

下频带合声波的日夜不对称性

鄢韵^{1,2}, 乐超^{1,2*}, 李莉³, 马千里^{4,5}, Yoshiharu OMURA^{6,7}, 汪珊¹, 宗秋刚^{1,7}, 周煦之¹, 尹泽藩¹, 郝以鑫⁸, 李京寰⁹, 解子康¹

1. 北京大学地球与空间科学学院, 北京 100871

2. 中国科学院国家空间科学中心, 太阳活动与空间天气全国重点实验室, 北京 100190

3. 中国地质大学(北京)地球物理与信息技术学院, 北京 100083

4. Center for Space Physics, Boston University, Boston 02215, USA

5. Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, University of California, Los Angeles 90095-1565, USA

6. Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University, Kyoto 611-0011, Japan

7. 澳门科技大学月球与行星科学国家重点实验室, 澳门 999078

8. Max Planck Institute for Solar System Research, Göttingen 37077, Germany

9. Swedish Institute of Space Physics, Uppsala 75121, Sweden

* 通讯作者, E-mail: yuechao@pku.edu.cn

2025-08-06收稿, 2025-12-30修回, 2026-02-24接受, 2026-03-05网络版发表

国家重点研发计划项目(2025YFF0512100)、国家自然科学基金项目(42274200、42441809)和太阳活动与空间天气全国重点实验室专项基金项目资助

摘要 合声波在地球内磁层高能电子的加速与损失过程中起着关键作用。基于波传播角(θ), 下频带合声波以Gendrin angle(θ_g)为界, 被分为准平行($\theta < \theta_g$)与斜传($\theta > \theta_g$)下频带合声波。本研究基于Van Allen Probe B的观测数据, 对准平行与斜传下频带合声波的特征进行统计分析。研究发现, 准平行下频带合声波的空间分布和波动特性随磁纬度(MLAT)的变化均呈现显著的日夜不对称性: 其在日侧高 L 值区域出现在较宽的磁纬度范围内, 而在夜侧的磁纬度分布则较为局限。相比之下, 斜传下频带合声波的空间分布及波动特性的纬度变化均未呈现明显的日夜不对称性。此外, 统计结果表明, 赤道向传播的准平行下频带合声波在日侧更高 L 值区域可以延伸至更高磁纬度(最高可达 $MLAT = \pm 20^\circ$); 而在夜侧则局限在 $\pm 5^\circ$ 以内。相比之下, 赤道向传播的斜传下频带合声波在日侧和夜侧均主要局限在 $|MLAT| < 5^\circ$ 。上述发现表明, 准平行下频带合声波的源区在日侧可以延伸至更高磁纬度。

关键词 Gendrin angle, 赤道向传播, 磁场不均匀性

1 引言

合声波是地球内磁层中常见的一种等离子体波动。它在 $0.5f_{ce}$ (赤道电子回旋频率)附近存在明显的功率谱间隙(Hsieh和Omura, 2018; Li等, 2019), 因此通常被分为两个频带: 下频带合声波($0.1f_{ce}$ – $0.5f_{ce}$)和上频带合声波($0.5f_{ce}$ – $0.8f_{ce}$)。合声波主要出现在等离子体层顶以外靠近赤道的区域(Wang等, 2011; Yue等, 2016), 常与亚暴注入(Meredith等, 2001)和磁层顶压缩(Yue等, 2017)相

关。除了近赤道源区以外, 由于磁层顶压缩而产生的高纬局地磁场强度最小的区域也是合声波的重要源区, 因为电子在此处被局地捕获并形成各向异性分布(Tsurutani和Smith, 1977), 从而激发了合声波。太阳风动压脉冲对合声波的调制作用取决于具体条件(Jin等, 2022): 正动压脉冲会导致betatron加速, 为合声波增强提供自由能(Fu等, 2012); 而负动压脉冲则会增大日侧磁场不均匀性, 导致合声波受到抑制或消失(Liu等, 2017)。

长期以来合声波一直是辐射带粒子动力过程研究的

中文引用格式: 鄢韵, 乐超, 李莉, 马千里, Omura Y, 汪珊, 宗秋刚, 周煦之, 尹泽藩, 郝以鑫, 李京寰, 解子康. 2026. 下频带合声波的日夜不对称性. 中国科学: 地球科学, 56(4): 1292–1299, doi: [10.1360/N072025-0429](https://doi.org/10.1360/N072025-0429)

英文引用格式: Yan Y, Yue C, Li L, Ma Q, Omura Y, Wang S, Zong Q G, Zhou X Z, Yin Z F, Hao Y X, Li J H, Xie Z K. 2026. Day-night asymmetry in lower band chorus waves. Science China Earth Sciences, 69(4): 1251–1258, <https://doi.org/10.1007/s11430-025-1879-3>

焦点，因为其既可以将种子电子加速至MeV量级(Thorne等, 2013; Li等, 2014)，也能将电子散射进损失锥导致电子沉降(Ma等, 2020)并引发极光现象(Thorne等, 2010; Nishimura等, 2011; Kasahara等, 2018)。Su等(2009)的数值模拟表明，亚暴注入后，上频带与下频带合声波均可导致电子投掷角散射，其中上频带合声波主要影响低能电子，而下频带合声波对高能电子的作用更显著。因此，波幅更强的下频带合声波对理解高能电子的加速与损失过程尤为重要(Ni等, 2011a; Meredith等, 2012)。

