

大尺度电流片精细演化湍流耗散研究 进展

马志阔^{1,2,3,4}, 付泽华^{1,2,3,4}, 李燕^{1,3,4}, 赵洋^{5,6}, 李永兵^{5,6}, 王武⁷,
颜辉⁸, 钟英⁸, 朱伯靖^{1,2,3,4,9}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650216; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 中国科学院 天文大
学 地球与行星科学学院, 北京 100049; 4. 云南省太阳物理与空间目标监测重点实验室, 昆明 650126; 5. 中国科学
院大学 地球与行星科学学院, 北京 100049; 6. 中国科学院大学 计算地球动力学重点实验室 地球系统数值
模拟与应用全国重点实验室, 北京 100049; 7. 中国科学院 计算机网络信息中心 国家超级计算中国科学院中
心, 北京 100083; 8. 中山大学 国家超级计算广州中心, 广州 510006; 9. 中国科学院 国家空间科学中
心 空间天气学国家重点实验室, 北京 100190)

摘要: 作为灾害性空间天气的核心驱动源, 太阳爆发活动被普遍认为产生于电流片中的快速磁重联过程。在这一过程中, 三维湍流磁重联耗散区内的湍流耗散项至关重要。为研究湍流耗散项对大尺度电流片中磁能耗散的影响, 需同时考虑湍流流动属性 (大尺度、宏观动力学尺度) 以及湍流粒子属性 (微观动力学尺度) 之间的耦合精细演化过程。湍流耗散由湍流张量 (包括磁场、电场、速度场、温度场、压力场等共同作用) 产生, 在不同尺度控制方程下的表达式各不相同, 且远大于经典耗散。本文从理论、观测和模拟三个方面出发, 系统梳理并展望了大尺度电流片精细演化过程中湍流粘性耗散与湍流电阻耗散的研究成果。首先, 本文总结了典型太阳爆发事件的物理模型及触发机制, 重点阐述了大尺度电流片分形模型中湍流磁重联, 及湍流耗散的精细演化研究进展及其应用, 涵盖湍流粘性耗散与湍流电阻耗散的相关内容。其次, 本文介绍了湍流耗散领域的最新研究进展, 并对未来湍流耗散研究方向和前景进行了展望, 同时指出了亟待解决的若干问题。

关键词: 大尺度分形湍流电流片; 湍流粘性耗散项; 湍流电阻耗散项; 平均场理论

中图分类号: P182

文献标识码: A

收稿日期: 2024-12-19; 修回日期: 2025-01-23(R1); 2025-03-27(R2); 2025-05-08(R3)

资助项目: 国家基金面上 (PI 42274216); CCF-飞鹏基金 (PI CCF-Phytium202308); 光合基金 A 类 (PI 202202014479);
空间天气学国家重点实验室课题 (PI E11Z0301); 国家基金联合 (CO-PI U191120); 国家基金重点 (PA 11933009); 国家重点研发计划 (PA 2022YFF0503800)

通讯作者: 朱伯靖, bjzhu@ynao.ac.cn; cynosureorion@ucas.ac.cn

1 引言

在丰富多彩且频繁发生的太阳大气活动中,“一磁两暴”现象是太阳物理与空间天气研究领域的基本科学问题,“两暴”现象是指太阳耀斑爆发和日冕物质抛射两类剧烈的太阳活动。观测和模拟研究表明,“两暴”过程中的磁能释放主要发生在特征厚度为十几个 Mm 量级、特征时间为分钟量级的湍流电流片,通过三维重联快演化过程实现。期间伴随着显著的能量释放、多波段辐射增强、等离子体加热以及高能粒子加速等现象^[1-18]。

在太阳爆发事件中,伴随巨大能量 ($10^{29} \sim 10^{32}$ erg) 的释放过程,典型爆发事件能够在几分钟至数小时的特征时间尺度内,将高温等离子体物质 (质量 $10^{14} \sim 10^{16}$ g) 以每秒几十千米到几千千米的速度抛射到行星际空间。这些抛射物质包含电子、质子、氦以及其它重离子,构成了多组分 (氢约占 73%, 氦约占 25%)、多丰度、多同位素的粒子群,其能量覆盖 ~ 100 keV、 ~ 100 MeV、 $\sim$ GeV^[1-27]; 这些高能粒子流、电磁辐射和物质抛射是引起空间天气灾害的直接原因,会对在轨飞行器、航天员及地面用电设施造成灾难性破坏^[2-9, 15-20, 22-29]。

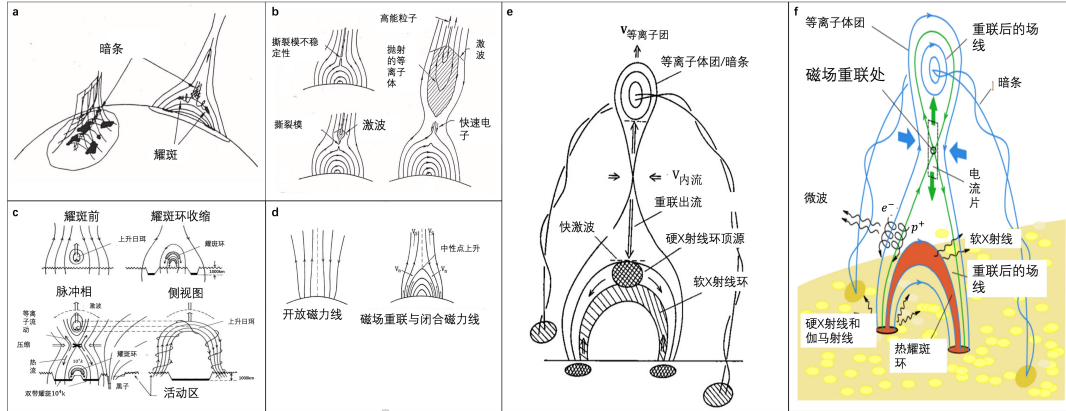
第 25 太阳活动周自 2019 年开始以来,目前已进入峰值期,表现为太阳表面黑子数量显著增加、耀斑活动强度明显增强。这对我国包括载人登陆及月球基地建设在内的深空探测带来前所未有的挑战。空间天气与环境研究作为国家战略科技领域的重要组成部分,亦被纳入多个国家级战略规划: 在《中国发展战略—空间科学》和《空间天文学的战略地位—中国空间科学 2035 发展战略》中,被确立为关键战略课题; 在我国首个《国家空间科学中长期发展规划 (2024—2050 年)》中,被列为 5 个科学主题和 17 个优先发展方向之一。同时,这一问题也是当前本领域国际科技竞争的制高点。

现有研究表明,太阳爆发过程中快速重联过程与大尺度电流片中的三维重联湍流耗散项密切相关,其中湍流耗散的几何精细与物理精细过程研究是核心关键点^[3, 5-9, 15-20, 28, 30]。本文系统介绍了大尺度电流片中湍流耗散的精细演化研究成果,并对该领域的未来发展方向进行了展望。第 2 节重点介绍典型物理模型及触发机制; 第 3 节深入介绍大尺度电流片内的湍流研究,包括湍流分形模式和湍流重联过程; 第 4 节详细介绍大尺度湍流耗散研究进展,包括平均场理论、跨时空耦合机制以及湍流耗散研究的发展历程,其中着重分析了跨时空耦合尺度下的湍流耗散研究进展; 第 5 节中陈述了湍流耗散未来的重点发展方向与潜在突破点; 最后,在结论部分给出了湍流耗散研究方向亟待解决的若干关键科学问题。

2 太阳爆发物理模型及触发机制

太阳大气活动研究是典型的以观测为基础的学科。自上世纪五十年代以来,经历了从流动属性大尺度阶段^[31-33]、流动属性宏观尺度动力学阶段和粒子属性动理学阶段的过程,^[7-9, 31, 33-49]逐步揭示磁能与等离子体能间传递与耗散机制,并发展出多种模型。在观测研究方面, Tsuneta 等人 (1992) 发现重联与太阳耀斑的关联性关系,为建立标准耀斑模型提供了重要的观测证据^[50]。Sui 等人 (2003) 发现耀斑中大尺度电流片的形成与演化过程^[51]; Van

Driel-Gesztelyi 等人 (2014) 通过直接观测证实了日冕物质抛射与活动区重联的关联关系^[52]; Zhou 等人 (2017) 发现了耀斑爆发三维磁绳结构及其演化特征^[53]。这些发现为研究太阳爆发机制提供了观测证据。迄今为止, 耀斑/日冕物质抛射中爆发期能量的主要提供来源是电流片中的磁场重联^[20, 28, 54-59], 典型的爆发模型及触发机制主要包括: CSHKP 爆发模型^[60-64]、Lin-Forbes 爆发模型^[20, 55-57]、新浮现磁通量触发机制^[54, 65-68]、磁绳截断触发机制^[58, 59, 79-84]。



注: a.Carmichael 模型; b.Sturrock 模型; c. Hirayama 模型; d. Kopp-Pneuman 模型; e-f. CSHKP 模型。

图 1 CSHKP 模型^[60-64]

2.1 CSHKP 爆发模型

受日全食冕流图像和 Petschek 重联模型的启发, Carmichael 提出了一个太阳耀斑理论模型。该模型认为在太阳表面存在磁性相反的磁区, 通过闭合磁环结构相互连接。在耀斑产生过程中, 内侧闭合磁环受对流层与光球层之间的对流运动影响, 导致磁场剪切增强; 同时, 外侧较弱闭合磁环在扰动作用下, 磁环顶部随着磁场膨胀而向上扩张, 磁力线被拉伸形成蘑菇状结构。这一过程最终在中性线上方形成电流片 (图 1a)^[60]。

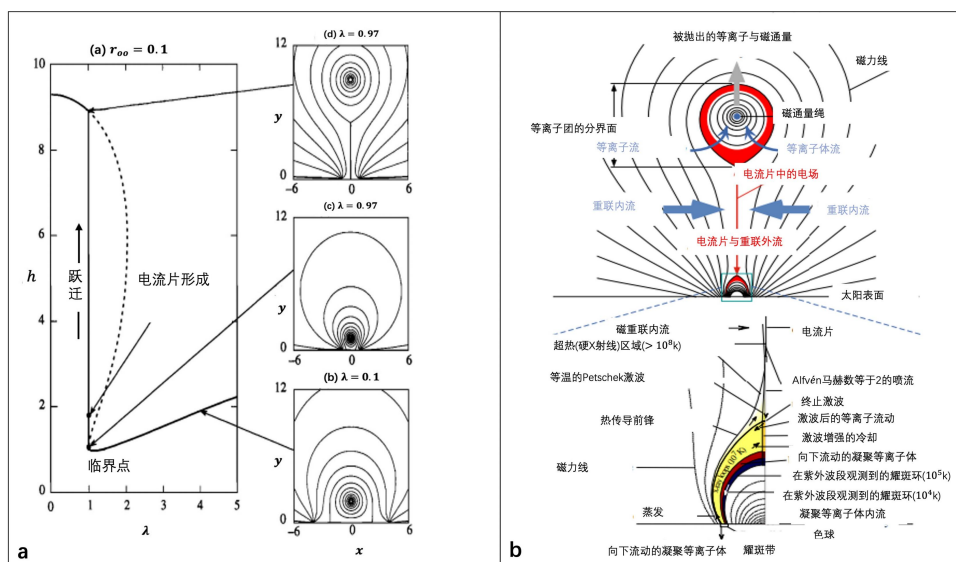
Sturrock 在此基础上, 研究认为耀斑起始于重联点附近撕裂模不稳定性, 该过程向下加速粒子轰击色球, 向上产生激波和等离子体抛射 (图 1b)^[61]。Hirayama 则进一步引入日珥来解释耀斑前过程, 提出日珥爆发后会在电流片两侧引起磁场结构的剧烈变化。伴随磁场拓扑结构的改变, 等离子体从电流片两侧流入并驱动 Petschek 重联; 在中性点下方形成充满热等离子体的耀斑环 (图 1c)^[62]。

Kopp 等人对该模型进行了完善, 提出磁场构型中性点在磁压力作用下从日冕底部上升, 同时闭合磁力线转变为开放磁力线, 在边界条件不变的情况下, 系统最终恢复到耀斑前的构型 (图 1d)^[63]。这些上世纪八十年代建立的模型统称为“Kopp-Pneuman 模型”, Shibata 等人 (1991) 提出将其更名为“SHKP 模型”^[69], Sturrock (1992) 进一步提出在“SHKP”前面加上“C”, 以纪念 Carmichael 的贡献。经过 Shibata 等人 (1995, 2011) 的持续完善, 该模型最终被称为“CSHKP 模型 (图 1)”^[64, 70]。

2.2 Lin-Forbes 模型

基于 Forbes(1995) 研究结果 (图 2a)^[71], Lin 等人 (2000) 提出 Lin-Forbes 模型^[55, 56], 该模型将磁场结构描述为, 由无力通量绳磁场和光球层表面两个极性相反的磁源共同形成的背景磁场。随着磁源间的半间距离 λ 逐渐减小, 在 $4.00 \sim 0.97$ 范围内, 每个 λ 均对应一个磁绳稳定平衡高度。当 $\lambda = 0.97$ 时, 磁绳存在两个不同的平衡高度, 其中在 $\lambda = 0.97$ 且 $h \approx 1$ 处, 磁绳位于临界点且处于较高能量状态。

