致编辑的信

湍流引起的磁场方向变化对动力学尺度不稳定性的影响

Simon Opie[1], Daniel Verscharen[1], Christopher H. K. Chen[2],Christopher J. Owen[1],和 Philip A. Isenberg[3]

[1] 伦敦大学学院马拉德空间科学实验室，英国萨里郡多金霍姆伯里圣玛丽 RH5 6NT 电子邮件：simon.opie.18@ucl.ac.uk[2] 伦敦玛丽女王大学物理与天文学系，英国伦敦迈尔恩德路 E1 4NS[3] 新罕布什尔大学空间科学中心，美国新罕布什尔州达勒姆，105 Main Street，邮编 03824

2023年3月20日

arXiv:2303.09588v1 [astro-ph.SR] 16 Mar 2023

摘要

在太阳风的动力学尺度上，不稳定性会将能量从粒子转移到电磁场涨落中，同时使等离子体条件恢复至热力学平衡。我们研究了惯性区小尺度端的背景湍流涨落与降低质子温度各向异性的动理学不稳定性之间的相互作用。我们分析了太阳轨道器任务的太阳风原位观测数据，以建立一种衡量磁场方向变化程度的方法。我们发现，足以在等离子体中引发微观不稳定性的非平衡条件，与较高的变化程度同时出现。我们表明，在易发生温度各向异性驱动的不稳定性增长的区域，我们对磁场涨落的测量结果是非遍历的。我们得出结论，湍流与不稳定性的相互竞争，在调节太阳风的质子尺度能量学方面发挥着重要作用。这种竞争不仅取决于磁场的变化程度，也取决于等离子体处于非平衡条件下的空间持续性。

关键词。太阳风 – 湍流 – 动理学不稳定性

1。引言

T太阳风是一种近乎无碰撞等离子体，因此会表
h现出非平衡条件，从而导致.....的产生
m微观不稳定性（Matteini 等，2012年；Alexandrova 等，2013年；Klein 等，2018年）。线性和准线性的 Vlasov–Maxwell 理
ory 预测，由温度
a相对于磁场的各向异性驱动的动力学尺度不稳定性，可使等离子体
t趋向热平衡（Hollweg &Völk1970；Gary 等，976年；Gary，1993）。这
l些理论描述通常假设
a 存在一个恒定背景，不稳定涨落
a被作为扰动叠加其上。然而，真实的湍流太阳风
d并未提供这样的恒定背景，而是存在
o在空间和时间尺度上的非均匀性，而
w 这些尺度正是不稳定性被预测会发生作用的范围（Bruno &
2Carbone，013；Matthaeus 等，2014；Verscharen等，2019）。

质子温度各向异性驱动的不稳定性所产生的有效作用
i在文献中通常是通过推断得出的
f通过比较观测数据的分布及其
c在$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间中的约束，其中

$$\beta_\parallel \equiv \frac{8\pi n k_B T_\parallel}{B^2}, \tag{1}$$

B表示磁场的大小，n 表示质子数密度，k_B 表示玻尔兹曼常数，$T_\perp$ 表示垂直于磁场的质子温度，$T_\parallel$ 表示平行于磁场的质子温度（例如，Marsch 等，2004；Hellinger 等，2006；Bale 等，2009；Chen 等，2016；Opie 等，2022）。各向异性驱动不稳定性的阈值限制了数据在$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间中的分布（Gary，1992；Gary 等，2001；Kasper 等，2002）。

各向异性驱动不稳定性阈值的一种常见解析近似可表示为以下参数形式：

$$\frac{T_\perp}{T_\parallel} = 1 + \frac{a}{(\beta_\parallel - c)^b}, \tag{2}$$

其中，a、b和c 是拟合参数，其取值因不稳定性类型及给定的最大增长率 γ_m 而异（Hellinger 等，2006）。我们在此考察的斜向火
hose和镜像模不稳定性，在观测（Hellinger 等，2006；Gary，2015）和模拟（Servidio 等，2014；Hellinger 等，2015；Riquelme 等，2015）中，均近似构成稳定数据分布的外边界。

太阳风湍流主要是非压缩性的，其中压缩性涨落所占比例较小，对湍流级联的相对磁能（$\delta|\boldsymbol{B}|/B_0$）^{2} 贡献仅为百分之几（Chen，2016）。湍流能量耗散是解释观测到的太阳风各向异性加热的一种候选机制（Isenberg，1984；Marsch，1991；Cranmer 等，2007；Maruca 等，2011；Howes，2015）。在膨胀太阳风中，局部加热以及太阳风对湍流涨落的响应会产生非平衡特征，使等离子体偏离$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间，并进入不稳定性阈值之外的区域（Matteini 等，2006；Schekochihin 等，2008；Matteini 等，2012年；Bott 等，2021）。然而，不稳定性与湍流如何在动力学尺度上相互作用，目前尚不清楚。

动理学等离子体模拟表明，不稳定性可以调节等离子体的热能学，而膨胀太阳风中的湍流既能增大、也能减小相对于磁场测得的各向异性（Matteini 等，2006；Hellinger 与 Trávní˘cek，2008；Kunz 等，2014；Hellinger 等，

2015；Riquelme 等，2015；Hellinger 等，2017；Markovskii 等，2020；Bott 等，2021；Markovskii 与 Vasquez，2022）。斜向火hose不稳定性会产生频率为零、线偏振且具有有限可压缩性的阿尔fvén模（$\delta n \neq 0$ 和 $\delta|\boldsymbol{B}| \neq 0$），因此会在离子尺度上产生压缩性和非压缩性涨落（Hellinger 与 Matsumoto，2000；Hellinger 与 Trávní˘cek，2008）。观测与模拟表明，镜像模不稳定性会在动力学尺度上产生压缩性涨落（Bale 等，2009；Hellinger 等，2017）。因此，动力学尺度上的压缩性和非压缩性涨落，既可能源于不稳定性本身，也可能源于级联至这些尺度的背景湍流（实际上也可能两者兼有），所以解释这些涨落时必须谨慎（Bale 等，2009；Chandran 等，2009；Salem 等，2012；Chen 等，2013；Gary，2015）。

