0254-6124/2024/44(6)-0988-10 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

YUAN An, LI Haimeng, TANG Rongxin, OUYANG Zhihai, XIONG Ying, ZHOU Meng, FENG Bopu, ZOU Wenqian, DENG Xiaohua. Influence of Solar Wind Dynamic Pressure on Hiss Distribution Based on Van Allen Probe Observations (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2024, **44**(6): 988–997. CSTR:32142.14.cjss.2024–yg26. DOI:10.11728/cjss2024.06.2024–yg26

≫空间环境中的等离子体物理过程

基于范艾伦卫星观测下太阳风动压对嘶声波分布的影响*

袁 安[1,2] 李海梦[2] 唐荣欣[1,2]
欧阳志海[2] 熊 鹰[2] 周 猛[1,2] 冯泊溥[1,2]
邹文倩[1,2] 邓晓华[2]

1(南昌大学物理与材料学院 南昌 330031)

2(南昌大学空间科学与技术研究院 南昌 330031)

摘 要 哨声波作为常见的等离子体波动, 对于磁层内能量电子的加速和损失起着重要作用. 已有统计研究表明, 地磁活动对哨声波的分布具有显著影响, 但是关于太阳风活动对其的影响多以事件报道为主. 本文使用范艾伦卫星 5 年的数据进行统计, 在排除亚暴注入的影响之后, 对等离子体层内嘶声在不同太阳风动压下的分布进行研究. 结果表明随着太阳风动压的增强, 30～200 Hz 和 200～500 Hz 的嘶声振幅出现了减弱, 与太阳风动压的变化呈负相关. 与频率较低的嘶声相反, 500～1000 Hz 以及 1000～2500 Hz 的嘶声振幅与太阳风动压的变化则是呈现正相关的趋势. 此外, 嘶声在磁纬上的分布没有明显的峰值, 这表明观测到的嘶声大部分都不是本地激发的. 而不同频段的嘶声对于太阳风动压的不同响应则可能是由于源区在太阳风动压增强时受到不同程度的影响所导致的. 研究嘶声对于太阳风变化的响应情况, 对于理解嘶声的起源与演化具有重要作用.

关键词 空间等离子体, 等离子体层内嘶声, 太阳风动压, 磁纬度

中图分类号 P354

Influence of Solar Wind Dynamic Pressure on Hiss Distribution Based on Van Allen Probe Observations

YUAN An[1,2] LI Haimeng[2] TANG Rongxin[1,2]
OUYANG Zhihai[2] XIONG Ying[2] ZHOU Meng[1,2] FENG Bopu[1,2]
ZOU Wenqian[1,2] DENG Xiaohua[2]

* 国家自然科学基金项目资助 (42374201, 42064009, 42304179)

2024-09-30 收到原稿, 2024-11-10 收到修定稿

©The Author(s) 2024. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

1(*School of Physics and Materials, Nanchang University, Nanchang* 330031)

2(*Institute of Space Science and Technology, Nanchang University, Nanchang* 330031)

Abstract　As a common plasma waves, whistler mode waves play a crucial role in the acceleration and scattering of energetic electrons in the magnetosphere. Numerous previous statistical studies have demonstrated that geomagnetic activities have a significant impact on the distribution of whistler waves. However, reports on the influence of solar wind activities on them are predominantly event-based. Five years of data from the Van Allen Probes were used for statistical analysis. After excluding the influence of substorm injections, the distribution of plasmaspheric hiss under different solar wind dynamic pressures were investigated. The results indicate that as the solar wind dynamic pressure intensifies, the amplitudes of hiss waves at 30～200 and 200～500 Hz exhibit a weakening trend and show a negative correlation with the change in solar wind dynamic pressure. In contrast to low frequency hiss, for hiss at 500～1000 Hz and 1000～2500 Hz, their amplitudes show a positive correlation trend with the change of solar wind. Additionally, there is no distinct peak in the distribution of hiss at magnetic latitudes, suggesting that most of the observed hiss is not locally excited. The different responses of hiss in different frequency bands to the solar wind dynamic pressure may be attributed to the fact that the source region is affected to varying degrees when the solar wind dynamic pressure increases. Studying the response of hiss to changes in the solar wind plays an important role in understanding the origin and evolution of hiss.

Key words　Space plasma, Plasmaspheric hiss, Solar wind dynamic pressure, Magnetic longitude

0　引言

由于哨声模波动对内磁层和辐射带的动态演化具有显著影响, 所以其一直是相关领域的研究热点. 一般来说, 哨声模波动可以分为哨声模合声波与哨声模嘶声波. 合声波在等离子体层外靠近地球磁赤道区域[1,2], 由附近的高能电子温度的各向异性所激发, 其典型频率范围为 0.1～1 倍的赤道电子回旋频率 (f_{ce})[3–7]. 哨声模嘶声波通常是指在电子密度较高的区域观测到的另一种哨声模波动, 这些高密度区域一般是指等离子体层内以及等离子体羽流中[8–10]. 嘶声会在等离子体层内来回反射传播[11], 所以嘶声波的来源并不如合声波一样单一, 以往的研究已经提出了几种理论来解释等离子体层嘶声波的产生. 如果考虑本地激发的情况, 则嘶声波是由磁赤道区域电子回旋不稳定性所激发[12]; 如果认为嘶声是传播演化而来, 那么则可能是从闪电激发的哨声波[13] 或者等离子体层外的合声波传播进入等离子体层内演化而来[11,14]. 对于嘶声波与合声波而言, 能够通过投掷角散射将高能电子散射到损失锥中, 使得高能电子沉降到高层大气中, 这也是弥散极光产生的原因之一[3,15–18]. 由于嘶声与合声能够频繁地与辐射带中的高能电子发生波粒相互作用, 所以这两种波对于辐射带的动态演化有着重要的作用[19].