合声波通过回旋共振(Li等, 2024)和朗道共振(Omura等, 2019)与电子发生相互作用。波传播角(θ)在波粒相互作用中起着关键作用，因为当合声波并非严格平行传播时，波与粒子会发生朗道共振(Min等, 2014)。除影响朗道共振的效率外(Agapitov等, 2013; Chen等, 2013; Agapitov等, 2016)，波传播角还会影响电子投掷角扩散(Artemyev等, 2012)和共振散射效率(Ni等, 2011b)。Gendrin angle的定义为 $\theta_g = \arccos(2ff_{ce})$ (Gendrin, 1961; Helliwell, 1995)，其中 f 代表合声波的频率。其被广泛用于将下频带合声波划分为准平行($\theta < \theta_g$)下频带合声波与斜传($\theta > \theta_g$)下频带合声波(Agapitov等, 2014; Artemyev等, 2015; Albert, 2017)。尽管准平行下频带合声波具有更强的磁场波动功率，但这两类波却具有相近的电场波动功率(Li等, 2016)。此外，斜传下频带合声波携带的总能量与准平行下频带合声波相当，并能通过共振相互作用有效减少电子寿命(Artemyev等, 2015)。这些发现表明，在调制高能电子动力学方面，斜传下频带合声波可能与准平行下频带合声波同等重要甚至更为重要。因此，研究这两类波的异同至关重要。

本文基于Van Allen Probe B近7年(2012年9月至2019年7月)的观测数据，对准平行与斜传下频带合声波进行了统计分析。研究比较了二者的空间分布及波动特性的纬度变化，发现准平行下频带合声波存在显著的日夜不对称性。这些结果为两类波不同的激发与传播机制提供了直接的观测证据，为理解它们在辐射带动力学中的作用提供了新的见解。

2 数据集与方法

Van Allen Probes由两颗相同的卫星构成，其近地点为1.1个地球半径，远地点为5.8个地球半径，轨道倾角约为 10° ，运行周期约9 h(Mauk等, 2013)。Van Allen Probes上搭载的电磁场综合探测仪EMFISIS(Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science)(Kletzing等, 2013)每6 s提供一次覆盖连续时段(survey

mode)的电场与磁场数据。除了波动的电场功率与磁场功率之外，survey mode还提供了通过奇异值分解法(SVD, singular value decomposition method)(Santolík等, 2003)确定的波传播角、平面度(planarity)、椭圆率(ellipticity)和偏振度(polarization)，这些参数可用于识别波动类型。关于波动特性的更多细节可参见Taubenschuss和Santolík(2019)和Kletzing等(2023)。

下频带合声波的识别基于以下筛选标准：

(1)电子数密度：低于 $124 \times (3/L)^4 \text{ cm}^{-3}$ (Sheeley等, 2001)以保证卫星处于等离子体层外，并排除由Hartley等(2022)提供的羽流事件。

(2)椭圆率：取值范围在-1与1之间，正值表示右旋偏振，负值表示左旋偏振。对于合声波，我们要求椭圆率大于0.5。

(3)平面度：用于量化测量到的波磁场接近平面偏振的程度；平面度大于0.5的波被视为平面波。

(4)偏振度：偏振分量功率与总功率的比值；偏振度大于0.5的波被视为充分偏振波。

(5)磁场功率谱密度需大于 $10^{-8} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ 以排除背景噪声。

(6)频率需介于 $0.1f_{ce}$ – $0.5f_{ce}$ 之间。

赤道电子回旋频率 f_{ce} 的定义为

$$f_{ce} = \frac{eB_{eq}}{2\pi m_e} \quad (1)$$

其中 e 代表电子电荷， m_e 代表电子质量， B_{eq} 代表赤道磁场强度。在内磁层中，地磁场近似偶极场，因此赤道磁场强度

$$B_{eq} = B_{\text{local}} \frac{\cos^6(\lambda_{\text{MLAT}})}{\sqrt{1 + 3\sin^2(\lambda_{\text{MLAT}})}} \quad (2)$$

其中 B_{local} 代表卫星测量的局地磁场强度， λ_{MLAT} 代表卫星所在的磁纬度。

图1展示了根据上述标准由Van Allen Probe B观测到的一个典型下频带合声波事件。图1A中的黑线代表通过上混杂频率反演得到的电子密度(Kurth等, 2015)，红色虚线为电子密度筛选标准。图1B和1C分别展示了磁场与电场在数百Hz至10 kHz范围内的功率谱密度。在等离子体层外、低于 $0.5f_{ce}$ (黑色实线所示)的频段中，磁场与电场功率谱密度均显著增强，表明观测到了下频带合声波。图1D–1H展示了详细的波动特性，包括平面度、椭圆率、偏振度、波传播角 θ 以及坡印廷能流方向 P_f 。 P_f 的定义为

$$P_f = \cos(\theta_s) \frac{\lambda_{\text{MLAT}}}{\text{abs}(\lambda_{\text{MLAT}})} \quad (3)$$

