arXiv:2303.18214v1 [physics.space-ph] 31 Mar 2023

太阳风中日向与反日向哨声波的粒子网格模拟

预印本

Ilya V. Kuzichev[1], Ivan Y. Vasko[2,3], Anton V. Artemyev[4,3], Stuart D. Bale[2], Forrest S. Mozer[2]ilya.kuzichev@njit.edu[1]新泽西理工学院，CSTR，323 MLK Blvd，Newark，NJ 07102-1982，美国[2]空间科学实验室，加州大学伯克利分校，CA 94720-7450，美国[3]俄罗斯科学院空间研究所，84/32 Profsoyuznaya Str，Moscow 117997，俄罗斯[4]地球物理与行星物理研究所，加州大学洛杉矶分校，CA 90065-1567，美国

2023年4月3日

摘要

航天器观测表明，太阳风中的电子热传导可能受哨声波调节，而哨声波的起源及其在电子热通量抑制中的效率正受到积极研究。本文介绍了能够在太阳风中运行的哨声波热流与温度各向异性联合不稳定性的粒子网格模拟。模拟在均匀等离子体中进行，并以太阳风中典型的核电子群体和晕电子群体作为初始条件。我们证明，该不稳定性会产生沿电子热通量方向（反太阳向）以及与电子热通量方向相反（向日）传播的哨声波。日向与反日向哨声波的饱和振幅与其初始线性增长率$B_w/B_0 \sim (\gamma/\omega_{ce})^\nu$高度相关；对于典型的电子贝塔，有$0.6 \lesssim \nu \lesssim 0.9$。模拟中揭示的哨声波振幅和谱宽与等离子体参数（电子贝塔和温度各向异性）的相关性，与太阳风中的观测结果一致。电子热通量抑制效率与日向哨声波的饱和振幅呈正相关。当日向哨声波的饱和振幅超过背景磁场的约1%时，电子热通量可被抑制10–60%。本文还讨论了所述结果的其他实验应用。

1 引言

早期在0.3–5天文单位处进行的航天器测量 [1, 2, 3] 以及近期帕克太阳探测器（PSP）在0.1–0.3天文单位处进行的测量[4] 表明，太阳风中的电子热传导无法用Spitzer-Härm定律描述 [5]。其原因在于，太阳风电子仅具有弱碰撞性；在日球层中，碰撞平均自由程通常超过电子温度梯度尺度长度的倒数[6, 7, 4]。与先前在1天文单位处的观测结果一致 [8, 9, 10], , PSP和Helios的测量表明，电子热通量受到一个取决于局地电子贝塔的阈值限制[11, 4, 12]。这一依赖于贝塔的阈值表明，波粒相互作用可能正在调节太阳风中的电子热传导，而哨声波被认为是调节过程中最可能涉及的波动活动[13, 14, 3]。现代航天器测量极大地推进了我们对太阳风中电子热传导的理解，但尚未确定热通量调节机制。

参与电子热通量调节的哨声波可能有不同的来源。首先，湍流级联自然产生的哨声波可以调节电子热通量 [15, 16, 17, 18]。尽管早期对离子和电子动力学尺度之间宽带磁场涨落的观测确实是以哨声波来解释的 [19, 20], , 但现代航天器测量表明，这些尺度上的磁场湍流主要由动力学阿尔芬波主导 [21]。不过，仍不能完全排除宽带哨声模涨落的存在 [22] ，而磁场湍流对电子热通量调节的贡献仍有待

量化 [17]。另一方面，参与热通量调节的哨声波也可能由各种电子驱动的不稳定性产生 [例如，23, 14, 24]。

原始太阳风中的电子速度分布函数由密集的热核心群体构成，该群体约占电子总密度的90%；此外还有稀薄的超热晕群和束流群体，它们携带了大部分电子热通量 [例如 25, 26, 27, 28]。核心与晕群体相对各向同性，在等离子体静止系中，分别可用向日漂移的麦克斯韦分布和反太阳向漂移的 κ–分布来描述。相比之下，束流是一种高度各向异性的群体，沿局部磁场方向聚集并向反太阳方向流动。最近有研究提出，由束流驱动的斜哨声波可能调节电子热通量 [29, 30]。数值模拟表明，这种不稳定性确实可以通过对束流进行俯仰角散射，并将其转化为近似各向同性的晕群，从而抑制电子热通量 [31, 32, 33]。原则上，斜哨声波的不稳定性可以解释晕群和束流密度观测到的径向演化 [25, 26]，以及观测到的电子热通量随β变化的阈值 [4, 12]。然而，目前有多项迹象表明，这种不稳定性并未显著调节太阳风中的电子热传导。

首先，PSP 和 Helios 在 0.1–1 天文单位处的测量表明，束流电子参数在统计上远低于不稳定性阈值 [34]。其次，PSP 在 0.1–0.5 天文单位处的测量显示，晕电子和束流电子密度的径向演化与晕电子由束流电子经俯仰角散射产生这一观点不一致 [35]。与此一致的是，最近的分析表明，向日传播的晕电子（约占晕群的一半）起源于日球层外部，而不是由束流电子演化而来 [36]。第三，在 0.1–1 天文单位处的原始太阳风中观测到的哨声波通常沿局部磁场方向传播，偏离角度仅为几十度以内 [37, 38, 39, 10, 40, 41, 12]。斜向哨声波确实存在于太阳风中，但通常出现在流相互作用区和日冕物质抛射附近[42, 43]；因此，它们不太可能在太阳风电子热传导的调节中发挥实质性作用。

太阳风中的哨声波通常呈准平行传播，这一事实促使人们分析其起源和影响。 [23, 44] 早期的理论分析表明，太阳风中的哨声波可以由哨声波热流不稳定性（WHFI）产生。当核心与晕群体在温度上呈各向同性或平行各向异性时，若二者沿局部磁场方向相对漂移，就会产生这种不稳定性；此时，沿晕群漂移方向存在热通量（但等离子体参考系中的净电流为零），而增长最快的哨声波沿热通量方向传播。反太阳向漂移的束流电子群体不会影响WHFI，因为不稳定哨声波只与一部分向太阳传播的晕电子发生共振。近期观测表明，WHFI确实会在太阳风中起作用，并产生反太阳向传播的哨声波[45]。近期的粒子网格模拟表明，WHFI能够产生特性与太阳风观测一致的哨声波，但无法调节电子热通量[46]，，这与先前的推测相反 [14, 8, 47]。

通过 WHFI 在太阳风中产生的哨声波所占比例仍然未知 [10, 11]。有迹象表明，哨声波也可能由与晕群垂直温度各向异性相关的不稳定性产生 [48, 11]。这些迹象包括对具有垂直温度各向异性的晕群进行的统计显著观测 [49, 11, 50, 51, 28]，以及哨声波更倾向于与各向同性晕或垂直各向异性晕群同时出现 [45, 10, 11]。近期关于近太阳太阳风中向日和反太阳向传播的哨声波的报告也值得关注 [52, 53]。

本文介绍了哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性的粒子网格模拟。这种不稳定性可能存在于太阳风中，并能够产生日向和反日向哨声波。我们确定了哨声波的饱和振幅及其对等离子体参数的依赖关系，并证明可以利用哨声波的初始线性增长率估算这些振幅。本文还讨论了这种不稳定性在电子热流调节中的效率，以及所呈现结果的其他实验应用。

2 线性不稳定性与模拟设置

我们使用粒子网格 TRISTAN-MP 代码 [54]，并进行一维三速度模拟，仅研究沿背景磁场平行和反平行方向传播的哨声波。假设离子构成静止中和背景。电子由核心与晕群体组成；在等离子体参考系中，这些群体的初始速度分布函数（VDF）在非相对论极限下（这也是我们模拟所处的情形）由麦克斯韦分布描述

$$f_\alpha(\mathbf{v}) = \mathcal{N}_\alpha \exp\left[-\frac{m_e(v_{||}-u_\alpha)^2}{2\,T_\alpha} - \frac{m_e v_\perp^2}{2\,A_\alpha\,T_\alpha}\right], \tag{1}$$

其中，$\alpha = c$、h分别对应核心与晕群体，$v_{||}$和$v_\perp$分别为平行和垂直于背景磁场的速度，$\mathcal{N}_\alpha = n_\alpha A_\alpha^{-1}(m_e/2\pi T_\alpha)^{3/2}$ 为归一化常数，n_α、u_α、T_α 和A_α 分别为

表1：模拟组I–III的电子参数：每组包含25次模拟运行，均在固定的核心电子β β_c 下进行，并采用25组核心漂移速度u_c/v_A 和晕温度各向异性A_h；A_h 的取值范围为1.1至1.5，步长为0.1，而u_c/v_A 的取值范围为 -1.5 至 -7.5，步长为1.5。在所有模拟运行中，相对核心电子密度为$n_c/n_0 = 0.85$，晕与核心平行温度之比为$T_h/T_c = 6$，且核心电子群体为各向同性，$A_c = 1$。

运行组	β_c	$-u_c/v_A$	A_h
I	0.3	1.5:1.5:7.5	1.1:0.1:1.5 ,
II	1	1.5:1.5:7.5	1.1:0.1:1.5 ,
III	3	1.5:1.5:7.5	1.1:0.1:1.5 ,

密度、漂移速度、平行温度和温度各向异性。假设电子电流为零，$n_c u_c + n_h u_h = 0$。电子热通量平行于背景磁场，且主要由晕群携带，$q_e \approx -n_c u_c T_h (3/2 + A_h)$，因为晕群的温度比核心族群高数倍，$T_h/T_c \approx 3$–7 [例如，25, 28]。