此外, 地磁活动和太阳风活动会显著影响到两种波动的全球分布. 在强烈的地球磁层亚暴过程中, 会有更多具有各向异性分布的高能电子从磁尾向地球注入. 一般来说, 此时往往会出现更多并且振幅更大的合声波, 因为注入的高能电子从午夜侧漂移至晨侧并且为合声波的激发和增长提供了更多的自由能[20–22]. 对于嘶声波而言, 在夜侧超热电子的通量增强会导致更强烈的朗道阻尼, 这使得嘶声波在激发之后会经历更加强烈的衰减, 所以嘶声波的振幅在夜侧是趋于减小的[23,24]. 亚暴注入的能量电子随着漂移运动会进一步漂移到午前侧至正午侧区域, 这些电子同样为嘶声波的激发与增长提供了大量的自由能, 使得嘶声波的振幅显著增强[25,26]. 另外, 除去地磁活动的影响, 强烈的太阳风活动也可能导致哨声波出现明显变化[27]. Li 等[28] 在 2009 年利用了西弥斯计划 (THEMIS) 卫星的观测数据, 发现强烈的太阳风动压 (P_{sw}) 可以使等离子体层顶外更大 L-shell 处的合声波出现增强. 也有其他的事件报道表明, 哨声波会随着 P_{sw} 的增大而增强[26,29]. Liu 等[30] 在 2017 年的研究中对 2014 年 2 月 12 日的事件进行了分析, 发现当

P_{sw} 突然减小时, 等离子体层内嘶声波、外嘶声波以及合声波都突然消失. 以上都是哨声波对于太阳风变化正相关响应的研究, 但是除此之外也有不同的情况. 在行星际激波轰击地球磁层之后 (该事件中最大的 P_{sw} 达到 25.5 nPa), 同时也引发了强烈的磁层亚暴, 但卫星却观测到等离子体层内嘶声消失了长达约 5 h 才重新出现[31]. 在这个事件中嘶声波的变化十分反常, 与之前的研究并不一致. 因此本文希望使用卫星足够多的观测数据进行统计分析, 以探究 P_{sw} 的变化对嘶声波的影响.

本文选取 2013 年 1 月到 2018 年 2 月共 62 个月的范艾伦探针 (VAP) 观测数据, 针对太阳风动压的变化对等离子体层内嘶声的影响进行了统计研究. 为了排除亚暴注入高能电子所产生的影响, 仅采用 $AE' < 150$ nT (AE' 表示前 3 h 中 AE 指数的最大值) 条件下的数据进行统计分析. 通过对卫星观测的波动数据进行分析, 给出了不同太阳风动压下的嘶声波分布并深入讨论得到相关结论.

1 卫星数据与事件分析

美国国家航空航天局 (NASA) 于 2012 年 8 月发射了范艾伦探测器, 其原名为辐射带风暴探测器 (RBSP). 该探测任务发射了一对孪生探测器, 分别为探测器 A 和探测器 B, 两者具有完全一样的探测仪器. 两个探测器在高度椭圆的轨道上运行, 近地点约为 1.2 R_e (地球半径), 远地点约为 5.8 R_e[32]. 从北朝南看, 两个探测器的轨道远地点沿顺时针方向以每年约 210°环绕地球运动. 本研究主要使用电场与磁场仪器及综合科学套件 (EMFISIS) 的数据来分析嘶声波的极化、法向角等特征[33]. 根据高频接收器 (HFR) 检测到的上混杂共振频率, 可以将等离子体密度推断出来, 这是区分卫星处于等离子体层内外的重要参数[34]. 最后采用 RBSP-A 探测器 2013 年 1 月至 2018 年 2 月 (62 个月) 的数据, 研究在 $AE' < 150$ nT 条件下, 不同强度 P_{sw} 对嘶声波分布的影响.

根据 Li 等[24] 研究中提出的标准, 可以认为当电子密度超过

$$N_1 = 10\times(6.6/L)^4, \tag{1}$$

且> 50 cm^{-3} 时, 表明卫星此时位于等离子体层内. 随后探测到的符合以下标准的等离子体波动被判定为等离子体层嘶声波. ① 波动的磁场功率谱密度应高于 10^{-8} nT^2·Hz^{-1}; ② 等离子体波动的频率在 $0.1f_{ce}$ 以下; ③ 由于嘶声波与磁声波之间存在一定的频率重叠, 波的极化率要大于 0.5, 波的法向角应小于 70°, 以排除磁声波的影响[35].

图 1 给出了 2013 年 2 月 28 日 06:30 UT－13:00 UT 时段范艾伦 A 探测器对哨声波的观测结果. 如图 1(a) 所示, 在 06:30 UT－08:25 UT 这一时间段内, 卫星观测到的等离子体密度 (黑色曲线) 高于红色曲线的值, 这意味着卫星此时位于等离子体层顶内. 而在 08:30 UT－11:30 UT 这一时间段, 电子密度较低 (约 10 cm^{-3}) 且红色曲线高于黑色曲线, 表明这段时间卫星穿越出等离子体层顶, 进入了等离子体层外区域. 在 11:30 UT－13:00 UT 的时间段内, 电子密度明显升高, 依据判断条件, 卫星重新回到了等离子体层内. 根据图 1(b) 所示的磁场密度功率谱, 对在等离子体层内外的卫星都观测到了较为明显的波动, 这里只关注等离子体层内的波动. 根据图 1(c) 所示, 右侧的波动都是右旋极化的; 左侧频率较高的波动是右旋极化的, 但是频率在几十赫兹左右的部分波动是线性极化的. 同时对比图 1(d), 右旋极化的波对应的法向角在 20°～40°, 是准平行传播的, 这些特征对应于等离子体层内嘶声波. 线极化的波动对应的法向角很大, 在 80°～90°之间是准垂直传播的, 对应于磁声波. 图 1(e) 给出了所挑选出来的嘶声波的磁场功率密度谱, 对不符合条件的数据做空白处理. 对比可以发现自动化挑选程序能够很好地将嘶声波筛选出来并且可以排除掉一些可能存在干扰的波动, 例如磁声波.