当处于较高能量状态的磁绳失稳上升时, 其下方会形成一个大尺度电流片。该电流片一端连接磁绳, 另外一端则位于光球层边界处。在考虑耗散的情况下, 大尺度电流片内发生磁场重联时, 其下端会脱离光球表面并与重联过程中形成的耀斑后环相连接, 而上端仍保持与磁绳的连接, 从而在连接处形成两个不同的“Y”型中性点; 随着磁张力和束缚力的逐渐减小, 磁绳最终被抛射出去, 形成日冕物质抛射。

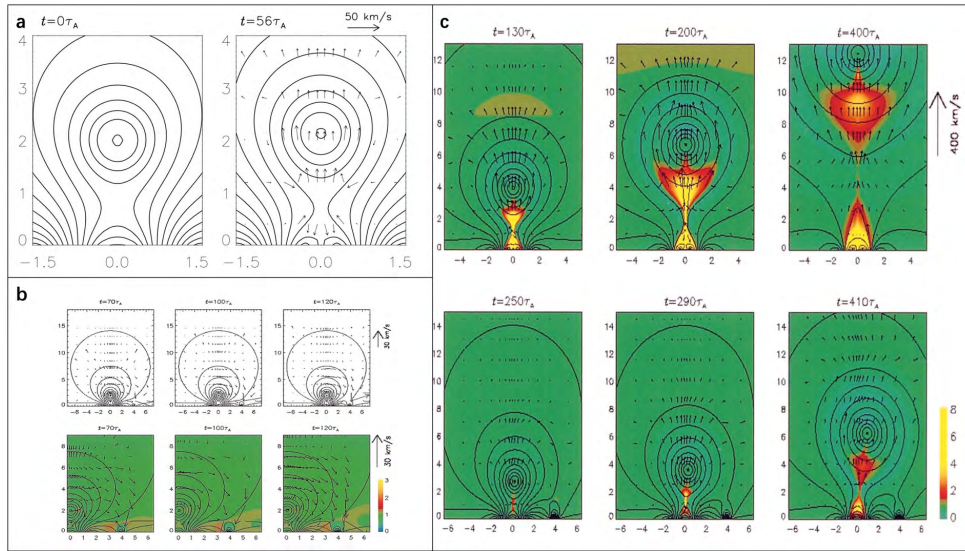


注: a. 磁通量绳半径与光球表面磁场源点间距离比; b. 爆发过程磁场位形变化。

图 2 Lin-Forbes 模型^[55, 56, 71]

2.3 新浮磁通量触发日冕物质抛射模型

基于 Feynman 等人 (1995) 关于新浮磁通量 (环) 与日冕物质抛射之间关系的研究结果^[72], Chen 等人 (2000) 通过数值和理论分析发现新浮磁通量在某些情况下可触发暗条爆发或形成日冕物质抛射, 进而提出了新浮磁通量触发日冕物质抛射模型^[54, 65-68, 73]。



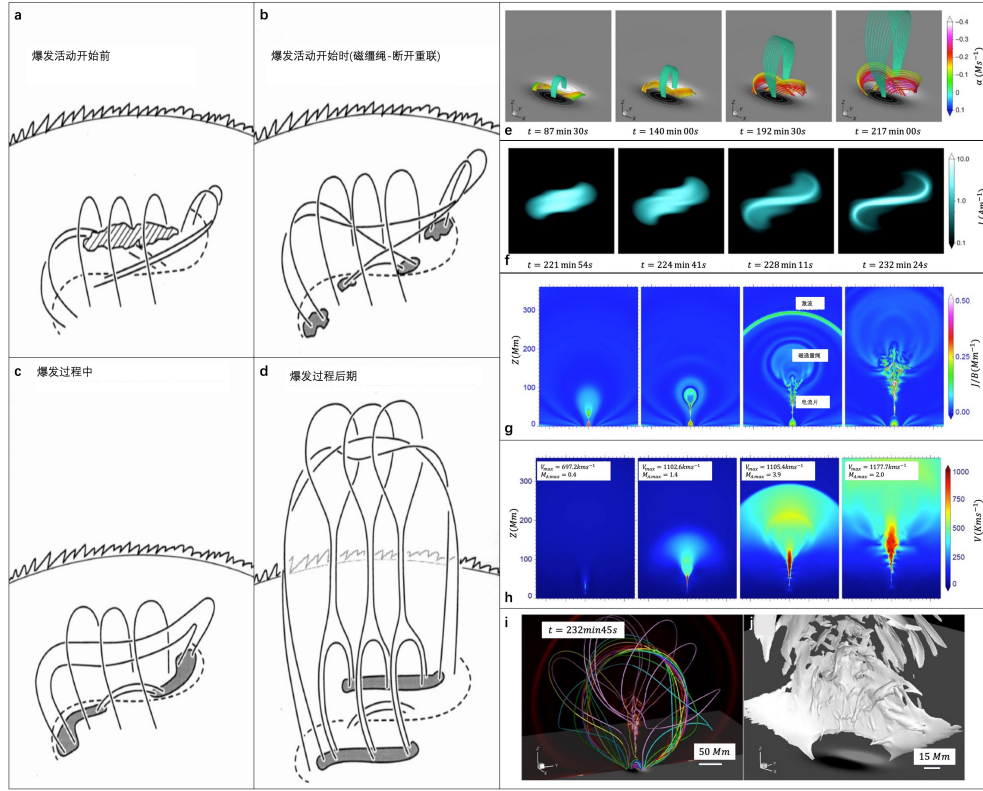
注: a. 出现在暗条通道内; b. 出现在暗条通道外; c. 出现在暗条通道内 (上侧), 出现在暗条通道外 (下侧)。

图 3 新浮磁通量触发日冕物质抛射模型^[54, 65-68]

如图 3a 所示: 当背景磁场为顺时针而新浮磁通量 (环) 方向为逆时针方向时, 新浮磁通量 (环) 会与磁通量绳下方的磁环发生重联, 导致部分磁场消失和局部磁场压强降低。随后, 两侧磁化等离子体在磁压力梯度作用下向内运动, 冻结的磁力线在磁通量绳下方或在中性线上方附近积累形成一个大尺度电流片。该电流片中的磁重联驱动磁通量绳向上运动, 最终形成日冕物质抛射事件。若新浮磁通量 (环) 的方向与背景磁场方向相同 (均为顺时针方向), 则不利于磁通量绳下方磁环与新浮磁通量 (环) 发生磁场重联, 导致暗条通道内或低日冕磁场增强。此时, 新浮磁场与磁绳发生磁重联, 驱动磁通量绳向下运动, 而不会产生日冕物质抛射^[54, 66-68, 73]。

在图 3b 中: 当背景磁场和新浮磁环均为顺时针方向时, 新浮磁环与磁通量绳上方的覆盖磁场发生重联, 导致磁场结构重组; 磁通量绳上方的覆盖磁场对磁通量绳的磁张力减弱, 促使磁通量绳向上加速运动。同时, 磁通量绳下方的磁化等离子体向内运动, 在中性线上方附近积累, 最终在磁通量绳下方形成一个大尺度电流片。若新浮磁场为逆时针方向, 则向下的磁张力增强, 导致磁通量绳向下运动, 同样不会产生日冕物质抛射^[54, 66-68]。

总的来说无论是在暗条通道内还是暗条通道外边缘, 有利于磁场重联发生的新浮磁通量 (环) 会导致磁通量绳失去稳定, 并在磁通量绳的下方或磁中性线上方附近形成一个大尺度的电流片^[54]。大尺度电流片内的快速磁场重联是驱动日冕物质抛射、暗条爆发以及 EIT 波形形成的重要条件^[74-77]。



注: a-d 绳结截断模型磁结构^[81]; e. 爆发前磁场; f. 电流密度沿 z 轴积分; g. 爆发过程中电流片; h. 爆发电流片剖面最大速度和 Alfvén 速度; i. 爆发缠绕扭曲磁力线; j. $J/B = 0.5 \text{ Mm}^{-1}$ 的等值面三维湍流结构^[58, 59, 82, 83]。

图 4 绳结截断触发日冕物质抛射模型

2.4 绳结截断触发日冕物质抛射模型

基于日冕物质抛射源区磁场位形极性相反的特点, Machado 等人 (1988) 发现了耀斑/日冕物质抛射事件是由双极磁场间的相互作用和重联过程驱动^[78], Moore 等人 (1987, 1992) 进一步提出双极磁场结构驱动日冕物质抛射的理论模型框架^[79, 80], 并对爆发前的磁场结构是什么、怎么变化、爆发过程中重联发生在哪里、是否存在必然联系等基本问题进行了深入研究; 随后, Moore 等人 (2001) 对标准双极耀斑爆发模型进行了验证, 发现爆发过程中磁场结构的变化可分为四个阶段 (图 4): 在爆发前, 双极磁场结构由内部核心磁场与外部包络/覆盖磁场组成, 几何上表现为多个椭圆形场线包围核心磁场; 核心磁场具有明显非势性, 沿磁源中性线运动, 磁场足点位于中性线附近 (图 4a)。爆发开始时, 剪切核心磁场的相互作用引发重联 (图 4b); 在限制性爆发阶段, 由于重联释放的能量不足, 磁通量绳难以冲破上方的包络/覆盖磁力线, 无法形成爆发, 向下加速的粒子与色球相互作用会形成足点 (黑色区域) (图 4c)。随着重联进入后期, 磁通量绳向上运动, 剪切核心磁场形成扭曲的磁通量绳, 包络磁场膨胀, 在开放磁场区域形成一个大尺度电流片, 其横截面与二维爆发图像一致 (图 4d)^[81]。

Jiang 等人对该模型进行了验证、丰富和发展^[58, 59, 82-84]。Jiang 等人 (2021) 利用观测磁

场数据, 以光球速度场和矢量磁场为主要驱动, 模拟研究了纯剪切磁拱重联触发的太阳爆发机制, 研究表明: 沿磁场反转线的剪切磁场非势性增强 (图 4e); 剪切日冕磁场逐渐形成具有强电流的 S 形磁结构 (图 4f), 随着剪切磁拱内部磁场准静态膨胀和挤压, 内部逐渐形成垂直电流片, 重联驱动快速爆发 (图 4g); 伴随内部不稳定性的出现, 驱动电流片不断分形, 形成复杂的湍流相干结构和强烈的湍流重联, 并在磁通量绳前方形成一个激波 (图 4g-4h)^[59]; Jiang 等人 (2023) 提出了失败爆发模型: 在初始阶段, 核心耗散区发生重联, 形成脉冲式磁通量绳爆发; 随着磁绳的上升, 周围积累的磁通量抑制了其进一步上升, 只有当磁通量绳下方形成的电流片发生重联时, 才能完成爆发; 当磁通量绳高度超过流环不稳定性临界高度时, 磁通量绳继续上升并发生大幅度旋转, 导致磁场拓扑结构显著变化, 在磁通量绳和上覆场间形成电流片, 重联破坏磁通量绳, 留下两个连接核心磁场和背景磁场的横向磁拱^[83]。

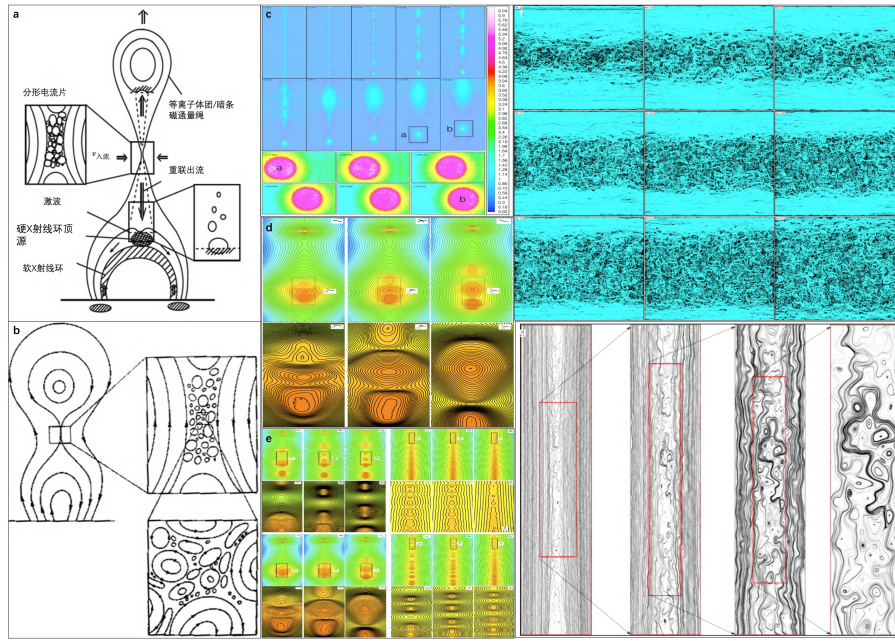
3 大尺度电流片分形模型及湍流重联

鉴于太阳活动的复杂性和当前观测技术的限制, 关于太阳爆发的物理模型及其触发机制的研究仍有待深入和完善, 特别是在精细演化过程的研究方面。除了第 2 节中已介绍的几类经典爆发物理模型及触发机制外, 还有多种其他类型的模型及触发机制。其中, Tajima 和 Shibata(2002) 提出的湍流分形模型^[85-87], 通过在电流片内引入分形湍流磁场结构, 能够有效分析精细演化过程, 为研究大尺度电流片中的湍流耗散提供了重要的理论基础和前提条件。本节中将详细介绍该模型及其在湍流重联研究中的最新进展。

