基于 Fitch 的风电场参数化在 CM1 中的实现、验证及其对对流触发的影响

李建祥和孟智勇中国北京，北京大学

要点：

- 在 Cloud Model 1 中实现了基于 Fitch 的风电场方案，并通过与天气研究与预报模式进行对比加以验证。
- 在稳定条件下，有组织的近地面风和温度扰动可延伸至远超风电场范围的区域。
- 大型风力涡轮机可通过重力波和边界层增温，在下游数十公里处促进对流触发。

摘要

我们在 Cloud Model 1 (CM1) 中实现了基于 Fitch 的风电场参数化，将风力涡轮机表示为转子扫掠层内的高空动量汇和湍流动能（TKE）源，并针对计算效率和并行执行进行了优化。与天气研究与预报（WRF）模式的直接比较表明，两者在风速亏损和湍流动能增强的幅度及空间结构方面高度一致。日变化模拟也再现了已知的边界层响应对大气稳定度的依赖性，进一步证实了该实现的一致性。在稳定条件下，风电场会在近地面风速和温度上产生连贯的空间分布特征，影响范围远超风电场本身。在有利于对流的条件下进行的理想化模拟显示，大型风力涡轮机可促进下游数十公里处发生对流触发，且触发时间早于无风电场模拟。分析表明，暖空气经湍流夹卷越过边界层顶，是形成下游狭长暖带的主要原因，而地表感热通量增强的作用较小。该暖

带上会形成次级环流，并持续提供低层抬升。风电场产生的重力波提供初始垂直扰动；该扰动在这些环流的上升支中向下游平流时不断增强，最终发展为局地深对流上升气流。

通俗语言摘要

我们将一种计算高效的风电场表征加入Cloud Model 1，用以模拟风力涡轮机如何减缓风并产生湍流。与另一大气模式的比较表明，风速减弱和湍流增强的强度及空间分布特征均高度一致。跨越昼夜的模拟也再现了风电场影响低层大气方式的已知差异。在稳定大气条件下，风电场产生有组织的近地面风速和温度变化分布特征，并延伸至风电场以外很远的区域。在有利条件下的理想化模拟中，大型风力涡轮机促进了下游数十公里处上升气流和对流云的发展，且早于没有风电场的情形。下游形成一条狭长的暖带，主要是因为湍流将上方空气混合进入低层大气。来自地面的热量传输增强所起作用较小。环流在暖带上发展，并维持向上气流运动。风电场产生的波动提供了初始抬升。当该扰动在这些环流的上升支内向下游移动时，它增强为一个强而局地的上升气流。

1. 引言

强对流风暴可产生龙卷风、大冰雹和破坏性大风，在短时间内造成重大的生命和财产损失。其尺度较小，且演变迅速并呈非线性，使其内部结构难以观测，其初生和发展也难以预报。理想化数值试验提供了一个可控环境，可在其中分离热力学、动力学和微物理影响对风暴初生及演变的单独作用。

全球风电装机容量在过去25年间以超过10%的复合年增长率增长，2025年达到1299 GW，预计未来仍将持续快速扩张（GWEC，2026年）。风机额定功率也有所提升，轮毂高度和转子直径随之增大（GWEC，2025年）。随着风能不断发展，风电场正

逐渐成为一种独特的人为景观，其中风力涡轮机充当高空动量汇和湍流源。风电场的扩张及风机尺寸的增大，促使人们研究这种强迫如何改变行星边界层（PBL）过程和中尺度大气现象，包括与对流相关的热力和动力条件。

观测和数值模拟表明，风电场会改变行星边界层结构。夜间，风机诱发湍流通过湍流热通量散度和三维温度平流增强垂直混合，并使近地层大气增温（Xia 等，2019），从而增强向下地表感热通量并提高地表温度。大多数实地观测、卫星观测和数值研究报告了夜间增温，但结果会因地形和季节而异；日间效应通常不显著，或表现为轻微降温（Baidya Roy 和 Traiteur，2010；Jiang 等，2025；Ze 等，2024；Zhou 等，2022；Zhou 等，2012）。在稳定条件下，风速亏损可向下游延伸数十公里；在不稳定条件下则恢复得更快（Englberger 和 Dörnbrack，2017；Porte-Agel 等，2020）。近地面风速往往在白天下降、夜间上升（Fitch、Lundquist 等，2013；Rajewski 等，2013），不过这种日变化响应并非总是出现（Bodini 等，2021）。风电场还往往会增强地表蒸发并降低土壤水分（Ze 等，2024）；若将植被或灌溉纳入考虑，也可能出现不同的响应（Liu 等，2023；Su 等，2025）。

风电场会削弱并抬升边界层低空急流，同时降低其出现频率（Quint 等，2025；Zhou 等，2022）。风电场还会在逆温层和自由大气中激发重力波，改变压力和风场（Allaerts 和 Meyers，2017；James，2017；Smith，2010），并减缓冷池出流边界的传播（Tomaszewski 和 Lundquist，2021）。

模拟和观测表明，大型风电场可改变区域降水，已报告的响应包括上游降水增加、下游降水减少以及暖季降雨增多（Al Fahel 和 Archer，2020；Dong 等，2026；Fiedler 和 Bukovsky，2011）。这些研究主要关注区域降水或时间平均降水，因此无法确定风电场是否会影响单个对流系统的触发与发展，或如何产生影响。风电场对对流触发（CI）的影响尤其鲜少受到关注。Meng 等（2026）通过一项个例研究表明，沙漠风电场能够改变边界层辐合线，并通过重力波和云–辐射反馈加速对流触发。然而，

这些影响的普遍性及其对大气条件和风电场特征的依赖性仍不明确，因此有必要通过理想化模拟开展进一步研究。

在数值模式中表示风电场有多种方法。隐式参数化会增大风电场区域的地表粗糙度长度（Fischereit 等，2021），但这种方法被批评为不适合表示风电场及其影响（Fitch、Olson 等，2013）。Fitch 方案（Fitch等，2012）将风力涡轮机表示为高空动量汇和湍流动能（TKE）源。该方案在 WRF 中得到广泛应用，并已通过现场观测和大涡模拟进行评估；此后的一系列改进还考虑了垂直风切变、轴向诱导、空气密度、风机布局和子网格尾流效应（Ali 等，2026年；Chang 等，2026年；Du 等，2025年；Du 等，2026年；Ma 等，2022年；Redfern 等，2019；Vollmer 等，2024）。Volker 方案（Volker 等，2015）是一种基于尾流扩展理论的显式尾流参数化，它在不显式注入湍流动能的情况下添加动量汇。在大涡模拟尺度上，风力涡轮机采用致动盘模型、致动线模型或致动面模型表示（Li 等，2022），从而解析单个尾流；但其计算成本限制了区域规模和模拟时长。

Cloud Model 1 (CM1；Bryan 与 Fritsch，2002) 是一种三维、可压缩、非静力模式，旨在用于大气对流和中尺度动力学的理想化研究。其开源代码、计算效率和灵活的配置支持开展高分辨率模拟和系统的敏感性实验。通过控制初始环境和物理过程，可以分离分析各因素对风暴结构和演变的影响。这些特性使 CM1 成为研究对流触发与组织过程中的热力、动力和微物理机制的实用数值平台。然而，在本研究开展之前，CM1 尚未配备专门的风电场参数化方案。对于本文所研究的公里尺度模拟，我们采用 Fitch 方案，因为它是中尺度建模中应用最广泛的风电场参数化方案（Fischereit 等，2021年）。

在此，我们在 CM1 中实现了基于 Fitch 的风电场参数化方案，并针对计算效率和并行执行进行了优化。我们将该实现与 WRF 进行对比评估，并考察边界层日变化响应。我们还分析了稳定条件下下游风速和温度扰动的空间组织。在另一个有利于对流的环境中，我们测试了对流触发对风机配置的敏感性，并分析其机制。

2. 模型与参数化方案说明

2.1 风电场参数化

2.1.1 Fitch参数化方案

该参数化方案改编自 WRF 中的 Fitch风电场参数化方案。每台风力涡轮机都被视为一个抬升的动量汇，并在与其风轮盘相交的网格单元内产生湍流动能。设 $U_k = (u_k, v_k)$ 表示第 k 层中的水平速度分量，$z_k \; and \; z_{k+1}$ 表示层界面高度；t 表示时间。在每个水平网格点 (i, j)，风速和湍流动能的倾向方程由各垂直层 k 上的有效风速驱动：

$$\frac{\partial \mathrm{u_k}}{\partial \mathrm{t}} = -\sum_T \frac{\frac{1}{2} N_T C_t |\boldsymbol{U_k}| u_k A_k}{z_{k+1} - z_k} \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathrm{v_k}}{\partial \mathrm{t}} = -\sum_T \frac{\frac{1}{2} N_T C_t |\boldsymbol{U_k}| v_k A_k}{z_{k+1} - z_k} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \mathrm{TKE_k}}{\partial \mathrm{t}} = \sum_T \frac{\frac{1}{2} N_T C_{TKE} |\boldsymbol{U_k}|^3 A_k}{z_{k+1} - z_k} \tag{3}$$

其中，T 表示风机类别，N_T 表示水平网格单元内T型风机每平方米的数密度，A_k 表示第k层的横截面扫掠面积，Ct为推力系数，Cp为功率系数，湍流动能源项系数由$C_{TKE} = \alpha(C_t - C_p)$给出，其中$\alpha = 0.25$为提取动能的比例（Archer等人，2020）。$C_p$ 和C_t 是$|\boldsymbol{U_H}|$的函数，$|\boldsymbol{U_H}|$表示风机轮毂高度处的风速大小。请注意，C_t、 C_p、 C_{TKE} 和A_k 也取决于风机类别T。设ρ 为空气密度，A_T 为T型风机的完整风轮扫掠面积，则单位水平面积的发电量定义为：

$$P = \sum_T \frac{1}{2} C_p \rho |\boldsymbol{U_H}|^3 A_T N_T \tag{4}$$

为确保这些多层估算守恒能量，并与根据轮毂高度风速得出的风能总产量一致，对每种风机类别 T，所有倾向方程 (1)–(3) 的右侧均乘以一个归一化因子 (ec)：

$$ec = \frac{\frac{1}{2}C_p\rho_a|\boldsymbol{U_H}|^3 A_T N_T}{\sum_{k=turbine\ bottom}^{turbine\ top}\frac{1}{2}C_p\rho_a|\boldsymbol{U_k}|^3 A_k N_T} \quad (5)$$

2兆瓦情形的风机规格取自 WRF代码库；5、10、15 和 22兆瓦情形的规格取自 NREL FLORIS 库。风力涡轮机的轮毂高度和转子直径见图 1。

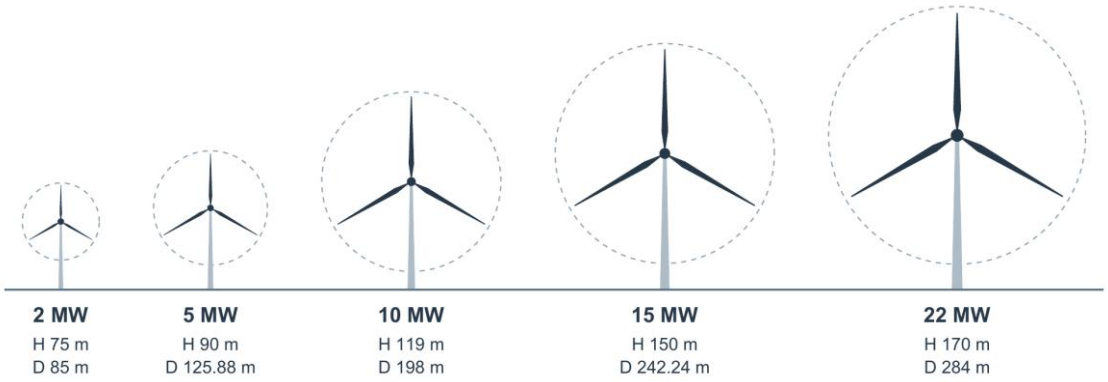


图1 不同额定功率风力涡轮机的轮毂高度（H）和转子直径（D）

2.1.2 技术实现与优化

除了基础的 WRF 移植版本外，我们还进行了多项技术改进，以提升效率和兼容性。几何相关参数在初始化期间仅预先计算一次，避免在每个时间步重复计算。数据存储从按单台风力涡轮机组织改为按风力涡轮机类型组织，从而减少包含大量同类风力涡轮机的大型风电场的内存使用量。涡轮机密度计算经过通用化处理，可支持非正方形网格单元。该实现提供原生 OpenMP（共享内存）和 MPI（分布式内存）并行能力。全面的输入验证可防止格式错误的输入导致静默失败，计算循环也经过调优，以提高 CPU 缓存命中率。除 module_wind_fitch.F 外，我们还修改了 CM1代码库中的其他几个文件，主要用于定义变量和传递参数。

2.2 CM1 和 WRF 配置

为验证该方案并研究其对对流触发的影响，我们开展了三组实验，具体将在第 2.3节讨论。除实验1中的 WRF 控制实验外，所有实验均使用 CM1 进行。在实验1中，WRF模拟采用与 CM1 相同的配置，以确保比较公平。

所有实验均采用 Klemp-Wilhelmson 可压缩垂直隐式时间分裂积分方案，固定时间步为 3 秒。为抑制 2Δx 波（Δx 为水平网格间距）和灰区数值伪影，我们采用五阶加权本质无振荡（WENO）平流方案处理标量变量和速度场，采用系数为 $C_s = 0.25$ 的水平 Smagorinsky湍流参数化方案，并采用系数为 0.12 的单调六阶人工扩散方案。

所有实验的水平网格间距均为 1 km。各实验的垂直网格配置和阻尼层有所不同。实验1和实验2的模式顶位于 12.6 km 处，并在 10 km 至模式顶之间施加 Rayleigh阻尼层。实验3将模式顶升至 21.6 km，阻尼层则从 15 km 开始。所有实验中，Rayleigh阻尼的衰减时间均为 300 s。

所有实验中，最低 360 m 范围内的垂直分辨率为 12 m，随后垂直网格均匀拉伸，到 12.6 km 处达到 600 m。从 12.6 km 到模式顶的分辨率均为 600 m，但实验1和实验2的模式顶设在 12.6 km 处。由于 WRF 使用混合垂直坐标，我们调整 η层，使其垂直网格拉伸方式尽可能与 CM1 相匹配。

