

OUYANG Wanxin, YANG Zhongwei, GUO Xiaocheng, LI Hui, LU Quanming, WANG Chi. Magnetosheath Jet-driven Bow Waves and Their Soft X-ray Imaging: Hybrid and PIC Simulations (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2024, 44(6): 979–987. CSTR:32142.14.cjss.2024-yg28. DOI:10.11728/cjss.2024.06.2024-yg28

空间物理

磁鞘流驱动的弓形波及软 X 射线成像 研究: Hybrid 与 PIC 模拟*

欧阳婉欣^{1,2} 杨忠伟¹ 郭孝城¹
李 晖¹ 陆全明³ 王 赤^{1,2}

1(中国科学院国家空间科学中心 北京 100190)

2(中国科学院大学 北京 101408)

3(中国科学技术大学/深空探测实验室 合肥 230026)

摘 要 最新研究表明, 湍动的地球磁鞘中存在大量高速流 (High Speed Jets, HSJs). MMS 卫星对其统计后发现, 高速流多数存在于准平行弓激波的下流, 其中部分能挤压鞘区等离子体驱动出弓形波. 本文采用二维混合模拟 (Hybrid) 方法, 研究了不同激波法向与背景磁力线 B_0 的夹角 θ_{Bn} 、背景磁场 B_0 落在模拟平面内外等不同参数设定下的高速流和弓形波 (Bow Waves) 特性. 通过对比相似参数条件下的全粒子模拟 (Particle-in-Cell, PIC) 与混合模拟结果, 发现全粒子模拟除能重现混合模拟结果以外, 还能在高速流和弓形波区域呈现出更丰富的多尺度磁岛, 其尺度可从小于 1 个离子惯性长 (d_0) 到大于 $10d_0$ 不等. 聚焦 2025 年 9 月即将发射的中欧 SMILE 卫星任务, 基于模拟和地冕氢模型对磁鞘软 X 射线激发强度开展评估, 发现高速流区软 X 射线强度可比背景高 1 个量级.

关键词 激波, 高速流, 弓形波, 混合模拟, 全粒子模拟, SMILE 卫星

中图分类号 P354

Magnetosheath Jet-driven Bow Waves and Their Soft X-ray Imaging: Hybrid and PIC Simulations

OUYANG Wanxin^{1,2} YANG Zhongwei¹ GUO Xiaocheng¹
LI Hui¹ LU Quanming³ WANG Chi^{1,2}

1(National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

2(University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408)

3(Deep Space Exploration Laboratory / University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

* 国家自然科学基金项目 (42150105, 42188101, 42274210), 科工局民用航天预先研究项目 (D010202, D010301) 和科技部重点研发计划项目 (2021YFA0718600) 共同资助

2024-10-12 收到原稿, 2024-10-29 收到修定稿

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

Abstract Recent statistics by MMS indicate that magnetosheath High-Speed Jets (HSJs) are typically observed downstream from the quasi-parallel bow shock. A fraction of them can drive magnetosheath bow waves. This paper primarily utilizes two-dimensional hybrid simulations to explore the characteristics of these HSJs and Bow Waves (BWs) under various parameters, including different shock normal angles (θ_{Bn}) (which is the angle between the shock normal direction and the background magnetic field B_0), and whether B_0 falls within or outside the simulation plane. By comparing the results of Particle-in-Cell (PIC) simulations with hybrid simulations under similar setups, it is evident that PIC simulations not only reproduce the results of hybrid simulations but also reveal a richer multiscale magnetic island structure in HSJ and bow wave regions. These magnetic islands range in size from less than 1 ion inertial length (d_{i0}) to more than 10 d_{i0} . Based on simulation data and hydrogen exosphere model, a quantitative assessment has been conducted of the soft X-ray emission intensity in the region from the bow shock to the magnetopause, specifically targeting the China-Europe SMILE space science satellite mission scheduled for launch in September 2025.

Key words Shock, High Speed Jets (HSJs), Bow waves, Hybrid simulation, PIC simulation, SMILE mission

0 引言

太阳风等离子体携带行星际磁场 (Interplanetary Magnetic Field, IMF) 与地球磁层相互作用形成了弓激波, 激波被普遍认为是空间中一种强大的粒子加速机制^[1]. 激波在超新星爆发遗迹、太阳风与行星的相互作用以及太阳系边际的日球层太阳风终止中, 都起着能量耗散和粒子加速的作用^[2]. 磁层顶由磁鞘与磁层等离子体之间的压力平衡维持, 是激波下游压缩太阳风与磁层的自然界面. 通常的太阳风动压条件下, 弓激波在日下点的地心距在 10 个地球半径 (R_e) 左右. 高分辨率磁层多尺度卫星 MMS 发射后, 研究证实了激波表面并非光滑, 给出了激波面存在涟漪 (Ripple)^[3] 和发生周期性重构 (Self-reformation)^[4] 物理过程的直接观测证据. 磁鞘即弓激波的下游, 其位于弓激波与地球磁层顶之间, 是一个高度湍动的区域. 磁鞘的物质和能量与磁层顶发生直接相互作用, 通过磁场重联^[5]、KH 不稳定性 (Kelvin-Helmholtz Instability)^[6] 等物理过程进入地球系统, 从而影响地球空间环境.