在这项工作中，我们考察了湍流惯性区小尺度端对应尺度上的磁场方向非压缩涨落（Kolmogorov，1941；Tu 与 Marsch，1995）。我们假设这些涨落主要代表局部阿尔fvén型涨落。通过结合磁场测量与质子参数测量，我们研究了斜向火hose不稳定性和镜像模不稳定性在这一湍流背景中的作用。

2. 数据分析

2.1. 磁场变化性度量 σ_B

我们利用太阳轨道器数据，建立了一种用于衡量磁场 $\boldsymbol{B}$ 方向变化性的度量 σ_B。我们使用磁强计（MAG；Horbury 等，2020）以 8vectors/s 采集的磁场数据，并结合太阳风分析仪（SWA；Owen 等，2020）中的质子-α粒子传感器（PAS）以 4 s 采样间隔获取的 $\approx 10^6$ 数据点。这些数据与 Opie 等（2022）所呈现的数据集相吻合，且主要代表慢太阳风。我们未在该数据集中识别或剔除激波、日冕物质抛射或电流片等结构。该数据集涵盖 8 个独立时段，总计 53 天，平均日心距离为 ~ 0.85au。

我们首先根据 RTN坐标系中的每个磁场测量向量$\boldsymbol{b} = \boldsymbol{B}/|\boldsymbol{B}|$ 推导磁场单位向量。PAS 基于每 4 s 进行一次、持续 1 s 的采样来推导质子矩。我们将 PAS 采样间隔的中心定义为时间 t_i。我们将时间间隔 $[t_i - 2\,\mathrm{s}, t_i + 2\,\mathrm{s}]$ 内的所有$\boldsymbol{b}$ 磁场测量与时间为t_i的 PAS 间隔相关联。我们计算时间间隔t_i 内单位向量分量b_j 的标准差，公式如下：

$$\sigma_{B_j}(t_i) = \sqrt{\frac{\sum \left(b_j - \langle b_j \rangle\right)^2}{31}}, \tag{3}$$

其中，总和遍历与t_i时刻 PAS 测量相关联的全部 32 次磁场测量；$\langle\cdot\rangle$ 是这一持续 4 s 的时间间隔内的平均值；索引j =（R、T、N）表示 RTN坐标系中的磁场分量。随后，我们将各分量组合起来，得到

$$\sigma_B(t_i) = \sqrt{\sigma_{B_R}^2 + \sigma_{B_T}^2 + \sigma_{B_N}^2}. \tag{4}$$

量 σ_B 可衡量我们的 SWA/PAS 数据集中每个合并时间段内、4 s 时间尺度上的磁场方向变化（即不包括磁场强度变化）。数据集中的太阳风整体速度平均为 427 kms^{-1}。因此，4 s 时间尺度对应的对流空间尺度为 ~ 1700km。数据集中的平均回旋半径为 51.5km。因此，σ_B 代表惯性区小尺度端的涨落，处于接近离子尺度的过渡区域（Kiyani 等人，2015）。

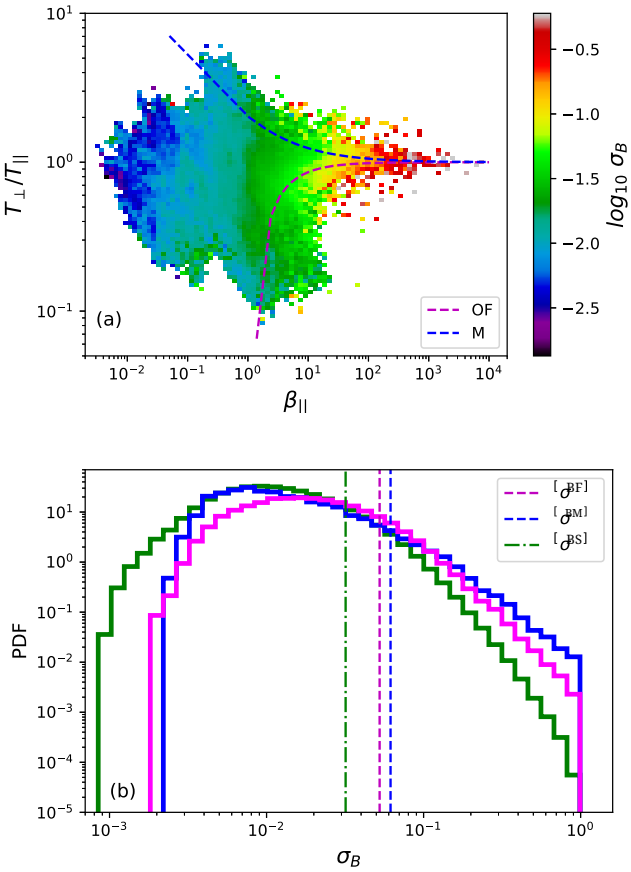


图 1. σ_B 的观测数据绘制如下：(a) 在$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间中，对 σ_B 进行分箱并按分箱计数取平均后的分布。图中标出了斜向火hose（OF）和镜像模（M）不稳定性的阈值。(b) 我们的数据集中，斜向火hose不稳定（洋红色）、镜像模不稳定（蓝色）和稳定（绿色）点的 σ_B 概率密度函数。竖线表示各数据集的总体均值 $[\cdot]$。