核心与晕群体的组合能够较好地描述 0.2 au 以外的电子速度分布函数，此处晕群密度比束流密度大数倍 [25, 28, 35]。尽管晕群用 κ–分布描述得更好 [例如， 25], 但我们考虑采用麦克斯韦晕群，以减少自由参数的数量。使用 κ–分布不会影响本研究的关键结果。对哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性进行线性分析表明，归一化到电子回旋频率的增长率 ω_{ce}取决于归一化到电子惯性长度的波数 c/ω_{pe} 以及以下参数 [48]

- $\beta_c = 8\pi n_c T_c/B20$：核心电子β。
- $n_c/n0$：核群密度相对于电子总密度的比例，$n_0 = n_c + n_h$。
- u_c/v_A：核心漂移速度，以阿尔fvén速度为单位，$v_A = B0(4\pi n0 m_p)^{-1/2}$。
- T_h/T_c：晕群与核群平行温度之比。
- A_c 和 A_h：核群和晕群温度各向异性。

请注意，线性稳定性和非线性演化也取决于电子等离子体频率与回旋频率之比，但当 $\omega_{pe}/\omega_{ce} \gg 1$ [46, 48] 时，这种依赖性可以忽略。本文中，我们固定 $n_c/n_0 = 0.85$、$T_h/T_c = 6$、$A_c = 1$，并针对 β_c、u_c/v_A 和 A_h 的不同组合进行数值模拟。太阳风中这些参数的典型值为 $\beta_c = 0.1$–10、$|u_c|/v_A = 1$–7 和 $A_h = 1.1$–1.5 [49, 9, 50, 51, 11, 28]。三组模拟（每组25次运行）所采用的参数值见表1。
我们在 $\omega_{pe}/\omega_{ce} \sim 10$ 下进行了模拟，其数值约为现实太阳风中的十分之一。更具体地说，在所有模拟中，我们假设核电子温度 T_c 为 2 keV，并使用以下恒等式计算 ω_{pe}/ω_{ce}：$\omega_{pe}/\omega_{ce} \equiv (\beta_c n_0/n_c)^{1/2} \left(m_e c^2/2T_c\right)^{1/2}$；对于 $\beta_c = 0.3$–3，我们有 $\omega_{pe}/\omega_{ce} \approx 7$–20。在所有模拟运行中，模拟盒的长度为 $L \approx 105\, c/\omega_{ce}$，对于 $\beta_c = 1$ 而言约为 1300 c/ω_{pe}。时间和空间积分步长分别为 0.09 ω_{pe}^{-1} 和 0.2 c/ω_{pe}，两者都足以分辨预期的哨声波。每种群体的每格粒子数为 $4 \cdot 10^4$。在介绍模拟结果之前，我们将先进行线性稳定性分析。

图1展示了在核心电子β和晕温度各向异性（$\beta_c = 1$ 和 $A_h = 1.3$）固定、但电子热通量取不同值时的哨声波线性稳定性分析结果，其中电子热通量由核心漂移速度 u_c/v_A决定。面板 (a) 和 (b) 展示了沿电子热通量平行和反平行传播的哨声波的色散曲线和增长率。当不存在电子热通量（$u_c/v_A = 0$）时，相同的平行哨声波和反平行哨声波由于晕温度各向异性而变得不稳定。电子热通量的存在打破了这种对称性，使沿电子热通量传播的哨声波具有更大的增长率。面板 (c)–(e) 展示了在 u_c/v_A 取不同值时不稳定的平行哨声波和反平行哨声波的最大增长率，以及相应的频率和波数。在所考虑的 u_c/v_A 取值范围内，增长最快的平行哨声波的参数几乎不变（$\gamma_+/\omega_{ce} \approx 0.01$、$\omega_+/\omega_{ce} \approx 0.1$ 和 $k_+ c/\omega_{pe} \approx 0.34$）。相比之下，反平行哨声波的最大增长率单调地从 $\gamma_-/\omega_{ce} \approx 0.01$ 降至10^{-3}；其频率和波数则减少了数倍。

3 $\beta_c = 1$ 和 $A_h = 1.3$处的模拟结果

图2展示了在 $\beta_c = 1$、$A_h = 1.3$ 和 $u_c/v_A = -3$条件下进行的一次模拟运行结果。我们研究了垂直于背景磁场 $B_0\hat{x}$ 的磁场 $\delta B(x,t) = \delta B_y(x,t)\,\hat{y} + \delta B_z(x,t)\hat{z}$ 的动力学。面板 (a) 展示了磁场强度 $\delta B(x,t)/B_0$，并说明了沿电子热通量平行和反平行传播的磁场涨落的增长。利用傅里叶变换，$\delta B(x,t) = \int \delta B_{k\omega} e^{i(kx-\omega t)}\, dk d\omega$，我们将磁场涨落分解为沿电子热通量平行和反平行传播的部分，$\delta B(x,t) = \delta B_+(x,t) + \delta B_-(x,t)$，其中 $\delta B_+(x,t) = \int_{\omega/k>0} \delta B_{k\omega}\, e^{i(kx-\omega t)}\, dk d\omega$ 以及$\delta B_-(x,t) = \int_{\omega/k<0} \delta B_{k\omega}\, e^{i(kx-\omega t)}\, dk d\omega$。 δB_+ 和 δB_- 均具有右旋偏振（此处未展示），分别对应于根据线性稳定性分析（图1）预期的平行哨声波和反平行哨声波。面板 (b) 和 (c) 表明，在整个计算时间内，平行哨声波和反平行哨声波的峰值振幅分别约为 $0.1B_0$ 和 $0.05B_0$, 。

图 3 展示了平行哨声波和反平行哨声波的平均振幅和增长率。面板（a）显示了在模拟盒内取平均的磁场振幅的时间演化，$\langle \delta B_\pm \rangle = \left[L^{-1} \int_L |\delta \mathbf{B}_\pm|^2 \, dx \right]^{1/2}$，并显示在计算时间内，平行哨声波和反平行哨声波达到饱和，且饱和振幅分别为$B_w^+/B_0 \approx 0.04$ 和 $B_w^-/B_0 \approx 0.02$。面板（b）展示了按以下方式计算的哨声波增长率的时间演化：$d/dt\,[\ln \langle \delta B_\pm \rangle]$。平行哨声波和反平行哨声波的初始增长率分别约为0.01和 $0.003\ \omega_{ce}$，二者与线性稳定性结果（图1c）在几十个百分点以内均一致。

图4展示了在 $\beta_c = 1$、$A_h = 1.3$ 以及 u_c/v_A 取不同值时进行的模拟运行结果，这些取值在图1的面板 (c)–(e) 中标出。在所有这些模拟运行中，平行哨声波和反平行哨声波均在计算时间内达到饱和；我们计算了每次模拟运行结束时的平均振幅 B_w^+ 和 B_w^-。面板 (a) 显示，平行哨声波的饱和振幅 B_w^+ 约为 $0.04B_0$，在所考虑的 u_c/v_A 取值范围内变化幅度不到几十个百分点。相比之下，反平行哨声波的饱和振幅 B_w^- 从 0.025 单调下降至 $0.005B_0$。有趣的是，根据面板 (a)，饱和振幅 B_w^+ 和 B_w^- 对 u_c/v_A 的依赖关系，与初始线性增长率 γ_+ 和 γ_-对其的依赖关系几乎相同。面板 (b) 表明，B_w^+/B_w^-之比与 γ_+/γ_- 密切相关，最佳幂律拟合为 $B_w^+/B_w^- \approx (\gamma_+/\gamma_-)^{0.73}$。这一关系自然预示着，反平行哨声波的饱和振幅低于平行哨声波，因为在我们的模型中，前者的初始线性增长率始终较低（图1）。

图5展示了所考虑的模拟运行中电子热通量的时间演化。我们以百分比表示电子热通量的变化 $\delta q_e(t) = [q_e(t) - q_e(0)]/q_e(0)$，其中 $q_e(t)$ 是在模拟盒内取平均的电子热通量，$q_e(0)$ 是其初始值。在 $u_c/v_A = -1.5$ 的模拟运行中，电子热通量抑制最为有效，达到$\delta q_e \approx -10\%$；而在 $u_c/v_A = -7.5$ 时，抑制效率降至约1%。电子热通量抑制的效率与反平行哨声波的振幅（下文将展示）之间会存在自然的正相关关系，因为对于较小的核心电子漂移速度 $|u_c|/v_A$，B_w^-/B_0 更大（图4a）。请注意，与纯哨声波热通量不稳定性的模拟中观察到的百分之几的变化相比，10%的电子热通量抑制幅度相对较大 [46]。

4 所有模拟的结果

图 6 展示了所有75次模拟运行（表 B_w^+ 和 B_w^-）中平行哨声波和反平行哨声波的平均振幅。请注意，仅当哨声波的初始线性增长率大于 $10^{-3}\ \omega_{ce}$时，我们才展示哨声波振幅；否则， $5000\ \omega_{ce}^{-1}$的计算时间不足以使哨声波达到饱和。因此，面板（a）–（c）中与平行哨声波和反平行哨声波对应的点数可能不同，并且也可能少于25个。面板（a）–（c）显示，在核心电子贝塔 β_c 固定时，晕温度各向异性 A_h 越大，饱和振幅越大；在 $A_h = 1.1$ 与1.5之间，饱和振幅增大数倍。此外，平行哨声波和反平行哨声波的饱和振幅都倾向于随着核心电子贝塔增大而增大；对于相同的各向异性，在 $\beta_c = 0.3$ 与3之间，饱和振幅增大数倍。观测到的饱和振幅对晕温度各向异性及其他等离子体参数的依赖性，实际上可能源自下文将要介绍的一个更基本的关系。

