

1 基于范阿伦卫星观测的槽区嘶声波冷等离子体色散关系的 2 适用性评估*

3 朱琪¹⁾ 马新¹⁾ 曹兴^{1)†} 倪彬彬^{1) 2)†} 项正¹⁾ 付松¹⁾ 顾旭东¹⁾

4 张援农¹⁾

5 1) (武汉大学电子信息学院空间物理系, 武汉 430072)

6 2) (中国科学院比较行星学卓越创新中心, 合肥 230026)

7 摘要

8 等离子体层嘶声波对电子的散射损失是地球内外辐射带之间的槽区 ($1.8 \leq L$
9 ≤ 3) 形成的主要机制。冷等离子体色散关系被广泛地运用于量化嘶声波对高能
10 电子的散射效应研究中, 而在真实的磁层环境中, 热等离子体的存在会修正嘶声
11 波的色散特性。基于范阿伦卫星的观测数据, 我们对比了利用磁场观测数据得到
12 的槽区嘶声波观测幅值和反演幅值, 并研究了空间位置与地磁活动水平对嘶声波
13 冷等离子体色散关系适用性的影响。结果表明, 冷等离子体近似整体上高估了嘶
14 声波的幅值, 观测幅值与反演幅值的差异有着很强的日夜不对称性, 而没有明显
15 的地磁活动强度依赖性。此外, 我们发现波动磁场的反演强度在低频 (高频) 处
16 显著低于 (高于) 观测强度, 意味着冷等离子体近似整体上高估 (低估) 了嘶声
17 波对槽区较低 (较高) 能量电子的散射强度。研究证明, 槽区嘶声波冷等离子体
18 色散关系的适用范围有很强的空间区域与频率局限性, 这对我们深入理解槽区电
19 子的动态演化过程有非常重要的意义。

20
21 关键词: 范阿伦卫星; 槽区嘶声波; 冷等离子体色散关系; 热等离子体效应

22 PACS : 11.55.Fv, 94.05.Pt, 94.30.Xy

23 **基金:** 国家自然科学基金项目(批准号: 42025404, 41904143, 41904144), 中国科学院先导
24 B 计划(批准号: XDB41000000), 中国博士后科学基金(批准号: 2020M672405, 2019M662700)
25 资助的课题。

26 † 通讯作者. E-mail: cxing@whu.edu.cn, bbni@whu.edu.cn

27

28 1 引言

29 等离子体层嘶声是一种宽频无结构的哨声模波动, 频率在 ~ 20 Hz 至 ~ 2 kHz
30 之间, 主要发生在地球等离子体层内或高密度羽流区^[1-8], 振幅范围从几个 pT 到
31 100 多 pT^[9-10]。等离子体层嘶声传播角覆盖范围较宽, 在赤道附近它主要沿着磁
32 力线传播, 而当传播到高纬时, 其传播角越来越大^[11-12]。通过回旋共振相互作用,
33 等离子体层嘶声可以将内磁层中的高能电子散射到损失锥, 从而沉降到地球大气
34 层。嘶声对电子的投掷角散射作用是地球内磁层中一种重要的电子损失机制, 是
35 形成内外辐射带之间槽区的主要因素^[13-25]。等离子体层嘶声可以有效地散射外辐
36 射带中的高能电子, 其对应的特征损失时间从 < 1 小时到几百天不等^[26-31]。由于
37 嘶声波对电子的散射作用有着很强的能量依赖性, 它也是等离子体层中电子反转
38 能谱现象的主要形成原因^[32-34]。

39 准线性理论^[35]被广泛的运用于研究嘶声波与磁层高能电子的波粒相互作用
40 过程^[36-40]。前人在量化嘶声波对高能电子的散射效应时, 往往假设背景的磁层等
41 离子体环境是绝对冷的。而在地磁活动较活跃时, 热等离子体频繁从磁尾注入并
42 传输到内磁层, 冷等离子体环境假设将被破坏, 使得冷等离子体近似下的波动色
43 散关系将不再适用^[41-50]。文献[51]根据 Van Allen Probes EMFISIS 观测的哨声波
44 电场强度, 基于冷等离子体理论反演计算了波动的磁场强度, 并与 EMFISIS 观

测的磁场强度对比,结果表明冷等离子体近似法高估了嘶声波的磁场强度,而低估了合声波的磁场强度。文献[52]最近的研究指出,热等离子体效应可以显著改变嘶声波的色散关系,从而降低 ≤ 100 keV 电子的投掷角散射系数。文献[53]的工作发现嘶声波观测幅值与冷等离子体条件下反演幅值之间的差异有着很强的地磁活动依赖性,并进一步从观测上证实了热等离子体对嘶声波色散关系及其对辐射带电子散射效应的显著影响。

由于嘶声波对槽区形成的重要贡献^[54,55],嘶声波与槽区电子的相互作用过程一直受到人们的广泛关注。为了研究槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用性,从而评估热等离子体效应对其散射槽区高能电子的影响,本文利用范阿伦卫星探测的电场和磁场数据,对比统计了槽区嘶声波观测强度和冷等离子体近似下的反演强度,并研究了其差异对地磁活动,空间位置,波动频率的依赖性,整体评估了冷等离子体近似的适用性。本文的结构如下:第2节介绍了本研究所采用的数据和方法,第3节进行了观测结果与反演结果的对比分析,第4节将对结果进行总结和讨论。

2 数据与方法

本文使用范阿伦卫星 2012 年 10 月 1 日至 2018 年 2 月 28 日期间的观测数据,对地球辐射带槽区中的等离子体层嘶声进行统计研究。范阿伦卫星包括 A、B 两颗运行轨道和携带仪器相同的卫星,近地点约 1.1Re,远地点约 5.8Re,其轨道倾角约 10° ,运行周期约 9h。本研究主要使用范阿伦卫星搭载的电磁场综合科学仪器套件 (EMFISIS, Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science),它能提供频率范围 10 Hz - 400 kHz 高精度的波动观测数据。其中,波

形接收机（WFR, waveform receiver）可以同时测量电场和磁场功率谱密度，频率范围为 10 Hz - 12 kHz，步长为 6s；高频接收机（HFR, high-frequency receiver）可测量 10 Hz - 400 kHz 的电场信息，通过其提供的上混杂波轨迹，我们可以得到背景电子密度。

在冷等离子体色散关系下，根据麦克斯韦方程中的法拉第定律，可以从平行传播波动的电场功率谱密度推导出磁场功率谱密度，公式如下^[10,18,19,56]：

$$S_B = \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{f_{pe}^2}{f(f-f_{ce})} \right) S_E, \quad (1)$$