基于上述的筛选条件与方法, 针对范艾伦卫星 2013 年 1 月到 2018 年 2 月的观测数据进行筛选, 构建了一个超过 9.2×10^6 个时间采样点 (根据范艾伦卫星的采样精度, 每 6 s 一个时间采样点) 的等离子体层内嘶声波数据集. 有关太阳风参数以及地磁活动指数的数据由 OMNI 数据集给出.

2 嘶声波在磁壳数与地磁纬度上的分布

为了更好地研究太阳风动压的变化对于嘶声波的影响, 需要排除磁层亚暴注入对嘶声波产生的影

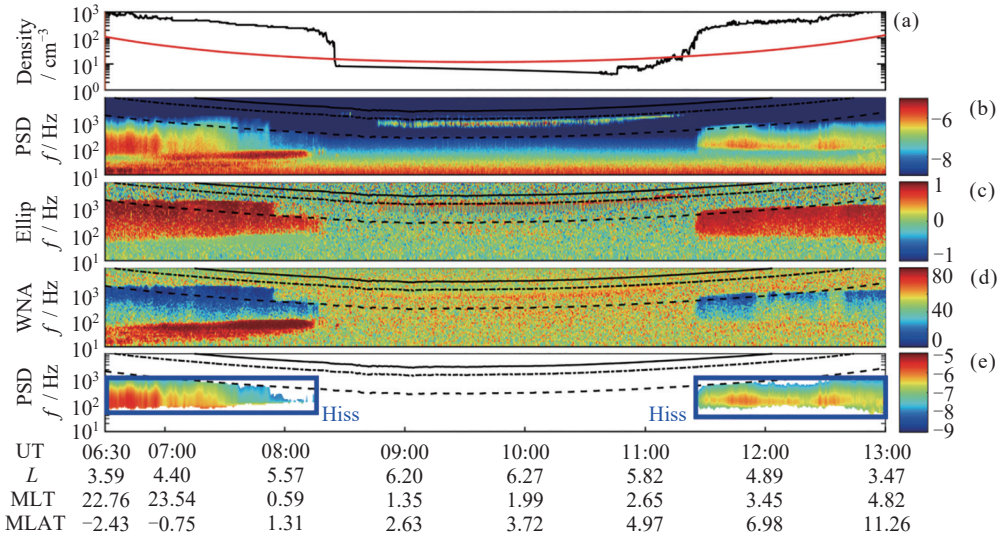


图 1　2013 年 2 月 28 日 06:30 UT−13:00 UT 范艾伦探测器 A 的观测结果. (a) 黑色曲线表示卫星观测的实际背景电子密度, 红色曲线表示由判定条件式 (1) 计算出来的密度. (b) 卫星观测的磁场功率密度谱 (单位 $\mathrm{nT^2\cdot Hz^{-1}}$). (c) 卫星观测的波动极化谱. (d) 观测的波法向角谱 [单位 (°)]. (e) 根据筛选条件判断之后挑选出来的嘶声波 (单位 $\mathrm{nT^2\cdot Hz^{-1}}$). 在 (b)～(e) 中三条自上而下的实线、点虚线, 虚线分别表示 1 倍、0.5 倍, 0.1 倍的电子回旋频率

Fig. 1　Observation results of the Van Allen Probe A from 06:30 UT to 13:00 UT on 28 February 2013. (a) The black curve represents the electron density observed by the satellite, and the red curve represents the density calculated by the judgment condition Eq.(1). (b) The magnetic spectral density observed by the satellite (unit $\mathrm{nT^2\cdot Hz^{-1}}$). (c) The wave polarization spectral observed by the satellite. (d) The observed wave normal angle [unit (°)]. (e) The hiss waves selected according to the selection conditions (unit $\mathrm{nT^2\cdot Hz^{-1}}$). (b)～(e) The solid lines, dotted-dashed lines, and dashed lines from top to bottom represent 1, 0.5, and 0.1 times the electron cyclotron frequency, respectively

响. 这里只选取数据集内 $AE'<150$ nT 的数据 (通常认为在这种情况下不存在亚暴注入的条件) 进行统计分析.

图 2 给出了当 $AE'<150$ nT 时, 嘶声波的样本以及振幅在磁壳数 (L) 和地磁纬度 (λ_{MLAT}) 上的分布. 如图 2(a) 所示, 卫星的采样点很好地覆盖了 L 为 2～6 的范围区间, 在磁纬上也很好地覆盖了−20°到 20°这一扇区, 这也是 RBSP 卫星轨道所能探测的最大范围. 从图 2(a) 可以看到当 L 较小时, 样本点大多集中在磁赤道区域. 随着 L 的增大, 样本点也逐步向高纬区域分散分布. 样本点的分布特征可能是由于卫星轨道所导致的: 在近地点附近, 卫星往往更贴近磁赤道平面运行; 在远地点附近, 则逐渐向更高纬度偏离. 图 2(b) 给出了相同条件下嘶声平均振幅在 L-λ_{MLAT} 上的分布, 每个数据格点计算了 $0.5L\times2\lambda_{\mathrm{MLAT}}$ 范围内嘶声波的平均振幅. 从图 2(b) 可以看出, 嘶声波振幅在 L 为 3～4.5 这一扇区最强烈, 这一区域也是典型的嘶声振幅集中区域, 这在之前的许多统计工作中已经被证明[25,36]. 嘶声波在地磁纬度上的分布较为均匀, 在磁赤道区域并没有出现明显的峰值, 这说明卫星观测到的嘶声大部分是其他地方传播而来, 而不是本地激发所产生的.