其中 θ_s 代表坡印廷能流的极向角。 P_f 的值可以用于判断波

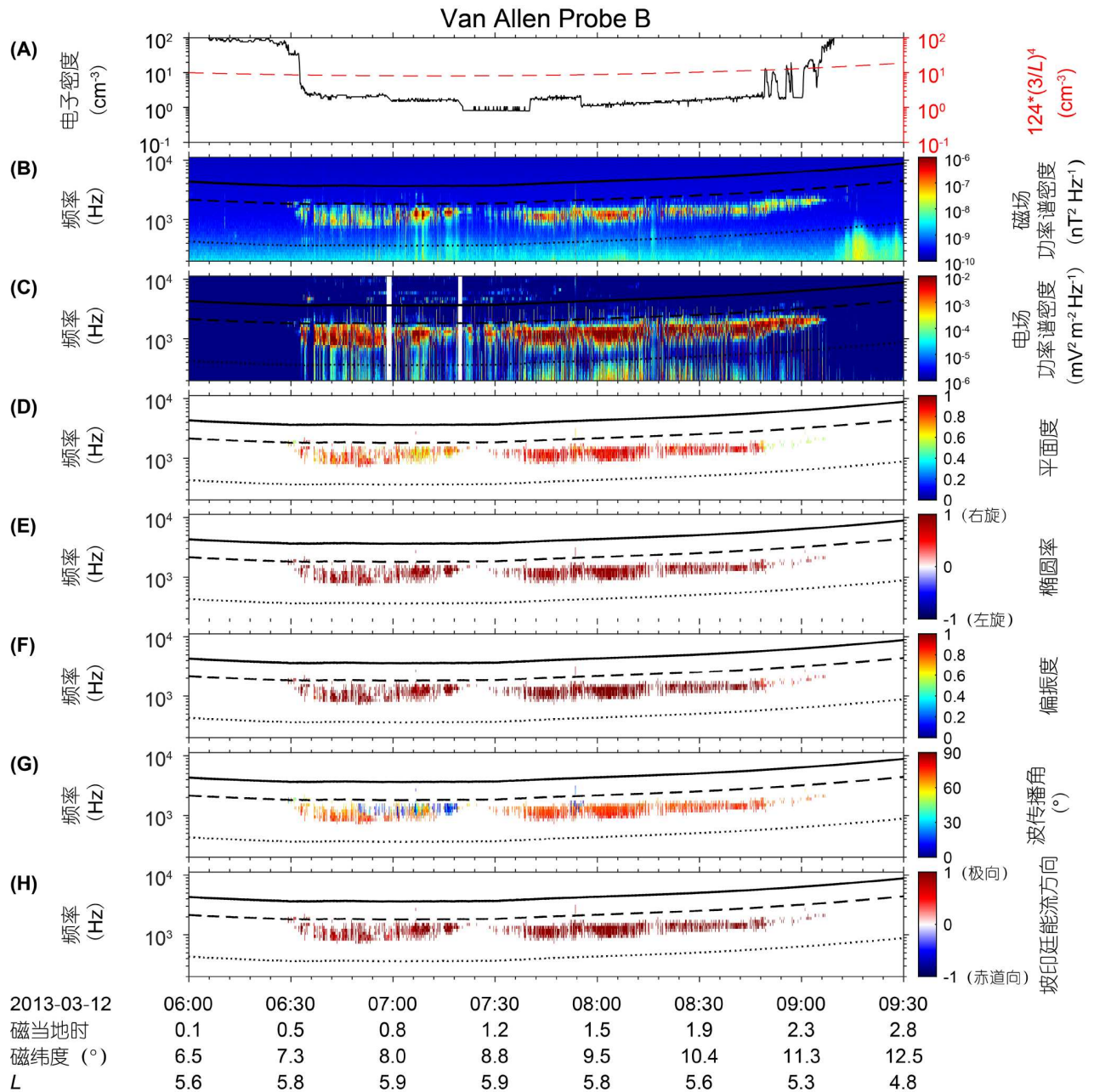


图1 Van Allen Probe B观测到的合声波事件概览。(A) 根据上混杂频率推断的电子密度(黑线)及电子密度筛选标准(红线); (B) 磁场功率谱密度; (C) 电场功率谱密度; (D) 平面度; (E) 椭圆率; (F) 偏振度; (G) 波传播角 θ ; (H) 坡印廷能流方向 P_f 。(B)–(H)中的黑色实线、虚线和点线分别代表 f_{ce} 、 $0.5f_{ce}$ 及 $0.1f_{ce}$

动的激发和传播: 其值为1表示极向传播, 其值为-1表示赤道向传播。同时存在极向传播和赤道向传播的区域被视为源区。如图1G和1H所示, 该合声波的波传播角接近 60° , P_f 接近1, 表明极向传播。因此, 该合声波的源区位于赤道附近。

根据上述筛选标准, 我们利用Van Allen Probe B从2012年9月至2019年7月的观测数据, 共获得1875291个时间分辨率为6 s的样本。在此基础上, 我们进一步对准平