2.2. 概率密度函数（PDF）的定义

如果某个数据点位于给定不稳定性对应的式（2）阈值之上，我们就将其定义为“不稳定”。需要强调的是，在我们的整体数据集中，落入斜向火hose和镜像模不稳定区域的数据很少，分别仅占总数据集的 ~ 3%和 ~ 0.5%。因此，我们将概率密度函数（PDF）定义为各个独立数据集的归一化密度分箱计数（即分别针对斜向火hose不稳定（OF）、镜像模不稳定（M）和稳定（S）数据集）：

$$\mathrm{PDF}(k) = \frac{\psi_{Ik}}{\psi_{Sk} W_{bk}}, \tag{5}$$

其中，$k \in [\mathrm{OF,M,S}]$, ψ_{Ik} 是数据集k中数据点的原始单个箱计数，ψ_{Sk} 是数据集k 跨所有分箱的总箱计数，而W_{bk} 是箱宽。在使用公式（5）时，每个数据集的分布都经过归一化，使得$\sum(W_{bk}\,\mathrm{PDF}(k)) = 1$ 对于每个$k \in [\mathrm{OF,M,S}]$均成立。

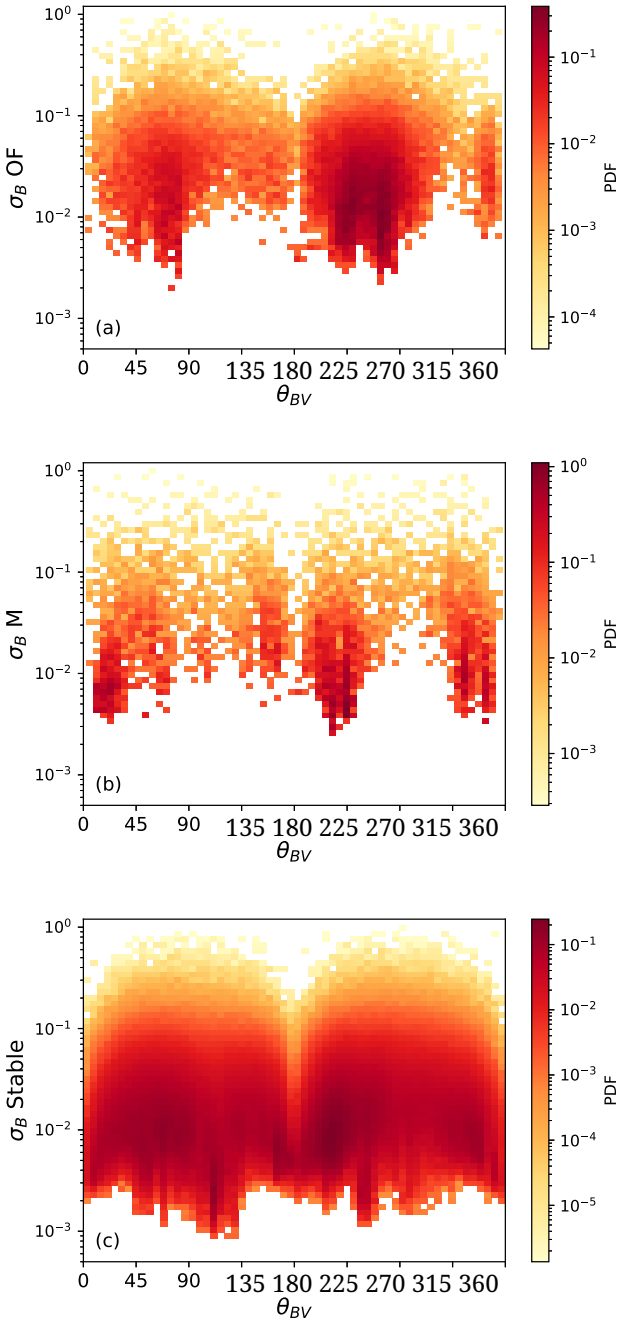


图 2. σ_B–θ_{BV} 参数空间中数据的概率密度函数（PDF），其中数据点分别为 (a) 斜向火hose 不稳定、(b) 镜像模不稳定和 (c) 稳定。

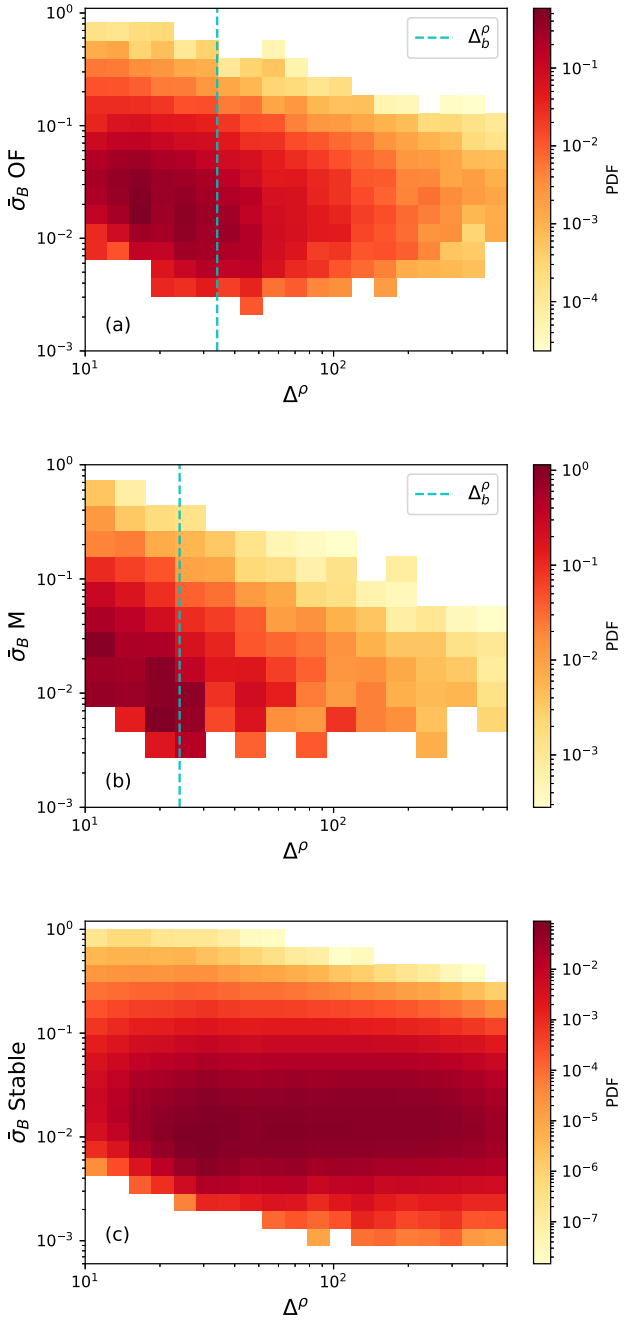


图3. 数据在 $\bar{\sigma}_B$–Δ^ρ 参数空间中的概率密度函数（PDF），分别对应 (a) 斜向火管不稳定和 (b) 镜像模不稳定的数据分布。面板 (c) 显示从稳定数据中抽样得到的等效持续区间的相同概率密度函数。(a) 和 (b) 中的垂直线表示 Opie 等（2022）先前确定的断点。

3. 结果

3.1. σ_B 及其在$T_\perp/T\shortparallel$–$\beta_\shortparallel$ 参数空间中的分布

在图1(a)中，我们展示了$T_\perp/T\shortparallel$–$\beta_\shortparallel$ 参数空间中数据点的分箱分布。每个分箱都按其在对数尺度上的平均值 $(\sum \sigma_B)/\psi_I$ 进行颜色编码，该平均值为 σ_B 。对于不稳定性阈值，我们使用公式（2），其拟合参数对应的最大增长率为 $\gamma_m = 10^{-2}\Omega_P$，其中 Ω_P 是质子回旋频率，取自Verscharen等（2016）。接近不稳定性阈值的稳定数据分布中， σ_B 的值较高。在阈值以上的区域（这些区域整体上限定了数据分布），我们看到平均 σ_B 的值最高。