图 7 显示，在每个固定的核心电子β下，平行和反平行哨声波的饱和振幅与其初始线性增长率均有很强的相关性。观测到的趋势可用幂律函数拟合——

表2：根据公式（2）对日向和反日向哨声波的饱和振幅与其初始线性增长率之间的关系进行幂律拟合所得的最佳拟合参数。最佳幂律拟合结果见图7。

β_c	C_+	ν_+	C_-	ν_-
0.3	0.44	0.66	1.76	0.91
1	1.2	0.82	0.53	0.66
3	1.84	0.9	0.39	0.58

项

$$B_w^{\pm}/B_0 = C_{\pm}(\gamma_{\pm}/\omega_{ce})^{\nu_{\pm}}, \tag{2}$$

其中，最佳拟合参数$C_{\pm}$和$\nu_{\pm}$标示于各面板中，并列于表2。与平行和反平行哨声波相对应的幂律指数和乘数不同，且随核心电子β而变化；在所考虑的核心电子β范围内，幂律指数在相对较窄的范围内变化，$0.6 \lesssim \nu_{\pm} \lesssim 0.9$。饱和振幅与初始线性增长率之间的基本关系自然地预示，对于更大的各向异性和核心电子β，平行和反平行哨声波将具有更大的振幅，因为这些参数的增加会导致更大的线性增长率[48]。该关系还表明，反平行哨声波预计会在低于平行哨声波的振幅下达到饱和，因为电子热通量的存在会使前者的增长率更小（图1）。请注意，式（2）自然地解释了上一节在图4中报告的相关性。

图8展示了电子热通量抑制的效率，该效率通过饱和阶段达到的相对热通量变化 δq_e 来量化。只有当平行和反平行哨声波都在计算时间内达到饱和时，我们才展示 δq_e。图(a)显示，在温度各向异性较低时（$A_h \lesssim 1.1$），电子热通量抑制幅度约为10%；而在 $A_h = 1.5$ 时，抑制幅度最高可达60%。在晕温度各向异性固定时，核心电子β越大，电子热通量抑制效率越高。预计电子热通量抑制效率与哨声波饱和振幅相关，因为后者与电子贝塔和温度各向异性均呈正相关（图5）。图(b)显示，电子热通量抑制 δq_e 与反平行哨声波的饱和振幅呈正相关。当 $B_w^-/B0.0.01$ 时，热通量抑制幅度在10%以内；而在 $B_w^-/B_0 \gtrsim 0.01$ 时，抑制幅度最高可达10–60%。电子热通量抑制 δq_e 也与 B_w^+/B_0 相关（此处未显示），但这种相关性没有直接的实验应用（见第5节）。

我们通过计算饱和阶段内平行和反平行哨声波的功率谱密度来研究哨声波的谱性质，$\mathrm{PSD}_{\omega}^{\pm} = \langle \left| \int \delta \mathbf{B}_{\pm}(x,t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \rangle$，其中，积分是在不稳定性已饱和的一段时间内进行的，而 $\langle \cdot \rangle$ 表示对模拟盒进行空间平均。采用高斯拟合确定功率谱密度 $\mathrm{PSD}_{\omega}^{\pm}$的中心波频率和谱宽。图9a 表明，平行和反平行哨声波均具有相近的相对谱宽，$\Delta\omega_{\pm}/\omega_{\pm} \sim 0.3$–$0.8$。值得注意的是，核心电子β较大时相对谱宽往往更大，并且与哨声波的初始线性增长率呈正相关。饱和哨声波的频率与初始增长最快的哨声波频率在数十个百分点以内一致（此处未展示）。

5 讨论

我们首次展示了哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性的粒子网格模拟，将此前针对各向同性晕群体的纯哨声波热通量不稳定性的模拟推广到了这一情形[46]。与纯哨声波热通量不稳定性只能产生沿电子热通量方向平行传播（反太阳向）的哨声波不同，哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性会产生沿电子热通量方向平行（反太阳向）和反平行（向日）传播的哨声波。我们展示了哨声波的饱和振幅与其初始线性增长率相关，$B_w/B_0 \approx C(\gamma/\omega_{ce})^{\nu}$，其中参数 C 和 ν对于日向和反太阳向哨声波略有不同。对于我们的模拟所考虑的典型太阳风条件，幂律指数的变化范围相对较窄，$0.6 \lesssim \nu \lesssim 0.9$ （表 2）。此前针对纯哨声波热通量不稳定性产生的反太阳向哨声波，有研究利用少数几次模拟运行得出了类似的标度关系 [46]。

在我们的模拟中，哨声波饱和于$B_w/B_0 \sim 0.01$，因为我们要求足够高的初始线性增长率，$\gamma/\omega_{ce} \gtrsim 10^{-3}$，以节省计算资源（图7）。具有如此高振幅的哨声波

在太阳风中很少出现；观测到的振幅通常约为 $10^{-3}B_0$ [10, 55, 41]，因此对应的初始增长率约为$10^{-4}\omega_{ce}$。尽管如此，我们认为所揭示的标度关系在很宽的增长率范围内均有效，其预测结果可以与太阳风观测进行比较。由于向日和反太阳向哨声波的线性增长率都会随着电子贝塔和温度各向异性的增大而增大[48],，我们预计哨声波振幅与这些参数呈正相关。太阳风观测确实发现了相应的正相关 [10]。我们还表明，哨声波具有相对较大的谱宽，并且谱宽与电子贝塔呈正相关（图9a）。航天器观测显示，谱宽具有相似的数值，并且与电子贝塔呈正相关[10]。

所揭示的标度关系 (2) 并不对应于通过非线性俘获回旋共振电子而导致的哨声波饱和；当被俘获电子的反弹频率 $\omega_T \approx (kv_\perp eB_w/m_e c)^{1/2}$ 与初始线性增长率 γ 相当时，便会发生这种饱和，其中 $v_\perp \sim (2T_h/m_e)^{1/2}$ 是共振电子 [56, 57, 58] 的典型垂直速度。通过非线性俘获实现的饱和会导致 $B_w/B_0 \propto (\gamma/\omega_{ce})^2$，这与观测到的标度关系不一致。当哨声波的谱宽足够大或振幅足够低，使得共振速度 $v_\parallel = (\omega - \omega_{ce})/k$ 分布在远宽于非线性共振宽度 ω_T/k [59, 57] 的范围内时，不会发生非线性俘获。在这种情况下，哨声波的非线性演化和饱和可以用准线性理论来描述。因此，只要满足以下条件，准线性描述便适用

$$\frac{\partial}{\partial \omega}\left(\frac{\omega - \omega_{ce}}{k}\right)\Delta\omega \gg \frac{\omega_T}{k},$$

可改写如下

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \gg \left(\frac{B_w}{B_0}\right)^{1/2}\left(\frac{\beta\ \omega}{\omega_{ce} - \omega}\right)^{1/4}, \tag{3}$$

其中 $\beta = \beta_h n_0/n_h$ 和 $\beta_h = 8\pi n_h T_h/B_0^2$ 是晕电子贝塔。我们计算了模拟中观测到的日向和反日向哨声波对应的式（3）左右两边之比。图 9b 显示，日向和反日向哨声波的谱宽都相对较大，或者振幅较低，因此在与太阳风实际情况相符的初始增长率下，准线性描述均适用。研究表明，对于太阳风中实际观测到的哨声波，这一结论同样成立 [10]。请注意，当增长率超过 $0.01\omega_{ce}$时，准线性描述可能失效；根据通常观测到的 $10^{-3}B_0$振幅，这种增长率并不符合太阳风等离子体的实际情况。利用准线性计算推导标度关系（2）的过程将在另一篇论文中介绍；该文将证明，对于晕群的麦克斯韦分布和 κ–分布，该标度关系均成立。

哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性很可能正在太阳风中起作用。有力支持其存在的证据包括：统计上显著地观测到具有垂直温度各向异性的晕群 [49, 11, 28]，以及哨声波更倾向于与各向同性或垂直各向异性的晕电子同时出现 [45, 10, 11]。这种不稳定性似乎与近期关于太阳风中以反太阳向哨声波为主的报告相矛盾 [41]。事实上，日向哨声波出现的概率较低且仍不确定，这可能由多种原因造成。首先，太阳风中的哨声波确实也由其他不稳定性产生，包括由各向同性或平行各向异性晕电子驱动的哨声波热流不稳定性 [45]，以及一种与日向电子亏损有关的、性质相似的不稳定性 [40]；这两种不稳定性都只产生反太阳向哨声波。其次，即使存在垂直晕温度各向异性，电子热通量也会打破日向与反太阳向哨声波之间的对称性，使前者的增长率较低，因而饱和振幅也较小；因此，日向哨声波的存在更容易被太阳风湍流掩盖在磁场频谱中。

我们之前的模拟表明，由纯哨声波热通量不稳定性产生的反日向哨声波在电子热通量抑制方面并不高效[46]。相比之下，哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性在电子热通量抑制方面可能更加高效，尤其是在核心电子β和晕温度各向异性足够大时；在 $\beta_c \gtrsim 3$ 以及$A_h \gtrsim 1.3$ 的条件下，电子热通量最多可被抑制30–60%（图8a）。需要注意的是，在较高电子贝塔下电子热通量抑制效率更高，这与航天器观测结果一致 [例如, 8, 10, 4], 而晕群各向异性的影响尚未通过实验加以研究。重要的是，电子热通量抑制效率与日向哨声波的振幅B_w/B_0 呈正相关，并且在$B_w/B_0 \gtrsim 0.01$ （图9b）时，电子热通量可被抑制超过10–60%。这种相关性使观测到的日向哨声波振幅能够作为电子热通量抑制效率的指标。由于太阳风中的哨声波通常具有低于背景磁场百分之几的振幅（其中一部分为日向波），我们预计电子热通量抑制的典型效率约为10%。近期关于振幅为$0.1B_0$ [52, 53] 的日向哨声波的报告表明，然而电子热通量偶尔可被抑制超过

