arXiv:2303.11035v1 [astro-ph.SR] 20 Mar 2023

利用准热噪声谱学测得原始太阳风中的总电子温度：帕克太阳探测器观测

刘明哲[1], Karine Issautier[1], Michel Moncuquet[1],Nicole Meyer-Vernet[1],Milan Maksimovic[1],Jia Huang[2], Mihailo M. Martinovic[3,1],Léa Griton[1],Nicolina Chrysaphi[1],Vamsee Krishna Jagarlamudi[4],Stuart D. Bale[5,6],Marc Pulupa[5],Justin C. Kasper[2,7], 和 M. L. Stevens[7]

[1] 空间研究与天体物理仪器实验室，巴黎天文台，PSL大学，法国国家科学研究中心，索邦大学，巴黎大学，Jules Janssen 广场 5 号，92195 默东，法国，电子邮箱：mingzhe.liu@obspm.fr[2] 密歇根大学气候与空间科学及工程系，美国密歇根州安娜堡，邮编 48109[3] 亚利桑那大学月球与行星实验室，美国亚利桑那州图森，邮编 85721[4] 约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，美国马里兰州劳雷尔[5] 加利福尼亚大学伯克利分校空间科学实验室，美国加利福尼亚州伯克利，邮编 94720-7450[6] 加利福尼亚大学伯克利分校物理系，美国加利福尼亚州伯克利，邮编 94720-7300[7] 史密森天体物理台，美国马萨诸塞州剑桥，邮编 02138

收稿日期：2022年11月12日；接受日期：2023年3月15日

摘要

研究目的。我们将准热噪声（QTN）方法应用于帕克太阳探测器（PSP）的观测数据，以推导总电子温度（T_e），并汇总从第一次近太阳点探测（E01）至第十次近太阳点探测（E10）（不包括 E08）期间各近日点前后的12天时段观测数据，日心距离约为13至60个太阳半径（$R_\odot$）。

方法。准热噪声技术是可靠测量太阳风中电子参数的有效工具。我们通过对 RFS/FIELDS仪器采集的 QTN频谱高频部分进行线性拟合，得到T_e。随后，我们给出平均径向电子温度分布，并考察不同太阳风群体（即按质子体速度（V_P）和太阳风质量通量分类）的电子温度梯度。

结果。我们发现，总电子温度随距离增加而降低，其变化关系为 $\sim R^{-0.66}$，下降速度远慢于绝热过程。根据帕克太阳探测器观测值外推得到的T_e，与外逸层太阳风模型在 ~10 $R_\odot$处的预测、在 ~0.3天文单位处的 Helios 观测以及在 1天文单位处的 Wind 观测一致。此外，外推回 10$R_\odot$处的T_e，几乎与T_s 相同；后者是由太阳探测器分析仪测得的束流电子温度，被认为与日冕电子温度密切相关，甚至几乎相等。此外，较慢太阳风（或质量通量较大的磁通管）中的径向T_e 廓线比快速太阳风（或质量通量较小的磁通管）中的更陡。当太阳风速度较慢且更靠近太阳时，可以观测到更显著的负相关V_P–T_e 关系。

关键词。（太阳：）太阳风 —太阳：日球层—太阳：日冕—方法：数据分析　　分析——等离子体——粒子加速

1。引言

H太阳日冕和太阳风中的热输运尚未被完全理解，但它在日冕加热和太阳风
p中发挥着关键作用
a加速。由于离子和
e电子之间存在巨大的质量差异，电子主要输运能量，而离子则输运——
p动量。因此，预计电子会发挥关键作用
r　　于热驱动的太阳风膨胀过程中。此外，精确测得的电子温度径向分布不仅对于理解太阳风中的能量输运至关重要，也是约束热驱动太阳风模型的重要依据（例如，Meyer-Vernet 与 Issautier 1998 年；Issautier 等人 1999a 、 2001b ；Maksimovic等人 1997；Zouganelis 等（2004））。为简单起见，通常假设电子温度随日心距离呈幂律变化，且不存在大尺度时间变化：$T_e = T_0 \times (R/R_\odot)^{\beta}$。 β 观测值介于 0（等温）和 –4/3（绝热）之间，这表明电子会冷却，其径向剖面从近乎等温变化至近似绝热（例如，Marsch 等人 1989年；Pilipp 等人 1990年；Issautier 等人 1998年；Le Chat 等（2011）；Maksimovic 等人 2000年；Štverák 等（2015）；Moncuquet 等（2020））。β 的测量结果存在很大的离散性，这并不令人意外，原因可能有以下几种：i）难以区分流通量管沿线的真实变化与管间变化；ii）日冕物质抛射、共转相互作用区和行星际激波等瞬变结构可能产生非普遍性效应；iii）不同航天器的观测是在不同的纬度和径向范围内进行的，和/或处于不同的太阳活动阶段；iv）数据并非总是根据太阳风速度、库仑碰撞和等离子体β进行分类。相比之下，外逸层太阳风模型给出了总电子温度的另一种理论径向剖面，其表达式为 $T_e = T_0 + T_1 \times (R/R_\odot)^{-4/3}$，适用于 $(R/R_\odot)^2 \gg 1$（例如，Meyer-Vernet 和 Issautier，1998；Meyer-Vernet 等人 2003 年；Issautier 等人 2001b），该剖面在较大距离处趋于平缓，与 Helios 的测量结果一致（在 0.3

和 1 天文单位）(Marsch 等人 1989；Pilipp 等人 1990）。由于该模型与幂律模型具有相同数量的自由参数，因此难以根据较小径向范围内的观测区分这两种模型。Le Chat 等人(2011）利用尤利西斯号首次从极到极纬度扫描期间对高速太阳风的观测（从 1.5 到 2.3 天文单位），验证了这一点。

帕克太阳探测器（PSP；Fox 等，2016）的观测表明，在太阳附近，质子体速度 V_p 与电子温度 T_e 呈负相关（例如，Maksimovic 等（2020）；Halekas 等，2020，2022），而质子体速度 V_p 与质子温度 T_p 之间的相关性则贯穿整个日球层（参见 Lopez 和 Freeman，1986；Totten 等，1995；Matthaeus 等，2006；Démoulin，2009，以及其中的参考文献）。具体而言，Maksimovic 等（2020）发现，在 0.3 天文单位以内观测到的 V_p 与 T_e之间的负相关，会随着太阳风膨胀、演化，并与具有不同电子温度梯度的不同速度太阳风混合而消失。外逸层太阳风模型（例如，Maksimovic 等，1997、2001）表明，来自极区日冕洞区域（低温区域）的高速太阳风可能由日冕中的非热电子分布产生，这或许可以解释太阳附近呈负相关的 (V_p,T_e)。此外，外逸层模型预测，高速太阳风中的温度廓线较为平坦，这与此前的观测一致（Meyer-Vernet 和 Issautier，1998）。然而，外逸层模型采用了简化的假设，关于电子加热和冷却机制仍有许多棘手的问题。因此，帕克太阳探测器在太阳附近的观测为我们研究内日球层中的太阳风电子热动力学提供了机会。

准热噪声（QTN）技术能够准确测量太阳风中的电子密度和温度。该技术已用于多项空间任务（例如，Meyer-Vernet 1979年；Meyer-Vernet 等人 1986、1993；Meyer-Vernet 等人 2017年；Issautier 等人 1999b、2001a,c、2005、2008年；Maksimovic 等人 1995、2005a；Moncuquet 等人 1995、1997、2005、2006；Martinovi´c 等人 2020年；Le Chat 等（2011）；Salem 等人 2001年；Lund 等人 1994年；Schippers 等人 2013年）。近期研究（见 Moncuquet 等（2020）；Maksimovic 等，2020；Martinovi´c 等人 2022）已基于射频谱仪（RFS/FIELDS）采集的电压谱，将该技术应用于帕克太阳探测器（Pulupa 等，2017）。此外，SWEAP/PSP由太阳探测器杯式分析仪（SPC）和太阳探测器分析仪（SPAN）组成（Kasper 等人 2016年；Case 等人 2020年；Whittlesey 等人 2020年；Livi 等人 2022）。SPC是一种快速法拉第杯，旨在测量离子的一维速度分布函数（VDF）。SPAN由三台静电分析仪组成，用于测量离子和电子的三维VDF。传统粒子分析仪通常会受到航天器光电子和充电效应的影响。由于QTN电子密度是根据谱峰推导得出的，因此该测量不依赖增益校准。QTN光谱学推导出的电子数密度可靠且准确，因此被称为金标准密度，并常用于校准其他仪器（例如，Maksimovic等人 1995；Issautier等人 2001c；Salem 等人 2001）。迄今为止，在帕克太阳探测器任务中，QTN技术提供的电子数密度一直在科学分析中发挥着重要作用，作为校准标准使用（例如，Kasper 等人 2021；Zhao 等人 2021；Liu 等人 2021a,b）。