上边界采用自由滑移条件，下边界采用半滑移条件，侧边界采用周期性条件。地表和深层土壤的初始温度均设为 300 K。边界层采用启用了湍动能平流选项的 MYNN 2.5级涡扩散质量通量（EDMF）方案，近地面层采用 MYNN 方案；由于 CM1 不包含更全面的陆面方案，陆面采用平板方案。实验2和实验3采用参考纬度为 45°N 的 RRTMG 辐射方案和 Morrison 双矩微物理方案，而实验 1 中则关闭这些方案。辐射调用间隔默认为 300 s，但在实验3中，我们将其设为 60 s，以更准确地模拟云与辐射之间的相互作用。

在实验1和实验 2中启用了科里奥利力（科里奥利参数为 $f = 0.0001\ \mathrm{s}^{-1}$），并施加了一个与纬向（u）方向 10 m/s 地转风相对应的额外水平气压梯度，以维持背景风场。对于实验3，则禁用了科里奥利力，以消除不必要的复杂性。

所有实验在所有垂直层均初始化了幅度为 0.25 K 的随机位温扰动，以打破水平齐次性并产生真实的边界层结构。

模拟的风电场覆盖一个 10 km × 10 km 的水平区域，由 100 台风力涡轮机构成，每个水平网格点上安装一台风力涡轮机。风电场的几何中心距计算区域左边界 50 km，并位于 y 方向的中心。

2.3 实验设计

2.3.1 实验1：WRF–CM1对比

本实验的所有模拟均指定采用美国地质调查局的“裸地或稀疏植被”陆面类别，并将地表发射率和水分可利用度设为零。

参考 Fitch 等（2012），我们首先在 CM1 中进行了一次关闭风电场的前期模拟，以生成初始探空。该次前期模拟采用 10 m/s 的均匀u向风、960 m 以下恒定为 300 K 的位温、上方 10 K/km 的递减率，且不含水分。模拟在一个较小的 8 km × 8 km 区域上运行了 10 天，并通过水平平均生成一维初始廓线。

正式模拟包括四组实验：CM1-WF 和 CM1-NWF（在 CM1 中开启和关闭风电场），以及 WRF-WF 和 WRF-NWF（在 WRF 中开启和关闭风电场）。正式运行持续 10 小时，使用一个 400 km × 400 km 的区域。在 WF 配置中，由 2兆瓦风力涡轮机构成的风电场在模拟开始时启用。分析聚焦于 10 小时时的单个时间步。

2.3.2 实验 2：风电场影响的日变化周期

在实验 2 中，所有模拟均采用美国地质调查局的“裸地或稀疏植被”陆面类别，并将水分可利用度设为 0.0001。选择这种极端干燥的设置，是为了在长时间模拟期间抑制水分积累，并避免云和降水发展。因此，水分相关结果应作定性解读，而非定量解读。

在一个 8 km × 8 km 的区域内进行了前期模拟，且未启用风电场方案。该前期运行采用与

实验1中正式模拟相同的干燥探空进行初始化，并积分运行了20天（从2025年7月1日18:00（当地时间）开始），以达到近似辐射平衡；但无法达到水汽平衡。该运行的水平平均状态为正式模拟提供了初始探空。

正式模拟分为三组：无风电场（NWF）、配备2兆瓦风力涡轮机和配备22兆瓦风力涡轮机。模拟持续54小时，在600 km × 200 km区域内进行，起始时间为2025年7月21日当地时间18:00。经过6小时自旋调整后进行分析，分析时段为7月22日当地时间00:00至2025年7月24日当地时间00:00。

2.3.3 实验3：对流触发

初始大气状态采用 Weisman–Klemp 热力与水汽廓线（Weisman & Klemp, 1982）进行设定，该廓线的近地表水汽混合比最大值为14 g/kg，并伴有均匀的15 m/s西风。陆面设为美国地质调查局“林木湿地”类别，所有模拟均于2025年7月22日当地时间06:00初始化。实验在300 km × 100km区域内进行，持续6小时。实验考虑六种配置：一个不设风电场的基准情形（NWF），以及五种风电场情形，其风机额定功率分别为2、5、10、15和22兆瓦。

为避免虚假瞬变，在 1.5 h 至 2.5 h 之间，通过将控制方程（1）–（3）的右端乘以无量纲渐增因子，逐步增强风电场的作用

$$fac = \frac{t - t_{start}}{t_{ramp}} \tag{6}$$

其中 $t_{start} < t \le t_{start} + t_{ramp}$ 为 $t_{start} = 1.5$ h，$t_{ramp} = 1.0$ h。此处 t 表示模拟时间，下标“start”和“ramp”分别表示渐增开始时间和持续时间。模拟开始时不启用风电场，因为在模型自旋调整期间，边界层风会减弱；若此时对最初较强的气流施加风力涡轮机阻力，就会产生不切实际的强烈扰动。随后逐渐增强强迫，而不是瞬间开启，因为突然启动会使所有风力涡轮机同时暴露于未受扰动的背景气流中，这与已发展起来的风电场不同；在后者中，下游风力涡轮机会受到上游风力涡轮机尾流的影响。

相比之下，实验1和实验2采用前驱模拟，以提供平衡良好的初始风场；分析针对正式运行开始很久之后的准稳态

阶段（分别为10小时和6小时）。由于这些情况下风电场初始瞬态可以忽略不计，因此为简化起见省略了爬升过程。

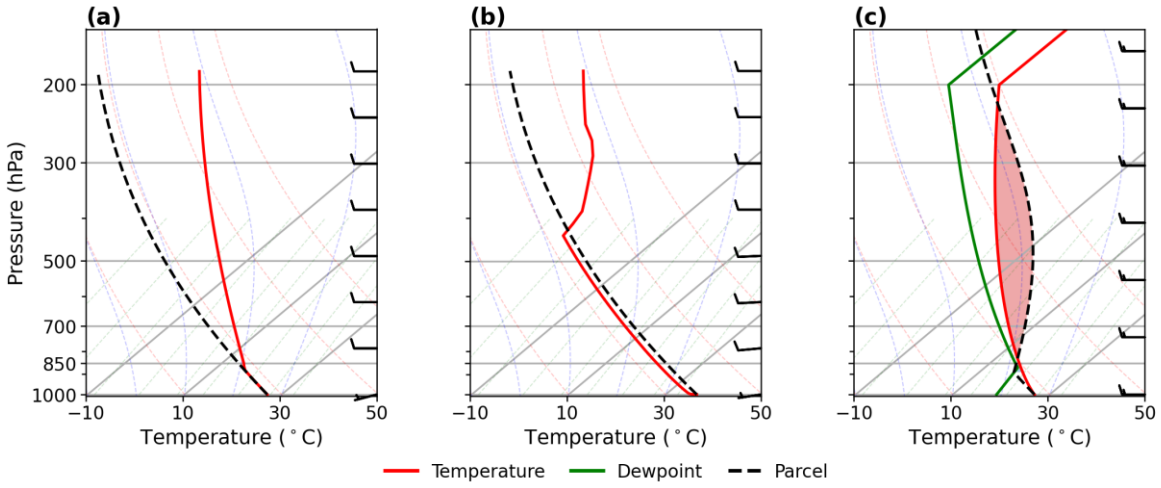


图 2 实验1（a）、2（b）和3（c）正式模拟的输入探空资料

3. 方案验证与大气响应

3.1 WRF–CM1对比（实验1）

CM1与WRF模拟的直接对比表明，两种模式在风电场诱导扰动的空间分布和幅度方面高度一致。如图 3和图 4所示，两种模式均再现了风电场尾流的典型特征，即动量汇和湍流动能源。风速亏损和湍流动能增强的下游延伸范围、扩散角及幅度，在水平面和垂直面上都非常相似。

随着风力涡轮机的累积阻力发挥作用，风速最大降幅出现在风电场的下游边缘。风电场下游的速度亏损会持续一段较长的恢复距离，并向下风方向延伸数十公里。

湍流动能增强的最大值出现在风电场下游端附近的叶轮顶部高度，这归因于风力机直接生成的湍流动能，以及动量亏损引起的切变生成（Fitch等，2012）。

水平风速亏损和湍流动能增强并非仅局限于叶轮扫掠面积内，而是垂直延伸至整个边界层深度。相比之下，风速亏损的水平延伸范围更广，而湍流动能增强则表现出更强的垂直输送。与 Fitch 等（2012）的结果相比，尾流恢复得更快，且有更多湍流动能被平流输送至下游。我们将这一现象部分归因于

模型设置和风机规格的差异，部分归因于 Archer 等（2020）对该方案的修正。

两种模式均显示，风电场内近地表层的风速略有增加。在两种模式中，风电场下游的近地表层均观测到湍流动能（TKE）减小，这与尾流中风切变减弱以及由此导致的TKE切变生成减少相符（Fitch等，2012）。

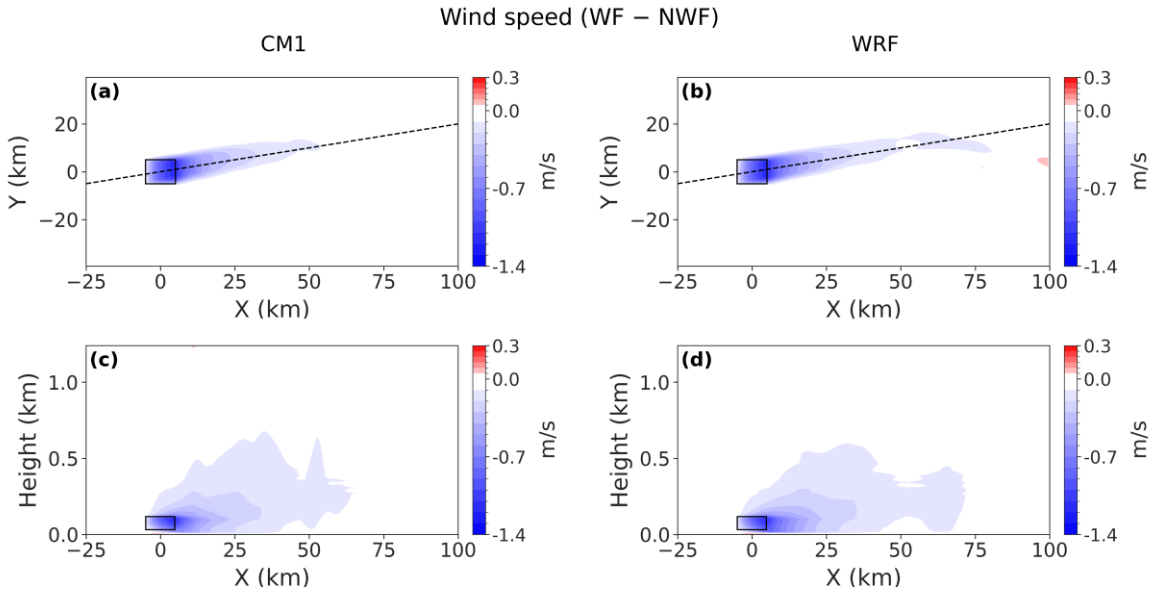


图 3 最终输出时刻的水平风速差异（WF − NWF）。面板 (a, c) 展示 CM1，(b, d) 展示 WRF。(a, b) 为 100 m 高度处的水平剖面，(c, d) 为沿虚线的垂直剖面。方框标出风电场，原点为风电场中心。

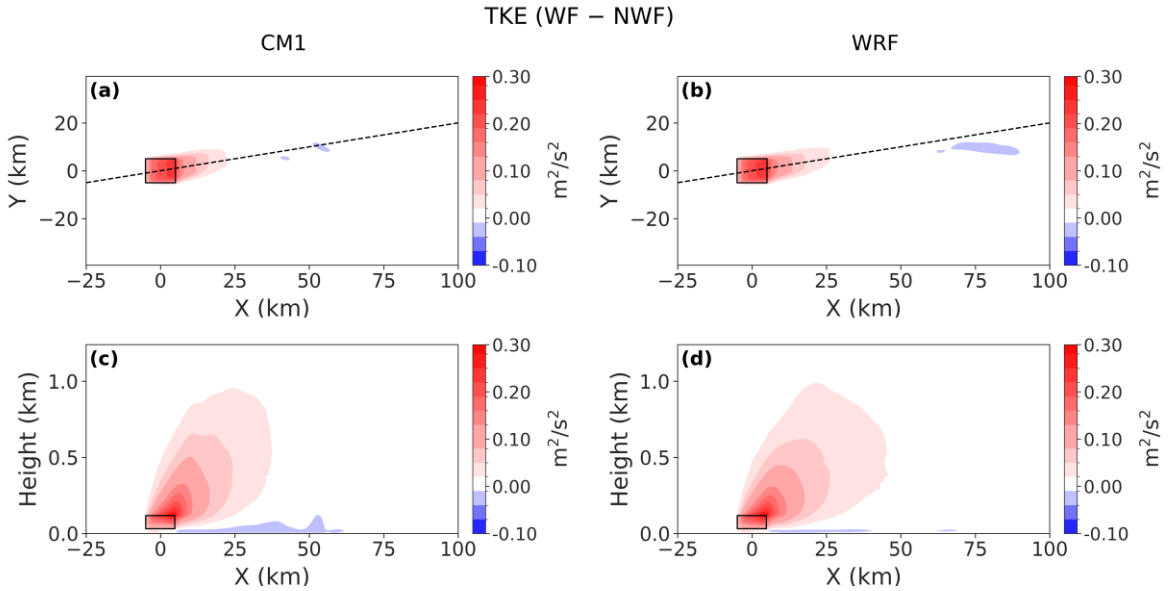


图 4 最终输出时刻的湍流动能差异（WF − NWF），布局与图 3 相同。

3.2 风电场影响的日变化周期（实验 2）

3.2.1 风、湍流与边界层结构

如图 5a 和 5b 所示，风电场的影响呈现出显著的昼夜差异。在稳定的夜间条件下，风速降低几乎完全局限于转子层。风电场成为边界层湍流动能的主要来源，湍流动能增强也集中在转子层内。在不稳定的白天条件下，风速降低幅度较小，但由于垂直混合增强，其影响向上延伸至边界层更高处。湍流动能增强同样延伸至更高处。

根据图 5a，2 MW风电场配置会减弱夜间类似急流的风速最大值，并使其核心移至更高处。在 22 兆瓦配置下，这种结构会消失。尽管风速最大值并不总是严格符合边界层低空急流（BLLJ）的传统判据，但其演变可作为衡量风电场引起的夜间风廓线变化的有效指标。风电场还会改变夜间埃克曼螺旋，使风向调整延伸至更高处，高空转向增强，而近地表转向减弱（图 6c）。与无风电场情形相比，夜间 10 米风速增强，而白天则减弱（图 7a）。