高速流 (High Speed Jets, HSJs) 是弓激波下游产生的一种瞬态结构, 大量存在于磁鞘内^[7]. HSJs 通常伴随局部动压或离子通量上升, 并且两次高速流发生时间间隔短, 约为几分钟, 尺度可达 $(0.1 \sim 1) R_e$ 量级. 与其他瞬态事件相比, 对日侧磁层顶的影响更加频繁. 部分高速流会穿过鞘区到达磁层顶, 造成磁层

顶位置和形态的改变^[8,9], 触发日侧的磁场重联^[10], 影响当地的软 X 射线激发强度^[11]. 根据背景太阳风磁场与激波法向的夹角 θ_{Bn} , 弓激波可分为准平行激波 (Quasi-parallel Shock, $\theta_{Bn} < 45^\circ$) 和准垂直激波 (Quasi-perpendicular Shock, $\theta_{Bn} > 45^\circ$)^[12,13]. 一般来说, 准平行激波上游存在前兆激波区域 (Foreshock), 在该区域常可以观测到大量的低频波和反射回流离子^[14]. 早期 Hietala 等^[15] 通过分析 Cluster 卫星数据, 提出了准平行激波下游可能存在高速流的观点. 后来大量的观测统计也表明高速流主要存在于准平行区域下游^[16]. 近年, 基于高分辨率 MMS 卫星数据, Liu 等^[17,18] 对高速流开展了更深入的分析研究, 发现其具有以下特点: 高速流内部动压比周围等离子体动压更高; 由于其运动速度快, 前沿可能驱动弓形波 (Bow Waves), 影响能量耗散转化和粒子加速; 驱动弓形波的高速流前沿区可出现密度和磁场的增强信号. 此外, 通过对可驱动弓形波的高速流和未驱动弓形波的高速流的上游太阳风条件进行统计研究发现, 较低的 IMF 锥角及场强, 较大的太阳风动压以及较高的阿尔芬马赫数也许更有利于高速流驱动弓形波产生^[19]. 但是, 高速流和弓形波本身从产生到传播演化, 到最终消亡全生命周期链的物理过程尚不清楚; 高速流和弓形波同时被观测到, 虽然可解释为前者驱动后者, 实际上二者是否真的存在因果联系也依然不明; 这些问题都有待通过多点探测和数值模拟来开展深入的分析研究.

本文利用混合模拟数值方法, 研究和重现激波临近下游中, 高速流的形成以及驱动弓形波的过程. 通过一系列不同参数下的模拟结果, 分析不同激波角和背景磁场配置对高速流特性和可达深度的影响. 基于简化的固定地球氢冕模型和混合模拟数据, 对可达磁层顶深度的高速流开展一次软 X 射线强度定量评估. 最后, 对比全粒子模拟和混合模拟的异同.

1 数值模型

利用混合模拟^[20,21], 采用国际普遍使用的注入法产生激波^[22,23], 研究地球准平行激波下游高速流和弓形波的形成机制与特性. 具体来说, 从二维模拟区域的左侧连续注入太阳风, 朝右流动的等离子体在右侧边界反射形成激波, 激波向左传播. 激波的阿尔芬马赫数 M_A 为 8~9, 不同的激波角度略有差别. 混合模拟中, 离子具有完整的动力学过程, 电子作为无质量的流体处理. 本文给出的模拟网格数 $n_x \times n_y$ 为 3600×800 , 混合模拟分辨率 $\Delta x = \Delta z = 0.5 d_{i0}$, 沿着激波面 z 方向覆盖 400 个 d_{i0} , 其中 d_{i0} 为上游离子惯性长. 每个网格初始的粒子数为 100. 相比全球模拟^[11], 局域模拟能展现更高的时空分辨率. 由于三维计算量较大, 本文只讨论二维情况, 故背景磁力线分为躺在二维模拟平面内和竖在平面外两种配置方式^[24,25]. 类似早前的激波模拟^[21], 本文的混合模拟沿用极小电阻来同时达到计算稳定和大磁雷诺数湍动的目的. 本文的全粒子模拟 (Particle-in-Cell, PIC) 沿用以往激波模拟的设定^[26,27], 与混合模拟一样从左侧注入太阳风. PIC 模拟中的质量比是 400, 光速和阿尔芬速比值为 60, 以此拉开离子和电子尺度的动力学行为, 从而逼近混合模拟参数, 便于更加直观的对比. 软 X 射线估算的方法, 采用 Sun 等^[28] 的方式, 结合模拟得到的 H^+ 通量和地冕氢位形^[29], 计算日下点附近从弓激波到下游 ($2 \sim 2.5$) R_e (直到磁层顶) 深度的软 X 射线激发强度. 该方法已经在此前的混合模拟中成功应用^[11].

2 模拟结果

2.1 平行激波高速流驱动的弓形波及软 X 射线成像

图 1 以激波法向角 $\theta_{Bn}=0^\circ$ 为例 (只有完全平行

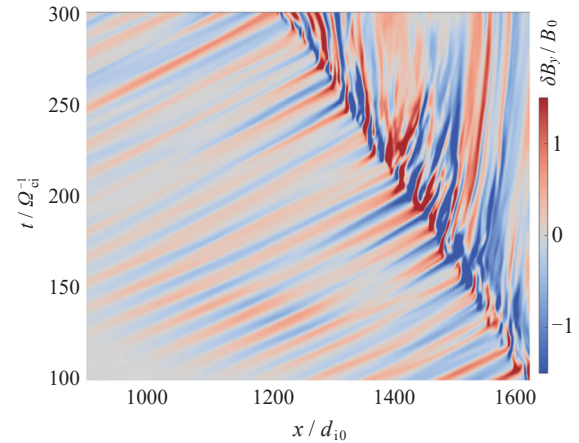


图 1 平行激波的磁场分量 δB_y 时空演化

Fig. 1 Time-evolution of the magnetic field profile δB_y at a parallel shock

激波不存在背景磁力线落在平面内外的配置之分, 只需一个算例即可), 给出了 $z = (200 \pm 5) d_{i0}$ 区域的平均激波磁场分量 δB_y 的时空演化. 图 1 中左侧为上游, 右侧为下游, 激波面在 $t = (100 \sim 300) \Omega_{ci}^{-1}$ 时段从右侧 $x = 1600 d_{i0}$ 向左移动到 $1200 d_{i0}$ 左右, 向左移动速度约为 $-2v_{A0}$. 对于平行激波, 一般在 $50 \Omega_{ci}^{-1}$ 以后激波反射的回游离子与入流太阳风相互作用产生的上游前兆低频波 (ULF wave) 逐渐增长起来并在 $(100 \sim 150) \Omega_{ci}^{-1}$ 达到较为成熟的稳定形态, 即图 1 中左半边的冷暖色间隔倾斜长条. 在这些前兆波动和反射离子的共同调制下, 激波面经历着周期性的重构^[30].