我们利用帕克太阳探测器（PSP）观测到的所谓原始或新生太阳风中的 QTN 光谱学数据，推导出总电子温度。具体而言，我们采用了第一次近太阳点探测（E01）至第十次（E10）近太阳点探测期间的观测数据，涵盖了日心距离约 13 至 60$R_\odot$。目前尚未考虑 E08 的观测数据，因为当时电天线的偏置设置异常。在第2节中，我们介绍一种简单、实用且有效的方法，利用 PSP 搭载的偶极电天线所提供的准热噪声谱高频部分，推导总电子温度。我们将相应结果与 Maksimovic 等人(2020年)（采用不同 QTN 技术得到的T_e）以及Moncu- quet 等人(2020年)（采用简化 QTN 技术得到的T_c）的结果进行比较，作初步交叉检验。在第3节中，我们首先给出平均径向电子温度剖面，然后分别研究按质子体速度和太阳风质量通量分类的不同太阳风群体的电子温度梯度。此外，我们还考察反相关关系V_p 与T_e 如何受径向演化影响。在第4节中，我们总结并讨论研究结果及其对电子热动力学的意义。

2. 数据分析

QTN 谱学技术通过分析等离子体粒子的准热运动在电天线上感应产生的电场电压功率谱，原位测量宏观等离子体性质。由于等离子体粒子与电场之间存在强耦合，QTN频谱同时取决于周围等离子体性质和天线构型。对于理想的电天线构型，电天线越长、越细，准热噪声技术的表现就越好。具体而言，电天线的长度（L）应大于当地德拜长度 L_D，以确保温度测量准确。较粗的天线（半径较大 a）会收集或发射更多电子，因此相应的散粒噪声可能超过准热噪声。因此，电天线应足够长且足够细（$a < L_D < L$），这样准热噪声技术才能有效工作。当天线采用适当的构型时（见 Meyer-Vernet 等，2017年；Meyer-Vernet 和 Moncuquet，2020年），QTN频谱完全由周围等离子体的粒子速度分布决定。

电子等离子体频率（f_p）附近的 QTN 谱包含丰富的太阳风信息，其基本形态可用简单的等离子体物理学原理解释（Meyer-Vernet & Perche 1989）。周围等离子体电子的准热运动经过天线时，会产生电脉冲。在超过 $1/(2\pi f_p)$ 的时间尺度上（对应频率 $f < f_p$），电子受到德拜屏蔽，因此每个经过距离小于 L_D 的周围热电子，都会在天线上产生一个持续时间（约为 $1/(2\pi f_p)$）短于观测频率倒数的电脉冲。因此，这种脉冲的傅里叶变换在 $f < f_p$ 时为常数，从而形成平台，其振幅由热电子总体决定。相反，在更高频率下（$f > f_p$），电子的准热运动会激发朗缪尔波，进而在 f_p 附近产生谱峰，并在高频处产生与电子总压强成正比的功率谱（Meyer-Vernet & Perche 1989；Meyer-Vernet 等人 2017）。此外，f_p 附近谱峰的高度取决于超热电子的平均能量，而峰宽取决于超热电子的浓度（Chateau & Meyer-Vernet 1991；Meyer-Vernet 等人 2017）。

在最初几次近太阳遭遇期间，帕克太阳探测器仍离太阳不够近，因此L_D 通常大于天线长度

（L ≃ 2 米）。然而，由于超热电子的存在，等离子体峰显现出来了（Meyer-Vernet等人，2022）。因此，Moncuquet等（2020）采用简化QTN技术，首次公布了帕克太阳探测器上的QTN测量结果。初步结果包括电子数密度 n_e、核心电子温度 T_c，以及对超热电子温度 T_h 的估计（晕和束流电子热压的贡献）。Maksimovic等（2020）基于Moncuquet等（2020）推导出的 n_e，通过拟合RFS/FIELDS记录的QTN频谱高频部分，得到了帕克太阳探测器首次近太阳遭遇期间的总电子温度 T_e。本文采用另一种简单、快速且有效的方法，根据帕克太阳探测器的观测值推导 T_e。在下一小节中，我们将详细介绍该方法，该方法能够根据RFS/FIELDS测得的电场电压谱高频部分推导总电子温度。最后，我们将对本文推导的总电子温度与通过不同QTN技术获得的结果进行初步交叉检验。

2.1. 基于*QTN*光谱学确定T_e

实际上，接收器端口处测得的电场电压功率谱表示为

$$V_R^2 = \Gamma_R^2(V_{electron}^2 + V_{proton}^2 + V_{shot}^2) + V_{noise}^2 + V_{galaxy}^2 \quad (1)$$

其中 $V_{electron}^2$、V_{proton}^2、V_{shot}^2、V_{noise}^2和V_{galaxy}^2 分别表示电子QTN、多普勒频移质子热噪声、散粒噪声、仪器噪声和银河射电背景噪声。在公式1中，Γ_R^2 表示接收器的增益因子，其表达式为

$$\Gamma_R^2 \simeq \frac{C_A^2}{(C_A + C_B)^2} \quad (2)$$

其中，C_A 和 C_B 分别为偶极天线电容和（偶极）杂散电容。由于 V_R^2 是接收器端口处的功率谱，因此 Γ_R^2 是前三项的因子。请注意，Γ_R^2 已包含在 V_{galaxy}^2 的表达式中（见下文）。对于满足 $f \ll f_p L_D$ 的频率，电子QTN可近似表示为 $V_{electron}^2 \simeq f_p^2 k_B T \pi \epsilon_0 \, / \, L f^3$（Meyer-Vernet 和 Perche 1989年），其中 f_p 为局部电子等离子体频率；当偶极天线的一根吊杆（或臂）足够长时，L' 等于其物理长度（L）（即 $L \gg L_D$）；k_B 为玻尔兹曼常数，ϵ_0 为真空介电常数。帕克太阳探测器/FIELDS天线被隔热罩隔开，|V1–V2| 和 |V3–V4| 偶极天线的物理间距均为 ~3米。由于天线的物理长度（L ≃ 2m）不够长，因此在 L' 为 $L' = 3.5$ m 时，应将间隙纳入考虑。高频电子QTN（高于 f_p）与电子动能温度成正比，而不受速度分布形状的影响。对于所考虑的频率范围，$C_A \simeq \pi \epsilon_0 L / [\ln(L/a) - 1]$（Meyer-Vernet 等人 2017年），且 $C_B \simeq 18$ pF（Moncuquet 等（2020年）），其中 L ≃ 2 m 为电天线的物理长度，a ≃ 1.5 mm 为导线半径。请注意，使用完整的QTN频谱进行拟合时，得出的电子温度取决于所选的电子速度分布函数（Meyer-Vernet 和 Perche 1989年）。这与拟合粒子分析仪观测到的速度分布函数的分析类似由粒子分析仪测得。不过，在本研究中，得出的总电子温度不依赖于模型。这是因为，在推导 $V_{electron}^2 \simeq f_p^2 k_B T \pi \epsilon_0 \, / \, L f^3$，$T_e$ 时，直接根据电子速度分布函数的二阶矩定义该量，并未假设任何模型（Meyer- Vernet 和 Perche 1989；Chateau 和 Meyer-Vernet 1991；Meyer- Vernet 等人 2017）。

当 $f \ll f_p L_D$ 时，与电子QTN相比，多普勒频移质子热噪声和散粒噪声可以忽略（Meyer-Vernet 等人，2017）。值得注意的是，为测量直流电场而进行的周期性天线偏置会影响散粒噪声，但不会扰动我们的结果；这与较低频率下这些偏置对QTN造成的扰动不同。相比之下，银河射电背景噪声（Novaco 与 Brown，1978年；Cane，1979年；Zaslavsky 等，2011年）和仪器噪声的贡献变得重要，需要将其扣除，才能在高频下获得有效的电子准热噪声频谱。星系噪声几乎不随时间变化，且角分布近乎各向同性；在所考虑的频率范围内，其随观测立体角变化的幅度小于20%（Manning 与 Dulk，2001）。因此，过去常用它来校准先前航天器任务中的天线（例如，Zaslavsky 等，2011年；Maksimovic 等（2020））。具体而言，校准时将测得的星系射电背景辐射与源的模型通量关联起来。数据与模型吻合良好，证明采用 Novaco 与 Brown（1978年）的经验各向同性星系噪声模型是合理的。由于 RFS/FIELDS/帕克太阳探测器（Pulupa 等，2017）的灵敏度很高，星系噪声落在RFS带宽内，因此可以准确测量。因此，按照 Zaslavsky 等（2011）所述的方法，Maksimovic 等（2020）利用帕克太阳探测器接近1天文单位时测得的RFS谱，推导出了 |V1–V2| 偶极天线折减有效长度的精确绝对值。下文将基于新推导的 |V1–V2| 偶极天线折减有效长度，对RFS/FIELDS/帕克太阳探测器测得的星系噪声进行建模。在所考虑的频率范围内，RFS/FIELDS在部署前（发射后）的内部噪声估计为 $V_{noise}^2 \sim 2.2\times10^{-17}$ V^2Hz^{-1}（Pulupa 等，2020年；Maksimovic 等（2020））。银河系射电背景噪声的建模遵循 Zaslavsky 等（2011）和 Maksimovic 等（2020）的方法。具体步骤总结如下。

银河系射电背景噪声根据Zaslavsky等人(2011年）建模，$V_{galaxy}^2 = \frac{4\pi}{3} Z_0 \Gamma_R^2 L_{eff}^2 B_{model}$，其中 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \simeq 120\pi$ 是真空阻抗，$\Gamma_R L_{eff}$ .17是约化有效长度（参见Maksimovic等，2020），而 B_{model} 是各向同性天空背景亮度的经验模型（Novaco & Brown，1978年），表示为

$$B_{model} = B_0 f_{MHz}^{-0.76} e^{-\tau} \quad (3)$$

其中 $B_0 = 1.38 \times 10^{-19} W/m^2/Hz/sr$，$f_{MHz}$ 是以 MHz 表示的频率，且 $\tau = 3.28\, f_{MHz}^{-0.64}$。

