Draft version March 10, 2023 年使用
AASTeX631 中的 LaTeX 预印本 样式排版

arXiv:2303.05074v1 [physics.space-ph] 9 Mar 2023

关于如何解读太阳风原位观测中密度涨落的标度关系：来自三维湍流模拟的启示

Senbei Du,[1] Hui Li,[1] Zhaoming Gan,[2] and Xiangrong Fu[2]

[1]洛斯阿拉莫斯国家实验室，美国新墨西哥州洛斯阿拉莫斯，邮编
87545[2]新墨西哥联盟，美国新墨西哥州洛斯阿拉莫斯，邮编 *87544*

摘要

太阳风湍流通常被认为是弱可压缩的，而密度涨落无论在理论上还是观测上都尚未得到充分理解。可压缩磁流体力学模拟有助于深入认识密度涨落的本质。我们讨论与湍流三维模拟和原位观测相关的若干重要影响因素。由于湍流具有各向异性，功率谱和方差等观测量取决于采样轨迹与平均磁场之间的夹角。各向异性的影响在较小尺度和较低等离子体β下更为显著。此外，原位测量往往呈现出广泛的变化范围，即便这些数据可能来自具有相同既定平均值的同一总体。因此，可能需要谨慎进行平均，才能从观测中揭示密度变化与湍流马赫数等其他湍流量之间的标度关系。

1. 引言

数十年来，湍流一直是空间等离子体物理学的重要研究课题（Coleman 1968）。太阳风湍流通常被认为是弱可压缩的，并具有显著的阿尔芬特征（Belcher & Davis 1971），而可压缩分量通常只占总涨落能量的一小部分（$\sim 10\%$）（例如，Howes 等，2012）。因此，太阳风湍流的观测和理论研究往往侧重于不可压缩方面。可压缩涨落和密度涨落仍未得到充分理解。或许，针对可压缩太阳风湍流发展得最成熟的理论是近不可压缩（NI）理论。NI 理论适用于湍流马赫数和阿尔芬马赫数都较低的情形；此时，在高等离子体β条件下，可压缩磁流体力学（MHD）系统由三维不可压缩磁流体力学主导 β（热压与磁压之比），而在中低β条件下则由二维不可压缩磁流体力学主导（Zank &Matthaeus 1992，1993）。密度涨落 $\delta\rho$ 在二阶项中出现，因此其标度关系为 $\delta\rho/\rho_0 \propto M_t^2$，其中 $M_t = \delta v/c_s$ 为湍流马赫数，c_s 为声速。NI 理论将密度涨落的起源归因于“伪声”过程：密度变化遵循声波的本征关系，但实际上是由不可压缩流体运动产生的（Lighthill1952；Montgomery 等，1987）。将 NI 理论推广到非均匀背景，也可以得到太阳风中 $\delta\rho/\rho_0 \propto M_t$ 的线性标度关系（Bhattacharjee 等，1998；Hunana & Zank 2010）。在线性波描述中，也可预期出现线性标度关系；这种描述将湍流涨落分解为线性磁流体力学模态（Cho& Lazarian 2003），但

基于频率-波数谱的分析表明，传播波可能并不能很好地表征湍流（Gan 等人（2022））。观测数据对这种标度关系尚无定论，主要是因为数据往往存在很大的变化范围（例如，Matthaeus 等人（1991）；Adhikari 等人（2020））。

研究湍流的另一种有效方法是进行数值模拟。过去，人们曾进行可压缩磁流体湍流模拟，以研究密度涨落。Matthaeus 等(1996)发现，垂直于平均磁场的密度涨落强于平行于平均磁场的密度涨落。密度涨落的各向异性程度通常介于纵向速度涨落与横向速度涨落之间。总体而言，这与 NI 理论相符；该理论认为，大部分密度涨落是由二维涨落引发的伪声机制产生的。（在 NI 理论中，速度的二维涨落也被认为会导致密度涨落衰减（Zank 等人（2017））。）基于线性模态分解，Cho&Lazarian(2003)发现，阿尔芬模态和慢模态具有临界平衡型各向异性（Goldreich & Sridhar 1995），而快模态则近似各向同性。近期，Fu 等人 (2022通过改变施加于磁流体动量方程和感应方程的外部驱动力幅度进行模拟，研究密度涨落的标度关系。对于所有等离子体β和交叉螺度取值，均发现 $\delta\rho/\rho_0$ 随 M_t 呈线性标度关系。模拟结果与各种理论预测之间的差异表明，我们对湍流中密度涨落标度关系的基本认识仍然不足。

将模拟与观测进行比较，最直接的方法是提取某一固定时刻的模拟数据。这样做默认采用标准的泰勒假设，即将湍流视为由空间结构构成的整体（Taylor（1938））。正如本文将要展示的，即使泰勒假设成立，在进行比较时仍有一些细节需要考虑。

本文首先将在第 2 节重新审视泰勒假设。在第 3 节和第 4 节中，我们将介绍三维磁流体模拟及其结果，并重点说明各向异性和采样将如何影响对密度标度关系的解读。在第 5 节中，我们将总结研究结果并讨论其意义。