总体而言，这些结果表明，边界层对风电场强迫的响应强烈依赖于大气稳定度。

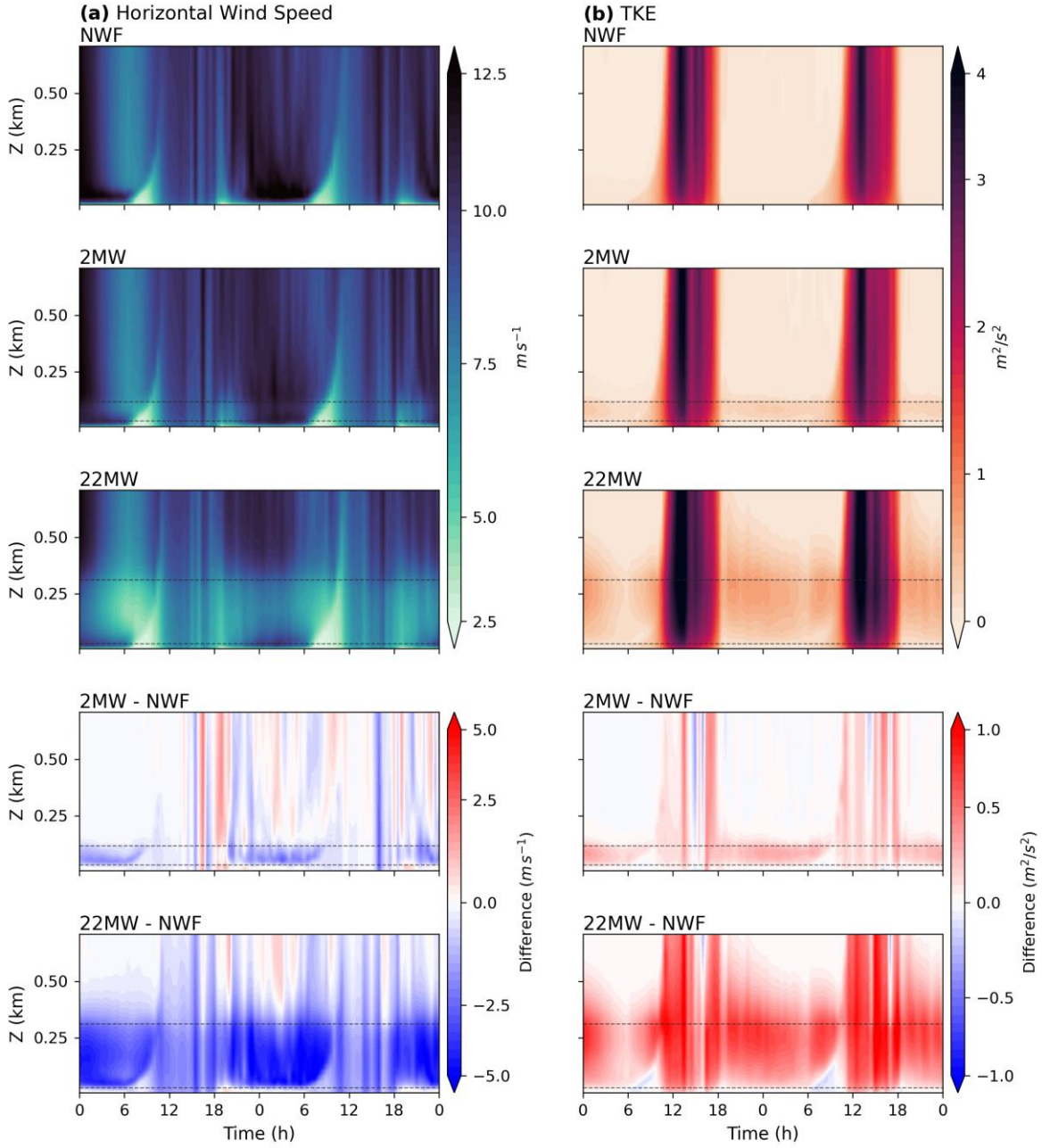


图5 风电场情形的日变化演变。（a）水平风速和（b）湍流动能在NWF、2兆瓦风电场和22兆瓦风电场中的高度—时间剖面，以及两种风电场与NWF之差。虚线标示风机转子的顶部和底部。

3.2.2 热力过程

根据图6a和图7c，夜间风电场会引起近地面增温和转子层冷却；2 MW配置下的温度扰动约为0.5–1 K，22 兆瓦配置下约为1–1.5 K。这些变化会减弱轮毂高度附近的逆温，同时增强转子上方的层结

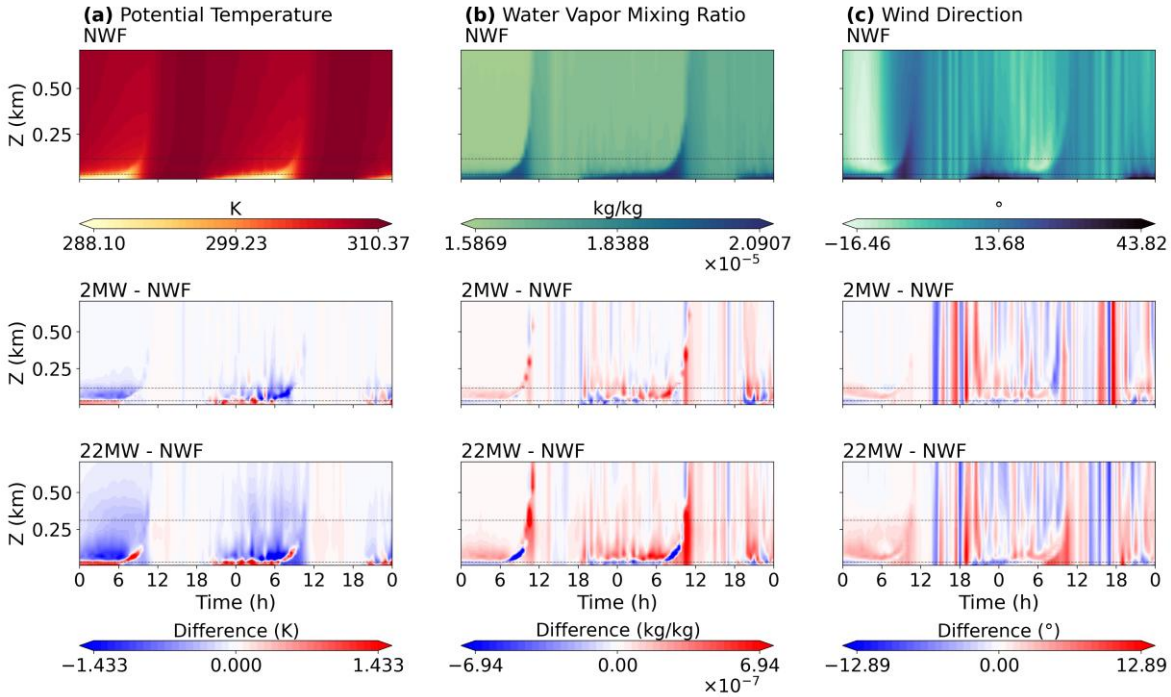


图 6 风电场区域平均的（a）位温、（b）水汽混合比和（c）风向的高度—时间剖面。顶行表示无风电场对照（NWF）；下方各行表示 2兆瓦风电场和 22兆瓦风电场分别减去 NWF 的结果。虚线标示风机转子的顶部和底部。

盘。在晨间过渡期，风电场区域在 2 m 高度处的温度低于周围环境。当边界层转变为不稳定状态后，风电场引起的温度扰动变得很小。设置风电场后，地表感热通量仅在晨间过渡期增加，而在一天的其余时间减少（图 7e）。这一行为主要与夜间较暖的近地面空气、晨间过渡期较冷的近地面空气以及较弱的白天风有关。湍流混合和垂直平流对局地温度变化的贡献将在附录 C 中进行分析。

如图 6b 和图 7d 所示，在此处考虑的实验设置中，大气水汽主要由局地地表蒸发提供，风电场诱发的混合作用会在夜间使近地表层变干、转子层变湿。晨间过渡期，近地表层会异常变湿。白天，随着近地面风速降低，地表水汽通量也会减少，但这种响应可能取决于陆面方案和实验设置（图 7f）。与此同时，增强的垂直混合会将水汽从地表输送出去，这两种效应都会使近地面环境变干。

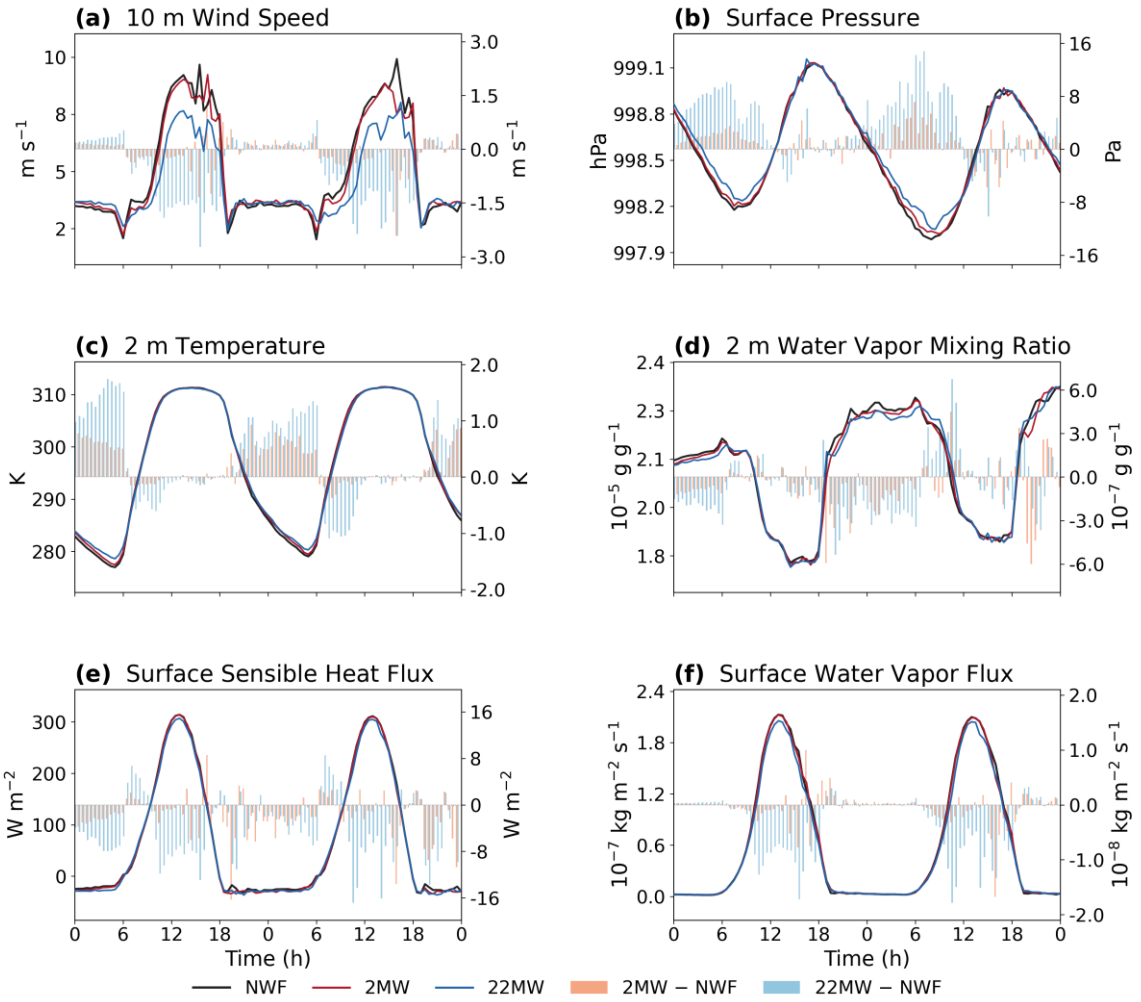


图 7 风电场平均近地面变量和地表通量的日变化周期。黑色、红色和蓝色曲线分别表示无风电场（NWF）、2兆瓦和22兆瓦模拟，刻度位于左轴。柱状图表示与NWF的差异（2兆瓦 − NWF为橙色；22兆瓦 − NWF为浅蓝色），刻度位于右轴。（a）10米风速。（b）地表气压。（c）2米温度。（d）2米水汽混合比。（e）地表感热通量。（f）地表水汽通量。

风电场还会对地表气压产生微小扰动，通常只有几个帕，增幅最大出现在夜间和过渡时段（图 7b）。

正如预期，22兆瓦情形中的动力效应和热力效应通常比2兆瓦情形更强。

3.3 下游效应（实验 2）

本节重点讨论22兆瓦情形，因为其中的信号最为明显。2兆瓦情形中也存在相关但通常较弱的扰动。

3.3.1 三维尾流结构与垂直运动

夜间埃克曼层内显著的风向偏转使风电场尾流在不同高度向不同方向输送，从而形成垂直偏斜的下游尾流（图8a）。先前研究表明，风向偏转与偏转风动量的垂直混合相结合，能够显著改变风电场尾流的方向，尤其是在稳定条件下（Gadde，2019；van der Laan 和 Sørensen，2017）。本文利用中尺度模拟考察风电场尺度尾流偏转如何随高度变化。结果显示，在与风机相关的不同高度上，尾流轨迹存在显著差异。增强的湍流动能主要集中在速度亏损区的上边缘附近（图8b），这与尾流上边界附近增强的切变生成一致。

风电场尾流在垂直运动方面也表现出显著的不对称性。在图8c所示的较低层中，从上游方向观察，尾流右侧主要发生下沉运动，而左侧则发生上升运动。Fitch、Lundquist 等人（2013）也报告了类似的不对称垂直运动模式，并将其归因于风电场对埃克曼层流动的改变。此外，图8c中高层还存在尺度更广的垂直运动。

在稳定层结下，下沉运动将具有更高位温的空气向下平流，从而产生增温；而上升运动则产生冷却。转子层下方的温度场呈现暖冷偶极子，且在尾流外侧边缘还出现了额外的冷异常（图8d、8e）。尽管湍流垂直热通量散度也会对温度倾向产生影响（图8f），但位温扰动与垂直平流趋势的变化更为一致（图8e）。

