# 磁层顶表面模的极光、电离层和地面磁场特征

**M. O.Archer,** [1]
**M. D. Hartinger,** [2]**L.**
**Rastätter,** [3]**D. J.**
**Southwood,** [1]**M.**
**Heyns,** [1]**J. W. B.**
**Eggington,** [1]**A. N.**
**Wright,** [4]**F.**
**Plaschke,** [5]**和 X. Shi**
[6,7]

[1]伦敦帝国理工学院空间与大气物理组、物理系，英国伦敦。[2]空间科学研究所，美国科罗拉多州博尔德。[3]美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心，美国马里兰州格林贝尔特。[4]圣安德鲁斯大学数学与统计系，英国圣安德鲁斯。[5] 布伦瑞克工业大学地球物理与地外物理研究所，德国布伦瑞克。[6]弗吉尼亚理工学院暨州立大学电气与计算机工程系，美国弗吉尼亚州布莱克斯堡。[7]美国国家大气研究中心高海拔天文台，美国科罗拉多州博尔德。

arXiv:2303.01138v1 [physics.space-ph] 2 Mar 2023

**要点：**

- 研究了磁层顶表面波对极光、电离层和地面磁场影响的理论及全球模拟
- 我们预测会出现向极移动的周期性极光、对流涡旋和地面脉动，其纬向尺度大于阿尔芬模
- 所有信号的振幅均在磁层顶内侧／向赤道方向边缘的投影附近达到峰值，而非开闭边界

通讯作者：Martin Archer，m.archer10@imperial.ac.uk

**摘要**

地球磁层顶上的表面波会对全球磁层动力学产生主导性影响。由于航天器提供的原位观测点较为稀疏，因此利用极区的地基仪器对这些模进行遥感观测具有重要意义。然而，对于预期特征，仍有许多尚未解决的概念性问题。因此，我们结合磁流体力学理论和对磁层顶表面本征模进行的全球磁层-电离层耦合模拟，给出极光、电离层和地面磁场观测中预期关键定性特征的预测。结果表明，由表面模及其非共振阿尔芬耦合共同引起的单色振荡场向电流遍布整个磁层。这些电流的振幅在磁层顶边界层向赤道方向的边缘达到峰值，而非如以往所认为的那样出现在开闭边界。它们还表现出缓慢向极地方向的相位移动，而非纯粹的倏逝特征。我们认为，向上的场向电流扰动可能会导致周期性极光增亮。在电离层中，对流涡旋环绕着向极地方向移动的场向电流结构旋转。最后，预测表面模信号也会出现在地面磁场中，与磁层相比，电离层霍尔电流会使扰动旋转约 90°（但并非恰好）。因此，典型的日侧磁层顶表面模在地面磁场的东西向分量中应最为显著。总体而言，预测磁层顶表面模的所有地基特征在 $L$-壳层上具有相同的频率，振幅在磁层顶向赤道方向的边缘附近达到最大值，且纬向尺度大于磁力线共振的纬向尺度。文中还讨论了其对电离层焦耳加热和地磁感应电流的影响。

## 通俗语言摘要

磁层边界上的波——磁层是太阳风与地球磁场相互作用形成的磁屏蔽层——在控制能量流入我们的空间环境方面发挥着重要作用。虽然可以通过观测这些波经过轨道卫星时的情况来探测它们，但由于可用的合适卫星数量有限，因此若能利用测量北极光/南极光、大气顶端运动或地面磁场的仪器，从地球表面探测这些波，将会很有帮助。然而，我们目前尚不清楚这些波在此类仪器中会呈现出怎样的信号。本文将建立理论，并

利用计算机模拟这些边界波，预测人们可能从地面测得的关键特征。基于这些预测，我们还将讨论这些波可能如何加剧空间天气带来的危害。

## 1 引言

太阳风与地球磁层的相互作用会产生种类繁多的动态等离子体波。波长与磁层尺度相当的波可用磁流体力学（MHD）很好地描述，并因其对应的频率为 $\sim 0.1$–100 mHz（Jacobs 等，1964），而被称为超低频（ULF）波。超低频波在空间天气过程中发挥着重要作用，例如亚暴（如 Kepko & Kivelson，1999）、波—波（如 Li 等，2011）和波—粒子（如 Turner 等，2012）相互作用、磁层—电离层（MI）耦合（如 Keiling，2009），以及地磁感应电流（如 Heyns 等，2021）。除熟悉的阿尔芬波和快／慢磁声体磁流体力学波（可在等离子体体积中自由传播的波）外，分隔不同物理参数区域的尖锐不连续面（如磁层顶和等离子体层顶）还允许集体模——表面波（Kruskal & Schwartzschild，1954；Goedbloed，1971；Chen & Hasegawa，1974）。表面模会在边界两侧输运质量、动量和能量，进而对磁层整体波动动力学产生控制作用（如 Kivelson & Chen，1995）。与体波一样，表面波理论主要是在简化的盒式磁层模型中发展起来的，这类模型通常采用均匀半空间。在这些模型中，表面模本质上是压缩性的，由两个倏逝快磁声波描述（每个半空间各一个，扰动随距边界的距离增加而衰减）；二者通过边界条件连接，以确保界面两侧的压力平衡和法向位移连续（Pu 和 Kivelson，1983；Plaschke & Glassmeier，2011）。在每一侧，磁声关系

$$k_n^2 = -k_\perp^2 - k_\parallel^2 + \frac{\omega^4}{\omega^2 v_A^2 + c_s^2\left(\omega^2 - k_\parallel^2 v_A^2\right)} \tag{1}$$

成立，其中 $n$ 表示垂直于间断面的方向，$v_A$ 和 $c_s$ 分别表示阿尔芬速度和声速（参见符号说明）。在不可压缩条件下，方程1的最后一项可以忽略，法向波数为虚数。在

相比之下，如果这一假设不成立，或者波被阻尼/不稳定，那么 $k_n$ 可能为复数，同时表现出倏逝和法向相位运动（Pu 和 Kivelson，1983；M. O. Archer等人，2021，以下称A21）。盒式模型中不可压缩表面波的色散关系可以解析求解。应用于磁层顶，在边界两侧磁剪切为零（相当于行星际磁场（IMF）朝北分量）且不存在背景流的条件下，该关系为（Plaschke & Glassmeier，2011年）

$$\omega = k_{\parallel}\sqrt{\frac{B_{msp}^2 + B_{msh}^2}{\mu_0\left(\rho_{msp} + \rho_{msh}\right)}} \approx k_{\parallel}\frac{B_{msp}}{\sqrt{\mu_0\rho_{msh}}} \tag{2}$$

其中 $msp$ 指磁层， $msh$ 指磁鞘。南、北半球电离层中闭合磁力线的边界条件会使沿磁力线的波长量子化（Chen & Hasegawa，1974年），从而形成系统的一个本征模。在日侧，磁鞘流较弱，因此预计这种磁层顶表面本征模（MSE）的频率低于 2 mHz（Plaschke 等，2009；M. O. Archer & Plaschke，2015）。如此低的本征频率，是磁层顶两侧磁场和密度共同作用的结果，使其成为频率最低且穿透能力很强的磁层本征模。然而，在侧翼，预计较快的磁鞘速度将决定波的频率（Plaschke & Glassmeier，2011；O. Kozyreva 等，2019），而非磁力线的长度，因此会产生更短的波长和周期。若无持续驱动或不稳定性，有限厚度边界上的表面模会受到强烈阻尼；人们认为，这主要是由模态转换为阿尔fvén波以及边界层内的空间相位混合造成的，而非电离层中的耗散，也不是电离层—地球边界存在所致（Chen & Hasegawa，1974年）。

磁层顶表面模可由多种驱动过程激发，这些过程既可能来自磁层外部，也可能来自磁层内部。外部机制包括上游（太-阳风、前震区或磁鞘）压力变化，这些变化可能是准周期性的（例如 Sibeck 等，1989），也可能是脉冲式的（例如 Shue 等，2009）；还包括由速度剪切引起的 Kelvin–Helmholtz不稳定性（KHI）（例如 Fairfield 等，2000）。漂移镜像不稳定性等内部过程能够在低纬和高纬磁层边界层中产生压缩型超低频波（Constantinescu 等，2009；Nykyri 等，2021），也可能促使磁层顶表面波增长。航天器观测提供了大量磁层顶表面波的证据，尤其是在磁层侧翼，此处通常认为 KHI 产生的波较为普遍（例如 Southwood，1968；Kavosi 与 Raeder，2015）。

（例如 Southwood，1968；Kavosi 与 Raeder，2015）。然而，直到最近，才通过多航天器观测发现了 Chen 与 Hasegawa（1974）提出的磁层表面波（MSE）：在脉冲式外部驱动之后，向日面磁层中出现了这种波（M. O. Archer等人，2019）。

为了理解真实磁层环境中磁层顶表面模的基本特性及其潜在影响，有必要使用全球磁流体力学模拟（例如 S. G. Claudepierre等人，2008；Hartinger等人，2015，以下简称H15）。这些模拟揭示，表面波可能通过与阿尔芬场线共振（FLR）或快磁声波导模（WM；Merkin等人，2013；A21）等体磁流体波耦合，使整个磁层以表面模频率振荡。通过原位航天器观测证实这种全球系统响应颇具挑战。对于任何特定事件，现有任务（例如Cluster、THEMIS、MMS）只能提供少数几个观测点。由于地球空间中条件高度多变，并会影响超低频波的特性（M. O. Archer与Plaschke，2015；M. O. Archer等人，2015），开展统计研究也十分困难。另一方面，全天空成像仪（例如Donovan等人，2006；Rae等人，2012）、雷达（例如Walker等人，1979；Nishitani等人，2019）和地面磁力仪（例如Mathie等人，1999；Gjerloev，2009）等地基仪器，能够很好地覆盖超低频波的近地特征。尽管它们为遥感磁层顶表面模提供了可能，但我们仍需了解其能量如何耦合穿过中间区域。关于超低频波电离层和地面效应的理论主要聚焦于阿尔芬模（例如Hughes与Southwood，1974，1976），而表面模本质上是压缩性的。关于这些区域中表面模的本质，仍有若干悬而未决的概念性问题。此外，利用地基仪器很难有把握地区分表面波——无论其位于磁层顶（Kivelson & Southwood，1991；Glassmeier，1992；Glassmeier与Heppner，1992）还是低纬边界层（Sibeck，1990；Lyatsky与Sibeck，1997）——与这些边界附近传播的体波（Tamao，1964a,b；Araki与Nagano，1988；Slinker等人，1999），尤其是表面波可能激发次级体波（Southwood，1974；A21）。

尚不清楚磁层顶表面波是否会直接影响电离层。Kivelson 与 Southwood（1988）在盒式模型中考察了磁流体波相关的电流和边界条件。他们认为，表面波只有通过薄薄的过渡层才会影响电离层。然而，这项研究应用于

等离子体层顶，从而避开了磁层顶所涉及的复杂情况：相邻的磁鞘磁力线并不终止于极冠（O. Kozyreva 等人，2019年）。其他理论模型则聚焦于边界向地球方向一侧的闭合磁力线，研究非均匀／曲线磁层中压缩模与阿尔芬模耦合所产生的场向电流（FAC）（Sibeck, 1990；Southwood 与 Kivelson，1990、1991）。这些模型均预测，场向电流会将磁层顶扰动（向尾部传播）传递至电离层，从而形成所谓的行进对流涡旋（TCV）。这类涡旋最初是根据地面磁力仪观测推断出来的（Friis-Christensen 等人，1988年），也可通过雷达观测直接观测到（例如 Bristow 等人，1995年）。携带这些场向电流的沉降电子也可能产生离散极光辐射（Greenwald & Walker，1980）。然而，这些模型并未直接对磁层顶表面模作出预测。具体而言，它们回避了边界层内及其附近的磁力线如何影响电离层这一问题。此外，任何会产生场向电流的磁层过程（例如磁力线共振（Greenwald & Walker, 1980））都可能引发极光增亮和瞬态昼侧极光（TCV）；因此，需要预测如何区分由表面波与其他机制引起的效应。

即使在已有确证的案例研究中，表面波的直接地面磁场特征仍然鲜为人知，这些研究包括原位航天器观测（M. O. Archer等人，2019年；He等人，2020年）。Kivelson & Southwood（1988）认为，表面模可能会因受影响的电离层区域较薄而被地面屏蔽，这与短波长阿尔芬模的情况类似（Hughes与Southwood，1976）。他们得出结论，地面磁信号可能与磁层中的信号相似，也就是说，不会像阿尔fvén波那样发生旋转（Hughes，1974；Hughes与Southwood，1974）。然而，高纬度磁力仪网络常观测到地面涡旋磁信号，并且这些信号与瞬态昼侧极光有关（例如，Glassmeier，1992；Glassmeier与Heppner，1992；Hwang等人，2022）。这可能对理论预测提出质疑，也可能意味着其中涉及中间阿尔芬波。

最后，磁层顶表面波产生的极光、 电离层和地面磁信号应映射到何处，目前尚不清楚。直观而言，人们可能会认为它们出现在磁力线的开闭边界（OCB）附近。O. Kozyreva等（2019）提出，极光千图中开闭边界的短暂准周期运动，以及开闭边界附近具有较大纬向尺度的地面磁振荡，可能通过其在{v1}壳层上的相似周期性，将磁层顶表面模与阿尔芬连续谱区分开来，并提供潜在的案例研究。

然而，地面磁力仪数据中的Pc5-6频段（周期为 ∼ 3–15分钟）振荡，已被证明其峰值始终位于光学和电离层磁层顶尖区开闭边界指标的赤道侧1–3°（V. A. Pilipenko等，2017年、2018年；O. Kozyreva等，2019年）。由于缺乏共轭的空间观测，对于这些结果是否与磁层表面波有关，以及它们对其激发效率有何影响，结论仍不一致。

为了解决这些悬而未决的问题，我们采用磁流体力学理论和全球磁层—电离层耦合模拟来研究磁层表面波。由于磁层表面波是磁层中频率最低的本征模，因此我们能够更好地理解表面波对日侧极光、电离层和地面磁场的直接影响，而不受次级耦合波模的复杂作用干扰。我们旨在详细阐述产生这些特征的物理过程，并给出具体的定性预测，以期未来能够开展至关重要的磁层顶表面模遥感观测。

## 2 盒模型理论

我们首先考虑盒模型磁层。这种模型将地磁场线拉直为均匀磁场，并由北、南半球电离层作为边界（Radoski，1971年；Southwood，1974年）。尽管这种简化并不现实（例如，O. Kozyreva 等，2019年），但本文采用它来获得初步的定性认识。

### 2.1 方法

我们采用与 Plaschke & Glassmeier（2011年）相同的模型设置；他们推导了不可压缩磁层表面本征模的磁层特征信号。模型平衡态由两个均匀半空间——磁鞘和磁层——组成，它们被位于 $x = 0$ 处的磁层顶不连续面分隔开来。地磁场被限制在 $x > 0$，并指向 $z$ 方向。因此，在磁层 — 电离层界面附近， $x$ 指向赤道方向，而 $y$ 指向西方。Plaschke & Glassmeier（2011年）通过在闭合磁力线上求解，并要求边界两侧的压力和法向速度连续，在盒式模型中推导了与表面波相关的电流。他们表明，这些电流呈正弦变化，并局限于无穷薄的边界内，即最外层闭合磁力线壳层；我们将其称为磁层顶电流。这些磁层顶电流具有

沿磁场方向的分量，尤其是在磁层—电离层界面处。在无限均匀介质中，快磁声波预计不会产生场向电流，只有阿尔fvén波会产生场向电流，因此通常认为快磁声模不会与电离层耦合。然而，表面模是一种独特的快模：由于两个均匀半空间交界处的不均匀性，它能够在该界面处支持场向电流。另一种互补的观点是，通过电场扰动 $\delta\mathbf{E}$ 的散度和旋度来考察不同磁流体力学模的振幅（Yoshikawa & Itonaga，1996年、2000年）；其中，$(\nabla\times\delta\mathbf{E})_\parallel$ 给出快模/压缩模，而 $\nabla\cdot\delta\mathbf{E}$ 则给出阿尔fvén波/剪切模。将此方法应用于 Plaschke & Glassmeier（2011年）的解析解可以发现，在两个均匀半空间中，表面波是纯压缩的（$\nabla\cdot\delta\mathbf{E}=0$）；而在边界层内部，剪切模和压缩模的振幅均非零（分别通过高斯定理和斯托克斯定理得到）。