图 2 给出的是 $t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$ 时刻二维激波面高速流和弓形波结构. 图 2(a)~(c) 分别是总磁场 B 、氢离子密度 N_i 和宏观流速 v_{ix} . 图 2(d) 是利用这些统计量计算得到的等离子体动压 P_d , 计算中默认将速度转化到激波参考系以更好地对比卫星观测结果, 动压则是用左侧无穷远处上游注入太阳风的标准动压 P_{d0} 作为对比. 结果清楚给出此刻约在 $z = 300 d_{i0}$ 的位置有一股明显高速流 (HSJ), 其前沿与背景鞘区等离子体相互作用后产生了类似蘑菇伞形态的弓形波 (BW), 在图 2(c)(d) 中标出. 此外, 在 $50 d_{i0}$ 和 $150 d_{i0}$ 的地方也有两股正在形成的高速流, 该时刻其前沿尚未挤压推出弓形波. 在临近激波上游 ($x < 1200 d_{i0}$), 图 2(a) 中 ULF 波中磁场较强的陡化区域 (浅蓝色) 与图 2(d) 中离子动压较强的位置 (深红色) 高度关联. 在早期的混合模拟中, Ren 等^[31] 研究了低频波

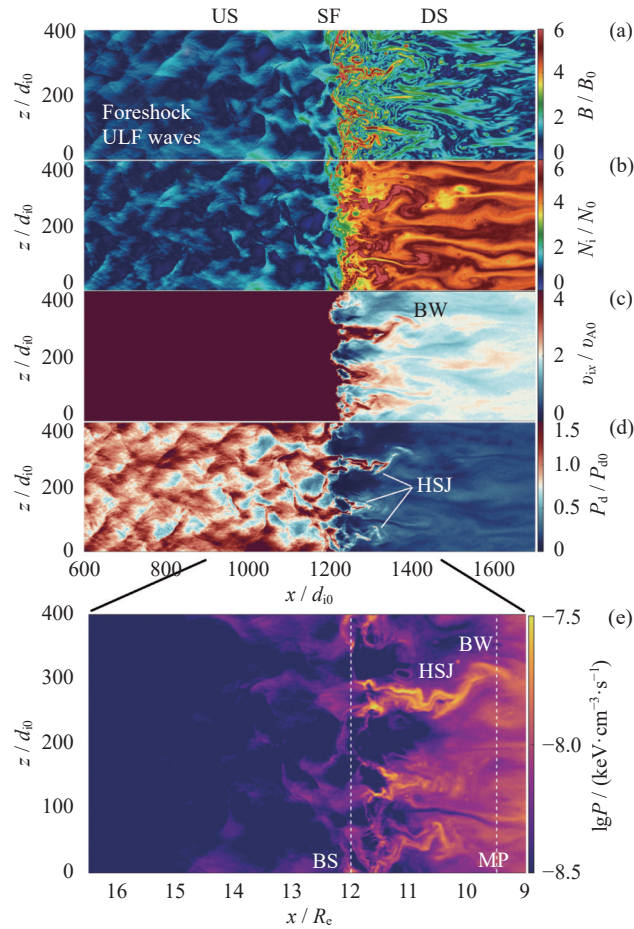


图 2 平行激波下游的高速流和弓形波 ($t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$). 图 (e) 中横坐标为根据上游等离子体与地球半径等参数转化到日下点的实际尺度

Fig. 2 High-speed jets and bow wave at downstream of the parallel shock ($t = 300 \Omega_{ci}^{-1}$). The horizontal coordinate of panel (e) is converted to the actual scale of the subsolar point based on parameters such as upstream plasma and Earth radius

磁场在激波面上游和过渡区与离子动压的关联, 并通过切片和时序给出了二者之间的因果联系. 利用这一特性, 通过遍历激波上下游不同 z 处的磁场时间序列 (见图 1), 可较快锁定下游可能出现高速流的时间和位置. 在多个高速流之间则是压力的低洼区, 这些低压力空泡区也就是全球模拟中观测到的所谓蜂窝状结构^[32]. 平行激波下游高速流前沿冲击背景等离子体, 导致磁场压缩和密度增强, 如图 2(a)(b) 所示, 产生弓形波.

对上述时刻的物理量位形, 可简单估算等离子体与中性氢冕电荷交换产生的软 X 射线强度, 如图 2(e) 所示. 具体计算方法在数值模型章节已提及, 这里不再赘述, 氢冕参数引自早先模拟^[28]. 值得一提

的是, 横坐标根据常规的太阳风密度 7 cm^{-3} 、流速 $450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 、IMF 磁场强度 6 nT , 可算得上游阿尔芬速 $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 、离子惯性长约 87 km , 结合地球半径 $R_e = 6371 \text{ km}$, 可将横坐标转到日下点附近的日地连线上开展分析. 根据全球模拟的经验, 将 $x = 12 R_e$ 选为弓激波所在位置, 便可观察日下点激波下游高速流和弓形波对 $(9 \sim 10) R_e$ 处磁层顶的影响. 本文选用的局域模拟本质上不包含磁层顶以及扰流, 因此仅限讨论日下点附近深度下游高速流对磁层顶的潜在影响. 图 2(e) 表明, $z = 300 d_{i0}$ 的高速流已经到达了磁层顶的深度, 其驱动产生的弓形波可与磁层顶发生相互作用. 如果有卫星穿越相互作用区, 预估能产生磁层顶的凹凸形变并观测到磁层冷离子的日向运动^[9]. 观察

图 2(e) 的软 X 射线流量 ($\lg P$) 可以发现, 鞘区中的高速流和弓形波均比周围背景鞘区等离子体激发强度高出一个量级以上. 因此, 预期在 SMILE 卫星软 X 成像中有可能区分出背景等离子体与高速流的信号差别.