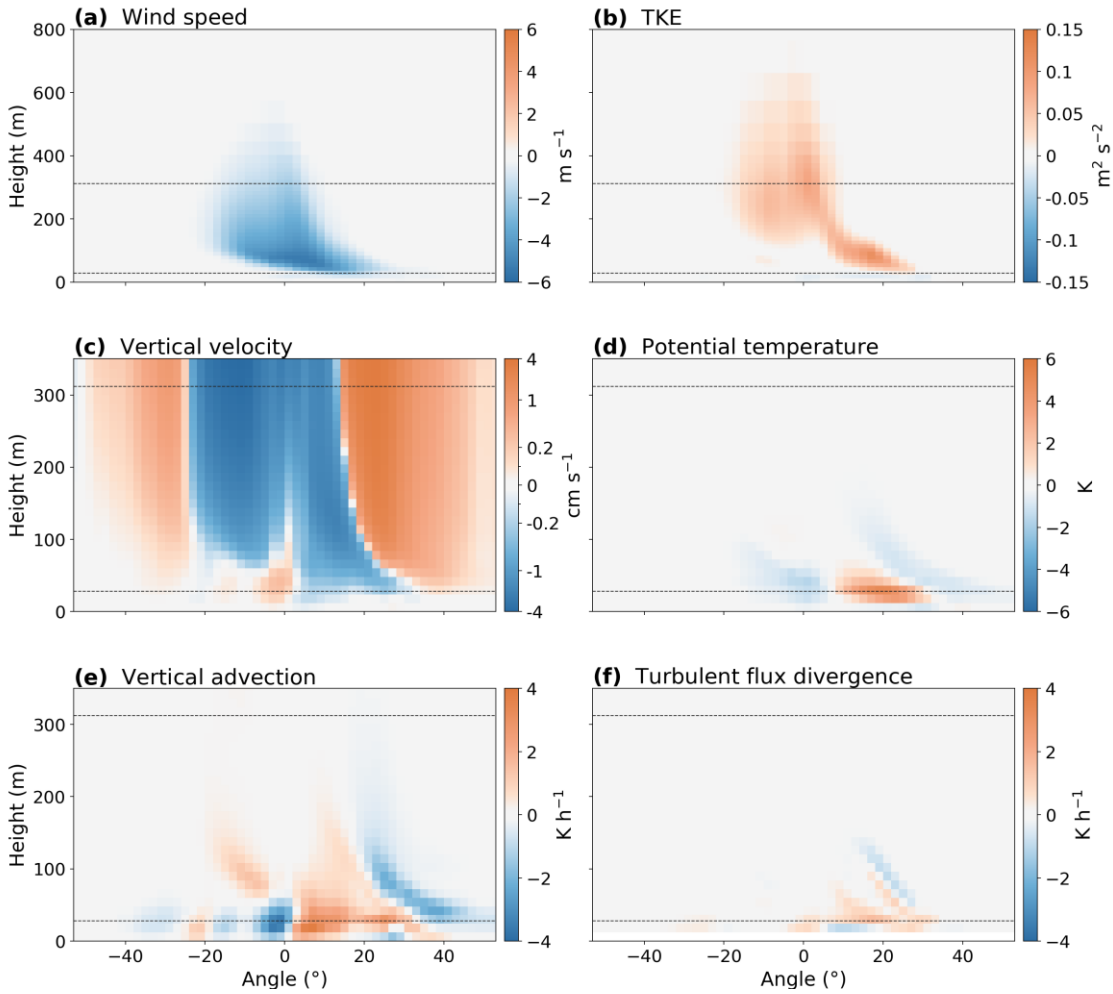


图8 当地时间00:00，22兆瓦风电场与无风电场之差的角度–高度剖面；在距风电场20–50 km的环带内，按2°方位角区间取平均。沿下游轴线方向的方位角为零。虚线标出转子尖端的下缘和上缘（28 m和312 m）。(a) 水平风速。(b) 湍流动能。(c) 垂直速度。其色标在±0范围内为线性，在该范围之外为对数。 $2\ cm\ s^{-1}$。(d) 位温。(e) 位温垂直平流，$-\Delta(w\frac{\partial\theta}{\partial z})$。(f) 湍流热通量散度，$-\frac{\partial F}{\partial z}$，其中$F=-K_h\frac{\partial\theta}{\partial z}$和$K_h$为热垂直涡扩散率。这里，$\theta$为位温，$w$为垂直速度，$z$为高度，Δ 表示风电场与无风电场之差。(e)和(f)中的正值表示增温（$K\ h^{-1}$）。

3.3.2 近地表响应

在夜间和晨间过渡期，风电场可能在近地面风速和温度中引发空间范围广泛且有组织的扰动，其影响区域远大于风电场本身。尽管这些扰动在2兆瓦情形下不太明显，但在22兆瓦情形下显著增强，并呈现出清晰的V形结构（图9a、9b）。

图9b中的背景风和垂直平流加热模式表明，空气质点沿下翼穿过加热区和冷却区的速度快于沿上翼穿过的速度。这种穿越速率的差异限制了沿

下翼的热量积累，但使沿上翼的温度响应更大，这与温度分布（图9c）一致。最大的温度异常可能出现在远离风电场的下游区域，而非风电场内部。由于这些异常局限于局部空间区域，并随背景气流演变（图9d），空间或时间平均可能会低估其幅度。重力波和阻塞效应可能促成了这些有组织的扰动。

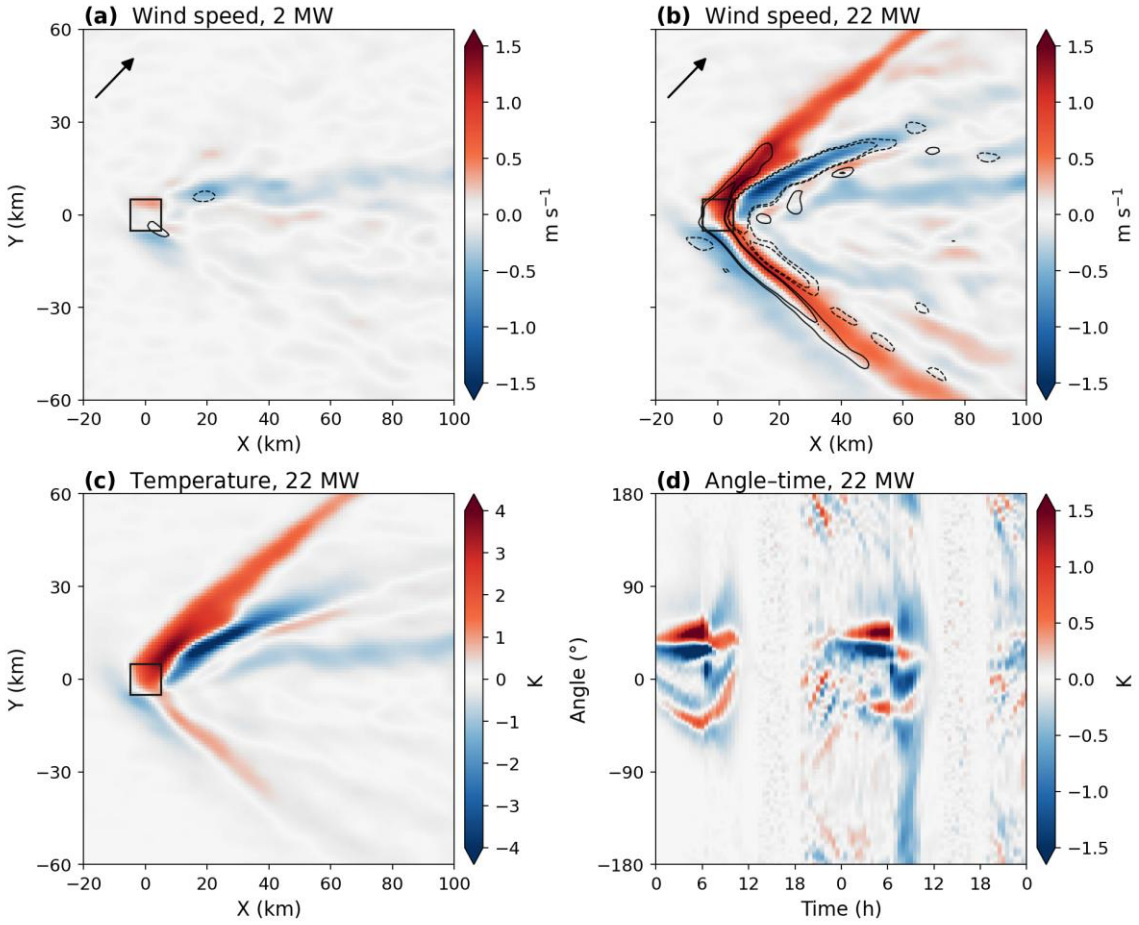


图9 下游两个翼区的近地面风、温度以及风与加热之间的相位。(a)为2兆瓦减去无风电场情形；(b)、(c)和(d)为22兆瓦减去无风电场情形。(a) (b) 当地时间06:00的10米风速。箭头表示无风电场情形下的10米背景风。等值线表示6米处的垂直平流加热（K h⁻1），正值为实线，负值为虚线，取值为±1 和±1。5 K h⁻1。(c) 同一时刻的2米温度。风电场以方框标出。(d) 2米温度，按面积加权平均，范围为距中心20至50千米、跨越5°方位扇区；横轴为方位角，纵轴为当地午夜起算的时间。

4. 对流触发的影响（实验3）

4.1 对流触发的特征

在实验3规定的有利环境条件下，对流触发（CI）表现出对风机额定功率的明显敏感性。这里将CI定义为组合雷达反射率首次达到≥35 分贝Z（Mecikalski & Bedka，2006）。如图10所示，对于15兆瓦和22兆瓦配置，对流在风电场下游约40–50 km处触发，明显早于无风电场（NWF）模拟中的自发初生，随后发展为更强、更有组织的对流。5兆瓦和10兆瓦配置同样会在下游触发对流，其位置对应于NWF模拟中未发生对流触发的区域，但所形成的对流较弱，且比15兆瓦和22兆瓦情形更晚发展。相比之下，2 MW配置对CI没有表现出明确的系统性影响。在较晚时段，风电场模拟和NWF模拟中也都会在风电场上游约15 km处发展出对流，这表明该上游初生在很大程度上具有随机性。因此，我们将重点放在风电场诱导的下游对流触发上，并以15兆瓦配置作为后续分析的代表性案例。

在风电场存在的情况下，云场呈现出逐步演变的特征（图11）。增强的云发展首先出现在风电场区域上空，随后更强的积云发展出现在更远的下游。这些云随后随背景气流平流，并持续增强，最终在风电场下游约40–50 km处形成对流触发。

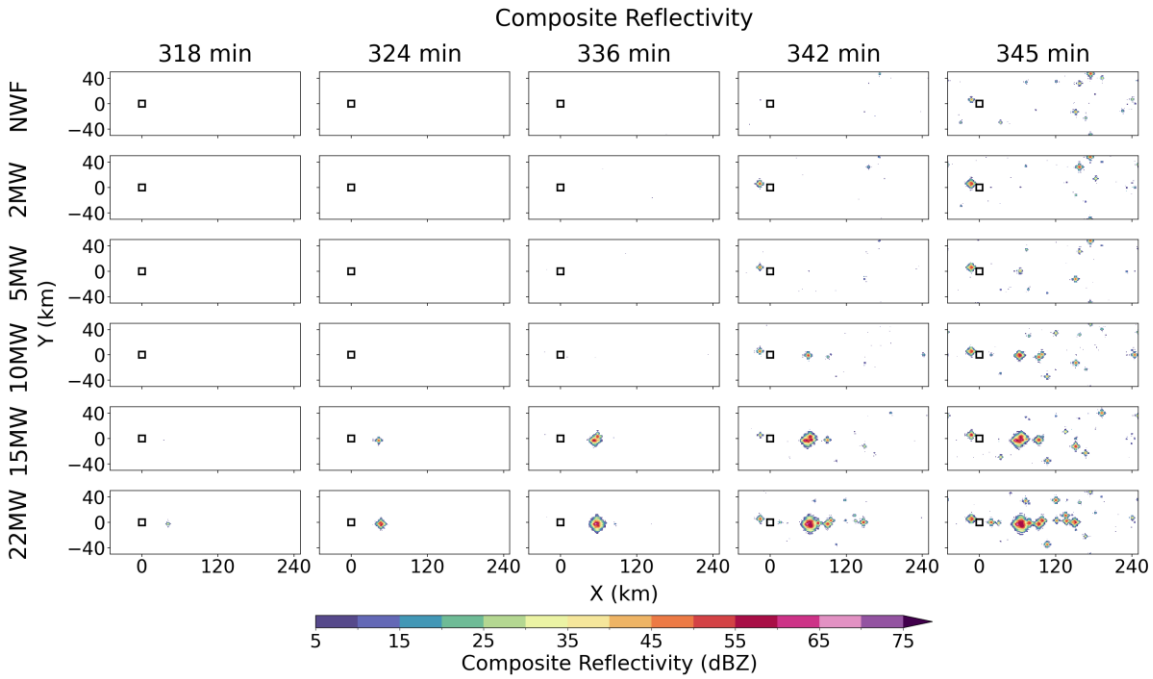


图10 NWF以及2、5、10、15和22兆瓦情形在318至345 Min期间的组合反射率。黑色方框表示风电场的名义位置。

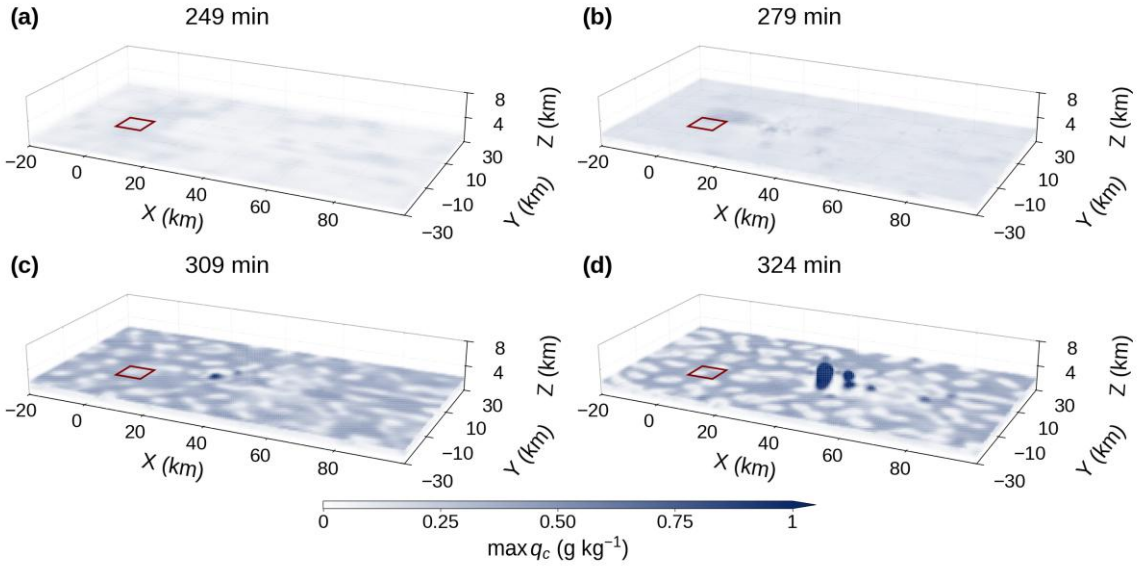


图11 (a) 249、(b) 279、(c) 309和(d) 324 Min时的云水混合比。每个彩色像素对应一条穿过三维区域、平行于观测方向的线。像素颜色表示沿该线任意位置所能找到的最高云水混合比。若视线上的任意位置混合比达到或超过1 g kg⁻ 1，则像素显示为最深蓝色；图中显示的是沿视线的最大值。栗色四边形标示出10 × 10 风力涡轮机阵列的外缘。垂直尺度夸大了两倍。

