

蔡涛. 2027. 气态巨行星大气涡旋研究进展[J]. 地球与行星物理论评 (中英文), 58(1): 65-77. doi: 10.19975/j.dqyxx.2025-041.

Cai T. 2027. Progress in research on atmospheric vortices of gas giant planets[J]. Reviews of Geophysics and Planetary Physics, 58(1): 65-77 (in Chinese). doi:10.19975/j.dqyxx.2025-041.

气态巨行星大气涡旋研究进展

蔡 涛*

澳门科技大学 月球与行星科学全国重点实验室, 澳门 999078

摘要: 气态巨行星的大气中存在多尺度的涡旋结构, 这些涡旋不仅是行星天气系统的重要组成部分, 也是理解其内部动力学和热力学过程的重要窗口. 本文综述了近年来气态巨行星大气涡旋研究的主要进展, 涵盖涡旋的形成机制、演化过程、空间分布、寿命特征及其与背景风场的相互作用, 重点关注木星的大红斑和极地涡旋、土星的六边形风暴等典型现象, 并探讨理论分析、数值模拟和遥感观测在揭示涡旋动力学中的作用. 在理论方面, 本文重点讨论巨行星大气涡旋的对流形成机制, 包括天气层湿对流和深层热对流两种模式. 天气层湿对流主要通过太阳辐射加热引起的大气潜热释放作为热源, 扰动气流在科氏力作用下旋转并合并形成大尺度涡旋. 深层热对流则由行星内部热能加热驱动, 在对流层形成涡管, 随后合并成大尺度涡旋. 两种机制的共同点是均通过对流形成涡旋, 差异在于热源深度不同, 导致涡旋可延伸的垂直深度存在差异. 考虑到木星大气的复杂性, 这两种机制可能共同作用于涡旋形成. 在数值模拟方面, 本文结合流体力学中旋转对流的模拟结果, 探讨涡旋形成的可能原因, 包括浅水波模型、不可压缩流体模型和可压缩流体模型. 浅水波模型主要研究平流层中随机扰动在旋转效应下的演化; 不可压缩和可压缩流体模型则分别模拟薄层和厚层对流中涡元的演化. 模拟结果显示, 这些模型均能生成大尺度涡旋, 提示它们可能是巨行星大气涡旋形成的重要机制. 气态巨行星大气涡旋的具体形成机制仍需理论、模拟与观测的进一步结合研究. 本文旨在为深入理解气态巨行星复杂的天气系统提供参考与启示.

关键词: 巨行星; 大气; 对流; 涡旋; 流体动力学

doi: 10.19975/j.dqyxx.2025-041

中图分类号: P351

文献标识码: A

Progress in research on atmospheric vortices of gas giant planets

Cai Tao*

State Key Laboratory of Lunar and Planetary Science, Macau University of Science and Technology, Macao 999078, China

Abstract: The atmospheres of gas giant planets contain multi-scale vortex structures, which are not only key components of planetary weather systems but also important windows for understanding their internal dynamics and thermodynamic processes. This paper reviews recent advances in the study of atmospheric vortices on gas giants, covering their formation mechanisms, evolution, spatial distribution, lifetime characteristics, and interactions with background wind fields. It focuses on typical phenomena such as Jupiter's Great Red Spot and polar vortices, Saturn's hexagonal storm, and discusses the roles of theoretical analysis, numerical simulations, and remote sensing observations in revealing vortex dynamics. From a theoretical perspective, this paper emphasizes the convective formation mechanisms of gas giant vortices, including two scenarios: moist convection in the weather layer and deep thermal convection. Moist convection in the weather layer is primarily driven by latent heat release associated with solar heating, where disturbed airflows rotate and merge under the influence of the Coriolis force to

收稿日期: 2025-09-11; 录用日期: 2025-10-27

Received Date: 2025-09-11; Accepted Date: 2025-10-27

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12173105); 澳门科学与技术发展基金资助项目 (0147/2023/RIA3); 广东省基础与应用基础研究基金资助项目 (2024A1515012239); 澳门科技大学研究基金资助项目 (FRG-24-048-SSI)

Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12173105), the Science and Technology Development Fund, Macau SAR (Grant No. 0147/2023/RIA3), the Guangdong Basic and Applied Basic Research Foundation (Grant No. 2024A1515012239), and the MUST Faculty Research Grants (Grant No. FRG-24-048-SSI)

第一作者/通信作者: 蔡涛 (1982-), 男, 副教授, 主要从事行星大气研究. E-mail: tc@must.edu.mo



form large-scale vortices. Deep thermal convection, on the other hand, is driven by internal heat at the base of the convective layer, forming vortex tubes that subsequently merge into large-scale vortices. Both mechanisms involve vortex formation through convection, but differ in heat source depth, resulting in variations in the vertical extent of vortices. Considering the complexity of Jupiter's atmosphere, these two mechanisms may act together in vortex formation. In terms of numerical simulations, this paper explores possible causes of vortex formation based on rotating convection simulations in fluid dynamics, including shallow-water wave models, incompressible fluid models, and compressible fluid models. The shallow-water wave model primarily investigates the evolution of random disturbances in the stratosphere under rotational effects, while incompressible and compressible fluid models simulate the evolution of vortical elements in thin-layer and thick-layer convection, respectively. Simulation results show that all these models can generate large-scale vortices, suggesting they may represent important mechanisms for vortex formation in gas giant atmospheres. The specific formation mechanisms of atmospheric vortices on gas giants still require further integrated research combining theory, simulation, and observation. This paper aims to provide insights and references for a deeper understanding of the complex weather systems of gas giant planets.

Keywords: giant planets; atmosphere; convection; vortex; hydrodynamics

0 引言

木星和土星是太阳系中两颗典型的气态巨行星, 其外层是以氢和氦为主的大气层构成. 在这些行星的大气中, 常常出现大尺度的涡旋结构, 与高速急流交织形成复杂而壮观的天气系统. 这些涡旋不仅在形态和演化上展现出丰富的动力学特征, 也引发了诸多科学问题, 例如它们的形成机制、内部结构、演化过程及深度分布等, 仍有待理论分析、数值模拟、观测数据和实验研究的进一步发展. 本文将围绕上述关键问题, 简要回顾近年来关于气态巨行星大气涡旋的研究进展.

1 巨行星中的大尺度涡旋观测进展

在木星和土星的极区均观测到大尺度涡旋结构, 但其形态和动力学特征存在显著差异. 土星北极被一个巨大的六边形风暴所覆盖, 范围延伸至北纬约 70° , 风速可达约 100 m/s (Godfrey, 1988; Sánchez-Lavega et al., 1993). 在这个六边形风暴附近有一个极斑, 这个极斑随六边形风暴一起漂移并且能存在很长时间 (Caldwell et al., 1993). 这个六边形结构的亮温会随季节变化, 在夏季较为明显, 而在冬季基本消失 (Fletcher et al., 2018); 而在南极, 则存在一个风速高达 160 m/s 的大尺度气旋 (Sánchez-Lavega et al., 2006). 在土星北极约 75.8° 纬度附近, 存在一条极为强劲的急流. 该急流与北极涡旋相互耦合后所产生的波动, 被认为可能是形成六边形涡旋结构的关键因素. 相比之下, 土星南

极涡旋周围也存在类似强度的急流, 但却未观察到类似的多边形结构 (Antuñano et al., 2015). 除了温度有季节性变化以外, 土星南北极涡旋的位涡度结构也没有发现明显的区别, 因此导致南北极涡旋形态差异的具体原因仍不十分明确, 尚待进一步研究 (Antuñano et al., 2019). 同时, 土星极地涡旋的漂移似乎也不存在明显的季节变化 (Hueso et al., 2020). 土星的极地涡旋和旁边的急流大致的旋转周期基本保持不变, 与行星自身的旋转周期接近, 因此它们可能有较深的根 (Sánchez-Lavega et al., 2014). 2020 年 3 月左右, 在土星极地涡旋急流附近出现了一股很强的气流, 这股气流没有对涡旋的旋转周期产生明显的影响, 进一步暗示土星极地涡旋可能很深 (Sánchez-Lavega et al., 2021). 对土星的北极涡旋和南极涡旋的比较观测发现, 它们的云层一个较厚而另一个较薄, 不过这可能是由于观测时间不同导致的季节性差异 (Sayanagi et al., 2017).