Plaschke & Glassmeier（2011年）提出，磁层—电离层界面处表面波产生的场向电流可能会在电离层中闭合。因此，我们采用静电磁层-电离层耦合方法（Wolf，1975年；Goodman，1995年；Janhunen，1998年；Ridley 等，2004）扩展其模型，将有限电导率薄壳电离层纳入其中。由于表面波的频率很低，该方法适用于此情形（Lotko，2004）。该方法通过电流连续性确定电离层扰动电势 $\delta\psi_{isp}$；对于北半球，电流连续性方程为

$$\begin{aligned}\delta j_r &= \nabla_\perp\cdot\left(\boldsymbol{\Sigma}\cdot\nabla\delta\psi_{isp}\right)_\perp\\ &= \nabla_\perp\cdot\left[\begin{pmatrix}\Sigma_P & -\Sigma_H\\ \Sigma_H & \Sigma_P\end{pmatrix}\cdot\nabla\delta\psi_{isp}\right]\\ &= \Sigma_P\left(\tfrac{\partial^2}{\partial x^2}+\tfrac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\delta\psi_{isp}\end{aligned}\tag{3}$$

其中，$\delta j_r$ 表示Plaschke & Glassmeier（2011年）给出的磁层—电离层界面处垂直电流（径向向上），$\boldsymbol{\Sigma}$ 表示高度积分电导张量，由佩德森（P）电导和霍尔（H）电导组成，二者均假设为均匀分布。方程3采用二维拉普拉斯算子的格林函数进行数值求解

$$\delta\psi_{isp}(x,y)=\iint dx'dy'\frac{\delta j_r(x',y')}{\Sigma_P}\frac{\ln\left(\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\right)}{2\pi}\tag{4}$$

据此可确定电离层电场和电流。最后，使用毕奥-萨伐尔定律计算某一位置$\mathbf{r}$ 处的磁场扰动

$$\delta\mathbf{B}\left(\mathbf{r}\right)=\frac{\mu_0}{4\pi}\iiint d^3\mathbf{r}'\frac{\delta\mathbf{j}\left(\mathbf{r}'\right)\times\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right)}{\left|\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right)\right|^3} \tag{5}$$

可分别计算磁层顶、佩德森电流系统和霍尔电流系统（Rastätter等，2014年）。

### 2.2 结果

模型采用了典型的日侧磁力线长度25 $\mathrm{R_E}$、适用于受日照高纬地区的电离层电导 $\Sigma_P=\Sigma_H=5$S，以及磁层顶两侧为零的磁剪切。我们展示了一个表面模示例的结果：一种沿磁力线波长为 $2\pi/k_z=50\mathrm{R_E}$ （基模）、方位向波长为 $2\pi/k_y$ =10 $\mathrm{R_E}$ 的局地扰动，该示例基于先前的模拟结果（A21；M. O. Archer等人，2022，以下简称A22）。由于整个波形会沿 $y$传播，因此这里只展示某一时刻的情况，如图1a所示。模型尺寸是图示尺寸的两倍，以减轻潜在的边缘效应。

图1a显示，佩德森电流（紫色）为场向电流提供东西向的电流闭合。这不同于场线共振，其中电流通常沿南北方向闭合（例如 Greenwald & Walker，1980）。尽管佩德森电流在极光卵边界附近最强，但由于电导率有限，它们也会显著扩散至电离层各处。其大小随距极光卵边界的距离增加而减小，但延伸范围远超磁层特征信号的1.56 $\mathrm{R_E}$ 倏逝 $e$衰减尺度，该尺度由 $|k_x|^{-1}=\left(k_y^2+k_z^2\right)^{-1/2}$给出。佩德森电流分布会在极光卵边界的场向电流源／汇周围形成霍尔电流涡旋（绿色）。对于向下场向电流，其旋转方向为顺时针；对于向上场向电流，则为逆时针。由于采用的电导率相同，霍尔电流大小也会像佩德森电流一样随距离增加而减小。由于电离层速度由$\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ 漂移给出，佩德森电流会产生与霍尔电流涡旋位置重合、但旋转方向相反的瞬态昼侧极光。由于该模型中的背景磁场均匀，对流速度也会随着距极光卵边界的距离增加而类似地减小。

现在我们关注水平磁场扰动的方向，如图1a所示，电离层上方和下方的黑色箭头表示了这些方向。地面磁场信号呈现出以场向电流中点为中心的涡旋状分布。图1b显示了不同电流系统（不同颜色）对总水平磁场的相对贡献（黑色）。

这表明，磁场主要指向霍尔电流贡献的方向，而磁层顶和佩德森电流产生的磁场大多彼此抵消。对于无限平面阿尔fvén波（背景磁场垂直且电导均匀），地面磁场完全由霍尔电流决定，场向电流和佩德森电流的贡献相互抵消（Hughes，1974年）。然而，我们从图1b中注意到，总水平磁场与霍尔电流贡献的方向略有偏差，这是因为磁层顶和佩德森电流的贡献不再完全抵消。出现这种情况是因为，对于表面波而言，尽管霍尔电流和佩德森电流对地面磁场的最大贡献仍来自地面观测站上方，但流入电离层的场向电流局限于极光卵边界，因此通常不在观测站正上方。这使得偏差随着与极光卵边界距离的增加而增大；此外，在极光卵边界附近、但位于局部场向电流外缘的位置，偏差也会增大，如图1b所示。

图1a显示，电离层上方和下方的水平磁场扰动彼此旋转，角度似乎为直角。对于此处的平面阿尔fvén波，预期会出现恰好为 $90°$的旋转（Hughes与Southwood，1974年；Hughes，1974年），但Kivelson & Southwood（1988）指出，离表面波足够远时，磁场可能不会发生旋转。我们发现，在图示的$\sim 6\ e$倍折叠长度范围内并非如此。图 c 将地面场（黑色）的方向与电离层上方两个高度处的方向（灰色）进行了比较。由此可见，这种旋转并非 $90°$，且旋转角也取决于高度。这是因为电离层中的佩德森电流和霍尔电流会对电离层上方的磁场产生贡献，蓝线所示的仅由磁层顶电流产生的磁场（对高度不太敏感）便证明了这一点。灰色箭头与蓝色箭头之间的差异随其远离极光卵边界而增大，这与哪些电流系统距离最近的原因相似。对于平面阿尔fvén波，这种效应不太明显，因为场向电流遍布电离层上方的空间。在电离层上方，仅由磁层顶电流产生的磁场方向与地面场的差异远小于总磁场方向与地面场的差异 $90°$ 。与直角的偏差恰好是图 b 所示地面上磁层顶电流与佩德森电流未能相互抵消所造成的。这种偏差的具体大小会随电离层电导率和表面模波长而变化。

现在我们同时考虑地面磁场的水平分量和垂直分量。图1d所示的水平磁场强度清楚地显示，随着与极光卵边界的距离增大，整体呈下降趋势（颜色）。

垂直分量的方向与流入电离层的场向电流相同，即在 $y = 0$处反向。垂直分量的强度也随与极光卵边界的距离增大而减小。在靠近极光卵边界处，垂直分量的均方根（RMS）值最高可达水平分量的 $\sim 3$ 倍。然而，其均方根值随距离增大而下降得快得多，在距离为 $x \sim 0.45\mathrm{R_E}$ ($k_x x \sim 0.3$)处两者相等，因此在更远处基本可以忽略。地面水平磁场和总磁场的强度均方根值分别为入射波/反射波的 1.2–2$\times$ 倍和 1–1.7$\times$ 倍，即仅计入磁层顶电流时的数值（若考虑电离层上方的所有电流系统，比率则变为 $\sim 0.6\times$）。因此，尽管场向电流的纬向宽度无穷小，电离层仍可能无法像Kivelson与Southwood（1988）所提出的那样屏蔽地面上的表面模。电离层屏蔽效应按 exp ($-kh_{isp}$)变化，其中$h_{isp}$ 为电离层高度，这意味着较小的纬向波数不会受到抑制。沿 $y$方向只有一个波数 $k_y$ ，而沿 $x$方向，电流中的δ函数在所有波数上具有相等的傅里叶振幅，因此该叠加中的较小总波数 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 可能传递至地面。这表明，在应用 Hughes 与 Southwood（1976）的非平面波公式时，需要进行傅里叶（或球谐）分解，而不能仅仅依据空间振幅范围的测量值（参见 Ozeke 等，2009）。

---

最后，我们通过计算决定系数（见附录 A），量化各电流系统对地面磁场总量的控制程度。由于该模式会传播，沿时间积分等同于沿 $y$进行空间积分。我们在距极光卵边界 $x$ 的每个距离处进行此计算。平均而言，霍尔电流解释了所有分量中地面场方差的 92%（更多统计数据见表 S1），因此在模型中仍表现出压倒性的控制作用。

我们发现，在该模型中改变波长和电离层电导率会产生定性上相似的结果，但完整的参数化留待未来工作。不过，我们简要讨论了引入有限边界厚度可能产生的影响：这会使所用的表面磁层顶电流转变为体电流。图1e考察了两个半空间之间线性变化的阿尔fvén速度（黑色），并将其与迄今采用的无穷小边界（灰色）进行比较。Southwood 与 Kivelson（1990）指出，在轴对称盒模型中，冷等离子体中的场向电流源与以下两者的乘积成正比：（1）阿尔fvén速度平方的梯度；

以及（2）压缩磁场信号的方位角导数。图中显示，在无穷小边界的情况下，项（1）在极光卵边界处非零；而在有限厚度边界的情况下，由于磁层阿尔fvén速度较高，项（1）则在磁层顶边界层的内侧边缘达到峰值。这与极光卵边界不再重合，后者位于边界内部的某处。考虑项（2），在边界层之外，表面模的压缩必须在两个半空间内随距磁层顶距离增加而呈指数衰减。压缩的符号也必须在边界层内发生反转。这两点意味着项（2）会在边界层边缘附近出现峰值（另见 A22 的图1）。综合这两项可知，表面模场向电流在磁层顶内侧边缘附近最大。对于更复杂的过渡，或纳入热效应时，这一结论在盒式模型中仍然成立（Itonaga 等人，2000）。

## 3 全球模拟

我们现在采用全球耦合磁层-电离层模拟，在更具代表性的环境中，更好地了解磁层顶表面模可能产生的极光、电离层和地面磁场特征。

### 3.1 概述

我们使用NASA社区协调建模中心（CCMC）上的空间天气建模框架（SWMF；Tóth 等，2005，2012）。该框架包含BATS-R-US（块自适应树太阳风Roe迎风格式；Powell 等，1999）全球磁流体力学磁层，其运行分辨率较高（在所考虑的区域内为$1/8$–$1/16 R_E$），并与静电薄壳电离层（Ridley 等，2004）耦合，其中采用与第2节相同的均匀电导。该模拟此前由A21和A22（基于H15）介绍，用于模拟北向行星际磁场条件下理想化太阳风压力脉冲引起的磁层响应。完整的设置细节见表S2。

这里总结 BATS-R-US 模拟的主要结果。H15 表明，在初始瞬态响应之后，该脉冲以 1.8 mHz 的频率，在近全球范围内激发了受阻尼的单色压缩波。这些波的振幅随距磁层顶的距离增加而衰减，并且在边界两侧发生相位反转。

作者得出结论，这些振荡只能由 MSE 解释。A21 发现，在日侧的大部分区域，磁层顶位移几乎没有方位相位变化。事实上，尽管存在不可忽略的磁鞘流，表面波在 09–15$h$ 磁地方时（MLT）之间仍然是静止的。他们证明，这是由于磁层内部的时间平均值坡印廷通量出人意料地指向日下点，与磁鞘流的平流作用相平衡，从而使总波能通量为零。在这一区域之外，波以日侧本征频率向尾部传播，并因 Kelvin–Helmholtz不稳定性而增长。A22 报道，在静止区域内（即表面模转折点的向地球方向一侧），磁层速度极化的旋向性也发生了反转，这种现象仅在向尾部传播的区域中通常才会出现。虽然相关的磁场偏振可能因磁层顶尖区附近的磁场几何结构而发生反转，但在每条磁力线的顶点向地球方向一侧，两种偏振都是相同的。这些结果意味着，MSE 必须具有空间变化的波数。在日侧，系统响应是大尺度的（$k_\perp \ll k_\parallel$），因而对流动不敏感。由于从日侧向尾部传播的扰动在地球参考系中具有固定频率，因此在侧翼区域，这会产生多普勒效应（即，由于显著的流速，$\omega' = |\omega - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_{msh}| \approx k_\perp v_{msh}$），沿磁层顶形成更短的波长 $\sim 10\mathrm{R_E}$。在垂直于磁层顶的方向上，日侧磁层内部的相位前沿缓慢地向边界传播（$\ll v_A$）。作者认为，当同时考虑表面波的可压缩性和阻尼时，这一现象源于磁声色散关系（方程 1）。最后，研究表明，当表面模与磁流体动力学体波的本征频率相匹配时，二者会发生耦合：在赤道晨昏线（$x_{GSM}=0$）和外侧夜侧翼部沿线发现了波导；在赤道晨昏线的磁层顶向地球方向一侧以及磁尾中识别出了场线共振（A21；A22）。

与此前的研究一样，本文重点关注磁层表面波响应（时长$t > 15$分钟），不考虑直接驱动的瞬态活动。通过减去经40分钟局部加权散点图平滑法（LOESS；Cleveland，1979年）滤波的数据来提取偏离平衡态的扰动（分别以 $\delta$和下标0表示），其中忽略了异常值。在所研究时段内，这一方法很好地去除了长期趋势，仅在脉冲到达之前出现了伪值。对于电离层和地面，坐标采用向北分量和向东分量水平分量，以及垂直/径向方向。在磁层中，采用等效的沿磁场方向坐标系—

ˆ该坐标系。沿磁场方向$\mathbf{B}_0$ 是经LOESS滤波的磁场的90分钟时间平均值。其他方向则由局部ˆ ˆ球坐标单位矢量的垂直投影得到（$\boldsymbol{\theta}$ 表示余纬，$\boldsymbol{\phi}$ 表示方位角）。具体而言，垂直于向北分量的方向为$\hat{\boldsymbol{\mathcal{N}}}_\perp = -\left(\hat{\boldsymbol{\theta}} - \left[\hat{\mathbf{B}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{\theta}}\right]\hat{\mathbf{B}}_0\right) / \left|\hat{\boldsymbol{\theta}} - \left[\hat{\mathbf{B}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{\theta}}\right]\hat{\mathbf{B}}_0\right|$，而垂直于向东分量的方向为$\hat{\boldsymbol{\mathcal{E}}}_\perp = \left(\hat{\boldsymbol{\phi}} - \left[\hat{\mathbf{B}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{\phi}}\right]\hat{\mathbf{B}}_0\right) / \left|\hat{\boldsymbol{\phi}} - \left[\hat{\mathbf{B}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{\phi}}\right]\hat{\mathbf{B}}_0\right|$。所有傅里叶分析均在 $t = 15$–90分钟之间进行，并限于1.0–2.1毫赫兹的频率范围，所得结果在该频带内进行积分。

### 3.2 有效性

我们必须评估使用该模拟定性预测磁层顶表面模的极光、电离层和地面磁场特征的有效性。由于当前全球磁流体力学代码存在数值扩散和电流片涂抹等已知局限性，这些因素会低估超低频波效应（S. Claudepierre 等，2009年；H15），因此我们并不追求完全定量的预测。因此，应当解读波动模式的趋势，而不是特征的绝对振幅。

全球磁流体力学模型无法模拟至电离层高度，例如，高阿尔芬速度会减慢计算，因此磁层边界条件被施加在更外侧的等离子体和磁场上（$r = 2.5\mathrm{R_E}$ 处）。这在磁层内边界与薄壳电离层（高度为110千米）之间留下了一个未被模拟的间隙区，如图 2a所示。磁层-电离层耦合发生在磁层内边界（$r = 3\mathrm{R_E}$）径向外侧数个网格单元处，场向电流沿偶极场线穿过间隙区映射并缩放至电离层（Ridley 等，2004年）。这意味着在 $\pm 55^\circ$ 磁纬度向赤道方向不存在间隙区场向电流，因此我们将所有分析限制在 $60^\circ$的极向一侧。电离层模型通过给定的电导分布，利用电流连续性求解电势，其方法与第2节类似，从而得到电离层电场、电流和速度。随后将电势映射回磁层内边界，在该处同样设定电场和速度。