2. 重新审视泰勒假设

泰勒假设（Taylor（1938））是解读单航天器原位太阳风观测结果的基石。其基本思想是，观测数据中的时间滞后（τ）可以根据太阳风的整体速度直接转换为空间间隔（l） u_{sw}，即 $l = u_{sw}\tau$。本质上，这一假设认为，观测到的湍流由随流体平流输运的空间结构组成。当特征波速远小于流体速度、从而可以忽略时间变化时，泰勒假设成立。对于 1 天文单位附近的太阳风，这通常成立，此时太阳风速为 ~ 400 千米/秒，而阿尔芬速为 ~ 20 千米/秒。在某些情况下，尤其是在接近太阳处，太阳风速与阿尔芬速相当，甚至更小。在这些情况下，需要修改泰勒假设，以考虑波传播的影响。Zank 等人 Zank 等人 （2022）采用了这种方法，分析帕克太阳探测器 在阿尔芬临界点附近的观测数据；在该处，阿尔芬速等于太阳风速。对于本文，我们仅考虑泰勒假设适用的情况。

从谱分析的角度来看，泰勒假设可以用更精确的方式表示，如 Fredricks &Coroniti （1976）所示。（实际上，Fredricks & Coroniti （1976）的研究涉及包括波传播在内的更一般情形。）假设三维波数谱为 $P(\boldsymbol{k})$，则观测到的频率谱为

$$P(\omega) = \int d^3k P(\boldsymbol{k}) \delta(\omega - \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{u}_{sw}). \tag{1}$$

通过考察三维功率谱的定义，可以说明这一关系

$$P(\boldsymbol{k}) = (2\pi)^3 \int d^3\Delta x R_x(\boldsymbol{l}) e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{l}}, \tag{2}$$

它是相关函数 $R_x(\boldsymbol{l})$ 的傅里叶变换（假设湍流均匀）。对于单航天器测量，时间相关函数可以用空间相关函数表示，进而也可以表示三维功率谱：

$$R_t(\tau) = R_x(\boldsymbol{u}_{sw}\tau) = \int d^3k P(\boldsymbol{k}) e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{u}_{sw}\tau}. \tag{3}$$

然后，通过对方程（1）作傅里叶变换并利用狄拉克δ函数的性质，即可得到频率谱（3）。Bourouaine & Perez (2019) 以及Perez et al. (2021) 的近期研究表明，即使泰勒假设适用，速度涨落也会引入随机扫掠效应，使观测到的频率谱展宽。本研究不考虑这一效应，因为我们目前考察的是取自模拟单个时刻的波数谱，在这种情况下不存在扫掠效应。

对于各向异性湍流，显然，观测到的频率谱取决于 $\boldsymbol{u}_{sw}$ 的方向。在太阳风等磁化等离子体中，湍流通常相对于背景磁场近似呈陀螺对称，因此功率谱可以写为 $P_{2D}(k_\parallel, k_\perp)$。这称为二维约化谱，它与三维谱的关系为$\int d^3k P_{3D}(\boldsymbol{k}) = \int dk_\parallel dk_\perp P_{2D}(k_\parallel, k_\perp)$。若考虑沿方向 $\hat{\boldsymbol{n}}$ 采样的一维谱，且该方向与背景磁场的夹角为 θ，可以证明（Forman 等，2011）

$$P_{1D}(k, \theta) = \int P_{2D}(k_\parallel, k_\perp) \delta(k_\parallel \cos\theta + k_\perp \sin\theta - k) dk_\parallel dk_\perp. \tag{4}$$

我们注意到，k 在积分中被视为一个参数，不一定满足关系式 $k_\parallel^2 + k_\perp^2 = k^2$。

另一种常见的湍流测量量是方差，它表示湍流涨落的强度。严格来说，量 X 的方差定义为系综平均 $Var(X) = \langle (X - \langle X \rangle)^2 \rangle$。实际应用中，系综平均由空间平均或时间平均代替。三维模拟中的“真实”方差可以通过空间平均$\delta X^2 = (X - \bar{X})^2$简单估算。对于航天器观测，方差通过时间平均估算。方差可以通过对功率谱积分来计算，即 $Var(X) = \int d^3k P_X(\boldsymbol{k})$。原则上，与谱不同，航天器测得的方差与采样方向无关，因为方差是对所有频率或波数上的谱积分。需要注意的是，为确保方差与采样角无关，不同采样方向可能需要不同的样本长度。

方差与采样角无关。为方便起见，本文在考察方差时采用固定的样本长度，大多数以往观测也采用这种做法。我们将在结果中表明，在这种情况下，方差确实取决于采样方向。

当三维空间相关函数中的系综平均被观测者路径上的线平均所取代时，便会产生采样效应。这会导致观测到的时间相关函数发生变化，进而影响频率谱。这很可能是有限样本效应，因为一维样本仅包含有关完整三维湍流的有限统计信息。

总而言之，在解读航天器测量（通常将其视为穿过湍流体积的一条路径）时，我们需要注意湍流固有的各向异性以及采样效应。接下来的章节将详细展示它们的影响。

3. 磁流体力学湍流模拟

我们使用 $Athena++$ 代码（Stone 等人 2020年）进行了三维可压缩磁流体力学模拟。背景磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 沿 x方向施加。三个方向均采用周期性边界条件。按照 Gan 等人（2022年）的方法，对速度和磁场均施加遵循奥恩斯坦–乌伦贝克过程的连续驱动力。