朱诺号对木星极区的观测揭示了由多个气旋组成的“涡旋晶体”结构. 在北极, 八个气旋围绕中心气旋排列成八边形 (Adriani et al., 2018, 2020; Tabataba-Vakili et al., 2020). 在南极, 则是五个气旋围绕中心气旋构成五边形结构 (Adriani et al., 2018, 2020; Tabataba-Vakili et al., 2020). 他们的风速最高可以达到 110 m/s (Grassi et al., 2018). 这些涡旋晶体自朱诺号首次观测以来一直保持稳定, 每个气旋的直径约为 $4000\sim 7000\text{ km}$, 旋转周期在 27 至 60 小时之间, 覆盖区域大致延伸至纬度 83° (Adriani et al., 2018). 作为整体, 这些涡旋晶体围绕中心气旋缓慢漂移, 其中南极结构的漂移周

期约为 50 年, 北极则约为 100 年 (Gavriel and Kaspi, 2023; Mura et al., 2021). 此外, 每个气旋还在局部平衡点附近进行周期为数月的振荡 (Gavriel and Kaspi, 2022; Mura et al., 2021). 除了涡旋晶体结构外, 木星极区还存在大量大尺度反气旋, 其直径可超过 1000 km, 常以气旋-反气旋对的形式出现 (Adriani et al., 2018, 2020). 朱诺号搭载的红外相机 JIRAM 的观测数据显示, 极地涡旋晶体结构至少可延伸至木星大气深处数十千米. 对流很可能是涡旋形成的重要机制. 倘若它们由对流形成, 那么应该可以观测到北半球 (南半球) 极地涡旋的涡度和散度之间呈现负相关 (正相关). 这是因为涡旋中对流产生的上升气流进入稳定区后会辐散. 在

北半球辐散的气流在科氏力作用下会产生顺时针的旋转, 从而出现涡度与散度的负相关 (见图 1a). 类似地, 在南半球涡度和散度会呈现正相关. 通过云导风分析, Siegelman 等 (2022a) 发现极地涡旋的涡度与旋度之间存在显著相关性, 暗示这些涡旋可能源于深层对流过程. 然而, Ingersoll 等 (2022) 基于 JIRAM M 波段数据的研究未能观察到涡度与旋度之间的明显相关性. 数值模拟结果表明, 这一差异可能源于 JIRAM M 波段探测深度不足及其空间分辨率的限制 (Cai, 2022). 由于木星大气里存在剧烈的湍流运动, 因此这些涡旋可能与湍流运动有关. Kolmogorov (1941) 的能级级串理论表明, 三维均匀各向同性湍流中能量传递存在级串效应. 即

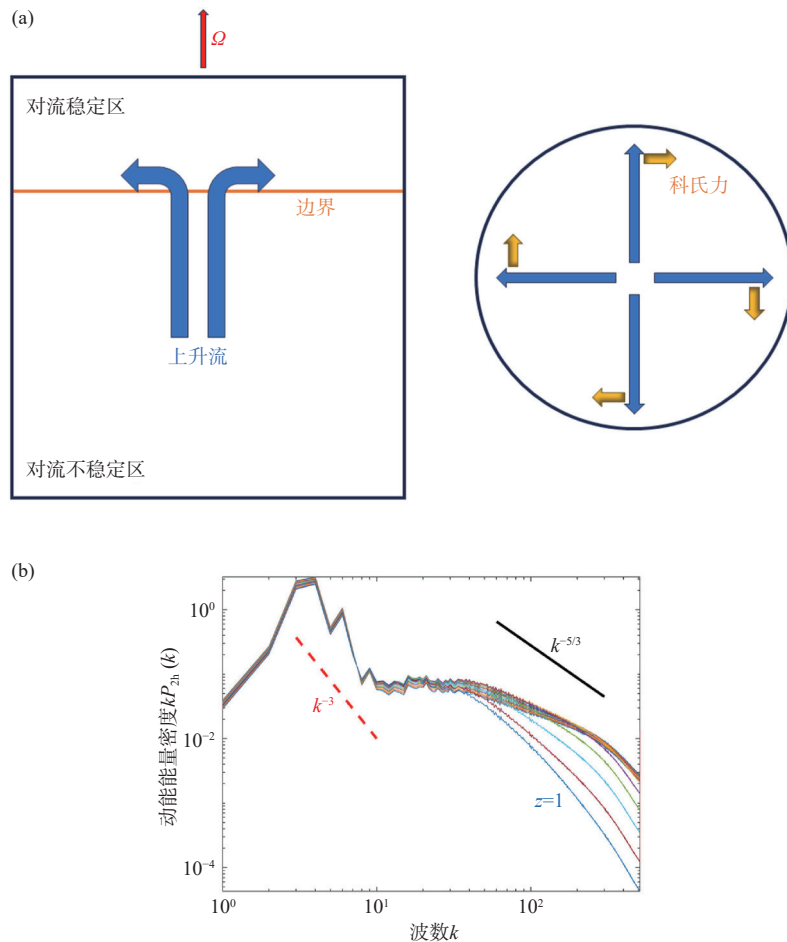


图 1 (a) 木星极地涡旋涡度与散度关系示意图. 在北半球, 对流不稳定区气流上升经边界进入对流稳定区后会辐散 (即正散度), 辐散气流受科氏力影响会顺时针偏转 (即负涡度), 因此涡度与散度在北半球呈现负相关; (b) 木星极地涡旋数值模拟的能谱标度率关系. 动能能量密度与波数在小尺度区域存在正向级串的 $-5/3$ 标度率, 而在大尺度区域存在逆向级串的 -3 标度率 (引自 Cai, 2022)

Fig. 1 (a) Schematic diagram of the relationship between vorticity and divergence in Jupiter's polar vortices. In the Northern Hemisphere, convective updrafts from the unstable layer rise through the interface into the stably stratified layer, where they diverge (i.e., exhibit positive divergence). Under the influence of the Coriolis force, the divergent flow turns clockwise (i.e., negative vorticity), resulting in a negative correlation between vorticity and divergence in the Northern Hemisphere. (b) Scaling relationship of the energy spectrum from numerical simulations of Jupiter's polar vortices. The kinetic energy density versus wave number shows a forward cascade with a $-5/3$ scaling at small scales, and an inverse cascade with a -3 scaling at large scales (from Cai, 2022)

能量由大涡逐级传递到小涡, 最后通过黏性耗散. 在三维湍流能级级串中, 其能量与波数之间存在一个幂指数为 $-5/3$ 的标度率关系. 而在准二维湍流中, 除了 $-5/3$ 的能量级串之外, 在大尺度还存在一个拟涡能的标度率为 -3 的逆向级串. 对于快速旋转的热对流, 大尺度涡旋出现后可以近似为一个准二维湍流系统. 数值模拟的能谱分析表明这样的系统确实存在 $-5/3$ 标度率的正向能级级串, 以及 -3 标度率的逆向能级级串 (Cai, 2021; Maffei et al., 2021; Rubio et al., 2014). 木星极地涡旋的观测能谱特征显示, 除了在小尺度有一个 $-5/3$ 的能级级串标度率以外, 在大尺度还有一个 -3 的标度率 (Moriconi et al., 2020; Siegelman et al., 2022a), 这与旋转对流所产生的能谱标度率一致 (见图 1b). 目前, 关于木星和土星极地涡旋的形成机制, 学界普遍倾向于认为其与大气对流活动密切相关. 然而, 涡旋结构的垂直深度仍缺乏明确约束. 朱诺号搭载的微波辐射计 (MWR) 有望提供更深入的探测数据, 从而进一步揭示木星极区涡旋的深度分布特征.

除了极区之外, 木星和土星在其他纬度也展现出丰富的大气涡旋活动, 其中最著名的当属木星的大红斑. 大红斑是一个巨大的反气旋, 其形状正在逐渐趋于圆形, 同时整体尺寸也在持续缩小. 其椭圆形结构可能与大红斑附近的剪切流相关 (Lemasquerier et al., 2020). 1980 年时, 其东西向和南北向的尺寸分别约为 24 000 km 和 14 000 km, 而到 2018 年已缩小至约 17 000 km 和 11 000 km (Simon et al., 2018). 大红斑附近的平均流及温度变化似乎并不能解释大红斑的缩小 (Wong et al., 2021). 按照当前的缩小速率推算, 大红斑可能在未来 50 年内消失. 关于大红斑的长期观测还发现, 大红斑存在向西漂移现象, 且漂移速度随时间逐渐加快, 漂移周期约为 3 年 (Simon et al., 2018). 此外, 其大小、形状及漂移速率还呈现出约 90 天的周期性振荡 (Simon et al., 2024). 关于大红斑的最早观测记录可追溯至 1665 年, 由 Cassini 在手稿中首次记载. 从 1665 年至 1713 年间持续有观测记录, 但在 1713 年至 1831 年之间却出现了记录空缺, 直到 1831 年才重新出现相关观测. 这段时间的记录缺失为大红斑的持续性提出了新的科学挑战: 一种可能是该期间无人进行观测, 另一种可能则是大红斑曾消失, 目前所见的大红斑可能并非 Cassini 所记录的同一个涡旋 (Sánchez-Lavega et al., 2024). 通过朱诺号的微波辐射计和重力场数据分析, 大红斑至

少有几百千米深 (Bolton et al., 2021; Parisi et al., 2021). 朱诺号的重力场反演表明木星大气厚度可能深达几千千米 (Cao et al., 2023; Guillot et al., 2018; Kaspi et al., 2018; Kong et al., 2018), 大红斑的深度是否能继续延伸至大气内部, 如果不能延伸那又是什么原因导致它在几百千米的地方截断, 这些问题都有待进一步探索.