行下频带合声波(1284935个样本)与斜传下频带合声波(590356个样本)进行统计研究, 以比较两类波动的异同。

3 统计结果

3.1 准平行与斜传下频带合声波的空间分布

图2A–2D分别展示了准平行下频带合声波与斜传下频带合声波在 L -MLT平面(图2A, 2B)及 L -MLAT平面(图

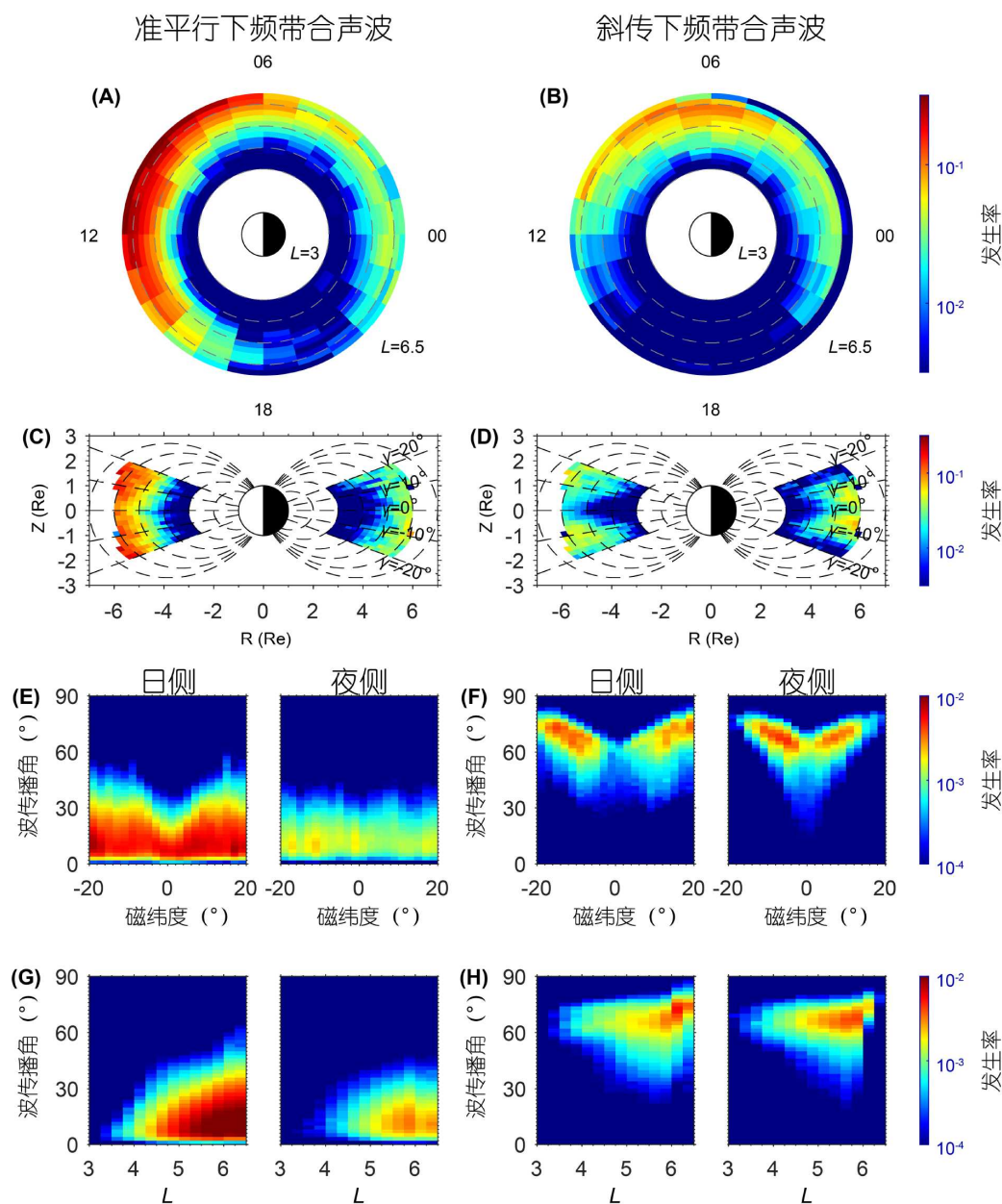


图2 准平行与斜传下频带合声波在不同平面内的空间分布。(A, B) L -MLT平面上的发生率；(C, D) 日侧(MLT=6–18)与夜侧(MLT=18–6) L -MLAT平面上的发生率。在(A)–(D)中，发生率定义为每个(L , MLT)或(L , MLAT)网格内总波动时间与卫星在该网格内停留时间的比值。(E, F) 日侧与夜侧准平行与斜传下频带合声波的发生率随(θ , MLAT)的变化；(G, H) 日侧与夜侧准平行与斜传下频带合声波的发生率随(θ , L)的变化。在(E)–(H)中，发生率定义为每个(θ , MLAT)或(θ , L)网格内的总波动时间与卫星在对应MLAT或 L shell网格内停留时间的比值

2C, 2D)上的发生率。如图2A和2B所示，准平行下频带合声波在正午附近具有更高的发生率，发生率的峰值约0.39，出现在MLT=11、 $L=6.5$ 附近；而斜传下频带合声波在晨侧有较高的发生率，发生率的峰值约0.11，出现在MLT=7、 $L=6$ 附近。图2C和2D进一步比较了日侧(MLT=6–18)与夜侧(MLT=18–6)下频带合声波沿磁纬度的空间分布。与夜侧相比，日侧下频带合声波可延伸至更高磁纬度，这可能部分归因于夜侧磁力线被拉伸(Tao

等, 2014)或朗道阻尼更强(Bortnik等, 2006)。此外，日侧准平行下频带合声波在较宽磁纬度范围内均保持较高发生率，而日侧斜传下频带合声波在赤道附近的发生率最低。这些结果表明，日侧赤道附近激发的下频带合声波主要以准平行下频带合声波为主。

图2A–2D的统计结果揭示了准平行下频带合声波的空间分布存在昼夜不对称性。之前的研究表明，亚暴注入的电子从夜侧漂移至晨侧从而激发合声波(Tsurutani和

Smith, 1974), 而磁层顶压缩作为另一种激发机制在日侧激发合声波(Zhou等, 2015)。因此, 有必要探究日侧与夜侧合声波的差异。为进一步阐明日夜差异, 图2E–2H展示了日侧与夜侧准平行及斜传下频带合声波的发生率随 (θ, MLAT) 和 (θ, L) 的变化。图2E显示, 日侧准平行下频带合声波在所有磁纬度均具有较高发生率, 且随磁纬度的增大, 其波传播角呈轻微增大趋势; 而夜侧准平行下频带合声波的波传播角则保持相对恒定。图2F结果表明, 斜传下频带合声波的波传播角在日侧和夜侧均随磁纬度的增大而显著增大。此外, 图2G和2H显示, 日侧准平行下频带合声波在高 L 值区域发生率更高, 而其余三组合声波的发生率峰值均出现在 $L < 6.5$ 的区域。受Van Allen Probes的轨道限制, $L > 6.5$ 区域的观测数据无法获取, 因此无法确定日侧准平行下频带合声波发生率峰值的具体 L 值。这些发现共同表明, 日侧准平行下频带合声波在磁纬度上广泛分布, 且在高 L 值区域尤为显著。

3.2 准平行与斜传下频带合声波的波动特性随磁纬度的变化特征

为探究下频带合声波的波动特性是否同样呈现日夜不对称性, 我们对比了日侧与夜侧波动特性(磁场波动振幅与电场波动振幅)随磁纬度的变化规律。如图3A和3B所示, 随着磁纬度的增大, 准平行下频带合声波的磁场波动振幅在日侧呈上升趋势, 而在夜侧呈下降趋势。相比之下, 斜传下频带合声波的磁场波动振幅在日侧与夜侧均未随磁纬度发生显著变化。此外, 图3C和3D显示, 准平行下频带合声波的电场波动振幅在日侧随磁纬度增大而增大, 在夜侧则减小; 而斜传下频带合声波的电场波动振幅在日侧与夜侧均随磁纬度增大而增大。这些结果表明准平行下频带合声波的波动特性随磁纬度的变化同样存在日夜不对称性, 而斜传下频带合声波未出现此类现象。