采用等温状态方程。大多数结果来自等离子体β（热压与磁压之比）为 $\beta = 1$ 的模拟，不过也与 $\beta = 0.2$ 次运行进行了比较。模拟结束时的湍流马赫数 $M_t = \delta v / C_s$ 为 $\simeq 0.47$。为节省计算资源，模拟采用长方体计算域 $L_x = 6\pi, L_y = L_z = 2\pi$，并且与另外两个方向相比， x 方向上的网格单元数（$256 \times 512 \times 512$）减半。长方体计算域常用于磁化湍流模拟（例如，Beresnyak 和 Lazarian 2009）。能量注入仅限于大尺度模态，其波长至少为模拟盒边长的一半，即 $|\boldsymbol{k}| \leq 2$；波数的定义使得最小波数分别为 $k_{\perp,\ min} = 2\pi/L_y = 1$ 和 $k_{\parallel,\ min} = 2\pi/L_x = 1/3$。

4. 结果

4.1. 磁流体力学模拟得到的各向异性功率谱

为模拟单航天器观测，我们使用方程（4）计算模拟中密度涨落的一维功率谱。首先构建 $k_\parallel - k_\perp$ 空间中的二维谱，如图1左图所示。不同采样角度下的一维功率谱见图1右图。各一维谱明显呈现出与角度相关的行为：在固定波数下，谱功率随采样角度 θ 增大而趋于上升。谱在 $\theta = 0°$ 到 $\theta = 30°$之间有明显变化，但在更大角度下几乎保持不变。谱指数似乎也具有角度依赖性，因为与其他角度相比， $\theta = 0°$ 处的谱更陡。作为参考，图中以虚线绘出了 $k^{-3/2}$ 和 $k^{-5/3}$ 幂律。

角度依赖功率谱与太阳风观测结果一致。例如，Horbury 等人 (2008) 表明，磁谱在较小角度下振幅较小、谱线也更陡 θ。然而，他们报告称，谱指数会随角度变化，在 -5/3 和 -2 之间变动，且比此处所示的谱更陡。令人有些意外的是，尽管我们采用的傅里叶分析不涉及局部平均磁场（例如，Oughton &Matthaeus 2020；Yang 等人 2021），分析中仍存在谱指数各向异性。各向异性功率谱或可由近期发展的 NI 湍流模型（Zank 等人

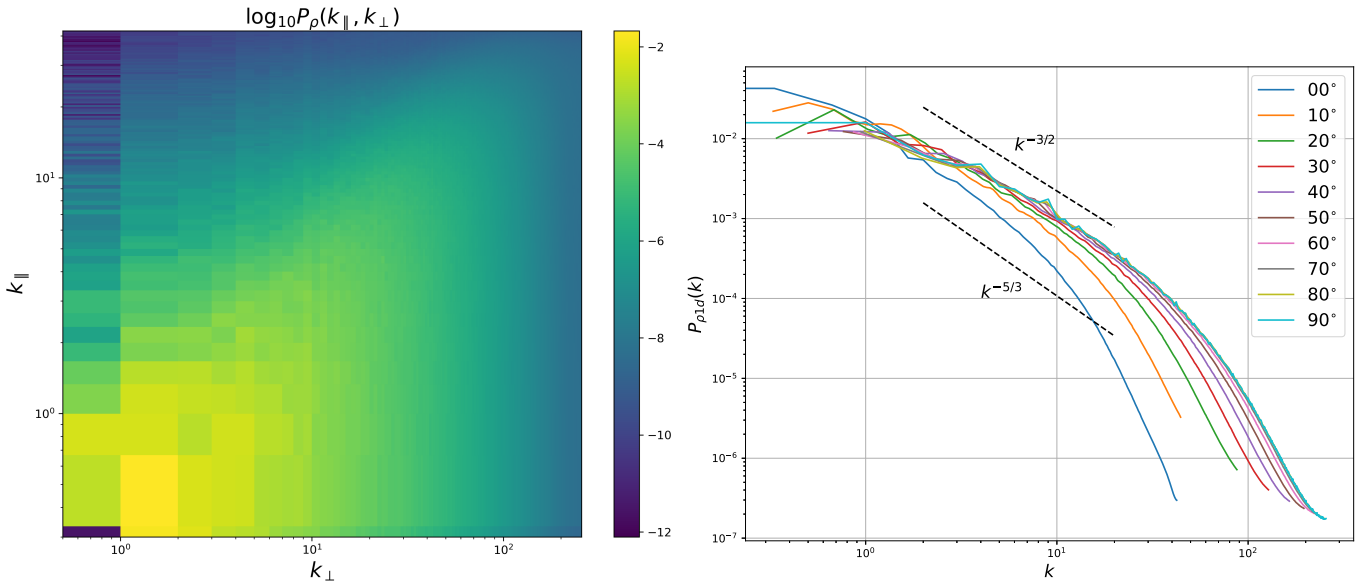


图1。 模拟得到的密度二维功率谱 $P_\rho(k_\parallel,\ k_\perp)$（对数尺度）。右图：不同采样角度下的密度一维功率谱 $P_{\rho 1d}(k)$（采样角度相对于初始背景 $\boldsymbol{B}_0$ 定义）。