为了更加精确地评估成像效果, 将在下一步的工作中对全球时变的高速流结构开展 SMILE 软 X 射线载荷实际曝光时长下的视向 (Line-of-Sight, LOS) 积分强度计算. 本文的局域模拟旨在了解弓形波的产生机理和特性, 以及更快速地遍历不同模拟配置下高速流的异同.

2.2 激波角度和磁场配置对高速流的影响

对不同激波角下的高速流系列模拟结果进行分析对比. 这里主要关注准平行激波, 总共计算 2 组算例, 一组的背景磁场落在二维模拟平面内, 另一组落在二维模拟平面外, 其中每组 5 个不同的角度.

图 3~5 给出了研究背景磁场落在二维模拟平面

内的事例. 图 3 代表不同激波角条件下的总磁场 B 位形, 图 4 和图 5 分别显示出对应的离子密度和动压位形. 主要结论与 Ren 等^[31] 的 $0^\circ \sim 30^\circ$ 激波模拟结果一致, 这里扩展到 40° 并进行了简要分析. 磁场落在平面内的模拟结果表明, 高速流在 0° 和 10° 的准径向条件下可以传到深度下游 (到达激波下游 $>200 d_{i0}$ 左右的位置), 地球半径在本算例中约等于 $150 d_{i0}$. 故平行激波下游的高速流可传播到磁层顶表面. 对于激波角 θ_{Bn} 为 $20^\circ \sim 40^\circ$ 的情况, 由于磁力线的压缩和弯折效应, 临近上游 ULF 中的动压较强部分结构长时间持续作用在激波面同一个位置的难度越来越大. 这说明斜激波情况下, 下游高速流无法横越进入到很深的下游.

对于背景磁场落在模拟平面外的情况, 图 6~8 给出了对应的结果. 两组模拟中其他参数保持一致. 可以发现在图 6~8 的激波角 $\theta_{Bn} = 0^\circ \sim 40^\circ$ 条件下, 高速流都能进入到深的下游. 简而言之, 在实际在三

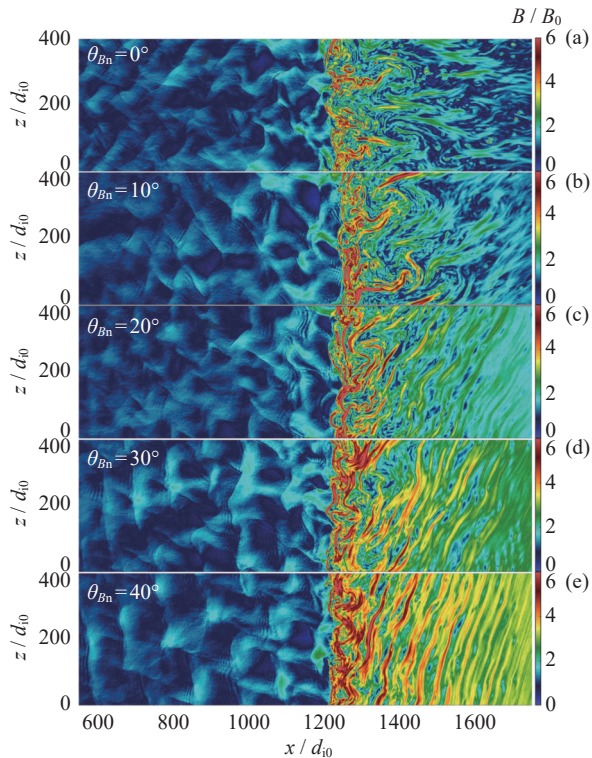


图 3 不同 θ_{Bn} 条件下 B_0 磁力线落在模拟平面内的磁场 B/B_0 算例

Fig. 3 B/B_0 profiles of the magnetic field line B_0 falling in the simulated plane under influence of different θ_{Bn}

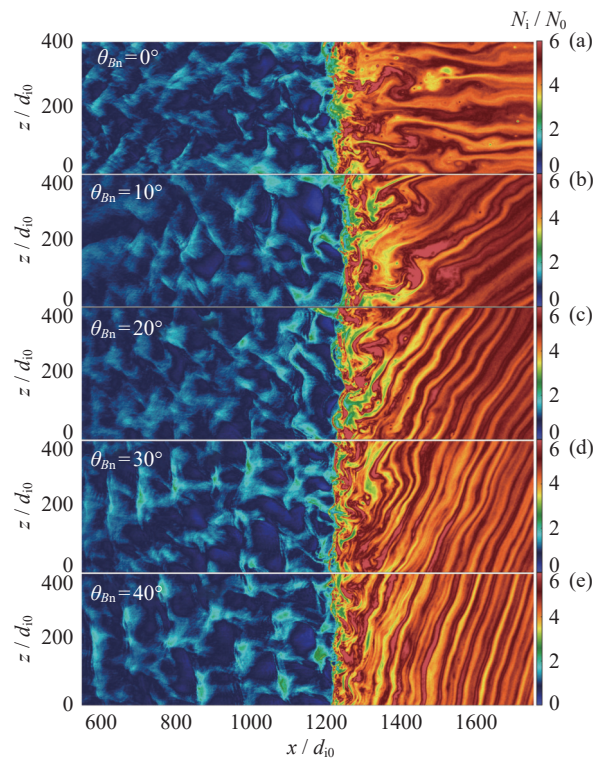


图 4 不同 θ_{Bn} 条件下 B_0 磁力线落在模拟平面内的离子密度 N_i/N_0 算例

Fig. 4 N_i/N_0 profiles of the magnetic field line B_0 falling in the simulated plane under influence of different θ_{Bn}

