arXiv:2611.32922v1 [physics.plasm-ph] 24 Nov 2026

磁场凹陷中的电子俘获驱动的哨声波不稳定性

Ida Svenningsson[1]†、István Pusztai[1]，Konrad Steinvall[1] 和 Tünde Fülöp[1]

[1]查尔姆斯理工大学物理与天文学系，哥德堡，412 96，瑞典

（收稿日期：xx；修订日期：xx；接受日期：xx）

利用全动理子胞元模拟，我们展示了由离子尺度不稳定性释放的自由能如何通过其对电子分布的影响传递至电子尺度。初始的离子温度各向异性驱动部分压缩性的离子回旋波，并形成磁场凹陷。俘获于这些磁场凹陷中的电子形成增强的温度各向异性和蝴蝶形分布，这与航天器在地球磁鞘中观测到的分布相似。通过追踪速度空间中的能量传递，我们表明，俘获产生的梯度通过回旋共振驱动哨声波。哨声波反过来使电子发生俯仰角散射，抹平速度空间梯度，并沿磁场方向加热电子。因此，当哨声波功率达到峰值时，电子各向异性降至双绝热预测值的约一半。我们的结果表明，驱动哨声波的是磁场凹陷中电子分布的形状，而不仅仅是其温度各向异性。

1. 引言

等离子体物理学中的一个重要问题是能量如何在不同尺度之间传输。在空间等离子体中，储存在大尺度上的自由能（例如压力各向异性中的自由能）通常通过离子尺度不稳定性释放。由此产生的磁结构又可能驱动电子尺度波。当磁场强度发生变化时，例如在镜像模或压缩性离子回旋波中，电子会被困在局部磁场极小值处（下文称为磁场凹陷），其电子速度分布函数（eVDF）会变得强烈非麦克斯韦（Verscharen 等 2026）。在此类凹陷内部经常能观测到哨声波，从 Smith 与 Tsurutani（1976）最早报告的磁鞘“狮吼”，到近期磁层多尺度任务（MMS）（Burch等2016）的观测（Svenningsson等 2024），皆是如此。这些右旋圆偏振波的频率低于电子回旋频率，在许多等离子体环境中发挥着重要作用。它们会将电子散射进入地球辐射带的损失锥

（Summers 等 2007），使太阳风中的反太阳向束流展宽（Cattell等 2021），并限制太阳风和地球磁鞘中的电子温度各向异性及热流（Coburn 等 2024；Svenningsson 等 2024，2026）。

这类限制通常由针对双麦克斯韦分布推导的不稳定性阈值来描述（Gary和Wang, 1996）。然而，在磁场凹陷内部，电子往往呈现蝴蝶形俯仰角分布：与斜角相比，沿磁场方向和垂直俯仰角上的电子较少（Yao 等 2018；Svenningsson等 2022）。这类非麦克斯韦特征会使分布即使在温度各向异性较小时也变得不稳定，因此，仅凭双麦克斯韦分布阈值并不足以

† 通讯邮箱：ida.svenningsson@chalmers.se

预测哨声波增长（Kitamura 等 2020；Svenningsson 等 2022）。一种普遍的认识逐渐形成：随着磁凹陷演化，俘获电子在保持其绝热不变量的同时作出响应，从而形成蝴蝶分布。随着磁凹陷加深，回旋加速器冷却会减少 90° 附近的电子；而使垂直运动与平行运动之间发生能量交换的过程——例如镜点靠拢时产生的费米加速（Kivelson & Southwood 1996），以及作用于沿磁场运动电子的镜力——则会增强中等俯仰角处的分布。Yao 等 (2018)在MMS对磁鞘镜模的观测中发现了蝴蝶分布，并提出回旋加速器冷却以及沿磁场的俯仰角变化是其成因。Li等(2021)以磁凹陷的动理学平衡为起始条件开展的测试粒子模拟证实，仅靠回旋加速器冷却无法产生蝴蝶形态，而镜力至关重要。不过，这些研究要么依据理论（Kivelson & Southwood 1996）和观测（Yao 等 2018）推断磁凹陷的演化，要么直接对其作出设定（Li 等2021）。因此，它们无法纳入电子对磁场的反馈，也无法考虑这些分布可能激发的波。

这些分布与哨声波之间的联系，主要通过航天器观测进行研究。MMS测量确定了镜模结构磁场极小值附近哨声波的源区，并表明当地的电子分布对哨声波不稳定（Kitamura 等 2020；Svenningsson 等 2022）。Jiang 等 (2024)更进一步，将来自一个磁洞的MMS数据与准线性模型相结合。他们发现，哨声波主要通过与反向于波传播的电子发生回旋共振而增长，从而降低电子各向异性，并沿磁场方向加热电子。这些研究揭示了哪些分布是不稳定的，以及它们如何弛豫，但没有说明这些分布是如何形成的。

要自洽地模拟从离子尺度不稳定性到电子尺度波的整个过程颇具挑战，因为既要解析电子尺度，又要留出离子模发展所需的时间。Ley 等 (2024)通过对镜不稳定性进行全动理学模拟实现了这一点，并表明被困在非线性镜模中的电子会形成损失锥状分布，进而激发哨声波。他们的研究聚焦于星系团中的高-β 等离子体，其中各向异性由剪切盒设置持续驱动。Ahmadi 等 (2018)研究了磁鞘条件，采用膨胀盒模拟，镜模在其中演化为磁洞；他们发现，即使电子平均而言是稳定的，在磁场极小值处也会变得对哨声波不稳定。然而，他们对模拟的分析依据的是温度各向异性，而不是完整的分布函数。仍不清楚的是，压缩结构增长时电子速度分布函数的完整形状如何演变，哨声波如何反过来影响其速度空间中的分布，以及各向异性的降低有多少是由哨声波导致的，而非磁场变化所致。

本文通过全动理学二维三速度粒子网格模拟研究这一过程。在模拟中，离子尺度结构由初始的离子温度各向异性自洽形成。该各向异性驱动离子回旋波增长，波动达到较大振幅并呈现部分压缩性。电子被俘获在这些波的磁场极小值中，并在那里形成蝴蝶状分布。我们发现，俘获产生的速度空间梯度会驱动哨声波，即使在温度各向异性较弱的区域也是如此；哨声波还会从磁场极小值处向外传播，并在俯仰角方向上散射电子。通过与双绝热预测进行比较，我们表明，正是这种散射，而不仅仅是磁结构的弛豫，降低了电子各向异性。最后，我们将模拟中的电子特征与MMS任务的观测结果进行了比较。

2. 模拟设置与系统演化

我们使用全动理学粒子网格代码Smilei（Derouillat 等，2018）模拟离子尺度和电子尺度涨落的自洽发展，其中包含两个空间维度（x，y）和三个速度维度。对于每个物种 $\alpha \in e$，i，我们定义惯性长度 $d_\alpha = c/\omega_{p\alpha}$，其中 $\omega_{p\alpha} = \sqrt{n_\alpha q_\alpha^2/(\epsilon_0 m_\alpha)}$ 为等离子体频率，$\Omega_{c\alpha} = |q_\alpha|B_0/m_\alpha$为回旋频率。这里，$n_\alpha$、$q_\alpha$和 m_α 分别表示该物种的数密度、电荷和质量。模拟区域跨度为 $L_x \times L_y$ =280 d_e×280 d_e，采用周期性边界条件，并以 1536×1536 个网格单元进行解析，每个网格单元中每个物种含有1000个粒子。为了能够在多个离子回旋周期内解析电子动力学，我们采用约化质量比 $m_i/m_e = 100$；对于含有单价离子的准中性等离子体，这给出 $d_i = 10d_e$。我们设定 $\Omega_{ce}/\omega_{pe} = 1/4$。

等离子体在均匀磁场 $\boldsymbol{B} = B_0\hat{\boldsymbol{x}}$ 中初始化。我们将平行等离子体贝塔值定义为 $\beta_{\alpha\parallel} = 2\mu_0 n_\alpha T_{\alpha\parallel}/B^2$，其中 $T_{\alpha\parallel}$ 是物种 α 的平行温度（以能量为单位）。平行方向和垂直方向是相对于磁场定义的。离子遵循双麦克斯韦分布

$$f_{\alpha 0}(v_\parallel, v_\perp) = n_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_{\alpha\parallel}}\right)^{1/2} \frac{m_\alpha}{2\pi T_{\alpha\perp}} \exp\left[-\frac{m_\alpha v_\parallel^2}{2T_{\alpha\parallel}} - \frac{m_\alpha v_\perp^2}{2T_{\alpha\perp}}\right], \tag{2.1}$$