2020年）来解释，不过目前仍缺乏关于密度功率谱的完整理论。人们还在阿尔fv´én 临界点附近测量了密度涨落谱（Zank 等人 2022），并认为密度谱大致遵循二维不可压缩涨落的谱。

4.2. 采样的影响

可以通过使用虚拟航天器路径对模拟域进行采样，评估采样的影响。为将采样效应与各向异性效应区分开来，我们固定轨迹与初始背景磁场之间的夹角 θ （在我们的模拟中为 x 方向），然后选取随机的一维样本。具体而言，对于每个样本，我们先在模拟域中随机选取一个起点，再随机选取一个方位角 Φ。样本的长度和分辨率经过选取，以覆盖所需的波数范围。图2上图展示了50条采样谱， $\theta = 40°$ 以灰线表示。这些谱的算术平均以红线绘出。采样谱之间存在明显的起伏。有趣的是，平均谱似乎并未完全收敛到由公式4约化得到的一维谱（蓝线）。作为对比，图2下方两个面板展示了两个特殊情况： $\theta = 0°$ 和 $\theta = 90°$。Bourouaine & Perez（2020）和 Perez et al. (2021) 提出了一种可能的解释，说明约化谱与平均采样谱为何存在差异。一般而言，正如公式（4）中的狄拉克δ函数所示，约化谱是在三维 k空间中围绕 $k_\perp = 0$ 轴的圆锥面上积分得到的；而每条采样谱对应于在特定平面上的积分，Bourouaine & Perez（2020）对此作了详细说明。对于平行谱，平均谱应收敛到约化谱，因为两者都对应于在垂直于 $k_\perp = 0$ 轴的平面上进行积分。图2中图显示，约化平行谱与平均平行谱确实十分接近。这表明，对于严格的幂律谱，约化谱与采样谱之间的差异只是一个接近于1的常数因子。如果本征谱不是单一幂律，差异就会更加显著。

造成差异的另一个可能原因是，一维采样需要将定义在网格单元中心的模拟数据插值到采样轨迹上。插值过程会引入一个波数相关响应函数，可能使采样谱发生畸变。在我们的情形中，采用线性插值，其响应函数为 $F(k) = \mathrm{sinc}^2(k\Delta x/2)$，其中 $\mathrm{sinc}(x) = \sin(x)/x$，而 Δx 为网格尺寸。函数 $F(k)$（乘以一个常数因子后）以橙色虚线绘于图2中。对于 $\theta \neq 90°$，我们令 Δx 为 L_x/N_x，即 x 方向上的网格单元尺寸；对于 $\theta = 90°$，我们令 Δx 为 y 或 z 方向上的网格单元尺寸。我们注意到， $F(k)$在主瓣 $k < 2\pi/\Delta x$内是关于 k 的递减函数，这或许可以解释为什么平均采样谱（红线）比约化谱（蓝线）略陡。在实际的航天器观测中，不存在插值问题，因此我们预计观测到的采样谱只会在约化湍流谱周围波动。

一个自然的问题是，这些采样谱遵循哪种分布。为简化问题，我们固定波数范围，转而考察方差的分布。图3 展示了固定角度下 1000 个随机样本的密度方差直方图$\theta = 40°$。方差通过对所有高于 $k = 2$的波数范围内的一维功率谱积分计算得出。随后，将方差归一化为方差的平均值 $< \delta\rho^2 >$ （对所有样本取平均）。归一化方差的概率密度函数形状与缩减的χ^2 或对数正态分布相似。如果可以假定密度涨落近似服从高斯分布，那么缩减的 χ^2 是自然的分布选择，因为此时方差将是服从高斯分布的变量平方之和。不过需要注意，与该分布一致的自由度（本例中为 21）必须远低于每个样本中的数据点数量（~ 700），这是由于湍流信号中存在很强的相关性。在参数适当时，对数正态概率密度函数的形状与缩减的 χ^2相似，并且这两种分布通常都与模拟数据相符。

4.3. 密度涨落的标度

在这里，我们研究密度涨落 $\delta\rho/\rho_0$ 与 M_t 的标度分析如何受到各向异性和采样的影响。图4 展示了根据我们的模拟构建的标度关系示例。对整个三维区域取平均后，密度涨落和湍流马赫数各自得到一个数值，如黑色星号和虚线所示；然而，图中显示，一维样本会使这两个量都出现显著离散。左图中的样本长度固定为 π，对应于最小注入尺度（$k = 2$）。右图则将其与样本长度为 $\pi/4$ （$k = 8$）的情况进行比较，此时已深入惯性区。每个面板中，不同角度的样本长度均相同，尽管模拟盒经过了拉伸。图中同时展示了各向异性和采样效应：不同颜色的符号代表不同角度的样本，而同色符号之间的离散则是由采样效应造成的。由于所有离散点都来自同一次模拟，它们会掩盖 $\delta\rho/\rho_0$ 与 M_t之间的物理标度关系。对比两个面板可以看出，较小尺度上的各向异性效应更强，因为右图中不同颜色的星号差异更大。这是意料之中的，因为各向异性取决于尺度（Goldreich & Sridhar1995；Oughton & Matthaeus 2020），这也可以从图1中的一维谱看出。需要指出的是，“三维”数值是通过高通滤波器计算的，即对三维功率谱在 $k \geq 2$ （左图）和 $k \geq 8$ （右图）范围内进行积分，这两个范围分别对应不同的样本长度。