3.1 湍流分形模型

分形是自然界中普遍存在的一种结构随尺度变化的自然规律, 表现为在不同尺度上具有自相似, 不同类型的结构形态具有各自独特的自相似, 通常用自相似分形指数来量化描述^[88]。湍流则是由湍流张量的扰动高频小量引发, 通过混沌和不稳定性发育形成的一种流动紊乱现象, 其几何结构在不同尺度上也呈现出分形自相似属性; 在大尺度电流片的三维湍流重联过程中, 耗散区内磁场湍流和流场湍流几何结构在流动属性大尺度、湍流流动属性动力学宏观尺度、湍流粒子属性微观动理学尺度均表现出自相似。值得注意的是, 磁场湍流和流场湍流自相似指数并不相同, 反映了它们在结构和演化上的差异性 (图 5)^[8, 9, 31-33, 45, 46, 89]。

- 流动属性大尺度: 电流片在全球尺度上表现为理想等离子体, 其湍流特性用雷诺数衡量; 当全局尺度保持不变时, 在冻结条件下, 流速增加会导致雷诺数相应增大; 当雷诺数达到临界值时, 系统整体开始呈现紊乱运动。此时, 湍流表现为小尺度涡的形成 (磁岛/等离子体团)。随着湍流的进一步发育, 众多小涡之间相互作用导致湍流加剧, 表现为大尺度涡的形成 (磁岛/等离子体团通过相互作用融合并逐渐增大), 同时雷诺数继续增加。湍流能量密度随尺度的减小而降低, 呈现出能量级联传递的特征; 当尺度减小至柯尔莫哥洛夫尺度以下时, 能量开始耗散; 对于已充分发育成熟的大尺度湍流问题, 能量传递与耗散的过程可描述为: 湍流动能从大尺度涡向小尺度涡传递; 当惯性力占主导地位时, 能量继续传递; 而当粘性力占主导地位时, 能量开始耗散 (图 5)^[8, 9, 16, 17, 89-92]。



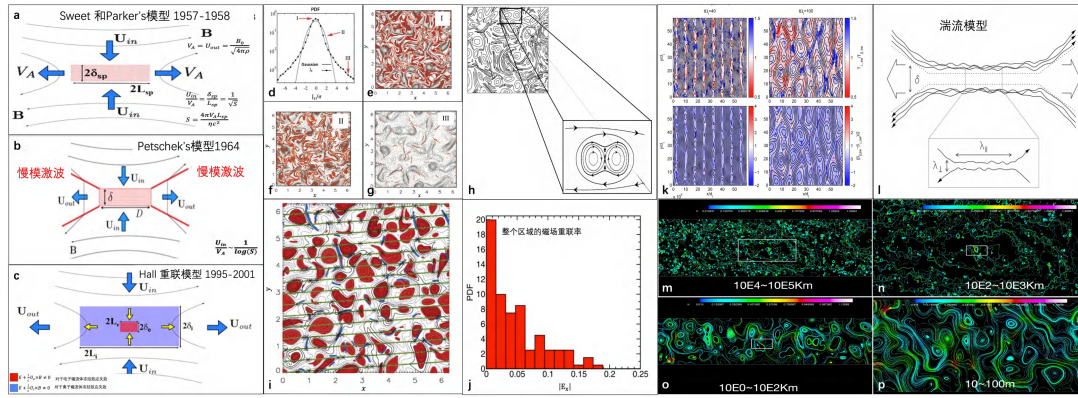
注：a-b. 湍流相干结构^[85-87]；c-e. 单电流片模拟^[5-9]；f-g. 多电流片模拟^[5-9]。

图 5 湍流分形模型

表 1 分形电流片特征物理量关系

分形-伦奎斯特数	分形-等离子体团数	参考文献
$S_{n+1} = \pi^{6(1-(\frac{5}{6})^n)} S_1^{(\frac{5}{6})^n}$	$N_M = \prod_{i=0}^M \frac{1}{\pi} S_i^{\frac{1}{6}} = (\frac{1}{\pi})^{6(1-(\frac{5}{6})^M)} S_1^{(1-(\frac{5}{6})^M)}$	[86]
$S_n = S_1^{(\frac{3}{4})^{n-1}} (n \geq 1)$	$N_M = \prod_{i=1}^M (\frac{1}{\pi}) S_i^{\frac{1}{6}} = (\frac{1}{\pi})^M S_1^{(\frac{3}{4})(1-(\frac{3}{4})^M)}$	[107]
$S_n = \beta^{6(1-(\frac{3}{4})^{n-1})} S_1^{(\frac{3}{4})^{n-1}}$	$N_M = (\frac{\beta}{\pi})^M \beta^{-4(1-(\frac{3}{4})^M)} S_1^{\frac{2}{3}(1-(\frac{3}{4})^M)}$	[108]
$S_{n+1} = S_1^{(\frac{1+2p}{1+3p})^n}$	$N_M = (\frac{1}{\pi})^M S_1^{\frac{1}{2}(\frac{1+3p}{1+2p})(1-(\frac{1+2p}{1+3p})^M)}$	[109]

● 湍流流动属性宏观动力学尺度: 能量传递与耗散过程通过流场湍流与磁场湍流之间的相互作用实现。在局部尺度上, 流场扰动和磁场扰动的共同作用会引发磁场与流场的不稳定性, 进而形成流场湍流与磁场湍流。随着湍流的不断发育和发展, 其影响范围逐渐在更大尺度上体现出来; 当湍流扩展到整个宏观尺度时, 磁雷诺数显著增大; 而当湍流发育成熟时, 磁雷诺数将达到临界值。能量传递-耗散过程为: 电流片内的湍流结构(表现为不同尺度的涡)通过相互作用形成小尺度的分形电流片。这些电流片之间的相互作用不仅控制着动能和磁能从大尺度到小尺度的传递, 在耗散尺度上还会影响着磁能与等离子体能之间的转换机制^[8, 9, 93-104]。



注: a. SP 模型; b. Petschek 模型; c. Hall 模型^[178]; d-g. 湍流模型-相干结构与电流密度; h. 湍流模型-相干结构; i. 湍流模型-相干结构 (红色表示) 能量耗散 (蓝色表示); j. 湍流模型-湍流结构对重联率影响^[93, 99-101]; k. 湍流模型-各向异性对湍流影响^[97, 98]; l. 湍流模型-理论与数值分析^[102]; m-p. 湍流模型-数值模拟^[5-12]。

图 6 重联模型

● 湍流粒子属性微观动力学尺度: 湍流的特征尺度从宏观全局尺度逐渐过渡到微观局部尺度。随着尺度的减小, 在湍流充分发育并进入复杂非线性阶段时, 磁雷诺数在 10 左右, 此时其已不再适合作为衡量湍流剧烈程度的依据。在宏观全局的大电流片中, 会存在众多微观局部空间尺度的小电流片, 宏观全局尺度的湍流实际上是众多微观小尺度湍流电流片在宏观大尺度上的集合平均效应的体现^[5-9, 31, 33, 44-49]。

我们对大尺度电流片湍流分形属性的理解是一个不断深入的过程。Furth 等人 (1963) 的研究表明, 当**电流片的长度和厚度之比**达到某一临界值时, 不稳定性会引发波长较大的扰动 (超过电流片宽度), 从而促进电流片的发展, 并导致**电流片被撕裂**形成多个不同尺寸的磁岛^[105]; Biskamp (1986) 进一步发现, 这种不稳定性会导致稳态重联失稳, 并伴随多个磁岛的出现^[106]; Shibata 等人 (2001, 2016) 和 Tajima 等人 (2002) 提出, 当次级电流片内不稳定性增长时间小于扰动波长以阿尔芬速度传播的时间时, 次级撕裂会发生, 并形成新的次级电流片, 进而在其内部产生新的磁岛, 最终在整个电流片内形成许多连接宏观与微观尺度的小磁岛^[85-87]; Shibata 等人 (2001) 还发现, 当分形特征尺度降低至离子或电子特征尺度时, 分形过程会停止^[86]。Tenerani 等人 (2015, 2016) 在 Shibata 的研究基础上建立了递归分形模型, 指出当第一次分形伦奎斯特数 $S_1 = 10^{12}$ 时, 经过大约 5 次分形后, 电流片厚度达到离子特征尺度, 分形过程停止, 此时等离子体团的总数约为 10^4 量级^[107, 108]; Singh 等人 (2019) 在此基础上进一步研究发现, 当 $S_1 = 10^{12}$ 时, 需要经过约 13 次分形才能趋于稳定, 等离子体团的数量达到 10^8 量级^[109] (表 1)。

通过对耗散区湍流的分析可以看出, 特征尺度 (全局尺度与局部尺度) 和耗散 (经典耗散和湍流耗散) 是决定分形属性的核心因素, 分形研究的发展一直伴随着对这两个参数的理解和探索。在特征尺度方面, 我们通过流动属性大尺度、湍流流动属性宏观动力学尺度、湍流粒子属性微观动力学尺度来确定全局尺度和局部尺度。在耗散机制方面, 我们对湍流耗散

的理解也在不断深入,其中磁场湍流与流场湍流的分形相互作用是能量传递耗散研究的重要问题^[8, 9]。Strauss(1986)的研究表明,电流片内磁岛的相互作用会在局部区域内产生湍流电阻,这种湍流电阻不仅加速了撕裂模不稳定性的增长,还会显著增强能量耗散^[110]。Greco 等人(2009)进一步发现,强电流片内的湍流结构表现为小尺度的随机电流片,磁岛和电流密度的空间分布呈现显著的不均匀性^[93]。Bárta 等人(2010,2011)揭示了等离子体团分形过程,指出等离子体团之间的相互作用会使得分形在越来越小的空间尺度上迭代进行^[94, 95]; Gingell 等人(2015)发现,不稳定性会使耗散区的演化具有显著湍流特征^[96]。Burgess 等人(2016)观察到,在不稳定性从线性向非线性转化过程中电流片内会出现多个薄电流片区域^[97, 98]。Akramov 等人(2017)的研究表明,不断增强的磁岛/等离子体团相互作用,会使电流片在全局尺度进入湍流状态^[111]。Nakanotani 等人(2022)则发现,随着磁岛间相互作用的加剧,耗散区会逐渐从有序状态完全演化成湍流状态^[112]。这些研究共同揭示了湍流分形与能量耗散的复杂动力学过程,为理解湍流的多尺度特性提供了重要依据。

3.2 磁重联发展过程

耀斑存在的时间远小于磁扩散的特征时间(例如,对于特征尺度十 Mm 黑子、 $T=10^4\text{K}$ 、 $\sigma=1.8\times 10^{12}\text{esu}$ 时,磁能扩散的特征时间为 $2\times 10^{10}\text{s}$)^[114];为了研究这种巨大的时间差异,Giovanelli(1946)和 Dungey(1953)最先认识到磁重联机制的存在^[115, 116]。Sweet(1956)在第六届国际天文学联合会会议上(IAU)提出重联理论模型^[113, 114],他指出,在太阳大气的剧烈活动中,电流密度会集中分布在薄电流片内,电流密度的增加,加速了磁能的耗散速度,而磁力线的弯曲增强了欧姆耗散过程,磁力线的断开与重联将磁能转化为等离子体能,这一模型后来被定义为 Sweet 重联模型^[114]。Parker 定量发展了该重联模型(由于会议论文集出版得慢,Parker 的文章先于 Sweet 的文章发表)^[117, 118]。为了纪念他们共同的贡献,这一重联模型通常被称为 Sweet-Parker 模型(SP 模型)(图 6a)。

Petschek(1964)对 SP 模型进行了重要改进,通过缩短电流片耗散区域的长度并引入慢模激波,提出了 Petschek 模型(图 6b)。该模型表明,当伦奎斯特数达到 10^8 时,重联时间量级与观测到的耀斑时间量级基本一致。然而,慢模激波的物理起源机制仍不清楚^[119]。为了进一步探索这一问题,许多研究者对 Petschek 重联模型开展了深入研究,尝试解释慢模激波的出现原因。

Ugai(1977)通过对具有适当边界条件的电流片进行数值模拟,发现电流片耗散区域的电阻率比电流片外部区域的电阻率高 100 倍,并且在电阻率急剧变化的区域会出现类似于 Petschek 重联类型的慢模激波^[120]。Sato 等人(1979)将电阻定义为电流密度的函数,发现激波往往出现在电阻变化最快的区域^[121]。Scholder(1989)进一步研究了激波出现位置与电流片中心电阻之间的关系^[122]。Uzdensky 等人(2000)对大伦奎斯特数和小电阻率条件下的类 Petschek 重联进行了数值模拟,发现激波会以阿尔芬速度迅速衰减并消失,激波消失后重联率会恢复到 SP 模型的水平^[123]。