正如 Kivelson 与 Southwood（1988）所强调的，并如图 2a 所示，压缩型和剪切型磁流体波会因电流不同而对电离层产生不同影响。剪切模会产生场向电流，因此磁层与电离层之间会发生耦合；在模拟中，这一过程将由电流图—

绘完成。相比之下，压缩模只有垂直电流，因此预计不会有电流在磁层与电离层之间流动。纯压缩波不会对电离层产生显著影响，模拟中也同样如此。因此，电离层对入射超低频波的响应应当是可靠的。

然而，在计算地面磁场时会出现一些潜在问题。地面磁场是通过对所有电流系统进行毕奥-萨伐尔积分计算得出的：电离层中的佩德森电流和霍尔电流；磁层区域中的电流；以及间隙区场向电流（Yu 等人，2010；Rastätter等，2014年）。由于模拟中的磁层—电离层界面比现实中远得多，该界面处的垂直电流因距离增加，对地面磁场的贡献会小得多。另一方面，场向电流不受影响，因为它们能够穿越间隙区。图 2a 展示了这一点；这可能影响两种磁流体波，但压缩模受到的影响可能更为显著。

与前文相同，我们首先通过电场扰动的旋度和散度来研究压缩模和剪切模的振幅。由于 CCMC 上可用的模型输出数据有限，这些量通过以下方式计算：

$$(\nabla \times \delta\mathbf{E})_{\parallel} = -\frac{\partial}{\partial t}\delta B_{\parallel} = i\omega\delta B_{\parallel} \tag{6}$$

对于压缩模，以及

$$\nabla \cdot \delta\mathbf{E} = \delta\left[\nabla \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{v})\right] = \delta\left[\mu_0 \mathbf{j} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega}\right] \tag{7}$$

对于剪切模，其中$\boldsymbol{\Omega} = \nabla \times \mathbf{v}$ 表示涡量。图 2b–d 展示了近赤道面（$z_{GSM} = 2\mathrm{R_E}$）上的傅里叶波振幅及其比率。在磁层顶处，极光卵边界以黑色实线表示，磁层顶内缘以虚线表示；后者根据背景电流、阿尔fvén速度和速度极化（A22）手动识别，并根据地方时拟合为多项式。模拟中的大边界宽度（例如正午时的 $\sim 1.5\mathrm{R_E}$ ）是由于磁流体力学无法解析决定真实磁层顶 400–1000 千米厚度的小回旋半径尺度（Berchem 与 Russell，1982年）。图 b 表明，压缩模振幅通常在磁层顶附近最大，并随着远离边界而缓慢地在磁层中衰减。图 c 显示，剪切模振幅在边界层内出现显著峰值，这与 Plaschke & Glassmeier（2011年）的结果一致，且峰值同时出现在内缘和极光卵边界处。远离这些峰值后，其振幅相比压缩模下降得快得多。然而，剪切模振幅几乎在整个赤道磁层中都大于压缩模振幅，如图 d 中的比率所示。

振幅在模拟中远大于观测到的波（A22），因此我们得出结论：较大的剪切模振幅源于压缩模与剪切模之间的非共振耦合。这是由于存在不均匀的阿尔fvén速度和弯曲的磁场几何结构（例如 Radoski，1971年），从而形成了一个兼具两者混合特性的单一波。同样的量也显示在 $r = 3.5\mathrm{R_E}$ 处，即模拟磁层—电离层界面附近，如图 2e–g 所示；其中这些量沿偶极场线投影至北半球地面。极光卵边界被发现仅占据所示黑点周围的一小片区域，这表明磁层大部分处于闭合状态，此前在延展的向北行星际磁场模拟中也曾观察到这一点（Song 等，2000年；Zhang 等，2009年）。磁层顶内缘映射至极光卵边界的向赤赤道方向纬度。压缩模振幅（图 e）在磁层—电离层界面附近明显较弱，这与预期的驻波结构一致（Plaschke & Glassmeier，2011年）。它们似乎局限于磁层顶内缘向赤道方向的区域，并且主要位于日侧。剪切模振幅（图 f）在两侧翼上呈现出明显的脊，与磁层顶的内侧／向赤道方向边缘高度对齐；沿该边缘，振幅随着磁地方时远离正午而增大。在终止线上，内缘向赤道方向一侧也会出现孤立峰值，对应于 A21 识别出的场线共振。值得注意的是，极光卵边界处没有出现明显峰值。在 $r = 3.5\mathrm{R_E}$ 处，剪切模与压缩模振幅之比甚至大于 $z_{GSM} = 2\mathrm{R_E}$ 处（图 g），再次表明该波具有混合特性。

剪切波振幅占主导而压缩波振幅较弱，这表明模拟结果应当可靠。不过，更关键的是电流。因此，图 h–m 展示了相同位置处垂直电流和平行电流的傅里叶振幅（及其比率）。令人欣慰的是，这两个分量的分布模式与两种波模相似。具体而言，在 $r = 3.5\mathrm{R_E}$，场向电流沿磁层顶内侧／向赤道边缘以及离散的场线共振处达到峰值。尽管这些峰值出现在磁层中，但极光卵边界处并未出现此类峰值。在 $z_{GSM} = 2\mathrm{R_E}$，垂直电流和平行电流的大小通常相近；而在磁层—电离层界面，场向电流在 $\sim 65$–$70^\circ$ 纬度以极向一侧占主导（不过，电流比率并不像波模振幅的比率那么大）。因此，由于垂直电流较小，相较于

在进行磁层-电离层耦合的区域，场向电流较大，因此毕奥-萨伐尔积分能够可靠地估算高纬度的地面磁场信号。

### 3.3 光学极光

与场线共振相关的场向电流可导致周期性的光学极光形态（Greenwald & Walker, 1980年；Samson 等人，1996年；Milan 等人，2001年）。电离层中的向上场向电流由沉降电子携带；如果这些电子具有足够高的能量，可能会引起极光发射，而向下电流区域则相对较暗。鉴于我们已经证明表面模同样会产生场向电流，因此有必要进一步探究其潜在的极光特征。

如图2的 i 和 l 面板所示，与表面模相关的振荡场向电流峰值出现在磁层顶内缘，而非极光卵边界。在真实磁层中，这一点从理论上难以直观理解（Southwood & Kivelson, 1991；Itonaga 等人，2000），尤其是因为无法采用“波的尺度小于背景条件变化尺度”这一简化假设（A22）。尽管如此，这一结果与第 2 节盒式模型的预测一致。影片 S1（左）展示了磁层赤道附近的垂直速度扰动。在日下点附近，运动基本沿边界法向；而远离日地连线处，磁层顶附近则出现涡旋结构，侧翼尤为明显。最清晰的结构中，涡核位于极光卵边界的向地球一侧，对应于内侧表面模（Lee 等人，1981；A22）。这些结构伴有显著的场向涡度，不过这种量在整个磁层中都很常见（中图）。在均匀等离子体中，只有阿尔fvén波具有平行涡度，因此这是压缩模与剪切模之间非共振耦合的结果。在日侧磁层，涡度的相位结构在法向上的尺度（$\sim 6\mathrm{R_E}$）小于横向尺度（整个晨侧/午后扇区）。此外，相位还缓慢地（$\ll v_A$）向边界移动。由于所有信号的振幅均随其与磁层顶内缘距离的增加而衰减，随着相位前沿向边界移动，涡度看起来似乎在增强。这些特征与 A21 报告的压缩磁场特征非常相似，后者被解释为表面波阻尼的结果。我们还注意到，这些边界法向波长远大于场线共振所预期的波长，因为场线共振频率的巨大梯度（A22）意味着尺度为 $< 1\mathrm{R_E}$（Southwood & Allan，1987）。与日侧不同，在大约越过晨昏线向尾部的位置，横向波长缩短至 $\sim 6\mathrm{R_E}$，相位运动也主要表现为向尾部移动。

横向波长缩短至 $\sim 10 R_E$，相位运动也主要表现为向尾部移动。由于 KHI放大和尺度较短，侧翼的涡量大小显著大于日侧。值得注意的是，已有研究表明，磁层表面波与体模（如波导或场线共振）的耦合会在这些区域发生（A21），因此夜侧磁层中的结果通常是多个波模（包括表面波）的叠加。最后，场向电流分布（右图）与涡度非常相似，这与Southwood和Kivelson（1991）的理论预期一致。因此，磁层顶表面模的场向电流可能不仅出现在边界内部（如简单盒式模型所示），还可能遍及整个磁层。

基于赤道面附近的这些结果，我们预计，由表面模在磁层—电离层界面产生的场向电流结构，在日侧由大尺度（相较于阿尔fvén波的结构）向极移动形态组成。事实上，这一点可从展示电离层场向电流输入的影片 S2（左）中看出。在日侧，场向电流的纬向波长为 $\sim 10^\circ$（电离层中为$\sim$ 1000千米），大于该区域场线共振的预期波长（$< 1^\circ$ 或100千米）。这些结构以 $1.4^\circ$ 分钟$^{-1}$（或等效地2.6千米 s$^{-1}$）的速度向极传播，其振幅随相位运动增大，直至在磁层顶内侧／向赤道边缘的投影处达到峰值（如图2i所示）。这些波的方位延伸范围可能取决于驱动源，因此，像模拟中那样由太阳风激发的表面波所产生的场向电流，应比大多数前震荡区瞬变（Sibeck 等，1999）或磁鞘喷流（M. O. Archer等人，2019）所产生的场向电流具有更大的延伸范围。在模拟中，我们发现，在09–15$h$ 磁地方时驻定区域之外，场向电流结构主要向尾部传播，沿边界内侧／向赤道边缘的投影形成周期性结构。尽管日侧的结构在方位向上看似静止，如同磁层中的表面波，但驻定区域之外本征模的向尾部传播行为，会使场向电流在其向极相位运动期间于两种状态之间的边界处分叉。这导致了比简单的（球面）谐波更复杂的结构。

我们得出结论，磁层顶表面模可能具有与场线共振（FLR）有些相似的光学极光特征。这些特征表现为周期性增亮，弧的纬向宽度为 $\sim 5^\circ$，以 $\sim$ 1–2$^\circ$ 分钟$^{-1}$（~2–4 千米 s$^{-1}$）的低速向极传播。这些周期性极光的强度应随其相位运动而增强，峰值并非如先前所认为的那样出现在极光卵边界（OCB）处（O. Kozyreva 等，2019年），而是

出现在其向赤道方向、磁层顶内缘投影的位置。在我们的模拟中，正午时极光卵边界与磁层顶内侧／向赤道边缘在纬度上相距甚远，约为 $\sim 7°$。不过，这仅仅是由于磁层顶厚度较大。根据所考虑的驱动条件，我们估计极光卵边界与磁层顶内侧／向赤道边缘之间的实际间距为 $\sim 1–2°$ 。这一估计基于模拟中由磁力线追踪得到的足点位置之间的纬度差；这些磁力线的间隔取自 Berchem 与 Russell（1982年）报告的边界宽度。因此，在适宜的时段／季节可见时，与表面模相关的日侧极光增亮可能表现为向极移动的弧，并向极光卵边界代理方向增强，在其向赤道数度处达到峰值。向侧翼更深处，极光增亮可能沿边界内侧／向赤道边缘的投影形成清晰的周期性结构，其传播方向主要为方位向。Kelvin–Helmholtz不稳定性可能会使侧翼上的这些极光特征总体上更强。表面模的极光特征可能与场线共振的区别在于其位置纬度更高、频率更低、纬向范围更大。不过，我们不对这类潜在极光特征的形态、颜色或分类作任何断言，因为磁流体力学模拟难以准确预测这些特征。此外，这些极光信号能否在不同活动水平下从背景辐射中提取出来，仍有待观察。

### 3.4 电离层对流

图3a–d以流线快照的形式展示了约半个周期内的扰动对流形态，影片 S2则以动画矢量图展示。这些结果表明，日侧存在大尺度对流涡旋，它们环绕场向电流极大值（图3a–d中的粗线）旋转。向上电流对应顺时针对流涡旋，向下电流对应逆时针对流涡旋，这与第2节一致。有趣的是，涡核位于 $\sim 09h$ 和 $\sim 15h$ 磁地方时，即静止与传播的磁层顶表面波之间的过渡区域。与场向电流一样，日侧涡旋的纬向尺度小于经向尺度。不过，在所考察的较低纬度处，涡旋在向赤道方向上显得更为分散。这可能是因为连续的场向电流结构向赤道方向逐渐减弱，使电离层响应更接近盒式模型。由于日侧场向电流结构向极移动，并朝磁层顶内侧／向赤道边缘增强，因此对流涡旋也向极移动，并且在到达该处之前速度不断增加。因此，日侧向极移动的瞬态日侧极光电流涡序列可能是磁层表面波的一种明显电离层特征。

这不同于通常报道的孤立或成对瞬态昼侧极光，它们与太阳风／前震区压力脉冲或磁通量转移事件的直接冲击有关，只表现出向尾部运动（Friis-Christensen 等，1988；Sibeck，1990）。这表明，这种相位运动可能是利用地面数据识别磁层表面波的一种潜在诊断特征。

图 3e–f 展示了两个电离层速度分量的傅里叶振幅。正午附近的信号以南北向为主，与该扇区磁层中表现出的径向运动类似（A21；A22）。振幅在磁层顶内侧／向赤道边缘达到峰值，与场向电流相同。然而，东西向分量的振幅从正午向侧翼显著增大。这在图 g 中最为明显，该图展示了根据傅里叶变换得出的偏振椭圆（如 A22 所述）。远离正午时，椭圆的方向逐渐偏离南北向，其椭圆率也随之增大。电离层速度偏振与赤道磁层中的偏振具有一致的旋向性（A22）；特别是，在静止表面波与传播表面波的过渡区域两侧，旋向性会发生反转。图 h–i 给出了速度分量的相位和传播方向，两者差异显著。日侧南北分量的相位变化很小，静止区域内仅有轻微的相位向极移动。这反映了与表面波相关的大尺度周期性南北运动，在影片 S2 中清晰可见。相比之下，东西向分量在日侧纬向上的相位梯度要大得多。这些差异是由涡旋的经向尺度大于纬向尺度，以及涡旋向极运动共同造成的。在向磁尾传播区域，两个速度分量都出现方位相位变化，不过南北向分量上的变化最为明显。

有限的电离层电导率会使局部场向电流所产生的图样显著扩散。因此，上文重点讨论了日侧，因为我们知道晨昏线低纬处也存在场线共振。图 3e–f 显示，在晨昏线处，两侧翼的两个分量中都各有两个振幅峰。其中一个靠近磁层顶内边界，对应于表面模；而低纬峰则由场线共振引起。场线共振相关振幅结构沿经向明显扩散，其范围为 $\pm 3h$，这意味着电离层对流图样通常是表面模及其耦合场线共振所产生图样的复杂叠加

只有在正午附近 $\pm 3h$ 范围内，电离层响应才由表面模主导。

图4展示了模拟典型距离-时间图的电离层多普勒雷达观测。这些图显示了相邻地方时下，南北向速度扰动随纬度的时间变化。图4a对应日侧，每个面板都清楚显示电离层速度的周期性振荡，呈现向极相位运动，并在磁层顶内边界的投影附近达到振幅峰值（灰色虚线）。对比各面板可见，由于表面波处于静止状态，磁地方时方向上的相位传播很弱，这与典型的向尾侧行进的行星际磁场转向电流涡不同。图4b对应侧翼，突出了远离正午时信号复杂性的增加。尽管如此，仍可看到一些与日侧相似的特征。由于表面模的作用，振幅在磁层顶内边界附近达到最大值；此外，在较低纬度处还出现了一个与晨昏线场线共振相关的次级振幅峰值。对比各面板可见，侧翼的所有这些模式都呈现向尾侧相位传播。

### 3.5 地面磁场

使用 CalcDeltaB 后处理工具（Rastätter等，2014年）计算地面磁场扰动。由于采用了理想化模型设置，计算是在太阳磁坐标中进行的。我们将这些扰动与磁层—电离层界面附近的磁场信号进行了比较。两者均展示于影片 S3 中。

图5a–c展示了磁层—电离层界面附近磁层中的波振幅和偏振。在日侧，扰动主要沿南北向，并在磁层顶内侧／向赤道边缘达到最大值。相比之下，如图5d–f所示，地面磁场主要沿东西向。动画显示，这些东西向信号在日侧大部分区域具有相干性，并从位于 $\sim 09h$ 和 $\sim 15h$ 磁地方时的电离层涡旋核心向外汇聚／发散。这与环向模阿尔芬波不同；环向模阿尔芬波是研究最深入的超低频波之一，其在地面上的方向主要为南北向。图5中地面水平分量在MSE频率下的傅里叶振幅图，与磁层中另一分量（即与之垂直的分量）的振幅图相似。地面信号的振幅明显大于磁层中的信号。虽然这与盒式