其中 $\beta_{i\parallel} = 2$ 和 $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 10$，而电子是各向同性的，具有 $\beta_{e\parallel} = 1$ 和 $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1$。我们将电子热速度定义为 $v_{\mathrm{th},\,e} = \sqrt{2T_{e\parallel}/m_e}$。对于上述参数，$v_{\mathrm{th},\,e} = \sqrt{\beta_{e\parallel}}$ $(\Omega_{ce}/\omega_{pe})$ $c = 0.25c$ 初始时。系统中唯一的自由能来源是较强的离子温度各向异性；选择这一参数是为了加快初始离子尺度波的增长过程，从而节省计算成本。因此，之后出现的任何电子各向异性和电子尺度波都必须由离子尺度动力学自洽地产生。由于磁场在模拟过程中方向会发生变化，我们遵循 Swisdak（2016）的方法，将平行温度和垂直温度计算为完整压力张量相对于局部磁场的相应投影。

下文首先概述系统演化（第2.1节）。随后，我们考察磁结构如何调制电子温度各向异性（第2.2节），以及俘获如何塑造电子速度分布（第2.3节）。接着，我们分析离子和电子尺度波（第2.4节），识别电子—哨声波相互作用的准线性扩散特征（第2.5节），并展示哨声波如何调节电子各向异性（第2.6节）。

2.1. 系统演化

图1(a)–(d)展示了磁场强度、电子密度以及离子和电子温度各向异性的时间演化。在每个时刻，实线表示空间中位数，阴影带表示模拟区域内第10至第90百分位数的范围。与外部驱动的剪切模拟或膨胀盒模拟不同，系统在初始化后不再获得能量输入。初始磁场均匀，电场为零，因此随后产生的电磁涨落中的能量来自初始粒子动能，其来源是离子温度各向异性。由于 $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ 是离子尺度磁场涨落的能量来源，它会随着这些涨落的增长而减小；$T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ 的中位数从10降至约2（到 $t\omega_{pe} \approx 4000$时），随后更缓慢地趋近于1（图1c）。在初始下降期间，磁场强度的中位数升至约 $1.2B_0$ （图1a），电子则形成垂直温度各向异性，其$T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 中位数达到约1.7（图1d）。电子温度各向异性保持在

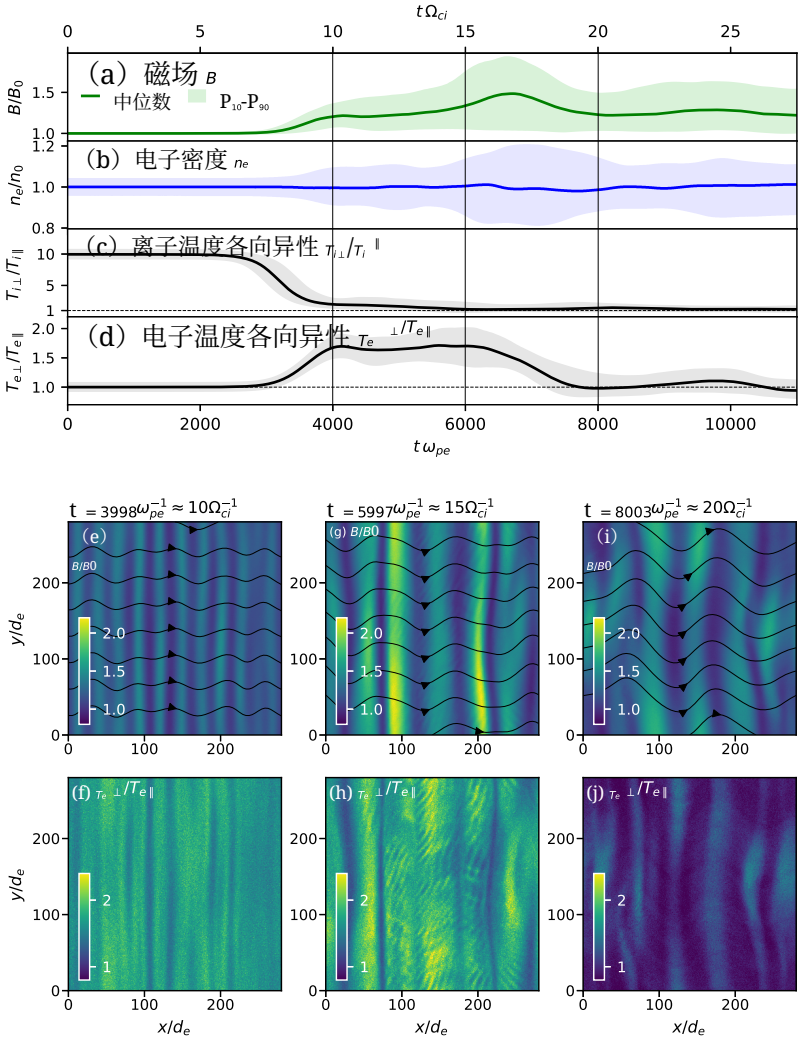

图1. 模拟概览。(a)–(d) 面板展示了以下量随时间的演化：(a) 归一化磁场强度 B/B_0、(b) 电子密度 n_e、(c) 离子温度各向异性 $T_{i\perp}/T_{i\|}$ 和 (d) 电子温度各向异性 $T_{e\perp}/T_{e\|}$。在每个时刻，实线表示空间中位数，阴影带表示模拟区域内第10至第90百分位数。竖线标示了 (e)–(j) 面板中快照对应的时刻，从左到右分别为 $t\omega_{pe} \approx 4000$、6000 和 8000。(e、g、i) 上排快照显示B/B_0，流线表示投影到 xy 平面上的磁场方向。(f、h、j) 下排快照显示 $T_{e\perp}/T_{e\|}$。

这一数值附近，直至 $t\omega_{pe} \approx 6000$，从而为电子尺度涨落提供自由能来源。随后电子各向异性开始弛豫，同时出现第二阶段的磁场增强。磁场强度中位数在 $t\omega_{pe} = 6700$ 附近达到峰值，约为 $1.5B_0$，并在 $t\omega_{pe} = 8000$时降至约 $1.2B_0$；此时电子温度各向异性的中位数已回到1。在模拟剩余时间内，磁场强度的中位数始终高于 B_0，而第10百分位数则保持在 B_0附近。电子密度的中位数在整个过程中都接近其初始值，但其空间分布范围在两次磁场增强期间均有所扩大，并且