图 3 给出了在没有亚暴注入条件下, 嘶声在不同强度太阳风动压条件下的 L-λ_{MLAT} 分布. 可以将太阳风动压的强度分为三类, 分别是 $0<P_{\mathrm{sw}}<1.5$ nPa (弱 P_{sw}), $1.5\ \mathrm{nPa}<P_{\mathrm{sw}}<3$ nPa(中等 P_{sw}), $P_{\mathrm{sw}}>3$ nPa (强 P_{sw}). 如图 3(a) 所示, 在弱 P_{sw} 情况下, 嘶声在 L-λ_{MLAT} 上的分布与图 2(b) 相似. 嘶声较大的振幅主要集中在 L 为 3～4.5 这一扇区, 在 λ_{MLAT} 上均匀分布, 没有明显的峰值. 嘶声在磁纬上的分布说明, 卫星大部分观测到的嘶声波是在等离子体层内反复反射传播而来的. 当太阳风动压增加到中等强度时, 可以发现嘶声的振幅出现了明显的减弱 (见图 3b). 当太阳风动压继续增强, 即为强 P_{sw} 时, 嘶声振幅进一步出

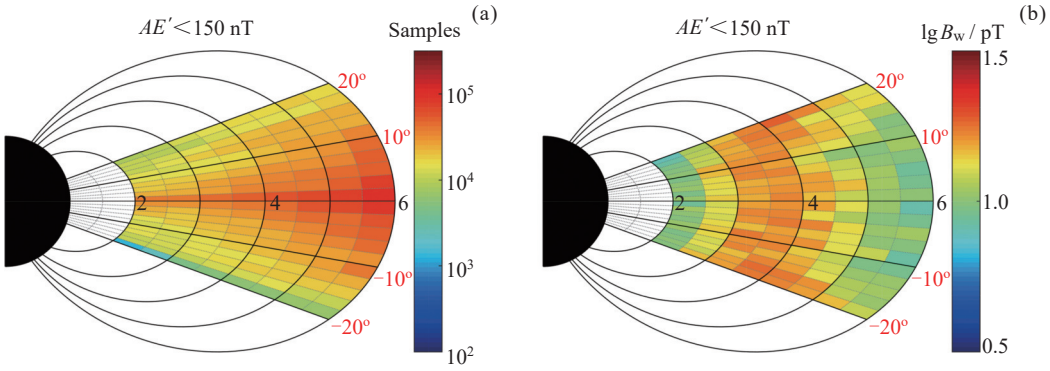


图 2 (a) 在 $AE'<150$ nT 情况下所有采样点在 L 与 λ_{MLAT} 构成网格上的分布. (b) 在同样条件下嘶声波平均振幅在 L-λ_{MLAT} 上的分布

Fig. 2 (a) Distribution of all sampling points on the grid composed of L and λ_{MLAT} under the condition of $AE'<150$ nT. (b) Distribution of the average amplitude hiss waves on L-λ_{MLAT} under the same condition

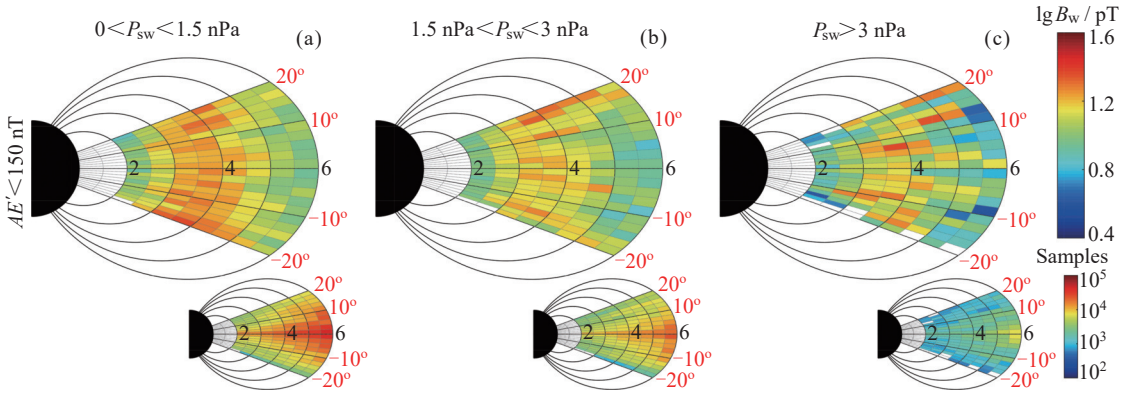


图 3 在不同强度的 P_{sw} 下嘶声波平均振幅的分布. 每 $0.5L\times2\lambda_{\mathrm{MLAT}}$ 格点范围内计算一次平均振幅. 右侧色条表示对应太阳风条件下每个格点中嘶声波振幅, 右下角小图代表对应的样本点数量

Fig. 3 Distribution of the average amplitude of hiss waves under different intensities of P_{sw}. The average amplitude is calculated within each bin of $0.5L\times2\lambda_{\mathrm{MLAT}}$. The colorbar on the right side of the figure indicates the amplitude of hiss waves in each bin under the corresponding solar wind conditions. The small plot in the lower right corner of each panel represents the number of samples

现减弱 (见图 3c). 此外, 在图 3(c) 中出现的空白区域是由于样本点采样过少, 不足以支撑进行统计分析, 所以被删除. 也就是说, 从嘶声波在 L-λ_{MLAT} 上的分布来看, 嘶声是随着太阳风动压增强而减弱的. 嘶声的这一变化难以用本地回旋共振来解释, 因为一般来说, 太阳风动压的增强往往会导致局地回旋共振不稳定性的增强, 这应该会使得嘶声波更容易从局地激发出来[21]. 考虑到等离子体层内嘶声波的另一种来源机制理论, 即从等离子体层外合声传播进入等离子体层内演化而来[11,14], 所以基于统计结果, 可以认为由合声传播演化而来的嘶声波所受到的影响可能是造成这一现象的关键原因.