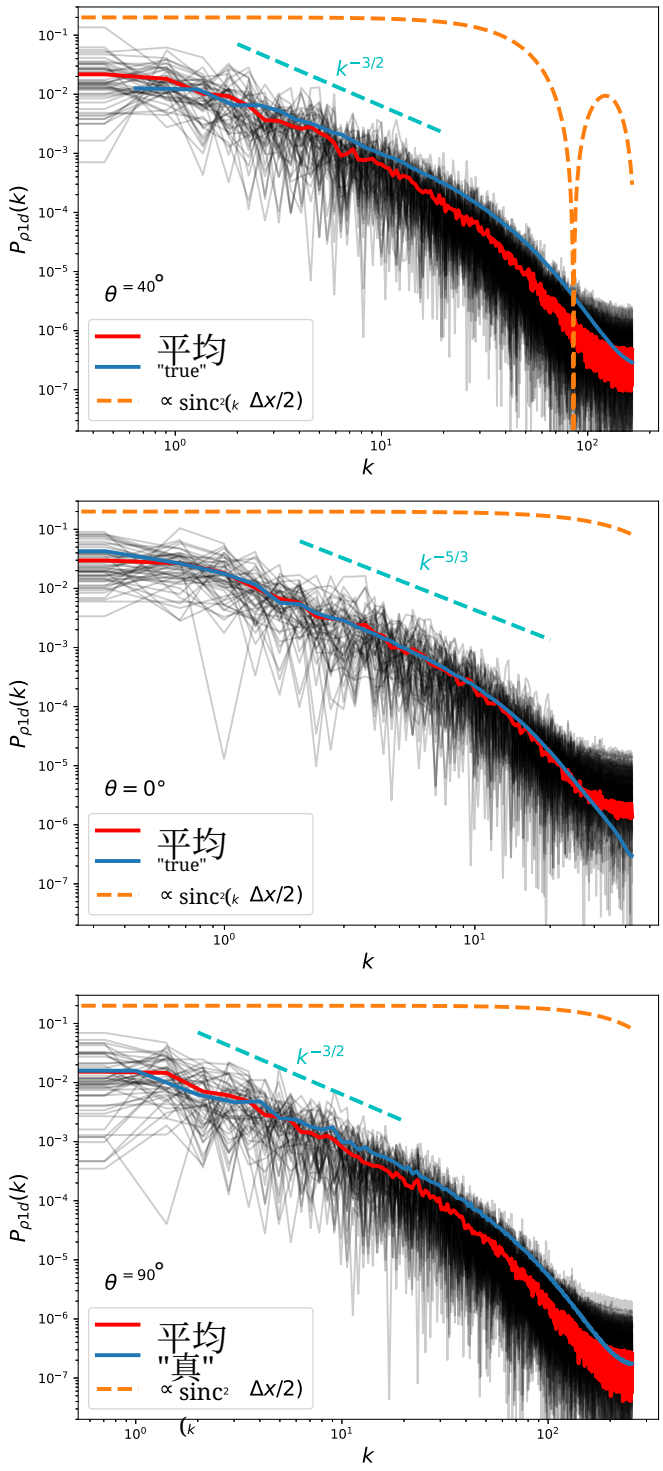


图2. 沿虚拟航天器采样计算得到的密度一维功率谱，与采样角相同的 $\theta = 40°$ （上图）、 $0°$ （中图）和 $90°$ （下图）处的一维约化谱的比较。线性插值的响应函数 $\mathrm{sinc}(k\Delta x/2)$ 作为参考绘出。 $k^{-3/2}$ 和$k^{-5/3}$ 线也一并绘出。