4.2 对流初始的物理机制

4.2.1 重力波扰动

风电场激发了一个垂直传播的重力波响应，其特征包括交替出现的上升运动和下沉运动带状区、垂直速度与位温扰动之间近似呈正交关系，以及相位线随高度向上游倾斜。该扰动贯穿整个对流层（图12a）。对流扰动首先在风电场下游的第一个上升支内发展（图12b）。随后，它们受背景气流输送，逐渐增强并加深，最终导致对流触发（图12c）。这一演变将对流触发与风电场诱导重力波的上升支联系起来。

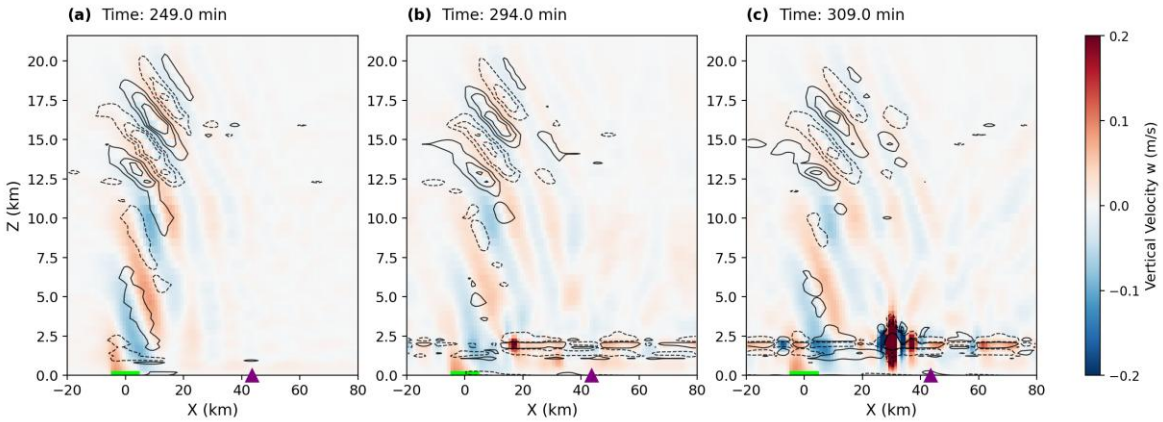


图12 y = −25 km处的垂直剖面，显示风机诱导重力波在249、294和309 min时的演变。阴影表示垂直速度，等值线表示位温扰动。绿色条带标示风电场，紫色三角形标示下游对流触发位置 $x = 43.5\ km$。

4.2.2 夹卷驱动的边界层增温

风机启动后，风电场上空形成持续的近地面风速亏缺，并向下游延伸（图13a）。在风电场区域内，近地面风减弱抑制了地表水汽通量，从而减少潜热损失（图13b）。因此，地表能量平衡转向感热加热，尽管风速较弱，感热通量仍有所增强（图13c）。风电场上空形成正位温异常，并逐渐向下游延伸（图13d）。风电场附近的对流有效位能局地增加，但下游大部分区域的对流有效位能有所降低（图13e），这与相应的水分变化有关（未显示）。这种空间分布表明，下游的对流触发不能

简单归因于对流有效位能增加。与此同时，背景环境逐渐演变为对流有效位能较高、对流抑制接近于零的状态，因此最终在对流抑制可忽略的情况下发生对流触发（图13f）。

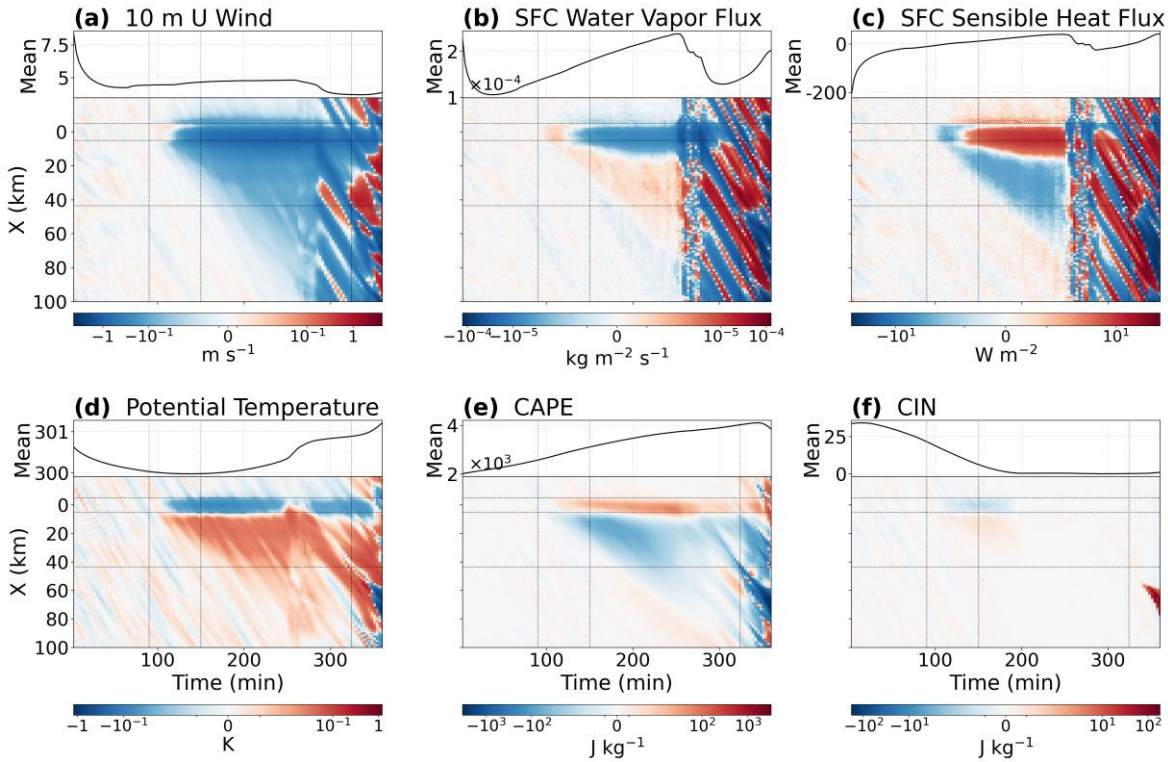


图13 近地表和低对流层场的时间演变。在每个面板中，上方曲线显示区域平均值，下方场显示风电场范围内（y= −5 至 5 km）沿流向相对于平均值的偏差。位温为最低 1 km 范围内的质量加权平均值。水平线标示风电场的上游和下游边缘（x = −5 和 5 km）以及对流触发位置（x = 43.5 km）。垂直线标示风电场启动（90 min）、开始正常运行（150 min）以及对流触发（324 min）的时间。

如图14a所示，下游暖异常发展成为一条沿背景气流方向延伸的边界层暖带，对流随后在其中触发。因此，我们进一步考察导致该暖带形成的其他过程。

图14b显示，近地表的向上湍流热通量更强，与图13c中增强的地表感热通量一致；而在风电场上方及其紧邻下游的上部边界层中，向下湍流热通量则强得多。后者代表较暖空气从上方卷入边界层的湍流夹卷。图14c中的热量收支量化了不同过程的贡献，并表明，这种来自边界层顶的湍流热输送，而非地表加热或显式平流，是边界层增温的主要来源。K理论扩散率所代表的局地湍流混合解释了大部分卷入贡献。值得注意的是，由此产生的边界层加热

在分析区域内的扰动比风机总功率大约高一个数量级，这表明风电场显著地重组了环境热输送。

边界层上方形成大量云水后，边界层、地表、辐射和微物理过程之间的耦合使位温收支变得复杂。不过，到图14所分析的时段，后续对流触发所需的关键热力和环流条件已经形成。

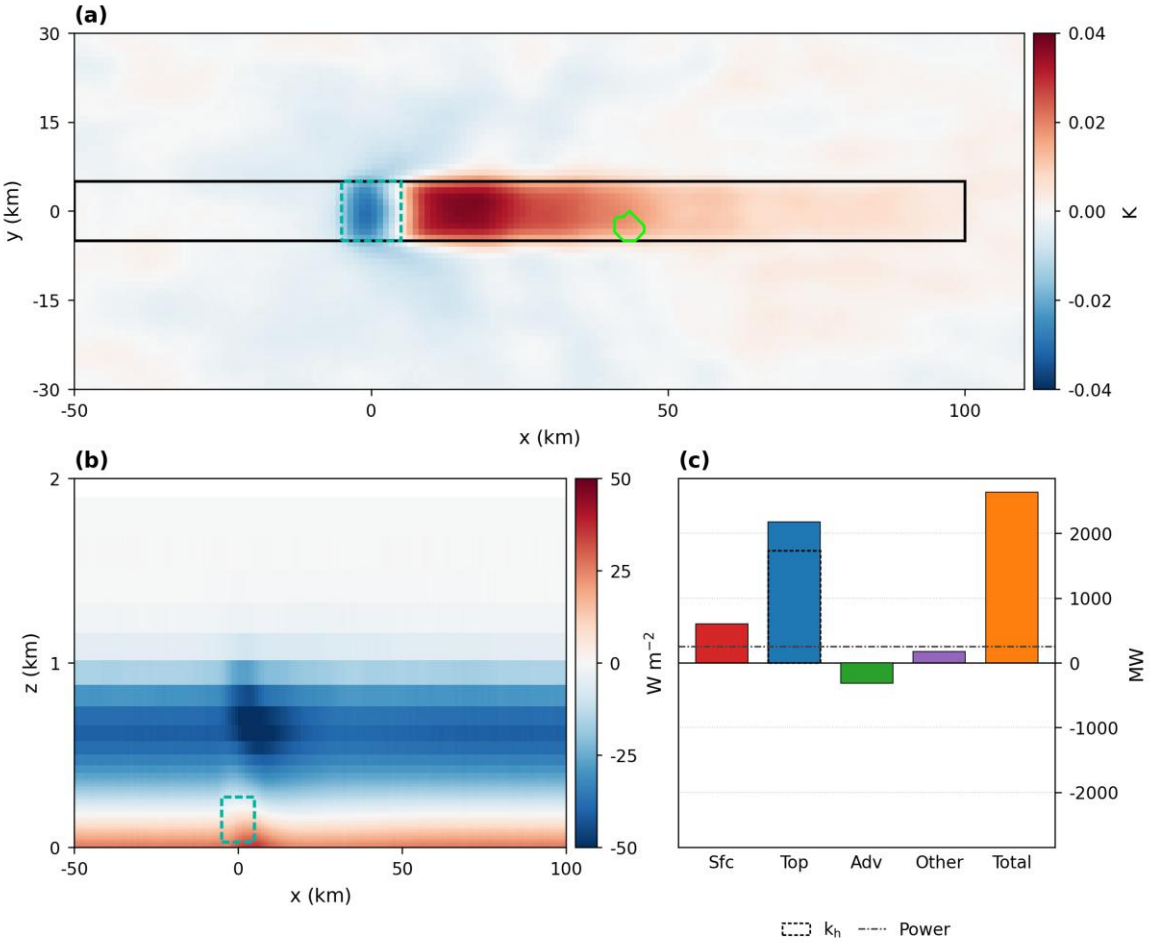


图14地表至1千米层内的位温异常，按质量加权，并取210–270分钟的平均值，相对于全域水平平均值。原点为风电场中心。青色虚线框标示风电场（x = −5 至5千米，y = −5 至5千米），黑色矩形标示(b)和(c)中使用的区域（x = −50 至100千米，y = −5 至5千米），黄绿色等值线勾勒出对流触发区域，该区域定义为324分钟时组合反射率≥35 分贝Z。(b) Y平均湍流热通量H，根据边界层加热倾向诊断得出，表示为 $\boldsymbol{H(z) = \int_{z}^{z_{top}} \rho c_p \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{PBL} dz'}$，其中$\boldsymbol{H(z_{top}) = 0}$；取150–240分钟以及y = -5至5千米范围内的平均值。青色虚线框标示风电场转子层（x = -5至5千米，z = 0.029至0.271千米）。(c) 地表至1千米层的热量收支。每个柱表示相对于全域水平平均值的偏差，并在150–240分钟、x = −50 至100千米及y = −5至5千米范围内积分。Sfc表示$\boldsymbol{H(0)}$，蓝色柱表示$\boldsymbol{-H(1km)}$，不包括地表通量。虚线轮廓根据1千米处的K理论通量重新计算，$\boldsymbol{-\rho c_p K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}}$，其中$\boldsymbol{\rho}$ 为空气密度，$\boldsymbol{c_p}$为定压比热

压力，Kh 表示热涡扩散率。Adv 包括水平和垂直显式平流，Other 则包括其余过程。点划线表示同一区域内的风机总功率。

4.2.3 下游次级环流

风电场附近，上升运动集中在阵列的上游部分，其正下游区域则立即出现下沉运动。更远的下游，低层垂直运动组织成细长带状区，其走向大致平行于背景风，并伴有交替出现的上升运动和下沉运动，以及相应的水平辐合带和辐散带（图15a–c）。在横截面上，这些带状区构成相邻的反向旋转环流，使气流呈现滚轴状结构：上升支下方为低层辐合，下降支下方则为辐散（图15d–f）。沿风电场尾流的北侧和南侧边缘，形成两条显著的流向上升带，并向下游延伸很远。随后，对流触发沿南侧支在$x \approx 40 - 45$ km处发生。

横向翻转构成一种次级环流，可将其理解为风电场产生的暖带两侧横向浮力梯度所引发的响应。附录D介绍了对此响应的理想化模型、该模型对带状结构几何形态和层深的敏感性，以及与模拟环流的比较。

随着次级环流增强，两条上升带及其相关辐合也随之加强。对流触发前不久，沿既有带状区形成局地强上升气流，并伴随着局地云发展显著加深。最强的增强出现在南侧带状区，靠近随后形成对流单体的位置，这将不断演变的辐合和抬升结构与对流触发联系起来。