60%。需要注意的是，反日向哨声波的振幅不能同样用来表征电子热通量抑制效率，因为反日向哨声波也由其他已被证明在电子热通量抑制方面效率不高的不稳定性产生[45, 46]。

总之，哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性很可能正在太阳风中发挥作用，并能够产生日向和反日向哨声波。所呈现的粒子网格模拟揭示了哨声波特性（振幅和谱宽）与各种等离子体参数之间的相关性，这与先前的太阳风观测结果一致。这种不稳定性能够有效抑制电子热通量，而日向哨声波的振幅可作为抑制效率的指标。我们预计，未来的航天器测量将揭示日向哨声波的出现及其振幅，并有助于确定这种不稳定性对太阳风中电子热通量抑制的贡献。

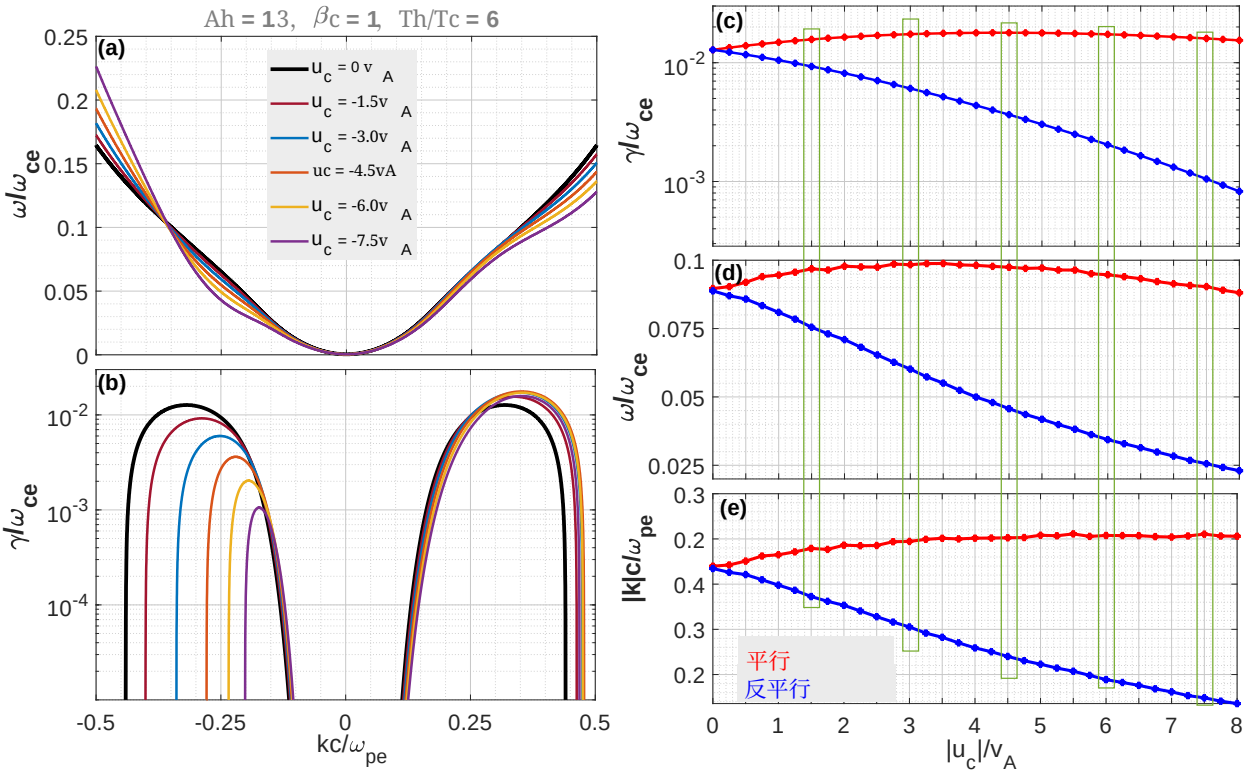


图1：在核心电子β和晕温度各向异性（$\beta_c = 1$ 和 $A_h = 1.3$）固定的情况下，对哨声波热通量与温度各向异性联合不稳定性进行线性稳定性分析的结果；电子热通量由核心漂移速度 u_c/v_A设定，且取不同值。面板 (a) 和 (b) 分别展示了哨声波沿平行（$k > 0$）和反平行（$k < 0$）于电子热通量的方向传播时的色散曲线（ω/ω_{ce} 与 kc/ω_{pe}的关系）和增长率（γ/ω_{ce} 与 kc/ω_{pe}的关系），其中 ω_{ce} 和 ω_{pe} 分别为电子回旋频率和等离子体频率。面板 (c)–(e) 展示了在核心漂移速度 u_c/v_A取不同值时，增长最快的平行和反平行哨声波的增长率、频率和波数。面板 (c)–(e) 中的绿色条表示第3节所述模拟运行中使用的 u_c/v_A 取值。

致谢

I.K.、I.V. 和 A.A. 的工作得到了 NASA 资助项目 80NSSC21K0581 和 80NSSC23K0100 的支持。我们感谢由 NSF 资助项目编号 1502923 赞助的 NCAR计算与信息系统实验室提供的 Cheyenne（doi:10.5065/D6RX99HX）高性能计算支持。I.V. 感谢国际空间科学研究所（瑞士伯尔尼）对“日球层能量收支：从动力学尺度到全球太阳风动力学”工作组的支持。

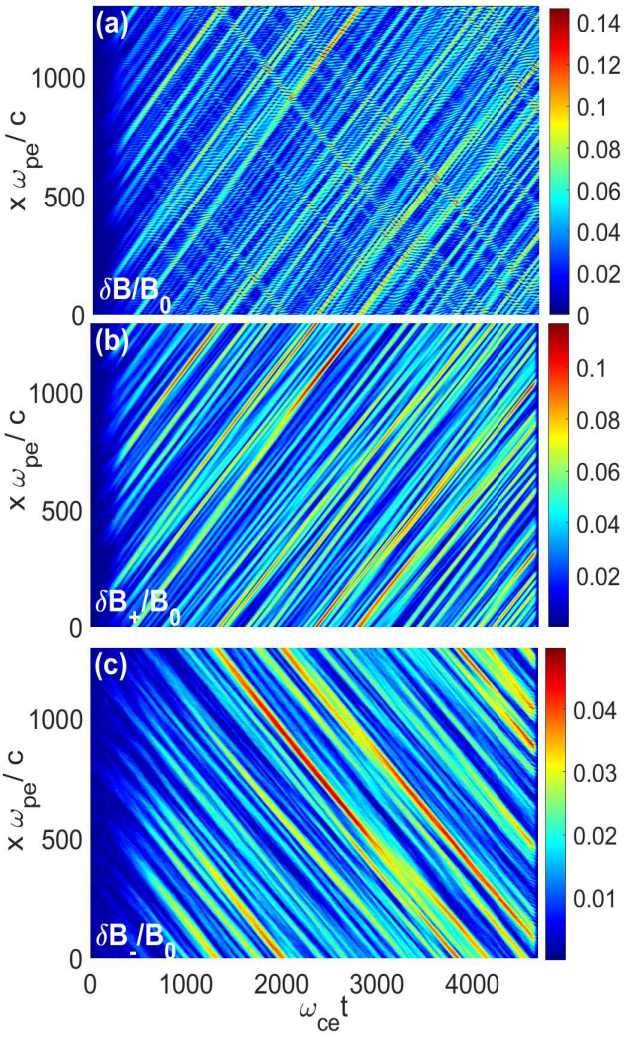


图2：在 $\beta_c = 1$、$A_h = 1.3$ 和 $u_c/v_A = -3$ 条件下进行的一次模拟运行结果。面板 (a) 展示了垂直于背景磁场 $B_0\hat{x}$ 的磁场幅值 $\delta B(x,t) = \delta B_y(x,t)\,\hat{y} + \delta B_z(x,t)\hat{z}$。面板 (b) 和 (c) 展示了磁场 $\delta B_+(x,t)$ 和 $\delta B_-(x,t)$ 的幅值，它们分别对应于沿电子热通量平行和反平行传播的哨声波。使用傅里叶变换（第 2 节）将磁场涨落分解为沿电子热通量平行和反平行传播的部分。