除了极地涡旋和大红斑, 在木星和土星的中高纬度地区还存在许多气旋和反气旋. 观测表明这些涡旋可以合并形成更大的涡旋 (Mac Low and Ingersoll, 1986; Vasavada et al., 2006). 统计研究发现涡旋的分布跟风的方向有关, 在退行风带有更多的涡旋 (Trammell et al., 2014). 同时, 涡旋主要集中在中高纬度, 而在低纬度较少 (Sankar et al., 2024). 土星的观测表明涡旋的形成随时间有较为明显的变化, 特别是在巨型风暴的季节可以观测到涡旋数目的显著变化 (Trammell et al., 2016). 涡旋的生存周期则与涡旋的大小有关, 越小的涡旋寿命越短, 小的涡旋寿命只有几天, 而大的涡旋寿命长达数月至数年 (Li et al., 2004).

2 巨行星大尺度涡旋理论研究进展

2.1 天气层湿对流形成机制

木星和土星的大气中富含氨气和水蒸气. 当这些物质向上输运时, 可能发生凝结并释放潜热, 从而驱动小尺度涡旋的形成 (Gierasch et al., 2000; Ingersoll et al., 2000). 这些小涡旋在演化过程中可能发生合并, 最终形成大尺度的涡旋结构 (见图 2a). 由于太阳辐射主要加热木星的天气层, 因此这种机制形成的大尺度涡旋主要发生在较浅的天气层. 大尺度涡旋形成后, 其运动与球面的几何曲率变化有关. 在旋转球面上, 科氏力参数 $f = 2\Omega \sin\theta$ 随纬度变化, 其中 Ω 为旋转加速度, θ 为纬度. 对于大尺度涡旋而言, 位于涡旋南北两端的流体元科氏力参数存在差异. 将科氏力参数在某一纬度 θ_0 进行泰勒展开并保留一阶导数项, 我们可以得到 $f \approx 2\Omega \sin\theta_0 + (2\Omega \cos\theta_0/R)\Delta y$. 其中 R 为行星半径, Δy 为某点沿子午方向离纬度 θ_0 的距离. 因此涡旋科氏力参数的南北差异率可以通过其一阶导数系数 $\beta = 2\Omega \cos\theta_0/R$ 来衡量. 对于正压绝热无黏流体, 总位涡 $(f + \xi)/H$ 近似守恒, 其中 ξ 为流体元的局部涡度, H 为涡旋深度. 假设在北半球有一个流体元,

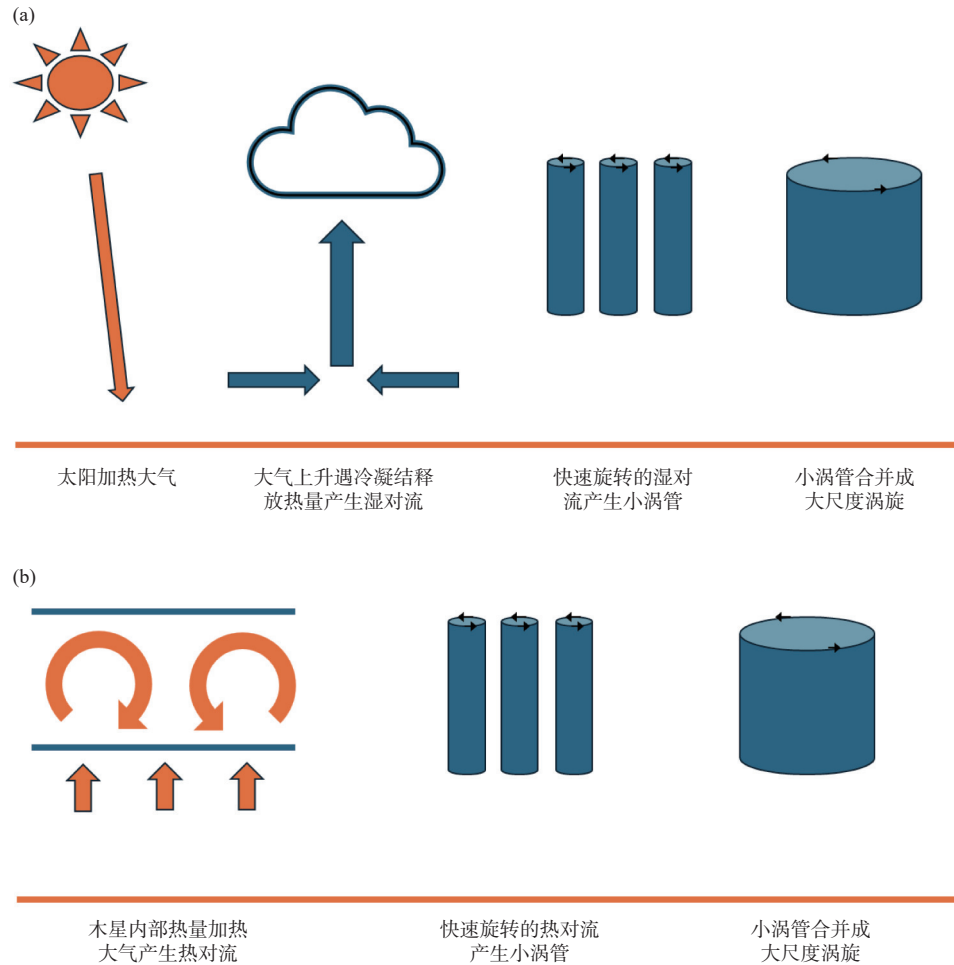


图 2 木星大气涡旋的形成机制。(a) 浅水系统湿对流形成机制, 大尺度涡旋由太阳辐射在天气层加热引起的湿对流旋转形成; (b) 深部热对流形成机制, 大尺度涡旋由木星内部热量在深部对流层底部加热引起的热对流旋转形成

Fig. 2 Formation mechanisms of Jupiter's atmospheric vortices. (a) Shallow-water moist convection mechanism. Large-scale vortices are generated by moist convective rotation driven by solar heating in the weather layer. (b) Deep thermal convection mechanism. Large-scale vortices are formed by thermal convective rotation driven by internal heat at the base of Jupiter's deep convective layer

其深度 H 不变, 那么由总位涡守恒流体元须有 $f + \xi$ 不变. 考虑在气旋南端和北端各有一个流体元 (见图 2a), 南端的流体元随气旋风场运动到右端, 而北端的流体元随气旋风场运动到左端. 由于在北半球的科氏力参数从南到北逐渐增大, 因此南端流体元运动到右端后会产生一个负涡度 (反气旋流体元), 而北端流体元运动到左端后会产生一个正涡度 (气旋流体元). 这两个涡度相反的流体元我们称之为 β 环流对. β 环流对在大尺度涡旋内部的流场皆指向北方, 从而对大尺度涡旋提供了指向极区方向的漂移力 (见图 3a), 导致大尺度涡旋向极区方向运动. 相应地, 对于北半球的反气旋, β 环流对将给大尺度涡旋提供一个指向赤道方向的漂移力 (见图 3b). 关于南半球的气旋和反气旋, 我们也有类似的结论. 由这种 β 环流对引起的涡旋漂移也称为 β 漂移. 在极点附近 β 为 0, 我们需要将科氏力

参数展开到二阶导数项, 但其结论基本一样. 即气旋往极点方向漂移, 而反气旋往赤道方向漂移. 二阶导数系数一般用 γ 表示, 因此在极地附近这种效应也称为 γ 效应.