模型类似，但在模拟中，这部分是由于场向电流在间隙区内按 $B_0$缩放所致。地面磁场振幅似乎也比电离层上方延伸得更广。这是由于有限电导使电流在电离层中扩散（如前所述），以及这些电离层电流在空间上的积分所致（Plaschke 等，2009）。电离层上方和下方的波偏振旋向性大体相同。明显的差异出现在所示纬度的最低处，此处地面磁场的可靠性较低。总体而言，我们看到地面磁场的椭圆率高于磁层中的磁场，这可能是由于有限的电离层电导使电流的涡旋模式扩散。

使用附录 B 中概述的傅里叶方法，计算了每个点从磁层到地面的时间平均旋转角。在图示区域内，该角度的平均值和标准差为 $89\pm21°$。请注意，磁层—电离层界面附近的磁场不包含电离层佩德森电流和霍尔电流的贡献，因此仅与入射波/反射波有关。与盒式模型一致，我们发现电离层会使表面波磁场旋转近 $90°$，但该角度存在较大的离散性。然而，与第 2 节不同，我们未发现旋转角存在系统性的空间分布规律。这可能是因为在模拟中，场向电流并未局限于边界内，而是向极地方向移动。我们再次计算每个点的决定系数，以量化不同电流系统对地面总磁场的贡献。此处采用附录 A 中概述的傅里叶方法进行计算。与盒式模型一样，主导地面场的是霍尔电流，因此旋转角接近 $90°$。然而，平均而言，霍尔电流仅能解释所有分量中 43% 的方差，远低于简单盒式模型中的比例。不过，表 S1 表明，其他电流系统（不包括霍尔电流）及其组合均不是地面场的重要预测变量。因此，地面的总方差必定是多个电流系统复杂叠加的结果，其中最显著的是霍尔电流。

影片 S3 还展示了地面磁场的垂直分量。从定性上看，它与场向电流有些相似，这与盒式模型的预测一致。然而，图 5g 显示，在侧翼方向，与场向电流不同，垂直磁场振幅的峰值出现在低于磁层顶内侧/向赤道方向边界的纬度处。在晨昏线处，峰值与场线共振吻合良好。因此，相较于表面模，场线共振似乎在较宽的地方时范围内主导了地面垂直磁场扰动，

垂直磁场振幅通常仅在峰值附近大于水平磁场振幅。然而，在正午附近，垂直磁场较弱，只有在 $\sim 09h$ 和 $\sim 15h$ 磁地方时才变得显著，这些位置正是日侧电离层涡旋核心所在之处。因此，与电离层的情况类似，只有在正午附近，地面磁扰动才完全由表面模引起。

图 6 展示了正午附近一条纬向链上虚拟地面磁力仪的叠加时间序列，此处场线共振的影响较小。这些序列显示，地面磁场的三个分量均呈现向极相位运动；这与典型孤立瞬态日侧极光电流涡／瞬态日侧极光电流涡对的地面磁力仪观测不同，后者主要表现为向尾部运动（例如 Friis-Christensen 等，1988）。不过，与电离层速度的情况类似，三个分量的相位运动略有不同。三个分量的振幅变化（蓝线）都相当宽。垂直分量似乎在磁层顶内侧／向赤道边缘达到峰值，而东西向分量的最大值似乎略微偏向该位置的极向一侧，南北分量的峰值则相当平坦。尽管如此，在模拟中，三个分量的最大值都明显比极光卵边界更靠近磁层顶内侧／向赤道边缘。我们认为，这些特征均可用作地面磁力仪网络识别表面模的诊断依据。

## 4 讨论

### 4.1 局限性

本研究的两个方面均采用了均匀的电离层电导。这是为了在最简单的情况下了解表面模的地面特征。改进后的经验电导图通常会纳入太阳照射和/或极光卵电导贡献的影响（Ridley 等，2004）。前者在远大于表面模波长的尺度上变化相对较小，因此可能对预测结果影响不大。相比之下，极光卵霍尔电导可能远大于该区域以外的电导。这可能会增强极光卵内的电流，从而增强地面磁信号，但场向电流闭合的方向可能仍会保持不变。Hartinger 等（2017）进行了模拟，比较了在不同电

导模型下，太阳风压力增加所引起的地面磁场扰动。他们发现，均匀电导分布和太阳电导分布的结果在定性上相似，但极光区分布的振幅剖面则略有不同。

到目前为止，我们一直将地面视为理想绝缘体，这与以往大多数全球建模和观测研究的做法一致（例如 Samsanov 等人，2015；Tanaka 等人，2020）。虽然一些其他超低频波研究将地面视为理想导体（例如 Hughes，1974年；Hughes与Southwood，1974年；Waters 与 Sciffer，2008），但这两种情况都无法真实地纳入地面感应地电流的贡献。为估算这些电流可能产生的影响，我们采用复镜像法（Boteler 与 Pirjola，1998年；Pirjola 与 Viljanen，1998年）。该方法会在深度为 $h_{isp}+2p$ 处放置一个镜像电流，其强度与上方电离层中的电流相同；此处复趋肤深度为 $p$。在这里，我们取该趋肤深度为

$$p = \frac{1}{\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}} \tag{8}$$

其中， $\sigma$ 为地面电导率。可以假设均匀电导率，通过平面波捕捉磁场/电流的空间变化（Pirjola 等，2009年）。对于波长为 $> 200$千米、周期为 $< 1$ 分钟的情况（适用于磁层表面波），其数值为 $\sim$ 1–2 mS m$^{-1}$，与岩石或城市地区的地面电导率一致（Ce- bik W4RNL，2001年）。这些数值以及模拟磁层表面波频率所对应的趋肤深度约为190–270千米，远大于电离层高度。鉴于在盒式模型和模拟中，地面磁场主要由具有大尺度的霍尔电流决定，我们通过假设电离层中存在无限长线电流，估算地面磁场中的地电流贡献（Boteler & Pirjola，1998年）。根据该估算，由于感应地电流，地面水平磁场扰动将增强18–24%，而垂直磁场将减弱3–6%。相位变化可以忽略不计（$< 7°$）。由于表面模的频率较低，仅为1.8 mHz，这些贡献相对较小，因为对于给定振幅，较低频率不太容易感应出地电流。相比之下，预计频率为10–100 mHz的高频超低频波会使水平磁场变化40–70%。我们还注意到，在海洋附近，盐水较高的5 S m$^{-1}$ 电导率很可能会使所有超低频波的地面信号受到显著影响（$> 90$%）。未来的研究可以更全面地探讨地电流对表面波及其他超低频波的地面磁力仪信号的重要性。

我们对这些局限性的简要评估表明，在考察这些预测的潜在观测结果时，应采用涵盖广泛纬度范围的数据，因为总体趋势很可能依然存在。在更小尺度上，电离层和地面条件变化所产生的局部效应可能更为重要，这或许可以成为未来研究的基础。

### 4.2 与以往观测的比较

通常认为，场向电流会产生极光增亮、电离层对流涡旋和地面脉动。然而，要区分表面波与附近的体波，依据地面观测将现象映射到太空中并不容易。因此，我们将比较讨论限定在能够更好地约束地面观测的研究上。

以往的共轭观测已将极光与表面波联系起来。He等（2020）提出，锯齿状极光——弥散极光向赤道方向边缘处的大尺度起伏——可能是等离子体层顶表面波在光学大气中的表现。在一次地磁暴期间，他们发现午后至黄昏时段存在1.4 mHz的等离子体层顶表面波（即频率与磁层表面波相近），其与等离子体层顶磁力线足点附近的锯齿状极光形态相关，二者的波长和传播速度也相符。作者提出，等离子体层顶表面模对热等离子体的调制可能引发粒子沉降，进而产生弥散极光。同样，Horvath和Lovell（2021）介绍了两项地磁暴期间磁层顶侧翼Kelvin–Helmholtz不稳定性波的案例研究；这些波似乎激发了外层等离子体层热区内及附近的等离子体层顶表面波。在这些事件中，低地球轨道上观测到相关的复杂亚极光等离子体流和大尺度极光起伏。作者总结认为，磁层顶表面模以复杂的方式与内磁层及极光区耦合。最后，O. Kozyreva等（2019）的地面观测研究将红色尖 cusp 极光向赤道方向的边缘作为光学代理指标，在行星际磁场转向南向后追踪极光卵边界。他们注意到，3个事件中该边界呈现准周期运动，并将其解读为磁层表面波的证据。尽管这些研究表明磁层顶／等离子体层顶表面波与极光之间存在联系，但后者的产生机制仍不明确。后续研究应确定表面波的场向电流是直接导致极光周期性变化，还是仅仅扰动现有的极光电流系统。

M. O. Archer等（2019）首次指出，日侧地面磁力仪数据中可能存在磁层表面波特征，但遗憾的是，数据分辨率较低且空间覆盖范围有限，因此难以得出结论。O. Kozyreva等（2019）展示了外部脉冲驱动后近正午纬向链的数据。在光学极光卵边界代理指标向赤道方向 ∼ 1–2° 处，南北分量出现了短暂振荡并达到峰值。作者将此归因于实验不确定性，但不清楚为何这会导致系统性效应。该偏移与我们对磁层顶边界层内侧／向赤道方向边缘的估算相符，因此也可能与我们的结果一致。他们还注意到向极相位运动和较大的 ∼ 8–10° 纬向尺度，这两者也与我们的模拟相似。He等（2020）展示了午后至黄昏扇区中与等离子体层顶表面波相关的地面磁脉动。纬向磁力计链显示出明显的向极相位运动，与模拟结果一致。然而，作者根据观测到的振幅和相位结构推测，等离子体层顶表面波可能与等离子体层外部的场线共振耦合，这可能使这些观测更加复杂。最后，Hwang等（2022）介绍了两项关于开尔文–亥姆霍兹不稳定性波及其地面效应的案例研究。在高纬度观测到涡旋状水平磁场扰动，对应于呈东西向拉长的珠状场向电流，与模拟侧翼中所见相似。

这些磁层顶表面模结果与经典的突然开始（SC），或更广义地说，与磁层对瞬态日侧极光电流涡（TCV）的响应之间，既有一些有趣的相似之处，也存在差异。这些模型通常用于解释太阳风受到脉冲式驱动后出现的地面观测，例如行星际激波或太阳风压力脉冲，因此值得进一步讨论。Araki（1994）的 SC 模型预测，极区纬度的地磁场会出现双极性变化，这是由全球电离层双涡旋造成的，而双涡旋源于晨侧和午后侧各自成对的场向电流。这些现象与典型的 TCV 相似，但尺度更大。在瞬态阶段，我们的模拟结果总体上与该模型一致（见影片 S2 和图 6）。然而，Araki（1994）的模型无法预测瞬态之后出现的周期性振荡，而这些振荡与磁层表面波有关。这是因为该模型只考虑了磁层顶单个波纹所引起的磁层顶电流和场向电流增强，因此并未涉及表面波或本征模。类似的 TCV 模型也有同样的局限（例如 Sibeck，1990）。SC 期间的磁流体波传播通常与 Tamao（1964a，b）路径或腔体／波导理论相关（Kivelson。

等人，1984；Kivelson & Southwood，1985），在这些理论中，压缩波会在频率与场线共振相匹配的位置与场线共振耦合。因此，过去对 SC 的观测或建模并未考虑磁层顶表面波可能产生的影响（综述见 Fujita，2019）。SC 后常会出现持续时间较长的 $\geq 10$ 分钟周期波（例如 Matsushita，1962），但对此很少进行讨论。因此，过去 SC 观测中的地面证据可能普遍包含磁层表面波，而随后的脉动可能被忽略，或被误认为是腔体/波导模和场线共振；通常认为这些模式在日侧不会出现在如此低的频率上（M. O. Archer等人，2015）。

总体而言，我们的模拟结果似乎与此前仅有的几项关于磁层顶表面波观测特征的报道一致。然而，基于所呈现的数据，某些方面无法得到检验，因此有必要开展专门的未来观测研究，并根据本研究对先前考察过的事件进行重新分析。

### 4.3 启示

本文所 प्रस्तुत的结果在空间天气背景下可能具有一定影响，下面对此作简要评论。

我们已经证明，磁层顶表面模预计会产生电离层电流和电场。这表明，表面波能量可能像其他超低频波模一样在电离层中耗散（例如 Glassmeier 等，1984）。焦耳加热率由下式给出

$$\begin{aligned} \mathbf{j}\cdot\mathbf{E} &= \tfrac{1}{\Sigma_P}E^2 \\ &= \tfrac{1}{\Sigma_P}\left(E_0^2 + 2\mathbf{E}_0\cdot\delta\mathbf{E} + \delta E^2\right) \end{aligned} \tag{9}$$

其中第一项对应直流平衡加热率，后续各项则与脉动有关。请注意，模型采用了均匀的 5 S 佩德森电导，这对于受日照的高纬地区而言是合理的（参见 Ridley 等，2004）。在模拟中，我们对整个日侧电离层范围内的这些数值进行积分。直流率为 3 GW，而我们发现，与脉动相关的最大速率为 40 GW，出现在瞬态响应期间。在确认出现磁层表面波（$t > 15$min）的时段，峰值耗散率相较于 0.4 GW 的背景值也相当显著（即 13%）。虽然纳入了——

磁层表面波的 KHI 放大及其在夜侧与场线共振的耦合，使得磁层表面波期间的全球电离层耗散率进一步升高，达到全球直流率的 25%，但夜侧半球的电离层电导不够符合实际。总体而言，这些模拟结果定性表明，磁层顶表面模可能对电离层加热有重要贡献。未来的研究可采用更具代表性的一系列波振幅和电离层条件，对表面波导致的加热率进行定量预测，从而增进我们对其在不同驱动机制下全球重要性的理解。

我们还预测，磁层顶表面模会在地球表面产生振荡磁场。这表明它们可能是由地电场驱动的地磁感应电流的一个来源（例如，Belakhovsky et al., 2019年；Heyns et al., 2021）。尽管相对于底层扰动地磁场，地电场具有频率依赖性，并偏向于较高频率（例如，Boteler & Pirjola, 1998年；Pirjola & Viljanen, 1998年），但明显的Pc5–6频段超低频波（1–7 mHz）可产生显著的实测地电场（Hartinger et al., 2020；Shi et al., 2022）。因此，磁层顶表面波无论处于MSE频率还是更高频率（例如，内禀Kelvin–Helmholtz不稳定性），都可能同样产生强地电场。对此进行建模超出了本研究的范围，因为已知地球的三维电导率结构对于准确表征地电场至关重要（Bedrosian & Love, 2015）。因此，有必要进一步研究评估具有更现实振幅的磁层顶表面模是否可能成为地电场的来源，进而成为地磁感应电流的来源（参见Belakhovsky et al., 2019年；Heyns et al., 2021；Yagova et al., 2021）。

## 5 结论

我们通过磁流体力学理论和全球磁层—电离层耦合模拟，研究了磁层顶表面波对极光、电离层和地面磁场的直接影响。主要结论如下：

1. 磁层顶表面模伴有流入／流出电离层的场向电流；对于有限厚度边界，这些电流在磁层顶内侧／向赤道方向的边缘处达到最大，而非在极光卵边界处。压缩模与阿尔芬模之间的非共振耦合，会使整个磁层中产生更多单色场向电流

，因此这些电流与阿尔芬连续谱无关。这些电流的振幅会随距磁层顶的距离增加而减小。

2. A21 报告的赤道磁层中的法向相位结构也会因阻尼而显现于磁层—电离层界面，表现为缓慢向极移动的场向电流结构，速度为 $\sim$ 1–2°分钟$^{-1}$ 。日侧的纬向波长为 $\sim 10°$ ，与场线共振的预期相比，这些结构的尺度较大。

3. 与全球磁层顶表面波相关的场向电流在日侧最弱，这是因为边界位移较小，且方位尺度跨越晨侧/午后扇区。在侧翼，多普勒效应会导致尺度变短，而波动扰动则通过Kelvin–Helmholtz不稳定性得到放大，因此磁层顶内侧／向赤道边缘可能存在强烈的周期性场向电流。

4. 我们认为，与表面模相关的向上场向电流可能导致周期性的极光增亮，并在磁层顶内侧／向赤道边缘达到最强。在日侧，这些极光形态以 $\sim$ 1–2°分钟$^{-1}$（$\sim$ 2–4 千米 s$^{-1}$）的速度缓慢向极移动，并占据较宽的 $\sim 5°$ 纬向带，相比之下，场线共振相关极光的纬向带更窄。周期性的经向结构将反映在磁层顶处。。