嘶声波具有广泛的频率范围, 并且不同频率的嘶声与电子共振时对应着不同的能级, 这使得不同频率的嘶声可能存在不同的作用表现[37–40]. 之前已经有研究表明, 100 Hz 以下的低频嘶声与高频嘶声的统计特征并不一致[37]. 另外, 低频嘶声波对电子的散射作用也与常规频段的嘶声不同. 对于 L 为 5 且能级约在 100 keV 的电子, 低频嘶声会使得电子投掷角散射系数增大 1.5 倍[39]. 因此, 本文还研究了太阳风动压对于不同频率嘶声波的影响.

图 4 给出了在 $AE'<150$ nT 条件下, 不同频段的嘶声在不同强度太阳风动压下的 L-λ_{MLAT} 分布. 大致依据 Meredith 等[36] 在 2021 年的研究, 将嘶声

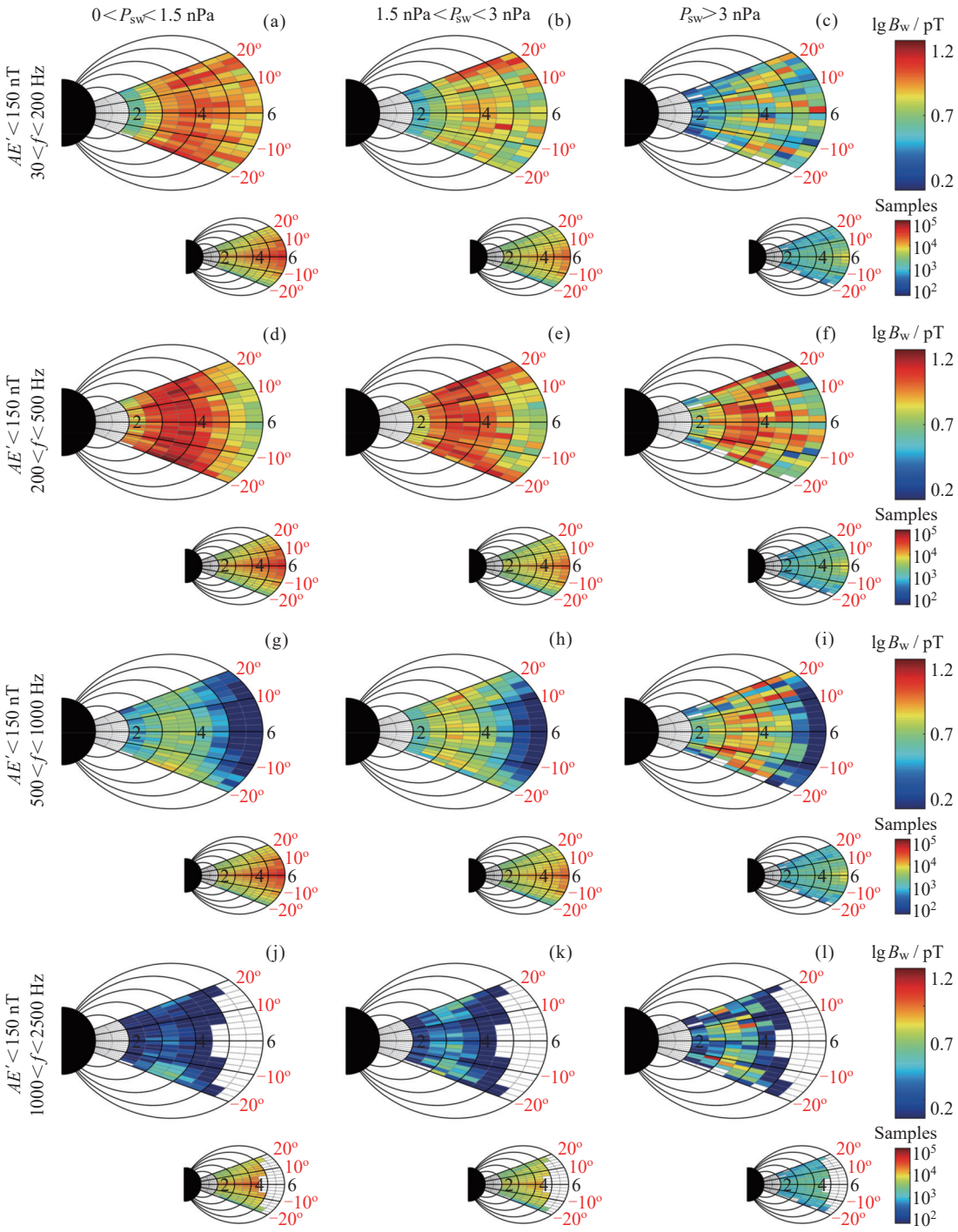


图 4　在不同强度的 P_{sw} 下不同频段嘶声波平均振幅的分布. 每 $0.5L\times2\lambda_{MLAT}$ 格点范围内计算一次平均振幅

Fig. 4　Distribution of the average amplitude of hiss waves in different frequency bands under different levels of P_{sw}. The average amplitude is calculated within each bin of $0.5L\times2\lambda_{MLAT}$

分为 4 个频段. 在弱 P_{sw} 条件下, 频率在 200～500 Hz 之间的嘶声振幅在 4 个频段中最强, 这表明卫星观测到的嘶声大部分处于这一频率范围. 30～200 Hz 范围内的嘶声振幅次之, 但是与其相差不大. 500～1000 Hz 以及 1000～2500 Hz 范围内的嘶声振幅则明显更弱, 与前两个频段相差较大. 而在中等与强 P_{sw} 条件下, 200～500 Hz 范围内的嘶声振幅依旧强度最大. 由于 30～200 Hz 范围内嘶声的减

弱以及 500～1000 Hz 范围内嘶声的增强, 二者的振幅已经相差不大, 1000～2500 Hz 的嘶声仍然是最弱的.