其中 S_B, S_E 分别表示磁场和电场功率谱密度， c 为光速， f 为波动频率， f_{pe} 为电子等离子体频率， f_{ce} 为电子回旋频率。这种利用卫星观测的波动电场数据反演出波动磁场数据的方法已多次在前人的工作中被采用和证实^[10,18,19,56]。然而研究表明，等离子体层嘶声并不能一直保持平行于背景磁场传播，波的传播角会随着地磁纬度的升高而逐渐增大^[27]。在嘶声波是平面波的假设下，其传播角信息可利用奇异值分解法（SVD, singular value decomposition method）计算得到。基于文献[51]的工作，我们将传播角信息纳入公式（1）的推导过程中，则能将磁场数据更准确的转换出来，公式如下：

$$S_B = \frac{n^2}{c^2} \left(\frac{\left(\frac{D}{S-n^2}\right)^2 (P-n^2 \sin^2 \theta)^2 + P^2 \cos^2 \theta}{(P-n^2 \sin^2 \theta)^2 \left[\left(\frac{D}{S-n^2}\right)^2 + 1\right] + (n^2 \cos \theta \sin \theta)^2} \right) S_E, \quad (2)$$

$$n^2 = \frac{RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta) - \sqrt{(RL-PS)^2 \sin^4 \theta + 4P^2 D^2 \cos^2 \theta}}{2(S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta)}, \quad (3)$$

$$R = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f(f-f_{ce})}, \quad (4)$$

$$L = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f(f+f_{ce})}, \quad (5)$$

$$P = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2}, \quad (6)$$

$$D = \frac{1}{2} (R - L), \quad (7)$$

$$S = \frac{1}{2}(R + L), \quad (8)$$

其中, n 表示波动折射指数, θ 为波动传播角, 参量 R , L , P , D , 以及 S 为 Stix 参量^[57]。

本研究中判定槽区嘶声波事件标准如下^[53,56,58]: (1) 波动频率在 20 Hz – 2000 Hz 之间; (2) 等离子体层顶以内; (3) 右旋圆极化, 极化率 > 0.7 ; (4) 平面度 > 0.5 ; (5) $1.8 \leq L \leq 3$ 。由于等离子体嘶声波通常在等离子体层顶以内被观测到, 我们利用静电电子回旋谐振波 (ECH, Electron Cyclotron Harmonic Waves) 的电场振幅强度来判断卫星处于等离子体层顶以内或者以外^[59-60]。为了避免背景噪声的影响, 我们剔除了磁场功率谱密度小于 $10^{-9} \text{ nT}^2/\text{Hz}$ 数据点; 且由于 1261 Hz 以上的电场功率谱密度值异常升高, 本研究将不考虑该频段数据。

在冷等离子体假设下, 采用如上嘶声波判别和磁场强度反演方法, 我们通过观测的电场数据, 计算得到了 2012 年 10 月 1 日至 2018 年 2 月 28 日范阿伦卫星探测到的槽区所有嘶声波事件的反演幅值, 并与真实环境下嘶声波观测幅值进行对比。如图 1, 展示了范阿伦 B 星在 2015 年 5 月 23 日 00:24 – 00:58 UT 穿越槽区 ($L = 1.8 - 3$) 时观测到的嘶声波事件。图 1(a) 为由上混杂频率计算出的电子密度^[61], 其数值在 1000 cm^{-3} 以上, 意味着该事件位于等离子体层顶以内。图 1(b) 展示了亚暴指数 AE (蓝线) 和磁暴环电流指数 Dst (红线), 该事件中 AE 指数在 40 nT - 50 nT 之间, Dst 指数在 -1 nT - 0 nT 之间, 地磁活动较为平静期。图 1(c) - (d) 分别展示了 WFR 仪器测量的电场和磁场功率谱密度, 品红曲线表示下混杂波频率。在频率范围 30 Hz - 1000 Hz, 卫星观测到一个清晰的槽区嘶声波事件, 其发生在夜侧区域 ($\text{MLT} = 23 - 02$), 地磁纬度约 12° 。图 1(f) - (h) 分别展示了波动的传播角 (WNA), 椭圆极化率和平度大小。从图中可以看出,

110 该嘶声波事件对应的传播角基本在 30° 以内，椭圆率极化接近 1，平面度在 0.5
111 左右，符合本文嘶声波判定标准。图 1(e)展示了基于公式 (2)，利用观测的电场
112 结合电子密度、波动传播角等信息反演得到的磁场功率谱密度。图 1(e)显示，
113 反演得到的磁场功率谱密度强于观测磁场，表明采用冷等离子体近似下的色散
114 关系与嘶声波真实的色散关系存在偏差。图 1(i)为观测的嘶声波幅值与冷等离
115 子体近似下反演的嘶声波幅值之间的比较，结果显示，反演幅值普遍高于观测
116 幅值，特别是在较高的 L -shell 区域，二者差异可以达到近 10 pT。