5. 电离层对流涡旋环绕表面模的场向电流结构旋转。与场向电流一样，它们尺度大、向极地方向移动，并在磁层顶内侧／向赤道边缘最强。有限电导率使电离层信号比场向电流分布得更广。

6. 磁层顶表面模也会产生地面磁场信号。这些信号主要由霍尔电流涡旋引起；霍尔电流涡旋会使来自电离层上方的磁场扰动旋转近乎 $90°$ 后传至地面（不过，旋转角会出现显著且无系统性的离散）。因此，正午附近磁层表面波的地面信号特征在东西向最强。各个 $L$ 壳层上的振荡频率相同，振幅在磁层顶内侧／向赤道边缘附近达到峰值，且纬向变化尺度大。

这些结论为磁层顶表面模提供了定性预测，可用于解读高纬度地面观测数据

预计地球空间中不同的等离子体条件会略微改变观测到的某些特征。表面模向磁层内的穿透

由局地法向波数（公式 1）决定。对于磁层表面波而言，由于其频率远低于场线共振，因此对阿尔芬速度分布的依赖极弱；因此，改变模拟的内侧边界密度或加入环电流几乎不会产生影响。不过，加入等离子体层（S. G. Claudepierre 等，2016年）可能会产生更大的影响，因为这可能使等离子体层顶处的阿尔芬连续谱降低至磁层表面波频率范围。这会限制表面模进入内磁层，并导致其在日侧与等离子体层顶表面波和/或场线共振耦合，从而引入额外的波叠加。尽管如此，外磁层中的表面模特征受影响不大。不过，不同的阿尔芬速度分布会改变波导模和场线共振的本征频率，进而改变磁层表面波可能激发这些次级波的位置。所示模拟中的极冠非常小。尽管我们的结果（理论结果和模拟结果）表明，磁层顶表面模在磁层—电离层界面的电流在磁层顶边界的内侧／向赤道方向边缘达到最大值，而非在极光卵边界处，但开放磁通量是否会影响极光卵边界附近可能存在的电流，仍有待未来研究探讨。我们还指出，由于偶极倾角为零，该模拟在南北向和晨昏方向上均对称；然而，地球空间中的南北半球间不对称（例如 Engebretson 等，2020年；Xu 等，2020年）和晨昏不对称（例如 Henry 等，2017年）对于理解太阳风—磁层—电离层耦合具有重要意义。总体而言，磁层顶表面模在不同磁层条件下如何呈现于磁层、电离层和地面，仍需通过一系列进一步的模拟加以确定。

最后，探测磁层顶（甚至等离子体层顶）表面模的另一种潜在途径，是利用全球导航卫星系统获取的电离层总电子含量（TEC）数据。近期研究表明，超低频波可能调制总电子含量，从而产生频率相近的周期性振荡（V. Pilipenko 等，2014；Watson 等，2015；Belakhovsky 等，2016；O. V. Kozyreva 等，2020；Zhai 等，2021）。尽管已有研究提出了几种可能的机制，但总体而言，我们对这些机制仍缺乏深入了解。未来的研究可以利用与表面模相关的预测电离层电场，驱动按高度分层的电离层和中性大气模型（Ozturk 等，2020）。这将有助于揭示磁层中耦合的电离层—热层—中间层系统如何响应边界波。

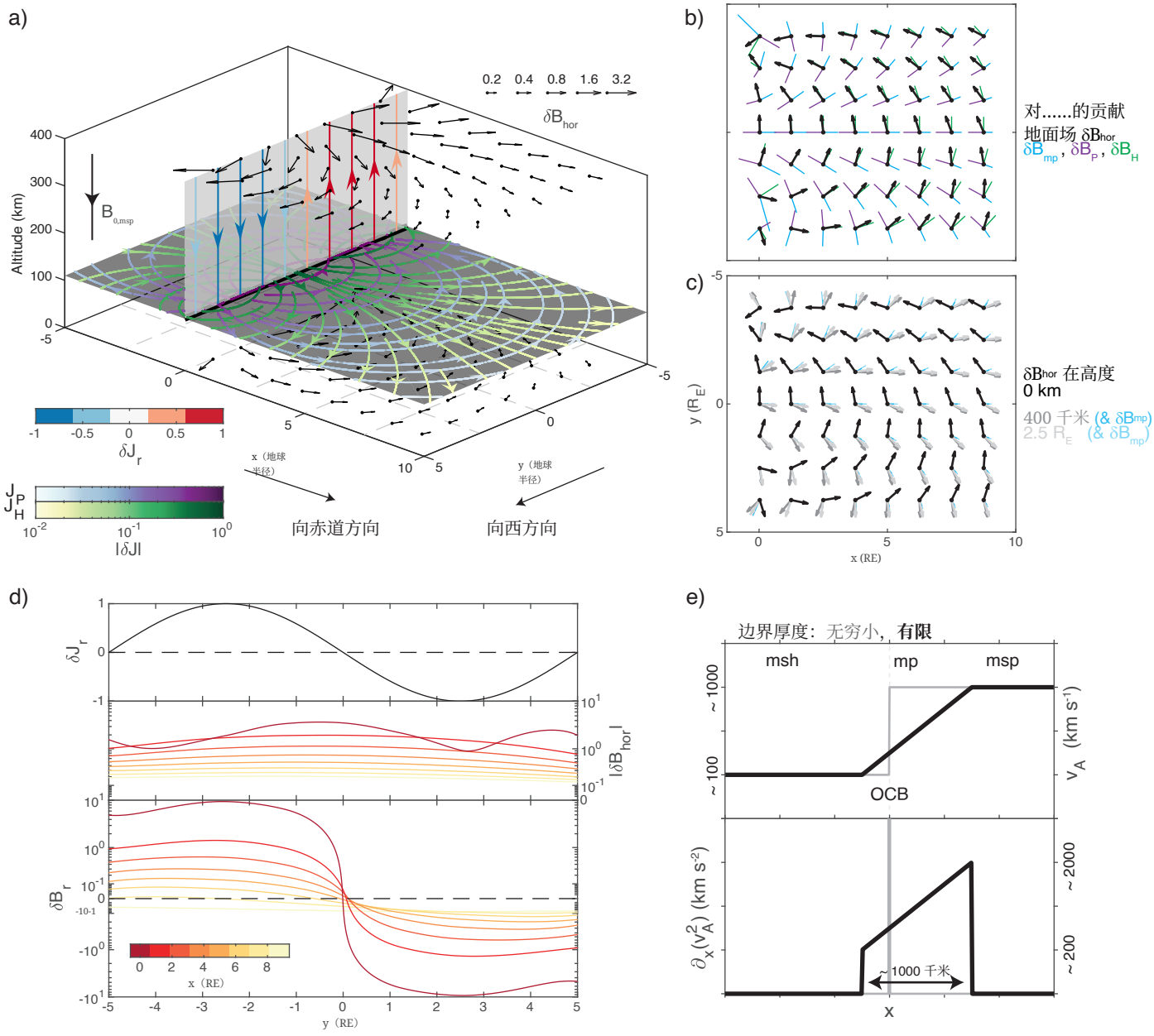



图1：北半球电离层中盒模型理论的结果。(a) 扰动磁层顶（红色/蓝色）、佩德森电流（紫色）和霍尔电流（绿色）的流线。地面和电离层上方的水平磁扰动以黑色箭头表示。(b) 各位置处电流系统对地面水平磁场的贡献方向和相对大小（彩色），以总水平扰动（黑色）归一化。(c) 地面（黑色）和电离层上方（灰色）总磁扰动的水平方向。后者中磁层顶电流的贡献以蓝色表示。(d) 磁层顶电流随方位角的变化（上），以及不同向赤道方向距离处的地面水平（中）和垂直（下）磁扰动（彩色）。(e) 无穷小厚度（灰色）和有限厚度（黑色）磁层顶的阿尔fvén速度廓线及其相关电流耦合的比较。

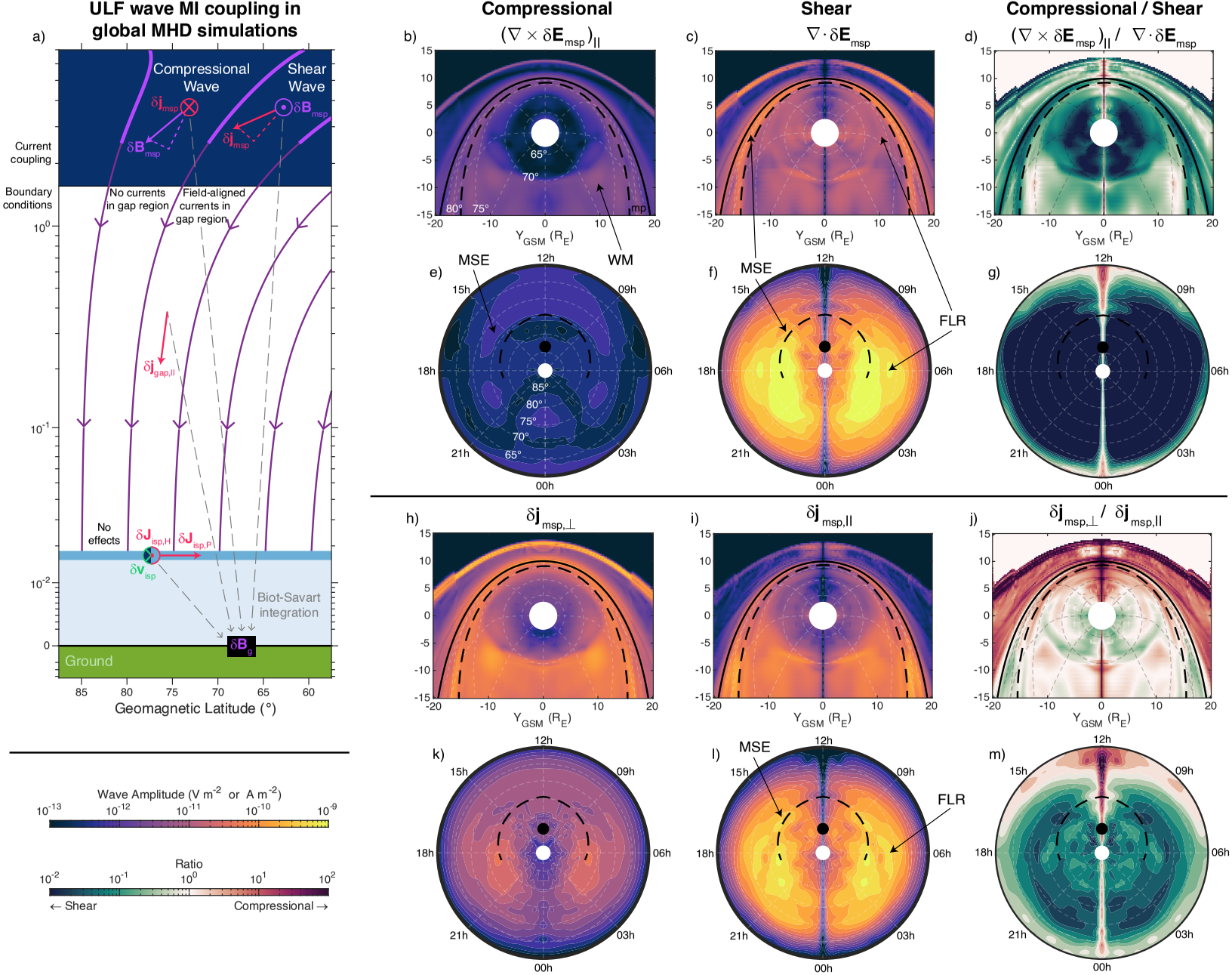
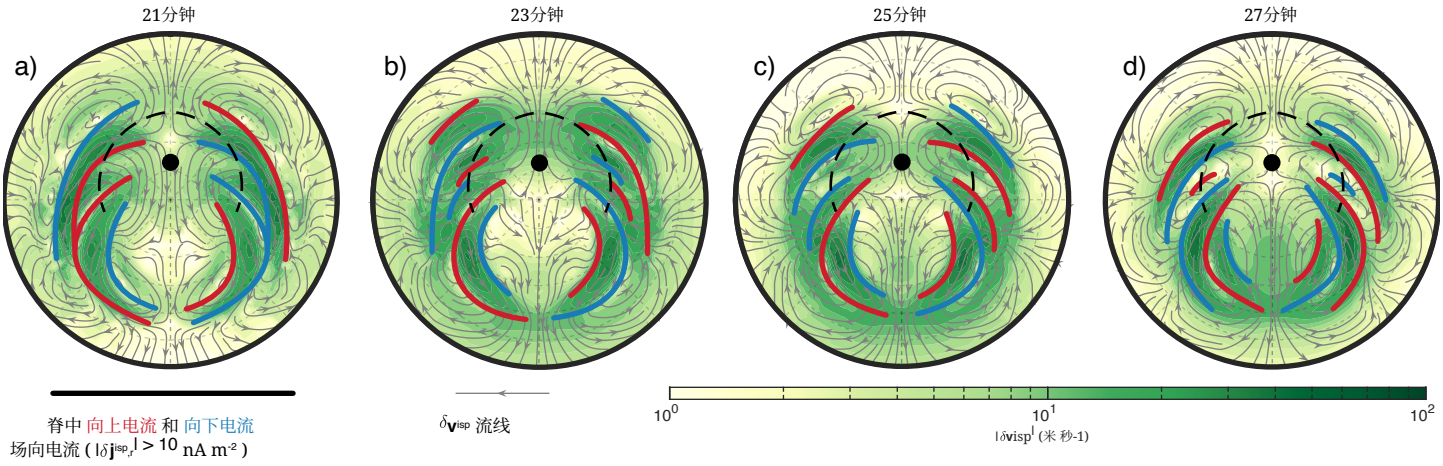



Figure 2: (a) Illustration of magnetosphere–ionosphere coupling within global MHD simulations applied to compressional and shear ULF waves. (b–m) Simulation Fourier maps taken from the $z_{GSM} = 2\,R_E$ near-equatorial plane (b–d,h–j) and at $r = 3.5\,R_E$ near the simulation magnetosphere-ionosphere interface (e–g,k–m), the latter have been projected onto the ground. These show amplitudes of compressional (b,e) and shear (c,f) waves and associated currents perpendicular (h,k) and parallel (i,l) to the background magnetic field. Ratios are also shown (d,g,j,m). Solid black lines indicate the open–closed field line boundary whereas dashed lines indicate the magnetopause inner edge. Arrows highlight regions due to magnetopause surface eigenmode (MSE), waveguide mode (WM), and field line resonance (FLR).