同一频段的嘶声随着太阳风动压的变化, 如图 4(a)～(c) 所示, 在频率范围为 30～200 Hz 的嘶声与图 3 表现出相同的统计特性. 在弱 P_{sw} 条件下嘶声平均振幅最强, 并且在地磁纬度上分布较为均匀, 在磁赤道区域没有明显峰值. 在 L 较小的区域 (L 为 2～3) 振幅较弱, 在 L 为 3～5.5 这一扇区整体较强. 随着太阳风动压的增强, 嘶声波整体强度都出现了减弱, 并且在太阳风动压进一步增强时依旧表现为持续减弱 (图 4b～c). 从图 4(d) 中可以看出, 频率在 200～500 Hz 之间的嘶声同样分布在较低的 L 区域, 振幅最强的分布范围在 L 为 2.5～5 这一扇区. 随着太阳风动压的增强, 200～500 Hz 的嘶声在中等太阳风强度下没有过于明显的减弱, 直到太阳风动压进一步增强为强太阳风条件, 可以看到嘶声在 L 与 λ_{MLAT} 的分布上出现明显的减弱 (图 4e～f). 对于更高频率的嘶声而言, L-λ_{MLAT} 分布上的统计结果与之前出现了明显的不同. 图 4(g) 给出了 500～1000 Hz 的嘶声在弱 P_{sw} 条件下的分布, 可以看到此时嘶声振幅最强的区域主要集中在 L 为 3～4 这一扇区, 并且在 L 为 5.5～6 这一扇区的振幅已经变得很小. 但是, 从图 4(g)～(i) 可以看出, 这一频段的嘶声随着太阳风动压的变化与 30～500 Hz 的嘶声并不一致. 当太阳风动压增加至中等太阳风强度时, 这一频段的嘶声在 L 为 3～4 这一扇区出现了略微的增强 (见图 4h). 而当太阳风动压增加至强 P_{sw} 时, 在更大的 L 与 λ_{MLAT} 的范围上嘶声都出现了增强 (见图 4i), 表明这个频段的嘶声是随着太阳风动压的增强而增强的. 并且虽然在弱 P_{sw} 条件下 500～1000 Hz 范围内的嘶声与 30～200 Hz 范围内的嘶声平均振幅相差约半个数量级, 但随着太阳风条件增长至强 P_{sw}, 两个频段的振幅大小已经基本接近. 图 4(j)～(l) 以及这三幅子图右下角所附带的样本图显示, 在 L 为 5～6 的范围内存在着大量的数据空缺. 这是由于在 L 较大的地方电子回旋频率较低, 而嘶声波的频率范围往往被限制在 0.1 倍的电子回旋频率之下, 这使得在这一区域 (L 为 5～6) 几乎很难观测到频率较高的嘶声. 由图 4(j)～(l) 可以看出, 频率在 1000～2500 Hz 的嘶声与 500～1000 Hz 的嘶声基本展示了一致的统计特征. 在这一频段的嘶声波平均振幅已经变得相当小, 与 30～500 Hz 的嘶声强度几乎相差了一个量级. 但是在太阳风动压出现增强时, 仍然可以看出这一频段的嘶声在 L 为 2.4～4 的扇区随着 P_{sw} 的增加而增强. 针对上面的统计结果, 可以发现不同频段的嘶声波对于太阳风动压的响应是不一样的. 30～500 Hz 这一频段的嘶声随 P_{sw} 增大而减弱, 与太阳风动压的变化趋势呈现负相关; 而 500～2500 Hz 频段的嘶声则随着 P_{sw} 的增加而增强, 与太阳风动压的变化趋势呈现正相关.

3 结论与讨论

总体来说, 本文使用范艾伦卫星 5 年以上的探测数据, 研究了太阳风动压对嘶声分布的影响, 主要结论如下.

(1) 排除亚暴注入的情形之后, 嘶声振幅主要集中在 L 为 3～4.5 这一扇区, 这与典型的嘶声在 L 上的分布范围一致. 在 λ_{MLAT} 上嘶声分布较为均匀, 在磁赤道区域并没有出现明显的峰值.

(2) 在未区分频段的情况下, 卫星观测到的嘶声波在弱太阳风条件下振幅最强, 随着太阳风动压的增强, 嘶声平均振幅反而出现了减弱. 嘶声振幅与太阳风的变化呈现负相关的关系.

(3) 根据不同频段的统计结果, RBSP 卫星探测到的嘶声主要强度集中在 30～200 Hz 以及 200～500 Hz 的范围, 其中 200～500 Hz 范围内的嘶声要更强于 30～200 Hz 的嘶声. 500～1000 Hz 和 1000～2500 Hz 范围内的嘶声振幅较小, 与较低频的嘶声相差接近一个数量级.

(4) 30～200 Hz 与 200～500 Hz 范围的嘶声对于太阳风动压的响应是一致的, 都与其呈现负相关. 而对于 500～1000 Hz 以及 1000～2500 Hz 的嘶声来说, 其与太阳风动压呈现正相关的变化, 与较低频的嘶声是不一致的.

由于嘶声波对高能电子的散射作用, 研究嘶声的全球分布以及动态演化具有十分重要的意义. 在本文中使用 RBSP 卫星的探测数据以及 OMNI 数据集中的地磁活动指数和太阳风参数来研究没有亚暴注入情况下 P_{sw} 对等离子体层内嘶声的影响. 挑选了 $AE' < 150$ nT 情况下的时间段, 来排除亚暴注入对于嘶声

的影响, 分析不同强度的 $P_{\rm sw}$ 对于嘶声分布的影响.