图 1 展示了一个典型示例：FIELDS $|V1–V2|$ 偶极天线连接到 RFS 接收机后测得的 100 kHz 至 10 MHz 电场电压功率谱图。我们将 LFR/RFS 测得的谱与 HFR/RFS 测得的谱合并，得到观测值（由黑色曲线连接的十字标记）。上文提到的水平点线表示 RFS/FIELDS 的部署前内部噪声。黑色虚线表示按上文所述计算的射电星系背景噪声。从观测到的电场电压谱中扣除仪器噪声和射电星系噪声后，得到所谓的纯 QTN 谱

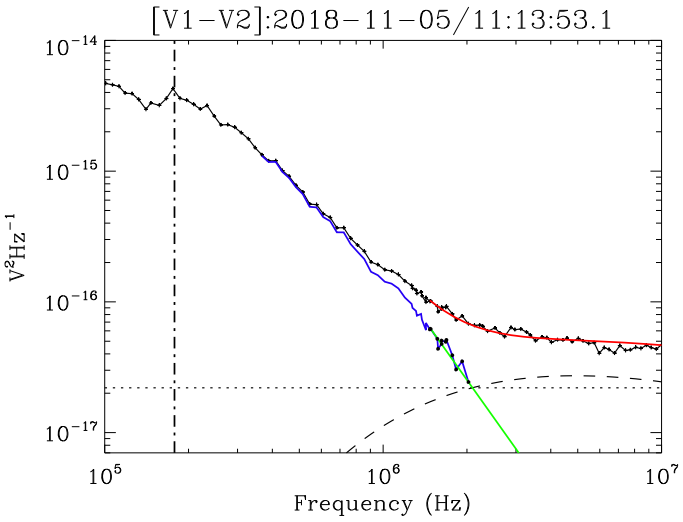


图 1. RFS 接收机使用 $|V1–V2|$ FIELDS仪器的偶极电天线记录的电压功率谱示例（100 kHz 至 10 MHz；带叉号的黑色实线）。点划线标示局域等离子体峰的位置（Moncuquet 等（2020））。水平点线表示发射前的 RFS 仪器噪声（发射后），其值为

~2 2 × .

10^{-17} 2 −1

V Hz。黑色虚线表示建模的射电星系噪声。蓝线和绿线分别表示有效 QTN 信号，以及 QTN 谱在 ff变化时应遵循的线性拟合（f^{-3}，其中 $f \gg f_p L_D/L$）。蓝线上的黑点用于求得线性拟合。红线是拟合后的 QTN 信号、建模的射电星系噪声和仪器噪声之和。详情见正文。

（蓝色曲线），其推导遵循 Maksimovic 等（2020）提出的类似要求。具体而言，数据点的选取方式如下：(1) 将低频界限设为 f L/($f_p L_D$) ≥ 2，以便忽略质子热噪声和散粒噪声；(2) 推导出的所谓纯 QTN 谱应大于仪器噪声和射电星系噪声，据此确定高频界限。随后，我们按照 f L/($f_p L_D$) ≥ 8进一步筛选用于线性拟合的数据集，以推导 T_e，这是一项严格得多的要求。绿线表示线性拟合结果，唯一的自由参数是总电子温度。每个拟合谱所用的电子等离子体频率由等离子体峰跟踪技术得出（见 Moncuquet 等（2020））。图 1 中绘出了表示局部电子等离子体频率位置的黑色竖直点划线，以供参考。具体而言，我们通过最小化 χ^2 优度函数，采用非线性最小二乘法 Levenberg-Marquardt算法，将理论电压谱密度 $\log(V_R^2)$ 拟合到每个测量谱，以此执行数值过程。χ^2 定义为 $\chi^2 = \sum^N$ i=1 $(O_i–E_i)^2$ O_i，其中 O_i是测得谱的值，E_i 是对应的期望值（理论值）。所有由 RFS/FIELDS 测得的电场电压谱均按照上述相同步骤进行拟合。本研究拟合的谱通常包含数量介于~5 和 ~15 之间的频率点。我们还用数值拟合值与对应测量值之间的总体标准差（σfit）进一步量化拟合质量。通常，σfit < 2.5% 表示

.....拟合的优度。T_e的物理不确定度是根据等离子体频率的不确定度、所谓纯 QTN 谱的不确定度以及数值过程的不确定度估算的。等离子体频率的不确定度约为 4%（f ^{2}p 为 ~8%）（Moncuquet 等（2020）），这也是 RFS/FIELDS 的标准频率分辨率。所谓纯 QTN 谱的不确定度源于仪器噪声和经验各向同性星系噪声模型的变化，总计不到 20%（见 Manning & Dulk 2001；Zaslavsky 等，2011；Pulupa 等，2017；Maksimovic 等，2020）。仪器噪声与经验各向同性星系噪声模型之和的不确定度，主要影响所选最高频率处的纯 QTN 谱，而在所选最低频率处可以忽略不计。为简单起见，所谓纯 QTN 谱的平均不确定度估算为约 10%。因此，推导出的 T_e 的物理不确定度至多为 20%，与 T_c 的不确定度几乎相同（见 Moncuquet 等（2020）；Liu 等，2020、2021a）。对 T_e 估算的这一物理不确定度，与图 4 所示 T_e 的统计不确定度一致。

请注意，QTN 谱的高频部分可能会受到电磁辐射（例如，II 型和/或 III 型射电辐射）的强烈扰动，有时无法用于推导 T_e。尤其是在 E02 期间，常检测到此类电磁辐射（Pulupa 等人 2020），因此应仔细将其去除。在本研究中，当存在电磁辐射而无法实施准热噪声技术时，不推导 T_e 值。通常，低于 f_p 的电场电压功率谱不受扰动，因此仍可获得 n_e 和 T_c （Moncuquet 等（2020））。此外，我们还成功建立了一个数据库，其中包含受突发朗缪尔波和ff或电磁辐射影响的谱。/

2.2. 初步交叉核验

图 2 概述了帕克太阳探测器在 E01 期间测得的太阳风电子温度和质子体速度（2018 年 10 月 31 日至 2018 年 11 月 12 日（UTC））。我们对比了采用不同技术得出的电子温度，以进行交叉核验，包括通过 QTN 得到的 T_e （本研究）和通过 QTN 得到的 T_c 。上图中，我们展示了采用上文所述的线性拟合QTN技术得出的 T_e （黑色，标记为 $T_{e,QTN}$(线性拟合)），并将其与采用广义洛伦兹 QTN 模型得出的 T_e （蓝色，$T_{e,QTN}$(Kappa)）进行比较（Maksimovic 等（2020））。总体而言，两者大致吻合。因此，$T_{e,QTN}$(线性拟合)的绝对值和变化都应是可靠的。同样，下图以蓝色显示了通过 QTN 得到的 T_c （Moncuquet 等（2020）），并将其与 $T_{e,QTN}$(线性拟合)（黑色）进行比较。T_e/T_c 的比值反映了超热电子的贡献，因此不应为常数。$T_{e,QTN}$(线性拟合)/$T_{c,QTN}$ 的中位数约为 1.41，接近 $T_{e,QTN}$(Kappa)/$T_{c,SPAN-E}$ (~1.47) 的中位数（参见 Maksimovic 等（2020））。$T_{c,SPAN-E}$ 是由太阳探测器分析仪（SPAN-E）得出的核心电子温度（Halekas 等人 2021, 2020）。最后，上图给出了 SPC/SWEAP 测得的质子体速度，供参考。所选时间区间的示例还显示，V_p 与 T_e之间存在反相关，这一现象此前已由 Maksimovic 等人（2020）报告。我们将在第 3.3 节进一步讨论这一结果。

我们注意到，本文提及的T_e/T_c 比值似乎与Halekas 等人 (2020年)讨论的结果不一致，尤其是在近日点附近（即 ≤ 0.2 天文单位）。这可能是由于测量超热电子时存在系统性差异所致