以上结果表明, 准平行下频带合声波的空间分布及其波动特性的纬度变化均表现出显著的日夜不对称性。为探究这种不对称性源于局地激发条件差异还是受传播效应影响, 我们进一步分析了日侧与夜侧准平行及斜传下频带合声波的坡印廷能流方向沿磁纬度的分布特征。如图3E和3F所示, 多数下频带合声波表现为极向传播(P_f 接近1), 但也观测到赤道向传播(P_f 接近-1)的下频带合声波。对于准平行下频带合声波, 日侧赤道向传播可延伸至 $\text{MLAT} = \pm 20^\circ$, 而夜侧赤道向传播主要局限在 $|\text{MLAT}| < 5^\circ$ 。相比之下, 赤道向传播的斜传下频带合声波在日侧与夜侧均主要限于低纬度区域($|\text{MLAT}| < 5^\circ$)。综上, 广泛分布的赤道向传播仅存在于日侧准平行下频带合声波中。

为了阐明极向传播与赤道向传播的下频带合声波的纬度分布随 L 值的变化, 图4分别展示了日侧与夜侧准平行及斜传下频带合声波中, 极向传播与赤道向传播随 $|\text{MLAT}|$ 和 L 值的分布情况。在较低 L 值区域数据点较少, 这可能与等离子体层顶位置的动态变化有关。四类合声波(日侧与夜侧的准平行和斜传下频带合声波)的极向传播的分布相似: 极向传播在高 L 值区域更频繁出现, 且在高 L 值区域可延伸至较高磁纬。相比之下, 日侧准平行下频带合声波的赤道向传播分布与其他三类存在显著差异。在 $L > 5$ 的区域, 日侧赤道向传播的准平行下频带合声波可延伸至更高磁纬度(最远可达 $\text{MLAT} = \pm 20^\circ$), 而其他三类的赤道向传播主要局限在 $|\text{MLAT}| < 5^\circ$ 范围内。

4 讨论

本研究通过系统的统计分析, 揭示了地球内磁层中准平行下频带合声波与斜传下频带合声波的特性差异。研究结果表明, 准平行下频带合声波的空间分布存在显著的日夜不对称性, 其在正午发生率较高, 而斜传下频带合声波的发生率则在晨侧达到峰值(图2A, 2B)。准平行与斜传下频带合声波的发生率最低值均出现在昏侧; 而Su等(2014)报道了由强亚暴触发的昏侧下频带合声波事件, 这表明强烈的地磁活动偶尔会调制合声波的空间分布。此外, 图2E和2G显示日侧准平行下频带合声波在高 L 值区域的较宽磁纬度范围内均保持较高发生率, 而夜侧准平行下频带合声波及图2F和2H显示的日夜两侧的斜传下频带合声波在高 L 值区域的发生率较低且磁纬度分布范围较窄。除空间分布外, 准平行下频带合声波的波动特性随磁纬度的变化也呈现日夜不对称性, 而斜传下频带合声波未表现出类似特征(图3A–3D)。这些现象引出了一个关键问题: 导致准平行下频带合声波日夜不对称性的内在机制是什么?

波传播角与坡印廷能流方向对理解合声波的激发与传播至关重要。图3F显示, 日夜两侧的斜传下频带合声波主要是极向传播, 仅少量赤道向传播且局限在 $|\text{MLAT}| < 5^\circ$ 以内。这表明斜传下频带合声波的局地激发主要限于赤道附近(源区在赤道 $\pm 5^\circ$ 范围内移动), 随后向更高磁纬度传播。同时, 图2F显示其波传播角随磁纬度增大而增大, 证明斜传下频带合声波在极向传播过程中波传播角逐渐增大。对于准平行下频带合声波, 除占主导的极向传播外, 日侧还存在广泛分布的赤道向传播, 其磁纬度延伸范围可达 $\pm 20^\circ$ 。虽然磁层反射的哨声波也可能呈现赤道向传播, 但通常波传播角较大(Chen等, 2013), 这与准平行波的特征不符。图4进一步显示, 赤道向传播的日侧准平行下频带合声波的纬度范围随 L 值增大而扩展,