统计结果表明, 在没有亚暴注入影响的情况下, 嘶声在 L 为 3～4.5 这一扇区最为强烈, 并且在 $\lambda_{\rm MLAT}$ 上分布均匀, 在磁赤道区域并没有出现明显峰值. 当 $P_{\rm sw}$ 较弱时 ($P_{\rm sw} < 1.5$ nPa), 嘶声最强烈的振幅区域在 L 上的分布几乎没有变化. 随着太阳风动压的增强, 嘶声反而开始出现减弱, 嘶声振幅与太阳风动压的变化呈现负相关. 嘶声在 $\lambda_{\rm MLAT}$ 上的分布表明大部分观测到的嘶声都不是本地激发产生的, 而是在等离子体层内反复反射传播过后的嘶声波. 而太阳风动压的增强往往会使得本地回旋共振增强, 这并不能解释嘶声总体减弱的现象, 但是考虑到嘶声也可能是由等离子体层外合声波传播进入等离子体层内演化而来. 根据 Tang 等[41]2023 年的研究, 如果认为嘶声由合声传播而来, 那么不同的嘶声频率对应着不同 L 处的合声波源区. 当太阳风动压增强时, 被压缩的磁场位形会使得对应的源区范围减小, 对应于等离子体层内嘶声出现减弱. 随后对不同频段的嘶声分别进行了统计, 发现不同频段的嘶声对于太阳风动压的响应并不完全相同. 30～500 Hz 的嘶声随着太阳风动压的增大而减弱, 与太阳风动压呈负相关. 500～2500 Hz 的嘶声则是随太阳风动压的增强而增强, 呈现正相关的趋势. 对于两个不同频段嘶声而言, 低频嘶声波对应的合声波源区处于更大的 L 处, 更接近磁层顶区域; 较高频率的嘶声波对应的源区则处于更低的 L 处, 更靠近内磁层区域. 当太阳风动压增强时, 向日侧的磁层被压缩, 磁层顶向着靠近地球的方向移动. 此时较低频嘶声对应的源区将受到更加强烈的影响, 甚至被移除部分作为嘶声源头的合声波, 对应于嘶声出现减弱. 较高频嘶声对应的源区处于磁层较为内部的区域, 太阳风动压的变化难以直接移除源区的合声. 另外, 由于 $P_{\rm sw}$ 的增强, 在 90°投掷角附近的电子相空间密度增加. 这表明 $P_{\rm sw}$ 的增强增加了高能电子的温度各向异性, 磁赤道附近的电子温度各向异性增强, 会使得合声波更容易被激发和增长[29], 从而导致传播进入等离子体层内的波动更强, 对应于较高频嘶声出现增强.

从统计结果分析, 当 $P_{\rm sw}$ 发生变化时, 不同频率的嘶声对变化的响应并不一致, 这与嘶声的激发和传播演化过程有着重要的关联. 同时这也表明, 太阳风动压在嘶声的演化过程中也具有重要意义. 在未来的辐射带模型构建中, 太阳风的影响也应作为重要的参数指标被考虑进去. 此外, 由于范艾伦卫星轨道的局限性, 只有有限的 L 为 2～6 范围的嘶声分布数据. 在未来的工作中, 可以使用多卫星的观测数据联合统计, 将哨声模合声波的分布数据补全. 此外, 也可以利用相关的射线追踪程序模拟等离子体层外合声波的传播过程, 以更好地探究两种波动之间的演化关系以及太阳和地磁活动对于波动演化的影响.

参考文献

[1] BURTIS W J, HELLIWELL R A. Banded chorus-A new type of VLF radiation observed in the magnetosphere by OGO 1 and OGO 3[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1969, **74**(11): 3002-3010

[2] SANTOLÍK O, GURNETT D A, PICKETT J S, *et al*. Spatio-temporal structure of storm-time chorus[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2003, **108**(A7): 1278

[3] LI H M, YUAN Z G, WANG D D, *et al*. Statistical characteristics of potentially chorus-driven energetic electron precipitation from POES observations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(10): 9531-9546

[4] TANG R, SUMMERS D, DENG X. Effects of cold electron number density variation on whistler-mode wave growth[J]. *Annales Geophysicae*, 2014, **32**(7): 889-898

[5] TANG R X, SUMMERS D. Dependence of whistler mode chorus wave generation on the maximum linear growth rate[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2019, **124**(6): 4114-4124

[6] ZHANG H, LI Q, TANG R X, *et al*. Background parameter effects on linear–nonlinear chorus wave growth in the planetary magnetosphere[J]. *The Astrophysical Journal*, 2020, **904**(2): 105

[7] SUMMERS D, TANG R X. Influence of kappa distributions on the whistler mode instability[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2021, **126**(1): e2020JA028276

[8] LI H M, FU T X, TANG R X, *et al*. Statistical study and corresponding evolution of plasmaspheric plumes under different levels of geomagnetic storms[J]. *Annales Geophysicae*, 2022, **40**(2): 167-177

[9] SUMMERS D, NI B B, MEREDITH N P, *et al*. Electron scattering by whistler-mode ELF hiss in plasmaspheric plumes[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2008, **113**(A4): A04219

[10] THORNE R M, SMITH E J, BURTON R K, *et al*. Plasmaspheric hiss[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1973, **78**(10): 1581-1596

[11] BORTNIK J, THORNE R M, MEREDITH N P. The unexpected origin of plasmaspheric hiss from discrete chorus emissions[J]. *Nature*, 2008, **452**(7183): 62-66

[12] SUMMERS D, OMURA Y, NAKAMURA S, *et al*. Fine structure of plasmaspheric hiss[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2014, **119**(11): 9134-9149

[13] GREEN J L, BOARDSEN S, GARCIA L, *et al*. On the origin of whistler mode radiation in the plasmasphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2005, **110**(A3): A03201

[14] BORTNIK J, LI W, THORNE R M, *et al*. An observation linking the origin of plasmaspheric hiss to discrete chorus emissions[J]. *Science*, 2009, **324**(5928): 775-778

[15] LI H M, YUAN Z G, YU X D, *et al*. The enhancement of cosmic radio noise absorption due to hiss-driven energetic electron precipitation during substorms[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(7): 5393-5407

[16] NISHIMURA Y, BORTNIK J, LI W, *et al*. Identifying the driver of pulsating aurora[J]. *Science*, 2010, **330**(6000): 81-84