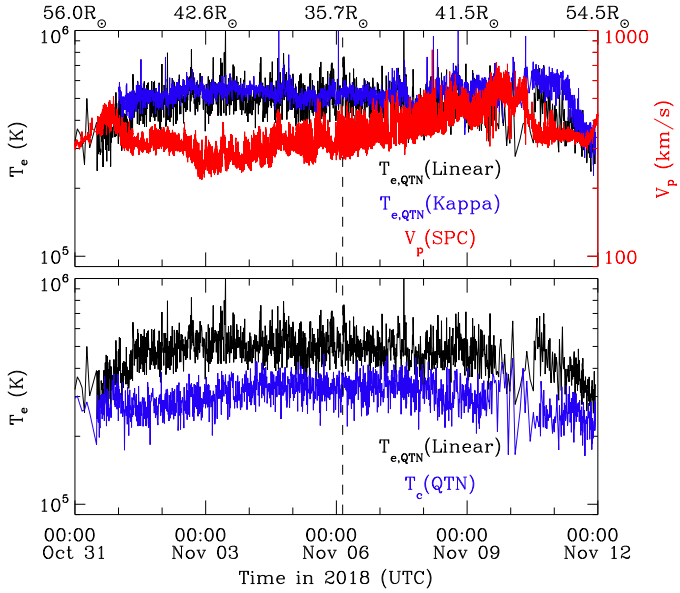


图 2. 帕克太阳探测器（PSP）上采用不同方法得出的太阳风电子温度观测值的比较。以PSP 在第一次近太阳点探测期间（2018 年 10 月 31 日 00:00:00 至 2018年11月12日 00:00:00 UTC）的一个 12 天时段测量数据为例，供参考。日心距离（以太阳半径 $R_\odot$为单位）标示在上方面板顶部，黑色竖线表示 PSP 轨道的首次近日点。从上到下各面板中，黑色曲线表示通过线性拟合QTN技术得出的总电子温度。上方面板中还以蓝色曲线显示通过广义洛伦兹 QTN 模型拟合频谱高频部分得出的总电子温度（Maksimovic 等，2020），以供比较。下方面板与第一面板格式相同，但显示的是通过简化QTN技术得出的核心电子温度（Moncuquet 等（2020））。上方面板还显示了 SPC/SWEAP 测得的质子体速度，以供参考。在所考察的时间区间内，可以看到 V_P 与T_e之间存在反相关，这一点此前也曾由Maksimovic 等人（2020年）报告。请注意，我们已对$T_{e,\ QTN}$（线性）、$T_{c,\ QTN}$ 和$T_{e,\ QTN}$（Kappa）进行了平滑处理，以便清晰比较。

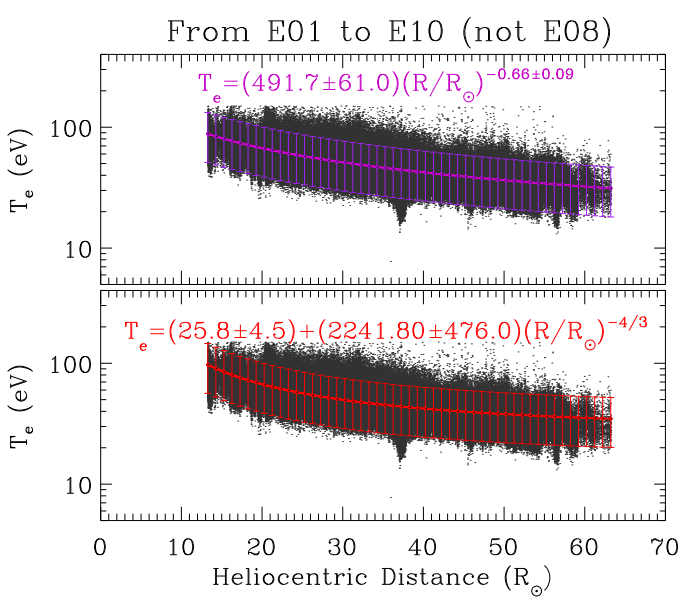


图 3. 总电子温度（T_e）的径向变化，结合了从第一次近太阳点探测（E01）到第十次探测（E10）的观测值，但不包括 E08。从上到下，T_e 分别采用幂律表达式$T_e = T_0 \times (R/R_\odot)^\beta$ （紫色）以及远距离外逸层太阳风模型给出的表达式$T_e = T_0 + T_1 \times (R/R_\odot)^{-4/3}$ （红色）进行拟合。为便于比较，将拟合剖面及相应颜色的表达式叠加显示。拟合表达式中自由参数的变化对应于 1 西格玛（1-σ）拟合不确定度。垂直误差线表示 2-σ 拟合不确定度，总体覆盖约 95% 的数据点。

准热噪声技术与 SPAN-E 仪器之间存在差异。对于 SPAN-E 仪器，晕电子和束流电子的测量都可能存在一些注意事项（参见Whittlesey 等人 2020年；Halekas 等，2020；Maksimovic等人 2021年；Berˇciˇc 等人 2020年）。这些注意事项叠加在一起，使得 SPAN-E 测量总电子温度比测量核心电子温度更为复杂。关于 QTN 光谱学测量的不确定性，详见第2.1节。所有这些因素可能至少部分地导致了系统性差异，但无法解释差异的幅度。因此，对 QTN 测得的总电子温度与 SPAN-E 测得的温度进行准确、细致的比较时，应更加谨慎，并且还需进一步研究。同样，深入比较 QTN（例如，Moncuquet 等（2020））和 SPAN-E（例如，Halekas 等，2020、2022年）测得的核心电子温度也很有意义，但这超出了本文的研究范围；本文重点关注由 QTN 频谱高频部分测得的总电子温度。

3. 观测与结果

帕克太阳探测器的设计目标是通过七次金星引力助推飞越，逐步缩小其绕太阳运行的轨道，一步步靠近太阳在约七年内。在这项研究中，我们重点分析 E01 至 E10（不包括 E08）每次近日点前后的 12 天时段内的观测值，此期间日心距离约在 13.0 至 60.0 $R_\odot$之间。在前三次探测期间，帕克太阳探测器沿着相似轨迹飞行，近日点距离达到 35.66$R_\odot$ (~0.17 天文单位）。在随后的两条轨道（E04 至 E05）上，帕克太阳探测器飞得更靠近太阳，近日点距离达到 27.8$R_\odot$ (~0.13 天文单位）。在 E06 和 E07 期间，帕克太阳探测器轨道的近日点距离均约为 20.8$R_\odot$；在 E08 和 E09 期间，均约为 16 $R_\odot$。在 E10 期间，帕克太阳探测器到达了距太阳仅 13 $R_\odot$的距离。在第3.1节中，我们概述了利用 QTN 技术得出的总电子温度的径向演化，并结合 E01 至 E10（不包括 E08）的数据集进行分析。在第3.2节中，我们分析并讨论了按质子体速度和太阳风质量通量分类的不同太阳风群体的电子温度梯度。在第3.3节中，我们研究了 V_P与 T_e之间反相关的径向演化。

3.1. 电子温度的均值径向剖面

图3 展示了利用 QTN 技术得出的总电子温度随日心距离的变化，日心距离以太阳半径为单位 $R_\odot$，数据汇集自 E01 至 E10 各次遭遇近日点附近的 12 天观测时段（不包括 E08）。由于帕克太阳探测器在每次遭遇近日点附近时几乎与太阳共转，其观测涵盖的日面纬度和经度范围非常小（Kasper 等（2019）；Halekas 等，2021）。这意味着，在每次遭遇期间，帕克太阳探测器只探测来自有限数量源区的太阳风。因此，需要汇集不同遭遇期间的大量数据，以消除并减小瞬变结构的影响，例如或降低并减小.....的影响

日冕物质抛射或小尺度磁通量绳（例如，Hess 等（2020）；Zhao 等（2020）；Korreck 等（2020）；Chen 等（2021））、磁场折返（例如，Bale 等（2019）；Dudok de Wit 等（2020）；Martinovi´c 等（2021）；Fargette 等（2021））、与慢激波对相关的磁洞（例如，Chen 等（2021）；Zhou 等（2022））等。如下文所述，我们分别采用幂律模型和外逸层模型拟合总电子温度与日心距离的关系，从而得到其平均径向剖面。

具体而言，我们使用非线性最小二乘 Levenberg-Marquardt算法（Markwardt（2009））的实现，通过最小化 χ^2 值来对每个模型进行拟合。与以往研究通常采用的方法一致（例如，Issautier 等（1998）；Štverák 等（2015）；Hellinger 等（2013）；Moncuquet 等（2020）），该方法考虑了日心距离和所有数据点。总计有 N ∼ 882，361 个数据点，且每个模型拟合都有两个可调自由参数。因此，自由度为 DOF = N − 2 = 882, 359。χ^2 定义为 $\chi^2 = \sum^N i=1(^{O_i-}E_{\sigma_i}{}^{i})^2$,, 其中 O_i 为观测值（T_e），E_i 为相应的期望值（拟合值），而 σ_i 为测量 T_e的不确定度。如第 2.1 节所示，我们估计 $\sigma \sim 0.2 \times T_e$。幂律模型通过 $\chi^2 \simeq 1178937$ 得出，所谓的约化/归一化 $\chi^2_\nu = \chi^2/\mathrm{DOF} \simeq 1$ 为 0.34。外逸层模型通过 $\chi^2 \simeq 1235002$ 得出，所谓的约化/归一化 $\chi^2_\nu = \chi^2/\mathrm{DOF} \simeq 1$ 为 0.40。由于两种模型拟合的 χ^2_ν 均接近 1，且两种情况下数值相当，因此可以得出结论：在所考虑的较小径向范围内，用 $T_e = T_0 + T_1 \times r^{(-4/3)}$ 形式表示的外逸层温度模型，在拟合观测到的总电子温度梯度方面，与幂律近似同样有效。两种模型的拟合曲线和表达式见图3。此外，对于两种模型拟合，T_e/T_e 的均值和中位数都非常接近 1，其中 T_e 为拟合值，T_e 为测量值。这再次表明两种模型拟合效果良好。两种模型拟合的 T_e/T_e 的 1-σ 值约为 0.2，据此推导出每个模型拟合中两个自由参数的不确定度。图3中绘出了 2-σ 拟合不确定度以供参考，其范围总计涵盖约 95% 的数据点。