O'Neill 等 (2015) 基于浅水波理论构建了极地旋转 γ 平面模型, 探讨了湿对流机制下涡旋的形成过程. 研究表明, 在土星参数条件下, 极区易形成强气旋; 而在木星, 其模型预测涡旋呈随机分布. 浅水系统中的一个重要参数为 Burger 数, 其定义为 Rossby 偏转半径 L 与行星半径 R 的比值. 在浅水波系统中, 波动主要有两种: 一种是由旋转效应引起的惯性波, 其频率与科氏力参数 f 有关; 另一种是由浮力引起的重力内波, 其频率与浮力频率 N 有关. 对于深度为 H 的浅水系统, 当旋转效应与浮力效应可比拟时, 可以定义 Rossby 偏转半径 $L = NH/f$. 因此较快的旋转流体, 其相应的 Rossby

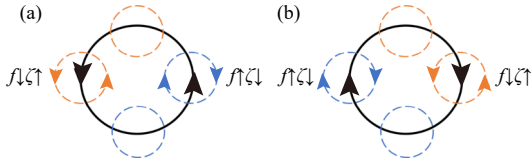


图3 北半球气旋与反气旋的 β 漂移示意图。(a)位于气旋下部的涡团随气旋运动转向到右部后,科氏力参数 f 增加,为了保证位涡守恒,涡团的涡度 ζ 减少,从而形成一个局部的反气旋运动;类似地,位于气旋上部的涡团随气旋运动到气旋左部后会形成一个局部的气旋运动。它们共同构成 β 环流对,其综合作用会给气旋产生一个指向极区的漂移力。(b)与气旋的漂移力类似,反气旋会产生一个指向赤道的漂移力

Fig. 3 Schematic diagram of β -drift for cyclones and anticyclones in the Northern Hemisphere. (a) For a cyclone, when a vortex patch located on its lower side moves to the right, the Coriolis parameter f increases. To conserve potential vorticity, the patch's relative vorticity ζ decreases, creating a local anticyclonic motion. Similarly, when a vortex patch on the upper side moves to the left, it generates a local cyclonic motion. Together, these form a β -gyre circulation pair, whose combined effect produces a drift force that drives the cyclone toward the pole. (b) In a similar manner, an anticyclone experiences a drift force directed toward the equator

偏转半径较小。Brueshaber 等 (2019) 进一步基于湿对流模型研究了随机注入小涡度后的演化过程,发现极地涡旋的形成主要受 Burger 数控制。当 Burger 数较大时,系统倾向于形成单一的大涡旋;而当 Burger 数较小时,则更容易形成多个小尺度涡旋。土星大约每隔 60 年在中纬度或者赤道出现一个巨型风暴,也称之为大白斑, Li 和 Ingersoll (2015) 发现湿对流机制可以解释这些巨星风暴的出现。最近,关于浅水波的研究表明,当在浅水系统中随机注入小涡度后,也能演化成类似于木星的大尺度涡旋晶体结构 (Siegelman et al., 2022b)。

2.2 深部旋转热对流形成机制

木星和土星通过自身引力收缩过程将引力势能转化为热能,从而形成显著的内部热源。以木星为例,其从太阳吸收的辐射能约为 1.67 Wm^{-2} ,而观测数据显示其辐射释放的能量可达 $5.4 \sim 7.2 \text{ Wm}^{-2}$ (Hanel et al., 1981; Li et al., 2018),远高于其所吸收的太阳能量。这表明木星的大气能量中有相当一部分来源于其内部热源。受内部热能影响,木星大气层形成显著的垂直温度梯度。当该梯度超过绝热温度梯度时,便会触发热对流过程。数值模拟研究表明,在旋转背景下的热对流机制能够驱动大尺度涡旋的形成。因此,木星大气中所观测到的大尺

度涡旋结构可能源于深部旋转热对流所引发的动力过程 (见图 2b)。深部热对流的热源来自木星内部,内部热源可以在大气底部驱动热对流。在旋转效应作用下,热对流可以产生小涡旋,这些小涡旋可以合并进一步形成大涡旋。浅水模型形成的涡旋较浅,在局部湿对流潜热释放停止后会逐渐消失,因此一般维持的时间较短。深部热对流模型形成的涡旋较深,且木星内部热源具有持续性,因此能维持较长的时间。Aurnou 等 (2015) 推测在行星深部旋转对流驱动可以形成大尺度涡旋结构 (泰勒柱),而这些泰勒柱可能与行星大气中观测到的急流和涡旋现象密切相关。

2.2.1 可压缩流体的旋转热对流模型

Chan (2007) 较早开展了旋转热对流条件下大尺度涡旋的研究。他通过在 f 平面上对局部可压缩流体进行数值模拟,发现快速旋转的热对流在高纬度区域能够形成大尺度涡旋结构。随后, K p yl a 等 (2011) 通过类似的模拟方法验证了这一现象,并指出随着旋转速度的增加,系统中会出现大尺度气旋与反气旋。他们进一步推测,恒星黑子的形成可能与这些大尺度涡旋存在某种关联。

Chan 和 Mayr (2013) 进一步探讨了不同纬度下大尺度涡旋的形成条件,提出对流 Rossby 数是决定涡旋能否形成的关键参数。该参数定义为:

$$\text{Ro} = V_0 / (2\Omega H)$$

其中, V_0 为无旋转条件下的对流特征速度, Ω 为系统的旋转角速度, H 为对流层深度。对流 Rossby 数是衡量对流驱动与旋转效应相对强度的无量纲量,数值越小表示旋转效应越强。研究表明,只有当对流 Rossby 数低于某一临界值时,系统才会产生大尺度涡旋。数值模拟结果还显示,纬度对涡旋的形成具有重要影响。在高纬度区域,随着旋转速度的增加,系统中先后出现气旋与反气旋;而在低纬度区域,即使旋转速度增强,也仅观察到气旋的形成,未发现反气旋 (Chan and Mayr, 2013)。但在之后的模拟中,发现在旋转效应非常强的情形下也能出现反气旋 (Cai et al., 2021b)。

此外, Chan 和 Mayr (2013) 指出气旋与反气旋之间存在显著的非对称性。相较于气旋,反气旋内部的湍流活动更为剧烈。他们认为这种非对称性可能源于两者的净角速度差异。净角速度是涡旋局部角速度与系统整体角速度的叠加:气旋中两者方向一致,增强了旋转效应;而反气旋中两者方向相

反, 导致净角速度减弱. 由于旋转倾向于抑制湍流, 反气旋中较弱的净旋转使得湍流活动更为显著.

Chan (2007)、Käpylä等 (2011)、Chan 和 Mayr (2013) 所采用的模型均未考虑球形几何结构对大尺度涡旋形成的影响. 近年来, Yadav 和 Bloxham (2020) 利用非弹性近似的全球数值模型, 发现旋转热对流在极区可自然形成类似土星北极的多边形涡旋结构. 其模拟结果显示极地涡旋呈现三角形形状, 而土星北极涡旋则呈现六边形. 关于不同多边形结构形成的物理条件, 目前仍有待深入研究. Heimpel 等 (2016) 则发现全球模拟能形成较深的急流和较浅的涡旋.

尽管全球模拟能够更真实地反映行星几何结构, 但其计算成本极高. 相比之下, 局地数值模拟可通过引入 β 效应来部分考虑几何曲率的影响. β 平面相较于传统的 f 平面, 保留了科氏参数在水平方向泰勒展开的一阶项. 然而, 在极区, 由于科氏参数的

一阶导数为零, 需进一步保留其二阶项, 即所谓的 γ 效应. Cai 等 (2021a) 在 γ 盒子框架下开展了木星极地的局地数值模拟, 通过 γ 效应引入几何曲率影响. 他们发现木星南极的大尺度五边形与六边形涡旋结构可由旋转热对流自然形成 (见图 4a 和 4b), 且这些涡旋可延伸至大气深层. 研究表明, 涡旋多边形结构的稳定性依赖于较大的科氏参数, 因此在低纬度区域难以形成类似结构. 同时, Cai 等 (2021a) 在 γ 盒子里开展了土星极地的数值模拟, 他们发现在土星参数条件下能形成类似于土星极地的六边形涡旋结构. 图 4c 和 4d 给出了数值模拟所得到的相应涡度和流场结构. 从流场结构可以看出在中心涡旋外围形成的小尺度反气旋可能是土星极地涡旋呈现多边形结构的原因.