上世纪九十年代,为了提高重联速率,研究者们提出多流体效应的霍尔(Hall)重联模型(图 6c)。该模型将耗散区定义为无碰撞等离子体区域,磁能转化为等离子体能时会形成薄而强的电流片,耗散区包含解耦的离子特征尺度耗散区和电子特征尺度耗散区(电流片宽

度 Δ_η 介于离子特征尺度和电子特征尺度之间 $d_e = c/\omega_{pe} < \Delta_\eta < d_i = c/\omega_{pi}$), 其中霍尔电流项与电子压力梯度项是提高重联速率的关键因素。这一模型为理解快速磁重联过程提供了新的视角。

3.3 湍流重联

在流动属性的动力学和粒子属性的动理学耦合尺度过程中, 仅依赖磁雷诺数来衡量湍流磁能耗散显然无法与观测结果吻合^[102, 103]。在霍尔模型提出的同时, 许多研究人员也开始对湍流重联理论开展深入研究。Matthaeus 等人 (1981,1986) 发现有限带宽 MHD 波动可加快重联过程, 但由于当时计算资源的限制, 他们未能明确给出 $\eta \rightarrow 0$ 渐近状态下的具体情形^[124, 125]。鉴于三维湍流重联在不同特征尺度上的物理机制更加复杂, 直到上世纪八十年代末, 学者们才开始系统研究三维湍流重联及其耗散区内的湍流耗散过程。在三维重联中, 磁场强度与电场强度之间存在平行分量, 三维拓扑结构能更真实地描述耗散过程 (图 7)。

Lazarian 等人 (1999) 提出了湍流重联模型 (LV99 模型), 认为与传统重联耗散区厚度受经典电阻率影响不同, 湍流重联的耗散区厚度由系统内部的磁场紊乱或漂移决定^[126]。Loureiro 等人 (2009) 指出, LV99 模型本质是一个三维过程, 其重联率的提高来源于众多微观湍流等离子体团之间相互作用的结果^[127]; Kowal 等人 (2009,2012) 通过数值模拟验证了 LV99 模型^[128, 129]; Eyink 等人 (2011) 的湍流拉格朗日粒子动力学研究以及^[130]和 Ciaravella 等人 (2008) 对大尺度电流片的研究结果均支持 LV99 模型^[131]。Kowal 等人 (2017) 进一步发现, 重联过程产生的湍流与 GS95 模型 (Goldreich 和 Sridhar 的重联模型) 的类 Kolmogorov 湍流具有相似性^[132]。Lazarian 等人 (2020) 研究表明, 在预先存在湍流的背景下, LV99 模型所得到的重联率与 GS95 模型自治^[102]。Kowal 等人 (2020) 还发现, 在三维湍流重联中, 撕裂不稳定性仅在初始阶段占主导地位, 随着时间演化, 耗散区的湍流程度逐渐增强, 重联率也随之提高^[133]。

湍流重联演化过程包含以下几个阶段^[5-14, 31-33, 44-49, 102-104]:
 • 湍流粒子属性微观动理学阶段: 磁能耗散首先在这一阶段发生, 湍流张量高频扰动分量通过线性扰动引发局部区域的混沌不稳定性, 导致耗散区从层流状态转变为紊流状态。此时, 局部区域的磁雷诺数很小, 全局区域的磁雷诺数也很小, 耗散区整体上不会出现显著的湍流过程。
 • 湍流粒子属性动理学到湍流流体属性动力学的过渡阶段: 随着耗散区紊流的持续发育, 进入湍流粒子属性动理学阶段后, 线性不稳定性逐渐变为非线性不稳定性, 此时耗散区整体呈现出显著的湍流过程。
 • 湍流流体属性动力学阶段: 随着耗散区紊流的进一步发育, 在湍流粒子属性动理学和湍流流体属性动力学阶段, 不稳定性均得到充分发育, 系统进入复杂的非线性阶段。此时局部区域磁雷诺数仍然很小, 而全局区域的磁雷诺数则超过 10^7 , 耗散区整体上表现为发育成熟的湍流状态。

4 大尺度电流片湍流耗散

4.1 湍流耗散分析的平均场理论

从前面介绍可以看出,精细演化耗散过程涵盖了湍流产生(线性阶段)、湍流发育(非线性阶段)及湍流发育成熟(复杂非线性阶段)三个主要过程。在发育成熟的精细演化耗散过程中,湍流流动属性经历了从流动属性大尺度阶段、湍流流动属性宏观动力学和湍流粒子属性微观动理学阶段的演变。整个演化过程展现出分形、相干和拟序的属性^[93-102, 111, 112]。等离
子体统计物理通过对湍流粒子属性的微观动理学进行平均集合描述,进而实现对湍流流动属性宏观动力学,和流动属性大尺度特征的描述。平均场理论则通过将湍流张量分解为不同阶段、不同特征尺度下的低频平均大量和高频扰动小量,并在不同尺度下进行系综平均、时间平均,从而分析湍流的微观动理学、宏观动力学、大尺度的湍流耗散过程。在湍流充分发育成熟的复杂非线性阶段,能量密度的跨尺度传递和耗散过程在湍流流动属性阶段主要表现为能量随尺度减小的级联传递,而在粒子属性阶段主要表现为能量耗散。平均场理论通过分析跨时空耦合尺度湍流张量各阶段的湍流粘性耗散和湍流电阻耗散项,实现深入研究湍流精细演化能量耗散^[7-9, 31-33, 44-49, 134, 135]。

● 流动属性大尺度和湍流流动属性动力学混合尺度阶段:当低频平均大量和高频扰动小量之间不存在显著的尺度分离时,通过将它们分别代入偏微分方程,可以得到平均量和扰动量各自对应的控制方程。在此基础上,通过对湍流扰动速度与湍流扰动磁场叉乘进行时间平均,可以获得湍流电场。随后,将湍流扰动磁场随时间的积分表达式代入湍流电场,并对时间进行积分,最终得到湍流耗散项。另一方面,当低频平均大量和高频扰动小量之间存在显著的尺度分离时,需将湍流张量 f 进行分解,并定义小尺度参数 δ ,以区分随时间慢变和快变的部分,通过双尺度直接相互近似方法,平均量和扰动量满足的控制方程得以建立,从而进一步分析湍流高阶统计项与湍流耗散之间的关系^[33, 44]。

$$\xi(=x), X(=\delta x), \tau(=t), T(=\delta t); \nabla = \nabla_\xi + \delta \nabla_X, \partial_t = \partial_\tau + \delta \partial_T \quad (1)$$

湍流张量可分解为低频平均大量 $\bar{f}$ 和高频扰动小量 $\tilde{f}$, 其数学表达式为:

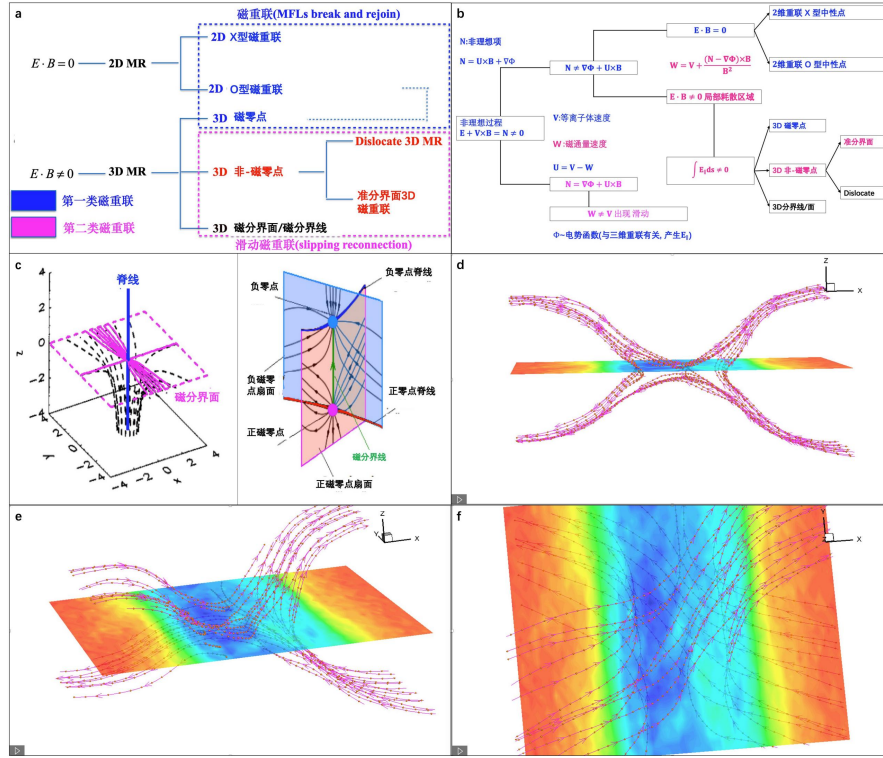
$$f = \bar{f}(X; T) + \tilde{f}(\xi, X; \tau, T). \quad (2)$$

将低频平均大量和高频扰动小量分别代入偏微分方程时,会产生湍流扰动值相关的高阶统计关联附加项。这些附加项导致时均方程组中的未知数数量超过方程总数,使得方程组不完备而无法直接求解。因此,需要找到描述湍流扰动附加项与时均量之间关系的新方程,以满足方程组的封闭性方可求解,这种模型被称为湍流封闭模型。经典的湍流封闭模型主要分为两类:

1) 直接求解法:通过求解各向异性脉动速度相关应力对应的偏微分方程,并对方程中不封闭的高阶未知项进行统计平均处理,从而实现方程组封闭和可解^[33, 44]。

2) 本构方程法:借助本构方程,建立湍流粘性与湍流时均低频平均大量之间的关系,进而求解湍流耗散项。根据湍流耗散方程的数量,这类模型可进一步分为:零方程模型:通过

建立混合长度与湍流耗散及时均速度梯度之间的关系来描述湍流特性^[136]。一方程模型: 通过分析湍流耗散与湍流扰动特征尺度及湍流扰动动能的乘积关系, 计算湍流耗散项。二方程模型: 根据求解湍流耗散项的具体方法, 又可细分为 $k^{3/2}/l$ 模型和 k^2/ε 模型, 分别通过引入湍流动能和耗散率来实现方程组的封闭^[136, 137]。



注: a-b. 2D/3D 物理本质对比^[164, 174-177]; c. 3D 拓扑结构理论^[175]; d-f. 3D 磁场拓扑-模拟^[5-14] (https://pan.cstcloud.cn/s/58uCMcUS9w)。

图 7 三维重联模型

● 湍流粒子属性微观动力学阶段: 在这一阶段, 需要引入超粒子的概念 (即将大量真实粒子假想为超粒子), 并通过玻尔兹曼方程利用算术平均简化湍流张量, 同时定义分布函数。通过这一思想, 湍动过程可被分解为两个部分: 大于特征尺度低频平均大量 $\bar{f}$ 和小于特征尺度高频扰动小量 $\tilde{f}$ 。根据分布函数的描述对象不同, 相关方法可分为两类: 当定义分布函数只描述真实流体时, 称为粒子云网格 (PIC) 方法、MHD-PIC 方法和实验粒子方法^[36-43]; 当定义分布函数可同时描述真实流体和场时, 称为等离子体统计物理理论框架方法^[7-9, 47-49, 138]。

4.2 湍流耗散跨时空耦合尺度属性

耗散区湍流的演化是一个跨时空尺度耦合的问题。除了经典的电阻耗散和粘度耗散外, 还包含湍流电阻耗散和湍流粘性耗散^[139]。这些湍流耗散在不同特征尺度下各不相同, 如表 2 所示^[7-14]。

307 • 湍流流动属性大尺度阶段: 电离度 $\alpha_{di} \approx 0$, 克努森数 $k_{ns} \approx 10^{-3} \sim 10^{-1}$, 控制方程方
 308 程为^[8, 9, 31-33]:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n U_n) = \frac{\delta \rho_n}{\delta t}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_n U_n}{\partial t} - \nabla \cdot \mu \left[\nabla U_n + \nabla (U_n)^T - \frac{2 \nabla \cdot U_n I}{3} \right] \\ & + \nabla \cdot [\rho_n U_n U_n I + P_n I - \mu' \nabla \cdot U_n I] - \rho_n g = \frac{\delta(\rho_n U_n)}{\delta t}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial e_n}{\partial t} + \nabla \cdot (e_n + P_n I - \mu' \nabla \cdot U_n I) U_n - \rho_n g U_n + L_{rad} + H \\ & - \nabla \cdot \mu \left[\nabla U_n + (\nabla U_n)^T - \frac{2 \nabla \cdot U_n I}{3} \right] U_n = \frac{\delta(\rho_n U_n U_n)}{\delta t} + \frac{\delta L_{rad}}{\delta t} + \frac{\delta H}{\delta t}. \end{aligned} \quad (5)$$

309 公式 (4~5) 中, 蓝色高亮项表示粘性耗散项。其中, μ 为经典粘度耗散, ξ_n^{TP} 为与湍流
 310 压力相关的湍流粘性耗散, ξ_n^{TT} 为与湍流温度相关的湍流粘性耗散, $\mu' \approx \xi_n^{TV D} = \xi_n^{TT} + \xi_n^{TP}$
 311 为湍流粘性耗散; 公式 (3~5) 所满足的流体本构关系可表示为:

$$\begin{cases} P_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \mu S_{kk} \delta_{ij} + \mu' S_{kk} \delta_{ij}. \\ \mathbf{P} = -p I + \mu [\nabla U + (\nabla U)^T] - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot U) I + \mu' (\nabla \cdot U) I. \end{cases} \quad (6)$$