由幂律模型拟合得到的总电子温度（$T_e \propto r^{-0.66}$，其中 r 是以太阳半径为单位的日心距离）以紫色显示。得到的总电子温度剖面比核心电子温度剖面（$T_c \propto r^{-0.74}$，见 Moncuquet 等（2020））更平坦，这与外日球层中的结果一致（例如，Issautier 等（1998）；Le Chat 等（2011））。总电子温度由核心、晕和束流电子热压共同贡献。因此，T_e 的径向剖面较平坦，可能是由超热电子近乎等温的行为所致（见 Moncuquet 等（2020））。需要指出的是，在该研究中，超热温度是晕和束流电子热压的总贡献。根据太阳探测器分析仪（SPAN-E）的观测值（Berˇciˇc 等（2020）），束流电子温度随径向距离变化没有明显趋势。此外，靠近太阳时束流电子更为显著，而晕电子与束流电子之间的密度比随径向距离增加（Maksimovic 等，2005b；Štverák 等（2009）），这表明部分束流电子可能转化为晕电子。因此，T_e剖面比 T_c 剖面更平坦，主要可能是由于束流电子温度剖面较平坦。帕克太阳探测器（PSP）的最新结果（见 Abraham 等（2022））表明，实际情况与单纯的束流电子转化为晕电子并不完全相同，如上文所述。相反，PSP 的结果显示，在日心距离小于 0.25 天文单位时，超热电子总比例（晕电子 + 束流电子）随日心距离增加而上升，并且在近日点附近，晕电子和束流电子的相对密度都相当低。然而，正如第 2.2 节所述，在靠近太阳处，使用 SPAN-E 测量晕电子和束流电子存在一些注意事项。靠近太阳处的超热电子总比例（晕电子 + 束流电子）（例如，Abraham 等（2022）；Maksimovic 等（2021））可能被低估，因此这两项结果都应谨慎看待。

随后，根据幂律拟合得到的 T_e 剖面（$T_e \propto r^{-0.66}$），我们分别将 T_e 外推至 10 R⊙、0.3 天文单位和 1天文单位。图 4（a）、（b）和（c）展示了结合 E01 至 E10（不包括 E08）的观测值后，缩放后的 T_e 对应的分布。我们对每个直方图分布进行高斯函数拟合（蓝线），并将高斯拟合的中心值（最可能值）和 1-σ 标准差与均值和中位数进行比较。T_e 的直方图分布非常对称，且近似呈高斯分布。同样，均值、中位数与高斯拟合中心值之间的差异很小（不到 6%）。这可能是因为我们合并了多次不同遭遇（来自不同源的不同类型太阳风）的观测值。外逸层太阳风模型表明，当 $r < 10$ R⊙ 时，T_e 径向剖面的斜率会变小（Zouganelis 等（2004））。因此，在以恒定斜率将 T_e 反向外推至太阳时，我们将外推范围限制在约 10 R⊙。缩放至 10 R⊙ 的 T_e 值约为 100.6±19.9 电子伏特。这里预测的绝对值略高于 Bale 等（2016）给出的预测值；不过，它们与太阳探测器分析仪-E/SWEAP 测得的束流电子温度相近（Berˇciˇc 等，2020；Maksimovic 等，2021）。束流电子温度被认为与日冕电子温度密切相关，或几乎相等。在 10 R⊙ 处，这一外推温度也与外逸层太阳风模型的预测一致；该预测基于电子速度分布的 Kappa 指数介于 4 和 6 之间（Zouganelis 等（2004）），这表明电子分布具有 QTN 测量所发现的超热尾部（例如，Maksimovic 等，2020）。同一模型给出的太阳风整体速度介于 250 和 350 km s^{-1}之间。请注意，此处提及的 Kappa 指数基于一种独特的广义洛伦兹函数或 Kappa 函数，它是麦克斯韦核心加卡帕/麦克斯韦晕模型的一种替代方案。然而，正如太阳探测器分析仪-E在近日点附近发现的那样，超热尾部本身可能具有较大的卡帕指数（例如，Maksimovic 等，2021；Abraham 等，2022）。事实上，Zouganelis 等（2004）表明，外逸层模型所提供的加速并不特定要求使用 Kappa 函数，而是更普遍地源于非热分布。我们的结果表明，基于帕克太阳探测器观测外推得到的 T_e 与外逸层太阳风模型的预测相当吻合，考虑到 T_e 测量和太阳风模型均作了简化，这一吻合度相当不错。请注意，缩放至 0.3 天文单位的 T_e 为 ∼29.3±5.8 电子伏特，这与 Helios 在相同日心距离处的观测值一致（Maksimovic 等，2005b）。缩放至 1 天文单位的 T_e 值为 ∼13.1±2.6 电子伏特，与 Wind 的长期（∼10 年）观测值几乎相同（Wilson 等（2018））。缩放至 1 天文单位的 T_e 也大致等于基于 STEREO 观测进行的一年期统计分析所得的均值/中位数（Martinovi´c 等，2016）。还请注意，外逸层模型拟合外推得到的电子温度（此处未展示）始终高于幂律模型拟合所得的温度，但二者仍处于可比范围。

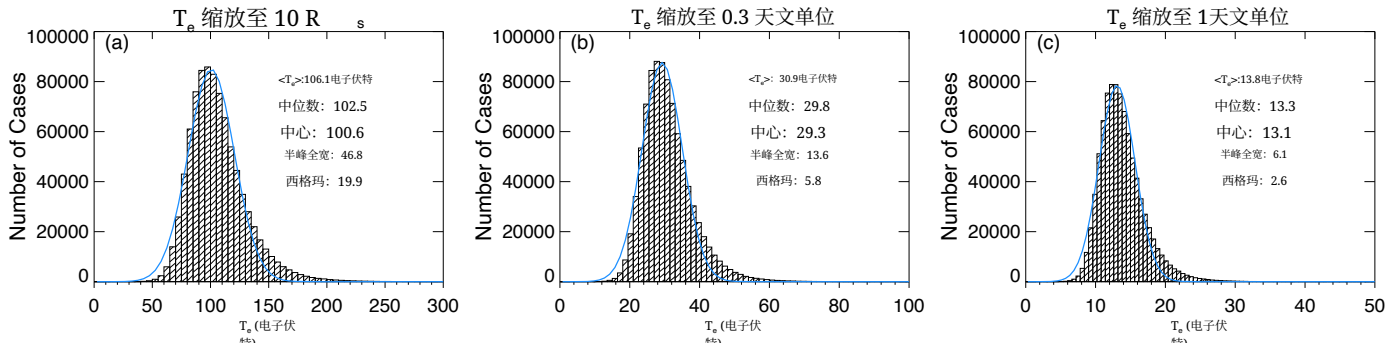


图 4. (a–c)：总电子温度（T_e）缩放至 10 个太阳半径、0.3 天文单位和 1 天文单位后的直方图，数据基于图 3 所示观测值及其对应的幂律建模拟合结果。每个直方图上均以蓝色叠加显示高斯拟合。图中还标出了相应的平均值和中位数，以及高斯拟合的中心值和 1-σ 标准差。

3.2. 不同太阳风群体的温度梯度

正如先前研究所述/讨论的那样（例如，Meyer-Vernet & Issautier 1998；Le Chat 等（2011）；Maksimovic 等，2005b；Štverák 等（2009，2015）；Maksimovic 等，2020），根据质子体速度分类的太阳风可能具有不同的电子加热和冷却行为。因此，为了与先前研究进行直接比较，我们也根据质子体速度对太阳风群体进行分类。如图 5（a）所示，我们将数据集分为四个质子体速度区间。这样，每个质子体速度区间都包含相同数量的数据点，即 882,361/4 ~220590。对于 E01 和 E02，我们使用 SPC/SWEAP 提供的质子总速度（V_P）；E02 之后则使用太阳探测器分析仪-I/SWEAP 提供的速度（Kasper 等，2016；Case 等，2020）。对于每个质子体速度区间，我们采用第 3.1 节所述方法，用幂律模型拟合 T_e 径向剖面。所得幂律指数与相应质子体速度的关系绘于图 5（b）。我们采用在 RTN坐标系中测得的质子体速度。SPC 和太阳探测器分析仪-I测得的速度径向分量（V_R）吻合良好，但切向分量（V_T）存在系统性偏差（Woodham 等，2021）。不过，V_R 是 V_P （质子总速度）的主要分量，二者的绝对值非常接近。此外，我们还使用 V_R 和 V_P，在本节下文以及第 3.3 节中交叉核验结果。我们确认，V_P 的测量不确定度不会影响我们的结论。

总T_e 径向梯度呈现出一种趋势（尽管较弱）：慢速太阳风中的电子比快速太阳风中的电子降温更快，温度剖面也更陡。值得注意的是，尽管每次遭遇期间的观测时段仅为 12 天（E01 至 E10，不包括 E08），且纬度探测范围有限，我们发现，内日Maksimovic 等，2005b；Štverák 等（2015）；Maksimovic 等，2020）在外日球层不同纬度和经度、以及范围大得多的日心距离上进行长期研究所得的结果相似。这也与Meyer-Vernet 和 Issautier （1998年）所示的外逸层模型预测一致。此外，我们注意到，每个质子体速度区间内的T_e 径向梯度比基于尤利西斯号观测的外日球层梯度更陡（$T_e \propto r^{-0.53}$，见Le Chat等人（2011年））。这或许验证了外逸层模型的预测：越接近太阳，电子温度剖面越陡（Meyer-Vernet 和 Issautier，1998）。