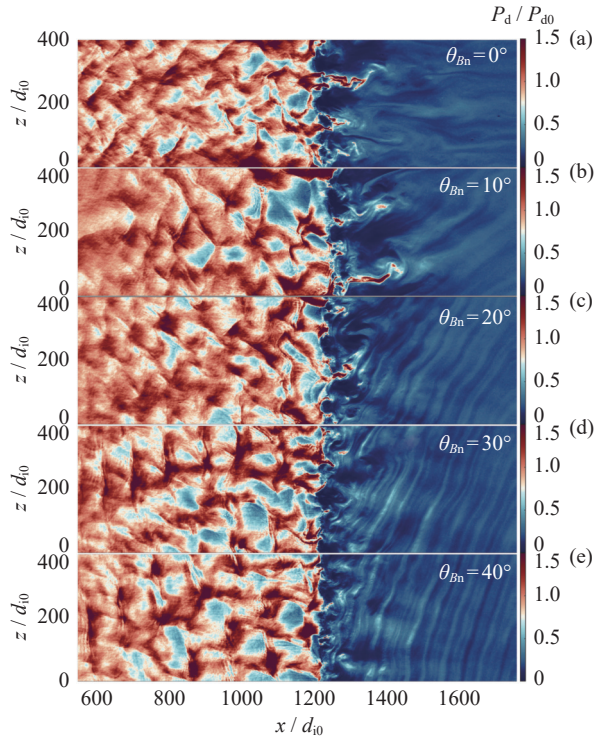


图5 不同 θ_{Bn} 条件下 B_0 磁力线落在模拟平面内的离子动压 P_d/P_{d0} 算例

Fig. 5 P_d/P_{d0} profiles of the magnetic field line B_0 falling in the simulated plane under influence of different θ_{Bn}

维情况下, 物理图像可能表现出准平行激波下游产生了高速流和弓形波, 这些结构较难横越背景磁力线, 但是可以裹挟着鞘区磁力线随着绕流的太阳风等离子体一起往下游和晨昏、南北半球方向移动和演化. 这个理论图像与全球模拟中流动带着结构一起运动是吻合的, 有待 MMS 观测统计结果来证实.

2.3 高速流和弓形波的全粒子模拟

综上, 利用混合模拟对各种准平行激波下游高速流和弓形波开展了模拟研究. 在混合模拟中, 采用广义欧姆定律更新计算电场, 而在全粒子模拟中则是利用完全自治的麦克斯韦方程组求解更新电磁场, 二者存在一定的差别. 两种模拟在离子大尺度上的结构基本一致, 但国际上尚未有针对准平行激波高速流和弓形波的全粒子模拟. 因此, 电子尺度的物理过程是否会和离子尺度相互作用, 从而形成混合模拟仍未预见的结构, 值得进一步研究.

采用二维全粒子程序, 通过模拟 0° 平行激波条件下的高速流和弓形波特性来开展初步探索. 图 9(a)~

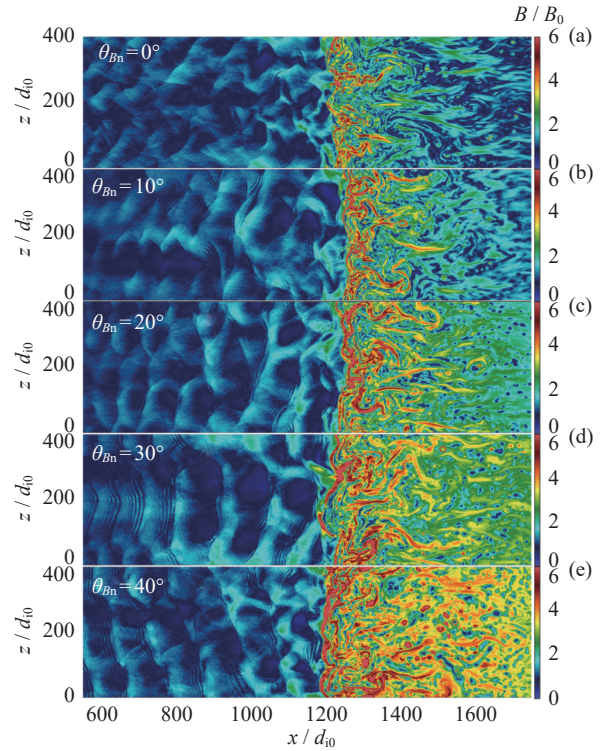


图6 不同 θ_{Bn} 条件下 B_0 磁力线落在模拟平面外的磁场 B/B_0 算例

Fig. 6 B/B_0 profiles of the magnetic field line B_0 falling outside the simulated plane under influence of different θ_{Bn}

(d) 分别是动压、总磁场、离子密度和宏观流速. 基于全粒子模拟计算量的考虑, 本模拟中激波面 y 方向取了 $50 d_0$, 以尽量覆盖上游的一个高动压区域. 模拟结果表明, 高速流进入的深度可达 $2R_e$ 以上, 与前面的混合模拟一致. 此外, 激波面内部呈现出更加丰富的疑似哨声波的波动结构, 下游弓形波附近观测到一系列尺度不等的小磁岛, 定性来说磁岛尺度可从 $< 1 d_0$ 到 $> 10 d_0$. 未来针对二维模拟, 可用 Guo 等^[33] 的黑塞矩阵识别法批量统计不同时刻的磁岛和 x 点的尺度与演化. 本次测试算例说明用全粒子模拟高速流和鞘区湍动演化是可行的. 下一步将扩大模拟范围, 跟踪电子和离子, 研究这些瞬态结构对当地粒子的加速及对磁层顶的影响.

