2$。令 $K/S = 1$ 并求解 M_a，得到 $M_a = \sqrt{2}$ ，即 $\log_{10}(M_a) \simeq 0.15$；这接近于 $\log_{10}(M_a) \sim 0.2$ ，超过此值后， K_R 便开始在所有偏转中占主导地位。

这些统计结果并不一定意味着，某个结构在穿越 $M_a = 1$ 边界时会突然失去大部分速度剪切和电磁能通量含量。不过，这些结果确实表明，阿尔fv´én偏转往往会在转换层内发生速度能量通量特征的转变，而该转换层位于$|\log_{10}(M_a)| \lesssim 0.2$。图 4 展示了前几节的主要结果，以及观测到的亚阿尔fv´én区、超阿尔fv´én区和转换层的特征（未按比例绘制）。转换层中的大幅速度偏转会逐渐变得与磁场平行，并在 δv 接近阿尔fv´én速度时变得不稳定。此时，可能会出现 Ruffolo 等人 (2020)所描述的不稳定性，从而终止大幅速度偏转，并在KH型卷起过程中产生较大的磁偏转角。

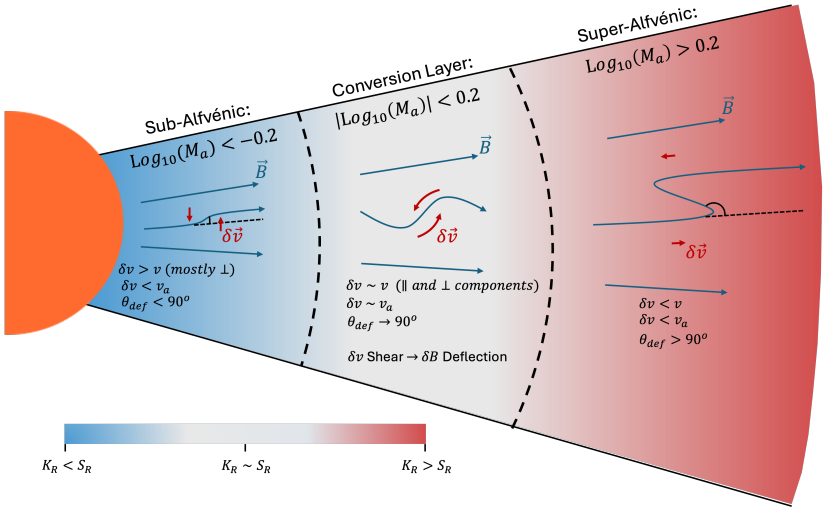

图4. 示意图展示了亚阿尔芬区和超阿尔芬区的特征，以及所谓的“转换层”：在该层中，靠近阿尔芬面会使磁场偏转与速度偏转之间产生非线性相互作用。

与此同时，转换层中的坡印廷通量径向分量与离子动能通量密度径向分量变得相当；随后，在超阿尔fv´én区，动能通量完全占据主导地位。

总之，我们的研究表明，包围阿尔芬面的转换层可能在磁场反转结构的形成中发挥作用（Akhavan-Tafti 和 Soni, 2024），并有助于太阳风的加速和加热（Akhavan-Taftiet al. 2022；Mostafavi et al. 2025）。

在结束之前，作者指出，本研究所述结论可能面临一项挑战；具体而言， $\theta_{def} > 90$图1中世界时11:00附近的度偏转1似乎发生在一个亚阿尔芬´区间内。仔细检查该区间（未展示）后，我们发现 QTN密度数据存在一个小缺口，因此，与这次偏转同时发生的推导所得 M_a，解释了为何这次超过90度的亚阿尔芬´偏转未出现在统计结果中。用于确定 M_a 并填补缺口的其他方法，例如平滑处理或使用 SPAN-I密度，似乎表明该区间可能确实是一个离群值，其中 $\theta_{def} < 90$ 度且$M_a < 1$，但核实并进一步分析这一事件超出了本研究的范围。我们强调，本研究的统计结果并未排除亚阿尔芬 $\theta_{def} < 90$ 区内出现度偏转的可能性´，但确实表明，与超阿尔芬´区相比，这种情况极为罕见。