此外，由于帕克太阳探测器（PSP）在遭遇阶段非常接近太阳，而此时太阳风仍在加速，因此 PSP 探测到的质子体速度可能还不是最终速度。因此，考虑到来自不同源区的太阳风类型各异，我们进一步采用另一种基本物理量，基于近似恒定的流线对数据集进行划分，即太阳风质量通量 $F_w = n_e m_p V_p r^2$（例如，Wang & Sheeley 1990；Bemporad，2017）。F_w 的直方图分布如图 6（a）所示。推导出的数值（$F_w \sim 2\times10^{10} - 3\times10^{11}$ g s^{-1}）与太阳和日球层观测台（SOHO）在高于 3.5 $R_\odot$ 的高度处获得的遥感观测（Bemporad，2017）、先进成分探测器（ACE）在 1 天文单位处的原位测量（Wang，2010），以及尤利西斯号在 ~1.4 至 ~1.8 天文单位处的原位数据（Issautier 等，2008；Wang，2010）一致。正如预期，这表明太阳风质量通量守恒。Wang（2010）指出，日冕底部的太阳风质量通量大致随足点磁场强度增加。这在一定程度上表明，对于 F_w，日冕底部条件和传播效应都已纳入考量，这与质子体速度不同。因此，如图 6（a）所示，我们将数据集划分为四个太阳风质量通量管，并检查相应的电子温度梯度。图 6（b）显示，质量通量较大的磁通管中的太阳风电子降温更快。

3.3 反相关参数：V_P 和电子温度$_e$

如第 2.2 节所示，帕克太阳探测器在 E01 期间的观测结果显示，V_P 与 T_e 之间存在明显的负相关。E04、E05、E07 和 E09 期间也观测到了类似的反相关。在 E02 和 E10 期间，帕克太阳探测器探测到频繁的 III型射电辐射，由 QTN 技术得出的 T_e 有效数据点数量少于其他探测期间。这可能会影响对 V_P 与 T_e之间关系的分析。相比之下，基于准热噪声观测，E03 和 E06 期间观测到 (V_P, T_e) 呈轻微正相关。太阳风中测得的 V_P–T_e 关系可能确实取决于源区（Griton等人，2021）和径向演化（Maksimovic等人，2020；Pierrard等人，2020；Halekas 等人，2022）。电子温度行为的复杂性，尤其是 V_P 与 T_e之间的反相关，与质子温度和太阳风速度之间的相关性形成对比；后者在整个日球层中始终存在（参见 Maksimovic 等，2020及其中的参考文献）。我们选取了 E01、E04、E05、E07 和 E09 的数据点，并进一步分析了径向演化对 V_P 与 T_e之间反相关的影响。

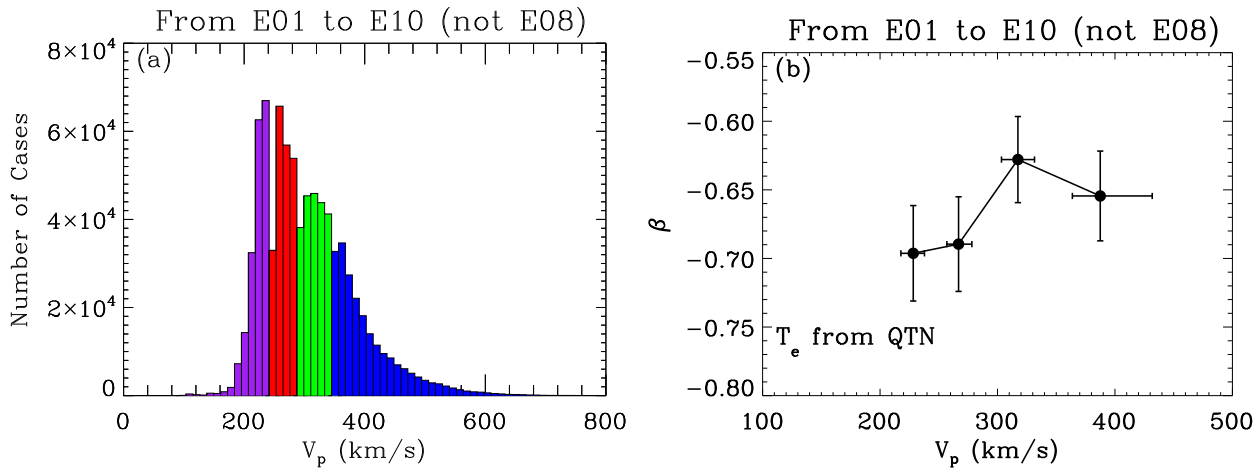


图 5. (a) 我们根据质子体速度直方图定义了四类太阳风。每个不同颜色的直方图包含相同数量的观测值。(b) 总电子温度幂律建模的结果，形式为 $T_e = T_0 \times (R/R_\odot)^\beta$： β 与 V_P的关系。更多详情见正文。

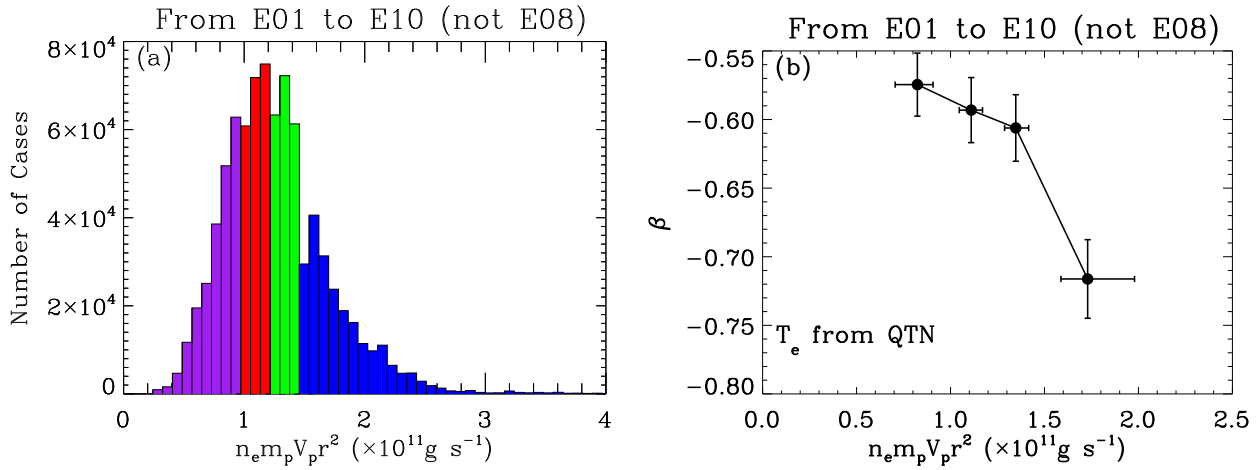


图 6. 格式与图 5 相同，但展示的是太阳风质量通量。

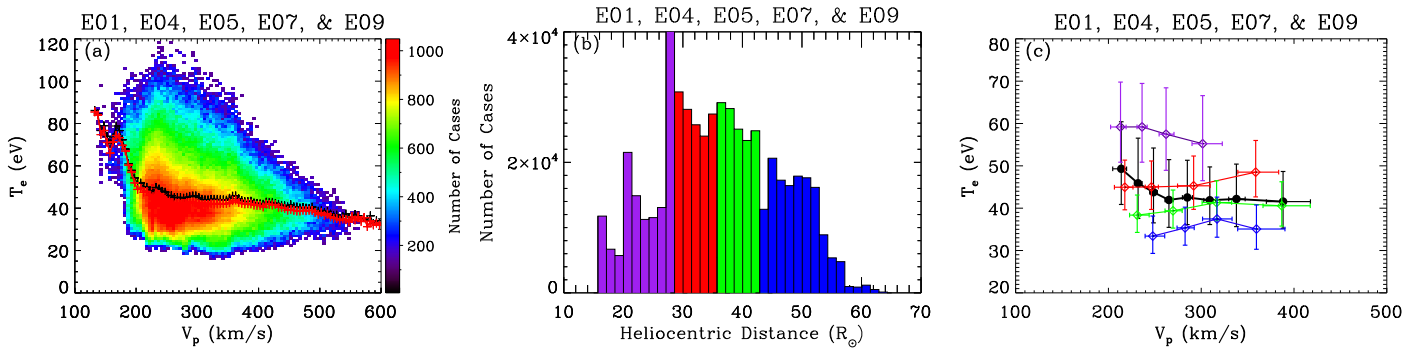


图 7. (a) T_e 与 V_P 的二维直方图分布，右侧色标表示数据点数量。图中叠加了均值（红色曲线）和中位数（黑色曲线）以供参考。可见明显的负相关（V_P，T_e）。(b) 我们根据日心距离直方图定义了四类太阳风。每个不同颜色的直方图包含相同数量的观测值。(c) 如面板 (b) 所定义，各类太阳风中 V_P 与 T_e 之间的关系。结果采用与面板 (b) 中相应日心距离直方图相同的颜色显示。更多详情见正文。