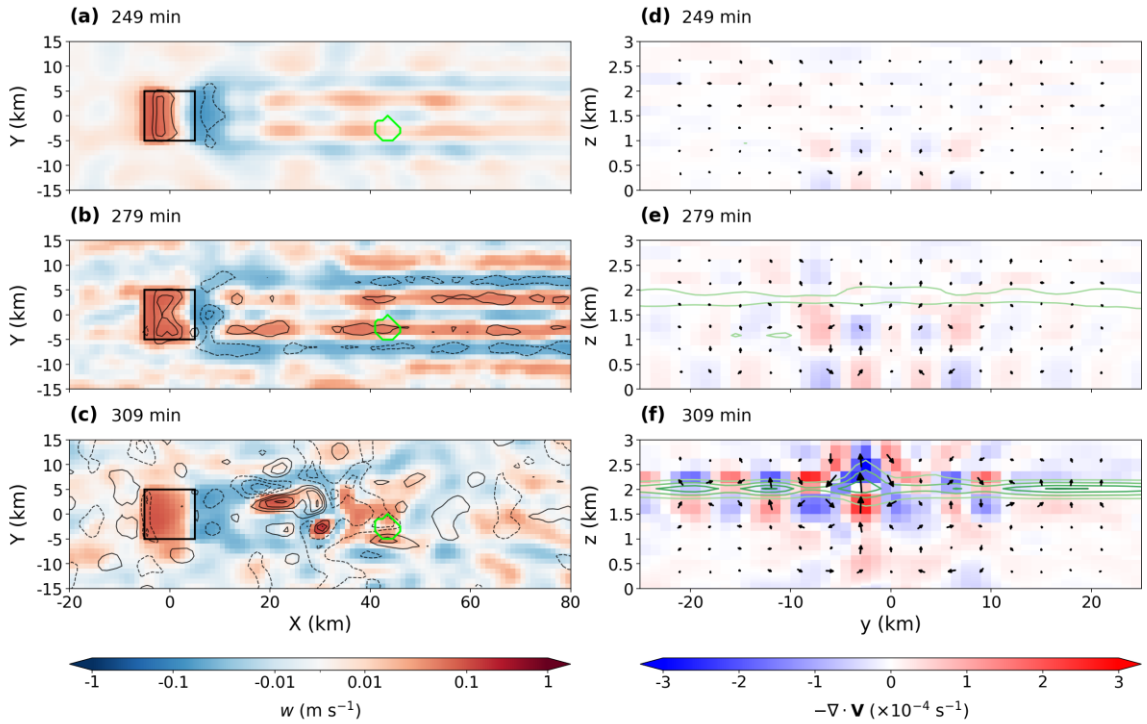


图15 下游上升运动和辐合的演变。（a）–（c）0.5 km 高度处的垂直速度（阴影）以及 10 m 高度处的水平辐合（黑色等值线，间隔为 5 × 10⁻ 5 s⁻ 1；负值表示辐散）。矩形框标出范围为 10 km × 10 km 的风电场。绿色等值线表示对流触发区域。（d）–（f）对应的剖面，沿 x = 23.5–43.5 km 方向平均。阴影表示水平辐合（10⁻ 4 s⁻ 1；正值表示辐合）。绿色等值线表示云水混合比，范围为 0.1 至 0.5 g kg⁻ 1，间隔为 0.1 g kg⁻ 1；颜色越深表示数值越大。矢量表示剖面风分量（v、w），根据坐标轴的实际距离比例绘制，因此箭头方向代表实际气流方向。箭头长度与风速的平方根成正比。

4.2.4 对对流触发的综合影响

沿下游横截面，重力波扰动与风电场尾流内持续存在的上升支位置重合，从而在整个边界层中提供持续抬升（图16a–d）。尽管初始重力波扰动和滚轴环流的垂直速度都只有每秒几厘米，但由于环境对流抑制能接近于零，这种微弱抬升足以支持扰动持续发展。随着扰动被平流输送至下游，相关的上升运动增强，并在边界层顶附近及其上方形成局地湿异常。尽管风电场下游区域相对干燥，但与次级环流相关的低层水汽通量辐合可弥补这种干燥状况，有利于云形成和发展（图16e–h）。因此，扰动从最初微弱的波动诱发扰动，逐渐演变为更深、更局地化的对流上升气流，最终导致对流触发。

总的来说，下游的对流触发是风电场引发的热力和动力扰动共同演变的结果。重力波提供初始垂直扰动，而湍流夹卷会改变下游边界层，并有助于建立次级环流。随后，这种环流维持低层上升运动和辐合，使扰动得以发展并最终触发对流。重力波和热力效应的相对贡献仍有待进一步研究。

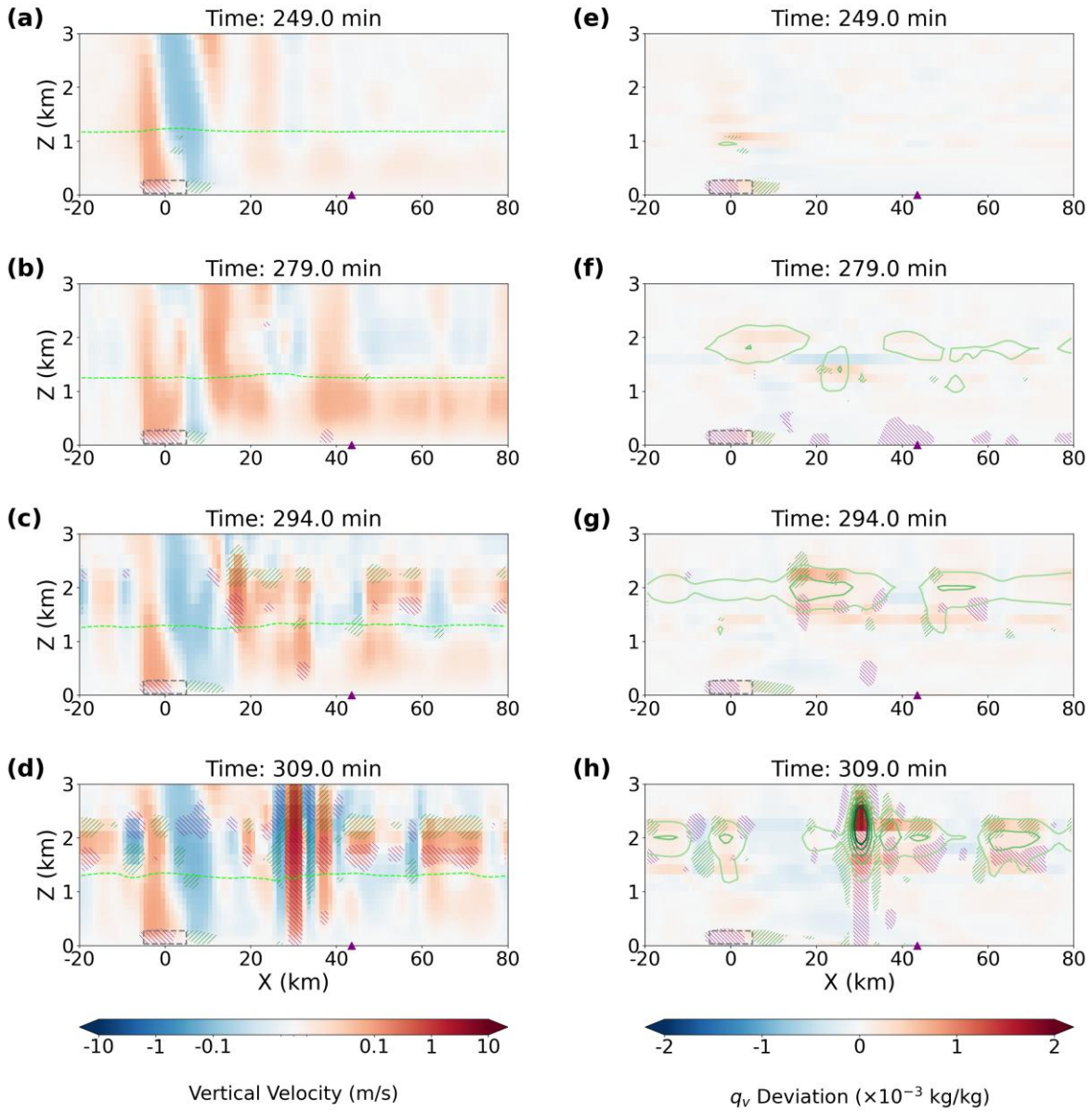


图16 垂直剖面，位于 y = −25 km 处，时间为 249、279、294 和 309 min。(a)–(d) 垂直速度，虚线表示行星边界层高度。绿色和紫色阴影线分别表示水平辐散和辐合，其绝对值超过 1 × 10⁻ 4 s⁻ 1。(e)–(h) 各高度处相对于水平平均值的水汽混合比偏差。绿色和紫色阴影线分别表示水汽通量辐散和辐合，其绝对值超过 1.5 × 10⁻ 6 kg m⁻ 3 s⁻ 1。绿色等值线表示云水混合比，范围为 0.1 至 0.5 g kg⁻ 1，间隔为 0.1 g kg⁻ 1。近地表矩形标示风电场，三角形标示随后发生对流触发的位置。

5. 讨论

5.1 Fitch参数化方案的局限性

本研究的一项局限是采用了Fitch风电场参数化方案。与大涡模拟的比较显示，风力涡轮机引发的湍流以及下游尾流恢复存在差异（García-Santiago等，2024年；Peña等，2022年）。现场评估还表明，模拟风速和湍流动能可能对边界层方案的选择较为敏感（Agarwal等，2026年）。更为根本的是，中尺度风电场参数化方案将风力涡轮机表示为次网格尺度效应，而非解析单个风机尾流，并且通常要求水平网格间距至少达到数个转子直径（Fischereit等，2021年）。进一步细化至亚公里尺度可能进入湍流灰区；在此区域，边界层运动会被部分解析，而传统边界层参数化方案则存在已知局限（Angevine等，2020年）。这些局限可能影响模拟响应的定量幅度和精细尺度结构。因此，未来研究将结合大涡模拟、致动盘风机模型和观测评估，以检验本文所识别机制的稳健性及其定量影响。

5.2 理想化模拟的局限性

这种理想化设置也限制了我们的结果直接适用于现实风电场影响的程度。模拟的风电场影响，尤其是其对对流触发（CI）的影响，也仍需通过现实观测加以验证。模拟采用水平方向均一的初始条件，并忽略了地形和地表异质性；而现实环境可能包含更强、更复杂的扰动，以及与其他中尺度系统的相互作用，从而可能改变边界层响应以及对流触发的时间和位置。此外，敏感性实验在保持风机间距和风电场面积不变的情况下提高风机功率，这并不符合典型的风电场设计。因此，未来研究应考察功率密度、风电场面积和布局如何影响更广泛的大气响应。最后，本文仅考虑了单个风电场，而多个邻近风电场可能产生累积效应或相互作用效应，这些效应可能不同于孤立风电场所表现出的影响。

5.3 对初始扰动的敏感性

在没有初始随机温度扰动的情况下，风电场相关的对流触发仍会发生，但时间更晚、位置更靠下游，且形式更加有组织（附录 E）。当风电场和扰动同时移除时，不会发生对流触发。因此，初始扰动会影响对流触发的时间和位置，而风电场相关对流触发的发生仍具有相对稳健性。

6. 总结

我们在 CM1 中实现了基于 Fitch 的风电场参数化，将风力涡轮机表示为转子扫掠层内的高空动量汇和湍流动能（TKE）源。该实现针对计算效率和内存使用进行了优化，并支持 OpenMP 和 MPI 并行执行。我们采用三组理想化试验评估该实现，并考察风电场对边界层过程及下游对流触发的影响。

与 WRF 的直接比较表明，风速亏损和湍流动能增强的幅度及空间结构均高度吻合。日变化试验还再现了已知的风电场响应，包括夜间近地面增温和转子层冷却、夜间风速最大值减弱并抬升，以及埃克曼转向的变化。夜间，风速和湍流动能扰动主要集中在转子层附近；白天则延伸至更深的层中。这些结果与先前研究一致，进一步支持 CM1 实现能够捕捉 Fitch 方案所描述的主要风电场—大气相互作用。

在稳定条件下，下游气流呈现垂直偏斜尾流和复杂的垂直运动形态。近地面风速和温度扰动形成 V 形分布，并延伸至风电场之外很远的区域。温度响应具有显著的不对称性，最大的温度异常可能出现在下游，而非风电场内部。由于这些异常具有局地性，且会随背景气流演变，对风电场范围或长时间段进行平均可能会低估其峰值。

在有利于对流的环境中，与无风电场模拟相比，15兆瓦和22兆瓦配置会在下游约40–50公里处促使对流更早发生，且组织性更强。5兆瓦和10兆瓦配置也会促进下游

对流启动，但响应较弱且较晚；而2 MW配置则未显示出明显的系统性影响。

对15 MW情形的分析表明，对流触发是重力波扰动与经改变的下游边界层共同演变的结果。暖空气穿过边界层顶的湍流夹卷，是形成下游狭长暖带的增温的主要来源，而增强的地表感热通量贡献较小。尾流中会发展出类滚轴次级环流，持续提供低层辐合和上升运动。风电场引发的重力波提供初始垂直扰动；该扰动在随上升滚轴分支向下游平流的过程中逐渐增强。在对流抑制已接近于零的环境中，持续抬升和水汽通量辐合促进云发展，最终形成局地对流上升气流。

附录A：开发过程中遇到的一般数值问题

在开发过程中，我们遇到了一些数值问题。这些问题并非风电场参数化所特有，却会影响所有采用特定物理过程配置运行 CM1/WRF 的用户；为帮助更广泛的社区，我们在此记录这些问题。

A.1 RRTMG辐射缓冲层修正

原始 CM1 对 RRTMG 长波辐射方案的实现采用固定的 4 hPa 气压递减量来定义模式顶辐射缓冲层，该缓冲层用于表示模式区域上方大气的辐射效应。由于缓冲层数量是根据初始时刻的模式顶气压确定的，在长时间模拟或强对流事件期间，当模式顶气压降低时，固定的 4 hPa 递减量可能导致缓冲层中出现负气压，从而引发模式崩溃。在 WRF 中，RRTMG 方案使用的模式顶气压由“p_top”固定，并随时间保持不变，而所有垂直层的气压则基于该值在每个时间步进行更新。对于使用 RRTMG 方案的 CM1模拟，此问题可能导致运行时崩溃。