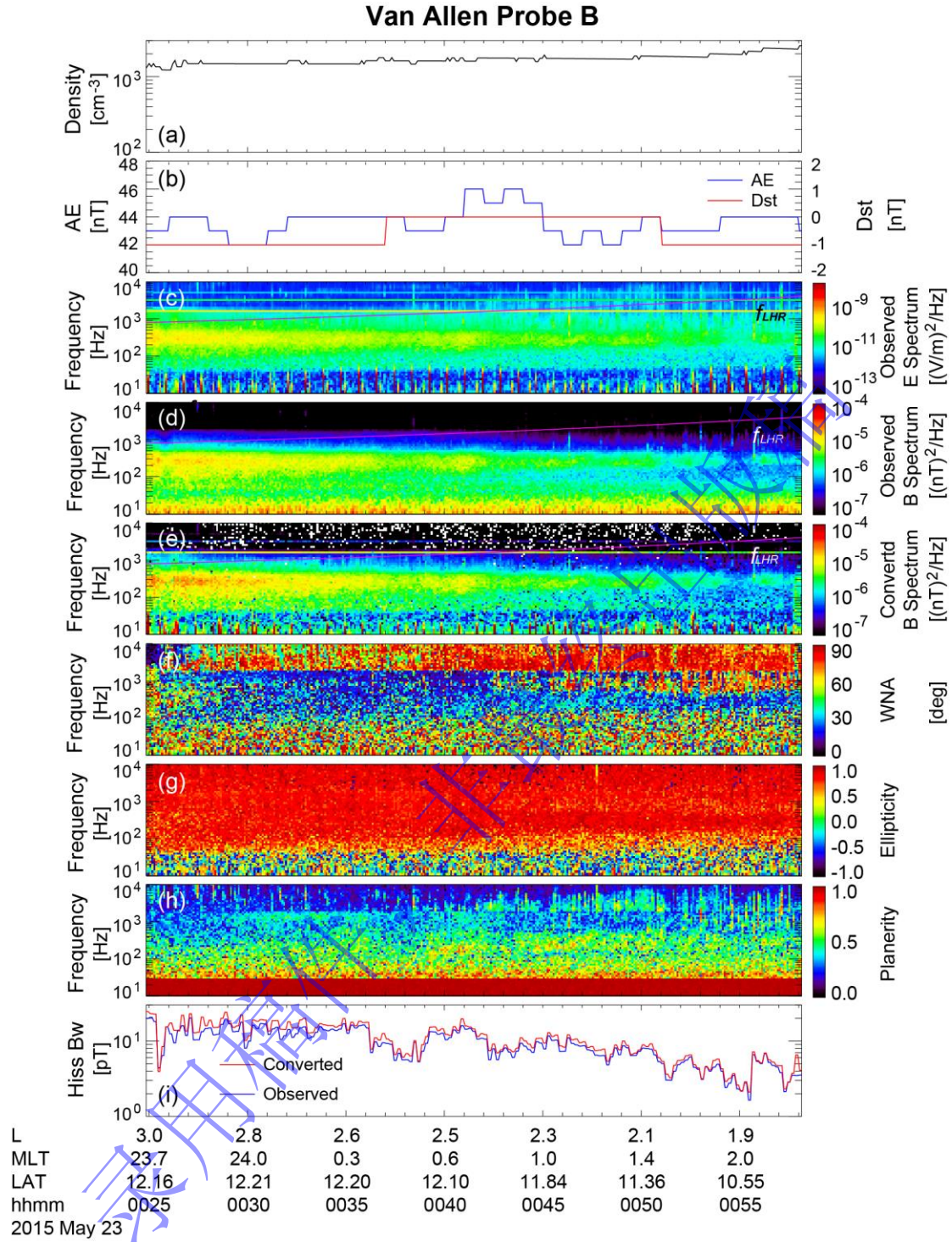


图 1 (网刊彩色) 2015 年 5 月 23 日范阿伦 B 观测到的嘶声波事件。(a) 背景电子密度, (b) AE 和 Dst 指数, (c) 观测电场功率谱密度, (d) 观测磁场功率谱密度, (e) 基于冷等离子理论的反演磁场功率谱密度, (f) 传播角, (g) 极化率, (h) 平面度, (i) 嘶声波观测 (红色) 和反演 (蓝色) 幅值。图 1 (c) - (e) 中的品红线条对应下混杂频率 f_{LHR} 。

Fig1 (color online) Overview of a plasmaspheric hiss event observed by Van Allen Probe B on 23 May 2015. ((a) Ambient electron density, (b) AE index and SYM_H index, The observed power spectral intensity of (c) electric field and (d) magnetic field, (e) The converted power spectral intensity of magnetic field based on the cold plasma dispersion relation, (f) Wave normal

angle, (g) Wave ellipticity, (h) Wave planarity, (i) The observed (red) and converted (blue) hiss wave amplitudes. The magenta lines in Figures 1 (c) - (e) correspond to the lower hybrid resonance frequency f_{LHR} .

3 结果分析

对比卫星观测的槽区嘶声波真实幅值和冷等离子体假设下反演的波动幅值，为验证冷等离子体理论对嘶声波色散关系的适用性提供了一种直接有效的方法，从而有助于评估热等离子体效应对嘶声波色散关系的影响。通过定义观测幅值与反演幅值比值的对数 ($\text{ratio} = \log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right)$ ，其中 B_{obs} 为观测幅值， B_{cvt} 为反演幅值， ratio 为比值)，我们可以量化真实幅值与反演幅值的差异。比值大于 0 表示观测幅值大于反演幅值，比值小于 0 表示反演幅值更大，等于 0 则表示二者相当。为了探究影响反演幅值与观测幅值间差异的因素，在图 2-3 中我们进一步计算分析了比值的均值与方差的全球分布规律及其对地磁活动的依赖性。