图 7（a）比较了 T_e 和 V_P 合并 E01、E04、E05、E07 和 E09 的观测结果。图中显示二者明显负相关（V_P，T_e）。我们还将数据集均分为四个径向距离区间，如图 7 （b）所示。对于每个径向距离区间，按照第 3.2节所述的方法，将数据集按质子体速度均分为四组。我们然后计算V_P 和 T_e 在每个质子体速度区间内的中位数。属于各径向距离区间的V_P 和 T_e 中位数以相同颜色显示于图7 (c) 中。作为对比，将整个数据集等分为八个质子体速度区间，并以黑色绘出各区间的V_P 和T_e 中位数。

我们发现，太阳风速度较低时，(V_p, T_e) 之间的反相关更强（见图 7 (c) 中的黑色曲线）。在所研究的太阳风中，大多数属于慢速太阳风，且平均而言，它们在膨胀过程中不断加速。因此，较慢的太阳风是在更靠近太阳处探测到的。这与最显著的负相关 V_p–T_e 出现在靠近太阳处这一事实相符（见图 7 (c) 中的紫色曲线）。结果也可能表明，慢速太阳风加速过程中，(V_p, T_e) 的反相关会减弱或消失。基于 Helios 和帕克太阳探测器的测量，Berčič 等人（2020年）发现，平行向日流电子温度 $T_{s\parallel}$（日冕电子温度的替代指标）与局地太阳风速度之间存在明显的反相关。Halekas 等（2022年）按渐近风速对帕克太阳探测器的观测值分组，发现原位电子温度（平行核心电子温度 $T_{c\parallel}$）和日冕电子温度的替代指标（$T_{s\parallel}$）均与渐近风速负相关。因此，本文所述的负相关 (V_p, T_e) 可能是日冕条件的遗迹。

4. 总结与讨论

在本研究中，我们将一种简单、快速且有效的方法应用于帕克太阳探测器的观测，该方法基于 QTN 光谱学，用于推导总电子温度。为此，我们对 RFS的高频部分进行线性拟合，以分析 RFS/FIELDS 观测到的 QTN 频谱。推导得到的总电子温度与基于洛伦兹速度分布函数的 QTN 模型得到的T_e 总体一致（Maksi- movic 等，2020年）。我们结合 E01 至 E10（不包括 E08）每个近日点前后的 12 天时段观测，展示总电子温度的径向演化；日心距离约为 13 至 60 $R_\odot$。

内日球层中总电子温度（$T_e \propto r^{-0.66}$）的径向剖面介于绝热与等温变化范围之间，且比电子核心温度（$T_c \propto r^{-0.74}$）的径向剖面更平坦（见 Moncuquet 等（2020））。这与更远处 Helios 和尤利西斯号的既往观测一致（例如，Pilipp 等，1990年；Issautier 等（1998）；Le Chat 等（2011））。T_e 径向剖面的平坦性可能主要是由 strahl 电子的贡献造成的。利用拟合的幂律将 T_e 外推至 0.3 天文单位和 1天文单位，所得结果与 Helios 和 Wind 在相同日心距离处的观测值几乎相同（分别见 Maksimovic 等，2005b；Wilson 等（2018））。总电子温度外推回 10 $R_\odot$ 时，几乎与太阳日冕的束流电子温度相同（Berˇciˇc 等，2020年）。这可能证实束流电子温度与日冕电子温度密切相关，甚至几乎相等。外推回 10 $R_\odot$ 的温度也与外逸层太阳风模型的预测一致；该模型假设电子速度分布的 Kappa 指数介于 4 至 6 之间（Zouganelis 等，2004）。基于外逸层太阳风模型外推得到的 T_e 系统性地更高（但仍与幂律模型拟合推导的结果相当）。

较慢太阳风中的径向 T_e 剖面比在较快太阳风中的剖面更陡。换言之，较慢太阳风中的电子比风速较快的太阳风中的电子冷却得更快。值得注意的是，每次遭遇仅有 12 天时段的观测（E01 至 E10，但不包括 E08），且纬度探测范围有限，我们得出的关于内日球层电子冷却和加热行为的结论，与以往长期研究的结果相同（例如，Maksimovic 等，2005b；Štverák 等（2015）；Maksimovic 等，2020），这些研究在外日球层对纬度、经度和日心距离进行了范围大得多的探测。总体而言，原始太阳风中观测到的径向 T_e 剖面比外日球层中的剖面更陡，这在一定程度上验证了外逸层模型对内日球层的预测（Meyer-Vernet 和 Issautier，1998）。这表明，外逸层太阳风模型能够部分解释内日球层中的电子行为。此外，帕克太阳探测器（PSP）内日球层原位数据集推导出的太阳风质量通量，与日冕底部附近（Bemporad，2017）以及更远的行星际空间（Issautier 等，2008；Wang，2010）的数值一致。有趣的是，质量通量较大的磁通管中的电子温度冷却得更快。鉴于太阳风质量通量守恒，且日冕底部的质量通量随足点磁场强度增加（Wang，2010），质量通量可作为一种有效的物理量，用于区分不同的太阳风群体。与质子体速度不同，这一指标同时考虑了日冕底部条件和传播效应。尤其是，在帕克太阳探测器轨道近日点所在距离处，太阳风可能仍在加速，因此不应将其速度视为最终速度。

根据帕克太阳探测器在 E01、E04、E05、E07 和 E09 的观测值，我们发现，在内日球层中，太阳风速度较慢时，(V_p, T_e) 负相关更为显著。在所考察的时段内，检测到的太阳风大多是慢速太阳风，且在球对称膨胀过程中平均仍在加速。此外，结果可能表明，慢速太阳风在膨胀过程中的加速会减弱/消除太阳附近检测到的强烈 (V_p, T_e) 负相关。这一点可由以下事实证实：最显著的 V_p–T_e 负相关出现在太阳附近，与 Maksimovic 等（2020）的结果一致。太阳风 V_p–T_e 关系仍是一个值得探讨的问题，它可能同时取决于太阳中的源区（Griton等人，2021）和膨胀过程中的径向演化（Maksimovic 等，2020；Pierrard等人，2020）。为全面理解 V_p–T_e 关系，还需开展更多研究，以区分和/或联系源区、球对称膨胀以及局部检测到的瞬变结构所产生的影响。

根据 Helios 和帕克太阳探测器的初步观测（例如，Maksimovic 等，2005b；Štverák 等（2009）；Halekas 等，2021，2020年；Berˇciˇcet al.2020），随着帕克太阳探测器逐渐接近太阳，束流电子会变得更加明显。然而，目前的准热噪声技术还无法很好地分辨束流电子，这需要进一步扩展理论/模型。当帕克太阳探测器逐渐接近太阳时，L/L_D 预计会增大。这将使我们能够通过使用广义洛伦兹分布（或所谓的 κ）QTN 模型拟合整个 QTN 谱，以较小的不确定度推导出电子性质（例如，n_e、T_e和 Kappa指数）。此外，我们期待从太阳探测器分析仪获得所有次近太阳点处经过良好校准的固定T_e ，以便与准热噪声技术提供的 T_e 进行系统性交叉检验，这应有助于改进这两种方法。

致谢。 本研究获得了 CNES 和 DIM ACAV+ 博士资助。帕克太阳探测器由约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室设计、建造，目前也由该实验室负责运行，属于美国国家航空航天局“与恒星共存”（LWS）计划的一部分（合同编号 NNN06AA01C）。LWS 管理团队和技术团队的支持对帕克太阳探测器任务的成功发挥了关键作用。我们感谢使用 FIELDS/PSP（http://research.ssl.berkeley.edu/data/psp/data/sci/fields/l2/）和 SWEAP/PSP（http://sweap.cfa.harvard.edu/pub/data/sci/sweap/）的数据。我们感谢等离子体物理数据中心（Centre de Données de la Physique des plasmas）和法国国家空间研究中心（Centre National d’Etudes Spatiales）对 SQTN 数据的存档与提供（https://cdpp-archive.cnes.fr/）。