在图1(b)中，我们根据公式（5）展示了σ_B 的数据概率密度函数，其中数据被定义为对斜向火hose不稳定性或镜像模不稳定性稳定或不稳定。我们用竖线标出三种分布中各自 σ_B 的总体均值。对于不稳定数据， σ_B 的观测值最低值高于稳定数据。不稳定数据集的概率密度函数相较于稳定数据集的概率密度函数，偏向 σ_B 的较高值。我们发现 $[\sigma_{BM}]$ 大于 $[\sigma_{BF}]$，且$[\sigma_{BF}]$ 大于 $[\sigma_{BS}]$，其中 $[\cdot]$ 为总体均值。

3.2. σ_B 及其与 θ_{BV} 参数空间的关系

在图2中，我们展示了数据在 σ_B–θ_{BV} 参数空间中的概率密度函数，其中 θ_{BV} 是每个测量点处磁场$\boldsymbol{B}$ 与太阳风质子整体速度 $\boldsymbol{V}$ 之间的角度，取值范围为 0° 至 360° ，在观察者从北方俯视$\boldsymbol{V}-\boldsymbol{B}$平面时，该角度是在$\boldsymbol{V}-\boldsymbol{B}$ 平面内从$\boldsymbol{V}$开始顺时针测量得到的。为获得 θ_{BV}，我们首先使用RTN坐标系中的完整三维矢量，计算$\boldsymbol{B}$ 与$\boldsymbol{V}$ 之间的圆锥角，计算如下：

$$\theta'_{BV} = \arccos\frac{\boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{V}}{BV}, \tag{6}$$

其中$\boldsymbol{V}$ 是质子的整体速度。我们定义复数$b \equiv B_R + iB_T$ 和 $v \equiv V_R + iV_T$。随后计算角度 $\phi_v = \arg(v)$，其中 $\arg(\cdot) \in [0, 2\pi)$ 是复平面中的极角。将b 在复平面内旋转 $-\phi_v$ 后，我们将b 与v 之间的夹角差定义为 $\phi_{bv} = 180°\arg(be^{-i\phi_v})/\pi$。如果 $0 < \phi_{bv} \leq 180°$，则设为$\theta_{BV} = 360° - \theta'_{BV}$。否则，设为 $\theta_{BV} = \theta'_{BV}$ （Opie 等，2022）。

图2(a)中被判定为斜向火hose不稳定的数据分布聚集在 $\theta_{BV} \approx 75°$ 和$\theta_{BV} \approx 255°$附近，表明$\boldsymbol{B}$ 与$\boldsymbol{V}$ 呈准垂直排列（这与 Opie 等，2022 发现的几何形态一致）。图2(b)中被判定为镜像模不稳定的数据分布在 θ_{BV} ≈20°、 160°、 220°和 340°处呈现四个聚集区，这些聚集区代表$\boldsymbol{B}$ 与$\boldsymbol{V}$ 呈准平行或准反平行排列（另见 Opie 等，2022）。图2(c)中稳定数据的分布在$0.001 \lesssim \sigma_B \lesssim 0.1$范围内达到最大值，且基本不受 θ_{BV}影响。