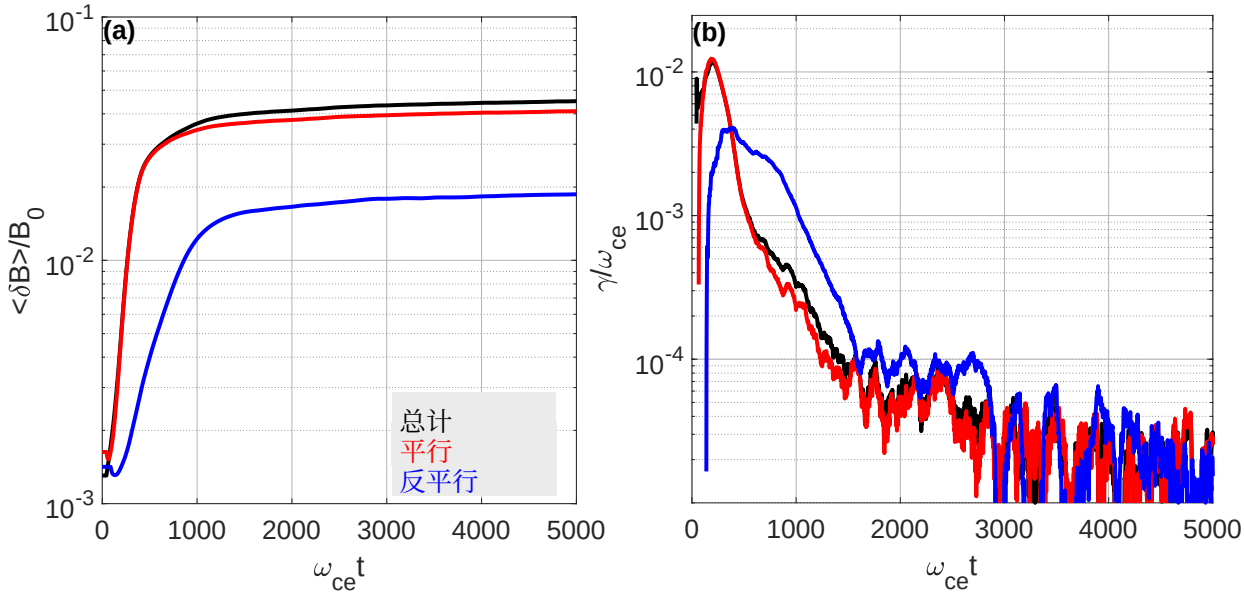


图3：面板（a）展示了图2所示模拟运行中观测到的平行哨声波和反平行哨声波的平均磁场强度的时间演化；磁场强度在模拟盒内进行平均，$\mathrm{BLL}_0\left|\delta B_{\pm}\right|^2 \mathrm{dx}\Big]^{1/2}$。面板（b）展示了相应的增长率，$\gamma(t)=\mathrm{d}/\mathrm{dt}\left[\langle\delta B_{\pm}\rangle\right]$。

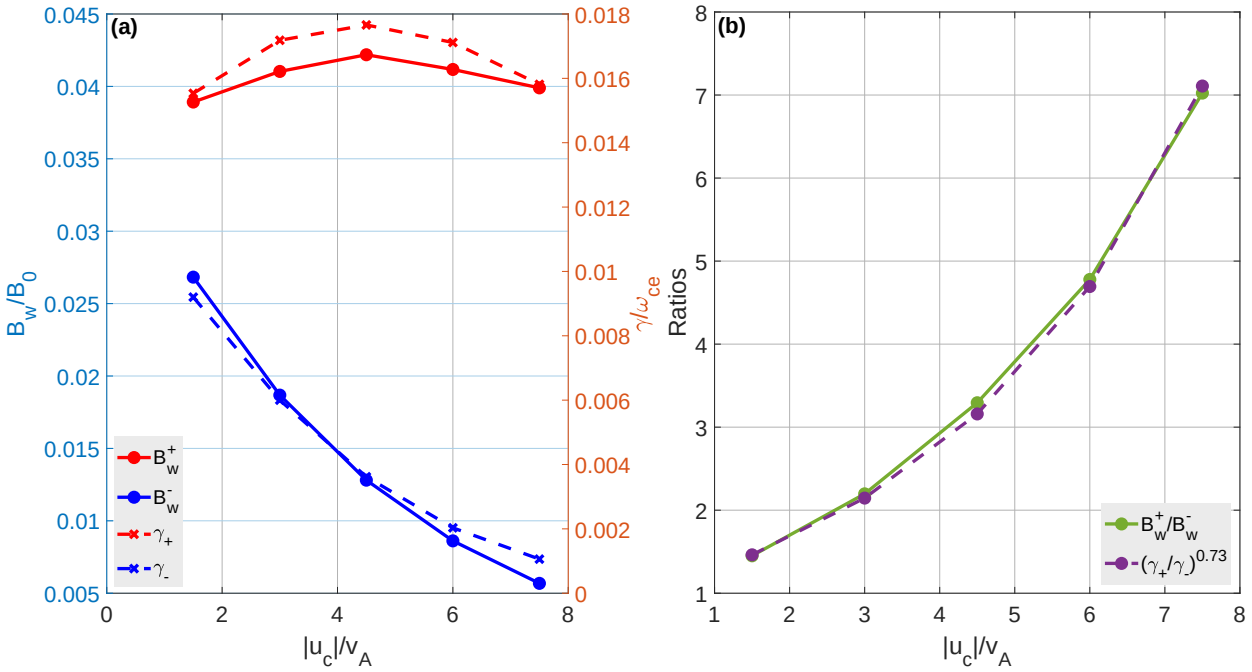


图4：在 $\beta_c=1$ 和$A_h=1.3$条件下进行的模拟运行结果，但核心电子漂移速度u_c/v_A取不同值（第3节）。面板（a）展示了平行哨声波和反平行哨声波的饱和振幅B_w^+/B_0和B_w^-/B_0，以及它们的初始线性增长率 γ_+/ω_{ce} 和 γ_-/ω_{ce}，后者也显示在图1中。面板（b）表明，比值B_w^+/B_w^-和 γ_+/γ_- 密切相关，$B_w^+/B_w^- \approx (\gamma_+/\gamma_-)^{0.73}$。

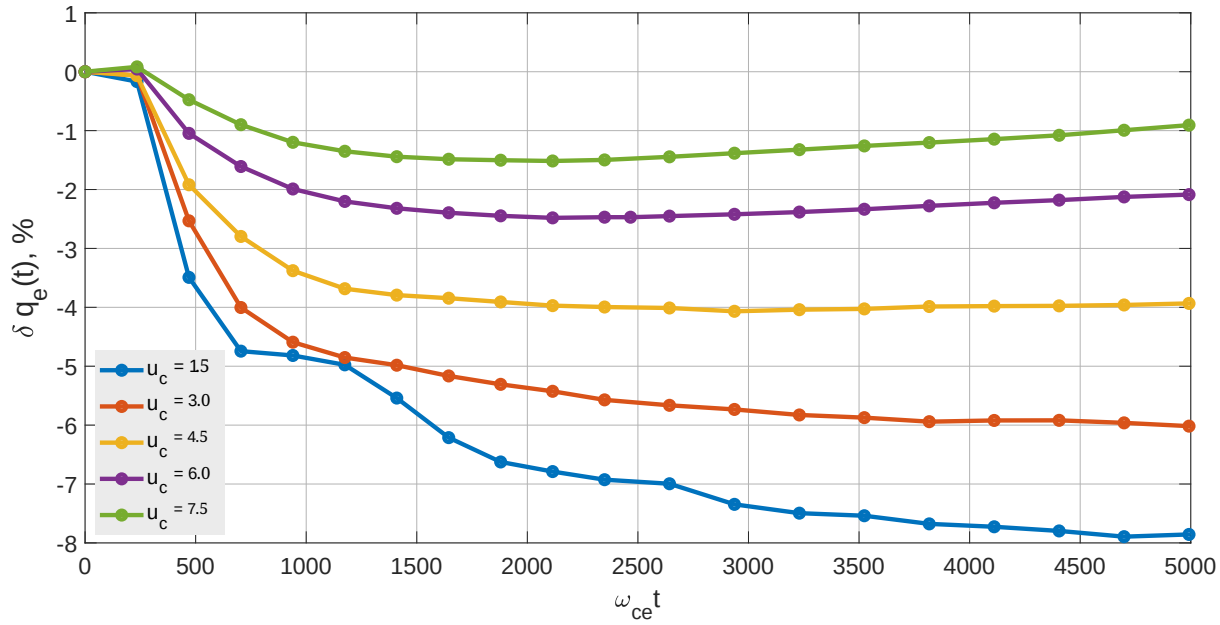


图5：在以下条件下进行的模拟运行中电子热通量的时间演化：$\beta_c = 1$ 和$A_h = 1.3$，但核心电子漂移速度取不同值u_c/v_A （第3节）。面板显示了以百分比表示的相对电子热通量变化，$\delta q_e = 100\% \cdot [\, q_e\,(t)\,/q_e\,(0) - 1\,]$，其中$q_e\,(t)$是对模拟盒内的电子热通量取平均所得的值。