由于木星大气内部对流的马赫数较低, 数值模拟在时间积分上受到 Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) 条件的严格限制, 导致模拟过程难以在

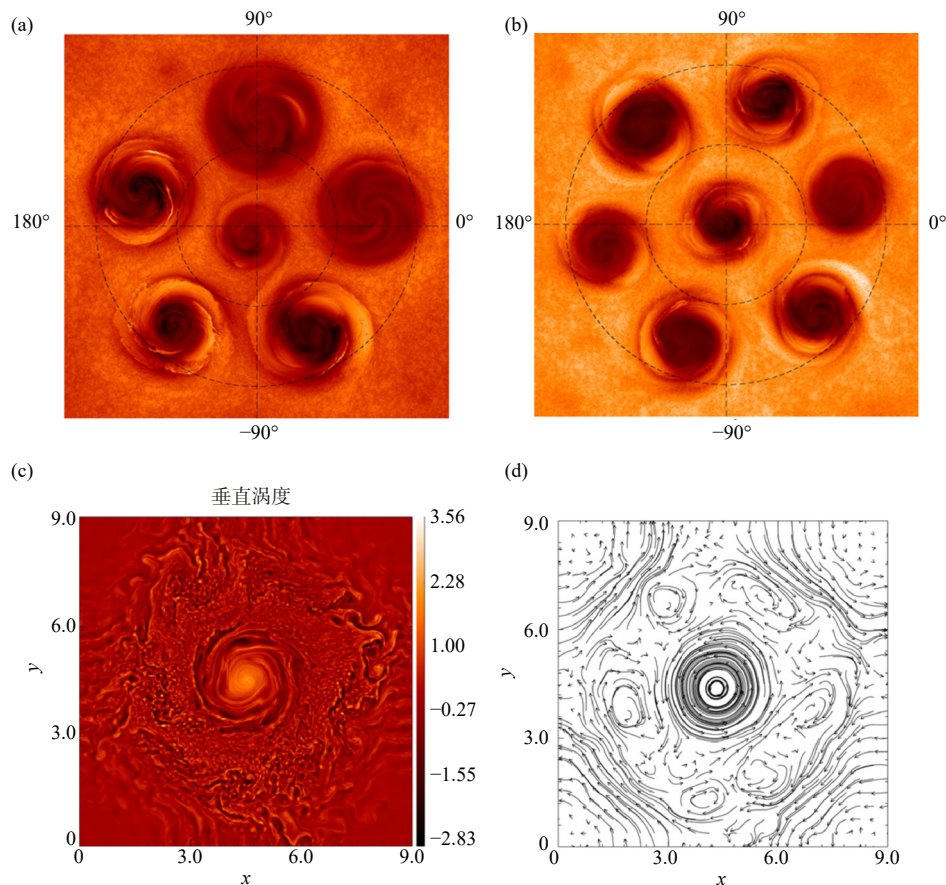


图 4 木星极地涡旋水晶的旋转热对流数值模拟结果. (a) 数值模拟生成的类木星极地涡旋水晶五边形结构; (b) 数值模拟生成的类木星极地涡旋水晶六边形结构; (c) 数值模拟生成的类土星极地多边形涡旋涡度; (d) 数值模拟生成的类土星极地多边形涡旋流场 (引自 Cai et al., 2021a)

Fig. 4 Numerical simulation results of rotating thermal convection for Jupiter's polar vortex "crystals". (a) Simulated pentagonal structure resembling Jupiter's polar vortex crystal; (b) Simulated hexagonal structure resembling Jupiter's polar vortex crystal; (c) Simulated vorticity field of polygonal vortices resembling Saturn's polar region; (d) Simulated flow field of polygonal vortices resembling Saturn's polar region (from Cai et al., 2021a)

合理时间内收敛至热松弛态. 为克服这一困难, 传统模拟方法通常将能量流放大数千至数万倍, 以缩短模拟时间. 然而, 这种处理方式可能偏离木星真实的物理状态, 因此关于木星大尺度涡旋是否由旋转热对流机制驱动, 仍需在更接近真实能量流条件下进行验证. 为此, Cai (2016) 开发了一种适用于低马赫数流体的谱方法模型, 有效提升了模拟的稳定性与效率. 基于该模型, Cai 等 (2021b) 开展了接近木星真实能量流的数值模拟, 结果显示大尺度涡旋的形成主要由对流 Rossby 数决定, 而对其它参数的依赖性较弱. 具体而言, 当对流 Rossby 数小于 0.11 时, 系统中会出现大尺度气旋; 而当该参数进一步降低至 0.023 以下时, 则可形成大尺度反气旋 (Cai et al., 2021b). 按照旋转热对流中 Rossby 数的定义, 我们知道涡旋深度 $H = V_0 / (2\Omega Ro)$. 依据大尺度涡旋形成的 Rossby 数的临界值, 我们可以推测相应的涡旋临界深度. 对流混合长理论的量纲分析表明, 对流速度可以近似为 $V_0 \propto (F/\rho)^{1/3}$. 其中 F 为能量流, ρ 为密度. 木星内部所产生的能量流大约为 $5.4 \sim 7.2 \text{ Wm}^{-2}$ (Hanel et al., 1981; Li et al., 2018), 表面大气密度约为 $\rho = 0.167 \text{ kgm}^{-3}$, 据此估计对于无旋转效应的木星大气对流速度 V_0 约为 4 m/s . 木星的旋转周期约为 10 h , 因此依据产生大尺度涡旋所需 Rossby 数的临界值, 他们推测木星极地的气旋深度应至少为 125 km , 而反气旋深度应至少为 500 km . 此外, 他们还对低纬度区域的旋转热对流进行了模拟, 发现即使在低纬度, 也能形成类似木星大红斑的反气旋结构, 并估计其深度亦不低于 500 km . 这一发现支持了大红斑可能由深层旋转热对流驱动形成的假设. 当然, 木星大红斑的形成机制可能更加复杂, 尚不能排除其他物理过程的参与, 其具体成因仍有待进一步研究与验证.

2.2.2 不可压缩流体的旋转热对流模型

类似于可压缩流体, 不可压缩流体中旋转热对流也能产生大尺度涡旋. 不可压缩流体的热对流通常采用 Boussinesq 近似. 通过该近似, 密度除了在浮力项中可以变化以外在其它项中都近似为常数. 在 Boussinesq 近似下, 旋转热对流方程可以简化为 Rayleigh-Bénard 方程. 旋转效应下的 Rayleigh-Bénard 对流主要参数包含 Rayleigh 数 $Ra = \alpha g H^3 \Delta T / (\nu k)$ 、Prandtl 数 $Pr = \nu / k$ 和 Ekman 数 $E = \nu / (2\Omega H^2)$, 式中 α 为热膨胀系数, g 为重力加速度, ΔT 为流体上下底面温度差, ν 为流体黏性系数, k 为流体热扩

散系数, Ω 为系统旋转角速度. 根据这些参数, 又可以另外定义 Reynolds 数 $Re = (Ra/Pr)^{1/2}$ 、Peclet 数 $Pe = (RaPr)^{1/2}$ 和 Rossby 数 $Ro = ReE$. 它们依次衡量对流与黏性效应之间、对流与传导效应之间、以及对流与旋转效应之间的相对强弱. 这里 Ro 的定义与可压缩流体数值模拟 Chan 和 Mayr (2013) 中 Ro 所采用的特征速度稍有不同. 可压缩流体数值模拟通常采用无旋转情形下的对流速度为特征速度, 而 Rayleigh-Bénard 对流则通常采用自由落体速度为特征速度, 它们有相同的数量级, 因此两种定义没有本质上的区别.

尽管关于 Rayleigh-Bénard 旋转热对流的研究已经有很长的历史, 然而很长一段时间人们都没有观察到大尺度涡旋的产生. Julien 等 (2012) 发展了 Rayleigh-Bénard 对流在快速旋转近似下的模型, 并首先取得了进展. 他们将流体力学方程在 $Ro \rightarrow 0$ 的条件下进行展开后仅保留关于 Ro 主导项, 得到强旋转效应下的近似动力学方程. 通过数值模拟, 他们发现在此近似下旋转热对流可以产生对称的大尺度气旋和反气旋结构, 这种对称性是由快速旋转近似所决定的, 在一般 Rayleigh-Bénard 方程中并不能保证这种对称性. 随后, 通过对一般 Rayleigh-Bénard 方程的数值模拟, Guervilly 等 (2014)、Favier 等 (2014)、Rubio 等 (2014) 和 Kunnen (2021) 发现在不可压缩流体的旋转热对流中同样能产生大尺度气旋. Guervilly 等 (2014) 和 Favier 等 (2014) 模拟了普朗特数 $Pr = 1$ 情形下的旋转热对流, 并给出了出现大尺度气旋的两个条件, 即垂直方向的 Reynolds 数要大于 400 以及 Rossby 数要小于 0.6. 其中第一个条件保证对流处于湍流状态, 而第二个条件则保证旋转效应起主导作用. 这些大尺度涡旋在滑移和无滑移边界条件下都能产生 (Guzmán et al., 2020a), 其主阶的受力平衡为科氏力与压力梯度的平衡, 次阶的受力平衡为惯性力、黏性力与浮力的平衡 (Guzmán et al., 2020b). 涡旋的能谱分析表明, 存在一个往大尺度传递的 -3 标度率 (Cai, 2021; Maffei et al., 2021; Rubio et al., 2014), 与木星上大红斑和极地涡旋观测到的能谱一致.