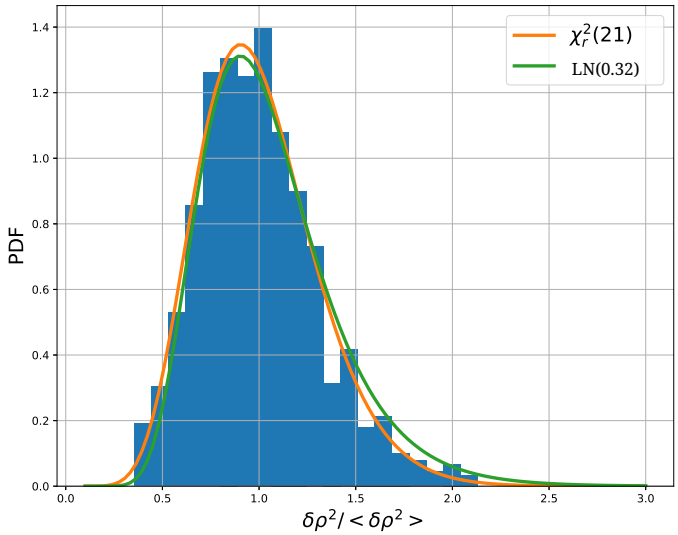


图3. 归一化密度方差的直方图，以及与约化的 χ^2 和对数正态分布的比较。约化 χ^2 的自由度设为21，对数正态分布的标准差设为0.32。

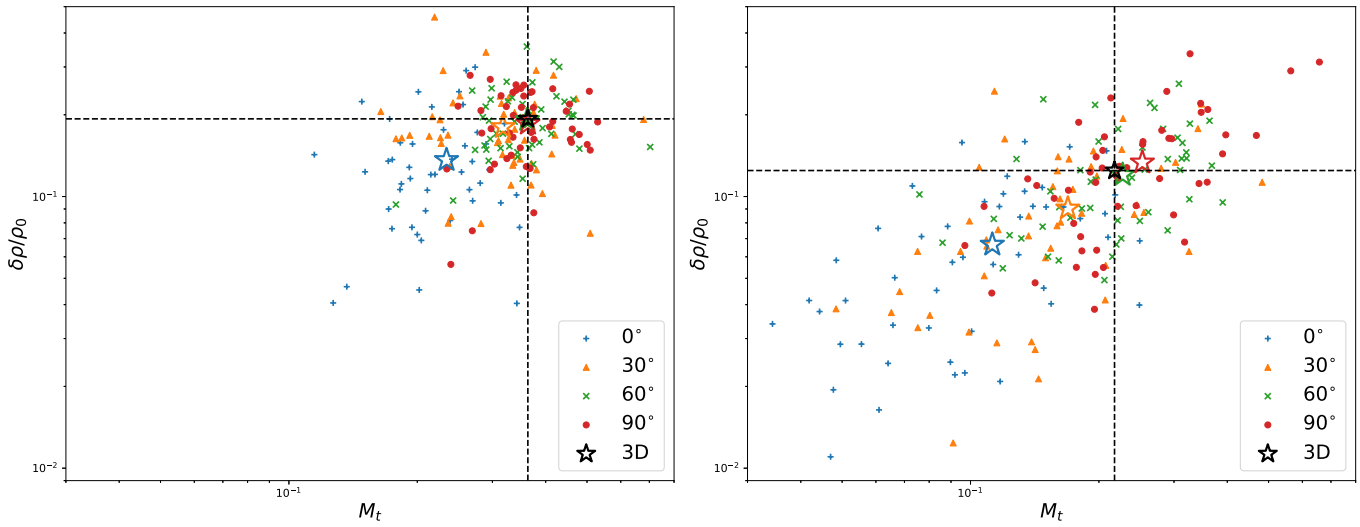


图4. $\delta\rho/\rho_0$ 与 M_t之间的标度关系。不同颜色的符号表示不同角度的一维样本，彩色星号表示相同颜色样本的算术平均值。经过高通滤波器处理的三维平均值以黑色星号和虚线表示。左图对所有角度均采用样本长度 π，右图则采用样本长度 $\pi/4$。

令人担忧的是，这些离散点似乎已经在密度变化与湍流马赫数之间形成了人为的标度关系。使用缩短的一维样本时（对应于观测中较短的时间间隔），这一点在右图中尤为明显。

以往关于标度关系的观测研究通常忽略了各向异性和采样的影响。例如，Matthaeus 等（1991年）和Adhikari 等（2020年）的观测结论并不明确，因为数据点之间差异很大。此处所述的这两种影响

或许可以部分解释观测到的差异。此外，等离子体参数（等离子体贝塔、交叉螺度和绝热指数）的变化也可能发挥作用。对于模拟研究而言，这些影响可能并不显著（例如，Fu 等（2022）），因为其中的计算基于完整的三维数据。

我们还研究了各向异性对等离子体β的依赖关系。图5 显示了两个模拟中随角度变化的密度涨落 $\delta\rho/\rho_0$，其中 $\beta = 1$ （左图）和 $\beta = 0.2$ （右图）。在每个角度使用100个长度为 $\pi/4$ 的随机样本进行计算，误差棒表示样本的标准差。为量化各向异性，我们对 $\delta\rho/\rho_0$ 关于 $\mu = \cos(\theta)$进行4阶勒让德多项式拟合，即:

$$\frac{\delta\rho}{\rho_0}(\mu) = \sum_{i=0,2,4} C_i P_i(\mu), \tag{5}$$

其中 P_i 是 i阶勒让德多项式， C_i 是相应的系数。图中的橙色曲线表示拟合结果。由于我们假设$\delta\rho(\mu) = \delta\rho(-\mu)$，奇数阶系数为零。二阶系数与零阶系数之比 $|C_2/C_0|$ 以及四阶系数与零阶系数之比 $|C_4/C_0|$ 可用来表征各向异性程度。我们的结果表明，低贝塔模拟中的 $|C_2/C_0|$ 和 $|C_4/C_0|$ 更大，说明其各向异性更强。这与 Matthaeus 等(1996) 得出的结论相似。相反，Cho & Lazarian (2003) 得出了贝塔越高、各向异性越强的结论。这是因为他们的模拟中保持阿尔芬马赫数 恒定，而非湍流马赫数 $M_A = \delta v/V_A$，因此低贝塔模拟为超声速状态，容易发生激波形成，而高贝塔模拟则保持亚声速状态。相比之下，我们的模拟均处于亚声速状态。