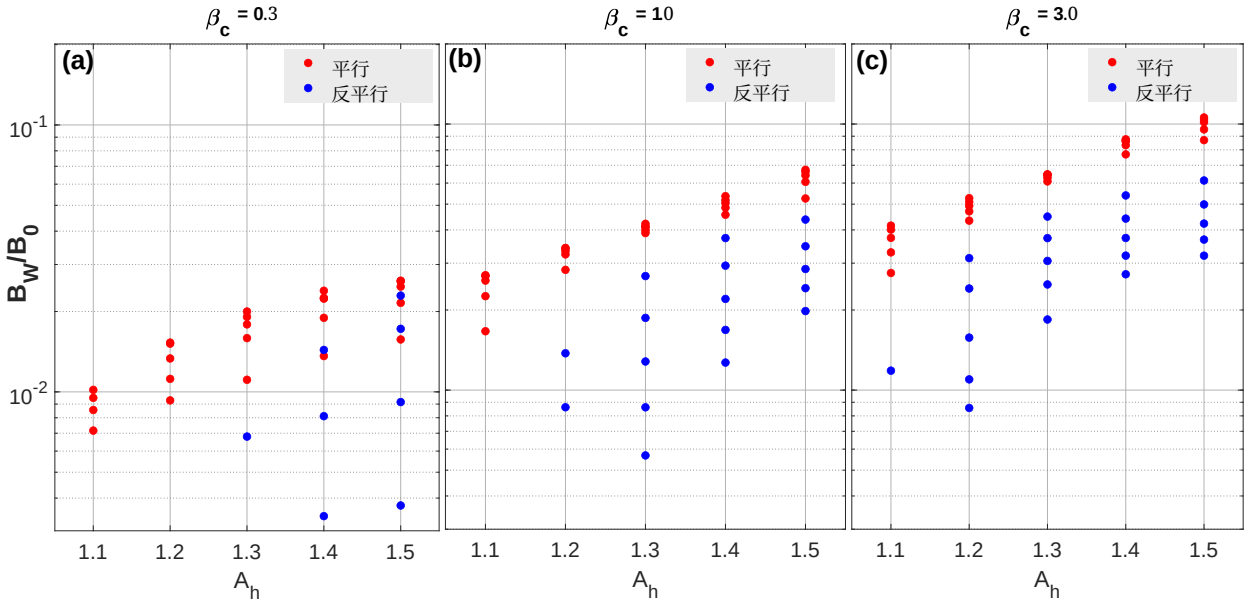


图6：在核心电子β取不同取值时进行的全部75次模拟运行的结果 β_c、晕温度各向异性A_h 和核心电子漂移速度u_c/v_A （表1）。面板（a）–（c）分别展示了在$\beta_c = 0.3$、1和3处进行的25次模拟运行中观测到的平行和反平行哨声波的饱和振幅。请注意，仅当哨声波的初始线性增长率大于 $10^{-3}\omega_{ce}$时，我们才会给出其振幅；否则， $5000\omega_{ce}^{-1}$的计算时间不足以使哨声波在我们的模拟中达到饱和。

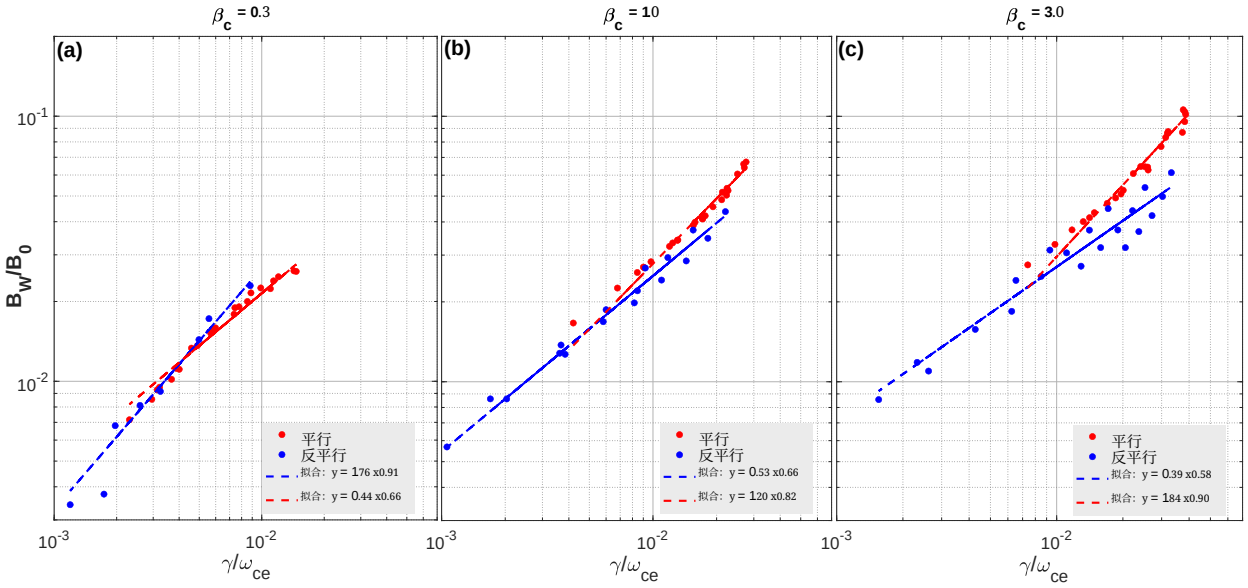


图7：（a）–（c）中的每个面板展示了在 $\beta_c = 0.3$、1 和 3 条件下进行的25次模拟运行中观测到的平行和反平行哨声波的饱和振幅。B_w/B_0 哨声波的饱和振幅与其初始线性增长率 γ/ω_{ce} 相关，面板中标出了最佳幂律拟合；最佳拟合参数也列于表 2中。

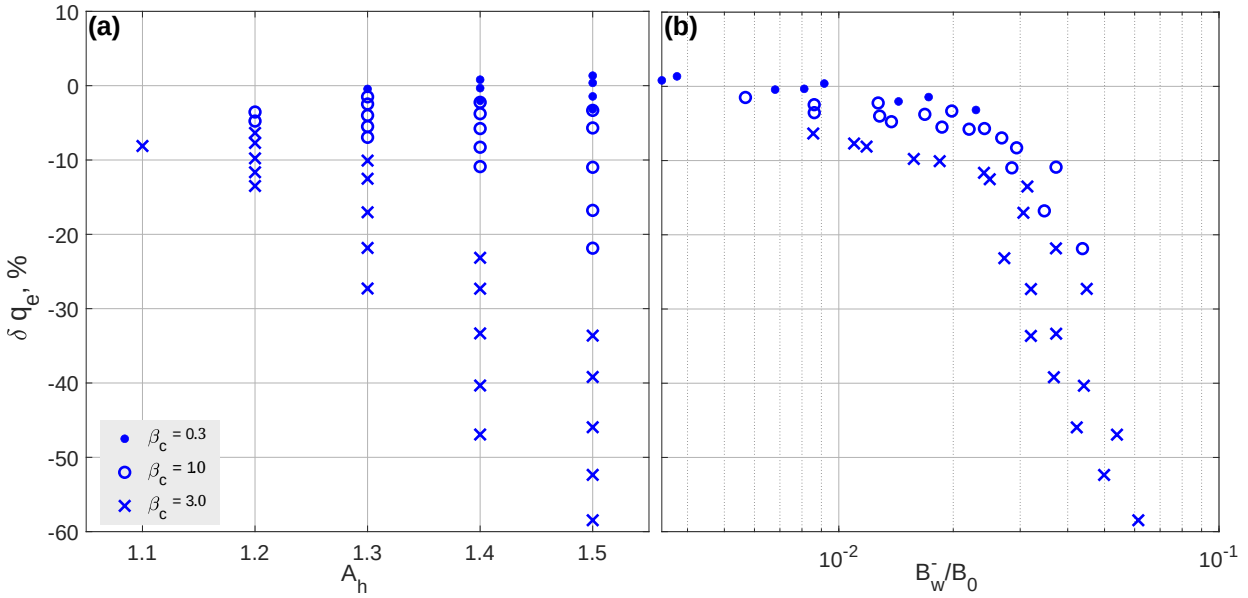


图8：面板（a）展示了在核心电子β的不同取值下进行的75次模拟运行结束时达到的相对电子热通量变化 β_c、晕温度各向异性 A_h 和核心电子漂移速度u_c/v_A（表1）。面板（b）显示了电子热通量变化与沿反平行于电子热通量方向传播的哨声波（向日哨声波）的饱和振幅之间的关系。请注意，我们仅展示了以下模拟运行的结果：其中向日哨声波的初始增长率大于 $10^{-3}\omega_{ce}$，并且能够在计算时间内达到饱和。

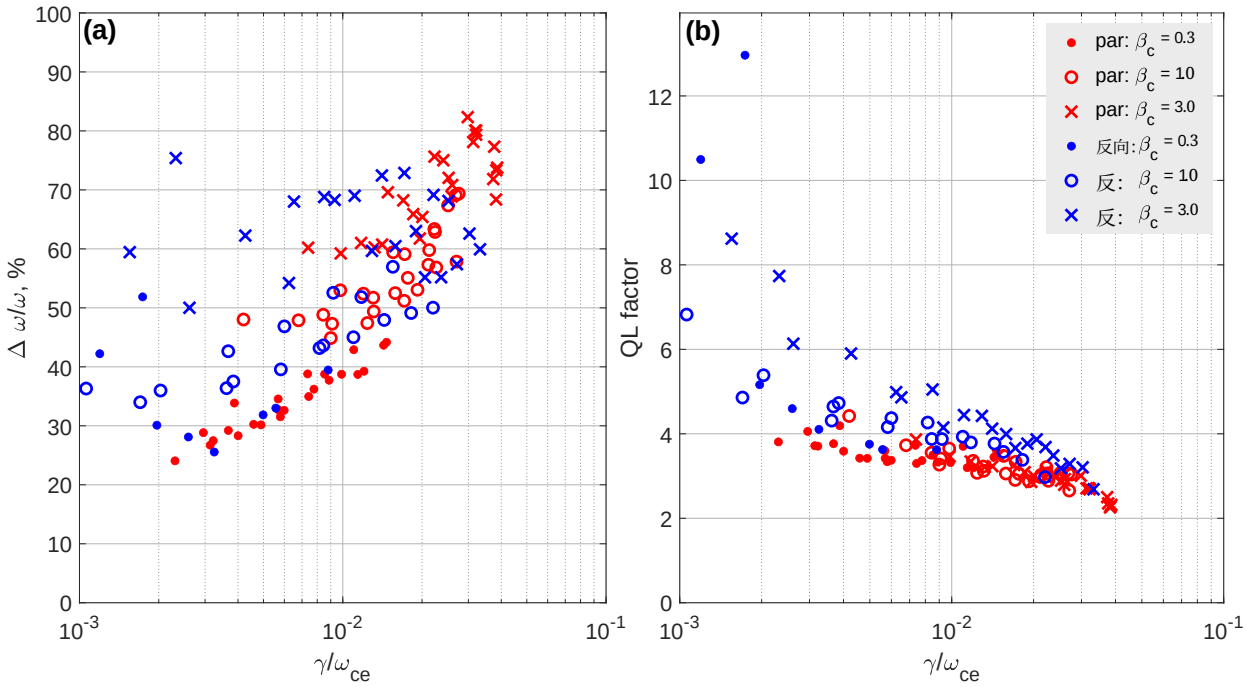


图 9：面板 (a) 展示了在不同背景等离子体参数（表 Δω/ω1）下进行的模拟中，于饱和阶段观测到的平行（反太阳向）和反平行（太阳向）哨声波的相对谱宽 。 Δω中心频率 ω 通过对谱进行高斯拟合计算得到。面板 (b) 展示了分别针对太阳向和反太阳向哨声波计算的方程 (3) 左右两侧之比，并将其绘制为相对于它们初始线性增长率的函数。该比值大于 1 表明，哨声波的非线性演化和饱和可以在准线性理论框架内描述。