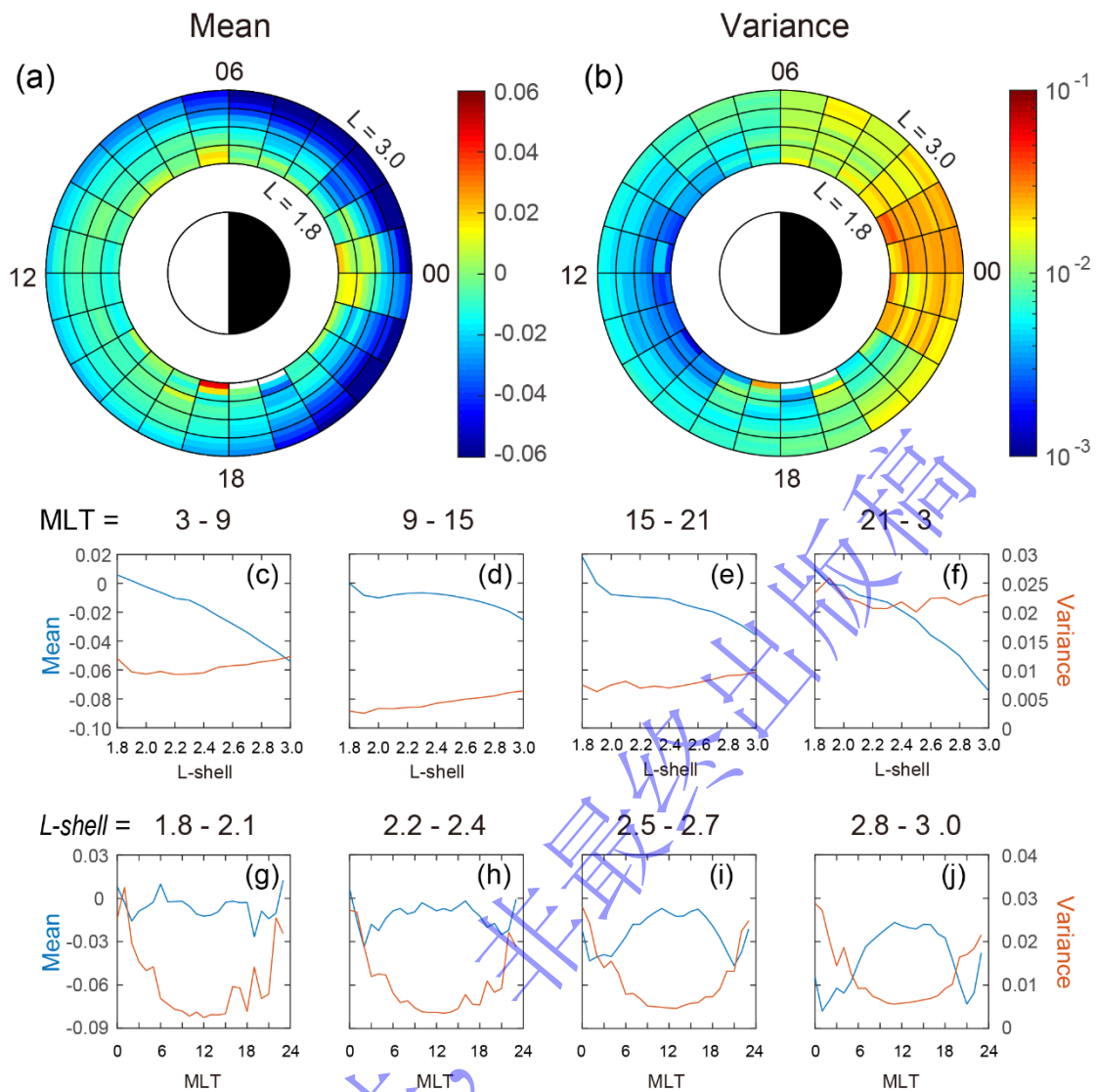


图2 (网刊彩色) 嘶声波观测幅值与反演幅值比值 $\left(\log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right) \right)$ 的均值 (a) 与方差 (b) 随 L 和 MLT 的全球二维统计分布, (c) - (f) 比值的均值与方差在不同 MLT 区间随 $L-shell$ 的一维统计分布, 以及 (g) - (j) 在不同 $L-shell$ 区间随 MLT 的一维统计分布。
Fig2 (color online) Global distribution of the (a) mean value and (b) variance of the ratio of observed hiss amplitudes and converted amplitudes $\left(\log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right) \right)$ as a function of $L-shell$ and MLT, (c-f) the mean value and variance of the ratio as a function of $L-shell$ in different MLT sectors, and (g) - (j) the mean value and variance of the ratio as a function of MLT in different $L-shell$ ranges.

图2(a) - (b)展示了观测幅值与反演幅值比值的均值和方差在 $L-shell(0.1L)$ - MLT (1h) 维度上的全球分布特性, 结果表明两者都有很强的 $L-shell$ 、MLT 依赖性。图 2(a)显示在槽区日侧, 比值的均值在 0 附近, 接近外边缘区域, 均值

减小至 ~ -0.02 ，说明槽区日侧反演幅值与观测幅值差异并不显著；在槽区夜侧，低 L -shell 处均值接近 0，但在 $L > \sim 2.4$ 处，均值大幅下降至 -0.06 附近，说明在夜侧高 L 处反演幅值大于观测幅值。图 2(b)表明比值的方差分布有很强的日夜不对称性，在日侧 9-15 MLT 之间，方差普遍低于 0.005；在晨昏侧方差在 0.01 左右；而在夜侧 21-3 MLT 区间内，方差基本高于 0.02，在低 L 处，方差接近 0.05。在日侧，方差随着 L 的增大而增大，而在夜侧方差没有显示出明显的 L 依赖性。图 2(c) - (f)展示了比值的均值与方差在不同 MLT 区间随 L -shell 的一维统计分布。图中可以看出，比值的均值在各 MLT 区间内都随着 L 的增大而减小，在晨侧（图 2(c)）和夜侧（图 2(f)），均值随 L 的增大下降较快，从 $L = 1.8$ 处的 ~ 0.01 降低至 $L = 3.0$ 处的 ~ -0.07 ，而在日侧（图 2(d)）和昏侧（图 2(e)）均值的下降较为平缓。结果表明，在 $L > \sim 2$ 处，反演幅值整体大于观测幅值（均值 < 0 ），这种偏差在高 L -shell 较为明显，在晨侧和夜侧更加突出。在日侧和晨昏侧，比值的方差随 L -shell 的增大缓慢上升 0.005 左右，日侧最低（ ~ 0.004 ），夜侧方差最大，且对 L -shell 的依赖性不明显，说明嘶声波冷等离子体色散关系在日侧适用性较好，晨昏测次之，在夜侧最差。我们还分析了比值的均值与方差在不同 L -shell 区间随 MLT 的一维统计分布。如图 2(g) - (j)所示，比值均值对 MLT 的依赖性随 L -shell 的增大而增强。在低 L -shell (< 2.1)，其随 MLT 的变化并不明显，在 ~ -0.01 附近波动，随着 L -shell 升高，夜侧的均值大幅下降，从而表现出强烈的日夜侧不对称性。比值方差呈现出日侧低夜侧高的趋势，随着 L -shell 升高，日侧方差略微增大，夜侧方差一直保持在远大于日侧的水平，说明在日侧，嘶声波冷等离子体色散关系在低 L -shell 适用性较高 L -shell 更好，在夜侧其与真实的色散关系差别较大。