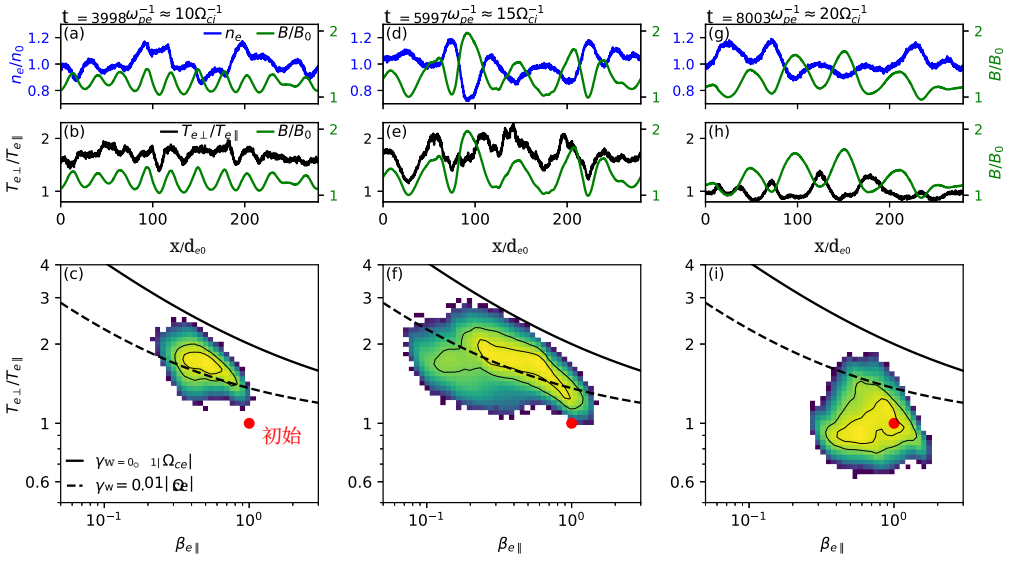

图 2. 磁结构中的电子温度各向异性及其与哨声不稳定性阈值的关系。从左到右，各列分别表示 $t\omega_{pe} \approx 4000$、6000 和 8000。上面两行显示沿 x 的剖面，取条带 $y \in (229,231)\, d_e$内的平均值。第一行（a、d、g）显示电子密度 n_e（蓝色），第二行（b、e、h）显示电子温度各向异性 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$（黑色）。两行还显示归一化磁场强度 B/B_0（绿色，右轴）。最下面一行（c、f、i）显示整个模拟区域内 $\beta_{e\parallel}$ 与 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 的联合分布。内外细等值线分别圈出 50% 和 90% 的样本。粗实线和虚线分别表示 Gary 与 Wang（1996）的哨声不稳定性阈值，对应增长率 $\gamma_w = 0.1\,|\Omega_{ce}|$ 和 $0.01\,|\Omega_{ce}|$。红点标出初始状态（$\beta_{e\parallel}$, $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$）= （1,1）。

在 B 的第二个峰值附近达到最大值（图1b），其第10–90百分位数约为初始密度的 ±20%。这表明离子回旋波变为压缩性，并显著调制电子密度；磁场较弱处的密度会增强（第2.2节）。

图1(e)–(j)展示了磁场强度 B和电子温度各向异性 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 的空间结构如何演变。到 $t\omega_{pe} \approx 4000$ 时，随着离子温度各向异性迅速下降， B 中交替出现的峰和磁场凹陷形成近乎周期性的带状结构，沿 y 延伸。面内磁场方向沿 x 呈周期性变化（图1e）。在第2.4节中，我们将这些结构识别为具有压缩分量的大振幅离子回旋波。电子温度各向异性在区域的大部分范围内已升至1以上，并呈现出相似的带状图样（图1f）。到 $t\omega_{pe} \approx 6000$ 时，磁结构的尺度增大且规则性降低（图1g），电子温度各向异性在带状结构内也出现明显变化（图1h）。在 $t\omega_{pe} \approx 8000$ 时，磁涨落仍然清晰可见（图1i）。尽管电子温度各向异性的中位数已恢复至约1，但局部显著偏离各向同性的现象仍然存在（图1j）。在接下来的章节中，我们将考察磁俘获和绝热压缩如何塑造电子分布。

2.2. 温度各向异性的演化

现在，我们来考察电子密度和温度各向异性在磁结构中的变化。在 $t\omega_{pe} \approx 4000$ 处，密度涨落较弱，其

主导波长与 B 处不同，因此沿着 x 中的剖面，二者之间没有明显的相位关系（图2a）；而沿着同一剖面，$T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 与 B 通常呈正相关，但并非处处如此（图2b），这与压缩引起的绝热响应一致（第2.6节）。与初始状态（红点）相比，$\beta_{e\parallel}$ 和 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 的数据分布（图2c）向较低的平行β和较高的电子温度各向异性偏移。

在 $t\omega_{pe} \approx 6000$ 时，密度涨落进一步增强，如今与 B 呈现出明显的反相关（图2d），且磁场凹陷处的密度有所增强。然而，电子温度各向异性 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 与 B 的关系仍存在显著变化，在 B 的峰值和凹陷处均出现局部最小值。数据分布已变得更为宽广，从低 $\beta_{e\parallel}$ 和高 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 延伸至更高的 $\beta_{e\parallel}$ 和更低的 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$（图2f）。分布的核心遵循 $\gamma_w = 0.01\,|\Omega_{ce}|$ 的哨声不稳定性阈值（虚线；Gary和Wang，1996）。

到 $t\omega_{pe} \approx 8000$ 时，$T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 与 B 之间此前的正相关已转变为沿该剖面的总体反相关模式，最大的温度各向异性出现在磁场凹陷处（图2h）。在磁场峰值处，$T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 降至接近或低于 1。数据分布集中在各向同性附近，大多数样本位于 $\gamma_{\mathrm{w}} = 0.01|\Omega_{ce}|$ 等值线以下（图2i）。因此，即使等离子体主体恢复至接近各向同性的状态，磁凹陷中的 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 局部增强仍然存在。

2.3. 电子速度分布

图3显示了电子速度分布 f_e 在 $t\omega_{pe} \approx 4000$ （左）和6000（右）的磁结构中的变化。图3a–c显示了条带 $y \in$（228，232）d_e内沿x的磁场分量、磁场强度、电子密度和温度各向异性。图3d显示了 f（θ）的俯仰角分布，范围为$v \in$（0。3，0。4）c。由于$v_{\mathrm{th,\,e}} = 0.25c$，该速率范围接近电子速率分布的峰值，因此下文讨论的俯仰角结构会影响热电子。它还与哨声波的回旋共振范围重叠（见第2.5节）。在$v \approx 0.35c$处，共振平行速度$v_{\parallel,\,\mathrm{res}}/c \in$ （-0.4，-0.2）对应的俯仰角约为 125°–180°，接近并超出俘获边界。

在 $t\omega_{pe} \approx 4000$，$\theta = 90°$附近的 $f(\theta)$总体有所增加，这与较高的 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$一致。我们还绘制了俘获角 θ_{tr}（黑色曲线），其定义为 $\sin^2\theta_{\mathrm{tr}} = B/B_{\max}$，其中 B 为局部磁场强度，$B_{\max}$ 为沿x方向的最大磁场强度。此时，$f(\theta)$未受到 θ_{tr} 的显著调制，而磁凹陷内的二维电子速度分布 $f_e(v_\parallel,\ v_\perp)$（图3e）近似呈双麦克斯韦分布。

图3f–j展示了稍后的时刻 $t\omega_{pe} \approx 6000$，此时反相关的磁场与密度涨落更加明显（图3g）。如图3i所示，俯仰角分布的变化也更大，在俘获区域 $\theta_{\mathrm{tr}} < \theta < 180° - \theta_{\mathrm{tr}}$之外急剧下降。除了平行和反平行方向上的 $f_e(\theta)$耗减外，一些磁凹陷在 $\theta = 90°$处也出现最小值，而单凭俘获无法解释这一现象。一个例子是 $x \in$处的磁凹陷（25，29）d_e（图3f–i中的竖线；完整分布 $f_e(v_\parallel,\ v_\perp)$见图3j）。 $90°$ 附近的电子具有 $v_\parallel \approx 0$，且未与哨声波发生回旋共振，因此这一最小值并非由哨声波散射直接造成。这类电子分布在 $\theta = 0°$、 $90°$和 $180°$处具有局部最小值，被称为“蝴蝶”分布或“甜甜圈”分布。

这与第1节概述的图景一致：随着俘获电子对不断演化的磁场凹陷作出响应，蝴蝶分布随之形成（Kivelson & Southwood 1996；Yao 等2018；Li 等 2021）。在我们的模拟中，磁场凹陷确实在 $t\omega_{pe} \approx 4000$ 至6000之间变深。 $x \in$（25，29）处的磁场凹陷 d_e 也说明了为什么双麦克斯韦分布不稳定性阈值