3.3. σ_B 及其与不稳定区间持续性的关系

图3的（a）和（b）面板展示了根据公式（5）计算的 $\bar{\sigma}_B$–Δ^ρ 参数空间中数据的概率密度函数，其中 Δ^ρ 表示连续不稳定4秒区间的空间持续长度，以质子回旋半径为单位。正如 Opie 等（2022）所述，我们使用泰勒假设（Taylor（1938））计算 Δ^ρ。对于斜向火hose和镜像模不稳定性，我们将数据集中每个不稳定数据点都标记为一个区间i。我们为每个不稳定区间i计算长度尺度$l_i = V_i\tau$ ，其中V_i 是区间i 的质子整体速度， $\tau = 4$s是 PAS 采样间隔。然后，利用每个独立区间i对应的质子回旋半径$\rho_{\mathrm{p}i}$ ，计算无量纲长度尺度 $\delta^\rho{}_i = l_i/\rho_{\mathrm{p}i}$。接下来我们定义

$$\Delta^\rho_j = \sum_i \delta^\rho_i \tag{7}$$

作为航天器测得的相应不稳定性每次出现时的归一化持续区间。

我们将连续不稳定的 4 秒区间内的平均 σ_B 定义为

$$\bar{\sigma}_B = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\sigma_B(t_i), \tag{8}$$

其中 n 是每个大小为 Δ^ρ 的不稳定持续区间中时间上连续的 4秒区间t_i的数量。随后，我们在 $\bar{\sigma}_B$–Δ^ρ 空间中将数据分箱为二维直方图。我们展示了斜向火hose（图3(a)）和镜像模（图3(b)）不稳定数据的图。

在图3(c)中，我们展示了从稳定数据集中采样的连续区间的类似图。我们选取所有由P个连续点组成的区间，其中$P \in [2, 3, 4, 。 . . , 14, 15]$，并以与不稳定持续区间相同的方式计算稳定数据区间的$\bar{\sigma}_B$和 Δ^ρ。

Opie 等人（2022）确定了 $\Delta^\rho{}_b$ Δ^ρ 分布的断点，这些断点代表了这些不稳定性发挥作用所需的最小空间尺度。我们在图3(a)和(b)中以垂直虚线叠加标出 $\Delta^\rho{}_b$。对于这两种不稳定模态，与概率密度函数最大值对应的 $\bar{\sigma}_B$ 值均随 Δ^ρ增加而降低。斜向火hose的不稳定性分布在 $\bar{\sigma}_B \approx 3\times10^{-3}$ 处有一个下限，而镜像模不稳定性的分布下限为 $\bar{\sigma}_B \approx 4\times10^{-3}$。对于每种不稳定模态，概率密度函数的最大值都接近该下限，位于 $\Delta^\rho \approx \Delta^\rho{}_b$处。

4. 讨论与解释

4.1. 参数空间中的分布

图1(a)显示 σ_B 明显依赖于 $\beta_\parallel$，这与此前使用 $|\delta\boldsymbol{B}|/B_0$ 而非 σ_B得到的结果一致，其中B_0 是平均背景磁场（Kasper 等，2002；Bale 等，2009；Servidio 等，2014）。较高的 $\beta_\parallel$ 值通常意味着较低的B_0 值，这是因为它们在公式（1）中明确存在相互依赖关系。即使 $\delta\boldsymbol{B}$ 为常数，这种相互依赖关系也会导致$\delta\boldsymbol{B}/B_0$ 与 $\beta_\parallel$ 之间产生相关性，这与图1(a)中 σ_B 整体对 $\beta_\parallel$ 的依赖关系一致。在我们的分析中，我们将这种依赖关系视为$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$参数空间的固有特征，并关注观测到的 σ_B 值，因为它们关系到该空间在稳定数据与不稳定数据之间的划分。

图2所示数据分布对 σ_B 和θ_{BV} 的联合依赖关系，与我们先前的研究结果一致：该研究表明，依赖于 θ_{BV}的各向异性与仅由绝热膨胀所预期的情况相反（Opie 等，2022）。观测到的分布也与图1(b)中的概率密度函数一致；图中显示，在不稳定参数区间的数据中， σ_B 的分布偏向较高值，且其总体均值高于稳定数据分布。这些统计特性表明，在对斜向火hose和镜像模不稳定性不稳定的参数空间区域中，无论涨落来自不稳定性还是背景湍流，其4秒尺度上的相对涨落水平都高于稳定区域。结合图2与我们先前的研究（Opie 等，2022），结果提示，由 σ_B 表示的涨落可能使切向温度和法向温度T_T 和T_N 相对于径向温度T_R升高。我们将对这一方面的进一步详细讨论留待未来工作。

4.2. 湍流背景中的不稳定性

我们的 σ_B 测量通过计算磁场的完整方向变化，捕捉时间尺度为 4s 的非压缩涨落。 σ_B 包含来自背景湍流和不稳定性的涨落，只要这些涨落具有方向分量（例如阿尔fvén型）。以往研究将不稳定性阈值处及超过阈值后小尺度涨落（$|\delta\boldsymbol{B}|/B_0$）水平的增强，解释为不稳定性涨落增长的证据（Bale 等，2009）。将我们的图1(a)与 Bale 等（2009）的图1第二面板进行比较后，我们发现，对于斜向火hose不稳定性，两种测量结果相当接近。然而，对于镜像模不稳定性，我们的测量识别出的涨落增强水平低于 Bale 等（2009）所用的测量，

尤其是在较低的 $\beta_{\parallel}$处。我们认为，这种差异源于镜像模不稳定性主要呈压缩偏振，而我们有意不捕捉这一特征。我们推断， σ_B 测得的涨落中有相当一部分来自背景湍流。