3 结论与讨论

采用二维混合模拟方法, 研究了背景磁场 B_0 落在模拟平面内外两种情况中不同激波法向角 θ_{Bn} 影响

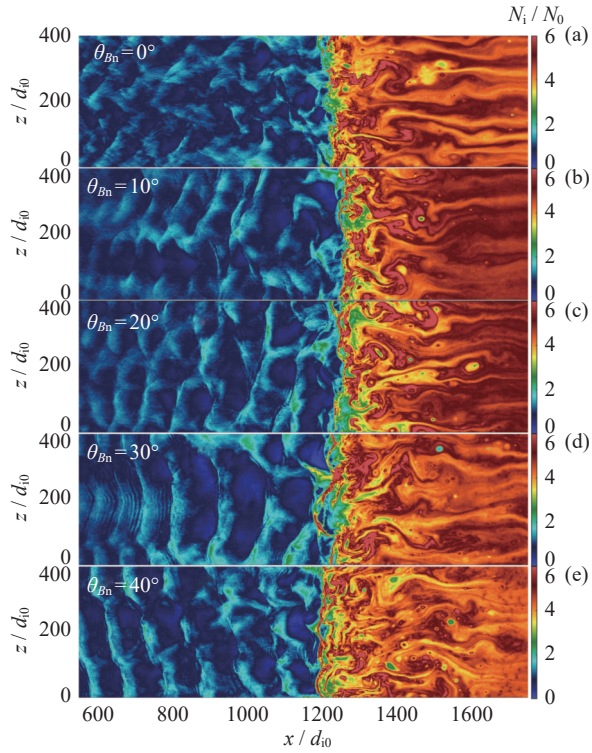


图 7 不同 θ_{Bn} 条件下 B_0 磁力线落在模拟平面外的离子密度 N_i/N_0 算例

Fig. 7 N_i/N_0 profiles of the magnetic field line B_0 falling outside the simulated plane under influence of different θ_{Bn}

下的高速流特性, 并结合模拟得到的 H^+ 通量和地冕氢位形, 简单估算了弓激波到磁层顶范围内的软 X 射线的激发强度, 最后将混合模拟结果与全粒子模拟的结果进行对比, 主要结论如下.

(1) 高速流和弓形波的一种产生机制. 平行激波下游的高速流可由上游前兆区 ULF 波中压力较大的区域经过激波面后演化形成, 高速流前沿冲击鞘区/下游背景等离子体造成局地密度升高和磁场堆积, 最终驱动产生弓形波.

(2) 高速流区域的软 X 射线增强特性. 鞘区中高速流和弓形波的软 X 射线流量均比周围背景鞘区等离子体的激发强度高出一个量级以上. 因此, SMILE 卫星软 X 射线成像仪有可能区分出背景等离子体与高速流之间的信号差别.

(3) 高速流在下游进入深度的统计结果. 当背景磁场 B_0 落在模拟平面以内时: 平行激波下游的高速流在激波角为 0° 和 10° 的准径向条件下, 可传到磁层

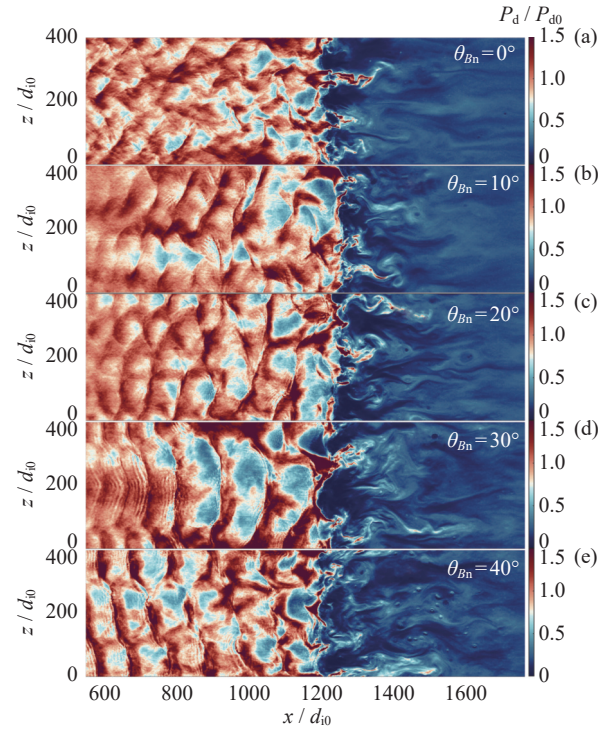


图 8 不同 θ_{Bn} 条件下 B_0 磁力线落在模拟平面外的离子动压 P_d/P_{d0} 算例

Fig. 8 P_d/P_{d0} profiles of the magnetic field line B_0 falling outside the simulated plane under influence of different θ_{Bn}

顶表面. 在激波角为 $20^\circ \sim 40^\circ$ (斜激波) 的情况下, 无法进入到很深的下游; 当背景磁场 B_0 落在模拟平面以外时: 高速流在 $0^\circ \sim 40^\circ$ 的激波角条件下, 均可进入到深的下游.