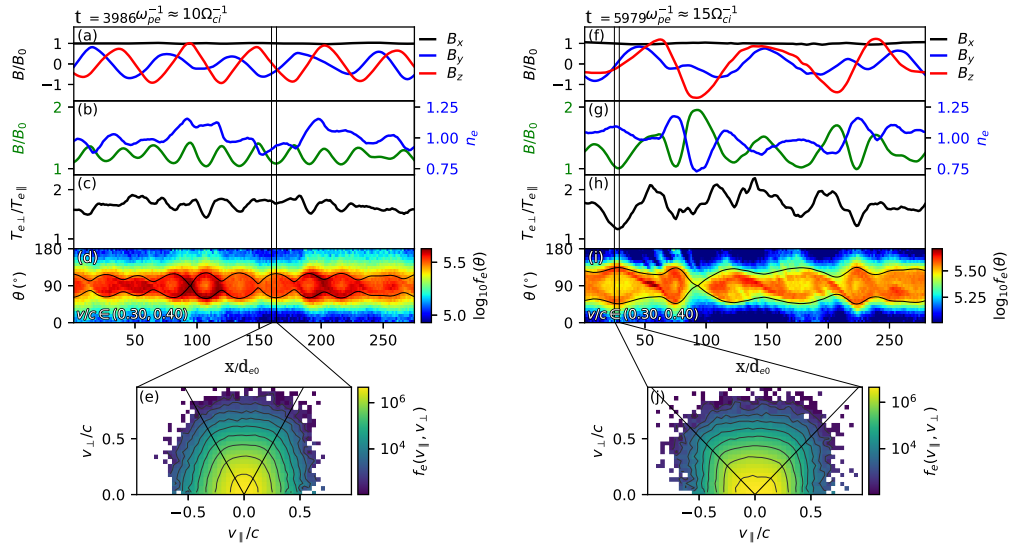

图3。 $t\omega_{pe} \approx 4000$ （左列）和6000（右列）处磁场极小值中的电子俘获。上方四行显示沿 x的剖面，该剖面在条带 $y \in$ （228，232）d_e上取平均。面板（a、f）显示磁场分量 B_x （黑色）、 B_y （蓝色）和 B_z （红色），并归一化为 B_0。面板（b、g）显示磁场强度 B/B_0 （绿色，左轴）和电子密度 n_e （蓝色，右轴）。面板（c、h）显示电子温度各向异性 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$。在面板（d、i）中，颜色表示 $v \in$ （0.3，0.4）c的电子俯仰角分布。黑色曲线标示俘获俯仰角范围的边界，即 $\theta_{\rm tr}$ 和 $180° - \theta_{\rm tr}$。面板（e、j）显示电子速度分布 f_e （$v_\parallel$， $v_\perp$），分别在（e）中的 $x \in$ （160，164）d_e、 $y \in$ （228，232）d_e 以及（j）中的 $x \in$ （25， 29）d_e、 $y \in$ （228， 232）d_e 上取平均。上方各面板中的竖线标示相应的 x 区间。在（e、j）中，弯曲的黑线表示恒定 f_e的等值线，直线表示速度空间中的俘获边界。

在这里并不充分：尽管其蝴蝶形状十分显著（图3j），但其温度各向异性相对较低，约为1.2（图3h）。 $90°$ 附近的耗减降低了垂直压力，而 $0°$ 和 $180°$ 附近的耗减降低了平行压力，因此两者在 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$处部分抵消。

2.4. 波特征分析

为了表征离子尺度涨落，我们跟踪点$x = 233\,d_e$, $y = 140\,d_e$ 处的磁场（图4a）。垂直于初始磁场 $\boldsymbol{B}$的 y和 z 分量呈现准周期涨落，这些涨落导致系统中的 B 整体增加。图4b中 B_y 和 B_z 的霍多图显示，磁场围绕 $\boldsymbol{B}_0$沿左手方向旋转，符合离子回旋波的预期。

在较高频率下，磁场还包含振幅较小的涨落，如图4c所示。涨落在 y 和 z 分量中最强，因为它们接近垂直于 $\boldsymbol{B}$ （参见图1e中的磁力线）。这些分量具有圆偏振的典型 $90°$ 相位差，图4d中的霍多图显示，它们围绕 $\boldsymbol{B}_0$沿右手方向旋转。波周期 $T_{\rm w} \approx 100\,\omega_{pe}^{-1}$对应的角波频率为 $\omega_{\rm w} \approx 0.25\Omega_{ce}$，与哨声波一致。

现在，我们将重点关注在离子回旋波结构中观测到的哨声波的位置和传播。在离子回旋波动振幅最低的 B_x 分量中（图 4e），可以直接看到小尺度哨声波波前。图 4f 显示了同一时刻磁场的二维傅里叶变换，其

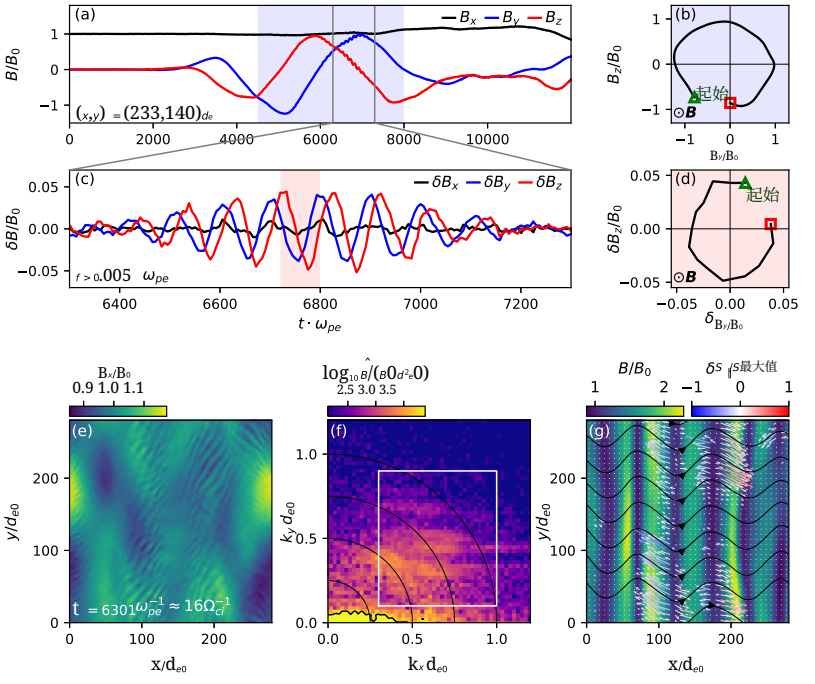

图 4. 离子回旋波和哨声波的极化与传播。(a) $x = 233\,d_e$, $y = 140\,d_e$处磁场分量的时间演化。(b) 蓝色标记区间内的B_y 和 B_z 分量的霍多图，显示其围绕正 x 轴的顺时针（左旋）旋转。(c) 面板 (a) 中磁场的高频分量 $\delta B_{x,y,z}$ （$f > 0.005\omega_{pe}$，即 $f > 0.02|\Omega_{ce}|$），对应时间段为 $t\omega_{pe} \in$ （6300,7300）。(d) 红色标记区间内的 δB_y 和 δB_z 分量的霍多图，显示 $\delta \boldsymbol{B}$ 围绕正 x 轴的逆时针（右旋）旋转。(e) $t\omega_{pe} = 6301$处的 B_x/B_0。(f) 同一时刻磁场分量$\hat{B} = \sqrt{\hat{B}_x^2 + \hat{B}_y^2 + \hat{B}_z^2}$的傅里叶变换幅值。白框标出了用于对 (g) 中坡印廷通量进行滤波的波数范围。(g) 磁场强度 B/B_0，箭头表示坡印廷通量 $\delta \boldsymbol{S}$。箭头的颜色表示沿背景磁场的分量 $\delta S_\parallel / S_{\max}$，黑色曲线表示磁力线。

主导的离子回旋模以黄色显示在左下方，对应$kd_e \sim 0 - 0.5$，波长为 $\lambda > 13\,d_e = 1.3\,d_i$。哨声波涨落出现在更高的波数（更短的波长）处，主要为 $kd_e \sim 0.5 - 0.8$。

为确定哨声波的传播方向，我们计算坡印廷通量 $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}/\mu_0$，该通量表示由场携带的电磁能流。对于波动场 $\delta \boldsymbol{E}$，$\delta \boldsymbol{B}$，其对应的 $\delta \boldsymbol{S}$ 与波群速度平行。我们首先对波数为$k_x d_e \in (0.3, 1.0)$ $k_y d_e \in (0.1, 0.9)$ 的电场和磁场进行带通滤波（图 4f 中的白框）。在图 4g 中，箭头表示叠加在磁场强度上的 $\delta \boldsymbol{S}$。红-白-蓝色表示$\delta S_\parallel$，即 $\delta \boldsymbol{S}$ 沿背景磁场方向的分量（此处定义为长波长磁场分量 $kd_e < 0.2$）。哨声波主要远离磁场极小值传播。我们还注意到，即使哨声波在模拟盒坐标系中是斜向传播的（$k_y > 0$；图 4g），其传播方向也大致平行于局部磁场方向（见图 4g 中的黑色磁力线）。