[17] THORNE R M, NI B B, TAO X, *et al*. Scattering by chorus waves as the dominant cause of diffuse auroral precipitation[J]. *Nature*, 2010, **467**(7318): 943-946

[18] ZHU H, SHPRITS Y Y, SPASOJEVIC M, *et al*. New hiss and chorus waves diffusion coefficient parameterizations from the Van Allen Probes and their effect on long-term relativistic electron radiation-belt VERB simulations[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2019, **193**: 105090

[19] HORNE R B, THORNE R M. Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms[J]. *Geophysical Research Letters*, 1998, **25**(15): 3011-3014

[20] LI W, THORNE R M, MEREDITH N P, *et al*. Evaluation of whistler mode chorus amplification during an injection event observed on CRRES[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2008, **113**(A9): A09210

[21] LI W, THORNE R M, ANGELOPOULOS V, *et al*. Global distribution of whistler-mode chorus waves observed on the THEMIS spacecraft[J]. *Geophysical Research Letters*, 2009, **36**(9): L09104

[22] MEREDITH N P, HORNE R B, SICARD-PIET A, *et al*. Global model of lower band and upper band chorus from multiple satellite observations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2012, **117**(A10): A10225

[23] BORTNIK J, THORNE R M, MEREDITH N P. Modeling the propagation characteristics of chorus using CRRES suprathermal electron fluxes[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2007, **112**(A8): A08204

[24] LI W, THORNE R M, BORTNIK J, *et al*. Global distributions of suprathermal electrons observed on THEMIS and potential mechanisms for access into the plasmasphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2010, **115**(A12): A00J10

[25] MEREDITH N P, HORNE R B, THORNE R M, *et al*. Substorm dependence of plasmaspheric hiss[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2004, **109**(A6): A06209

[26] KIM K C, LEE D Y, SHPRITS Y. Dependence of plasmaspheric hiss on solar wind parameters and geomagnetic activity and modeling of its global distribution[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(2): 1153-1167

[27] KEIKA K, SPASOJEVIC M, LI W, *et al*. PENGUIn/AGO and THEMIS conjugate observations of whistler mode chorus waves in the dayside uniform zone under steady solar wind and quiet geomagnetic conditions[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2012, **117**(A7): A07212

[28] LI W, THORNE R M, ANGELOPOULOS V, *et al*. Evaluation of whistler-mode chorus intensification on the nightside during an injection event observed on the THEMIS spacecraft[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2009, **114**(A1): A00C14

[29] Yu X D, YUAN Z Z, LI H M, *et al*. Response of banded whistler mode waves to the enhancement of solar wind dynamic pressure in the inner Earth's magnetosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 2018, **45**(17): 8755-8763

[30] LIU N G, SU Z P, GAO Z L, *et al*. Simultaneous disappearances of plasmaspheric hiss, exohiss, and chorus waves triggered by a sudden decrease in solar wind dynamic pressure[J]. *Geophysical Research Letters*, 2017, **44**(1): 52-61

[31] SU Z P, ZHU H, XIAO F L, *et al*. Disappearance of plasmaspheric hiss following interplanetary shock[J]. *Geophysical Research Letters*, 2015, **42**(9): 3129-3140

[32] MAUK B H, FOX N J, KANEKAL S G, *et al*. Science objectives and rationale for the radiation belt storm probes mission[M]//FOX N, BURCH J L. The Van Allen Probes Mission. Boston: Springer, 2012

[33] KLETZING C A, KURTH W S, ACUNA M, *et al*. The electric and magnetic field instrument suite and integrated science (EMFISIS) on RBSP[J]. *Space Science Reviews*, 2013, **179**(1/2/3/4): 127-181

[34] KURTH W S, DE PASCUALE S, FADEN J B, *et al*. Electron densities inferred from plasma wave spectra obtained by the Waves instrument on Van Allen Probes[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(2): 904-914

[35] WANG J L, LI L Y, YU J. Statistical relationship between exohiss waves and plasmaspheric hiss[J]. *Geophysical Research Letters*, 2020, **47**(5): e2020GL087023

[36] MEREDITH N P, BORTNIK J, HORNE R B, *et al*. Stat-

istical investigation of the frequency dependence of the chorus source mechanism of plasmaspheric hiss[J]. *Geophysical Research Letters*, 2021, **48**(6): e2021GL092725

[37] MALASPINA D M, JAYNES A N, HOSPODARSKY G, *et al*. Statistical properties of low-frequency plasmaspheric hiss[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017, **122**(8): 8340-8352

[38] NI B B, LI W, THORNE R M, *et al*. Resonant scattering of energetic electrons by unusual low-frequency hiss[J]. *Geophysical Research Letters*, 2014, **41**(6): 1854-1861

[39] SHI R, LI W, MA Q L, *et al*. Systematic evaluation of low-frequency hiss and energetic electron injections[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017, **122**(10): 10263-10274

[40] ZHU H, LIU X, CHEN L J. Triggered plasmaspheric hiss: Rising tone structures[J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, **46**(10): 5034-5044

[41] TANG R X, YUAN A, LI H M, *et al*. Influence of solar wind dynamic pressure on distribution of whistler mode waves based on Van Allen Probe observations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2023, **128**(4): e2022JA031181

作者简介



袁　安　男, 1998 年 8 月出生于江西省新余市, 现为南昌大学空间科学与技术研究院博士研究生, 主要研究方向为磁层中哨声波的波粒相互作用.
E-mail: yuanan@email.ncu.edu.cn



李海梦（通信作者）　男, 1989 年 2 月出生于山东聊城, 现为南昌大学空间科学与技术研究院副教授, 主要研究方向为内磁层中的动理学过程, 磁层–低电离层耦合研究, 电波传播, 深度学习与人工智能等.
E-mail: lihaimeng@ncu.edu.cn