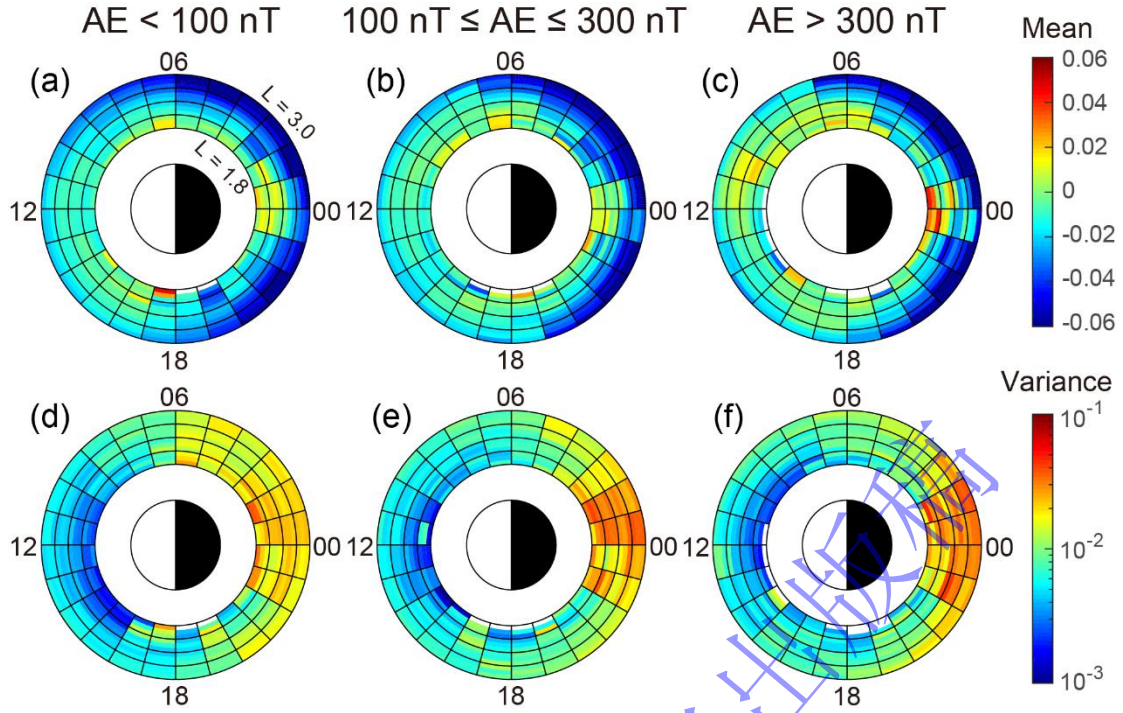


图3 (网刊彩色)不同地磁活动水平下, 嘶声波观测幅值与反演幅值比值 ($\log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right)$) 的均值 (a) - (c) 和方差 (d) - (f) 随 L 和 MLT 的全球统计分布。
Fig3 (color online) From left to right, global distribution of the (a) - (c) mean value and (d) - (f) variance of the ratio of observed hiss amplitudes and converted amplitudes ($\log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right)$) as a function of L -shell and MLT, in different geomagnetic conditions.

为了探究嘶声波观测磁场强度与冷等离子体假设下电场反演的磁场强度之间的差异对于地磁活动强度的依赖性, 我们研究了不同地磁活动条件下, 波动观测幅值与反演幅值比值均值和方差在 L -MLT 上的分布。如图3所示, 从左到右分别对应地磁活动平静期 ($AE \leq 100$ nT), 中等期 (100 nT $< AE < 300$ nT) 以及活跃期 ($AE \geq 300$ nT)。图3(a) - (c)结果表明, 比值的均值对地磁活动变化的响应较弱, 但在地磁活跃期间, $MLT = 23 - 1$, $L < 2.1$ 区间内, 比值均值增长至 ~ 0.5 , 表明地磁活动的增强造成了此区间内反演幅值远小于观测幅值事件普遍发生。图3(d) - (f)反映出在不同的地磁活动水平下, 比值方差都表现出强烈的日夜侧不对称性, 差异近两个数量级 (日侧 $\sim 10^{-3}$ - 夜侧 $\sim 10^{-1}$), 在地磁

活动较活跃时，夜侧方差更大，日夜侧不对称性更加显著，说明在各种地磁活动水平下，夜侧的冷等离子体近似适用性都远远低于日侧。整体上看，嘶声波冷等离子体色散关系的适用性对地磁活动的依赖性较小，但仍存在着地磁活动的增强会加大嘶声波冷等离子体色散关系与真实的色散关系之间差异的趋势。

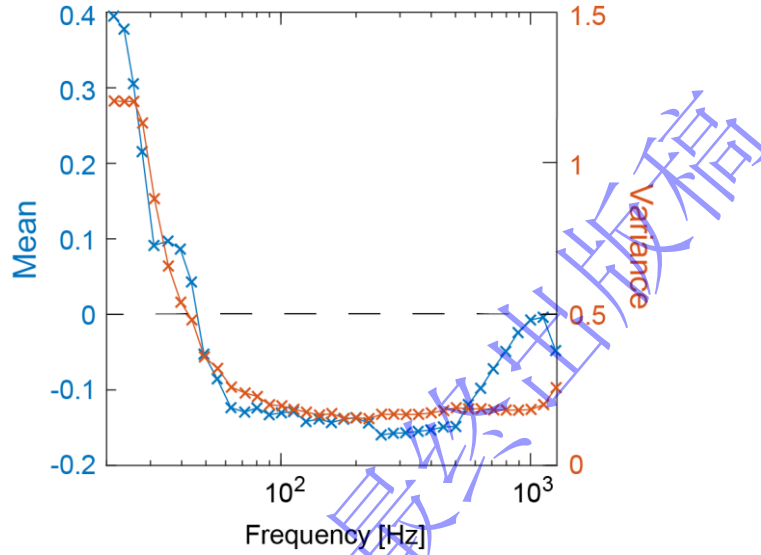


图4 (网刊彩色)嘶声波观测的磁场功率谱密度与反演的磁场功率谱密度比值 ($\log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right)$) 的均值 (蓝线) 和方差 (红线) 随波动频率的变化。

Fig4 (color online) the mean value (blue) and variance (red) of the ratio of observed and converted power spectral intensity ($\log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right)$) as a function of wave frequency.

除了研究波动观测强度与反演强度比值均值和方差的全球空间分布情况，我们还研究了它们随频率的变化特征。如图4所示，嘶声波观测的磁场功率谱密度与反演的磁场功率谱密度比值的均值随着频率的升高呈先减小，继而保持稳定，最后增大的趋势。在20 - 50 Hz，随着频率增大比值从0.4逐渐减小至0左右，表明在低频段，嘶声波反演的磁场功率谱密度小于真实观测的值，且频率越低差异越大。而在高频段内，波动反演的磁场功率谱密度整体大于观测，随着频率的升高，两种磁场功率谱密度的比值先减小 ($fre = 50 - 60$ Hz)，继而

在-0.15 附近维持稳定 ($f_{re} = 60 - 500 \text{ Hz}$), 最后升高至 0 附近 ($f_{re} = 500 - 1261 \text{ Hz}$), 在宽广的中间频段, 比值的均值较低且保持稳定, 是嘶声波反演幅值大于真实幅值的主要贡献部分。图 4 表明, 反演的磁场功率谱密度在低频 (高频) 处显著低于 (高于) 观测的磁场功率谱密度, 意味着冷等离子体近似整体上高估 (低估) 了嘶声波对槽区较低 (较高) 能量电子的散射强度, 这与人关于热等离子体效应对嘶声波色散关系的影响的研究结果相符合^[52,53]。在 $20 \text{ Hz} - 100 \text{ Hz}$, 比值的方差随频率的增大从 ~ 1.2 单调递减到 ~ 0.2 , 而随着频率继续升高, 方差基本保持稳定。以上结果说明, 冷等离子体近似对 100 Hz 以下的低频嘶声波适用性偏低, 对高频嘶声波适用性较好。

4 总结与讨论

冷等离子体近似是分析和研究辐射带动力学过程的重要方法, 建立冷等离子体理论下嘶声波引起的电子损失模型, 是评估其对槽区影响的常用手段, 而由地磁活动产生的热等离子体效应对嘶声波与辐射带电子相互作用的影响不可忽视。前人研究发现^[52,53]由于热等离子体的注入会改变嘶声波的色散关系 (即公式 (3)), 从而使通过公式 (2) 计算得到的反演磁场强度结果出现偏差。为了评估槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用性, 我们对比了在真实等离子体环境中观测的嘶声波幅值与冷等离子体近似下由电场数据反演的波动幅值, 量化了两者间的差异并研究了其在空间分布和频率上的分布特性, 从而证明了热等离子体对槽区嘶声波色散关系的影响。嘶声波观测幅值来源于范阿伦双星 2012 年 10 月 1 日至 2018 年 2 月 28 日的磁场数据, 反演幅值是基于相同时段内卫星电场数据依照公式 (2) - (8) 计算得到的。我们用两者比值