木星和土星的湍流普朗特数接近 0.1, Cai (2021b) 研究了低普朗特数 $Pr = 0.1$ 以及计算区域宽高比 $\Gamma = 1$ 情形下的旋转热对流, 发现流场随 Ro 和 Re 的变化可以分为四种形态, 即湍流态、大尺度气旋态、大尺度气旋与反气旋共存态以及小尺度涡

旋态. Cai (2021a) 进一步给出了产生大尺度涡旋 (第二种和第三种形态) 的条件, 即垂直方向的 Reynolds 数要大于 400 以及 Rossby 数要小于 0.4. 研究同时表明出现大尺度涡旋的 Rossby 数临界值随着计算区域宽高比的增加而增加, 当宽高比增加到 3 时, Rossby 数的临界值大约为 0.6, 这与 Guervilly 等 (2014) 和 Favier 等 (2014) 的数值模拟结果一致. Cai (2021) 比较了 $Pr = 0.1$ 和 $Pr = 1$ 两种情形, 初步研究表明在不同普朗特数下出现大尺度涡旋的条件并没有显著变化, 因此猜测这些条件对不同 Pr 的流体具有普适性, Pr 和 Γ 对大尺度涡旋的影响有待进一步研究和分析.

Lin 和 Jackson (2021) 讨论了几何球形结构对 Rayleigh-Bénard 旋转热对流的影响, 他们的全球数值模拟发现随着 Rossby 数的增加会依次出现振荡对流态、地转风湍流态、大尺度涡旋态. 其中地转风湍流态到大尺度涡旋态转变的 Rossby 数临界值大约为 1.5. 由于他们没有模拟慢速旋转热对流的情形, 因此未给出大尺度涡旋态到一般湍流态的临界值, 不过从已有的数值模拟结果可以看出这个临界值要大于 1.5, 高于局地区域数值模拟得到的临界值. 全球数值模拟和局地数值模拟结果的差异值得进一步探讨. Garcia 等 (2020) 发现较深的 Rayleigh-Bénard 旋转热对流可以形成类似于土星极地的大尺度涡旋. Novi 等 (2019) 考虑了 f 平面下的 Rayleigh-Bénard 旋转热对流, 他们的数值结果在高纬度可以出现涡旋, 而在低纬度只出现了与旋转角速度方向平行的剪切风. 在可压缩旋转热对流的研究中, Chan 和 Mayr (2013) 与 Cai 等 (2021b) 均通过 f 平面的数值模拟在低纬度发现可以由旋转热对流产生大尺度涡旋. 不可压缩流体是否也能在低纬度产生大尺度涡旋有待进一步研究, 不可压缩流体与可压缩流体之间的差异性也值得进一步探讨.

关于大尺度涡旋大小的研究同样也具有重要意义, 目前关于涡旋大小由什么因素决定尚未清楚. Guervilly 等 (2014) 和 Favier 等 (2014) 的模拟均表明大尺度涡旋可以持续增长到计算区域, 但是磁场可能会对涡旋形成具有抑制作用 (Guervilly et al., 2015). Couston 等 (2020) 对包含对流稳定层和不稳定层的两层流体旋转热对流进行了数值模拟, 他们的研究表明涡旋大小与分层强度和 Rossby 数相关. 当分层强度越强、Rossby 数越小时, 涡旋尺寸越小. Aurnou 等 (2020) 则根据 Coriolis-Inertial-

Archimedean (CIA) 平衡的理论分析预测大尺度涡旋的尺寸与 Rossby 参数有指数为 0.5 的幂律关系. Cai 等 (2021b) 在可压缩流体的旋转热对流中发现涡旋尺寸随对流 Rossby 数先增加后减小, 在出现反气旋所对应的 Rossby 数临界值时涡旋尺寸最大. 初始条件对旋转热对流中的涡旋也有重要影响. Favier 等 (2019) 通过数值模拟发现 Rayleigh-Bénard 旋转热对流有可能出现分叉现象. 他们发现在原本没有出现大尺度涡旋的亚临界参数区间, 如果在初始时刻放入一个大尺度涡旋, 这个涡旋也能保持稳定, 这一分叉现象使得大尺度涡旋的理论研究更为复杂. 尽管数值模拟表明, 大尺度涡旋结构可以由旋转热对流自然形成, 但受限于当前实验条件, 尚未在流体力学实验中成功复现这一结构. Chong 等 (2020) 的研究显示, 在快速旋转热对流条件下可以生成小尺度涡旋群, 这些涡旋群呈现出类似随机布朗运动的行为. 随着实验技术的不断进步, 未来有望在实验中实现大尺度涡旋的生成, 从而为深入理解涡旋动力学机制提供重要支持.

2.3 涡旋结构稳定性分析

木星南北极的涡旋多边形结构展现出极高的稳定性, 其长期维持机制一直是行星大气动力学研究中的重要问题. Li 等 (2020) 采用二维浅水波模型探讨了涡旋多边形结构的稳定性机制. 他们认为, 嵌套在气旋之间的反气旋环是阻止气旋合并的关键因素. 当反气旋环的强度过强或过弱时, 涡旋结构的稳定性将受到破坏, 难以维持多边形排列. Cai 等 (2021b) 进一步通过三维数值模拟与涡旋惯性不稳定性理论分析了涡旋多边形结构的稳定条件. 他们发现, 涡旋结构的稳定性依赖于相对较大的科氏参数; 在低纬度区域, 由于科氏力较弱, 涡旋多边形结构难以维持稳定. 此外, Gavriel 和 Kaspi (2021) 基于理论模型分析了涡旋强度与半径对结构稳定性的影响. 他们指出, 涡旋之间由涡度梯度产生的互斥力, 与球面几何所引发的 β 效应所产生的漂移力之间的平衡, 是维持涡旋多边形结构稳定的关键动力机制. 涡旋结构的稳定性仍有待进一步分析, 例如涡旋群的动力学运动以及深度对涡旋群是否会有影响, 这些问题值得进一步探讨.

土星北极的六边形涡旋结构可能源于急流与涡旋之间的相互作用. 通过对该区域的正压不稳定性进行分析, Aguiar 等 (2010) 发现六边形结构的形成可能与由罗斯比偏转半径所决定的激发波动模式

密切相关. 为验证这一理论, 他进一步开展了流体力学实验, 实验结果支持了该机制在六边形涡旋形成过程中的作用. Cosgrove 和 Forbes (2017) 的研究发现, 当在涡旋周围引入两个类似极斑的反气旋时, 有可能促使涡旋形成稳定的六边形结构; 然而, 仅添加一个极斑则无法形成该几何形态. 通过数值稳定性分析发现, 相比于较深的高斯急流, 较浅的高斯急流所带来的不稳定性更加倾向于形成六边形涡旋 (Morales-Juberias et al., 2015). 数值分析和模拟进一步表明, 相对于单纯的急流而言, 涡旋与急流的相互作用所产生的正压不稳定性更加容易形成类似于土星的六边形涡旋结构 (Rostami et al., 2017).

3 气态巨行星与地球大气涡旋之间的异同

在地球大气中也观测到许多涡旋. 在地球热带地区, 每年夏季都会出现大量热带气旋, 这些气旋通常通过海洋与大气的湿对流过程形成. 太阳辐射加热海水, 使海水蒸发并在上升过程中冷凝, 释放潜热, 为气旋提供能量. 在垂直风切变较弱的条件下, 这些湿对流产生的扰动气流在科氏力作用下发生旋转并逐渐合并, 最终形成气旋 (Gray, 1998). 热带气旋的发生频率和强度变化可能与全球气候变暖密切相关, 但其长期趋势仍不明确. 现有研究表明, 全球变暖可能导致热带气旋的发生频率下降, 而强度则有所增强 (Chand et al., 2022). 除了热带气旋, 地球极地也存在极地涡旋, 其特征与巨行星的极地涡旋有显著差异. 地球的极地涡旋在冬季最为明显, 此时极地低温与中纬度高温之间形成强烈的南北向温度梯度, 该梯度驱动纬向热成风, 从而形成极地涡旋 (Vaugh, 2023), 这类涡旋被称为 I 型涡旋. 相比之下, 木星的极地涡旋表现出明显的纬向不对称性, 环极流较弱, 这类涡旋被归类为 II 型涡旋 (Mitchell et al., 2021).

4 讨论与展望

气态巨行星风暴的形成机制及其相关动力学过程, 对于深入理解这些行星的大气结构、能量运输与物质迁移具有重要意义. 尽管近年来在观测、理论分析与数值模拟方面取得了诸多进展, 仍有若干关键问题亟待解答, 主要包括:

(1) 木星大红斑的结构与演化机制

木星大红斑是太阳系中最显著的长期风暴系统, 其结构与演化过程仍存在诸多未解之谜:

- 大红斑的三维结构如何分布? 其垂直延伸范围有多深?
- 它的形成机制是什么? 为何能维持数百年之久?
- 大红斑的振动与漂移现象由哪些物理机制驱动?
- 在当前演化趋势下, 大红斑是否可能逐渐消失?