参考文献

[1] W. C. Feldman, J. R. Asbridge, S. J. Bame, M. D. Montgomery, 和 S. P. Gary。太阳风电子。《地球物理研究杂志》，80:4181–4196，1975年11月。[2] W. G. Pilipp, K.-H. Muehlhaeuser, H. Miggenrieder, H. Rosenbauer, 和 R. Schwenn。太阳风中热电子参数在0.3至1天文单位间的大尺度变化。《地球物理研究杂志》，95:6305–6329，1990年5月。[3] E. E. Scime, S. J. Bame, W. C. Feldman, S. P. Gary, J. L. Phillips, 和 A. Balogh。1至5天文单位范围内太阳风电子热流的调节：尤利西斯号观测。《地球物理研究杂志》，99:23，1994年12月。[4] J. S. Halekas, P. L. Whittlesey, D. E. Larson, D. McGinnis, S. D. Bale, M. Berthomier, A. W. Case, B. D. G. Chandran, J. C. Kasper, K. G. Klein, K. E. Korreck, R. Livi, R. J. MacDowall, M. Maksimovic, D. M. Malaspina, L. Matteini, M. P. Pulupa, 和 M. L. Stevens。近太阳环境中的电子热流。《天文学与天体物理学》，650:A15，2021年6月。[5] L. Spitzer 和 R. Härm。《完全电离气体中的输运现象》。《物理评论》，89:977–981，1953年3月。[6] C. Salem, D. Hubert, C. Lacombe, S. D. Bale, A. Mangeney, D. E. Larson, 和 R. P. Lin。1天文单位处太阳风中的电子特性和库仑碰撞：Wind探测观测。《天体物理学杂志》，585(2):1147，2003年。[7] S. D. Bale, M. Pulupa, C. Salem, C. H. K. Chen, 和 E. Quataert。太阳风中的电子热传导：从斯皮策-哈姆状态向无碰撞极限的过渡。《天体物理学杂志快报》，769:L22，2013年6月。[8] S. P. Gary, R. M. Skoug, 和 W. Daughton。太阳风中的电子热流约束。《等离子体物理学》，6:2607–2612，1999年6月。[9] Y. Tong, S. D. Bale, C. Salem, 和 M. Pulupa。太阳风中电子热流的观测不稳定性约束。arXiv预印本，2018年1月。[10] Yuguang Tong, Ivan Y. Vasko, Anton V. Artemyev, Stuart D. Bale, 和 Forrest S. Mozer。1天文单位处太阳风中哨声波的统计研究。《天体物理学杂志》，878(1):41，2019年6月。[11] Vamsee Krishna Jagarlamudi, Olga Alexandrova, Laura Berˇciˇc, Thierry Dudok de Wit, Vladimir Krasnoselskikh, Milan Maksimovic, 和 Štˇepán Štverák。内日球层中的哨声波与电子特性：Helios探测观测。《天体物理学杂志》，897(2):118，2020年7月。[12] C. Cattell, A. Breneman, J. Dombeck, E. Hanson, M. Johnson, J. Halekas, S. D. Bale, T. Dudok de Wit, K. Goetz, K. Goodrich, D. Malaspina, M. Pulupa, T. Case, J. C. Kasper, D. Larson, M. Stevens, 和 P. Whittlesey。帕克太阳探测器的证据表明，太阳附近不存在用于散射束流电子和调节热流的哨声波。《天体物理学杂志快报》，924(2):L33，2022年1月。[13] W. C. Feldman, J. R. Asbridge, S. J. Bame, S. P. Gary, M. D. Montgomery, 和 S. M. Zink。太阳风在1天文单位处热流调节的证据。《地球物理研究杂志》，81:5207–5211，1976年10月。[14] S. P. Gary 和 W. C. Feldman。哨声波不稳定性对太阳风热流的调节。《地球物理研究杂志》，82:1087–1094，1977年3月。[15] C. Vocks, C. Salem, R. P. Lin, 和 G. Mann。通过与哨声波的共振相互作用，在太阳风中形成电子晕和束流电子。《天体物理学杂志》，627:540–549，2005年7月。[16] Shinji Saito 和 S. Peter Gary。并非所有哨声波都一样：通过粒子网格模拟研究太阳风中束流电子的散射。《地球物理研究快报》，34(1):L01102，2007年1月。[17] Stanislav Boldyrev 和 Konstantinos Horaites。太阳风中电子束流的动理论。《皇家天文学会月报》，489(3):3412–3419，2019年11月。[18] Bofeng Tang, Gary P. Zank, 和 Vladimir I. Kolobov。太阳风中超热电子输运的数值模拟：具有完整扩散张量的哨声湍流的影响。《天体物理学杂志》，924(2):113，2022年1月。[19] H. J. Beinroth 和 F. M. Neubauer。HELIOS探测观测中0.3至1.0天文单位间哨声模波的特性。《地球物理研究杂志》，86:7755–7760，1981年9月。[20] D. Lengyel-Frey, R. A. Hess, R. J. MacDowall, R. G. Stone, N. Lin, A. Balogh, 和 R. Forsyth。尤利西斯号对行星际激波及太阳风中哨声波的观测。《地球物理研究杂志》，101(A12):27555– 27564，1996年12月。[21] C. H. K. Chen。基于太阳风观测的天体物理等离子体湍流研究进展。《等离子体物理学杂志》，82(6):535820602，2016年12月。

[22] Y. Narita, R. Nakamura, W. Baumjohann, K. H. Glassmeier, U. Motschmann, B. Giles, W. Magnes, D. Fischer, R. B. Torbert, C. T. Russell, R. J. Strangeway, J. L. Burch, Y. Nariyuki, S. Saito, 和 S. P. Gary。关于太阳风中的电子尺度哨声湍流。《天体物理学杂志快报》，827(1):L8，2016年8月。[23] S. P. Gary, W. C. Feldman, D. W. Forslund, 和 M. D. Montgomery。太阳风中的热流不稳定性。《地球物理研究杂志》，80:4197–4203，1975年11月。[24] Daniel Verscharen, B. D. G. Chandran, E. Boella, J. Halekas, M. E. Innocenti, V. K. Jagarlamudi, A. Micera, V. Pierrard, Š. Štverák, I. Y. Vasko, M. Velli, 和 P. L. Whittlesey。太阳风中的电子驱动不稳定性。《天文学与空间科学前沿》，9:951628，2022年8月。[25] M. Maksimovic, I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. E. Littleton, E. Marsch, D. J. McCo- mas, C. Salem, R. P. Lin, 和 H. Elliott。快速太阳风中电子分布函数在0.3至1.5天文单位间的径向演化。《地球物理研究杂志（空间物理学）》，110:A09104，2005年9月。[26] Š. Štverák, M. Maksimovic, P. M. Trávní˘cek, E. Marsch, A. N. Fazakerley, 和 E. E. Scime。低纬度太阳风中非热电子群的径向演化：Helios、Cluster和尤利西斯号观测。《地球物理研究杂志（空间物理学）》，114:A05104，2009年5月。[27] J. S. Halekas, P. Whittlesey, D. E. Larson, D. McGinnis, M. Maksimovic, M. Berthomier, J. C. Kasper, A. W. Case, K. E. Korreck, M. L. Stevens, K. G. Klein, S. D. Bale, R. J. MacDowall, M. P. Pulupa, D. M. Malaspina, K. Goetz, 和 P. R. Harvey。年轻太阳风中的电子：帕克太阳探测器的首批结果。《天体物理学杂志增刊》，246(2):22，2020年2月。[28] Chadi S. Salem, Marc Pulupa, Stuart D. Bale, 和 Daniel Verscharen。来自NASA的Wind航天器在1天文单位处对太阳风电子的精密测量。arXiv预印本，页码 arXiv:2107.08125，2021年7月。[29] I. Y. Vasko, V. Krasnoselskikh, Y. Tong, S. D. Bale, J. W. Bonnell, 和 F. S. Mozer。太阳风中由束流电子驱动的哨声扇形不稳定性。《天体物理学杂志快报》，871:L29，2019年2月。[30] Daniel Verscharen, Benjamin D. G. Chandran, Seong-Yeop Jeong, Chadi S. Salem, Marc P. Pulupa, 和 Stuart D. Bale。太阳风中束流电子的自诱导散射。《天体物理学杂志》，886(2):136，2019年12月。[31] G. T. Roberg-Clark, O. Agapitov, J. F. Drake, 和 M. Swisdak。耀斑中热流驱动的哨声波对高能电子的散射。《天体物理学杂志》，887(2):190，2019年12月。[32] A. Micera, A. N. Zhukov, R. A. López, M. E. Innocenti, M. Lazar, E. Boella, 和 G. Lapenta。太阳风中哨声波热流不稳定性的粒子网格模拟：热流调节与电子晕形成。《天体物理学杂志快报》，903(1):L23，2020年11月。[33] A. Micera, A. N. Zhukov, R. A. López, E. Boella, A. Tenerani, M. Velli, G. Lapenta, 和 M. E. Innocenti。论太阳风膨胀作为哨声波源的作用：内日球层中超热电子的散射与热流调节。《天体物理学杂志》，919(1):42，2021年9月。[34] Seong-Yeop Jeong, Joel B. Abraham, Daniel Verscharen, Laura Ber˘ci˘c, David Stansby, Georgios Nicolaou, Christopher J. Owen, Robert T. Wicks, Andrew N. Fazakerley, Jeffersson A. Agudelo Rueda, 和 Mayur Bakra- nia。内日球层中电子束流对斜向快磁声波/哨声波不稳定性的稳定性。《天体物理学杂志快报》，926(2):L26，2022年2月。[35] Joel B. Abraham, Christopher J. Owen, Daniel Verscharen, Mayur Bakrania, David Stansby, Robert T. Wicks, Georgios Nicolaou, Phyllis L. Whittlesey, Jeffersson A. Agudelo Rueda, Seong-Yeop Jeong, 和 Laura Ber˘ci˘c。慢速太阳风中热电子群与超热电子群在0.13至0.5天文单位范围内的径向演化：帕克太阳探测器观测。《天体物理学杂志》，931(2):118，2022年6月。[36] Konstantinos Horaites 和 Stanislav Boldyrev。根据向日传播的晕电子推断日球层双极电势。《皇家天文学会月报》，515(4):5135–5144，2022年10月。[37] C. Lacombe, O. Alexandrova, L. Matteini, O. Santolík, N. Cornilleau-Wehrlin, A. Mangeney, Y. de Conchy, 和 M. Maksimovic。太阳风中的哨声模波与电子热流：Cluster观测。《天体物理学杂志》，796:5，2014年11月。[38] D. Stansby, T. S. Horbury, C. H. K. Chen, 和 L. Matteini。太阳风中哨声波色散关系的实验测定。《天体物理学杂志快报》，829:L16，2016年9月。[39] P. Kajdi˘c, O. Alexandrova, M. Maksimovic, C. Lacombe, 和 A. N. Fazakerley。太阳风中存在窄带哨声波时的超热电子束流宽度。《天体物理学杂志》，833:172，2016年12月。