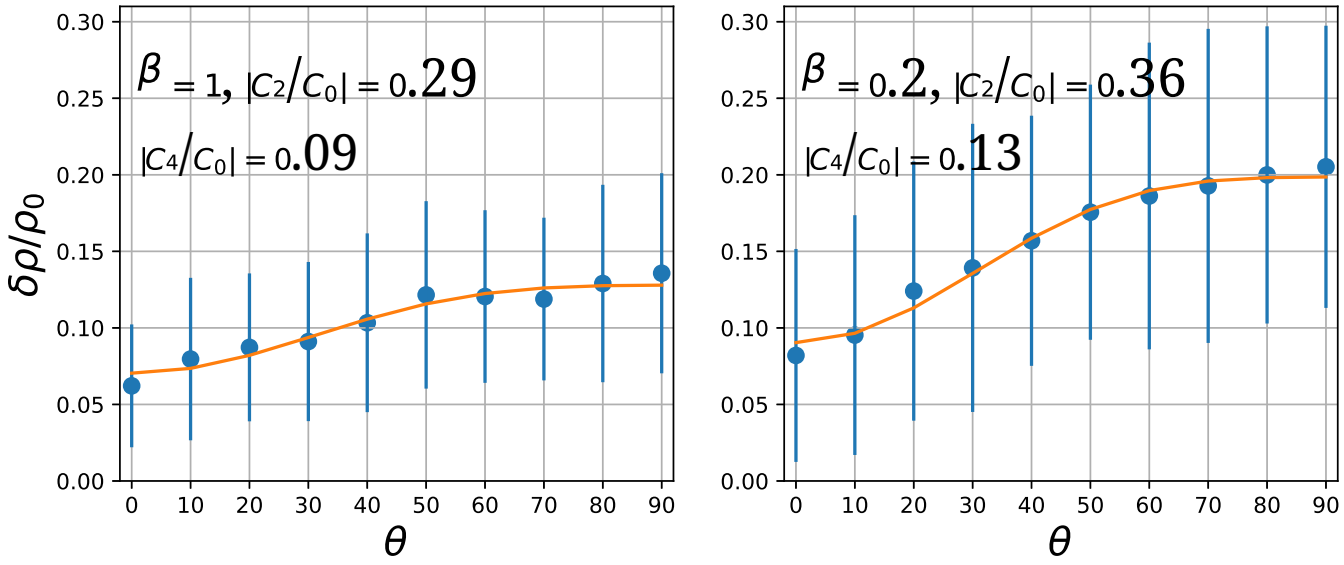


图5. 两个模拟中随角度变化的密度涨落 $\delta\rho/\rho_0$，其中 $\beta = 1$ （左图）和$\beta = 0.2$ （右图）。橙色曲线表示4阶勒让德多项式拟合。图中列出了勒让德多项式系数 $|C_2/C_0|$ 和 $|C_4/C_0|$ 的比值，作为各向异性的替代指标。

5. 讨论与结论

总而言之，我们的分析指出了以下两种会影响对太阳风湍流观测结果解读的效应。

1. 鉴于太阳风中涨落固有的各向异性，功率谱和方差等湍流测量具有角度依赖性，即沿航天器轨迹测得的量取决于轨迹（或等价地说，航天器参考系中的太阳风速度）与背景磁场之间的采样角。

2. 不同样本之间的湍流测量可能呈现出很大的变化范围。即使相对于背景磁场的采样角固定不变，情况仍然如此。对于任何原位太阳风湍流观测而言，这意味着沿单个或少数几个采样区间进行的测量通常不足以对潜在的湍流得出结论。

3. 角度依赖性和采样效应都可能导致诸如密度变化与湍流马赫数之间的标度关系出现人为趋势，正如图 4 和 5中所强调的。

在一定程度上，这些问题已为人所知。例如，就第一点而言，Bieber 等人(1996) 利用惯性区功率谱的角度依赖性，推断二维涨落占主导地位而板状涨落居次；Horbury 等人(2008) 则证明磁场涨落的功率和谱指数具有角度依赖性。就第二点而言，通常用于估计功率谱密度的 Welch 方法，正是通过对平稳区间取平均来减小由采样造成的变化。数十年跨度的统计调查也经常在一定程度上用于减小采样效应。

此外，我们还表明，密度涨落的各向异性取决于尺度和贝塔：在较小尺度和较低贝塔下，各向异性更强。对于太阳风原位观测，可以根据角度 θ对数据区间进行分箱，从而考虑各向异性的影响；过去这已带来了许多有益成果（例如，Bieber 等人 1996 年；Horbury 等人 2008 年）。根据中心极限定理，通过取平均可以直观地减小采样的影响。Matthaeus 等人（1996）在模拟中注意到了密度涨落的各向异性，但尚未对太阳风数据中的这一现象进行详细研究；相关研究将在另一篇论文中开展。最后，我们表明，这两种效应可能会在密度涨落与湍流马赫数之间引入一种人为的标度关系，从而影响观测结果的解读。对于未来的观测，我们建议制定一种平均处理方法，以便推断出真实的标度关系。