我们假设，湍流涨落会产生非平衡特征（Marsch 1991；Matteini 等，2006；Schekochihin 等，2008；Maruca 等，2011；Matteini 等，2012年），而不稳定性一旦被触发并开始发挥作用，就会减少非平衡特征（Gary 1992；Gary 等，2001；Kasper 等，2002；Hellinger 等，2006；Bale 等，2009）。这一假设表明，观测到的数据持续分布在不稳定的$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间区域内，说明：(a) 可供不稳定性有效发挥作用的空间尺度不足（Opie 等，2022）；或者 (b) 不稳定性无法立即克服湍流驱动造成的各向异性（Osman 等，2013）。这两种情况也可能同时存在。

在湍流驱动与不稳定性持续竞争的过程中，对决定结果至关重要的是相互对抗的过程各自相关的时间尺度。在稳定的太阳风条件下，非线性过程起作用的时间尺度短于不稳定性相关的线性时间尺度（Matthaeus 等，2014；Klein 等，2018年）。然而，在$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间的不稳定区域中，等离子体所处的条件使不稳定性相关的线性时间尺度等于或短于湍流驱动相关的非线性时间尺度（Bandyopadhyay 等，2022）。这种相关时间尺度的反转使不稳定性能够为太阳风中的非平衡条件提供有效边界。

4.3. 不稳定性与湍流之间的相互作用

如果由 σ_B 测得的观测涨落是遍历的（我们将其定义为 $\langle\sigma_B\rangle = [\sigma_B]$），那么我们预计 $\bar{\sigma}_B$ 不会表现出对 Δ^ρ 的依赖性（Matthaeus 与 Goldstein，1982）。之所以如此，是因为如果涨落是遍历的，那么 4秒尺度上涨落的时间平均振幅就不会取决于对 σ_B 进行平均的区间的持续长度 Δ^ρ [1]。对于稳定数据集， $\bar{\sigma}_B$ 的分布不取决于平均长度，如图3(c)所示。我们验证了 $\langle\sigma_{BP}\rangle \approx [\sigma_B] \approx 0.032$，其中 $\langle\sigma_{BP}\rangle$ 是长度为 P 的稳定区间内 σ_B 的平均值，而 $[\sigma_B]$ 是稳定数据点完整数据集的总体均值，并将其视为稳定太阳风统计特性的代表。按照我们的定义，条件 $\langle\sigma_{BP}\rangle \approx [\sigma_B]$表明遍历性。然而，在图3(a)和(b)中， $\bar{\sigma}_B$–Δ^ρ 参数空间中的数据分布表明，对于斜向火hose和镜像模不稳定数据， $\bar{\sigma}_B$ 与 Δ^ρ 之间存在相互依赖。这种相互依赖表明，对于不稳定区间，σ_B 不是遍历的，因此不稳定区间在统计上与稳定区间相互分离（Matthaeus 与 Goldstein，1982；Walters，2000）。我们推断，这种相互依赖表明存在仅与不稳定状态相关的过程。根据我们先前的假设，这些过程要么与背景湍流产生非平衡特征有关，要么与不稳定性的作用有关。

[1] 在定义遍历性时，我们依据与其他研究（如 Hellinger 等，2006；Bale 等，2009）相同的假设，即完整数据集的规模足以代表太阳风过程的统计特性，而不受实际样本量影响。在此处考察的空间尺度上，这一假设是合理的（Matthaeus 与 Goldstein，1982）。

以减少非平衡特征。在这两种情况下，相关过程必须破坏 σ_B 所测量的稳定状态下湍流涨落的遍历性。

图3(a)和(b)中的分布表明，当 $\bar{\sigma}_B$ 较低时，不稳定区间以 Δ^ρ 为单位更可能较大。观测到不稳定数据分布的概率密度最高值，并且这些值在 $\Delta^\rho < \Delta^\rho{}_b$时保持稳定；我们将这些区间认定为不稳定性无法有效发挥作用的持续区间（Opie 等，2022）。在这些区间中，较高的 $\bar{\sigma}_B$ 意味着等离子体在任何特定的不稳定区制下的驻留时间更短，而这在很大程度上不受不稳定性作用的影响；该区制位于$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间中。

当 $\Delta^\rho > \Delta^\rho{}_b$时，这种相互依赖关系仍然存在；我们将这些区间认定为不稳定性确实有效发挥作用的持续区间（Opie 等，2022）。对于这些区间，图3显示，较长的不稳定区间（以 Δ^ρ计）比起较短的不稳定区间，更可能具有较低的 $\bar{\sigma}_B$ 值。

我们将 $\bar{\sigma}_B$ 的值解释为湍流“活跃度”的度量。同样，我们将不稳定区间中较低的概率密度函数（PDF）值视为不稳定性作用效率更高的 संकेत。在这种解释下，观测到的可能性趋势表明，不稳定性降低温度各向异性的效率，在较大且更活跃的区间中高于较短且不那么活跃的区间。因此，线性弛豫时间与非线性时间之间的竞争不仅取决于 $\bar{\sigma}_B$ （即非线性时间的度量），也取决于 Δ^ρ。

4.4. 我们分析的局限性

在我们的分析中，没有纳入平行火hose不稳定性或离子回旋不稳定性的作用。总体而言，非传播的斜向火hose和镜像模不稳定性在约束温度各向异性方面更有效（Gary，1993；Gary 等，1997；Kunz 等，2014；Gary，2015；Rincon 等，2015）。这些不稳定性的阈值是根据线性理论计算的，其假设条件并不完全适用于湍流太阳风（Matthaeus 等，2014）。尽管如此，观测研究表明，这些阈值能够有效界定等离子体稳定性的边界（Hellinger 等，2006；Bale 等，2009；Gary，2015；Chen 等，2016）。为何非传播阈值在$T_\perp/T_\parallel$–$\beta_\parallel$ 参数空间中对数据分布提供了更好的约束，即便传播不稳定性的理论阈值更低，仍是一个未解问题（Gary，2015；Markovskii 等，2019；Verscharen 等，2019）。