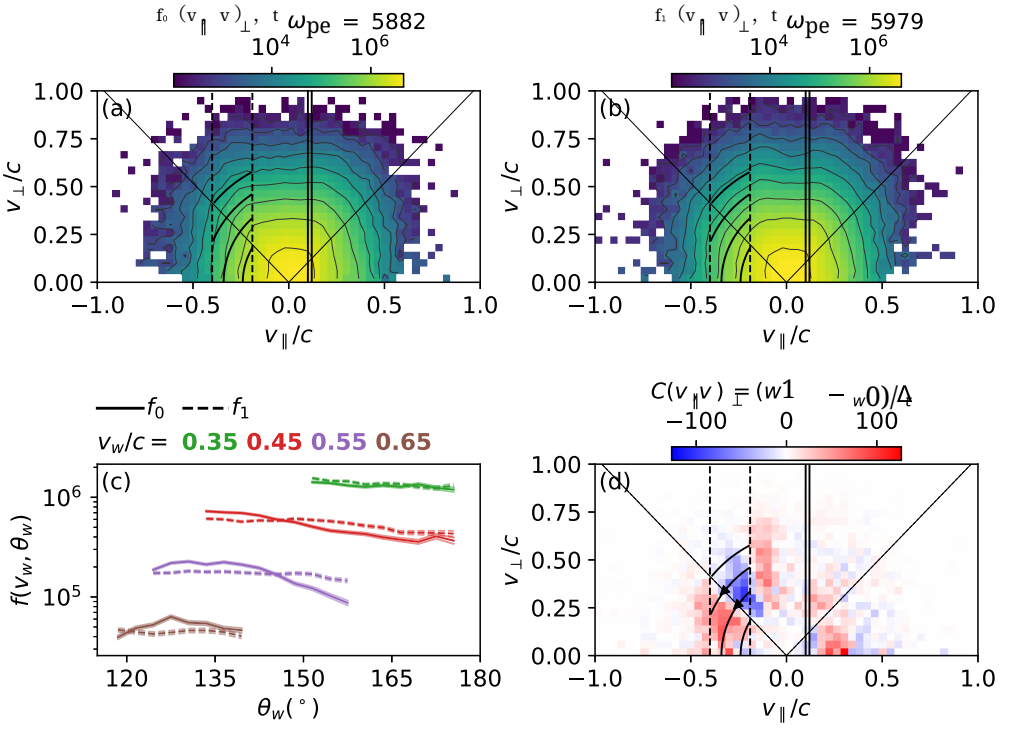

图 5. 哨声波引起的电子分布变化，在 $x \in (176, 180)\, d_e$，$y \in (228, 232)\, d_e$ 上取平均。(a) $f_e(v_\parallel, v_\perp)$，位于 $t\omega_{pe} = 5882$（此处记为 f_0）；等值线以细实黑色曲线表示。竖直虚线标示共振速度范围 $v_{\parallel \mathrm{res}}$，而实黑色曲线表示该 $v_\parallel$ 范围内的准线性扩散曲线。竖直实线表示估计的相速度范围 $v_{\parallel \mathrm{ph}}$。细黑色对角线表示俘获角 θ_{tr}。(b) 与 (a) 相同，但位于 $t\omega_{pe} = 5979$（此处记为 f_1）。(c) 沿准线性扩散曲线的 f_0（实线）和 f_1（虚线），其中 v_w 和 θ_w 分别为波动参考系中的速度和俯仰角。半透明曲线表示泊松误差 $\sqrt{N}$，其中 N 为每个分箱中的宏观粒子数。(d) (a) 与 (b) 之间的相空间能量密度变化，$C = (w_1 - w_0)/\Delta t$，其中 $w = m_e v^2 f_e/2$ 和 $\Delta t = 97\,\omega_{pe}^{-1}$。蓝色和红色分别表示减少和增加。黑色曲线表示共振范围内方程 (2.3) 的扩散路径，箭头表示扩散方向。

2.5. 准线性扩散特征

图 5 展示了存在哨声波时电子分布函数的变化。面板 (a) 和 (b) 显示了 $f_e(v_\parallel, v_\perp)$ 在 $t\omega_{pe} = 5882$ 和 5979，即相隔 $97\,\omega_{pe}^{-1}$，并以黑色等值线表示。两个分布均在 $x \in (176, 180)\, d_e$，$y \in (228, 232)\, d_e$ 上取平均。该区域位于局部磁场极小值处，哨声波主要平行于 $\boldsymbol{B}_0$ ($\delta S_\parallel > 0$) 传播。

回旋共振条件定义了 $f_e(v_\parallel, v_\perp)$ 中哪些区域与哨声波相互作用：

$$v_{\parallel \mathrm{res}} = v_{\parallel \mathrm{ph}} - l|\Omega_{\mathrm{ce}}|/k_\parallel, \tag{2.2}$$

其中 $v_{\parallel \mathrm{ph}} = \omega/k_\parallel$ 为平行相速度。对于准平行波，$l = 1$ 一阶回旋共振主导能量传递（Jiang *et al.* 2024）。我们利用哨声波的波数范围 $kd_e \in (0.5, 0.8)$（图 4f），根据冷等离子体色散关系估算 ω，$k^2c^2/\omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2/[\omega(\omega - |\Omega_{ce}|)]$，该范围与 Jianget al. (2024) 针对磁鞘哨声波发现的不稳定范围相吻合

，后者给出 $v_{\parallel \mathrm{ph}}/c \in (0.10, 0.12)$ 和 $v_{\parallel \mathrm{res}}^{l=1}/c \in (-0.4, -0.2)$。在图 5 中，我们分别用实线和虚线竖线标出了这些范围。

我们在准线性扩散框架下分析电子-哨声波相互作用；该框架仅在波包振幅较低且相位随机时严格成立（Kennel 与 Engelmann 1966；Verscharen 等 2022）。在以相速度运动的参考系中，共振电子的能量守恒，因此它们沿以 $v_{\parallel \mathrm{ph}}$ 为圆心的圆扩散：

$$(v_\parallel - v_{\parallel \mathrm{ph}})^2 + v_\perp^2 \equiv v_w^2 = \mathrm{const}, \tag{2.3}$$

如图 5 中 $v_{\parallel \mathrm{res}}$ 范围内的黑色弧线所示。此处，v_w 是波参考系中的电子速率，相应的俯仰角记为 θ_w。图 5c 展示了若干 v_w 取值下沿这些曲线的 f_e。在 $t\omega_{pe} = 5882$（实线）时，f_e 在 $\theta_w \approx 135$–140° 处达到峰值，靠近俘获边界，并向 $\theta_w = 180^\circ$ 逐渐减小。约 $97\,\omega_{pe}^{-1}$ 后（虚线），分布已明显变平，这符合共振扩散沿扩散路径消除梯度的预期。

通过追踪速度空间中的能量密度变化，我们可以在电子速度分布函数中探测到波粒相互作用的特征（Howes等2017；Jiang等2024）

$$C(v_\parallel, v_\perp) = \frac{d}{dt}\left[\frac{1}{2} m_e v^2 f_e(v_\parallel, v_\perp)\right], \tag{2.4}$$

如图 5d 所示。负值（蓝色）对应于相空间能量密度降低，正值（红色）对应于相空间能量密度增加。因此，在红色区域与蓝色区域的交界处，电子已从蓝色区域扩散到红色区域。在共振范围内，红蓝区域的交界线位于俘获角处。电子离开俘获粒子群，沿扩散曲线向较小的 $v_\perp$ 移动，这会降低它们在模拟参考系中的能量，并向波释放能量。这表明，哨声波由俘获边界处的速度空间梯度驱动，而波粒相互作用反过来又减小了这一梯度。

2.6. 哨声波对电子各向异性的影响

在图 6 中，我们重新考察了系统的时间演化。通过 $k_x d_e \in (0.3,\ 1.0)$ 和 $k_y d_e \in (0.1,\ 0.9)$ 处的磁场功率来测量哨声波活动（图 6e），其发展分为两个阶段。首先，在 $t\omega_{pe} \approx 4000$ 处出现较弱的增强，同时 B 和 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 开始增长；随后出现强得多的爆发，在 $t\omega_{pe} \approx 6400$ 处达到峰值，此时 B 达到最大值，俘获也最为强烈。Ley等 （2024）在镜像模中也发现了类似的两阶段序列。