S. Du 和 H. Li 感谢美国能源部科学办公室聚变能源科学项目及洛斯阿拉莫斯国家实验室实验室指导研究与开发项目的支持。Z. [1]Gan 和 X. Fu 获得美国国家航空航天局通过资助编号 80NSSC20K0377 和 80NSSC23K0101 提供的资助。[2]谨此感谢 R. Chhiber、M. Cuesta、P. Kilian、W. Matthaeus、J. Perez 和 J. Steinberg 提供的宝贵讨论。[3]本研究使用了洛斯阿拉莫斯国家[4]实验室机构计算项目提供的资源；该项目由美国能源部[5]国家核安全管理局根据合同编号 89233218CNA000001 提供支持。[6]

参考文献

Adhikari, L., Zank, G. P., Zhao, L. L., 等。2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，38，DOI：10.3847/1538-4365/ab5852

Belcher, J. W., & Davis, Leverett, J. 1971, 《地球物理研究杂志》, 76, 3534, doi: 10.1029/JA076i016p03534

Beresnyak, A., &Lazarian, A.2009,《天体物理学杂志》, 702, 1190, doi: 10.1088/0004-637X/702/2/1190Bhattacharjee, A.,Ng, C. S., &Spangler,S.R. 1998,《天体物理学杂志》, 494, 409, doi:10.1086/305184Bieber,J. W., Wanner, W.,& Matthaeus,W. H. 1996,《地球物理研究杂志》, 101,2511, doi: 10.1029/95JA02588Bourouaine, S., & Perez,J. C.2019,《天体物理学杂志快报》, 879, L16,doi: 10.3847/2041-8213/ab288a—. 2020年,《天体物理学杂志快报》, 893, L32, doi: 10.3847/2041-8213/ab7fb1Cho, J., & Lazarian, A. 2003,《皇家天文学会月刊》,345,325, doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06941.xColeman,Paul J., J.1968,《天体物理学杂志》,153,371, doi: 10.1086/149674Forman, M.A., Wicks,R.T., & Horbury,T.S. 2011,《天体物理学杂志》, 733, 76, doi: 10.1088/0004-637X/733/2/76Fredricks,R. W., & Coroniti,F. V.1976,《地球物理研究杂志》, 81, 5591, doi: 10.1029/JA081i031p05591Fu, X., Li, H., Gan, Z., Du, S.,&Steinberg,J. 2022,《天体物理学杂志》, 936, 127, doi: 10.3847/1538-4357/ac8802Gan, Z., Li, H., Fu, X., & Du,S.2022,《天体物理学杂志》, 926, 222, doi: 10.3847/1538-4357/ac4d9dGoldreich, P., & Sridhar, S.1995,《天体物理学杂志》, 438,763, doi: 10.1086/175121Horbury, T. S., Forman, M.,&Oughton, S.2008,《物理评论快报》, 101, 175005, doi: 10.1103/PhysRevLett.101.175005Howes,G. G., Bale,S. D.,Klein, K.G.,et al.2012, The Astrophysical JournalLetters, 753,L19,doi: 10.1088/2041-8205/753/1/L19Hunana, P., & Zank, G.P. 2010,《天体物理学杂志》, 718,148, doi: 10.1088/0004-637X/718/1/148Lighthill, M. J. 1952, Proceedingsof theRoyalSocietyof London Series A, 211,564,doi: 10.1098/rspa.1952.0060

Matthaeus, W. H., Ghosh, S., Oughton, S.,& Roberts, D. A. 1996,《地球物理研究杂志》,101, 7619, doi: 10.1029/95JA03830Matthaeus, W. H., Klein, L. W., Ghosh, S.,& Brown, M. R. 1991年,《地球物理研究杂志》, 96,5421, doi: 10.1029/90JA02609Montgomery, D., Brown, M. R., & Matthaeus, W. H. 1987,《地球物理研究杂志》, 92, 282, doi: 10.1029/JA092iA01p00282Oughton, S., & Matthaeus, W. H. 2020年,《天体物理学杂志》,897, 37, doi: 10.3847/1538-4357/ab8f2aPerez, J. C., Bourouaine, S., Chen, C. H. K.,& Raouafi, N. E. 2021,《天文学与天体物理学》, 650, A22, doi: 10.1051/0004-6361/202039879Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., &Felker, K. G. 2020年,《天体物理学杂志增刊》, 249, 4, doi: 10.3847/1538-4365/ab929bTaylor,G.I. 1938,Proceedings of the RoyalSocietyof London Series A, 164, 476,doi: 10.1098/rspa.1938.0032Yang, L., Tu, C., He, J., et al. 2021,《天体物理学杂志》,920, 14, doi: 10.3847/1538-4357/ac1790Zank, G. P., Adhikari, L., Hunana, P., etal.2017,《天体物理学杂志》, 835, 147, doi: 10.3847/1538-4357/835/2/147Zank, G. P., & Matthaeus, W. H. 1992,《地球物理研究杂志》, 97, 17189, doi: 10.1029/92JA01734—. 1993,《A辑流体物理》, 5, 257, doi: 10.1063/1.858780Zank, G. P., Nakanotani, M., Zhao, L. L., Adhikari, L., & Telloni, D. 2020年,《天体物理学杂志》,900,115, doi: 10.3847/1538-4357/abad30Zank, G. P., Zhao, L. L., Adhikari, L., et al.2022,《天体物理学杂志快报》, 926, L16, doi: 10.3847/2041-8213/ac51da