由 σ_B 测得的方向变化会影响$T_\perp$ 和$T_\parallel$的测量。该测量相关的时间尺度为 1 秒的 SWA/PAS 采样间隔。$\boldsymbol{B}$ 在一秒内的典型方向变化为 ~ 3，对于我们的数据集而言4°，因此相较于 PAS 的角分辨率较小。然而，在较大的 $\sigma_B \gtrsim 0.5$ 下，偏转可能具有显著影响。因此，在较大的 $\sigma_B \gtrsim 0.5$ 下定义区间的不稳定性时必须谨慎。

5. 结论

我们表明，非压缩磁场变异 σ_B 是评估太阳风中湍流与不稳定性相互作用的有效指标。背景磁场涨落级联至惯性区的小尺度端，在那里能够增强温度各向异性。如果各向异性足够大，等离子体就会变得不稳定。

$\bar{\sigma}_B$–Δ^ρ 参数空间中的数据分布表明，$\bar{\sigma}_B$ 和 Δ^ρ 仅在不稳定等离子体区间内相互依存。在这些不稳定区间，湍流作用与不稳定性之间的竞争，取决于湍流活动的强度，以及定义斜向火hose和镜像模不稳定性的条件在空间上的持续性。我们的分析表明，湍流太阳风并未提供经典线性理论所假设的简单均匀背景。事实上，湍流涨落与动理学不稳定性之间的复杂相互作用，最终调控着太阳风的质子尺度能量学。

致谢。 我们非常感谢 Matt Kunz 提供的宝贵讨论。为实现开放获取，作者已为由此产生的任何作者接收稿版本申请了知识共享署名（CC BY）许可。S. O. 获自然环境研究理事会（NERC）资助，项目编号为 NE/S007229/1。D. V. 获科学技术设施理事会（STFC）欧内斯特·卢瑟福研究员计划资助，项目编号为 ST/P003826/1。D. V. 和 C. J. O. 获 STFC 综合资助，项目编号为 ST/S000240/1 和 ST/W001004/1。C. H. K. C. 获英国研究与创新署未来领军人才奖学金资助，项目编号为 MR/W007657/1，并获 STFC 综合资助，项目编号为 ST/T00018X/1。P. A. I. 获美国国家航空航天局资助，项目编号为 80NSSC18K1215，并获美国国家科学基金会（NSF）资助，项目编号为 AGS2005982。太阳轨道器是欧洲空间局和美国国家航空航天局合作开展的国际空间任务，由欧洲空间局运行。太阳轨道器太阳风分析仪（SWA）的数据来自科学传感器；这些传感器的设计、制造和运行经费由多项合同提供，资助机构包括英国航天局（UKSA）、STFC、意大利航天局（ASI）、法国国家空间研究中心（CNES）、法国国家科学研究中心（CNRS）、捷克对欧洲空间局PRODEX计划的贡献以及美国国家航空航天局。太阳轨道器SWA在伦敦大学学院／穆拉德空间科学实验室的工作目前由STFC资助，项目编号为 ST/T001356/1 和 ST/S000240/1。太阳轨道器磁强计由英国航天局资助，项目编号为 ST/T001062/1。本研究曾在国际空间科学研究所团队“Ion Kinetic Instabilities in the Solar Wind in Light of Parker Solar Probe and Solar Orbiter Observations”（基于帕克太阳探测器和太阳轨道器观测研究太阳风中的离子动理学不稳定性）讨论；该团队由 L. Ofman 和 L. Jian 牵头。