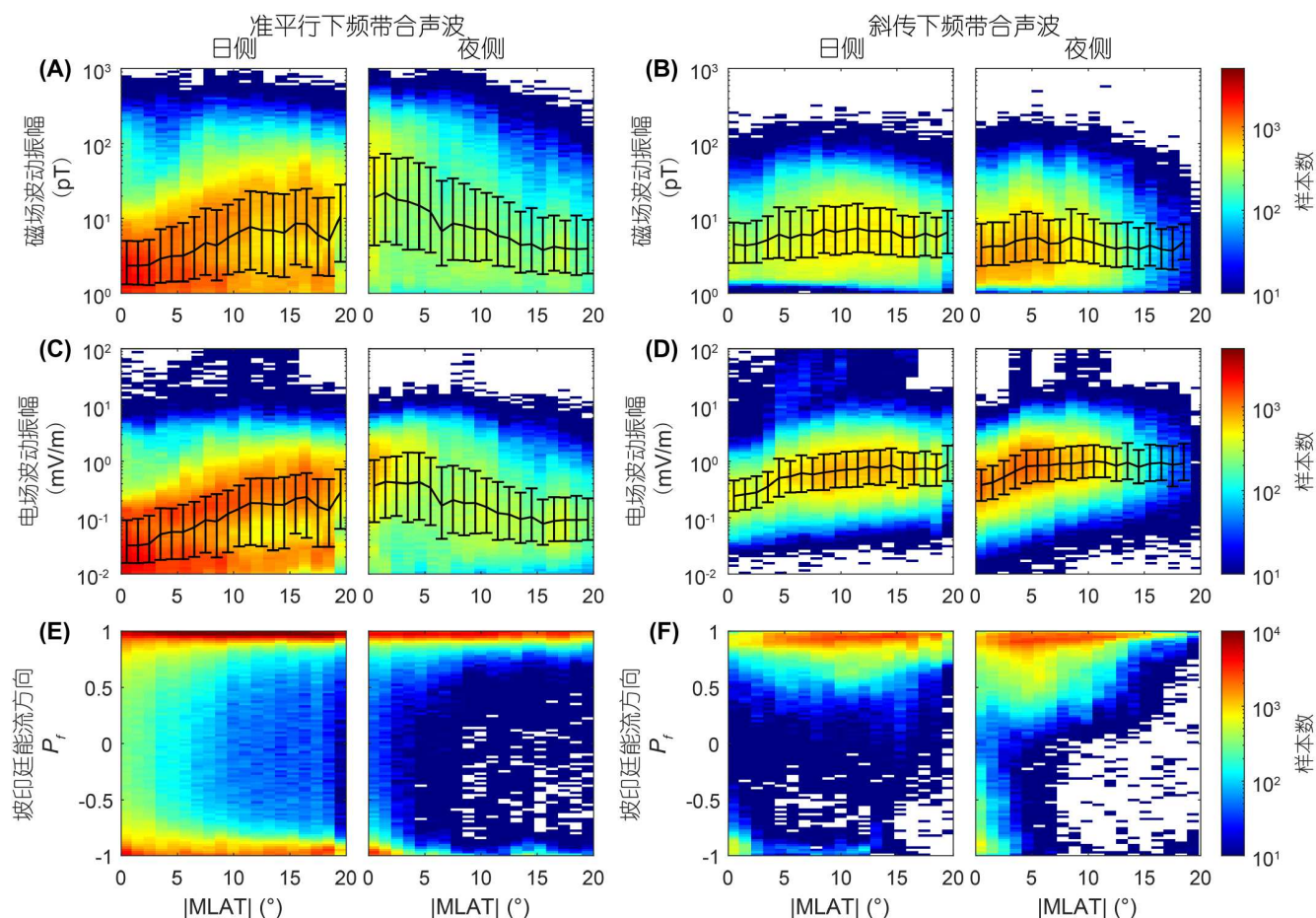


图3 日侧与夜侧准平行及斜传下频带合声波的波动特性的纬度变化。(A, B) 磁场波动振幅与(C, D) 电场波动振幅随 $|MLAT|$ 的变化情况。在(A)–(D)中, 黑线表示中位数, 每条线的底端和顶端边缘分别代表下四分位数和上四分位数。若某列数据点总数不足500, 则不显示其中位数与四分位数值。(E, F) 日侧与夜侧准平行及斜传下频带合声波的坡印廷能流方向 P_r 在 $|MLAT|$ 上的分布情况

最高可达 $MLAT = \pm 20^\circ$, 而其他三类波的赤道向传播即使在高 L 值区域仍主要局限在 $|MLAT| < 5^\circ$ 以内。因此, 准平行下频带合声波很可能在日侧高 L 值的较宽磁纬范围内被局地激发, 意味着其源区在日侧高 L 值区域可延伸至赤道 $\pm 20^\circ$ 范围。

图4结果显示, 日侧高磁纬度区域($> 15^\circ$)同时存在极向传播与赤道向传播的准平行下频带合声波。因此, 我们提出磁层顶压缩不仅有效改变外磁层磁场构型, 也对内磁层有影响。在低 L 值区域($L < 4$), 压缩效应较弱, 磁场均匀区域范围狭窄; 而在外磁层($L \geq 7$), 磁场最小值因压缩作用偏移至高纬区域, 形成非赤道的最小磁场区, 有利于高纬合声波的产生(Tsurutani和Smith, 1977; Vainads等, 2007)。这两个区域间存在过渡带——磁场均匀区域向高纬延伸, 使得准平行下频带合声波可在从赤道延伸的更宽磁纬度范围内被激发。因此, 日侧 $L > 4$ 区域源区的扩展可归因于磁层顶压缩导致的磁场均匀区域的磁纬度扩展, 即磁场非均匀性减小。这降低了激发阈值,

有利于合声波的局地激发(Tao等, 2014), 从而解释了日侧准平行下频带合声波在较宽磁纬度范围内有较高发生率的现象。此外, 减弱的磁场非均匀性使得各向异性电子能在更宽磁纬度范围持续存在, 而非局限于赤道区域, 这解释了图3A, 3C中观测到的准平行下频带合声波的波动振幅在极向传播过程中增强的现象。

5 结论

通过对地球内磁层中准平行与斜传下频带合声波的空间分布与波动特性的纬度变化进行统计分析, 我们得出以下结论:

(1) 准平行与斜传下频带合声波的空间分布存在差异: 1) 准平行下频带合声波在正午附近发生率较高, 而斜传下频带合声波在晨侧发生率较高; 2) 日侧准平行下频带合声波在高 L 值区域的宽磁纬度范围内均保持较高发生率。