提交至《地球物理研究杂志：空间物理》

## 电离层对流快照




## 电离层对流的傅里叶分析

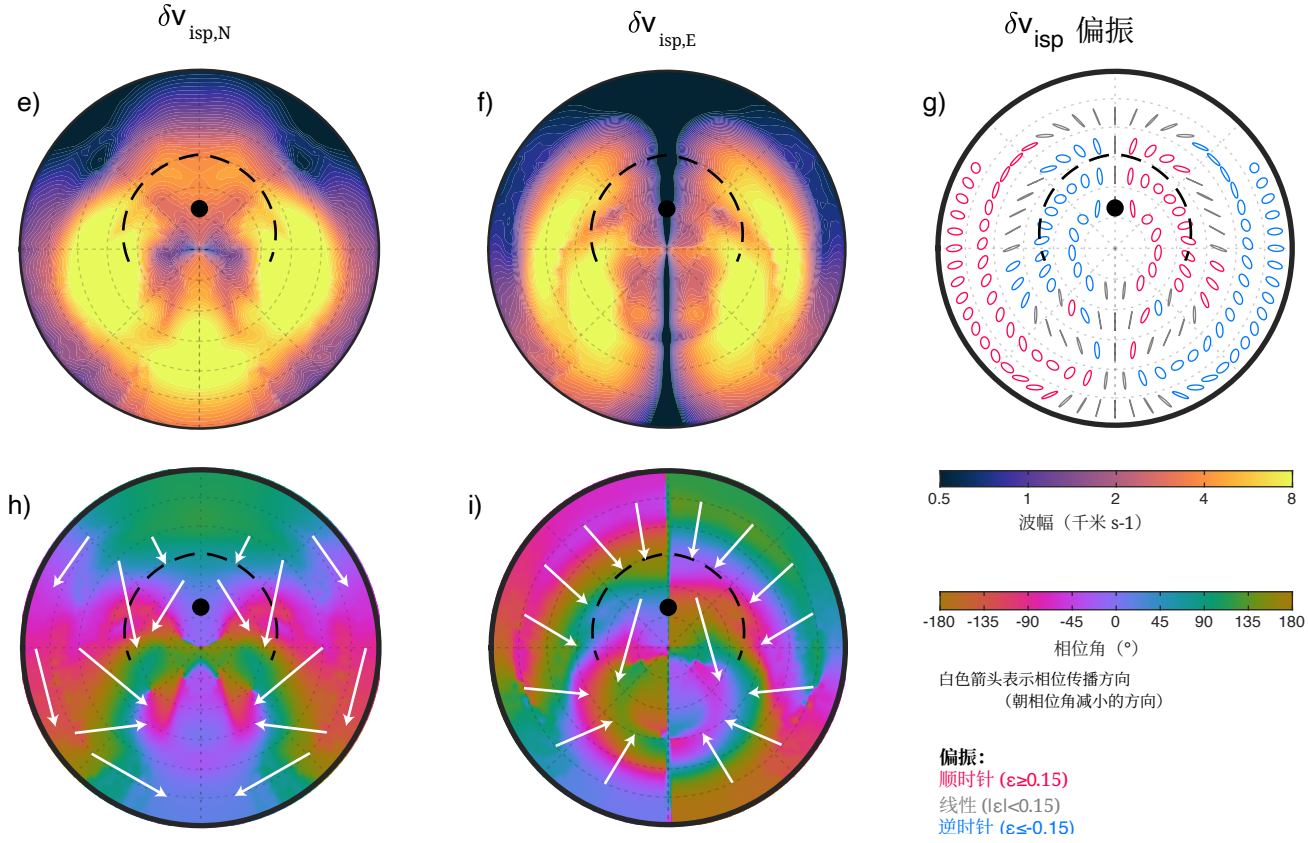



图3：(a–d) MSE周期半个周期内的电离层对流快照，显示速度大小（绿色）和流线（灰色）。图中还标出了场向电流脊。(e–i) 电离层速度的傅里叶图，格式与图2e相似，显示南北向（e、h）和东西向（f、i）分量的扰动幅度（e、f）及相位（h、i）。(g)面板中显示了偏振椭圆，并以颜色表示旋转方向。

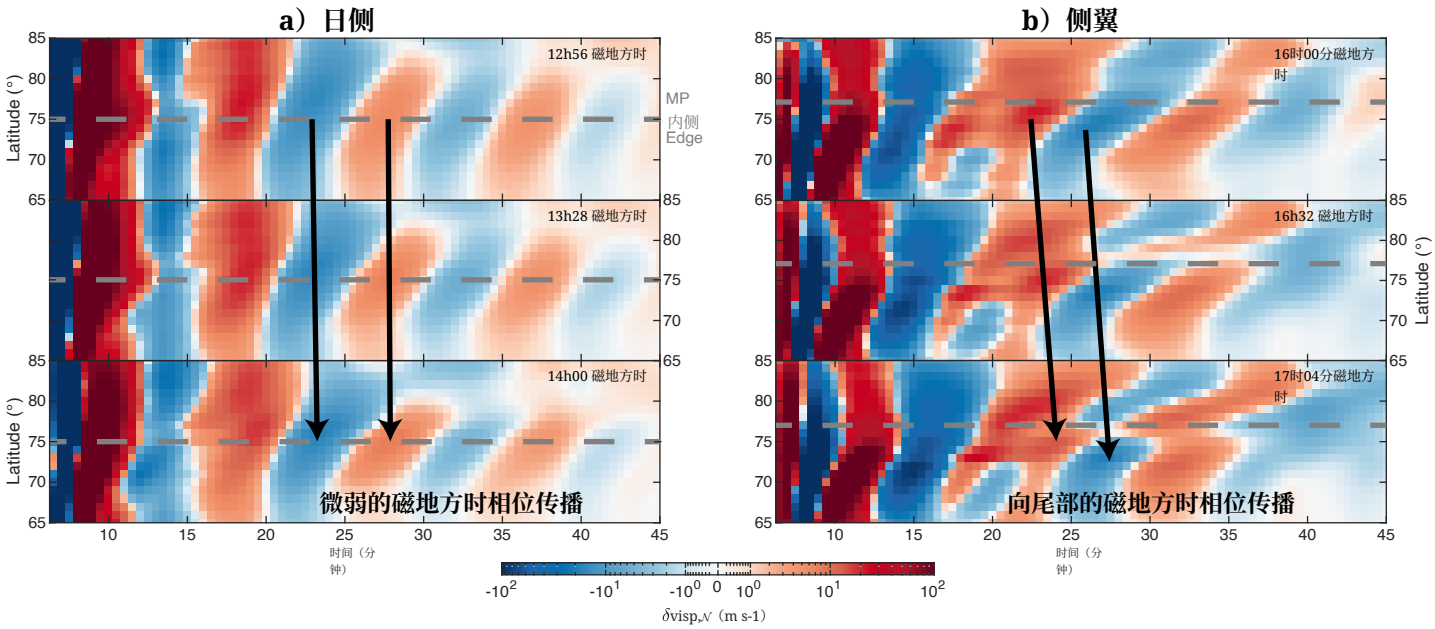



图4：电离层多普勒雷达潜在观测示例。图中展示了日侧 (a) 和侧翼 (b) 相邻波束方向（地方时）的距离-时间图模拟结果。同时标出了磁层顶内缘的投影（灰色虚线）。

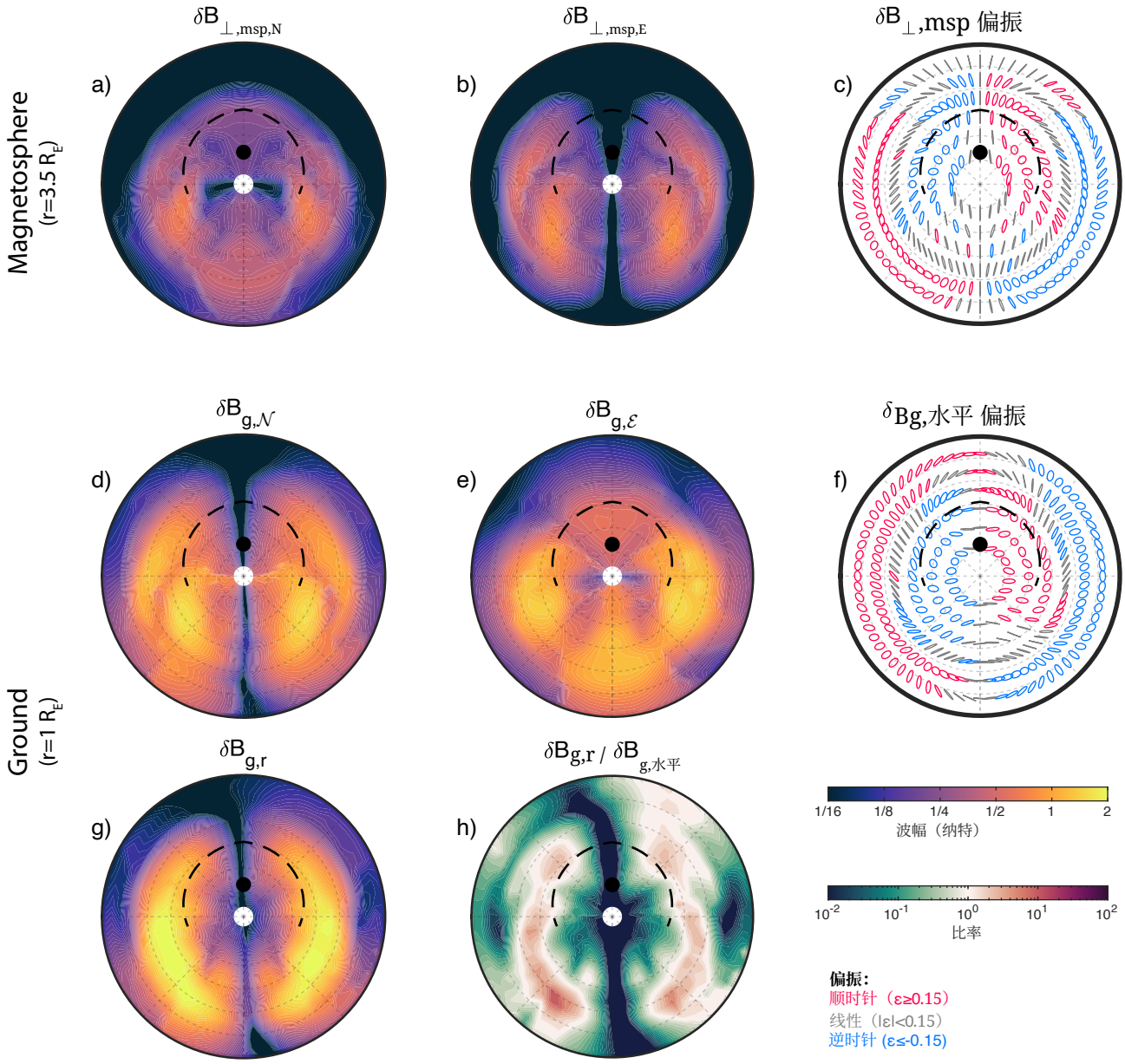



图5：磁层–电离层界面附近（a–c）以及地面上（d–h）的磁扰动比较。显示了傅里叶振幅（a、b、d、e、g）和极化椭圆（c、f）。最后，给出了垂直与水平地面扰动之比（g）。格式与图3e–g类似。

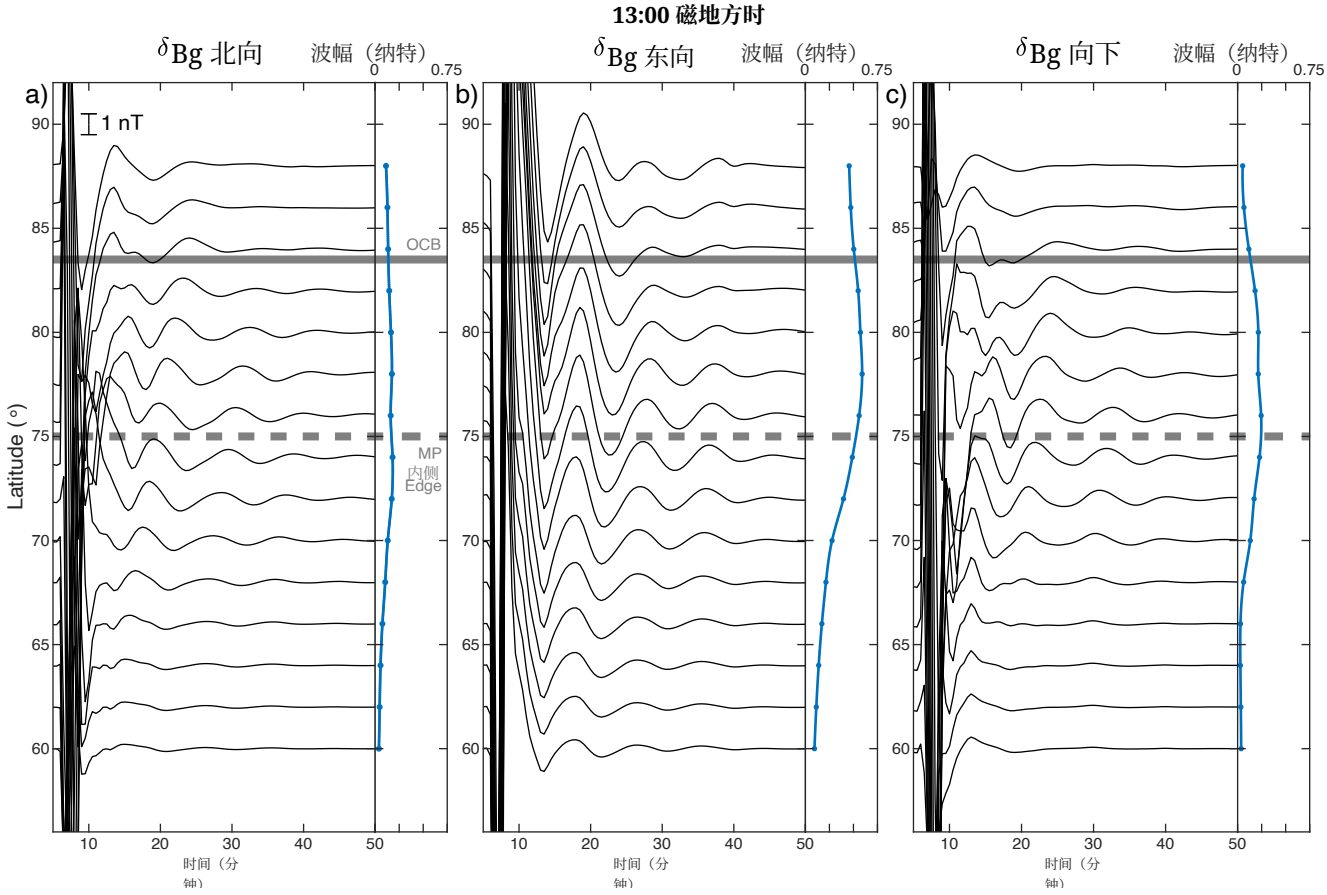



图 6：潜在纬向地面磁力仪链观测示例。磁场在（a）南北向、（b）东西向和（c）垂直分量上的扰动以堆叠时间序列（黑色）及傅里叶振幅（蓝色）表示。灰线表示开闭边界（实线）和磁层顶内缘（虚线）的投影。

## 附录 A 决定系数

决定系数 $R^2$ 是因变量方差中可由自变量预测的比例，通常用于统计模型，以量化结果被复现的程度。对于变量为复数向量时间序列的情况，其定义为

$$R^2 = 1 - \frac{\int dt\,(\mathbf{y}-\mathbf{f})\cdot(\mathbf{y}-\mathbf{f})^*}{\int dt \mathbf{y}\cdot\mathbf{y}^*} \tag{A1}$$

其中，$\mathbf{y}$ 为因变量，$\mathbf{f}$ 为其预测值/建模值。根据帕塞瓦尔定理，对于振荡信号， $R^2$ 也可以由复数傅里叶振幅确定（此处用波浪号表示）

$$R^2 = 1 - \frac{\int df\left(\tilde{\mathbf{y}}\cdot\tilde{\mathbf{y}}^* - \tilde{\mathbf{y}}\cdot\tilde{\mathbf{f}}^* - \tilde{\mathbf{f}}\cdot\tilde{\mathbf{y}}^* + \tilde{\mathbf{f}}\cdot\tilde{\mathbf{f}}^*\right)}{\int df \tilde{\mathbf{y}}\cdot\tilde{\mathbf{y}}^*} \tag{A2}$$

$R^2$ 可解释为解释方差的比例，其中 $R^2 = 1$对应于完美预测。当预测变量的表现不如始终预测均值的模型时，也可能出现负值。在本文中，我们使用 $R^2$ 来表示总地面磁场扰动中有多大比例由不同电流系统的贡献所决定。与简单比较各贡献的均方根幅值（例如Rastätter等，2014年）相比，这种方法的优势在于还纳入了向量方向。

## 附录 B 旋转角

向量$\mathbf{b}$ 绕某个方向 $\hat{\mathbf{z}}$ 旋转至$\mathbf{a}$ 的带符号右手旋转角可表示为

$$\Delta\theta = \mathrm{atan2}\left([\mathbf{b}\times\mathbf{a}]\cdot\hat{\mathbf{z}}\,,\,\mathbf{b}\cdot\mathbf{a}\right) \tag{B1}$$

对于振荡向量，可利用复数傅里叶振幅的以下性质，求得 $\Delta\theta$ 的时间平均值（尖括号表示）

$$\begin{aligned}\langle\mathbf{b}\times\mathbf{a}\rangle &= \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\tilde{\mathbf{b}}\times\tilde{\mathbf{a}}^*\right\}\\ \langle\mathbf{b}\cdot\mathbf{a}\rangle &= \tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\tilde{\mathbf{b}}\cdot\tilde{\mathbf{a}}^*\right\}\end{aligned} \tag{B2}$$

因此

$$\langle\Delta\theta\rangle = \mathrm{atan2}\left(\mathrm{Re}\left\{\tilde{\mathbf{b}}\times\tilde{\mathbf{a}}^*\right\}\cdot\hat{\mathbf{z}}\,,\,\mathrm{Re}\left\{\tilde{\mathbf{b}}\cdot\tilde{\mathbf{a}}^*\right\}\right) \tag{B3}$$