229 ($\text{ratio} = \log_{10} \left(\frac{B_{obs}}{B_{cvt}} \right)$) 来表征它们之间的差异, 比值方差越大, 说明冷等离子
230 体色散关系越不准确, 热等离子体效应越强。

231 本文主要结论如下:

232 (1) 槽区嘶声波观测幅值与反演幅值比值的均值有明显的 *L-shell* 和 MLT
233 依赖性, 它随着 *L-shell* 的增加而降低, 并呈现日侧远大于夜侧的不对称性。在
234 槽区夜侧高 *L-shell* 处 ($L > \sim 2.4$), 比值低至 ~ -0.08 , 说明此区间内冷等离子体
235 近似明显高估了嘶声波幅值。

236 (2) 比值的方差在日侧和晨昏侧随着 *L-shell* 的增加而缓慢增大, 而在夜侧
237 没有明显的 *L-shell* 依赖性。它有很强的日夜侧不对称性, 日侧方差较小, 在 0.005
238 附近, 夜侧增大到 ~ 0.025 , 说明夜侧的嘶声波冷等离子体色散关系准确性远低于
239 于日侧, 且在槽区日侧和晨昏, *L-shell* 越高其适用性越低。

240 (3) 比值的均值和方差对波动频率都有很强的依赖性。随着频率升高, 比
241 值的均值呈先下降 ($fre < \sim 50 \text{ Hz}$), 后保持稳定 ($fre = \sim 50 \text{ Hz} - \sim 600 \text{ Hz}$), 最后
242 上升的趋势 ($fre = \sim 600 \text{ Hz} - \sim 1261 \text{ Hz}$)。在 $\sim 50 \text{ Hz}$ 以下, 波动观测强度高于反
243 演强度, 而在 $\sim 50 \text{ Hz}$ 以上, 反演强度高于观测强度。这意味着冷等离子体近似
244 可能整体上高估(低估)了嘶声波对槽区较低能量(较高能量)电子的散射强度。
245 比值的方差随频率升高而降低, 最后在 0.2 附近保持稳定, 说明冷等离子体理论
246 对嘶声波低频分量 ($fre < \sim 100 \text{ Hz}$) 的适用性更低。

247 在这项研究中, 我们通过对嘶声波观测幅值与冷等离子体假设下的反演幅
248 值之间的差异, 研究了冷等离子体色散关系对槽区嘶声波的适用性。我们发现在
249 槽区夜侧, 反演结果的不准确性在夜侧十分明显, 这可能是由于磁尾热等离子体
250 的注入, 热等离子体效应较强导致的。因此建立考虑了热等离子体效应的嘶声波

色散关系模型和电子损失模型对定量分析嘶声波对槽区形成的贡献作用有重要意义, 这也将是我们下一步研究的重点。

同时, 前人的研究表明, 除了冷等离子体假设的不准确性之外, 鞘层阻抗效应也可能是造成反演磁场强度偏大的原因之一^[62,63]。研究这两种机制在造成波动观测幅值和反演幅值差异方面的相对贡献, 以及它们对地磁活动水平和空间位置的依赖性, 对深入理解辐射带动力学过程有重要意义。

参考文献

- [1] Thorne R M, Smith E J, Burton R. K, Holzer R E 1973 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **78** 1581 doi: 10.1029/JA078i010p01581.
- [2] Thorne R M, Church S R, Gorney D J 1979 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **84** 5241 doi: 10.1029/JA084iA09p05241.
- [3] Ni B, Li W, Thorne R M, Bortnik J, Ma Q, Chen L, Kletzing C A., Kurth W S, Hospodarsky G B., Reeves G D, Spence H E., Blake J B, Fennell J F, Claudepierre S G 2014 *Geophys. Res. Lett.* **41** 1854 doi: 10.1002/2014GL059389.
- [4] Shi R, Li W, Ma Q, Reeves G D, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Spence H E, Blake J B, Fennell J F, Claudepierre S G 2017 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 10,263 doi: 10.1002/2017JA024571.
- [5] Su Z, Liu N, Zheng H, Wang Y, Wang S 2018a *Geophys. Res. Lett.* **45** 565 doi: 10.1002/2017GL076754.
- [6] Su Z, Liu N, Zheng H, Wang Y, Wang S 2018b *Geophys. Res. Lett.* **45** 10,921 doi: 10.1029/2018GL079927.

- 273 [7] Zhang W, Fu S, Gu X, Ni B, Xiang Z, Summers D, Zou Z, Cao X, Lou Y, Hua M 2018 *Geophys.*
274 *Res. Lett.* **45** 4618 doi: 10.1029/2018GL077212.
- 275 [8] Zhang W, Ni B, Huang H, Summers D, Fu S, Xiang Z, Gu X, Cao X, Lou Y, Hua M 2019
276 *Geophys. Res. Lett.* **46** doi: 10.1029/2018GL081863.
- 277 [9] Smith E J, Frandsen A, Tsurutani B T, Thorne R M, Chan K W 1974 *J. Geophys. Res. Space*
278 *Phys.* **79** 2507 doi: 10.1029/JA079i016p02507.
- 279 [10] Meredith N P, Horne R B, Thorne Richard M, Summers D, Anderson R R 2004 *J. Geophys.*
280 *Res. Space Phys.* **109** doi: 10.1029/2004JA010387.
- 281 [11] Santolík O, Parrot M, Storey L, Pickett J S, Gurnett D A 2001 *Geophys. Res. Lett.* **28** 1127 doi:
282 10.1029/2000GL012239.
- 283 [12] Bortnik J, Thorne R M, Meredith N P 2008 *Nature.*, **452** 62 doi: 10.1038/nature06741.
- 284 [13] Lyons L R, Thorne R M, Kennel C F 1972 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **77** 3455 doi:
285 10.1029/JA077i019p03455.
- 286 [14] Lyons L R, Thorne R M 1973 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **78** 2142 doi:
287 10.1029/JA078i013p02142.
- 288 [15] Albert J M 1994 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **99** 23741 doi: 10.1029/94JA02345.
- 289 [16] Abel B, Thorne R M 1998a *J. Geophys. Res. Space Phys.* **103** 2385 doi: 10.1029/97JA02919.
- 290 [17] Abel B, Thorne R M 1998b *J. Geophys. Res. Space Phys.* **103** 2397 doi: 10.1029/97JA02920.
- 291 [18] Meredith N P, Horne R B, Clilverd M A, Horsfall D, Thorne R M, Anderson R R 2006a *J.*
292 *Geophys. Res. Space Phys.* **111** A09217 doi: 10.1029/2006JA011707.
- 293 [19] Meredith N P, Horne R B, Glauert S A, Thorne R M, Summers D, Albert J M, Anderson R R
294 2006b *J. Geophys. Res. Space Phys.* **111** A05212 doi: 10.1029/2005JA011516.