我们没有采用复杂的 WRF 方法，而是对实验做了一项小幅修正：现在会在每个

辐射时间步长根据实际的模式顶层压力动态计算缓冲层气压递减量，从而确保整个模拟过程的稳定性。

A.2 MYNN 3级方案问题

Fitch风电场参数化方案仅与 Mellor–Yamada–Nakanishi–Niino（MYNN）边界层方案兼容。在 CM1 中，该边界层方案有两种可选方案：2.5级和3级。默认的 MYNN 配置会禁用“mix_qt”选项，导致总水反梯度项分别应用于水汽方程和液态水方程——实际上，在 MYNN 3级方案中将反梯度修正计算了两次。我们发现，这会导致某些垂直层中的液态水局部出现异常负值或过大值，进而引发虚假的凝结或蒸发。这可能产生干热或冷湿扰动，并因此在我们的模拟中触发虚假对流。不过，“mix_qt”选项会混合总水，而不是将其作为单独的组分进行计算，但该选项尚不够成熟，无法作为稳定的替代方案（Olson 等，2024）。先前研究指出，MYNN 3级方案可能存在系统性偏差（Mantovani 等，2026；Onwukwe 等，2022；Prein 等，2022），但本文所发现的问题是否会导致此类误差，仍需进一步研究。凡是在 CM1、WRF 及其他模式中使用 MYNN 3级方案的用户，都可能遇到这一问题。

为确保模拟在物理上合理，所有实验均采用 MYNN 2.5级方案，该方案完全不应用逆梯度项。这与此前在 WRF 中进行的风电场模拟一致。

A.3 开放侧边界条件伪影

辐射边界条件（Durran 与 Klemp，1983；Klemp 与 Wilhelmson，1978；Orlanski，1976）被应用于 CM1 和 WRF 等大气模式的开放侧边界。Boyer 与 Keeler（2022）记录了 CM1 中的一个层流入流区，该区域沿流向变化很小，而横流向变化很大。早期研究讨论了侧边界处理的局限性（Raymond 与 Kuo，1984；Warner 等，1997）。CM1 研究（Boyer 与 Keeler，2022）侧重于减弱层流入流区，而非推导边界处的初始位温变化如何维持这些条纹。Boyer 与 Keeler 评估的法向速度松弛可减小层流区域向内延伸的范围，但不会直接改变流入位温场。

附录 B 使用中性层结条件下的线性静力布西涅斯克模型考察了这一机制。结果表明，流入边界处的随机初始位温扰动与本文考虑的开放辐射侧边界条件之间存在不相容性。

在高精度理想风电场模拟中，这种伪影尤为明显。为消除这些伪影，正文中的所有实验均采用完全周期性侧边界条件，并设置足够大的区域，以确保尾流信号在到达下游边界前衰减，或在模拟期间根本不会到达下游边界。

附录 B：线性静力布西涅斯克模型中的入口条纹

B.1 控制方程与压力分解

我们考虑中性层结条件下的线性、静力、无黏、绝热布西涅斯克流体，不考虑科里奥利力，背景风均匀，为（$U, V, 0$），其中 U >0。垂直区域为 $0 \le z \le H$。法向上的区域为 $x \ge 0$ 或$0 \le x \le L$；切向上则为周期性边界，或由两侧开放侧边界限定。这里，x、y、z 分别为边界法向、切向和垂直坐标，H 为区域深度，t 为时间；U、V 为背景水平速度分量。底部和顶部设为不可渗透边界，初始速度扰动为零。将总场分解为

$$\mathbf{u} = \mathbf{U}_0 + \mathbf{u}', \quad w = w', \quad p = p_0(z) + p', \quad \theta = \theta_0 + \theta'. \tag{B0}$$

下标 0 表示背景态，撇号表示扰动。这里，$\mathbf{U}_0 = (U, V)$、θ_0 和ρ_0 为常数。背景压力$p_0(z)$处于静力平衡，$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_0 g$。将浮力、运动压力和线性物质导数定义为

$$\begin{gathered} b = \frac{g\theta'}{\theta_0}, P = \frac{p'}{\rho_0}, \\ \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial x} + V\frac{\partial}{\partial y} \end{gathered} \tag{B1}$$

令u'、 v'和w' 表示扰动速度。在 (B1) 中， g 为重力加速度， θ'、 p'分别为位温扰动和压力扰动。控制方程和垂直边界条件为

$$\begin{gathered}\frac{Db}{Dt}=0,\ \frac{\partial P}{\partial z}=b,\\ \frac{Du'}{Dt}=-\frac{\partial P}{\partial x},\ \frac{Dv'}{Dt}=-\frac{\partial P}{\partial y},\\ \frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}+\frac{\partial w'}{\partial z}=0,\\ w'(x,y,0,t)=w'(x,y,H,t)=0\end{gathered} \tag{B2}$$

上划线表示在 $0\le z\le H$上的垂直平均值。波浪号表示速度扰动中垂直平均值为零的部分。将扰动场分解为 $P=\bar{P}+\pi$、 $u'=\overline{u'}+\tilde{u}$和 $v'=\overline{v'}+\tilde{v}$， 其中 $\bar{\pi}=\bar{\tilde{u}}=\bar{\tilde{v}}=0$。这里， π 是垂直平均值为零的斜压压力， $\bar{P}$ 是正压压力。坐标下标表示偏导数， ${\nabla_h}^2$ 是水平拉普拉斯算子。

柱积分连续性方程和垂直平均动量方程构成正压子系统:

$$\begin{gathered}\overline{u'}_x+\overline{v'}_y=0,\ {\nabla_h}^2\bar{P}=0,\\ \frac{D\overline{u'}}{Dt}=-\bar{P}_x,\ \frac{D\overline{v'}}{Dt}=-\bar{P}_y\end{gathered} \tag{B3}$$

调和正压压力 $\bar{P}$ 由水平边界条件确定。静力平衡和 $\bar{\pi}=0$ 唯一确定浮力诱导的斜压压力:

$$\pi=-\int_z^H b(x,y,s,t)\,ds+\frac{1}{H}\int_0^H sb(x,y,s,t)\,ds \tag{B4}$$

垂直均匀的第二项用于施加 $\bar{\pi}=0$。从（B2）中减去垂直平均动量方程，得到 $\frac{D\tilde{u}}{Dt}=-\pi_x$ 和 $\frac{D\tilde{v}}{Dt}=-\pi_y$。

B.2 侧边界与正压响应

我们通过辐射法向速度，并令浮力和切向速度的法向梯度为零，来表示开放流入处理（Klemp 与 Wilhelmson，1978）。有效法向传播速度 C 可以指定或诊断得出（Durran 与 Klemp，1983）；此处该速度在垂直方向上均匀且指向外侧，$C \le 0$。在 $x = 0$处，边界条件为

$$\begin{aligned} b_x &= 0, \\ u'_t + C u'_x &= 0, \\ v'_x &= 0. \end{aligned} \tag{B5}$$

该法向风更新省略了切向平流，表示不包含科里奥利力、扩散、松弛逼近或其他强迫的 CM1 处理。在下游边界或开放的切向侧边界处，法向分量同样向外辐射，而切向分量的法向导数为零。辐射速度光滑、有界且与高度无关，但可以随时间、侧边界和切向位置变化。

初始数据与边界数据相容，且解是光滑的。正压速度和压力梯度关于时间是解析的。在半直线上，扰动及其时间导数关于法向坐标一致有界，并且正压场具有空间上一致的时间解析邻域。

由于辐射速度与高度无关，侧向速度条件可传递到垂直平均值。这些平均值初始时为零。假设归纳地，它们直到阶数 $m-1$ 的时间导数在初始时均为零，从 $m = 1$ 开始。将平均动量方程求导 $m-1$ 次，可将阶数为 m 的平均速度导数表示为阶数为 $m-1$ 的正压压力导数的梯度的负值；所有平流项均消失。对法向辐射条件求导 $m-1$ 次也会使阶数为 m 的法向速度导数为零，因为每个包含辐射速度的乘积都含有低阶速度导数。因此，该调和压力导数在每个开放侧边界上都具有齐次诺伊曼边界数据。

对于有限法向区间，格林恒等式表明，该压力导数的水平梯度平方积分为零：开放侧边界通量消失，周期通量相互抵消。对于半直线，周期侧边界可改用切向傅里叶模态展开，开放侧边界则可改用诺伊曼余弦模态展开。对于每个非零切向波数，有界性会消除指数增长的法向模态，而流入诺伊曼边界条件

则会消除衰减模态。有界性也会消除零模态的线性部分。因此，在这两种几何构型中，压力梯度均为零。

因此，阶次为m 的平均速度导数消失，从而完成归纳。两种平均速度以及正压压力梯度的所有时间导数在初始时刻均为零。根据所述时间解析性假设，在所考虑的连通区间内，

$$\overline{u'} = \overline{v'} = 0,\ \nabla_h \overline{P} = 0. \tag{B6}$$

因此，水平速度扰动等于其斜压部分。

B.3 入流解

定义$D_\parallel = \partial_t + V\partial_y$。在流入边界处，法向浮力梯度为零，结合浮力方程可得$D_\parallel b = 0$；静力压力闭合给出$\pi_x = 0$。随后，切向速度条件给出$D_\parallel v' = -\pi_y$。定义$u'_b(y,z,t) = u'(0,y,z,t)$，法向动量和辐射条件意味着$\partial_t u'_b - \frac{CV}{U-C}\partial_y u'_b = 0$。由于$U - C > 0$ 且初始法向边界速度为零，只要该反向边界特征线到达初始线之前未从切向边界进入，这个齐次输运方程就会使该零值保持不变。

在边界影响区域 $t > \frac{x}{U}$ 中，一条反向特征线在位置 η 、时间 τ到达流入边界。沿边界向后追踪运动至 $t = 0$ ，得到初始坐标 ξ:

$$\eta = y - \frac{V}{U}x,\ \tau = t - \frac{x}{U},\ \xi = \eta - V\tau = y - Vt \tag{B7}$$

令 b_{ini} 表示初始浮力， $B(\xi,z) = b_{ini}(0,\xi,z)$ 表示其边界剖面。对于切向周期边界，该解适用于整个流入区域。对于开放侧边界，该解适用于反向特征线（包括沿入口边界的路径）到达初始线且未穿过侧边界的区域。在此区域内，浮力守恒给出$b(x,y,z,t) = B(\xi,z)$。方程（B4）确定相应的压力 $\pi(x,y,z,t) = \Pi(\xi,z)$。沿这些特征线对斜压动量方程积分可得

$$u' = 0,\ v' = -t\Pi_\xi(\xi,z). \tag{B8}$$

切向气压梯度沿每条特征线的边界段和内部段共同作用，因此加速度会随总经过时间累积。这种响应由浮力诱导的气压驱动。只要扰动平流仍可忽略，线性增长便会持续。

相比之下，$t < \frac{x}{U}$ 所在区域并未表现出这些有组织的运动。我们将入流锋面定义为$x = Ut$，即在时间t 通过$t = 0$ 入口边界进入并以背景速度平流的空气所到达的位置。

B.4 垂直速度及其解释

根据 (B3)，正压水平散度为零，因此由连续性可得$w'_z = -\tilde{u}_x - \tilde{v}_y$。将 (B8) 代入，并从$w'(x, y, 0, t) = 0$ 向上积分，得到

$$w'(x, y, z, t) = t\partial_\xi^2 \int_0^z \Pi(\xi, s)\, \mathrm{ds}. \tag{B9}$$

方程 (B8) 表明，流入子区域内的法向速度处处为零。因此，(B9) 中的垂直速度不依赖法向坐标；其切向变化形成边界法向带状结构。

垂直平均值为零，确保满足顶边界条件：

$$\begin{gathered} \int_0^H \tilde{u}\, ds = \int_0^H \tilde{v}\, ds = \int_0^H \Pi\, ds = 0, \\ w'(x, y, H, t) = 0. \end{gathered} \tag{B10}$$

连续进入的流入气团将边界上的温度差异带入区域。由于边界分布与内部空气以相同的切向速度移动，即使背景风斜向吹拂，这些差异也会形成边界法向带状结构。在存在切向风时，热力带和气压带会沿边界平移，同时环流增强。它们的宽度和间距取决于初始边界分布。静力气压梯度驱动跨带流，垂直积分辐合产生上升运动，辐散则产生下沉运动。垂直运动极值取决于压力曲率和垂直结构。

B.5 与 CM1模拟的比较

图17比较了入流解与浅层中性CM1积分。区域为50 km见方、深度300 m，均匀的10 m s^{-} 1西风背景风，位温为300 K，且无科里奥利力。北、南边界为周期性边界；东、西边界为开放边界，并对法向速度施加向外

辐射。振幅为0.25 K的随机位温扰动充满整个区域，包括西边界。积分持续18 min。

锋面西侧，模拟的垂直速度再现了入流解的条带状模式（图17a、17b）。采样柱处的剖面形状一致，但其振幅略小（图17c）。锋面到达后，切向速度和垂直速度的标准差近似线性增长，正如（B8）和（B9）所预测的那样；与此同时，法向速度扰动趋近于零，也符合预测（图17d）。