参考文献

Abraham, J. B., Owen, C. J., Verscharen, D., 等，2022年，《天体物理学杂志》，931，118；Bale, S. D., Badman, S. T., Bonnell, J. W., 等，2019年，《自然》，576，237；Bale, S. D., Goetz, K., Harvey, P. R., 等，2016年，《空间科学评论》，204，49；Bemporad, A. 2017年，《天体物理学杂志》，846，86；Berˇciˇc, L., Larson, D., Whittlesey, P., 等，2020年，《天体物理学杂志》，892，88；Cane, H. V. 1979年，《皇家天文学会月刊》，189，465；Case, A. W., Kasper, J. C., Stevens, M. L., 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，43；Chateau, Y. F. & Meyer-Vernet, N. 1991年，《地球物理研究杂志》，96，5825；Chen, Y., Hu, Q., Zhao, L., Kasper, J. C., & Huang, J. 2021年，《天体物理学杂志》，914，108；Démoulin, P. 2009年，《太阳物理学》，257，169；Dudok de Wit, T., Krasnoselskikh, V. V., Bale, S. D., 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，39；Fargette, N., Lavraud, B., Rouillard, A. P., 等，2021年，《天体物理学杂志》，919，96；Fox, N. J., Velli, M. C., Bale, S. D., 等，2016年，《空间科学评论》，204，7；Griton, L., Rouillard, A. P., Poirier, N., 等，2021年，《天体物理学杂志》，910，63；Halekas, J. S., Whittlesey, P., Larson, D. E., 等，2022年，《天体物理学杂志》，936，53；Halekas, J. S., Whittlesey, P., Larson, D. E., 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，22；Halekas, J. S., Whittlesey, P. L., Larson, D. E., 等，2021年，《天文学与天体物理学》，650，A15；Hellinger, P., TráVníˇcek, P. M., Štverák, Š., Matteini, L., & Velli, M. 2013年，《地球物理研究杂志》（空间物理），118，1351；Hess, P., Rouillard, A. P., Kouloumvakos, A., 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，25；Issautier, K., Hoang, S., Moncuquet, M., & Meyer-Vernet, N. 2001a，《空间科学评论》，97，105；Issautier, K., Le Chat, G., Meyer-Vernet, N., 等，2008年，《地球物理研究快报》，35，L19101；Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., & Hoang, S. 1998年，《地球物理研究杂志》，103，1969；Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., & Hoang, S. 1999a，载于美国物理学会会议系列，第471卷，《太阳风九》，编者：S. R. Habbal、R. Esser、J. V. Hollweg 和 P. A. Isenberg，581–584；Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., Hoang, S., & McComas, D. J. 1999b，《地球物理研究杂志》，104，6691；Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Pierrard, V., & Lemaire, J. 2001b，《天体物理与空间科学》，277，189；Issautier, K., Perche, C., Hoang, S., 等，2005年，《空间研究进展》，35，2141；Issautier, K., Skoug, R. M., Gosling, J. T., Gary, S. P., & McComas, D. J. 2001c，《地球物理研究杂志》，106，15665；Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G., 等，2016年，《空间科学评论》，204，131；Kasper, J. C., Bale, S. D., Belcher, J. W., 等，2019年，《自然》，576，228；Kasper, J. C., Klein, K. G., Lichko, E., 等，2021年，《物理评论快报》，127，255101；Korreck, K. E., Szabo, A., Nieves Chinchilla, T., 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，69；Le Chat, G., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., & Hoang, S. 2011年，《太阳物理学》，271，141；Liu, M., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., 等，2021a，《天文学与天体物理学》，650，A14；Liu, M., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., 等，2020年，载于 AGU 秋季会议摘要，第2020卷，SH052–04；Liu, Y. D., Chen, C., Stevens, M. L., & Liu, M. 2021b，《天体物理学杂志》，908，L41；Livi, R., Larson, D. E., Kasper, J. C., 等，2022年，《天体物理学杂志》，938，138；Lopez, R. E. & Freeman, J. W. 1986年，《地球物理研究杂志》，91，1701；Lund, E. J., Labelle, J., & Treumann, R. A. 1994年，《地球物理研究杂志》，99，23651；Maksimovic, M., Bale, S. D., Berˇciˇc, L., 等，2020年，《天体物理学杂志增刊》，246，62；Maksimovic, M., Gary, S. P., & Skoug, R. M. 2000年，《地球物理研究杂志》，105，18337；Maksimovic, M., Hoang, S., Meyer-Vernet, N., 等，1995年，《地球物理研究杂志》，100，19881；Maksimovic, M., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., 等，2005a，《空间研究进展》，36，1471；Maksimovic, M., Pierrard, V., & Lemaire, J. 2001年，《天体物理与空间科学》，277，181；Maksimovic, M., Pierrard, V., & Lemaire, J. F. 1997年，《天文学与天体物理学》，324，725；Maksimovic, M., Walsh, A. P., Pierrard, V., Štverák, Š., & Zouganelis, I. 2021年，《太阳风中的电子 Kappa 分布：加速的原因还是膨胀的结果？》，编者：M. Lazar 和 H. Fichtner（Cham：施普林格国际出版），39–51；Maksimovic, M., Zouganelis, I., Chaufray, J. Y., 等，2005b，《地球物理研究杂志》（空间物理），110，A09104；Manning, R. & Dulk, G. A. 2001年，《天文学与天体物理学》，372，663；Markwardt, C. B. 2009年，载于太平洋天文学会会议系列，第411卷，《第十八届天文数据分析软件与系统会议》，编者：D. A. Bohlender、D. Durand 和 P. Dowler，251；Marsch, E., Pilipp, W. G., Thieme, K. M., & Rosenbauer, H. 1989年，《地球物理研究杂志》，94，6893；Martinovi´c, M. M., Dordevi´c, A. R., Klein, K. G., 等，2022年，《地球物理研究杂志》（空间物理），127，e30182；Martinovi´c, M. M., Klein, K. G., Gramze, S. R., 等，2020年，《地球物理研究杂志》（空间物理），125，e28113；Martinovi´c, M. M., Klein, K. G., Huang, J., 等，2021年，《天体物理学杂志》，912，28；Martinovi´c, M. M., Zaslavsky, A., Maksimovi´c, M., 等，2016年，《地球物理研究杂志》（空间物理），121，129

Matthaeus, W. H., Elliott, H. A., & McComas, D. J. 2006，《地球物理研究杂志》（空间物理），111，A10103 Meyer-Vernet, N. 1979年，《地球物理研究杂志》，84，5373 Meyer-Vernet, N., Couturier, P., Hoang, S., et al. 1986，《科学》，232，370 Meyer-Vernet, N., Hoang, S., & Moncuquet, M. 1993，《地球物理研究杂志》，98，21163 Meyer-Vernet, N. & Issautier, K. 1998年，《地球物理研究杂志》，103，29705 Meyer-Vernet, N., Issautier, K., & Moncuquet, M. 2017年，《地球物理研究杂志》，122，7925 Meyer-Vernet, N., Lecacheux, A., Issautier, K., & Moncuquet, M. 2022，《天文学与天体物理学》，658，L12 Meyer-Vernet, N., Mangeney, A., Maksimovic, M., Pantellini, F., & Issautier, K. 2003，载于美国物理联合会会议系列，第679卷，太阳风十，编者：M. Velli, R. Bruno, F. Malara, & B. Bucci, 263–266 Meyer-Vernet, N. & Moncuquet, M. 2020年，《地球物理研究杂志》（空间物理），125，e27723 Meyer-Vernet, N. & Perche, C. 1989年，《地球物理研究杂志》，94，2405 Moncuquet, M., Lecacheux, A., Meyer-Vernet, N., Cecconi, B., & Kurth, W. S. 2005，《地球物理研究快报》，32，L20S02 Moncuquet, M., Matsumoto, H., Bougeret, J. L., et al. 2006，《空间研究进展》，38，680 Moncuquet, M., Meyer-Vernet, N., & Hoang, S. 1995，《地球物理研究杂志》，100，21697 Moncuquet, M., Meyer-Vernet, N., Hoang, S., Forsyth, R. J., & Canu, P. 1997，《地球物理研究杂志》，102，2373 Moncuquet, M., Meyer-Vernet, N., Issautier, K., et al. 2020，《天体物理学杂志增刊》，246，44 Novaco, J. C. & Brown, L. W. 1978年，《天体物理学杂志》，221，114 Pierrard, V., Lazar, M., & Štverák, S. 2020年，《太阳物理学》，295，151 Pilipp, W. G., Muehlhaeuser, K. H., Miggenrieder, H., Rosenbauer, H., & Schwenn, R. 1990年，《地球物理研究杂志》，95，6305 Pulupa, M., Bale, S. D., Badman, S. T., et al. 2020，《天体物理学杂志增刊》，246，49 Pulupa, M., Bale, S. D., Bonnell, J. W., et al. 2017年，《地球物理研究杂志》，122，2836 Salem, C., Bosqued, J. M., Larson, D. E., et al. 2001年，《地球物理研究杂志》，106，21701 Schippers, P., Moncuquet, M., Meyer-Vernet, N., & Lecacheux, A. 2013，《地球物理研究杂志》（空间物理），118，7170 Totten, T. L., Freeman, J. W., & Arya, S. 1995，《地球物理研究杂志》，100，13 Štverák, Š., Maksimovic, M., Trávníˇcek, P. M., et al. 2009 年，《地球物理研究杂志》，114，A05104 Štverák, Š., Trávníˇcek, P. M., & Hellinger, P. 2015年，《地球物理研究杂志》（空间物理），120，8177 Wang, Y. M. 2010年，《天体物理学杂志》，715，L121 Wang, Y. M. & Sheeley, N. R., J. 1990年，《天体物理学杂志》，355，726 Whittlesey, P. L., Larson, D. E., Kasper, J. C., et al. 2020，《天体物理学杂志增刊》，246，74 Wilson, Lynn B., I., Stevens, M. L., Kasper, J. C., et al. 2018，《天体物理学杂志增刊》，236，41 Woodham, L. D., Horbury, T. S., Matteini, L., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，650，L1 Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N., Hoang, S., Maksimovic, M., & Bale, S. D. 2011年，《无线电科学》，46，RS2008 Zhao, L. L., Zank, G. P., Adhikari, L., et al. 2020，《天体物理学杂志增刊》，246，26 Zhao, S. Q., Yan, H., Liu, T. Z., Liu, M., & Shi, M. 2021，《天体物理学杂志》，923，253 Zhou, Z., Xu, X., Zuo, P., et al. 2022，《地球物理研究快报》，49，e97564 Zouganelis, I., Maksimovic, M., Meyer-Vernet, N., Lamy, H., & Issautier, K. 2004年，《天体物理学杂志》，606，542