参考文献

Alexandrova, O., Chen, C. H. K., Sorriso-Valvo, L., Horbury, T. S., & Bale,S. D. 2013, 《空间科学评论》, 178, 101 Bale, S. D., Kasper, J. C., Howes, G. G., et al. 2009, 《物理评论快报》, 103, 211101 Bandyopadhyay, R., Qudsi, R. A., Gary, S. P., et al. 2022, 《等离子体物理学》, 29, 102107, 出版方：美国物理联合会 Bott, A. F. A., Arzamasskiy, L., Kunz, M. W., Quataert, E., & Squire, J. 2021, 《天体物理学杂志》, 922, L35, aDS Bibcode: 2021ApJ...922L..35B Bruno, R. & Carbone, V. 2013, 《太阳物理学在线评论》, 10 Chandran, B. D. G., Quataert, E., Howes, G. G., Xia, Q., & Pongkitiwanichakul, P. 2009, 《天体物理学杂志》, 707, 1668, 出版方：美国天文学会 Chen, C. H. K. 2016, 等离子体物理学杂志, 82, 出版方：剑桥大学出版社 Chen, C. H. K., Boldyrev, S., Xia, Q., & Perez, J. C. 2013, 《物理评论快报》, 110, 225002 Chen, C. H. K., Matteini, L., Schekochihin, A. A., et al. 2016, 《天体物理学杂志》, 825, L26 Cranmer, S. R., Ballegooijen, A. A. v., & Edgar, R. J. 2007, 《天体物理学杂志增刊系列》, 171, 520 Gary, S. P. 1992, 《地球物理研究杂志》, 97, 8519 Gary, S. P. 1993, 空间等离子体微观不稳定性理论，剑桥大气与空间科学丛书（剑桥 [英格兰]；纽约：剑桥大学出版社） Gary, S. P. 2015, 《皇家学会哲学汇刊 A 辑：数学、物理与工程科学》, 373, 20140149 Gary, S. P., Montgomery, M. D., Feldman, W. C., & Forslund, D. W. 1976, 《地球物理研究杂志》, 81, 1241 Gary, S. P., Skoug, R. M., Steinberg, J. T., & Smith, C. W. 2001, 《地球物理研究快报》, 28, 2759 Gary, S. P., Wang, J., Winske, D., & Fuselier, S. A. 1997, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 102, 27159, _电子预印本：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/97JA01726 Hellinger, P., Landi, S., Matteini, L., Verdini, A., & Franci, L. 2017, 《天体物理学杂志》, 838, 158, 出版方：美国天文学会 Hellinger, P. 与 Matsumoto, H. 2000, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 105, 10519, _电子预印本：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/1999JA000297 Hellinger, P., Matteini, L., Landi, S., et al. 2015, 《天体物理学杂志》, 811, L32, 出版方：美国天文学会 Hellinger, P., Trávní˘cek, P., Kasper, J. C., & Lazarus, A. J. 2006, 《地球物理研究快报》, 33 Hellinger, P. & Trávní˘cek, P. M. 2008, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 113, _电子预印本：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008JA013416 Hollweg, J. V. & Völk, H. J. 1970, 《地球物理研究杂志》（1896–1977）, 75, 5297, _电子预印本：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA075i028p05297 Horbury, T. S., O’Brien, H., Carrasco Blazquez, I., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A9 Howes, G. G. 2015, 《皇家学会哲学汇刊 A 辑：数学、物理与工程科学》, 373, 20140145 Isenberg, P. A. 1984, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 89, 6613, _电子预印本：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA089iA08p06613 Kasper, J. C., Lazarus, A. J., & Gary, S. P. 2002, 《地球物理研究快报》, 29, 20 Kiyani, K. H., Osman, K. T., & Chapman, S. C. 2015, 《皇家学会哲学汇刊 A 辑：数学、物理与工程科学》, 373, 20140155 Klein, K., Alterman, B., Stevens, M., Vech, D., & Kasper, J. 2018, 《物理评论快报》, 120, 205102 Kolmogorov, A. N. 1941, 《苏联科学院通报》, 32, 16 Kunz, M. W., Schekochihin, A. A., & Stone, J. M. 2014, 《物理评论快报》, 112, 205003, arXiv: 1402.0010 Markovskii, S. A. & Vasquez, B. J. 2022, 《天体物理学杂志》, 924, 111, 出版方：美国天文学会 Markovskii, S. A., Vasquez, B. J., & Chandran, B. D. G. 2019, 《天体物理学杂志》, 875, 125, 出版方：美国天文学会 Markovskii, S. A., Vasquez, B. J., & Chandran, B. D. G. 2020, 《天体物理学杂志》, 889, 7, 出版方：美国天文学会 Marsch, E. 1991, 收录于《现代天文学评论》, 编者 G. Klare, 《现代天文学评论》（柏林，海德堡：施普林格）, 145–156 Marsch, E., Ao, X.-Z., & Tu, C.-Y. 2004, 《地球物理研究杂志》, 109, A04102 Maruca, B. A., Kasper, J. C., & Bale, S. D. 2011, 《物理评论快报》, 107, 201101, 出版方：美国物理学会 Matteini, L., Hellinger, P., Landi, S., Trávní˘cek, P. M., & Velli, M. 2012, 《空间科学评论》, 172, 373 Matteini, L., Landi, S., Hellinger, P., & Velli, M. 2006, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 111, _电子预印本：https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2006JA011667 Matthaeus, W. H. & Goldstein, M. L. 1982, 《地球物理研究杂志》, 87, 10347 Matthaeus, W. H., Oughton, S., Osman, K. T., et al. 2014, 《天体物理学杂志》, 790, 155, arXiv: 1404.6569 Opie, S., Verscharen, D., Chen, C. H. K., Owen, C. J., & Isenberg, P. A. 2022, 《天体物理学杂志》, 941, 176, 出版方：美国天文学会 Osman, K. T., Matthaeus, W. H., Kiyani, K. H., Hnat, B., & Chapman, S. C. 2013, 《物理评论快报》, 111, 201101 Owen, C. J., Bruno, R., Livi, S., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A16 Rincon, F., Schekochihin, A. A., & Cowley, S. C. 2015, 《皇家天文学会月刊：快报》, 447, L45 Riquelme, M. A., Quataert, E., & Verscharen, D. 2015, 《天体物理学杂志》, 800, 27, 出版方：美国天文学会 Salem, C. S., Howes, G. G., Sundkvist, D., et al. 2012, 《天体物理学杂志》, 745, L9 Schekochihin, A. A., Cowley, S. C., Kulsrud, R. M., Rosin, M. S., & Heinemann, T. 2008, 《物理评论快报》, 100, 081301, 出版方：美国物理学会 Servidio, S., Osman, K. T., Valentini, F., et al. 2014, 《天体物理学杂志》, 781, L27, 出版方：美国天文学会 Taylor, G. I. 1938, 《皇家学会哲学汇刊 A 辑：数学、物理与工程科学》, 164, 476 Tu, C.-Y. & Marsch, E. 1995, 《空间科学评论》, 73, 1, 出版方：施普林格 Verscharen, D., Chandran, B. D. G., Klein, K. G., & Quataert, E. 2016, 《天体物理学杂志》, 831, 128 Verscharen, D., Klein, K. G., & Maruca, B. A. 2019, 《太阳物理学在线评论》, 16 Walters, P. 2000, 《遍历理论导论》, 数学研究生教材第79卷（纽约、海德堡、柏林：施普林格）