本文利用这一方法计算水平磁场分量从电离层上方到下方的旋转。因此，$\hat{\mathbf{z}}$ 方向取为垂直/径向方向。

## 符号说明

$msh$ 磁鞘$mp$ 磁层顶$msp$ 磁层$isp$ 电离层$g$ 地面 $GSM$ 地心太阳磁层坐标系$SM$ 太阳磁坐标系$\mathcal{N}$ 北向分量$\mathcal{E}$ 东向分量$hor$ 水平$\parallel$ 平行于磁场$\perp$ 垂直于磁场$n$ 边界法向$P$ 佩德森$H$ 霍尔$\epsilon$ 椭圆率$\mu_0$ 真空磁导率$\sigma$ 电导率$\Sigma$ 电导$\psi$ 静电势$\omega$ 角频率$\Omega$ 涡量 $\mathbf{B}$ 磁场$c_s$ 声速$\mathbf{E}$ 电场$h$ 高度$\mathbf{j}$ 电流密度

$\mathbf{k}$ 波矢$\boldsymbol{L}$ McIlwain 磁力线赤道距离参数$\mathbf{r}$ 地心位置$\boldsymbol{s}$ 磁力线长度$\boldsymbol{t}$ 时间$\mathbf{v}$ 等离子体速度$\boldsymbol{v_A}$ 阿尔fvén速度

## 开放研究

模拟结果由戈达德太空飞行中心的社区协调建模中心（CCMC）使用密歇根大学空间环境建模中心（CSEM）开发的 SWMF 和 BATS-R-US 工具提供。相关数据可在 https://ccmc.gsfc.nasa.gov/results/viewrun.php?domain=GM&runnumber=Michael_Hartinger_061418_1and 和 https://ccmc.gsfc.nasa.gov/results/ viewrun.php?domain=PP&runnumber=Martin_Archer_20211219_PP_1 获取。M. Archer 等人（2022）提供了生成的盒式模型结果。

**致谢**

我们感谢在 ISSI 国际团队项目 #546“地球磁层（及更远处）的磁流体表面波”中开展的宝贵讨论。该项目由 MOA 和 Katariina Nykyri 负责，并得到位于伯尔尼的国际空间科学研究所（ISSI）的支持。MOA 获得 UKRI（STFC / EPSRC）Stephen Hawking Fellowship EP/T01735X/1。MDH 获得 NASA 资助 80NSSC19K0907 和 NSF 资助 AGS 2027210。DJS 获得 STFC 资助 ST/S000364/1。MH 获得 NERC 资助 NE/V003070/1 以及与罗德信托合作的施密特科学研究员项目支持。JWBE 获得 NERC 资助 NE/P017142/1 和 NE/V003070/1。A.N.W. 部分获得 STFC 资助 ST/N000609/1。XS 获得 NASA 奖励 80NSSC21K1677 和 NSF 奖励 AGS-1935110 的支持。为实现开放获取，作者已针对由此产生的任何作者接收稿版本申请知识共享署名（CC BY）许可。

## 参考文献

Araki, T.（1994）。太阳风中的磁层超低频波源。载于 M. Engebretson、K. Takahashi 和 M. Scholer（编），（第 183–200 页）。美国华盛顿特区：美国地球物理联合会。doi：10.1029/GM081p0183 Araki, T. 和 Nagano, H.（1988）。磁层突然膨胀引起的地磁响应。《地球物理研究杂志：空间物理》，*93*，3983–3988。doi：10.1029/JA093iA05p03983 Archer, M.、Hartinger, M.、Rastätter, L.、Southwood, D.、Heyns, M.、Eggington, J.、……Shi, X.（2022 年 12 月）。磁层顶表面模盒模型数据。数据集。英国伦敦。doi：10.14469/hpc/12004 Archer, M. O.、Hartinger, M. D.、Plaschke, F.、Southwood, D. J. 和 Rastaetter, L.（2021）。逆流传播的磁层顶波纹形成方位角静止表面波。《自然·通讯》，*12*，5697。doi：10.1038/s41467-021-25923-7 Archer, M. O.、Hartinger, M. D.、Walsh, B. M.、Plaschke, F. 和 Angelopoulos, V.（2015）。外磁层中由快模共振激发的驻立阿尔芬波的频率变化。《地球物理研究快报》，*42*，10150-10159。doi：10.1002/2015GL066683 Archer, M. O.、Hietala, H.、Hartinger, M. D.、Plaschke, F. 和 Angelopoulos, V.（2019）。日侧磁层顶表面本征模的直接观测。《自然·通讯》，*10*，615。doi：10.1038/s41467-018-08134-5 Archer, M. O. 和 Plaschke, F.（2015）。日下点磁层顶能够支持哪些频率的驻立表面波？《地球物理研究杂志：空间物理》，*120*，3632-3646。doi：10.1002/2014JA020545 Archer, M. O.、Southwood, D. J.、Hartinger, M. D.、Rastaetter, L. 和 Wright, A. N.（2022）。现实磁层如何改变表面波、快磁声波和阿尔fvén波的偏振。《地球物理研究杂志：空间物理》，*127*，e2021JA030032。doi：10.1029/2021JA030032 Bedrosian, P. A. 和 Love, J. J.（2015）。磁暴期间地电场制图：美国实测阻抗的综合分析。《地球物理研究快报》，*42*，10160–10170。doi：10.1002/2015GL066636 Belakhovsky, V.、Pilipenko, V.、Engebretson, M.、Sakharov, Y. 和 Selivanov, V.（2019）。地磁场的脉冲扰动作为感应

提交至《地球物理研究杂志：空间物理》输电线路中的电流。《空间天气与空间气候》，*9*，A18。doi: 10.1051/swsc/2019015 Belakhovsky, V., Pilipenko, V., Murr, D., Fedorov, E., & Kozlovsky, A.（2016年）。PGPS/TEC和EISCAT同步观测到的Pc5波对电离层的调制。《地球与行星空间》，*68*，102。doi: 10.1186/s40623-016 -0480-7 Berchem, J., & Russell, C. T.（1982年）。磁层顶电流层的厚度：ISEE 1和2号观测。《地球物理研究杂志》，*87*(A4)，2108–2114。doi: 10 .1029/JA087iA04p02108 Boteler, D. H., & Pirjola, R. J.（1998年）。利用复镜像法计算地球表面由极光电集流产生的磁场和电场。《国际地球物理杂志》，*132*，31–40。doi: 10.1046/j.1365-246x.1998.00388 .x Bristow, W. A., Sibeck, D. G., Jacquey, C., Greenwald, R. A., Sofko, G. J., Mukai, T., . . . Engebretson, M. J.（1995年）。利用SuperDARN高频雷达观测午后扇区的对流涡旋。《地球物理研究杂志：空间物理》，*100*，19743–19756。doi: 10.1029/95JA01301 Cebik W4RNL, L. B.（2001年1月）。NEC建模初学者指南：第3部分——源、接地与扫描。《QST》，44–48。Chen, L., & Hasegawa, A.（1974年）。长周期磁脉动理论：2. 表面本征模的脉冲激发。《地球物理研究杂志》，*79*，1033-1037。doi: 10 .1029/JA079i007p01033 Claudepierre, S., Wiltberger, M., Elkington, S., Lotko, W., & Hudson, M.（2009年）。太阳风动压波动驱动的磁层腔模。《地球物理研究快报》，*36*，L13101。doi: 10.1029/2009GL039045 Claudepierre, S. G., Elkington, S. R., & Wiltberger, M.（2008年）。太阳风驱动磁层超低频波：磁层顶速度剪切驱动的脉动。《地球物理研究杂志：空间物理》，*113*，A05218。doi: 10.1029/2007JA012890 Claudepierre, S. G., Toffoletto, F. R., & Wiltberger, M.（2016年）。共振超低频波的全球磁流体力学建模：有、无等离子体层的模拟。《地球物理研究杂志》，*121*，227–244。doi: 10.1002/2015JA022048 Cleveland, W. S.（1979年）。稳健的局部加权回归与散点平滑

图。《美国统计学会杂志》，*74*(368)，829–836。doi: 10 .2307/2286407 Constantinescu, O. D., Glassmeier, K.-H., Plaschke, F., Auster, U., Angelopoulos, V., Baumjohann, W., . . . Narita, Y.（2009年）。THEMIS对黄昏侧压缩型Pc5波的观测。《地球物理研究杂志：空间物理》，*114*，A00C25。doi: https://doi.org/10.1029/2008JA013519 Donovan, E., Mende, S., Jackel, B., Frey, H., Syrjäsuo, M., Voronkov, I., . . . Con- nors, M.（2006年）。THEMIS全天成像阵列——系统设计及原型成像仪的初步结果。《大气、太阳与地球物理学杂志》，*68*(13)，1472- 1487。获取自 https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ S1364682606001118（被动光学气辉学）doi: https://doi.org/10.1016/ j.jastp.2005.03.027 Engebretson, M. J., Kirkevold, K. R., Steinmetz, E. S., Pilipenko, V. A., Mold- win, M. B., McCuen, B. A., . . . Rose, M. C.（2020年）。与地磁感应电流相关的大型夜间磁扰动事件的南北半球比较。《地球物理研究杂志：空间物理》，*125*，e2020JA028128。doi: https://doi.org/10.1029/2020JA028128 Fairfield, D. H., Otto, A., Mukai, T., Kokubun, S., Lepping, R. P., Steinberg, J. T., . . . Yamamoto, T.（2000年）。Geotail对赤道磁尾边界处开尔文–亥姆霍兹不稳定性的观测：平行向北磁场条件下的情况。《地球物理研究杂志》，*105*，21159–21174。doi: 10.1029/1999JA000316 Friis-Christensen, E., McHenry, M. A., Clauer, C. R., & Vennerstrøm, S.（1988）。极区裂隙附近观测到的电离层行进对流涡旋：对太阳风突变的触发响应。《地球物理研究快报》，*15*，253–256。doi: 10.1029/GL015i003p00253 Fujita, S.（2019年）。磁层—电离层系统对太阳风动压突变的响应。《Rev. Mod. Plasma Phys.》，*3*，2。doi: 10 .1007/s41614-019-0025-1 Gjerloev, J. W.（2009年）。全球地基磁力计倡议。《Eos Trans. AGU》，*90*，230–231。doi: 10.1029/2009EO270002 Glassmeier, K.-H.（1992年）。行进磁层对流双涡旋：观测与理论。《地球物理年鉴》，*10*。Glassmeier, K.-H., & Heppner, C.（1992年）。行进磁层对流双涡旋

涡旋：另一项案例研究、全球特征及模型。《地球物理研究杂志：空间物理》，*97*，3977–3992。doi: 10.1029/91JA02464 Glassmeier, K. H., Volpers, H., & Baumjohann, W. (1984). 电离层焦耳耗散作为高纬度超低频脉动的阻尼机制：观测证据。《行星与空间科学》，*32*，1463–1466。doi: 10.1016/0032-0633(84)90088-6 Goedbloed, J. P. (1971). 无力磁场对磁流体动力学不稳定性的稳定作用：I. 平面等离子体层。《Physica》，*53*，412–444。doi: 10 .1016/0031-8914(71)90127-3 Goodman, M. L. (1995). 一种三维迭代映射程序，用于在全球磁流体动力学模拟中实现电离层—磁层各向异性欧姆定律边界条件。《地球物理年鉴》，*13*，843–853。doi: 10.1007/s00585-995-0843-z Greenwald, R. A., & Walker, A. D. M. (1980). 长周期共振磁流体波的能量学。《地球物理研究快报》，*7*，745–748。doi: 10.1029/ GL007i010p00745 Hartinger, M. D., Plaschke, F., Archer, M. O., Welling, D. T., Moldwin, M. B., & Ridley, A. (2015). 日侧磁层顶表面本征模的全球结构与时间演化。《地球物理研究快报》，*42*，2594-2602。doi: 10.1002/2015GL063623 Hartinger, M. D., Shi, X., Lucas, G. M., Murphy, B. S., Kelbert, A., Baker, J. B. H., . . . Bedrosian, P. A. (2020). 磁层超低频波产生的地电场和地磁场的同步观测。《地球物理研究快报》，*47*，e2020GL089441。doi: 10.1029/2020GL089441 Hartinger, M. D., Xu, Z., Clauer, C. R., Yu, Y., Weimer, D. R., Kim, H., . . . Willer, A. N. (2017). 将地面磁力仪观测与电流或电压发生器相关联。《地球物理研究杂志：空间物理》，*122*，7130–7141。doi: 10.1002/2017JA024140 He, F., Guo, R.-L., Dunn, W. R., Yao, Z.-H., Zhang, H.-S., Hao, Y.-X., . . . Wan, W.-X. (2020, Apr 03). 等离子体层顶表面波使磁层和弥散极光发生振荡。《自然·通讯》，*11*(1), 1668。获取地址：https://doi.org/10.1038/s41467-020-15506-3 doi: 10.1038/s41467-020-15506-3 Henry, Z. W., Nykyri, K., Moore, T. W., Dimmock, A. P., & Ma, X. (2017). 关于2007年至

提交至《地球物理研究杂志：空间物理》2013年。《地球物理研究杂志：空间物理》，*122*，11,888–11,900。doi: https://doi.org/10.1002/2017JA024548 Heyns, M. J., Lotz, S. I., & Gaunt, C. T. (2021). 驱动地磁感应电流的地磁脉动。《空间天气》，*19*，e2020SW002557。doi: 10 .1029/2020SW002557 Horvath, I., & Lovell, B. C. (2021). 开尔文–亥姆霍兹波触发的亚极光流通道结构和极光波动。《地球物理研究杂志：空间物理》，*126*，e2021JA029144。doi: 10.1029/2021JA029144 Hughes, W. J. (1974). 大气和电离层对长周期磁层微脉动的影响。《行星与空间科学》，*22*，1157–1172。doi: 10.1016/ 0032-0633(74)90001-4 Hughes, W. J., & Southwood, D. J. (1974). 大气和电离层对磁层微脉动信号的影响。《自然》，*248*，493–495。doi: 10.1038/ 248493b0 Hughes, W. J., & Southwood, D. J. (1976). 大气和电离层对微脉动信号的屏蔽作用。《地球物理研究杂志》，*81*，3234–3240。doi: 10.1029/ JA081i019p03234 Hwang, K.-J., Weygand, J. M., Sibeck, D. G., Burch, J. L., Goldstein, M. L., Escou- bet, C. P., . . . Torbert, R. B. (2022). 开尔文–亥姆霍兹涡旋体现为磁层-电离层耦合的相互作用。《天文学与空间科学前沿》，*9*，895514。doi: 10.3389/fspas.2022.895514 Itonaga, M., Yoshikawa, A., & Fujita, S. (2000). 描述磁层中沿磁场方向电流产生的波动方程。《地球与行星空间》，*52*，503–507。doi: 10.1186/BF03351654 Jacobs, J., Kato, Y., Matsushita, S., & Troitskaya, V. (1964). 地磁微脉动的分类。《地球物理研究杂志》，*69*，180–181。doi: 10.1029/JZ069i001p00180 Janhunen, P. (1998). 关于在全球磁流体力学模拟中使用电磁电离层的可能性。《地球物理年鉴》，*16*，397–402。doi: 10.1007/s00585-998 -0397-y Kavosi, S., & Raeder, J. (2015). 开尔文–亥姆霍兹波普遍存在于地球磁层顶。《自然·通讯》，*6*，7019。doi: 10.1038/ncomms8019 Keiling, A. (2009). 阿尔fvén波及其在地球磁层动力学中的作用