(2) 木星极地涡旋的稳定性与动力学特征

木星南北极的多边形涡旋结构展现出高度稳定性, 其形成与维持机制仍在探索中:

- 极地涡旋的垂直结构有多深? 是否仅延伸至平流层还是能贯穿对流层?
- 多边形结构为何能长期保持稳定? 为什么南极与北极涡旋特征不同?
- 涡旋的振动与漂移行为受哪些因素影响? 是内在驱动还是外在驱动的?
- 随着时间推移, 这些涡旋结构是否会发生形态上的演化或解体?

(3) 土星极地六边形涡旋的成因与结构

土星北极的六边形涡旋是一个独特的气象现象, 其几何形态与动力学机制引发广泛关注:

- 六边形结构是如何形成的? 是否能延伸至深层?
- 为何会形成规则的六边形而非其他多边形? 是否与剪切流或行星波共振有关?
- 六边形结构与季节变化有关吗? 它是内部能量驱动还是外部能量驱动?

(4) 木星与土星的中小尺度涡旋系统

除大型风暴外, 木星与土星大气中还广泛分布着大量中小尺度涡旋, 其在行星大气动力学中扮演着重要角色:

- 涡旋的分布与急流之间有何关系? 是涡旋提供能量驱动急流还是急流提供能量驱动涡旋?
- 相较于大型风暴, 小型涡旋的垂直结构有何差异? 是否仅限于对流层上部或平流层中部? 大型风暴和小型涡旋的驱动机制相同吗? 是否湿对流机制和热对流机制在木星大气中都存在, 驱动不同类型的涡旋?
- 涡旋的寿命与尺度由哪些因素决定? 是否受初始能量、背景风场与科氏力等共同调控? 为什么涡旋有生命周期?
- 能否有一个全局模型能同时生成急流、长期存在的大尺度涡旋和生命周期较短的小涡旋?

致谢

本文部分内容基于作者参加“第六届青年行星论坛”综述报告内容,在此感谢该论坛的组织者及参与者提供的宝贵建议。

References

- Adriani A, Mura A, Orton A, et al. 2018. Clusters of cyclones encircling Jupiter's poles[J]. *Nature*, 555(7695): 216-219.
- Adriani A, Bracco A, Grassi D, et al. 2020. Two-year observations of the Jupiter polar regions by JIRAM on board Juno[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 125(6): e2019JE006098
- Aguiar A C B, Read P L, Wordsworth R D, et al. 2010. A laboratory model of Saturn's north polar hexagon[J]. *Icarus*, 206(2): 755-763.
- Antuñano A, del Río-Gaztelurrutia T, Sánchez-Lavega A, et al. 2015. Dynamics of Saturn's polar regions[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 120: 155-176.
- Antuñano A, del Río-Gaztelurrutia T, Sánchez-Lavega A, et al. 2019. Potential vorticity of Saturn's polar regions: Seasonality and instability[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 124(1): 186-201.
- Aurnou J, Calkins M, Cheng J, et al. 2015. Rotating convective turbulence in Earth and planetary cores[J]. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 246: 52-71.
- Aurnou J, Susanne H, Keith J. 2020. Connections between nonrotating, slowly rotating, and rapidly rotating turbulent convection transport scalings[J]. *Physical Review Research*, 2(4): 043115.
- Bolton S J, Levin S, Guillot T, et al. 2021. Microwave observations reveal the deep extent and structure of Jupiter's atmospheric vortices[J]. *Science*, 374(6570): 968-972.
- Brueshaber S, Sayanagi K M, Dowling T E. 2019. Dynamical regimes of giant planets polar vortices[J]. *Icarus*, 323: 46-61.
- Cai T. 2016. A semi-implicit spectral method for compressible convection of rotation and density-stratified flows in Cartesian geometry[J]. *Journal of Computational Physics*, 310: 342-360.
- Cai T. 2021. Large-scale vortices in rapidly rotating Rayleigh-Bénard convection at small Prandtl number[J]. *The Astrophysical Journal*, 923: 138.
- Cai T, Chan K L, Chow K-C. 2021a. Spontaneous generated convective anticyclones in low latitude —A model for the Great Red Spot[J]. *The Astrophysical Journal*, 925: 94.
- Cai T, Chan K L, Mayr H G. 2021b. Deep, closely packed, long-lived cyclones on Jupiter's poles[J]. *The Planetary Science Journal*, 2: 81.
- Cai T. 2022. Examination of vorticity and divergence on a rotating turbulent convection model of Jupiter's polar vortices[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 129: e2023JE008281
- Caldwell J, Turgeon B, Hua X-M, et al. 1993. The drift of Saturn's north polar spot observed by the Hubble space telescope[J]. *Science*, 260(5106): 326-329.
- Cao H, Bloxham J, Park R S, et al. 2023. Strong resemblance between surface and deep zonal winds inside Jupiter revealed by high-degree gravity moments[J]. *The Astrophysical Journal*, 959(2): 78.
- Chan K L. 2007. Rotating convection in f-boxes: Faster rotation[J]. *Astronomical Notes*, 328(10): 1059-1061.
- Chan K L, Mayr H G. 2013. Numerical simulation of convectively generated vortices: Application to the Jovian planets[J]. *Earth and Planetary Science Letters*, 371: 212-219.
- Chand S S, Kevin J E W, Camargo S J, et al. 2022. Declining tropical cyclone frequency under global warming[J]. *Nature Climate Change*, 12(7): 655-661.
- Chong K L, Shi J-Q, Ding G-Y, et al. 2020. Vortices as Brownian particles in turbulent flows[J]. *Science Advances*, 6(34): eaaz1110
- Cosgrove J M, Forbes L K. 2017. A δ -plane simulation of anticyclones perturbing circumpolar flows to form a transient north polar hexagon[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469(4): 4133-4147.
- Couston L, Lecoanet D, Favier B, et al. 2020. Shape and size of large-scale vortices: A generic fluid pattern in geophysical fluid dynamics[J]. *Physical Review Research*, 2: 023143.
- Favier B, Silvers L J, Proctor M R E. 2014. Inverse cascade and symmetry breaking in rapidly rotating Boussinesq convection[J]. *Physics of Fluids*, 26(9): 096605.
- Favier B, Guervilly C, Knobloch E. 2019. Subcritical turbulent condensate in rapidly rotating Rayleigh-Bénard convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 864: R1.
- Fletcher L N, Orton G S, Sinclair J A. 2018. A hexagon in Saturn's northern stratosphere surrounding the emerging summertime polar vortex[J]. *Nature Communications*, 9: 3564.
- Garcia F, Chambers F R, Watts A L. 2020. Deep model simulations of polar vortices in gas giant atmospheres[J]. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 499(4): 4698-4715.
- Gavriel N, Kaspi Y. 2021. The number and location of Jupiter's circumpolar cyclones explained by vorticity dynamics[J]. *Nature Geoscience*, 14(8): 559-563.
- Gavriel N, Kaspi Y. 2022. The oscillatory motion of Jupiter's polar cyclones results from vorticity dynamics[J]. *Geophysical Research Letters*, 49(15): e2022GL098708.
- Gavriel N, Kaspi Y. 2023. The westward drift of Jupiter's polar cyclones explained by a center-of-mass approach[J]. *Geophysical Research Letters*, 50(19): e2023GL103635.
- Gierasch P J, Ingersoll A P, Banfield D, et al. 2000. Observation of moist convection in Jupiter's atmosphere[J]. *Nature*, 403: 628-630.
- Godfrey D A. 1988. A hexagonal feature around Saturn's north pole[J]. *Icarus*, 76(2): 335-356.
- Grassi D, Adriani A, Moriconi M, et al. 2018. First estimate of wind fields in the Jupiter polar regions from JIRAM-Juno images[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 123(6): 1511-1524.
- Gray W M. 1998. The formation of tropical cyclones[J]. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 67(1): 37-69.
- Guervilly C, Hughes D W, Jones C A. 2014. Large-scale vortices in rapidly rotating Rayleigh-Bénard convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 758: 407-435.
- Guervilly C, Hughes D W, Jones C A. 2015. Generation of magnetic fields by large-scale vortices in rotating convection[J]. *Physical Review E*, 91: 041001.
- Guillot T, Miquel Y, Militzer B, et al. 2018. A suppression of differen-