磁结构的演化会改变电子的平行温度和垂直温度，即使不存在任何波粒相互作用。为了将这种双绝热响应与哨声波的影响区分开来，我们将其与双绝热（Chew–Goldberger–Low，双绝热近似）预测进行比较（Chew 等，1956），

$$T_{e\perp}^{\mathrm{CGL}} = T_{e0}\frac{B}{B_0}, \qquad T_{e\parallel}^{\mathrm{CGL}} = T_{e0}\left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2\left(\frac{B_0}{B}\right)^2, \tag{2.5}$$

其中 T_{e0}、n_0 和 B_0 为起始值。由于起始状态是均匀的，每个流体元都从相同的数值开始，因此可以根据局部的 n_e 和 B，逐个网格计算式（2.5）。图 6b–c 中的虚线表示由此得到的盒中位数，而

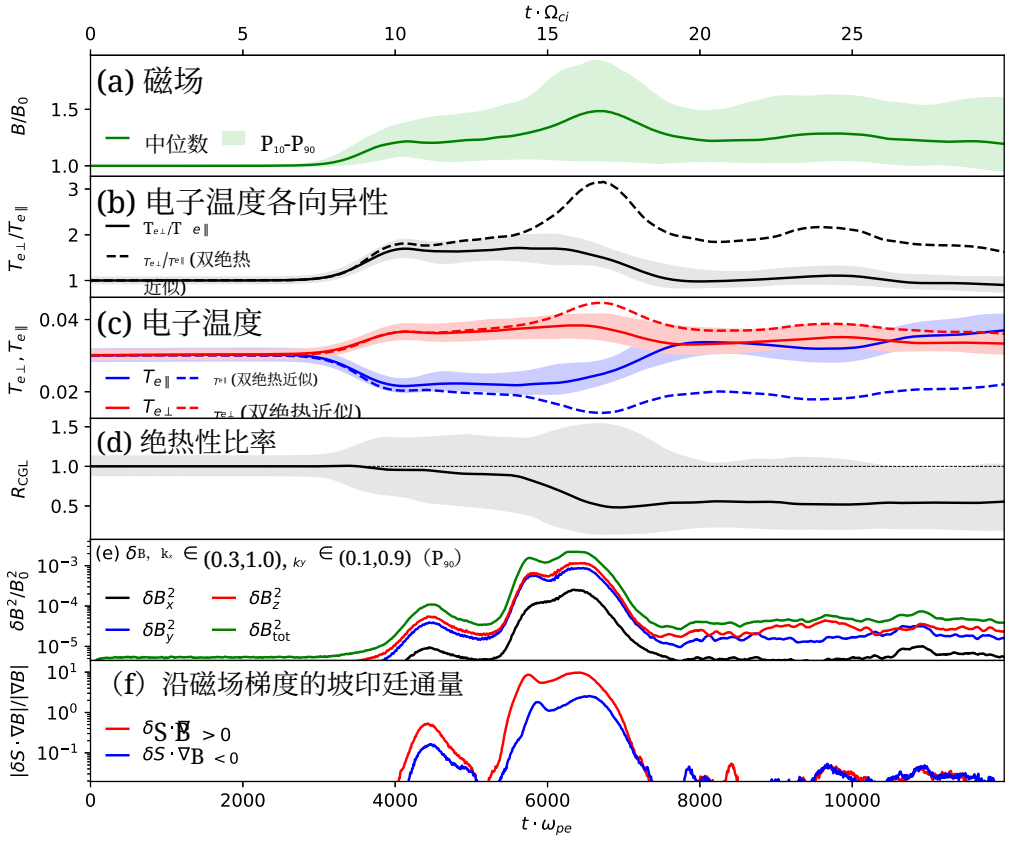

图 6. 以下各量的区间中位数（实线）和第 10–90 百分位数（阴影）的演化：(a) 磁场强度 B/B_0；(b) 电子温度各向异性（$T_{e\perp}/T_{e\|}$）；(c) 平行于（$T_{e\|}$）和垂直于（$T_{e\perp}$） $\boldsymbol{B}$的电子温度；(d) 测量得到的各向异性与双绝热各向异性之比 R_{CGL}；(e) 哨声波波数范围内磁场功率的第 90 百分位数，$k_x d_e \in (0.3,1.0)$，$k_y d_e \in (0.1,0.9)$；以及 (f) 哨声波坡印廷通量 $\delta \boldsymbol{S}$ 沿背景磁场梯度 $\delta \boldsymbol{S} \cdot \nabla B/|\nabla B|$的分量，对该分量为正（红色，指向 B增大的方向）和为负（蓝色，指向 B减小的方向）的单元分别求和。(b) 和 (c) 中的虚线表示方程 (2.5) 给出的双绝热（CGL）预测。

图 6d 显示了测得的各向异性与绝热各向异性之比，

$$R_{\mathrm{CGL}} = \frac{T_{e\perp}/T_{e\|}}{\left(T_{e\perp}^{\mathrm{CGL}}/T_{e\|}^{\mathrm{CGL}}\right)}. \tag{2.6}$$

在 $t\omega_{pe} \approx 4500$ 之前，电子紧密遵循绝热预测，且 $R_{\mathrm{CGL}} \approx 1$。因此，在离子回旋波增长期间，各向异性的增加主要是对磁场压缩的绝热响应，其中 $T_{e\perp}$ 增加而$T_{e\|}$ 减少。此后，两者开始偏离。绝热各向异性继续增大，并在 $t\omega_{pe} \approx 6700$ 达到约 3；而测得的各向异性维持在 1.7 附近，随后到 $t\omega_{pe} \approx 8000$ 降至 1。 R_{CGL} 的中位数从约 0.9 降至 0.55，时间范围为 $t\omega_{pe} \approx 6000$ 至 7000；与此同时，哨声波功率达到峰值，此后则维持在这一水平。绝热预测值与观测值之间的差异主要体现在平行方向：绝热预测给出的 $T_{e\|}$ 大致保持不变或有所下降，而测得的 $T_{e\|}$ 在此期间增加了约 40%

从 $t\omega_{pe} \approx 6000$ 到 8000（图 6c）。这种平行加热正是哨声波引起俯仰角散射的预期特征，也与 Jiang 等（2024）发现的准线性演化相符，并且与我们对图 5 的分析一致。

偏离绝热预测的部分原因，也可能来自电子在磁场凹陷和峰值之间沿磁场流动。即使它们的磁矩守恒，这种流动也会在磁场强度不同的区域之间重新分配电子，而忽略热流的局部双绝热近似模型并未包含这一过程。

图 6f 显示了沿背景磁场梯度方向的哨声波坡印廷通量分量，$\delta \boldsymbol{S} \cdot \nabla B / |\nabla B|$；该分量进一步分为分别指向$B$ 增加（红色）和 B 减少（蓝色）的贡献。指向增加的 B 通量在两次哨声波爆发期间都占主导：在 $t\omega_{pe} \approx 4300$处的第一次爆发期间约为其五倍，在主爆发增强期间最高达到约一个数量级，在其峰值处约为三倍。因此，在整个模拟过程中，哨声波主要从磁场凹陷向外传播，这支持磁场凹陷是其源区这一观点。

3. 讨论

我们的模拟表明，哨声波由俘获电子群体边缘的速度空间梯度驱动。电子以与哨声波共振的平行速度穿过俘获边界，速度空间梯度随之逐渐变平。坡印廷通量指向远离磁场极小值的方向（图 4g），因此波是在发生俘获的磁场凹陷处发射的。与双绝热预测的比较表明，离子回旋波增长时，电子各向异性遵循绝热值；而当哨声波强度达到峰值时，电子各向异性则远低于该值。若没有哨声波，仅靠压缩就会使各向异性持续增大。