- 295 [20] Li L Y, Cao J B, Zhou G C 2008 *Chin J. Geophys.* **51** 316 (in chinese) [李柳元, 曹晋滨, 周
296 国成 2008 *地球物理学报* **51** 316] doi: 10.3321/j.issn:0001-5733.2008.02.004.
- 297 [21] Zong Q G, Wang Y F, Yang B, Zhou X Z, Fu S Y, Pu Z Y, Xie L, Fritz T A *Science China:*
298 *Earth Sciences.* **39** 923 (in Chinese) [宗秋刚, 王永福, 杨彪, 周煦之, 傅绥燕, 濮祖荫,
299 谢伦, Fritz T A 2009 *中国科学: 技术科学* **39** 923] doi: CNKI:SUN:JEXK.0.2009-05-014.
- 300 [22] Zong Q G, Yuan C J, Wang Y F Su Z P 2013 *Science China: Earth Sciences.* **56** 1118 (in chinese)
301 [宗秋刚, 袁懂憬, 王永福 苏振鹏 2013 *中国科学: 地球科学* **56** 1118] doi:
302 10.1007/s11430-013-4644-z.
- 303 [23] Ma X, Xiang Z, Ni B, Fu S, Cao X, Hua M, Guo D, Guo Y, Gu X, Liu Z, Zhu Q 2020 *Earth*
304 *and Planetary Physics.* **4** 598 doi: 10.26464/epp2020060.
- 305 [24] Xiang Z, Li X, Ni B, Temerin M A, Zhao H, Zhang K, Khoo L Y 2020 *J. Geophys. Res. Space*
306 *Phys.* **125** 1127 doi: 10.1029/2020JA028042.
- 307 [25] Wang C Q, Zhang X G, Shen G H, Zhang K Y, Zhang X X, Huang C, Li X Y 2021 *Chin J.*
308 *Geophys.* **64** 1831 (in chinese) [王春琴, 张贤国, 沈国红, 张坤毅, 张效信, 黄聪, 李兴
309 冀 2021 *地球物理学报* **64** 1831] doi: 10.6038/cjg202100341.
- 310 [26] Summers D, Ni B B, Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **112** A04207 doi:
311 10.1029/2006JA011993.
- 312 [27] Ni B B, Bortnik J, Thorne R M, Ma Q, Chen L 2013 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 7740
313 doi: 10.1002/2013JA019260.
- 314 [28] Breneman A W, Halford A, Millan R, McCarthy M, Fennell J, Sample J, Woodger L,
315 Hospodarsky G, Wygant J R, Cattell C A, Goldstein J, Malaspina D, Kletzing C A 2015 *Nature.*
316 **523** 193 doi: 10.1038/nature14515.

- 317 [29] Ma Q, Li W, Thorne R M, Ni B, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Reeves G D,
318 Henderson M G, Spence H E, Baker D N, Blake J B, Fennell J F, Claudepierre S G,
319 Angelopoulos V 2015 *Geophys. Res. Lett.* **42** 987 doi: 10.1002/2014GL062977.
- 320 [30] Cao X, Ni B B, Summers D, Zou Z, Fu S, Zhang W 2017a *Geophys. Res. Lett.* **44** 9547 doi:
321 10.1002/2017GL075104.
- 322 [31] Fu S, Yi J, Ni B, Zhou R, Hu Z, Cao X, Gu X, Guo D 2020 *Geophys. Res. Lett.* **47** doi:
323 10.1029/2020GL086963.
- 324 [32] Ni B, Huang H, Zhang W, Gu X, Zhao H, Li X, Baker D, Fu S, Xiang Z, Cao X 2019 *Geophys.*
325 *Res. Lett.* **46** 4134 doi: 10.1029/2019GL082032.
- 326 [33] Zhao H, Ni B, Li X, Baker D N, Johnston W R, Zhang W, Xiang Z, Gu X, Jaynes A N, Kanekal
327 S G, Blake J B, Claudepierre S G, Temerin M A, Funsten H O, Reeves G D, Boyd A J 2019
328 *Nature Physics*. **15** 367 doi: 10.1038/s41567-018-5210391-6.
- 329 [34] Claudepierre S G, Ma Q, Bortnik J, O'Brien T P, Fennell J F, Blake J B 2020 *Geophys. Res.*
330 *Lett.* **47** doi: 10.1029/2019GL086056.
- 331 [35] Kennel C F, Engelmann F 1966 *The Physics of Fluids*. **9** doi: 10.1063/1.1761629
- 332 [36] Xiao F L, Su Z, Zheng H. Wang S 2009a *J. Geophys. Res. Space Phys.* **114** A03201 doi:
333 10.1029/2008JA013580.
- 334 [37] Xiao F L, Zong Q G, Chen L 2009b *J. Geophys. Res. Space Phys.* **114** A01215 doi:
335 10.1029/2008JA013068.
- 336 [38] Ma Q, Li W, Thorne R M, Nishimura Y, Zhang X J, Reeves G D, Kletzing C A , Kurth W S,
337 Hospodarsky G B, Henderson M G, Spence H E, Baker D N, Blake J B, Fennell J F,
338 Angelopoulos V 2016 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **121** 4217 doi:10.1002/2016JA022507.

- 339 [39] Hua M, Li W, Ni B, Ma Q, Reeves G D 2020 *Nature Communications*. **11** 4847 doi:
340 10.1038/s41467-020-18545-y.
- 341 [40] Zhu Q, Cao X, Gu X, Ni B, Xiang Z, Fu S, Summers D, Hua M, Lou Y, Ma X, Guo Y, Guo D,
342 Zhang W 2021 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **126** doi: 10.1029/2020JA029057.
- 343 [41] Reeves G D, Fritz T A, Cayton T E, Belian R D 1990 *Geophys. Res. Lett.* **17** doi:
344 10.1029/GL017i011p02015.
- 345 [42] Friedel R H W, Korth A, Kremser G 1996 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **101** doi:
346 10.1029/96ja00399.
- 347 [43] Baker D N, Pulkkinen T I, Hesse M, Mcpherron R L 1997 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **102**
348 doi: 10.1029/96ja03961.
- 349 [44] Cao J B, Wei X H, Duan A Y, Fu H S, Zhang T L, Reme H, Dandouras I 2013 *J. Geophys.*
350 *Res. Space Phys.* **118** 1659 doi:10.1002/jgra.50246.
- 351 [45] Chen L, Thorne R M, Shprits Y, Ni B 2013 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 2185 doi:
352 10.1002/jgra.50260.
- 353 [46] Turner D L, Claudepierre S G, Fennell J F, O'Brien T P, Blake J B, Lemon C, Gkioulidou M,
354 Takahashi K, Reeves G D, Thaller S, Breneman A, Wygant J R, Li W, Runov A, Angelopoulos
355 V 2015 *Geophys. Res. Lett.* **42** 2079 doi: 10.1002/2015GL063225.
- 356 [47] Cao X, Shprits Y, Ni B, Zhelavskaya I S 2017b *Scientific Reports*. **7** 17719 doi:
357 10.1038/s41598-017-17739-7.
- 358 [48] Ni B, Cao X, Shprits Y Y, Summers D, Gu X, Fu S, Lou Y 2018 *Geophys. Res. Lett.* **45** 21
359 doi: 10.1002/2017GL076028.
- 360 [49] Yu J, Li L Y, Cui J, Cao J B, Wang J 2019 *Geophys. Res. Lett.* **46** 6306 doi:

10.1029/2019GL083456.

[50] Yu J, Li L Y, Cui J, Cao J B, Wang J, He Z, Yang J 2020 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **125**
doi: 10.1029/2020ja028089.

[51] Hartley D P, Kletzing C A, Kurth W S, Bounds S R, Averkamp T F, Hospodarsky G B, Wygant
J R, Bonnell J W, Santolík O, Watt C E J 2016 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **121** 4590 doi:
10.1002/2016JA022501.

[52] Cao X, Ni B, Summers D, Fu S, Gu X, Shi R 2020 *The Astrophysical Journal*. **896** 118 doi:
10.3847/1538-4357/ab9107.

[53] Ma X, Cao X, Ni B, Zhu Q, Xiang Z 2021 *The Astrophys Journal* **916** 14 doi: 10.3847/1538-
4357/abf4d6.

[54] Selesnick R S, Blake J B, Mewaldt R A 2003 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **108** 1468 doi:
10.1029/2003JA010160.

[55] Kim K C, Shprits Y, Subbotin D, Ni B 2011 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **116** A10214 doi:
10.1029/2011JA016684.

[56] Meredith N P, Horne R B, Glauert S A, Anderson R R 2007 *J. Geophys. Res. Space Phys.*
112 8214 doi: 10.1029/2007JA012413.

[57] Stix T H 1992 *Waves in Plasmas*, Chapter 2 (America Institute Physics).

[58] Li W, Ma Q, Thorne R M, Bortnik J, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Nishimura
Y 2015 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 5 3393–3405 doi/10.1002/2016JA023372

[59] Gu X D, Yin Q, Ni B B, Xiang Z, Cao X, Zou Z Y, Zhou C, Fu S, Shi R, Zhao Z Y, Tan J Q,
Wang H, Zhen C Y, He F M 2017 *Chin J. Geophys.* **60** 1249 (in Chinses) [顾旭东, 殷倩, 倪
彬彬, 项正, 曹兴, 邹正洋, 周晨, 付松, 石润, 赵正予, 谈家强, 王豪, 郑程耀, 贺

- 383 丰明 2017 *地球物理学报* **60** 1249] doi: 10.6038/cjg20170401.
- 384 [60] Xiang Z, Tan J Q, Ni B B, Gu X D, Cao X, Zou Z Y, Zhou C, Fu S, Shi R, Zhao Z Y, He F M,
385 Zhen C Y, Yin Q, Wang H 2017 *Acta Phys. Sin* **66** 039401 (in chinses) [项正, 谭家强, 倪
386 彬彬, 顾旭东, 曹兴, 邹正洋, 周晨, 付松, 石润, 赵正予, 贺丰明, 郑程耀, 殷倩,
387 王豪 2017 *物理学报* **66** 039401] doi: 10.7498/aps.66.039401.
- 388 [61] Kurth W S, Pascuale S D, Faden J B, Kletzing C A, Hospodarsky G B, Thaller S, Wygant J R
389 2015 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 904 doi 10.1002/2014ja020857.
- 390 [62] Hartley D P, Chen Y, Kletzing C A, Denton M H, Kurth W S 2015 *J. Geophys. Res. Space*
391 *Phys.* **120** 1144 doi: 10.1002/2014ja020808.
- 392 [63] Hartley D P, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Bounds S R, Averkamp T F, Bonnell
393 J W, Santolík O, Wygant J R 2017 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 4420
394 doi:10.1002/2016JA023597.

Assessment of the applicability of the cold plasma dispersion relation of slot region hiss based on Van Allen Probes observations*

Zhu Qi¹⁾ Ma Xin¹⁾ Cao Xing¹⁾[†] Ni Binbin^{1) 2)}[†] Xiang Zheng¹⁾ Fu Song¹⁾ Gu Xudong¹⁾
Zhang Yuannong¹⁾

1) (Department of Space Physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

2) (Center for Excellence in Comparative Planetology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China)

Abstract

Electrons scattering by plasmaspheric hiss is the dominant mechanism that is responsible for the formation of slot region ($1.8 \leq L \leq 3$) between the Earth's inner and outer radiation belts. The cold plasma dispersion relation of plasmaspheric hiss is widely used to quantify its scattering effect on energetic electrons. However, the existence of hot plasmas in the realistic magnetospheric environment will modify the dispersion properties of plasmaspheric hiss. Based on Van Allen Probes observations, we select all hiss events in the slot region, and compare the observed hiss wave amplitudes with the converted hiss wave amplitudes deduced from cold plasma dispersion relation and electric field observations, and then study

the dependence of the applicability of cold plasma dispersion relation of slot region hiss on spatial position and geomagnetic activity. The results show that the cold plasma approximation tends to overestimate the amplitude of slot region hiss. The differences between the observed amplitudes and the converted hiss wave amplitudes have a strong day night asymmetry. However, it shows a slight dependence on the level of geomagnetic activities. In addition, we find that the converted wave magnetic field intensity is significantly lower (higher) than the observed magnetic field intensity at lower frequencies (higher frequencies), which indicates that cold plasma approximation generally overestimates (underestimates) the scattering effects of hiss waves on the lower (higher) energy electrons in the slot region. Our study confirms that the application scope of the cold plasma dispersion relation of slot hiss has strong spatial and frequency limitations, which is of great importance for us to deepen the understanding of the dynamic evolution of electrons in the slot region.

Keywords: Van Allen Probes; slot region hiss; cold plasma dispersion relation; hot plasma effects

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos.42025404, 41904143,41904144), the B-type Strategic Priority Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No.XDB41000000), and the China Postdoctoral Science Foundation.(Grant Nos. 2020M672405,

450 2019M662700).

451

采用稿件，非最终出版稿