[40] L. Berˇciˇc, D. Verscharen, C. J. Owen, L. Colomban, M. Kretzschmar, T. Chust, M. Maksimovic, D. O. Kataria, C. Anekallu, E. Behar, M. Berthomier, R. Bruno, V. Fortunato, C. W. Kelly, Y. V. Khotyaintsev, G. R. Lewis, S. Livi, P. Louarn, G. Mele, G. Nicolaou, G. Watson, and R. T. Wicks. 太阳风中由向阳电子亏损驱动的哨声波不稳定性：太阳轨道器高频率观测。《天文学与天体物理学》，656:A31，2021年12月。[41] M. Kretzschmar, T. Chust, V. Krasnoselskikh, D. Graham, L. Colomban, M. Maksimovic, Yu. V. Khotyaintsev, J. Soucek, K. Steinvall, O. Santolík, G. Jannet, J. Y. Brochot, O. Le Contel, A. Vecchio, X. Bonnin, S. D. Bale, C. Froment, A. Larosa, M. Bergerard-Timofeeva, P. Fergeau, E. Lorfevre, D. Plettemeier, M. Steller, Š. Štverák, P. Trávníˇcek, A. Vaivads, T. S. Horbury, H. O'Brien, V. Evans, V. Angelini, C. J. Owen, and P. Louarn. 太阳轨道器/RPW在0.5天文单位至1天文单位间观测到的哨声波。《天文学与天体物理学》，656:A24，2021年12月。[42] A. Breneman, C. Cattell, S. Schreiner, K. Kersten, L. B. Wilson, III, P. Kellogg, K. Goetz, and L. K. Jian. 流相互作用区大振幅窄带哨声波的观测。《地球物理研究杂志（空间物理学）》，115:A08104，2010年8月。[43] C. Cattell, A. Breneman, J. Dombeck, B. Short, J. Wygant, J. Halekas, Tony Case, J. C. Kasper, D. Larson, Mike Stevens, P. Whittesley, S. D. Bale, T. Dudok de Wit, K. Goodrich, R. MacDowall, M. Moncuquet, D. Malaspina, and M. Pulupa. 帕克太阳探测器发现年轻太阳风中窄带哨声模波对电子的散射证据。《天体物理学杂志快报》，911(2):L29，2021年4月。[44] S. P. Gary, E. E. Scime, J. L. Phillips, and W. C. Feldman. 哨声波热流不稳定性：太阳风中的阈值条件。《地球物理研究杂志》，99:23，1994年12月。[45] Y. Tong, I. Y. Vasko, M. Pulupa, F. S. Mozer, S. D. Bale, A. V. Artemyev, and V. Krasnoselskikh. 太阳风中晕电子产生哨声波。《天体物理学杂志快报》，870:L6，2019年1月。[46] Ilya V. Kuzichev, Ivan Y. Vasko, Angel Rualdo Soto-Chavez, Yuguang Tong, Anton V. Artemyev, Stuart D. Bale, and Anatoly Spitkovsky. 哨声波热流不稳定性的非线性演化。《天体物理学杂志》，882(2):81，2019年9月。[47] S. P. Gary and H. Li. 高贝塔条件下的哨声波热流不稳定性。《天体物理学杂志》，529:1131–1135，2000年2月。[48] I. Y. Vasko, I. V. Kuzichev, A. V. Artemyev, S. D. Bale, J. W. Bonnell, a nd F. S. Mozer. 关于太阳风中的准平行哨声波。《等离子体物理学》，27(8):082902，2020年。[49] V. Pierrard, M. Lazar, S. Poedts, Š. Štverák, M. Maksimovic, and P. M. Trávníˇcek. 太阳风中的电子温度与各向异性：核心与晕群体的比较。《太阳物理学》，291:2165–2179，2016年8月。[50] III Wilson, Lynn B., Li-Jen Chen, Shan Wang, Steven J. Schwartz, Drew L. Turner, Michael L. Stevens, Justin C. Kasper, Adnane Osmane, Damiano Caprioli, Stuart D. Bale, Marc P. Pulupa, Chadi S. Salem, and Katherine A. Goodrich. 行星际激波中的电子能量分配。II. 统计。《天体物理学杂志增刊》，245(2):24，2019年12月。[51] III Wilson, Lynn B., Li-Jen Chen, Shan Wang, Steven J. Schwartz, Drew L. Turner, Michael L. Stevens, Justin C. Kasper, Adnane Osmane, Damiano Caprioli, Stuart D. Bale, Marc P. Pulupa, Chadi S. Salem, and Katherine A. Goodrich. 行星际激波中的电子能量分配。III. 分析。《天体物理学杂志》，893(1):22，2020年4月。[52] O. V. Agapitov, T. Dudok de Wit, F. S. Mozer, J. W. Bonnell, J. F. Drake, D. Malaspina, V. Krasnoselskikh, S. Bale, P. L. Whittlesey, A. W. Case, C. Chaston, C. Froment, K. Goetz, K. A. Goodrich, P. R. Harvey, J. C. Kasper, K. E. Korreck, D. E. Larson, R. Livi, R. J. MacDowall, M. Pulupa, C. Revillet, M. Stevens, and J. R. Wygant. 太阳风中与局域磁场洞共位的向阳传播哨声波：帕克太阳探测器在35.7 $R_\odot$ 半径处的观测。《天体物理学杂志快报》，891(1):L20，2020年3月。[53] F. S. Mozer, O. V. Agapitov, S. D. Bale, J. W. Bonnell, T. A. Bowen, and I. Vasko. 帕克太阳探测器上的直流和低频电场测量。《地球物理研究杂志（空间物理学）》，125(9):e27980，2020年9月。[54] A. Spitkovsky. 相对论性无碰撞激波中的粒子加速：费米过程终于实现？《天体物理学杂志快报》，682:L5，2008年7月。[55] V. K. Jagarlamudi, T. Dudok de Wit, C. Froment, V. Krasnoselskikh, A. Larosa, L. Bercic, O. Agapitov, J. S. Halekas, M. Kretzschmar, D. Malaspina, M. Moncuquet, S. D. Bale, A. W. Case, J. C. Kasper, K. E. Korreck, D. E. Larson, M. Pulupa, M. L. Stevens, and P. Whittlesey. 帕克太阳探测器首次近遇期间哨声波的出现及其与束流电子的相互作用。《天文学与天体物理学》，650:A9，2021年6月。

[56] Ronald C. Davidson, David A. Hammer, Irving Haber, and Carl E. Wagner. 各向异性等离子体中电磁不稳定性的非线性发展。《流体物理学》，15(2):317–333，1972年2月。[57] V. I. Karpman. 沿磁场在磁层中传播的极低频波的非线性效应。《空间科学评论》，16(3):361–388，1974年9月。[58] D. R. Shklyar. 关于非均匀磁层等离子体中通过共振波粒相互作用实现粒子增能的本质。《地球物理年鉴》，29(6):1179–1188，2011年6月。[59] R. Z. Sagdeev and A. A. Galeev. 非线性等离子体理论。1969年。

此图“Figure4.png”提供“PNG”格式，网址：

http://arxiv.org/ps/2303.18214v1