俘获边界处的局域扩散表明，磁凹陷与哨声波频率之间存在联系。磁凹陷的深度 $B/B_{\max}$ 决定了俘获角，并由此决定速度空间中梯度的位置。结合共振条件和哨声波色散关系，这就决定了哪些波能够增长。磁凹陷内部的局部电子回旋频率也较低，因此哨声波频段会向低频移动。这与 Ahmadi等人（2018）的 MMS观测一致：在较浅的磁洞中，哨声波频率从 $0.35\,|\Omega_{ce}|$ 降至较深磁洞中的 $0.12\,|\Omega_{ce}|$。

尽管我们模拟中的磁场凹陷是由压缩性的离子回旋波形成的，而不是由镜像模形成的，但从电子的角度来看，两者非常相似。磁场凹陷中的电子动力学取决于 B 沿磁力线的变化，这涉及磁矩守恒和镜力，而较少取决于形成磁场凹陷的机制。这里有两个尺度分离使这一图景适用。首先，电子回旋半径$\rho_e = v_{\mathrm{th},\ e}/|\Omega_{ce}| \approx d_e$远小于磁场凹陷的尺度；磁场凹陷延伸达数十个 d_e （图2和图3），因此磁矩守恒。其次，与电子运动相比，离子回旋波的演化十分缓慢。其周期超过 $2\pi/\Omega_{ci} \approx 2500\,\omega_{pe}^{-1}$，而热电子穿过一个几 d_i 宽的磁场凹陷只需约$200\,\omega_{pe}^{-1}$。它们的相速度低于阿尔芬速度，而阿尔芬速度比电子热速度小一个数量级，即$v_{\mathrm{th},\ e}/v_A = \sqrt{\beta_{e\parallel} m_i/m_e} = 10$。因此，在磁场凹陷发生变化的过程中，电子会在其中往返振荡许多次，并将其感知为一个准静态磁瓶，就像在非传播镜像模中一样。在真实质量比下，这些尺度分离将会更大。

电子　　模拟中的电子特征与MMS在磁鞘中观测到的特征相似　　e

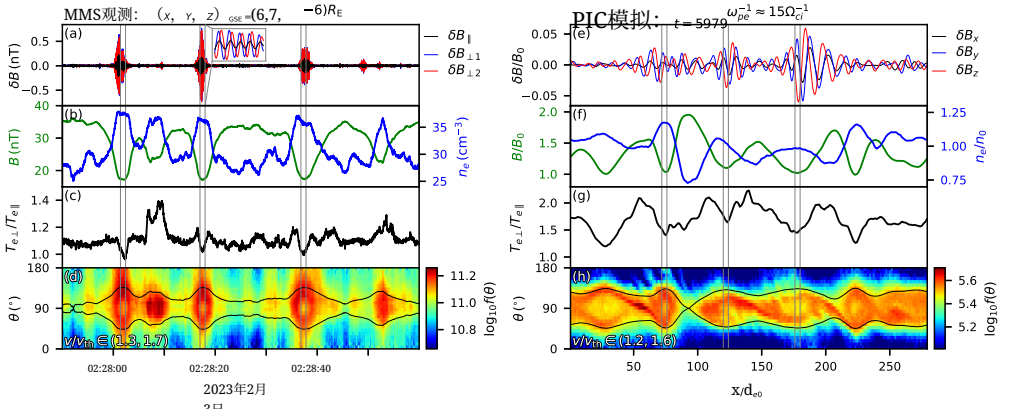

图7。（a）–（d）MMS航天器（Burch 等，2016）于2023年2月3日的原位观测。MMS位于日侧磁鞘，位置为（6, 7, −6）R_{E}，采用地心太阳黄道坐标系（GSE），其中 $R_{\mathrm{E}} \approx 6400\,\mathrm{km}$为地球半径。由于除高频波外，这些结构近似静止于流经航天器的等离子体中，因此时间可视为空间坐标。（a）频率范围（$0.05\,|\Omega_{\mathrm{ce}}|$, $|\Omega_{\mathrm{ce}}|$）内的高频磁场分量。主要出现在垂直于背景磁场的分量（$\delta B_{\perp 1}$, $\delta B_{\perp 2}$）中的啸声波爆发，发生在竖线标示的磁场凹陷中。插图显示了02:28:17时的一段50 ms波形。（b）磁场强度 B（绿色）和电子密度 n_e（蓝色），二者近似反相关。（c）电子温度各向异性 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$。（d）$v/v_{\mathrm{th},e} \in$ (1.3, 1.7)的电子俯仰角分布，黑色曲线表示俘获角 θ_{tr}。（e）–（h）图3中 x 处剖线上 $t\Omega_{ci} = 15$（$t\omega_{pe} = 5980$）的模拟数据，横轴为空间坐标。（e）模拟坐标系中的小尺度磁场分量 δB_x, δB_y 和 δB_z，以 B_0 归一化，并经过波数 $k_x d_e \in$ (0.3, 1.0) $k_y d_e \in$ (0.1, 0.9)滤波。（f）–（h）同图3g–i，（h）中的俯仰角分布显示为$v/v_{\mathrm{th},e} \in$ (1.2, 1.6)。

（图7）。在MMS数据中，啸声波爆发发生在磁场凹陷内部，主要出现在垂直于背景磁场的磁场分量中（图7a）。值得注意的是，这些爆发发生在电子俯仰角分布呈现蝴蝶状特征的位置：在 0°、 90° 和 180°附近出现耗减，并且 $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ （图7c）低于该时间段的其他部分。在两个较浅的磁场凹陷中， $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ 达到峰值，但未检测到啸声波。这与我们在该模拟中的发现一致，即俘获电子分布中的尖锐梯度会产生最强的啸声波爆发。在模拟中，啸声波出现在磁场凹陷内部及其周围（图7e），这与其从磁场凹陷向外传播的特征一致（第2.4节）。在这两种情况下，密度与磁场强度呈反相关，电子各向异性在不同磁场凹陷之间变化显著，而磁场凹陷内部的俯仰角分布在0°、 90° 和 180°附近出现耗减，其中沿磁场方向的耗减与俘获角相符。

主要差异在于各向异性的大小：在 MMS 时间段内约达到 1.3，而在模拟中约为 2。这部分是由于模拟中较强的初始离子各向异性 $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 10$ 所致，它驱动出的离子回旋波振幅大于典型磁鞘条件下的振幅，从而导致更强的压缩和电子俘获。这一选择主要决定离子尺度结构的振幅，而非电子响应的性质：电子起初是各向同性的；在俘获和主要哨声波活动发展之前（第 2.1 节），离子各向异性已弛豫至 $T_{i\perp}/T_{i\parallel} \approx 2$，处于磁鞘中观测到的范围内；在整个过程中，电子响应均表现出预期的绝热、俘获和准线性行为（第 2.3–2.6 节）。此外，观测到的磁场凹陷很可能是镜

模结构，而我们模拟中的磁场凹陷则由压缩性离子回旋波形成。尽管如上所述，电子对这两者的响应方式相似，但这两类结构在深度、形状和演化方面可能存在差异，从而影响电子被俘获的程度。

在镜像模中，俘获粒子与磁场共同演化。Kivelson & Southwood（1996）认为，在磁场极大值处，仅俘获效应就足以降低压力，使系统达到临界稳定性；而在磁阱中，随着镜点彼此远离，俘获粒子还必须受到冷却。我们预计，在此研究的压缩性离子回旋波中也存在类似的反馈。采用预设磁场演化的试验粒子模型能够再现蝴蝶分布（Li *et al.* 2021），但无法纳入这种反馈，也无法纳入俘获电子激发的哨声波；在我们的模拟中，这些哨声波会重塑分布。

这些模拟采用约化质量比 $m_i/m_e = 100$，这使离子尺度与电子尺度比在真实等离子体中更为接近，并可能使二者之间的耦合更加高效。Ley *et al.* （2024）发现，在质量比为 8 到 64 的范围内，镜像模中的次级哨声波仅对质量比弱依赖，这表明本文的定性图景应当成立，尽管时间尺度和波谱可能会发生变化。二维几何结构还限制了允许的波矢。然而，采用更真实质量比的三维模拟在数值上面临显著更大的挑战，超出了本工作的范围。

4. 结论

我们采用全动理子胞元模拟，研究离子尺度和电子尺度的不稳定性如何通过电子俘获相互关联。唯一的初始自由能来源是离子温度各向异性。这种各向异性激发了大振幅离子回旋波，使其部分呈现压缩性，并形成磁场极小值和极大值。这些磁结构继而改变电子分布，使其随后变得不稳定并产生哨声波。