磁尾：综述。《空间科学评论》，*142*，73–156。doi: 10.1007/s11214-008-9463-8 Kepko, L., & Kivelson, M. (1999). 爆发性整体流产生 Pi2 脉动。《地球物理研究杂志：空间》，*104*，25021–25034。doi: 10.1029/1999JA900361 Kivelson, M. G., & Chen, S.-H. (1995). 磁层顶物理学。载于 P. Song, B. Sonnerup, & M. Thomsen ( 编 )，( 第 257–268 页 )。美国华盛顿特区：美国地球物理联合会。doi: 10.1029/GM090p0257 Kivelson., M. G., Etcheto, J., & Trotignon, J. G. (1984). 地球磁层的全球压缩振荡：证据与模型。《地球物理研究杂志》，*89*，9851-9856。doi: 10.1029/JA089iA11p09851 Kivelson, M. G., & Southwood, D. J. (1985). 共振超低频波：一种新的解释。《地球物理研究快报》，*12*，49-52。doi: 10.1029/GL012i001p00049 Kivelson, M. G., & Southwood, D. J. (1988). 磁流体波与电离层。《地球物理研究快报》，*15*，1271-1274。doi: 10.1029/GL015i011p01271 Kivelson, M. G., & Southwood, D. J. (1991). 太阳风冲击磁层产生电离层行进涡旋。《地球物理研究杂志：空间物理》，*96*，1661–1667。doi: 10.1029/90JA01805 Kozyreva, O., Pilipenko, V., Lorentzen, D., Baddeley, L., & Hartinger, M. (2019). 日侧开闭边界附近的瞬态振荡：磁层顶表面模的证据？《地球物理研究杂志：空间物理》，*124*，9058–9074。doi: 10.1029/2018JA025684 Kozyreva, O. V., Pilipenko, V. A., Bland, E. C., Baddeley, L. J., & Zakharov, V. I. (2020). 通过 SuperDARN 雷达和 GPS/TEC 技术同步观测到的超低频波对高层电离层的周期性调制。《地球物理研究杂志：空间物理》，*125*，e2020JA028032。doi: 10.1029/2020JA028032 Kruskal, M., & Schwartzschild, M. (1954). 完全电离等离子体的一些不稳定性。《伦敦皇家学会会刊 A 辑》，*223*，348-360。doi: 10.1098/rspa.1954 .0120 Lee, L. C., Albano, R. K., & Kan, J. R. (1981). 磁层顶边界层区域的开尔文–亥姆霍兹不稳定性。《地球物理研究杂志：空间物理》，*86*，54–58。doi: 10.1029/JA086iA01p00054 Li, W., Thorne, R. M., Bortnik, J., Nishimura, Y., & Angelopoulos, V. (2011). 哨声模合声波的调制：1. 压缩型 Pc4-5 脉动的作用。《地球物理研究杂志：空间物理》，*116*，A06205。doi: 10.1029/2010ja016312

Lotko, W. (2004). 感应磁层—电离层耦合。《大气、太阳与地球物理学杂志》，*66*，1443–1456。doi: 10.1016/j.jastp.2004.03.027 Lyatsky, W. B., & Sibeck, D. G. (1997). 低纬边界层内侧边缘的表面波与行进对流涡旋。《地球物理研究杂志：空间物理》，*102*，17643–17647。doi: 10.1029/97JA00323 Mathie, R. A., Mann, I. R., Menk, F. W., & Orr, D. (1999). 与波导模态相关、由 IMAGE磁力仪阵列观测到的 Pc5超低频脉动。《地球物理研究杂志》，*104*，7025–7036。doi: 10.1029/1998JA900150 Matsushita, S. (1962). 关于地磁突然始动、突然脉冲和磁暴持续时间。《地球物理研究杂志》，*67*，3753–3777。doi: 10.1029/ JZ067i010p03753 Merkin, V. G., Lyon, J. G., & Clausepierre, S. G. (2013). 行星际磁场北向条件下，三维全球磁流体力学模拟中的磁层边界开尔文–亥姆霍兹不稳定性。《地球物理研究杂志：空间物理》，*118*，5478–5496。doi: 10.1002/jgra.50520 Milan, S. E., Sato, N., Ejiri, M., & Moen, J. (2001). 与磁力线共振相关的极光形态和场向电流结构。《地球物理研究杂志：空间物理》，*106*，25825–25833。doi: 10.1029/2001JA900077 Nishitani, N., Ruohoniemi, J. M., Lester, M., Baker, J. B. H., Koustov, A. V., Shepherd, S. G., . . . Kikuchi, T. (2019). 中纬度超双极光雷达网 (SuperDARN) 高频雷达研究成果综述。《地球与行星科学进展》，*6*，27。doi: 10.1186/s40645-019-0270-5 Nykyri, K., Johnson, J., Kronberg, E., Turner, D., Wing, S., Cohen, I., . . . Fennell, J. (2021). 磁层多尺度任务对黄昏侧高纬磁层顶边界层内高能电子微注入源区的观测。《地球物理研究快报》，*48*，e2021GL092466。doi: 10.1029/2021GL092466 Ozeke, L. G., Mann, I. R., & Rae, I. J. (2009). 将地面观测到的导引阿尔芬波磁场振幅映射为空间中的赤道电场振幅。《地球物理研究杂志：空间物理》，*114*，A01214。doi: 10.1029/2008JA013041 Ozturk, D. S., Meng, X., Verkhoglyadova, O. P., Varney, R. H., Reimer, A. S., & Semeter, J. L. (2020). 一种纳入高纬输入以研究中尺度电动力学的新框架。《地球物理研究杂志：空间物理》，*125*，e2019JA027562。

doi: 10.1029/2019JA027562 Pilipenko, V., Belakhovsky, V., Murr, D., Fedorov, E., & Engebretson, M.（2014年）。超低频 Pc5 波对总电子含量的调制。《地球物理研究杂志：空间物理》，*119*，4358–4369。doi: 10.1002/2013JA019594 Pilipenko, V. A., Kozyreva, O. V., A.Lorentzen, D., & Baddeley, L. J.（2018年）。日侧长周期地磁脉动与开闭磁力线边界之间的对应关系。《大气与地球物理学杂志》，*170*，64-74。doi: 10.1016/j.jastp.2018.02.012 Pilipenko, V. A., Kozyreva, O. V., Baddeley, L., Lorentzen, D. A., & Belakhovsky, V. B.（2017年）。日侧磁层顶表面模的抑制。《太阳—地球物理学》，*3*，17-25。doi: 10.12737/stp-34201702 Pirjola, R., Boteler, D., & Trichtchenko, L.（2009年）。利用表面阻抗研究空间天气的地面效应。《地球与行星空间》，*61*，249–261。doi: 10 .1186/BF03352905 Pirjola, R., & Viljanen, A.（1998年）。利用复镜像法计算有限长度极光电急流产生的电场和磁场。《地球物理学年鉴》，*16*，1434–1444。doi: 10.1007/s00585-998-1434-6

Plaschke，F.和Glassmeier，K.H.（2011年）。磁层顶处驻立Kruskal-Schwarzschild模态的性质。《地球物理年鉴》，*29*，1793-1807。doi：10.5194/angeo-29-1793-2011

Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., Auster, H. U., Constantinescu, O. D., Magnes, W., Angelopoulos, V., . . . McFadden, J. P. (2009). 磁层顶处的驻立阿尔芬波。《地球物理研究快报》，*36*，L02104。doi: 10.1029/2008GL036411 Powell, K. G., Roe, P. L., Linde, T. J., Gombosi, T. I., & De Zeeuw, D. L. (1999). 一种用于理想磁流体动力学的解自适应迎风格式。*J. Comput.Phys.*，*154*，284–309。doi: 10.1006/jcph.1999.6299 Pu, Z.-Y., & Kivelson, M. G. (1983). 磁层顶处的开尔文–亥姆霍兹不稳定性：可压缩等离子体的解。《地球物理研究杂志》，*88*，841-852。doi: 10 .1029/JA088iA02p00841 Radoski, H. R. (1971年). 关于磁层中流体磁共振问题的一则短论。*Planet. Space Sci.*，*19*，1012-1013。doi: 10.1016/0032-0633(71)90152-8 Rae, I. J., Watt, C. E. K., Murphy, K. R., Frey, H. U., Ozeke, L. G., Milling, D. K.,

& Mann, I. R. (2012). 亚暴膨胀相开始前、期间及之后超低频波与极光强度的相关性。《地球物理研究杂志：空间物理》, *117*, A08213。doi: 10.1029/2012JA017534 Rastätter, L., Tóth, G., Kuznetsova, M. M., & Pulkkinen, A. A. (2014). CalcDeltaB：一种用于根据全球磁层模拟计算地面磁扰动的高效后处理工具。《空间天气》, *12*, 553–565。doi: 10.1002/2014SW001083 Ridley, A. J., Gombosi, T. I., & DeZeeuw, D. L. (2004). 磁层的电离层控制：电导。《地球物理年鉴》, *22*, 567–584。doi: 10.5194/angeo-22 -567-2004 Samsanov, A. A., Sergeev, V. A., Kuznetsova, M. M., & Sibeck, D. G. (2015). 对倾斜行星际激波撞击的响应：非对称磁层压缩与膨胀。《地球物理研究快报》, *42*, 4716–4722。doi: 10.1002/2015GL064294 Samson, J. C., Cogger, L. L., & Pao, Q. (1996). 磁力线共振、极光弧和极光涡旋结构的观测。《地球物理研究杂志：空间物理》, *101*, 17373–17383。doi: 10.1029/96JA01086 Shi, X., Hartinger, M. D., Baker, J. B. H., Murphy, B. S., Bedrosian, P. A., Kelbert, A., & Rigler, E. J. (2022). 美国强地电场的特征与源：多次地磁暴的比较分析。《空间天气》, *20*, e2021SW002967。doi: 10.1029/2021SW002967 Shue, J.-H., Chao, J.-K., Song, P., McFadden, J. P., Suvorova, A., Angelopoulos, V., . . . Plaschke, F. (2009). 行星际磁场沿径向时异常的磁鞘流与变形的日下点磁层顶。《地球物理研究快报》, *36*, L18112。doi: 10.1029/2009GL039842 Sibeck, D. G. (1990). 一种描述太阳风动压突变时磁层瞬态响应的模型。《地球物理研究杂志》, *95*, 3755–3771。doi: 10 .1029/JA095iA04p03755 Sibeck, D. G., Baumjohann, W., Elphic, R. C., Fairfield, D. H., Fennell, J. F., Gail, W. B., . . . Takahashi, K. (1989). 磁层对上游压力变化的响应：周期为8分钟且振幅较大。《地球物理研究杂志》, *94*, 2505–2519。doi: 10.1029/JA094iA03p02505 Sibeck, D. G., Borodkova, N., Schwartz, S., OWEN, C., Kessel, R., Kokubun, S.,

. . . Zastenker（1999）。热流异常下磁层响应的综合研究。《地球物理研究杂志：空间物理》，*104*，4577-4593。doi: 10.1029/1998JA900021 Slinker, S. P., Fedder, J. A., Hughes, W. J., & Lyon, J. G.（1999）。太阳风密度脉冲引起的电离层响应：行进对流涡旋的模拟。《地球物理研究快报》，*26*，3549–3552。doi: 10.1029/1999GL010688 Song, P., Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L., Powell, K. G., & Groth, C. P. T.（2000）。北向行星际磁场条件下太阳风-磁层-电离层耦合模型。*Planet. Space Sci.*，*48*，29–39。doi: 10.1016/S0032-0633(99)00065-3 Southwood, D. J.（1968）。磁层边界的磁流体稳定性。*Planet. Space Sci.*，*16*，587–605。doi: 10.1016/0032-0633(68)90100-1 Southwood, D. J.（1974）。磁层中磁力线共振的一些特征。*Planet. Space Sci.*，*22*，483-491。doi: 10.1016/0032-0633(74)90078-6 Southwood, D. J., & Allan, W.（1987）。非均匀等离子体中的磁流体腔本征模。载于 B. Battrick & E. J. Rolfe（编），太阳色球/日冕、行星际介质和行星磁层中的小尺度等离子体过程 （第275卷，第179–184页）。挪威 Bolkesjø：ESA Spec. Publ. Southwood, D. J., & Kivelson, M. G.（1990）。太阳风压力变化引起的磁层腔磁流体动力学响应。《地球物理研究杂志：空间物理》，*95*，2301-2309。doi: 10.1029/JA095iA03p02301 Southwood, D. J., & Kivelson, M. G.（1991）。行星磁场中场向电流的近似描述。《地球物理研究杂志：空间物理》，*96*，67–75。doi: 10.1029/90JA01806 Tamao, T.（1964a）。地磁突然起始的磁流体解释*。*Rep.Ionos. Space Res. Jpn.*，*18*，16–31。Tamao, T.（1964b）。均匀冷等离子体中三维磁流体波的结构。*J. Geomagn. Geoelectr.*，*16*，89–114。doi: 10.5636/jgg.16.89 Tanaka, T., Ebihara, Y., Watanabe, M., Den, M., Fujita, S., Kikuchi, T., . . . Kataoka, R.（2020）。利用全球模拟和毕奥-萨伐尔定律再现突然开始和亚暴期间的地面磁场变化。《地球物理研究杂志：空间物理》，*125*，e2019JA027172。doi: 10.1029/2019JA027172 Tóth, G., Sokolov, I. V., Gombosi, T. I., Chesney, D. R., Clauer, C. R., De Zeeuw, D. L., . . . Kóta, J.（2005）。空间天气建模框架：一种新工具

供空间科学界使用。《地球物理研究杂志：空间物理》，*110*(A12)，A12226。取自 https://agupubs.onlinelibrary .wiley.com/doi/abs/10.1029/2005JA011126 doi: https://doi.org/10.1029/2005JA011126 Tóth, G., van der Holst, B., Sokolov, I. V., De Zeeuw, D. L., Gombosi, T. I., Fang, F., . . . Opher, M.（2012）。空间天气建模中的自适应数值算法。《计算物理学杂志》，*231*(3)，870-903。取自 https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002199911100088X（专刊：计算等离子体物理学）doi: 10.1016/j.jcp.2011.02.006 Turner, D. L., Shprits, Y., Hartinger, M., & Angelopoulos, V.（2012）。解释地磁暴期间外辐射带电子的突然损失。《自然·物理学》，*8*，208–212。doi: 10.1038/nphys2185 Walker, A. D. M., Greenwald, R. A., Stuart, W. F., & Green, C. A.（1979）。STARE极光雷达对Pc5地磁脉动的观测。《地球物理研究杂志》，*84*，3373–3388。doi: 10.1029/JA084iA07p03373 Waters, C. L., & Sciffer, M. D.（2008）。场线共振频率与电离层电导：二维磁流体动力学模型的结果。《地球物理研究杂志：空间物理》，*113*，A05219。doi: 10.1029/2007JA012822 Watson, C., Jayachandran, P. T., Singer, H. J., Redmon, R. J., & Danskin, D.（2015）。与地面及地球同步轨道观测到的Pc5-6磁场变化相关的大振幅GPS总电子含量变化。《地球物理研究杂志：空间物理》，*120*，7798–7821。doi: 10.1002/2015JA021517 Wolf, R. A.（1975）。电离层-磁层耦合。《空间科学评论》，*17*，537–562。doi: 10.1007/BF00718584 Xu, Z., Hartinger, M. D., Oliveira, D. M., Coyle, S., Clauer, C. R., Weimer, D., & Edwards, T. R.（2020）。行星际激波引起的地面磁响应的半球间不对称性：激波入射角的作用。《空间天气》，*18*，e2019SW002427。doi: https://doi.org/10.1029/2019SW002427 Yagova, N. V., Pilipenko, V. A., Sakharov, Y. A., & Selivanov, V. N.（2021）。地磁Pc5/Pi3脉动的空间尺度：影响其产生地磁感应电流效率的因素。《地球与行星空间》，*73*，88。doi: 10.1186/s40623-021-01407-2 Yoshikawa, A., & Itonaga, M.（1996）。电离层中剪切阿尔芬波的反射

球体和发散的霍尔电流。《地球物理研究快报》，*23*，202–104。doi: 10 . 1029/95GL03580

Yoshikawa, A., & Itonaga, M. (2000). 感应电离层中磁流体波反射和模态转换的性质：发散电场与旋转电场之间的多步模态转换。《地球物理研究杂志：空间物理》，*105*，10565–10584。doi: 10.1029/1999JA000159

Yu, Y., Ridley, A. J., Welling, D. T., & Tóth, G. (2010). 在磁流体计算地面磁场扰动时纳入间隙区场向电流和磁层电流。《地球物理研究杂志：空间物理》，*115*，A08207。doi: 10.1029/2009JA014869 Zhai, C., Shi, X., Wang, W., Hartinger, M. D., Yao, Y., Peng, W., . . . Baker, J. B. H. (2021). GPS 总电子含量数据中高 m 值 ULF 波特征的表征。《地球物理研究快报》，*48*，e2021GL094282。doi: 10.1029/2021GL094282 Zhang, Y., Paxton, L. J., Newell, P. T., & Meng, C.-I. (2009年). 在持续强北向行星际磁场作用下，极冠会消失吗？《大气、太阳与地球物理学杂志》，*71*，2006–2012。doi: 10.1016/j.jastp.2009.09.005