- tial rotation in Jupiter's deep interior[J]. *Nature*, 555(7695): 227-230.
- Guzmán A J A, Madonia M, Cheng J S, et al. 2020a. Competition between Ekman plumes and vortex condensates in rapidly rotating thermal convection[J]. *Physical Review Letters*, 125: 214501.
- Guzmán A J A, Madonia M, Cheng J S, et al. 2020b. Force balance in rapidly rotating Rayleigh-Bénard convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 928: A16.
- Hanel R A, Conrath B J, Herath L W, et al. 1981. Albedo, internal heat, and energy balance of Jupiter: Preliminary results of the Voyager infrared investigation[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 86(A10): 8705-8712.
- Heimpel M, Gastine T, Wicht J. 2016. Simulation of deep-seated zonal jets and shallow vortices in gas giant atmospheres[J]. *Nature Geoscience*, 9(1): 19-23.
- Hueso R, Sánchez-Lavega A, Rojas J F, et al. 2020. Saturn atmospheric dynamics one year after Cassini: Long-lived features and time variations in the drift of the Hexagon[J]. *Icarus*, 336: 113429.
- Ingersoll A P, Gierasch P J, Banfield D, et al. 2000. Moist convection as an energy source for the large-scale motions in Jupiter's atmosphere[J]. *Nature*, 403: 630-632.
- Ingersoll A P, Ewald S P, Tosi F, et al. 2022. Vorticity and divergence at scales down to 200 km within and around the polar cyclones of Jupiter[J]. *Nature Astronomy*, 6(11): 1280-1286.
- Julien K, Rubio A M, Grooms I, et al. 2012. Statistical and physical balances in low Rossby number Rayleigh-Bénard convection[J]. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 106(4-5): 392-428.
- Käpylä P J, Mantere M J, Hackman T. 2011. Starspots due to large-scale vortices in rotating turbulent convection[J]. *The Astrophysical Journal*, 742(1): 34.
- Kaspi Y, Galanti E, Hubbard W B, et al. 2018. Jupiter's atmosphere jet streams extend thousands of kilometers deep[J]. *Nature*, 555(7695): 223-226.
- Kolmogorov A N. 1941. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence[J]. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 32: 19-21.
- Kong D L, Zhang K K, Schubert G, et al. 2018. Origin of Jupiter's cloud-level zonal winds remains a puzzle even after Juno[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115(34): 8499-8504.
- Kunnen R P J. 2021. The geostrophic regime of rapidly rotating turbulent convection[J]. *Journal of Turbulence*, 22(4-5): 267-296.
- Lemasquerier D, Facchini G, Favier B, et al. 2020. Remote determination of the shape of Jupiter's vortices from laboratory experiments[J]. *Nature Physics*, 16(6): 695-700.
- Li C, Ingersoll A P. 2015. Moist convection in hydrogen atmospheres and the frequency of Saturn's giant storms[J]. *Nature Geosciences*, 8: 398-403.
- Li C, Ingersoll A P, Klipfel A P, Brett H. 2020. Modeling the stability of polygonal patterns of vortices at the poles of Jupiter as revealed by the Juno spacecraft[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 117(39): 24082-24087.
- Li L, Ingersoll A P, Vasavada A R, et al. 2004. Life cycles of spots on Jupiter from Cassini images[J]. *Icarus*, 172(1): 9-23.
- Li L, Jiang X, West R A, et al. 2018. Less absorbed solar energy and more internal heat for Jupiter[J]. *Nature Communications*, 9: 37.
- Lin Y F, Jackson A. 2021. Large-scale vortices and zonal flows in spherical rotating convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 912: A46.
- Mac Low M-M, Ingersoll A P. 1986. Merging of vortices in the atmosphere of Jupiter: An analysis of Voyager images[J]. *Icarus*, 65: 353-369.
- Maffei S, Krouss M J, Julien K, et al. 2021. On the inverse cascade and flow speed scaling behaviour in rapidly rotating Rayleigh-Bénard convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 913: A18.
- Mitchell D M, Scott R K, Seviour W J M, et al. 2021. Polar vortices in planetary atmospheres[J]. *Reviews of Geophysics*, 59: e2020RG000723.
- Morales-Juberías R, Sayanagi K M, Smon A A, et al. 2015. Meandering shallow atmospheric jet as a model of Saturn's north-polar hexagon[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 806(1): L18.
- Moriconi M L, Migliorini A, Altieri F, et al. 2020. Turbulence power spectra in regions surrounding Jupiter's south polar cyclones from Juno/JIRAM[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 125(7): e2019JE006096.
- Mura A, Adriani A, Bracco A, et al. 2021. Oscillations and stability of the Jupiter polar cyclones[J]. *Geophysical Research Letters*, 14: e2021GL094235.
- Novi L, von Hardenberg J, Hughes D W, et al. 2019. Rapidly rotating Rayleigh-Bénard convection with a tilted axis[J]. *Physical Review E*, 99(5): 053116.
- O'Neill M E, Emanuel K A, Flierl G R. 2015. Polar vortex formation in giant-planet atmospheres due to moist convection[J]. *Nature Geoscience*, 8(7): 523-526.
- Parisi M, Kaspi Y, Galanti E, et al. 2021. The depth of Jupiter's Great Red Spot constrained by Juno gravity overflights[J]. *Science*, 374(6570): 964-968.
- Rostami M, Zeitlin V, Spiga A. 2017. On the dynamical nature of Saturn's north polar hexagon[J]. *Icarus*, 297: 59-70.
- Rubio A M, Julien K, Knobloch E, et al. 2014. Upscale energy transfer in three-dimensional rapidly rotating turbulent convection[J]. *Physical Review Letters*, 112(14): 144501.
- Sánchez-Lavega A, Lecacheux J, Colas F, et al. 1993. Ground-based observations of Saturn's north polar spot and hexagon[J]. *Science*, 260(5106): 329-332.
- Sánchez-Lavega A, Hueso R, Pérez-Hoyos S, et al. 2006. A strong vortex in Saturn's south pole[J]. *Icarus*, 184(2): 524-531.
- Sánchez-Lavega A, del Río-Gaztelurrutia T, Hueso R, et al. 2014. The long-term steady motion of Saturn's hexagon and the stability of its enclosed jet stream under seasonal changes[J]. *Geophysical Research Letters*, 41: 1425-1431.
- Sánchez-Lavega A, García-Melendo E, del Río-Gaztelurrutia T, et al. 2021. Interaction of Saturn's hexagon with convective storms[J]. *Geophysical Research Letters*, 48: e2021GL092461.
- Sánchez-Lavega A, García-Melendo E, Legarreta J, et al. 2024. The origin of Jupiter's Great Red Spot[J]. *Geophysical Research Letters*, 51: 2024GL108993.
- Sankar R, Brueshaber S, Fortson L, et al. 2024. Jovian vortex hunter: A citizen science project to study Jupiter's vortices[J]. *The Planetary Science Journal*, 5(9): 203.

- Sayanagi K M, Blalock J J, Dyudina U A, et al. 2017. Cassini ISS observation of Saturn's north polar vortex and comparison to the south polar vortex[J]. *Icarus*, 285: 68-82.
- Siegelman L, Klein P, Ingersoll A P, et al. 2022a. Moist convection drives an upscale energy transfer at Jovian high latitudes[J]. *Nature Physics*, 18(3): 357.
- Siegelman L, Young W R, Ingersoll A P. 2022b. Polar vortex crystals: Emergence and structure[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 119(17): e2120486119.
- Simon A A, Tabataba-Vakili F, Cosentino R, et al. 2018. Historical and contemporary trends in the size, drift, and color of Jupiter's Great Red Spot[J]. *Astronomical Journal*, 155: 151.
- Simon A A, Wong M H, Marcus P S, et al. 2024. A detailed study of Jupiter's Great Red Spot over a 90-day oscillation cycle[J]. *The Planetary Science Journal*, 5(10): 223.
- Tabataba-Vakili F, Rogers J H, Eichstädt G, et al. 2020. Long-term tracking of circumpolar cyclones on Jupiter from polar observations with JunoCam[J]. *Icarus*, 335: 113405.
- Trammell H J, Li L, Jiang X, et al. 2014. The global vortex analysis of Jupiter and Saturn based on Cassini imaging science subsystem[J]. *Icarus*, 242: 122-129.
- Trammell H J, Li L, Jiang X, et al. 2016. Vortices in Saturn's Northern Hemisphere (2008-2015) observed by Cassini ISS[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 121(9): 1814-1826.
- Vasavada A R, Hörst S, Kennedy M, et al. 2006. Cassini imaging of Saturn: Southern Hemisphere winds and vortices[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 111: E05004.
- Waugh D W. 2023. Fluid dynamics of polar vortices on Earth, Mars, and Titan[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 55: 265.
- Wong M H, Marcus P S, Simon A A, et al. 2021. Evolution of the horizontal winds in Jupiter's Great Red Spot from one Jovian year of HST/WFC3 maps[J]. *Geophysical Research Letters*, 48(18): e2021GL093982.
- Yadav R K, Bloxham J. 2020. Deep rotating convection generates the polar hexagon on Saturn[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 117(25): 13991-13996.