312 其中, $\mathbf{S} = S_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T]$ 。在该尺度下, 湍流引起的压力、温度和速度梯度变
 313 化显著, 等离子体动能耗散主要转化为内能和部分粒子的动能^[8, 9, 31-33]。在 $0 < \alpha_{di} < 1$ 阶
 314 段, 当中性粒子数超过带电粒子数时, $\nu_{ei} < \nu_{en}$ 和 $\nu_{ei} \approx \nu_{en}$ 分别对应弱电离和部分电离情
 315 况 (表 2)。

316 • 湍流流动属性动力学宏观尺度阶段: k_{ns} 远小于 1, 中性粒子的流体控制方程仍用
 317 (3~5) 描述, 而带电粒子控制方程 (α 带电粒子种类) 则表示为^[33, 44-46]:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha U_\alpha) = \frac{\delta \rho_\alpha}{\delta t}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_\alpha U_\alpha}{\partial t} - \nabla \cdot \mu \left[\nabla U_\alpha + \nabla (U_\alpha)^T - \frac{2 \nabla \cdot U_\alpha I}{3} \right] + \nabla \cdot \left[(\rho_\alpha U_\alpha U_\alpha + p_\alpha + \frac{\eta_\alpha^{RD} + \eta_\alpha^{RTD}}{2\mu_0} |B^2|) I \right] \\ & - \nabla \cdot \left[\frac{\eta_\alpha^{RD} + \eta_\alpha^{RTD}}{\mu_0} B B \right] - \nabla \cdot [\mu' \nabla \cdot U_n I] - \rho_n g = \frac{\delta(\rho_\alpha U_\alpha)}{\delta t}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial e_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (e_\alpha + P_\alpha - \mu' \nabla \cdot U_\alpha I) U_\alpha - \rho_\alpha g U_\alpha + L_{rad} + H \\ & - \nabla \cdot \mu \left[\nabla U_\alpha + (\nabla U_\alpha)^T - \frac{2 \nabla \cdot U_\alpha I}{3} \right] U_\alpha + \nabla \cdot \left[\frac{\eta_\alpha^{RD} + \eta_\alpha^{RTD}}{\mu_0^2} B \times (\nabla \times B) + \kappa \nabla T_\alpha \right] \\ & - \nabla \cdot \mu \left[\frac{1}{2\mu_0} (U_\alpha \cdot B B) \right] U_\alpha = \frac{\delta(\rho_\alpha U_\alpha U_\alpha)}{\delta t} + \frac{\delta L_{rad}}{\delta t} + \frac{\delta H}{\delta t}. \end{aligned} \quad (9)$$

在公式 (8~9) 中, 蓝色高亮项表示湍流耗散项。在弱电离状态下, 经典粘性耗散为 $\mu_\alpha^{VD} = \mu_{\alpha 0}$, 湍流粘性耗散为 $\xi_n^{TV D} = \xi_n^{TP} + \xi_n^{TT}$, 经典电阻耗散为 $\eta_\alpha^{RD} = \eta_n^s$, 湍流电阻耗散为 $\eta_\alpha^{TRD} = \eta_\alpha^{TT} + \eta_\alpha^{TP}$ 。在高电离状态下 ($k_{ns} \approx 10^{-3}, \alpha_{di} \approx 1, v_{ei} \gg v_{en}$), 湍流电阻耗散占主导 (表 2)^[7-14, 31-33]。

• 湍流粒子属性微观动理学阶段: 当特征尺度 (l_{CLS}, l_{CTS}) 减小到离子特征尺度和电子特征尺度时, 湍流分别进入离子动理学阶段和电子动理学阶段。在此过程中, 带电粒子与等离子体波的相互作用显著增强, 粒子高频湍流张量的扰动分量和不同波长的波模之间的相互作用也更为显著^[166, 179, 180]。在离子动理学尺度阶段, 特征尺度满足以下关系^[5-9, 49, 103, 104]:

$$L_e < L_{CLS} < L_i; \tau_{e|CTS} < l_{CTS} < \tau_{i|CTS}, \quad (10)$$

在此尺度上, 重离子表现为粒子属性, 而离子和电子仍保留流动属性。随着特征尺度的进一步减小, 湍流进入电子动理学尺度阶段, 其特征时空尺度满足:

$$L_{CLS} < L_e; l_{CTS} < \tau_{e|CTS}. \quad (11)$$

在此尺度上, 离子和重离子均表现为粒子属性, 而电子仍保留流动属性。同时, 广义分布函数由麦克斯韦平衡分布转变为玻尔兹曼非平衡分布, 其控制方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{i\zeta_0}^n(x, p, l, t)_\alpha}{\partial t} + U(P)_\alpha \cdot \nabla_x f_{i\zeta_0}^n(x, p, l, t)_\alpha + q_\alpha(E + U(P) \times B) \cdot \nabla_p f_{i\zeta_0}^n(x, p, l, t)_\alpha \\ = \left(\frac{\delta f_{i\zeta_0}^n(x, p, l, t)_\alpha}{\delta t} \right)_{coll}. \end{aligned} \quad (12)$$

从上面分析可以看出, 流动属性大尺度 (公式 3~5)、湍流流动属性动力学尺度 (公式 7~9) 以及湍流粒子属性动理学尺度 (公式 12) 分别描述了湍流耗散项在不同阶段的具体表现形式^[7-9, 15, 47, 49, 104, 140, 141]。为了精确研究湍流耗散的精细演化过程, 在研究中必须同时考虑这些跨尺度的耦合效应, 才能准确分析湍流粘性耗散和湍流电阻耗散 (表 2)。

4.3 湍流耗散研究进展

包括太阳大气大尺度电流片湍流耗散在内的宇宙物质大部分是由等离子体构成, 其能量耗散过程受电磁力及其相互作用的影响。在大尺度电流片的湍流耗散过程中, 一系列基本科学问题亟待解答: 电阻与粘性等输运机制如何产生? 磁场储存的能量如何快速释放? 耗散区中各种湍流不稳定性的产生与发育机制是什么? 不同尺度的波如何影响能量的输运和耗散? 这些关于湍流耗散的基本问题, 对于理解太阳大气活动能量剧烈释放的物理机制具有重要意义^[5-9, 15-17, 28, 142, 143]。

在流动属性大尺度阶段, 以及湍流流动属性动力学尺度部分电离态阶段, 湍流耗散项主要由湍流流场的切向高频扰动产生。湍流粘性耗散与经典粘性耗散共同作用, 使能量密度随尺度减小逐渐降低, 并最终在柯尔莫哥洛夫尺度下耗散为热能。对于完全电离的等离子体, 在湍流流动属性的宏观动力学尺度阶段, 以及湍流粒子属性的微观动理学阶段, 等离子体湍流耗散主要由湍流张量的高频扰动小量导致的湍流电阻产生。湍流电阻耗散与经典电阻耗散

表 2 不同特征尺度下湍流粘性耗散/电阻耗散^[12-14]

CLS	L_{LE}	L_{UA}^M	$L_{\xi n}^{PT}$	$L_{\xi n}^{TT}$	$L_{\eta n}^S$	$L_{\eta n}^T$	L_i	$L_{\xi i}^{PT}$	$L_{\xi i}^{TT}$	$L_{\eta i}^S$	$L_{\eta i}^T$	L_e	$L_{\xi e}^{PT}$	$L_{\xi e}^{TT}$	$L_{\eta e}^S$
I(1-3): ($l > L_{\xi n}^{PT}$), 流体特征, 大涡特性, 柯尔莫哥洛夫级联属性 I(1): 电中性 ($l > L_{LE} \gg L_{UA}^M$) I(2): 理想等离子体 ($L_{LE} > l > L_{UA}^M$), I(3): 准中性理想等离子体 ($L_{UA}^M > L > L_{\xi n}^{PT}$)															
$EC_{dyn} _{HD}$	✓	$I(1) \times, I(2) \checkmark$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$EC_{dyn} _{MHD}$	×	$I(3) \checkmark$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
II(1-2): ($L_{\eta n}^{PT} > l > L_{\xi n}^S$), 流体特征 II(1): 准中性非理想等离子体 ($L_{\eta n}^{PT} > L > L_{\xi n}^{TT}$), 柯尔莫哥洛夫尺度, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [ϵ_n^{PT}] II(2): 弱电非理想等离子体 ($L_{\eta n}^{PT} > L > L_{\eta n}^S$), 湍流各向异性, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}$]															
$VD_\theta _{HD}$	×	×	✓	✓	✓	✓	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$VD_\xi _{HD}$	×	×	×	✓	✓	✓	×	×	×	×	×	×	×	×	×
III(1-3): ($L_{\xi i}^S > l > L_{\xi i}^{PT}$), 湍流各向异性 III(1): 弱电非理想等离子体-部分电离非理想等离子体 ($L_{\xi i}^S > L > L_{\xi i}^T$), 流体特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [ϵ_i^{PT}], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [η_n^S, η_n^T] III(2): 部分非理想等离子体 ($L_{\eta n}^T > L > L_i$), 流体与粒子特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [η_n^S, η_n^T] III(3): 完全电离等离子体 ($L_i > l > L_{\xi i}^{PT}$), 流体与粒子特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [η_n^S, η_n^T], 霍尔磁流体 [L_i]															
$RD_{\eta i} _{MHD}$	×	×	×	×	✓	✓	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$RD_{\eta T} _{MHD}$	×	×	×	×	×	✓	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$HMH D$	×	×	×	×	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
IV(1-2): ($L_{\xi i}^{PT} > l > L_{\eta i}^T$), 完全电离等离子体, 流体与粒子特征, 湍流各向异性 IV(1): ($L_{\xi i}^{PT} > l > L_{\xi i}^T$), 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [η_n^S, η_n^T] IV(2): ($L_{\xi i}^T > l > L_{\eta i}^S$), 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [$\eta_n^S, \eta_n^T, \eta_i^T$]															
$VD_\theta _{IMHD}$	×	×	×	×	×	×	×	✓	✓	✓	✓	×	×	×	×
$VD_\xi _{IMHD}$	×	×	×	×	×	×	×	×	✓	✓	✓	×	×	×	×
V(1-3): ($L_{\eta i}^T > l > L_{\xi e}^{PT}$), 完全电离等离子体, 流体与粒子特征, 湍流各向异性 V(1): ($L_{\eta i}^T > l > L_{UA}^K$), 完全电离等离子体, 流体与粒子特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{PT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [$\eta_n^S, \eta_n^T, \eta_i^T$], 湍流各向异性 V(2): ($L_{UA}^K > l > L_e$) 完全电离等离子体, 流体与粒子特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{PT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [$\eta_n^S, \eta_n^T, \eta_i^T$], 湍流各向异性 V(3): ($L_e > l > L_{\xi e}^{PT}$) 电子等离子体, 流体与粒子特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{PT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [$\eta_n^S, \eta_n^T, \eta_i^T$], 湍流各向异性															
$RD_{\eta i} _{IMHD}$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$HMH D$	×	×	×	×	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
VI(1-2): ($L_{\xi e}^{PT} > l > L_{\eta e}^T$), 完全电离等离子体, 流体与粒子特征, 湍流各向异性 VI(1): ($L_{\xi e}^{PT} > l > L_{\xi e}^{TT}$) 电子等离子体, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{PT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [η_n^S, η_n^T] VI(2): ($L_{\xi e}^{TT} > l > L_{\eta e}^T$) 电子等离子体, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{PT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [η_n^S, η_n^T]															
$VD_\theta _{EMHD}$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	✓	✓	✓
$VD_\xi _{EMHD}$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	✓	✓	✓
VII ($L_{\eta e}^T > l$) 电子等离子体, 流体与粒子特征, 经典粘性耗散与湍流粘性耗散 [$\epsilon_n^{PT}, \epsilon_n^{TT}, \epsilon_i^{PT}, \epsilon_i^{TT}$], 经典电阻耗散与湍流电阻耗散 [$\eta_n^S, \eta_n^T, \eta_i^T$], 湍流各向异性															
$RD_{\eta e} _{EMHD}$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	✓

L_{LE} 大涡特征长度; L_{UA}^M : 动力学阿尔芬波对应的特征长度; $L_{\xi n}^{PT}$: 压力湍流产生湍流粘度特征长度; $L_{\xi n}^S$: 温度湍流产生湍流粘度特征长度; $L_{\eta n}^S$: 经典电阻特征尺度; $L_{\eta n}^T$: 湍流电阻特征尺度
 L_i 重离子特征尺度; $L_{\xi i}^{PT}$: 离子压力湍流产生湍流粘度特征尺度; $L_{\xi i}^{TT}$: 离子温度湍流产生湍流粘度特征尺度; $L_{\eta i}^S$: 离子湍流电阻特征尺度; $L_{\eta i}^T$: 湍流电阻特征尺度; L_e 电子特征尺度 (动力学)
 $L_{\xi e}^{PT}$: 动力学压力湍流产生湍流粘度特征尺度; $L_{\xi e}^{TT}$: 动力学温度湍流产生湍流粘度特征尺度; $L_{\eta e}^S$: 动力学湍流电阻特征尺度; ✓: 能量在该特征尺度上发生耗散; ×: 能量在该特征尺度上没有发生耗散。