(4) 高速流和弓形波的全粒子模拟. 初步结果表明高速流进入的深度可达 $2R_e$ 以上, 这与混合模拟的结果保持一致. 此外, 还可在全粒子模拟结果中观察到处于激波平面内的疑似哨声波的结构与处于弓形波附近的一系列小磁岛, 其尺度从 $<1d_{i0}$ 到 $>10d_{i0}$ 不等 (d_{i0} 为离子惯性长度).

进一步研究将基于 SMILE 软 X 射线成像仪正样成像时长, 计算模拟中时变的电磁场结构开展软 X 射线强度的视向 (LOS) 积分强度, 旨在与实际情况下的探测结果开展对比分析. 此外, 最近发现在其他行星处也可能存在高速流现象^[34]. 这些高速流与地球的相比, 是否源自相同机理还是具有不同成因, 还有待进一步的分析.

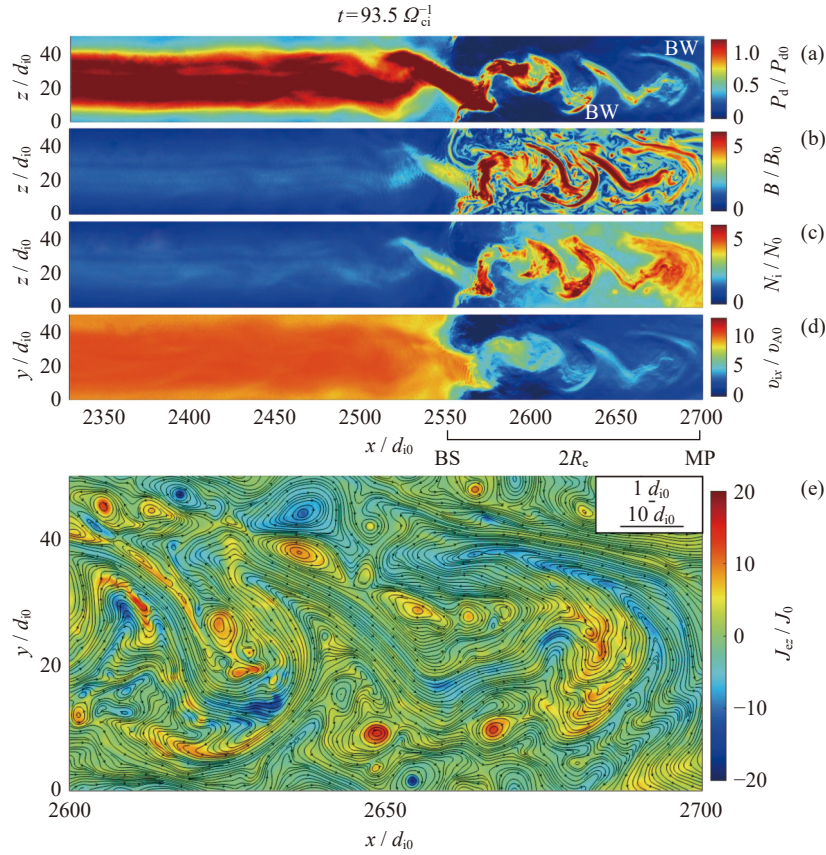


图 9 类似参数条件下高速流和弓形波的 PIC 模拟. 图 (e) 中磁力线 (黑色箭头实线) 可视化了激波下游不同尺度的磁岛, 背景颜色代表物理量电子电流密度的 z 分量 J_{ez}/J_0

Fig. 9 PIC simulation of high speed jets and bow waves with similar parameters. Panel (e) uses magnetic field lines (black solid curves with arrows) to visualize magnetic islands of different scales downstream of the shock. The ambient contour denotes the electron current density J_{ez}/J_0

参考文献

- [1] BLANDFORD R, EICHLER D. Particle acceleration at astrophysical shocks: a theory of cosmic ray origin[J]. *Physics Reports*, 1987, **154**(1): 1-75
- [2] RICHARDSON J D, KASPER J C, WANG C, *et al.* Cool heliosheath plasma and deceleration of the upstream solar wind at the termination shock[J]. *Nature*, 2008, **454**(7200): 63-66
- [3] JOHLANDER A, SCHWARTZ S J, VAIVADS A, *et al.* Rippled quasiperpendicular shock observed by the magnetospheric multiscale spacecraft[J]. *Physical Review Letters*, 2016, **117**(16): 165101
- [4] YANG Z W, LIU Y D, JOHLANDER A, *et al.* MMS direct observations of kinetic-scale shock self-reformation[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2020, **901**(1): L6
- [5] BURCH J L, TORBERT R B, PHAN T D, *et al.* Electron-scale measurements of magnetic reconnection in space[J]. *Science*, 2016, **352**(6290): aaf2939
- [6] GUO X C, WANG C, HU Y Q. Global MHD simulation of the Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause for northward interplanetary magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2010, **115**(A10): A10218.
- [7] PLASCHKE F, HIETALA H, VÖRÖS Z. Scale sizes of magnetosheath jets[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2020, **125**(9): e2020JA027962
- [8] CHEN L J, NG J, OMELCHENKO Y, *et al.* Magnetopause reconnection and indentations induced by foreshock turbulence[J]. *Geophysical Research Letters*, 2021, **48**(11): e2021GL093029
- [9] GUO W L, TANG B B, ZHANG Q H, *et al.* The magnetopause deformation indicated by fast cold ion motion[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2024, **129**(2): e2023JA032121
- [10] HIETALA H, PHAN T D, ANGELOPOULOS V, *et al.* *In situ* observations of a magnetosheath high-speed jet triggering magnetopause reconnection[J]. *Geophysical Research Letters*, 2018, **45**(4): 1732-1740
- [11] YANG Z W, JÄRVINEN R, GUO X C, *et al.* Deformations at Earth's dayside magnetopause during quasi-radial IMF conditions: global kinetic simulations and Soft X-ray Imaging[J]. *Earth and planetary Physics*, 2024, **8**(1): 59-69