(2) 准平行下频带合声波的波动特性随磁纬度的变化

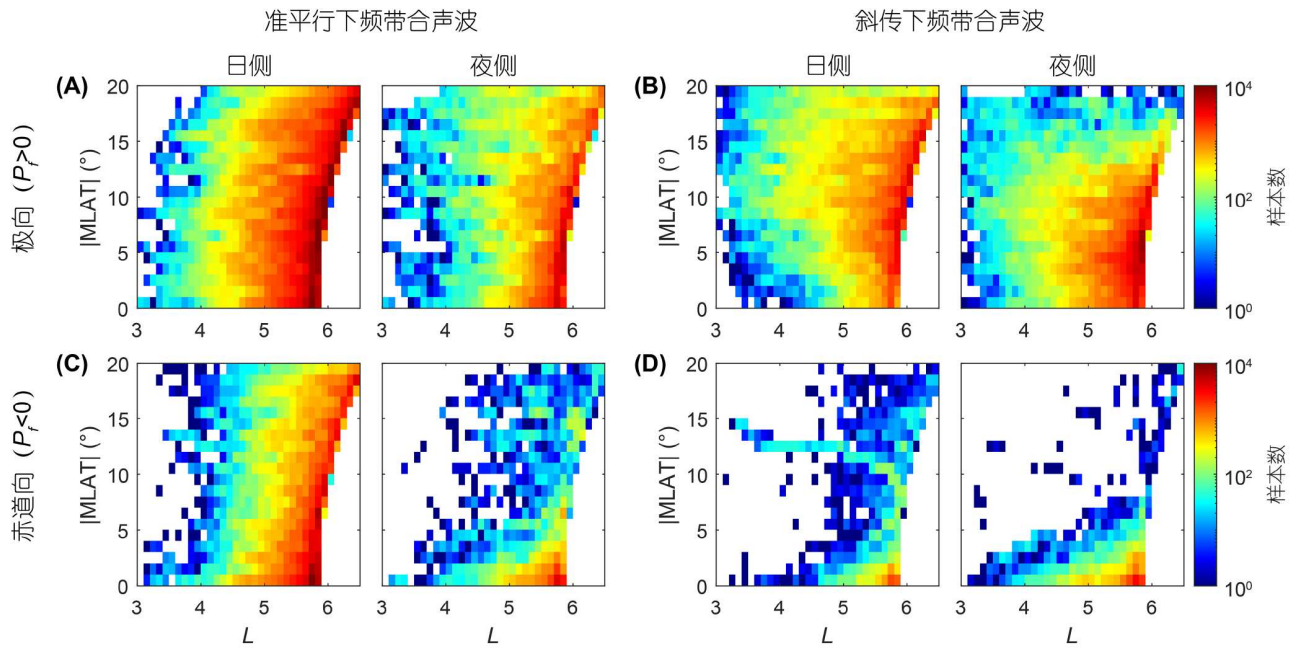


图4 极向($P>0$)与赤道向($P<0$)下频带合声波随 $|MLAT|$ 和 L 在日侧与夜侧的分布情况。(A) 极向准平行下频带合声波；(B) 极向斜传下频带合声波；(C) 赤道向准平行下频带合声波；(D) 赤道向斜传下频带合声波

呈现日夜不对称性，而斜传下频带合声波未表现出此类现象。

(3)斜传下频带合声波主要在赤道附近激发(在赤道 $\pm 5^\circ$ 范围内)；与之相对，准平行下频带合声波的源区在日侧高 L 值区域可延伸至更高磁纬度范围(在赤道 $\pm 20^\circ$ 范围内)，表明其局地激发区域更宽。

参考文献

- Agapitov O, Artemyev A, Krasnoselskikh V, et al. 2013. Statistics of whistler mode waves in the outer radiation belt: Cluster STAFF-SA measurements. *J Geophys Res Phys*, 118: 3407–3420
- Agapitov O, Artemyev A V, Mourenas D, et al. 2014. The quasi-electrostatic mode of chorus waves and electron nonlinear acceleration. *J Geophys Res Phys*, 119: 1606–1626
- Agapitov O, Mourenas D, Artemyev A V, et al. 2016. Exclusion principle for very oblique and parallel lower band chorus waves. *Geophys Res Lett*, 43: 112–120
- Albert J M. 2017. Quasi-linear diffusion coefficients for highly oblique whistler mode waves. *J Geophys Res Phys*, 122: 5339–5354
- Artemyev A, Agapitov O, Breuillard H, et al. 2012. Electron pitch-angle diffusion in radiation belts: The effects of whistler wave oblique propagation. *Geophys Res Lett*, 39: 2012GL051393
- Artemyev A, Agapitov O, Mourenas D, et al. 2015. Wave energy budget analysis in the Earth's radiation belts uncovers a missing energy. *Nat Commun*, 6: 7143
- Bortnik J, Inan U S, Bell T F. 2006. Landau damping and resultant unidirectional propagation of chorus waves. *Geophys Res Lett*, 33: 2005GL024553
- Chen L, Thorne R M, Li W, et al. 2013. Modeling the wave normal distribution of chorus waves. *J Geophys Res Phys*, 118: 1074–1088
- Fu H S, Cao J B, Mozer F S, et al. 2012. Chorus intensification in response to interplanetary shock. *J Geophys Res*, 117: 2011JA016913
- Gendrin R. 1961. Le guidage des whistlers par le champ magnetique. *Planet Space Sci*, 5: 274–282
- Hartley D P, Chen L, Christopher I W, et al. 2022. The angular distribution of lower band chorus waves near plasmaspheric plumes. *Geophys Res Lett*, 49: e2022GL098710
- Helliwell R A. 1995. The role of the Gendrin mode of VLF propagation in the generation of magnetospheric emissions. *Geophys Res Lett*, 22: 2095–2098
- Hsieh Y, Omura Y. 2018. Nonlinear damping of oblique whistler mode waves via landau resonance. *J Geophys Res Phys*, 123: 7462–7472
- Jin Y, Liu N, Su Z, et al. 2022. Immediate impact of solar wind dynamic pressure pulses on whistler-mode chorus waves in the inner magnetosphere. *Geophys Res Lett*, 49: e2022GL097941
- Kasahara S, Miyoshi Y, Yokota S, et al. 2018. Pulsating aurora from electron scattering by chorus waves. *Nature*, 554: 337–340
- Kletzing C A, Kurth W S, Acuna M, et al. 2013. The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP. *Space Sci Rev*, 179: 127–181
- Kletzing C A, Bortnik J, Hospodarsky G, et al. 2023. The Electric and Magnetic Fields Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS): Science, data, and usage best practices. *Space Sci Rev*, 219: 28
- Kurth W S, De Pascuale S, Faden J B, et al. 2015. Electron densities inferred from plasma wave spectra obtained by the Waves instrument on Van Allen Probes. *J Geophys Res Phys*, 120: 904–914
- Li J H, Zhou X Z, Liu Z Y, et al. Direct observations of cross-scale energy transfer in space plasmas. arXiv: 240605744, 2024
- Li J X, Bortnik J, An X, et al. 2019. Origin of two-band chorus in the radiation belt of Earth. *Nat Commun*, 10: 4672
- Li W, Thorne R M, Ma Q, et al. 2014. Radiation belt electron acceleration by chorus waves during the 17 March 2013 storm. *J Geophys Res Phys*, 119: 4681–4693
- Li W, Santolik O, Bortnik J, et al. 2016. New chorus wave properties near the equator from Van Allen Probes wave observations. *Geophys Res Lett*, 43: 4725–4735