共同作用, 使磁能能量密度随尺度减小逐渐降低, 并在离子特征尺度和电子特征尺度下耗散为等离子体的整体热势能、等离子体整体动能以及部分高能粒子的动能^[5-9]。

在大尺度电流片的湍流重联耗散区内, 湍流张量随时间和空间的变化极为剧烈, 整个区域的梯度差异显著。在湍流张量梯度变化较小的区域, 带电粒子的特征时间尺度、重联过程的阿尔芬时间尺度、经典碰撞时间以及碰撞平均自由程等参数不满足粒子间强碰撞的条件, 属于典型的弱碰撞区域, 其影响可以忽略; 而在湍流张量梯度变化较大的区域, 粒子间的强碰撞条件完全满足, 属于典型的强碰撞区域, 其影响不可忽略^[49, 138, 155-159]。

等离子体湍流的演化通常经历以下几个阶段: 首先是从湍流产生到混沌紊流的简单线性阶段 (湍流张量均匀变化), 接着是发育和发展的非线性阶段 (湍流张量呈现各向异性), 最后进入充分发育的复杂非线性阶段 (湍流张量表现出强烈的各向异性)。在这一演化过程中, 湍流耗散区逐渐偏离麦克斯韦平衡态, 最终处于玻尔兹曼非平衡态^[8, 9, 48, 49, 138, 156-158, 160-163]。当湍流发展到复杂非线性阶段时, 其背后的物理机制主要由宏观尺度过程控制。

除了经典电阻外, 湍流过程还会产生异常耗散 (反常电阻、湍流电阻、混沌电阻), 这些异常耗散与带电粒子的碰撞时间/频率、密度、种类以及温度密切相关^[33, 44-46, 151-154, 159]。反常电阻的研究始于上世纪六十年代, 一些学者认为, 等离子体不稳定性是湍流耗散产生的主

表 3 反常电阻 (η_A) 或湍流电阻 (η_T) 计算模型

电阻计算模型	考虑的范围	参考文献
$\eta_A = 4\pi(\frac{\pi}{2})^{1/2}(\frac{V_E}{V_{Thi}})^2 \frac{\omega_{LH}}{\omega_{ce}^2}$	聚变装置	[140]
$\eta_T = (\frac{\pi}{2})^{1/2} \frac{\epsilon B^2}{3nmc^2(T/m)^{1/2} \langle k \rangle}$	耀斑	[141]
$\eta_A = \frac{b_x}{B}^{5/2} v_A \frac{L^{1/4}(\Delta')^{3/4}}{k^{3/2}}$	日冕	[144]
$\eta_T = \nu_a / \epsilon_0 \omega_{pe}^2$	空间等离子体	[145]
$\eta_{Am} = \frac{2\langle \delta E^2 \rangle}{nm_i u_i^2 \omega_{LH}} \frac{1}{(1+T_e/T_i)^2}$	空间和实验室等离子体	[146]
$\eta_A = \frac{m_e}{n_e q_e^2} (-\frac{1}{J} \frac{\partial J}{\partial t})$	非麦克斯韦分布等离子体	[147]
$\eta_A \approx 7 \times 10^5 \eta_c$	日冕	[139]
$\eta_A = \frac{E_0}{\langle J \rangle} - \frac{m_e}{n_e e^2} (\frac{1}{\langle J \rangle} \frac{d\langle J \rangle}{dt})$	耀斑	[148]
$\eta_{G11,ii} = \frac{\eta_3}{2} [U_{m,j} \Delta x_j Q_j (\frac{\partial B_k}{\partial x_j}) + U_{m,k} \Delta x_k Q_k (\frac{\partial B_j}{\partial x_k})]$	低日冕	[149]
$\eta_T = \sigma_T^{-1} = [\sigma / (1 + \nu_T / \nu_m)^{1/2}]^{-1}$	太阳低层大气	[150]
$\eta_{eff} = \eta_A \equiv \sum_{r_c=1.1}^{2.0} r_c^2 \nu'_{eff}(r_c) \left(\sum_{r_c=1.1}^{2.0} r_c^2 \right)^{-1}$	耀斑	[151–154]

要原因^[110, 139, 147, 148, 164, 165]; 另一些学者则认为, 湍流对带电粒子的散射比库伦碰撞更为有效 (离子声波、阿尔芬波), 这些波与湍流的相互作用导致了反常电阻率的产生^[140, 144, 147, 148, 166]; 还有一些学者认为, 扰动密度和扰动电磁场是产生湍流电阻的根源^[5–9, 141, 145, 146, 149, 150]。以下是湍流耗散研究的主要进展 (表 3)。

Davidson 等人 (1975) 首次发现了波会产生反常电阻率, 这为湍流耗散的研究奠定了重要基础^[140]。Ichimaru(1975) 探讨了湍流电阻的产生机制, 指出其与扰动电磁场对带电粒子的散射过程密切相关^[141]。Strauss(1976,1986) 通过推导, 提出了平均磁场的反常电阻率和超电阻率, 进一步完善了湍流电阻的理论基础^[110, 165]。Vaishtesin(1989) 研究了磁场扰动对反常电阻率的影响, 为理解磁场在湍流耗散中的作用提供了新视角^[144]。Treumann(2001) 研究近地太阳风环境, 发现当粒子碰撞平均自由程远大于粒子特征尺度时, 湍流电阻的表现显著不同^[145]。Petkaki 等人 (2003) 发现 Lorentzain 分布能显著增强反常电阻, 且电子漂移速度每增加 1.5 倍, 反常电阻会变化高达 100 倍^[147]。Wu 等人 (2010) 在耗散区重联电场的研究中发现, 当 E_0 较小时, 反常电阻率可能由离子声波不稳定性引起; 而当 E_0 电场较大时, Buenman 不稳定性则为反常电阻率的主要来源。Yoon 等人 (2006) 通过分析, 指出密度扰动、速度场扰动、电场扰动以及压力张量的扰动是导致重联区域磁冻结条件失效的关键因素^[146]。

Karlický 等人 (2008) 通过真实质荷比模拟发现, Buneman 和 Kink 不稳定性的出现会使得电流片呈现高度分形化特征, 且电场分量的增加可使电流片中的反常电阻率达到经典电阻率的 10^5 倍^[139]。Wu 等人 (2010) 研究发现, 无论是否存在引导场, 带电粒子与扰动电磁场的相互作用都会在耗散区产生反常电阻^[148]。Gudisken 等人 (2011) 进一步发展了反常/湍流电阻模型^[149]。Ma 等人 (2018) 发现, 由耗散区不稳定性驱动的湍流电阻与经典电阻的

比值可达 $10^3 \sim 10^4$ 量级^[167]。Krivodubskij(2019) 通过观测数据, 得到了湍流电导率与湍流粘度之间的关系^[150]。Wu 等人 (2021,2022,2023) 基于 Schmidt(1962)^[169] 和 Yoshida 等人 (1998)^[168] 的工作, 发现磁场梯度的不均匀变化会导致磁矩不守恒和熵增, 从而产生混沌反常电阻。他们认为, 反常电阻是电流片载流带电粒子随机过程的结果。此外, 他们借鉴 Numata 等人 (2002,2003) 的方法^[170, 171], 发现磁尾中的混沌感应电阻比经典碰撞电阻高出 9~10 个数量级, 而耀斑前日冕等离子体中的混沌感应电阻则比经典电阻高出 5~7 个数量级^[151-154]。

总之, 在精细演化的湍流重联耗散区中, 由于磁冻结效应失效、多种电离状态共存、湍流张量随时空剧烈变化 (部分区域需考虑粒子间碰撞) 以及跨时空尺度的耦合等复杂因素, 湍流耗散的分析要比通常流体更为复杂和困难。这不仅需要考虑带电粒子与扰动电磁场、不同特征波、磁场构型之间的相互作用, 还需综合考虑磁场、速度场和等离子体之间的耦合效应。因此, 湍流耗散的研究是一项开放且富有挑战性工作。在后续章节中, 我们将详细探讨未来研究的重点和发展趋势。

表 4 湍流耗散区库伦碰撞频率和平均自由程^[156-158]

$n(\text{cm}^{-3})$	$T(\text{K})$	$\lambda_D(\text{cm})$	$d_e(\text{m})$	$d_i(\text{m})$	$\omega_{ce}(\text{s}^{-1})$	$\nu_{ei}^m(\text{s}^{-1})$	$\lambda_{mfp}(\text{km})$
10^6	10^6	7.4	5.32	22.78	$(1.9 \sim 5.8) \times 10^{10}$	46.8×10^{-3}	1.45×10^4
10^9	10^6	0.234	0.16	7.2	$(1.9 \sim 5.8) \times 10^{10}$	39.8	17

$$\text{注: } \lambda_D = \frac{e_0 k_B T_e}{n e^2} = 740 (T_{ev}/n)^{1/2}, \quad d_e = \frac{c}{\omega_{pe}} = \frac{cm_e^{1/2}}{2\pi^{1/2} n_e^{1/2}}, \quad \lambda_{mfp} = \frac{64\sqrt{6}\pi e_0^2 (k_B T)^2}{e^4 n \ln(9N_D)}$$

5 研究展望

大尺度电流片精细湍流耗散研究涉及跨时空耦合与湍流能量传递及耗散机制, 准确描述不同尺度高频扰动小量和平均低频大量是湍流耗散研究的重点, 对此, 我们对未来的研究重点做如下研究展望:

5.1 跨尺度耦合湍流研究

● 湍流分形跨尺度耦合属性: 湍流能量传递与耗散跨越了大尺度 (全局尺度)、宏观动力学尺度 (全局尺度) 和微观动理学尺度 (局部尺度)。在大尺度和宏观动力学尺度上, 剧烈的湍流现象实际上是微观动理学尺度上众多微小湍流在全局尺度上的平均集合表现^[5-9, 45, 46, 102, 103]。耗散区的湍流演化过程包括混沌产生 (线性)、发育 (线性-非线性)、发育成熟 (非线性阶段) 以及剧烈湍流 (高度非线性)。湍流产生变化的电场, 变化的电场又进一步激发产生变化的磁场, 湍动磁场也会激发产生变化的电场。因此, 湍流耗散区充满了变化电场、磁场以及电场—磁场的耦合作用。湍流磁场与电场的时空相互作用是一个连续-耦合-反馈的自治过程, 而湍流从局部尺度到全局尺度的演化, 同样是一个连续-耦合-反馈的过程^[5-9]。真实描述湍流跨尺度耦合过程是精确研究湍流耗散演化的前提和基础, 未来的研究可以基于等离子体统计理论, 定义可同时描述多组分、多丰度、多同位素真实流体 (电子、质子、He、重离子等) 和场 (电场、磁场、电磁场) 的广义分布函数。通过将耗散区等离子体与场之间的相互作用转化

为假流体与真实流体之间的相互作用, 并利用分布函数的不同阶数来同时描述湍流的流动属性和湍流的粒子属性, 进而将分布函数分解为系综平均量 (低频大量) 和随机涨落量 (高频小量), 从而求解湍流耗散项。这一方法是未来研究的方向^[7-9, 47]。

● 湍流各向异性、湍流强度和湍流能谱强度: 能谱分析是定量描述电流片精细演化湍流耗散的主要方式, 湍流流动属性动力学特征尺度和湍流粒子属性动理学特征尺度范围内的湍流特性, 直接决定了湍流张量的时空分布, 进而决定湍流耗散项的大小和时空分布^[7-9, 91, 92, 102-104]。以高能粒子加速为例, 由于耗散区湍流张量的时空分布和变化不均匀 (有些区域变化剧烈, 有些区域变化缓慢), 粒子加速过程极为复杂。湍流各向异性、湍流强度和湍流能谱强度能够直接反映耗散区内湍流张量, 在全局尺度和局部尺度上的变化方向 (哪些方向变化最大、强度分布 (哪些位置强度最大) 以及能量密度 (哪些位置能量密度最大) 的空间分布, 从而决定粒子在耗散区内的加速运动时间、运动轨迹和最终获得的能量。因此, 湍流各向异性、湍流强度和湍流能谱强度在湍流耗散分析中不能过度简化或忽略, 它们是决定理论数值结果能否准确反映真实高能粒子能量分布的关键因素^[7-9]。

● 湍流滤波理论: 平均场理论通过将湍流张量分解为大于特征尺度的平均低频大量和小于特征尺度的扰动高频小量, 忽略特定尺度以上的非定常湍流扰动对系统的演化影响, 来研究不同特征尺度下的湍流耗散。与平均场理论中基于特定尺度的时空算数平均不同, 滤波理论通过滤波函数进行时间和空间的加权平均, 并根据湍流属性选择滤波函数, 将其作为权重因子来描述湍流的各向异性和强度^[32, 33, 45, 46]; 在未来研究中, 如果利用等离子体统计物理方法, 来处理动力学-动理学上的湍流耗散, 可获得更接近真实湍流耗散的结果 (表 2)^[103, 104]。

5.2 湍流能量传递和耗散机制研究展望

● 扰动磁场引发的自生成-自组织机制和扰动流场引发的自反馈-自维持机制:

磁场扰动自生成过程: 当耗散区内湍流高频扰动量密度与高频扰动量温度梯度不平行时, 磁场扰动自生成现象便会发生。迄今为止, 湍流高频小量的时空演化过程中自生磁场的物理机制尚未完全理清, 尤其是跨时空尺度演化的物理机制仍是一个开放性课题。已有研究表明, 这一过程与湍流扰动不稳定性 (电阻剪切、扭结、倾斜) 以及等离子体不稳定性波 (离子、电子) 密切相关。

磁场扰动自组织过程: 当磁场扰动自生成过程 (线性湍流) 经过发育 (非线性湍流) 进入到充分发育阶段 (复杂非线性) 时, 湍流从粒子属性的局部尺度微观动理学阶段逐渐发展为全局尺度流体属性宏观动力学阶段。在此过程中, 湍流大尺度相干结构逐渐形成, 并在整个湍流中占主导地位。在全局尺度的宏观动力学特征尺度下, 磁雷诺数迅速增大, 湍流从局部无序向全局有序转变。

扰动流场自反馈过程: 与磁场扰动自生成过程类似, 扰动流场自反馈过程与耗散区内湍流高频速度扰动量的不稳定性密切相关。然而, 相比于磁场扰动自生成过程, 等离子体自反馈过程表现出更显著的自相似属性。在这一过程中, 新的湍流等离子体团不断生成, 而旧的湍流等离子体团不断破坏, 生成与消亡并存。随着非线性不稳定性的增强, 自反馈过程变得越来越剧烈, 进一步加剧了湍流的复杂性。

扰动流场自维持过程: 与磁场扰动自组织过程类似, 扰动流场自维持过程表现为等离子体湍流从粒子属性的微观动理学阶段发展为流体属性的宏观动力学阶段。在此过程中, 大尺度湍流相干结构逐渐形成, 并在整个湍流中占据主导地位。在全局宏观动力学特征尺度下, 雷诺数迅速增大, 湍流从局部无序向全局有序转变。^[5-9, 15, 45-49, 102-104, 166, 172]。

弄清上述四个过程的物理本质是实现湍流精细耗散分析的关键。观测数据的不断丰富、数值实验工具的日益完善以及计算资源前所未有丰富, 为理清这些复杂过程的物理机制提供了条件和可能。

● 湍流耗散区内波-粒子相互作用:

从前面介绍可知, 耗散区内的等离子体已显著偏离麦克斯韦平衡态, 处于玻尔兹曼非平衡态。在湍流张量梯度差异极大、且变化剧烈的区域, 粒子间的强碰撞条件得以满足, 这种强碰撞, 不可忽略; 而在梯度变化平缓的区域, 粒子间的强碰撞条件不满足, 属于典型的弱碰撞, 其影响可忽略不计 (表 4)^[4, 151-158, 162, 163, 166, 172, 173]。

以高能粒子加速为例, 湍流耗散区内的等离子体波在磁能与等离子体能量传递过程中起到重要作用, 粒子从低能级加速至高能级的过程中, 将会跨越湍流粒子属性的微观动理学阶段、湍流流动属性的宏观动力学阶段以及流动属性的大尺度阶段。此时, 粒子加速也不再限于平行电场加速和激波加速。湍流张量场间的耦合与反馈自洽过程使得等离子体内波与高能粒子间的相互作用变得非常重要。具体表现为, 当等离子波 (阿尔芬波、回旋波等) 的频率与粒子自身的共振频率接近时 (波-粒子共振), 或不同加速粒子间的共振频率接近时 (粒子-粒子共振), 将会产生共振加速过程^[2, 4-9, 15, 19, 162, 163, 166, 172]。通过利用等离子体统计物理框架下的玻尔兹曼方法^[5-9, 15, 47, 49, 103, 104], 可以建立湍流张量与分布函数之间的关系, 并利用分布函数来描述波-粒子间的相互作用, 从而实现非平衡态高能粒子加速及起源的深入研究^[4, 15, 166, 172]。

6 结论

国际上, 帕克太阳探针的正式运行为大尺度电流片的精细研究提供了前所未有的海量数据, 使得通过原位探测手段来分析和验证电流片内部湍流分形属性的可能性显著增加。在国内, 以太阳极轨天文台和抵近探测为代表的大尺度电流片任务的实施, 为未来利用原位探测技术深入分析大尺度电流片提供了更好的观测平台和条件。我们认为, 湍流耗散研究应重点关注以下几个方面:

● 电流片三维湍流重联: 当耗散区的湍流磁场与湍流电场存在平行分量且磁场强度不为零时, 传统的 2D/2.5D 模型无法真实反映部分物理过程, 导致因物理缺失而产生误差。以高能粒子加速为例, 粒子在耗散区的加速运动轨迹极为复杂, 因此需要采用三维湍流重联模型以更准确地描述粒子加速过程^[164, 174-177]。

● 电流片等离子体多组分-多丰度-多同位素: 太阳内部产生的磁场通过太阳活动以等离子体动能、高能粒子和电磁辐射的形式向日地行星际空间传播。电流片湍流耗散区的等离子

体是由多组分、多丰度和多同位素组成, 因此在精细耗散研究不能对其进行简化处理^[7-9, 22-26]。

● 湍流耗散区粒子碰撞/相互作用: 粒子间的碰撞与相互作用包括粒子间距大于德拜长度和小于德拜长度的情况, 以及粒子间距离大于碰撞自由程和小于碰撞自由程的情况。在耗散区的某些区域内, 湍流张量梯度剧烈变化粒子间碰撞不能忽略^[155-158, 162, 163, 173]。以粒子加速研究为例, 碰撞过程涉及中性粒子和带电粒子的碰撞、以及带电粒子之间的碰撞 (不同种类、丰度、同位素的粒子)^[4, 7-9, 22-26]。

● 基于超算先进算法: 大尺度耗散区的精细演化湍流耗散项在不同特征尺度下具有不同的表达式, 数值模拟对计算资源的需求极大, 需利用超算完成。以高能粒子加速为例, 为准确刻画粒子在耗散区跨时空耦合尺度的加速过程, 需在每个时间步、空间步、动量步中考虑不同耗散项的表达式, 并判断超粒子的碰撞、传递、返回过程, 计算量会随计算规模呈指数增长。近十年来, 我国超算的算力已达到国际水平, 为大规模计算提供了坚实的硬件基础和软件环境。基于更真实的解析或半解析方法, 研究不同时空尺度的湍流耗散 (数学模型、数学算法、并程序) 已成为当前的研究趋势和未来发展方向。

致谢 衷心感谢审稿专家对文章提出的宝贵意见和建议, 这些建议极大的提升了文章质量。同时, 感谢国家超算中心广州中心, 天津中心、中国科学院中心、成都中心, 中科曙光超算中心提供的实验条件。特别感谢国防科学技术大学飞腾科技的唐遇星博士和何文丹老师给予的指导与支持。

参考文献:

- [1] 林元章. 太阳物理导论. 北京: 科学出版社, 2000: 527
- [2] 甘为群, 王德焯. 太阳高能物理. 2 版. 北京: 科学出版社, 2016: 5
- [3] 涂传治, 宗秋刚, 周煦之, 等. 北京: 科学出版社, 2019: 151
- [4] Whitman K, Egeland R, Richardson I G, et al. AdSpR, 2023, 72: 5161
- [5] 朱伯靖, 林隽, 等. 天文学进展, 2016, 34: 459
- [6] 颜辉, 朱伯靖, 万文, 等. 基于超算暨 HPIC-LBM 的大时空三维湍流磁重联数值模拟研究. 2018 年全国高性能计算学术年会. 中国计算机学会, 2018, 46: 89
- [7] Zhu B J, Yan H, Yuen D A, et al. 2019, EPP, 2019, 3: 17
- [8] Zhu B J, Yan H, Zhong Y, et al. 2020a, Appl. Math. Model, 78: 932
- [9] Zhu B J, Yan H, Zhong Y, et al. 2020b, Appl. Math. Model, 78: 968
- [10] Zhu B J, Ma Z K, Li Y, et al. Software development of GeV-Level-SEPs induced extreme space weather disasters with plasma statistical physics theoretical model on domestic DCU accelerator heterogeneous supercomputer. UKSWSE2023, UK, September 12-15, 2023
- [11] Zhu B J, Ma Z K, Li Y, et al. Fine-structure investigation of 3D solar flare LTSTMR induced extreme space weather SEPs with RHPIC-LBM on heterogeneous GPU cluster. ECMRP2023, Marseille, May 23-26, 2023
- [12] Zhu B J. Self-generated turbulence by plasma and magnetic field collective interaction in 3D nanoflare LTSTMR: I. Basic features and instabilities. 2021 年中国地球科学联合学术年会, 福州, November 17-21, 2022
- [13] Ma Z K, Zhu B J, Li Y, et al. Fine-structure investigation of the turbulence-induced dissipation-diffusion in the flare current sheet: I. Explicit expression based on filter theory. 50th EPS, Salamanca, July 8-12, 2024
- [14] Ma Z K, Zhu B J, Li Y, et al. Fine-structure investigation of the turbulence-induced dissipation-diffusion in the flare current sheet: II. Instabilities based on plasma statistical simulations. 50th EPS, Salamanca, July 8-12, 2024

- [15] 赵金松. 天文学报. 2023, 64: 36
- [16] 赵国清, 冯恒强, 吴德金. 天文学报, 2023, 64: 26
- [17] 杨磊, 孙畅, 李家威. 天文学报, 2023, 64: 61
- [18] 于文慧, 李友平, 甘为群. 天文学报, 2020, 5: 53
- [19] 吴伟仁, 王赤, 刘洋, 等. 科学通报, 2023, 68: 606
- [20] 林隽, 汪敏, 田晖, 等. 中国科学: 物理学力学天文学, 2019, 49: 059607
- [21] 李莉, 周煦之, 宗秋刚. 地球与行星物理理论评. 2022, 53: 444
- [22] Reames D V. SSRv, 2021, 217: 72
- [23] Reames D V. FrASS, 2021, 8: 164
- [24] Reames D V. FrASS, 2022, 9: 890864
- [25] Reames D V. SSRv, 2022, 218: 48
- [26] Reames D V. SSRv, 2023, 219: 14
- [27] Zhu Y J, Shen F, Luo X, et al. E&PP, 2024, 8: 797
- [28] 陈鹏飞, 吴德金. 天文学报, 2023, 63: 23
- [29] 甘为群, 诸成, 陈斌, 等. 天文学报, 2022, 63: 60
- [30] 吴德金, 陈玲. 天文学报, 2023, 64: 24
- [31] Landau L D, Lifshitz E M. Fluid Mechanics, 1959a: 44
- [32] Pope, S. B. Turbulent Flows. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000: 182
- [33] Yoshizawa A. Hydrodynamic and Magnetohydrodynamic Turbulent Flows: Modelling and Statistical Theory. Springer. Klumer Academic Publishers. 1998: 173
- [34] 陈鹏飞. 天文学进展, 1999, 17: 310
- [35] 陈鹏飞, 丁明德, 方成. 天文学进展, 2016, 34: 404
- [36] Xia C, Teunissen J, EI Mellah, et al. ApJS, 2018, 234: 30
- [37] Xia C, Keppens R, Fang X. A&A, 2017, 603: A42
- [38] Ripperda B, Porth O, Xia C, et al. MNRAS, 2017, 467: 3279
- [39] Ripperda B, Porth O, Xia C, et al. MNRAS, 2017, 471: 3465
- [40] Zhao X Z, Keppens R. ApJ, 2022, 928: 45
- [41] Zhao X Z, Bacchini F, Keppens R. PhPI, 2021, 28: 092113
- [42] Zhao X Z, Xia C, Van Doorselaere T, et al. ApJ, 2019, 872: 190
- [43] Zhao X Z, Fraschetti Federico, Giacalone J. Interactions of Shocks with Pre-existing and Self-excited Turbulence: MHD and Preliminary PIC-MHD Results. AGUFMS, 2023, 2023: SH31E-3017
- [44] Yoshizawa A. PASJ, 1993, 45: 129
- [45] Biskamp D. Magnetic Reconnection in Plasmas. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000: 153
- [46] Biskamp D. Magnetohydrodynamic Turbulence. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003: 31
- [47] Wood A M. Lattice Boltzmann Magnetohydrodynamics. Scotland: Univ. of Glasgow, 2004: 16
- [48] Landau L D, Lifshitz E M. Statistical Physics, 1959: 333
- [49] Ichimaru P S. Statistical Plasma Physics, Volume I: Basic Principles. 2004: 266
- [50] Tsuneta S, Hara H, Shimizu, T, et al. PASJ, 1992, 44: L63
- [51] Sui L H, Holman G D. ApJ, 2003, 596: L251
- [52] Van Driel-Gesztelyi L, Baker D, Torok T, et al. ApJ, 2014, 788: 85
- [53] Zhou Z J, Zhang J, Wang Y M, et al. ApJ, 2017, 851: 133
- [54] Chen P F, Shibata K. ApJ, 2000, 545: 524
- [55] Lin J, Forbes T G. JGR, 2000, 105: 2375
- [56] Lin J. ChJAA, 2002, 2: 539
- [57] Lin J, Wang M, Tian H, et al. SSPMA, 2019, 49: 059607
- [58] Jiang C, Feng X, Guo Y, et al. The Innovation, 2022, 3: 3
- [59] Jiang C, Feng X, Liu R, et al. NatAs, 2021, 5: 1126
- [60] Carmichael H. NASSP, 1964, 50: 451
- [61] Sturrock P A. Natur, 1966, 211: 695