- [12] BURGESS D, LUCEK E A, SCHOLER M, *et al.* Quasi-parallel shock structure and processes[J]. *Space Science Reviews*, 2005, **118**(1/2/3/4): 205-222
- [13] LEMBEGE B, GIACALONE J, SCHOLER M, *et al.* Selected problems in collisionless-shock physics[J]. *Space Science Reviews*, 2004, **110**(3): 161-226. DOI: 10.23/B:SPAC.0000023372.12232.b7
- [14] LIU T Z, HAO Y F, WILSON III L B, *et al.* Magnetospheric multiscale observations of Earth's oblique bow shock reformation by foreshock ultralow-frequency waves[J]. *Geophysical Research Letters*, 2021, **48**(2): e2020GL091184
- [15] HIETALA H, LAITINEN T V, ANDRÉEOVÁ K, *et al.* Supermagnetosonic jets behind a collisionless quasiparallel shock[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **103**(24): 245001
- [16] PLASCHKE F, HIETALA H, ARCHER M, *et al.* Jets downstream of collisionless shocks[J]. *Space Science Reviews*, 2018, **214**(5): 81
- [17] LIU T Z, HIETALA H, ANGELOPOULOS V, *et al.* THEMIS observations of particle acceleration by a magnetosheath jet-driven bow wave[J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, **46**(14): 7929-7936
- [18] LIU T Z, HIETALA H, ANGELOPOULOS V, *et al.* Electron acceleration by magnetosheath jet-driven bow waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2020, **125**(7): e2019JA027709
- [19] LIU T Z, HIETALA H, ANGELOPOULOS V, *et al.* Statistical study of magnetosheath jet-driven bow waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2020, **125**(7): e2019JA027710
- [20] WINSKE D, QUEST K B. Magnetic field and density fluctuations at perpendicular supercritical collisionless shocks[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1988, **93**(A9): 9681-9693
- [21] GUO F, GIACALONE J. The acceleration of thermal protons at parallel collisionless shocks: three-dimensional hybrid simulations[J]. *The Astrophysical Journal*, 2013, **773**(2): 158
- [22] BURGESS D, WILKINSON W P, SCHWARTZ S J. Ion distributions and thermalization at perpendicular and quasi-perpendicular supercritical collisionless shocks[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1989, **94**(A7): 8783-8792
- [23] YANG Z W, LU Q M, LIU Y D, *et al.* Impact of shock front rippling and self-reformation on the electron dynamics at low-Mach-number shocks[J]. *The Astrophysical Journal*, 2018, **857**(1): 36
- [24] SAVOINI P, LEMBEGE B. Electron dynamics in two- and one-dimensional oblique supercritical collisionless magnetosonic shocks[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1994, **99**(A4): 6609-6635
- [25] YANG Z W, LEMBÈGE B, LU Q M. Impact of the rippling of a perpendicular shock front on ion dynamics[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2012, **117**(A7): A07222
- [26] ARBER T D, BENNETT K, BRADY C S, *et al.* Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, **57**(11): 113001
- [27] YANG Z W, LIU Y D, MATSUKIYO S, *et al.* PIC simulations of microinstabilities and waves at near-sun solar wind perpendicular shocks: predictions for parker solar probe and solar orbiter[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2020, **900**(2): L24
- [28] SUN T R, WANG C, SEMBAY S F, *et al.* Soft X-ray imaging of the magnetosheath and cusps under different solar wind conditions: MHD simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2019, **124**(4): 2435-2450
- [29] CONNOR H K, SIBECK D G, COLLIER M R, *et al.* Soft X-ray and ENA imaging of the Earth's dayside magnetosphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2021, **126**(3): e2020JA028816
- [30] HAO Y F, GAO X L, LU Q M, *et al.* Reformation of rippled quasi-parallel shocks: 2D hybrid simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017, **122**(6): 6385-6396
- [31] REN J Y, LU Q M, GUO J, *et al.* Two-dimensional hybrid simulations of high-speed jets downstream of quasi-parallel shocks[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2023, **128**(8): e2023JA031699
- [32] REN J Y, GUO J, LU Q M, *et al.* Honeycomb-like magnetosheath structure formed by jets: three-dimensional global hybrid simulations[J]. *Geophysical Research Letters*, 2024, **51**(12): e2024GL109925
- [33] GUO A, LU Q M, LU S, *et al.* Properties of electron-scale magnetic reconnection at a quasi-perpendicular shock[J]. *The Astrophysical Journal*, 2023, **955**(1): 14
- [34] GUNELL H, HAMRIN M, NESBIT-ÖSTMAN S, *et al.* Magnetosheath jets at Mars[J]. *Science Advances*, 2023, **9**(22): eadg5703

作者简介



欧阳婉欣 女, 2002 年 1 月出生于陕西省渭南市, 现为中国科学院国家空间科学中心研究生, 曾开展过地震波方程高精度隐式交错网格有限差分方法研究, 目前主要研究方向为地球与行星的空间天气和基本等离子体物理过程的数值模拟与观测数据分析。

E-mail: ouyangwanxin24@mails.ucas.ac.cn



杨忠伟 (通信作者) 男, 1984 年 1 月出生于浙江省嘉兴市, 中国科学技术大学博士, 现为中国科学院国家空间科学中心研究员、研究生导师、青促会会员, 主要研究方向为太阳风-磁层相互作用的全球混合模拟和 SMILE 卫星软 X 射线仿真研究、太阳系/日球层无碰撞激波的全粒子模拟和卫星观测数据分析研究等。

E-mail: zwyang@swl.ac.cn