- Liu N, Su Z, Gao Z, et al. 2017. Simultaneous disappearances of plasmaspheric hiss, exohiss, and chorus waves triggered by a sudden decrease in solar wind dynamic pressure. *Geophys Res Lett*, 44: 52–61
- Ma Q, Connor H K, Zhang X, et al. 2020. Global survey of plasma sheet electron precipitation due to whistler mode chorus waves in Earth's magnetosphere. *Geophys Res Lett*, 47: e2020GL088798
- Mauk B H, Fox N J, Kanekal S G, et al. 2013. Science objectives and rationale for the radiation belt storm probes mission. *Space Sci Rev*, 179: 3–27
- Meredith N P, Horne R B, Anderson R R. 2001. Substorm dependence of chorus amplitudes: Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies. *J Geophys Res*, 106: 13165–13178
- Meredith N P, Horne R B, Sicard-Piet A, et al. 2012. Global model of lower band and upper band chorus from multiple satellite observations. *J Geophys Res*, 117: 2012JA017978
- Min K, Liu K, Li W. 2014. Signatures of electron Landau resonant interactions with chorus waves from THEMIS observations. *J Geophys Res Phys*, 119: 5551–5560
- Ni B, Thorne R M, Meredith N P, et al. 2011a. Resonant scattering of plasma sheet electrons leading to diffuse auroral precipitation: 2. Evaluation for whistler mode chorus waves. *J Geophys Res*, 116, doi: 10.1029/2010JA016233
- Ni B, Thorne R M, Meredith N P, et al. 2011b. Diffuse auroral scattering by whistler mode chorus waves: Dependence on wave normal angle distribution. *J Geophys Res*, 116: 12
- Nishimura Y, Bortnik J, Li W, et al. 2011. Multievent study of the correlation between pulsating aurora and whistler mode chorus emissions. *J Geophys Res*, 116, doi: 10.1029/2011JA016876
- Omura Y, Hsieh Y, Foster J C, et al. 2019. Cyclotron acceleration of relativistic electrons through Landau resonance with obliquely propagating whistler-mode chorus emissions. *J Geophys Res Phys*, 124: 2795–2810
- Santolík O, Parrot M, Lefeuvre F. 2003. Singular value decomposition methods for wave propagation analysis. *Radio Sci*, 38: 2000RS002523
- Sheeley B W, Moldwin M B, Rassoul H K, et al. 2001. An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations. *J Geophys Res*, 106: 25631–25641
- Su Z, Zheng H, Wang S. 2009. Evolution of electron pitch angle distribution due to interactions with whistler mode chorus following substorm injections. *J Geophys Res*, 114: 2009JA014269
- Su Z, Zhu H, Xiao F, et al. 2014. Intense duskside lower band chorus waves observed by Van Allen Probes: Generation and potential acceleration effect on radiation belt electrons. *J Geophys Res Phys*, 119: 4266–4273
- Tao X, Lu Q, Wang S, et al. 2014. Effects of magnetic field configuration on the day-night asymmetry of chorus occurrence rate: A numerical study. *Geophys Res Lett*, 41: 6577–6582
- Taubenschuss U, Santolík O. 2019. Wave polarization analyzed by singular value decomposition of the spectral matrix in the presence of noise. *Surv Geophys*, 40: 39–69
- Thorne R M, Ni B, Tao X, et al. 2010. Scattering by chorus waves as the dominant cause of diffuse auroral precipitation. *Nature*, 467: 943–946
- Thorne R M, Li W, Ni B, et al. 2013. Rapid local acceleration of relativistic radiation-belt electrons by magnetospheric chorus. *Nature*, 504: 411–414
- Tsurutani B T, Smith E J. 1974. Postmidnight chorus: A substorm phenomenon. *J Geophys Res*, 79: 118–127
- Tsurutani B T, Smith E J. 1977. Two types of magnetospheric ELF chorus and their substorm dependences. *J Geophys Res*, 82: 5112–5128
- Vaivads A, Santolík O, Stenberg G, et al. 2007. Source of whistler emissions at the dayside magnetopause. *Geophys Res Lett*, 34: 2006GL029195
- Wang C, Zong Q, Xiao F, et al. 2011. The relations between magnetospheric chorus and hiss inside and outside the plasmasphere boundary layer: Cluster observation. *J Geophys Res*, 116, doi: 10.1029/2010JA016240
- Yue C, An X, Bortnik J, et al. 2016. The relationship between the macroscopic state of electrons and the properties of chorus waves observed by the Van Allen Probes. *Geophys Res Lett*, 43: 7804–7812
- Yue C, Chen L, Bortnik J, et al. 2017. The characteristic response of whistler mode waves to interplanetary shocks. *J Geophys Res Phys*, 122: 10047–10057
- Zhou C, Li W, Thorne R M, et al. 2015. Excitation of dayside chorus waves due to magnetic field line compression in response to interplanetary shocks. *J Geophys Res Phys*, 120: 8327–8338

(责任编辑：傅绥燕)