7. 结论

我们考察了多种亚阿尔芬和超阿尔芬太阳风状态下磁偏转角的统计特性。我们的初步发现是，尽管磁偏转角随日心距离变化的分布可能较为复杂，但观测到的最大磁偏转角在一定程度上与局部阿尔芬马赫数相关。这表明，大的磁场偏转可能源于陡化过程：在传播过程中，小磁偏转角逐渐增大，最终在超阿尔芬太阳风中形成完全反转。与最大的亚阿尔芬偏转角相关联的速度涨落往往超过背景流速大小，但即使磁偏转角最大，如此大的速度偏转也往往无法延续到超阿尔芬状态。对亚阿尔芬状态下速度偏转的平行分量和垂直分量进一步分解后发现，尽管其主要由相对于局部磁场的垂直扰动主导，但随着亚阿尔芬马赫数趋近于 1，平行扰动的作用逐渐增大，这表明其中兼具阿尔芬特征和磁声特征。能流比的分布表明，在阿尔芬面以内，除偏转角最小的情况外，坡印廷通量密度往往占主导；但当 $\log_{10}(M_a) > 0.2$ 时，动能通量占主导。这些结果表明，尽管完整的磁 switchback 产生过程可能并非完全局限于某一 $M_a = 1$ 边界的精确位置，但存在一种我们

称为转换层（$|\log_{10}(M_a)| \lesssim 0.2$）的区域，它有助于磁 switchback 的形成以及场-粒子能量转换。

致谢

本研究主要由美国国家航空航天局合同编号 NNN06AA01C 资助。如果没有帕克太阳探测器团队的全体成员，本研究将无法完成，其中包括负责维持仪器设备正常运行的人员以及参与数据管理的人员。

数据可用性

本研究使用的帕克太阳探测器数据可从协同数据分析网（https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/pub

参考文献

Adhikari, S., Bandyopadhyay, R., Goodwill, J., 等. 2025, arXiv 预印本 arXiv:2510.07472 Akhavan-Tafti, M., Kasper, J., Huang, J., & Bale, S. 2021, 《天文学与天体物理学》, 650, A4 Akhavan-Tafti, M., Kasper, J., Huang, J., & Thomas, L. 2022, 《天体物理学杂志快报》, 937, L39 Akhavan-Tafti, M., & Soni, S. 2024, 《天体物理学杂志快报》, 970, L26 Bale, S., Goetz, K., Harvey, P., 等. 2016, 《空间科学评论》, 204, 49 Bale, S., Badman, S., Bonnell, J., 等. 2019, 《自然》, 576, 237 Bandyopadhyay, R., Matthaeus, W., McComas, D., 等. 2022, 《天体物理学杂志快报》, 926, L1 Chhiber, R., Matthaeus, W. H., Usmanov, A. V., Bandyopadhyay, R., & Goldstein, M. L. 2022, 《皇家天文学会月报》, 513, 159 Chhiber, R., Pecora, F., Usmanov, A. V., 等. 2024, 《皇家天文学会月报：快报》, 533, L70 Cranmer, S. R., Chhiber, R., Gilly, C. R., 等. 2023, 《太阳物理学》, 298, 126 de Wit, T. D., Krasnoselskikh, V. V., Bale, S. D., 等。2020, 《天体物理学杂志增刊系列》, 246, 39 Goodwill, J., Adhikari, S., Payne, D., 等。2025, 帕克太阳探测器在 Alfv´enic 过渡区的分析：速度剪切、磁场偏转与折返结构形成 Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G., 等。2016, 《空间科学评论》, 204, 131 Kasper, J. C., Bale, S. D., Belcher, J. W., 等。2019, 《自然》, 576, 228 Livi, R., Larson, D. E., Kasper, J. C., 等。2022, 《天体物理学杂志》, 938, 138 Mostafavi, P., Jagarlamudi, V., Raouafi, N., 等。2025, 《天体物理学杂志快报》, 991, L35 Pulupa, M., Bale, S., Bonnell, J., 等。2017, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 122, 2836 Ruffolo, D., Matthaeus, W. H., Chhiber, R., 等。2020, 《天体物理学杂志》, 902, 94 Toth, G., Velli, M., & van derHolst, B. 2023, 《天体物理学杂志》, 957, 95 Zank, G., Nakanotani, M., Zhao, L.-L., Adhikari, L., & Kasper, J. 2020, 《天体物理学杂志》, 903, 1