- [62] Hirayama T. SoPh, 1974, 34: 323
- [63] Kopp R A, Pneuman G W. SoPh, 1976, 50: 85
- [64] Shibata K, Magara T. LRSP, 2011, 8: 6
- [65] Chen P F. JApA, 2008, 29: 179
- [66] Chen P F. LRSP, 2011, 8: 1
- [67] Xu X Y, Chen P F, Fang C, et al. IAUS, 2005, 226: 217
- [68] Xu X Y, Chen P F, Fang C. ChJAA, 2005, 5: 636
- [69] Shibata K. Theoretical models of solar flares. Berlin: Springer, 1991: 205
- [70] Shibata K, Masuda S, Shimojo M, et al. ApJL, 1995, 451: L83
- [71] Forbes T G, Priest E R. ApJ, 1995, 446: 377
- [72] Feynman J, Martin S F. JGR, 1995, 100: 3355
- [73] 徐晓燕, 方成, 陈鹏飞. 天文学报, 2007, 48: 181
- [74] Chen P F, Fang C, Shibata K. ApJ, 2005, 622: 1202
- [75] Chen P F, Fang C, Shibata K. AdSpr, 2006, 38: 456
- [76] Chen P F, Wu Y. ApJ, 2011, 732: L20
- [77] Chen P F, Fang C, Chandra R, et al. SoPh, 2016, 291: 3195
- [78] Machado M E, Moore R L, Hernandez A M, et al. ApJ, 1988, 326, 425
- [79] Moore R L, Hagyard M J, Davis J M, et al. Sol. Phys, 1987, 113, 347
- [80] Moore R L, Roumeliotis G. in Eruptive Solar Flares, ed. Berlin: Springer, 1992: 69
- [81] Moore R L, Sterling A C, Hudson H S, et al. ApJ, 2001, 552: 833
- [82] Jiang C W. ScChD, 2024, 67: 3765
- [83] Jiang C W, Duan A Y, Zou P, et al. MNRAS, 2023, 525: 5857
- [84] 江朝伟. 地球与行星物理论评, 2022, 53: 497
- [85] Tajima T, Shibata K. Plasma Astrophysics. Boca Raton: CRC Press, 2002: 242
- [86] Shibata K, Tanuma S. EPS, 2001, 53: 473
- [87] Shibata K, Takasao S. ASSL, 2016, 427: 373
- [88] Mandelbrot B B. The Fractal Geometry of Nature. San Francisco, CA: Freeman, 1982
- [89] Peter A D, Yukio K, Katepalli R S. Ten Chapters in Turbulence(湍流十讲). 哈尔滨: 哈尔滨工业出版社, 2018: 440
- [90] Kolmogorov A N. DoSSR, 1941, 30: 301
- [91] Alexandrova O, Saur J, Lacombe C, et al. PhRvL, 2009, 103: 165003
- [92] Dong C, Wang L, Huang Y M. PhRvL, 2018, 121: 165101
- [93] Greco A, Matthaeus W H, Servidio S, et al. ApJ, 2009, 691: L111
- [94] Bárta M, Büchner J, Karlick M, et al. ApJ, 2011, 737: 24
- [95] Bárta M, Buchner J, Karlick M. Adv.Space Res, 2010, 45: 10
- [96] Gingell P W, Burgess D, Matteini L. ApJ, 2015, 802: 4
- [97] Burgess D, Hellinger P, Gingell I. JPIPh, 2016, 82: 905820401
- [98] Burgess D, Gingell P W, Matteini L. ApJ, 2016, 822: 38
- [99] Zank G P, Le Roux J A, Webb G M, et al. ApJ, 2014, 797: 28
- [100] Greco A, Servidio S, Matthaeus W H, et al. IAUS, 2011, 274: 116
- [101] Servidio S, Greco A, Matthaeus W H, et al. 2011, JGRA, 116: A09102
- [102] Lazarian A, Eyink G L, Jafari A, et al. PhPI, 2020, 27: 012305
- [103] Yang Y, Matthaeus W H, Oughton S, et al. MNRAS, 2024, 528: 6119
- [104] Cerri S, Camporeale E. PhPI, 2020, 27: 082102
- [105] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. PhFI, 1963, 6: 459
- [106] Biskamp D. PhFI, 1986, 29: 1520
- [107] Tenerani A, Velli M, Rappazzo A F, Pucci F. ApJL, 2015, 813: L32
- [108] Tenerani A, Velli M, Pucci M, et al. 2016, JPIPh, 82: 5
- [109] Singh K A P, Pucci F, Tenerani A, et al. ApJ, 2019, 881: 52
- [110] Strauss H R. PhFI, 1986, 29: 3668

- [111] Akramov T, Baty H. PhPI, 2017, 24: 082116
- [112] Nakanotani M, Zank G P, Zhao L L. FrASS, 2022, 9: 954040
- [113] Sweet, P. A. [Proceedings of the International Astronomical Union Symposium on Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, Stockholm, 1956](#)
- [114] Sweet P A. Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958: 123
- [115] Giovanclli R G. Natur, 1946, 158: 81
- [116] Dungey J W. Philos.Mag, 1953, 44: 725
- [117] [Parker E N, Krook, M. ApJ, 1956, 124: 214](#)
- [118] Parker E N. JGR, 1957, 62: 509
- [119] Petschek H E. NASSP, 1964, 50: 425
- [120] Ugai M, Tuuda T. JPIPh, 1977, 17: 337
- [121] Sato T, Hayashi T. PhFI, 1979, 22: 1189
- [122] Scholder M. JGR, 1989, 94: 8805
- [123] Uzdensky D A, kulrud R M. PhPI, 2000, 7: 4018
- [124] Matthaeus W H, Montgomery D. JPIPh, 1981, 25: 11
- [125] Matthaeus W H, Lamkin S L. PhFI, 1986, 29: 2513
- [126] Lazarian A, Vishniac E T. ApJ, 1999, 517: 700
- [127] Loureiro N F, uzdensky D A, Schekochihin A A, et al. MNRAS, 2009, 399: L146
- [128] Kowal G, Lazarian A, Vishniac E T, et al. ApJ, 2009, 700: 63
- [129] Kowal G, Lazarian A, Vishniac E T, et al. NPGeo, 2012, 19: 297
- [130] Eyink G, Lazarian A, Vishniac E T. ApJ, 2011, 743: 51
- [131] Ciaravella A, Raymond J C. ApJ, 2008, 686: 1372
- [132] Kowal G, Falceta-Goncalves D A, Lazarian A, et al. ApJ, 2017, 838: 91
- [133] Kowal G, Falceta-Goncalves D A, Lazarian A, et al. ApJ, 2020, 892: 50
- [134] 姜杰, 汪景琇. 天文学进展. 2005, 23: 122
- [135] 林元章. 天文学进展. 2002, 20: 24
- [136] 陶文铨. 数值传热学. 西安交通大学出版社. 2001: 333
- [137] Chou P Y. Quart. J. Appl. Math, 1945, 3: 38
- [138] Swason D G. Plasma kinetic theory. Crc Press. 2008: 21-39
- [139] Karlický M, Bárta M. SoPh, 2008, 247: 335
- [140] Davidson R C, Gladd N T. PhFI, 1975, 18: 1327
- [141] Ichimaru S. ApJ, 1975a, 208: 701
- [142] Wang J X, Ji H S. ScChD, 2013, 56: 1091
- [143] Wang J X. Chin Sci Bull, 2012, 57: 1362
- [144] Vainshtein S I. SoPh, 1989, 124: 129
- [145] Treumann R A. EP&S, 2001, 53: 453
- [146] Yoon P H, Lui, Anthony T Y. JGRA, 2006, 111: A02203
- [147] Petkaki P, Watt C E J, Horne R B, et al. JGRA, 2003, 108: 1442
- [148] Wu G P, Huang G L, Ji H S. ApJ, 2010, 720: 771
- [149] Guidksen B V, Carlsson M, Hanstenn V H, et al. A&A, 2011, 531: A154
- [150] Krivodubskij V N. KPCB, 2019, 35: 124
- [151] 王桢, 吴德金, 陈玲. 博士论文, 安徽: 中国科学技术大学, 2022: 30
- [152] 王桢, 陈玲, 吴德金. 天文学报, 2023, 64: 37
- [153] Wang Z, Wu D J, Chen L, et al. RAA, 2021, 21: 071
- [154] Wang Z, Wu D J, Chen L, et al. PhPI, 2021, 28: 054502
- [155] 徐锡申, 徐春华, 黄京民译. 物理动理学. 2 版. 北京: 高等教育出版社, 2008: 106
- [156] Livadiotis G. PhPI, 2019, 26: 050701
- [157] Livadiotis G. AIPA, 2019, 9: 105307
- [158] Livadiotis G, McComas D J.JPIPh, 2014, 80: 341

- [159] Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases. New York: Dover, 1962
- [160] Feldman W C, Asbridge J R, Bame S J, et al. JGR, 1975, 80: 4181
- [161] Pilipp W G, Miggenrieder H, Montgomery M D, et al. JGR, 1987, 92: 1075
- [162] Mushtaq H, Singh K, Zaheer S, et al. NatSR, 2024, 14: 13005
- [163] Tang B F, Adhikari L, Zank G P, et al. ApJ, 2024, 964: 180
- [164] Priest E. Magnetohydrodynamics of the Sun. Cambridge, Cambridge. Univ. Press, 2014: 221
- [165] Strauss H R. PhFI, 1976, 19: 134
- [166] Wu D J, Chen L. Kinetic Alfvén Waves in Laboratory, Space and Astrophysical Plasmas. Nanjing University Press, 2020: 221
- [167] Ma Z W, Chen T, Zhang H W, et al. NatSR, 2018, 8: 10521
- [168] Yoshida Z, Asakura H, Kakuno H, et al. PhRvL, 1998, 81: 2458
- [169] Schmidt G. PhFI, 1962, 5: 994
- [170] Numata R, Yoshida Z. PhRvL, 2002, 88: 045003
- [171] Numata R, Yoshida Z. PhRvE, 2003, 68: 016407
- [172] 吴德金. 物理学进展. 2010, 30: 102
- [173] Ali R, Basnett A, Chatterjee P. InJPh, 2023, 97: 2843
- [174] Forbes T G. AdSpR, 2000, 26: 549
- [175] Parnell C E. PhPI, 2024, 31: 082112
- [176] Li T, Priest E, Guo, R. RSPSA, 2021, 477: 20200949
- [177] Wyper P. Magnetic Reconnection: 3D Magnetic Null Points (Doctoral dissertation, University of Sheffield). 2012: 9-18
- [178] Karimabadi H, Roytershteyn V, Daughton W, et al. SSRv, 2013, 178: 307
- [179] Warmuth A, Vrsnak B, Magdalenic A, et al. A A, 2004a, 418: 1101
- [180] Warmuth A, Vrsnak B, Magdalenic A, et al. AA, 2004b, 418: 1117

Investigation of dissipation-diffusion on the fine structures of the turbulent current sheets in solar flares/CMEs

Ma Zhi-kuo^{1,2,3,4}, Fu Ze-hua^{1,2,3,4}, Li Yan^{1,3,4}, Zhao Yang^{5,6}, Li Yong-bing^{5,6},
Wang Wu⁷, Yan Hui⁸, Zhong Ying⁸, Zhu Bo-jing^{1,2,3,4,9}

(1. Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 4. Yunnan Key Laboratory of Solar Physics and Space Science, Kunming 650126, China; 5. College of Earth and Planetary Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 6. Key Laboratory of Computational Geodynamics & Key Laboratory of Earth System Numerical Modeling and Application, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 7. Computer Network Information Centre & National Supercomputer Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 10083, China; 8. National Supercomputer Center in Guangzhou, Sun Yat-sen University, Guangzhou of Guangdong Prov. 510006, China; 9. State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Solar flares/CMEs, essential to understanding the energy conversion from mag-

netic energy to plasma thermal, kinetic, and nonthermal energies, are the fundamental source and origin of space weather disasters. The turbulence-induced dissipation-diffusion under different hydro-dynamic-kinetic coupled scales by considering the turbulence-resistance-induced self-generated organization and the turbulence-viscosity-induced self-feeding-sustaining, much more significant than general classical viscosity and resistivity, producing two fully coupled mixed dissipation processes. Here, we review the turbulent viscous dissipation and turbulent resistance dissipation in the fine-structure evolution process of fractal turbulent large temporal-spatial current sheet theoretical model from theory, observation, and simulation aspects. First, we summarize various classical large temporal-spatial current sheet theoretical models and introduce their research progress and applications in turbulence-induced viscous and resistance dissipation-diffusion fields. Then, the latest developments in turbulent dissipation are summarized. Finally, the discussion and outlook section gives several issues that need to be solved urgently in the future.

Key words: Large temporal-spatial turbulence fractal current sheet; Turbulence-induced viscosity dissipation-diffusion; Turbulence-induced resistivity dissipation-diffusion; Mean-field theory