起初，电子对压缩作出绝热响应，其各向异性遵循双绝热预测。随着这些结构不断发展，俯仰角较小的电子沿磁场方向逃离磁场凹陷，而俘获电子则留存其中。此时，磁场凹陷中的各向异性最高，其中的分布也发展出与 MMS 观测结果相似的蝴蝶形状。俘获边界处的尖锐梯度通过回旋共振激发哨声波。哨声波从磁场凹陷向外传播，并使电子散射回较小的俯仰角，从而沿准线性扩散曲线展平分布。当哨声波功率达到峰值时，电子各向异性主要通过平行加热降至其绝热值的约一半，并稳定在接近哨声不稳定性阈值的水平。

因此，我们的工作展示了能量从离子尺度传输至电子尺度的一条路径，其中电子速度分布起着连接作用。磁结构的形状决定俘获过程，俘获过程决定速度空间梯度，而梯度决定啸声波发射。因此，仅凭双麦克斯韦分布不稳定性阈值不足以预测磁场凹陷中的啸声波生成；相反，必须将电子分布的完整形状纳入考量。

致谢

作者感谢 Daniel Graham、Jimmy Juno、Yuri Khotyaintsev、Louis Richard 和 Andris Vaivads 富有成效的讨论。计算和数据处理得以借助瑞典国家学术超级计算基础设施（NAISS）提供的资源完成，该基础设施部分由瑞典研究委员会通过编号为 2022-06725 的资助协议提供资金支持。本研究得到位于伯尔尼的国际空间科学研究所（ISSI）的支持，具体通过 ISSI 国际团队项目 #23-588（“揭示非平衡空间等离子体中的能量转换与耗散”）和 #25-653（“恒星风等离子体湍流对日球层及其以外行星磁层的影响”）开展。

资助

本项目获得了克努特和爱丽丝·瓦伦堡基金会（资助编号：KAW 2022.0087 和 KAW 2023.0249）以及瑞典研究委员会（项目编号：2021-03943 和 2022-02862）的资助。

利益声明

作者声明不存在利益冲突。

参考文献

Ahmadi, N., Wilder, F. D., Ergun, R. E., Argall, M., Usanova, M. E., Breuillard, H. 及其他 2018 镜像模磁洞处电子哨声波的生成：MMS观测与PIC模拟。《地球物理研究杂志：空间物理》**123**，6383–6393。Burch, J. L., Moore, T. E., Torbert, R. B. & Giles, B. L. 2016 磁层多尺度任务概述与科学目标。《空间科学评论》**199** (1-4)，5–21。Cattell, C., Breneman, A., Dombeck, J., Short, B., Wygant, J., Halekas, J., Case, T., Kasper, J. C., Larson, D., Stevens, Mike, Whittesley, P., Bale, S. D., Dudok De Wit, T., Goodrich, K., MacDowall, R., Moncuquet, M., Malaspina, D. & Pulupa, M. 2021 帕克太阳探测器发现窄带哨声模波散射年轻太阳风中电子的证据。《天体物理学杂志快报》**911** (2)，L29。Chew, G. F., Goldberger, M. L. & Low, F. E. 1956 无粒子碰撞条件下的玻尔兹曼方程与单流体磁流体方程。《伦敦皇家学会会刊*A*辑》**236** (1204)，112–118。Coburn, Jesse T., Verscharen, Daniel, Owen, Christopher J., Maksimovic, Milan, Horbury, Timothy S., Chen, Christopher H. K., Guo, Fan, Fu, Xiangrong, Liu, Jingting, Abraham, Joel B., Nicolaou, Georgios, Innocenti, Maria Elena, Micera, Alfredo & Jagarlamudi, Vamsee Krishna 2024 波粒相互作用对太阳风电子热流的调节。《天体物理学杂志》**964** (1)，100。Derouillat, J., Beck, A., Pérez, F., Vinci, T., Chiaramello, M., Grassi, A., Flé, M., Bouchard, G., Plotnikov, I., Aunai, N., Dargent, J., Riconda, C. & Grech, M. 2018 Smilei：一种用于等离子体模拟的协作式开源多用途粒子网格代码。《计算机物理学通讯》**222**，351–373。Gary, S. P. & Wang, J. 1996 哨声不稳定性：电子各向异性的上限。《地球物理研究杂志》**101** (A5)，10749–10754。Howes, G. G., Klein, K. G. & Li, T. C. 2017 使用场粒子关联诊断无碰撞能量传递：Vlasov–Poisson等离子体。《等离子体物理学杂志》**83** (1)，705830102。Jiang, W., Verscharen, D., Jeong, S.-Y., Li, H., Klein, K. G., Owen, C. J. & Wang,

C. 2024 地球磁鞘中哨声波与电子之间共振能量传递的速度空间特征。《天体物理学杂志》**960** (1)，30。Kennel, C. F. & Engelmann, F. 1966 磁场中弱等离子体湍流导致的速度空间扩散。《流体物理学》**9**，2377–2388。Kitamura, N., Omura, Y., Nakamura, S., Amano, T. 及其他 2020 磁鞘镜结构中哨声模波源区的观测。《地球物理研究杂志：空间物理》**125** (5)，e2019JA027488。Kivelson, M. G. & Southwood, D. J. 1996 镜不稳定性II：非线性饱和机制。《地球物理研究杂志：空间物理》**101** (A8)，17365–17371。Ley, F., Zweibel, E. G., Miller, D. & Riquelme, M. 2024 星系团中由镜像模驱动的次级哨声不稳定性与离子回旋不稳定性。《天体物理学杂志》**965**，155。Li, J.-H., Zhou, X.-Z., Zong, Q.-G., Yang, F., Fu, S., Yao, S., Liu, J. & Shi, Q. 2021 磁空腔内环形电子分布的起源。《地球物理研究快报》**48** (2)，e2020GL091613。Smith, E. J. & Tsurutani, B. T. 1976 磁鞘狮吼波。《地球物理研究杂志》**81** (13)，2261。Summers, D., Ni, B. & Meredith, N. P. 2007 共振波粒相互作用导致的辐射带电子加速与损失时间尺度：2. 对甚低频合唱波、极低频嘶声和电磁离子回旋波的评估。《地球物理研究杂志：空间物理》**112** (A4)，A04207。Svenningsson, I., Yordanova, E., Cozzani, G. 及其他 2022 湍流磁鞘中哨声波的动理学生成。《地球物理研究快报》**49** (15)，e2022GL099065。Svenningsson, I., Yordanova, E., Khotyaintsev, Y. V., André, M., Cozzani, G., Chasapis, A. & Schwartz, S. J. 2026 地球磁鞘中的电子热流与哨声不稳定性。《物理评论*E*》**113**，L063201。Svenningsson, I., Yordanova, E., Khotyaintsev, Yu. V. 及其他 2024 准平行与准垂直磁鞘中的哨声波。《地球物理研究杂志：空间物理》**129** (6)，e2024JA032661。Swisdak, M. 2016 量化磁重联中的回旋对称性。《地球物理研究快报》**43** (1)，43–49。Verscharen, Daniel, Chandran, B. D. G., Boella, E., Halekas, J., Innocenti, M. E., Jagarlamudi, V. K., Micera, A., Pierrard, V., Štverák, Š., Vasko, I. Y., Velli, M. & Whittlesey, P. L. 2022 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。Verscharen, D., Jeffrey, N., Artemyev, A., Coburn, J. T., Kunz, M. W., Pezzi, O., Riquelme, M., Svenningsson, I. & Wilson III, L. B. 2026 缠结磁场中的电子输运。《空间科学评论》**222**，51。Yao, S. T., Shi, Q. Q., Liu, J., Yao, Z. H., Guo, R. L., Ahmadi, N., Degeling, A. W., Zong, Q. G., Wang, X. G., Tian, A. M., Russell, C. T., Fu, H. S., Pu, Z. Y., Fu, S. Y., Zhang, H., Sun, W. J., Li, L., Xiao, C. J., Feng, Y. Y. & Giles, B. L. 2018 磁鞘镜模结构中的电子动力学。《地球物理研究杂志：空间物理》**123**，5561–5570。