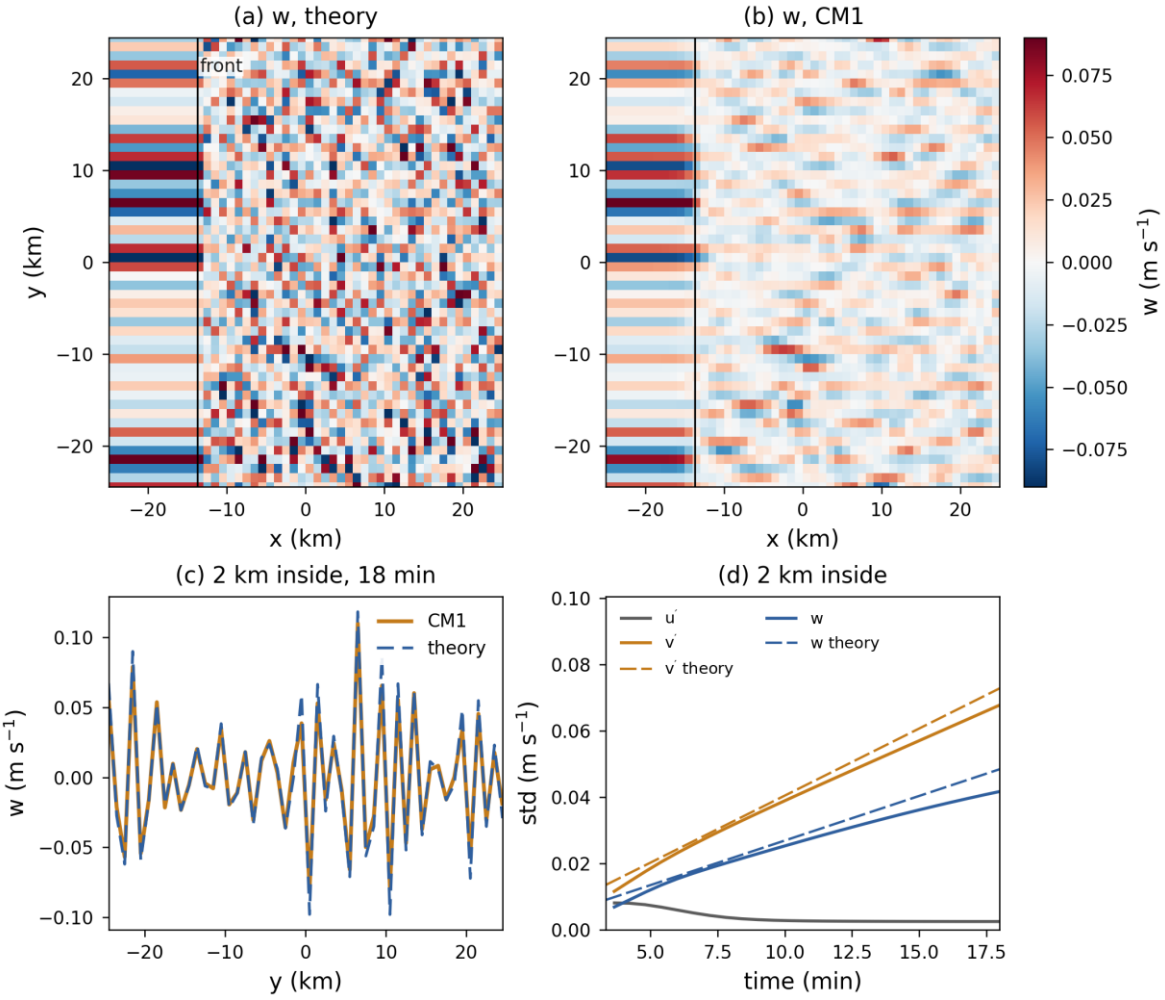


图17 入流解与150 m处浅层中性 CM1 模拟的比较。 采样柱位于距最西侧标量点以东2 km处。在施加的背景速度下，入流锋面在约3.3 min后到达该处，并在18 min时位于距西边界以东10.8 km处。理论廓线采用西边界初始浮力及其完整的垂直结构。方程（B4）在完整的300 m深度范围内计算斜压压力。垂直速度通过在模式层中对从地表至该高度的切向压力曲率进行积分来计算。图（a）和（b）分别显示18 min时整个水平区域上的理论垂直速度和模拟的垂直速度；黑线表示入流锋面。图（c）显示18 min时的经向廓线，2

距西边界 km 处，(d) 显示了该列经向标准差随后的演变。实线表示 CM1，虚线表示理论结果。入流解适用于锋面以西。

附录 C：风电场附近的局地热收支

热收支分析进一步阐明了第3.3.2节所讨论温度变化背后的机制。风机增强混合在地表附近产生集中的增温趋势，这与夜间风电场增温的传统解释一致（Fitch、Lundquist 等，2013）。有组织平流的相对作用仍未得到充分确定，既有数值研究和观测研究发现，平流与湍流热通量辐合的贡献差异很大（Wu & Archer，2021；Wu 等，2024；Xia 等，2019）。

如图18所示，在我们的实验中，地表热通量的变化很小，而湍流混合和解析尺度平流在近地表温度响应中均发挥着重要作用。在风电场上空最低的 36 m 范围内，湍流混合提供了主要的加热贡献。垂直平流主要与下沉运动有关，也会促进增温；而水平平流则主要表现为冷却项，抵消了湍流混合和垂直运动所带来的增温。因此，三维平流贡献的净效应为冷却，并在时间平均意义上大致平衡湍流加热。然而，在更远的下游，解析尺度平流成为温度倾向的主要贡献，与先前的研究结果一致（Xia 等，2019）。

值得注意的是，尽管22兆瓦情形的近地面增温明显强于2兆瓦情形，但风电场上空的湍流混合和净平流贡献均未显著增加。最显著的差异体现在垂直平流贡献上：该贡献在22兆瓦情形中大幅增加。

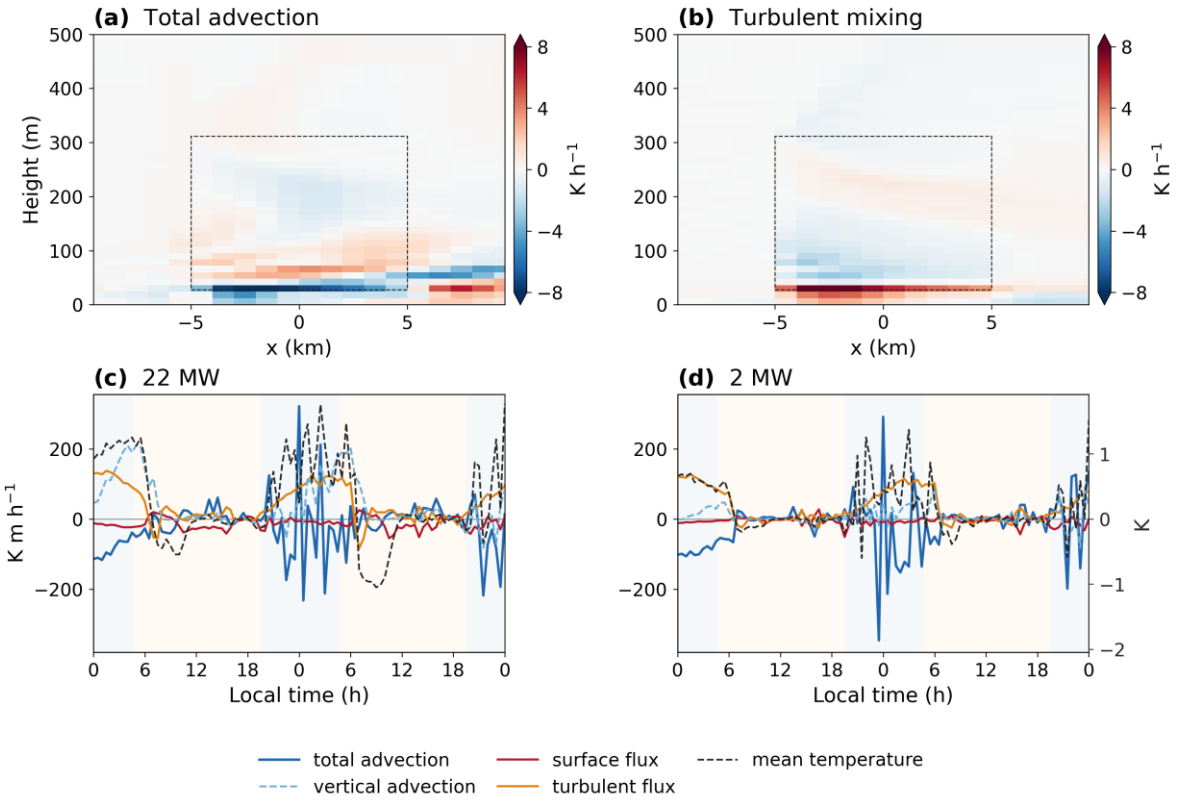


图18 相对于无风电场模拟的热量收支扰动。(a、b) 当地时间00:00的总平流和湍流混合倾向，取横风方向平均，范围从风电场上游5 km延伸至下游5 km。总平流是垂直贡献与水平贡献之和。虚线框表示风电场范围及转子层（28–312 m）。(c、d) 对最低36 m内的收支项进行积分，并分别对22兆瓦和2兆瓦情形下的风电场范围取平均。蓝色实线表示总平流，蓝色虚线表示其垂直分量。积分后的湍流项分解为地表热通量和36 m处的湍流热通量。黑色虚线表示0–36 m的平均位温差（右轴）。正的收支值表示相对于无风电场模拟的增温，正的温度值表示气柱更暖。浅黄色和蓝色阴影分别表示白天和夜间。

附录D：有限宽度暖带的强迫响应

我们推导出由有限宽度暖带强迫产生的稳态单模态环流，考察其对带状结构几何形态和层深的敏感性，并将其空间结构和振幅与15兆瓦模拟进行比较。

D.1 理论框架与强迫响应

Let WF 和 CTL 分别表示风电场状态和控制状态。异常为 e

$$(\cdot)' \equiv (\cdot)_{\mathrm{WF}} - (\cdot)_{\mathrm{CTL}}. \tag{D1}$$

其中，θ 为位温，q_v 为水汽混合比，虚位温和浮力为

$$\theta_v = \theta\,(1 + 0.61\,q_v), \qquad b = \frac{g}{\theta_0}\,\theta_v', \tag{D2}$$

其中，θ_0 为参考位温，g 为重力加速度。坐标 x、 y 和 z 分别沿带状区方向、垂直于带状区方向和向上。坐标原点为风电场中心。此处，w' 和 v' 分别表示 WF 与 CTL 模拟之间的垂直速度差和跨带速度差。

令 H 表示滚涡深度。简化模型在 $w' = 0$ 处设为 $z = 0$，在 $z = H$ 处设为 $z = H$。最低阶结构为 $\sin(mz)$，其中 $m = \frac{\pi}{H}$。浮力、垂直速度和横风速度的第一模态振幅分别记为 B_1、 W_1 和 V_1，定义如下:

$$B_1 = \frac{2}{H}\int_0^H b\,\sin(mz)\,\mathrm{d}z, \tag{D3}$$

$$W_1 = \frac{2}{H}\int_0^H w'\,\sin(mz)\,\mathrm{d}z, \tag{D4}$$

$$V_1 = \frac{2}{H}\int_0^H v'\,\cos(mz)\,\mathrm{d}z. \tag{D5}$$

令 B、 W、 V 分别表示浮力、垂直速度和横风速度的模态振幅。(D3)–(D5)中的下标 1 表示诊断投影，而不带下标的振幅则用于单模态模型。仅保留第一垂直模态时，$b = B\sin(mz)$、$w' = W\sin(mz)$ 和 $v' = V\cos(mz)$。连续性方程 $\frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$ 因而要求

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}y} = -m\,W. \tag{D6}$$

靠近地表时，$\cos(mz) \approx 1$，因此 $v' \approx V$；在 $z = H$ 处，$\cos(mz) = -1$，横风气流反向。

在稳态线性平衡中，忽略沿辊轴方向的变化，并在两个动量方程中以频率为 γ 的阻力表示湍流动量损失，

$$\gamma v' = -\frac{\partial P}{\partial y}, \tag{D7}$$

$$\gamma w' = -\frac{\partial P}{\partial z} + b, \tag{D8}$$

其中 $P = {}^{p'}\!/_{\rho_0}$ 为扰动运动学压力，参考密度ρ_0为常数。交叉微分消去了 P，

$$\gamma\left(\frac{\partial v'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial y}\right) = -\frac{\partial b}{\partial y}. \tag{D9}$$

沿滚轴涡度的来源是横风向浮力梯度。将第一模态表达式代入方程（D9）并匹配系数，得到

$$\gamma\left(m\,V + \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}y}\right) = \frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}y}. \tag{D10}$$

再求一次y 导数，并结合（D6），可得实空间方程

$$\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}y^2} - m^2W = \frac{1}{\gamma}\frac{\mathrm{d}^2B}{\mathrm{d}y^2}. \tag{D11}$$

V 必须在远离带状区处趋于零，由此确定积分常数。均匀浮力没有横风向梯度，因此W 的水平平均值为零。

帽号表示对y进行傅里叶变换，T 为无量纲传递函数。方程（D11）的解为乘子

$$\widehat{W}(l) = \frac{\widehat{B}(l)}{\gamma}\,T(l), \qquad T(l) = \frac{l^2}{l^2 + m^2}, \tag{D12}$$

这里，l 是横风向波数，λ 是其波长，其中$l = \frac{2\pi}{\lambda}$ 和$l = 0$分量设为零。于是 $\widehat{V} = \mathrm{i}\frac{m}{l}\widehat{W}$。以下所有计算均采用这一完整解，并使用D.2节中的参数和诊断。

当水平变化发生在远大于层深的尺度上时，(D11) 中的二阶导数项相对于左侧的另一项较小，因此有

$$W \approx -\frac{1}{\gamma m^2}\frac{\mathrm{d}^2B}{\mathrm{d}y^2}. \tag{D13}$$

因此，暖峰具有 $B'' < 0$ 和 $W > 0$。这一关系可从浮力曲率的角度作局部解释。相关的水平尺度是剖面发生变化的尺度，包括其边缘过渡。

D.2 实验配置与诊断

WF 表示 15兆瓦风电场模拟，CTL 表示无风电场模拟，两者使用相同的网格以及初始和边界条件。参考值为 $\theta_0 = 304\,K$和 $g = 9.81\,m\,s^{-}2$。

滚涡深度 H 使用模式边界层深度 h_{PBL}估算，其定义为虚位温首次高于最低值 $1.25\,K$时所对应的高度；最低值位于最下方的$200\,m$ 。下游值是对 $x = 25 - 80\,km$ 和 $|y| \leq 15\,km$取中位数所得。在 $249\,min$， $H = 1.17\,km$。

以摩擦速度作为湍流速度尺度、以层深作为混合长度，我们估算摩擦频率为

$$\gamma = \frac{u_*}{H}, \qquad u_* = 0.68\,\mathrm{m\,s^{-1}}, \tag{D14}$$

因此 $\frac{1}{\gamma} \approx 29$ 分钟。此 u_* 是该时间窗口内的平均地表摩擦速度。

空间比较中，模式强迫 $B(y)$取自同一时刻下游 x 平均诊断振幅 $B_1(y)$，并减去 $|y| \geq 25\,km$处的平均值。重建和模拟环流在 $|y| \leq 15\,km$ 和 $0 \leq z \leq H$范围内进行比较。

在振幅比较中，使用同一时刻的浮力廓线、边界层深度和地表摩擦速度，在 150 至 276 分钟的每个输出时刻重新计算稳态响应。将其最大值与模拟最大值及模拟最小值的绝对值进行比较。

D.3 理想化暖带实验

对带状区进行求解评估，其中心虚温异常为实测下游峰值 $A = 0.0168$ K。将宽度为 D 的矩形函数与标准差为 δ 的高斯函数进行平滑处理后，得到

$$\Delta\theta_v(y) = \frac{A}{2}\left[\mathrm{erf}\left(\frac{y + D/2}{\delta\sqrt{2}}\right) - \mathrm{erf}\left(\frac{y - D/2}{\delta\sqrt{2}}\right)\right], \tag{D15}$$

以及 $B = \frac{g}{\theta_0}\Delta\theta_v$。未平滑情形为矩形函数。标准情形使用 D=10 km、δ=1 km，以及在 D.2节中诊断出的层深。

标准响应由成对的边缘环流组成（图19a）。上升运动位于每个边缘的内侧，下沉运动则紧邻边缘外侧。对流单体充满整个层；近地表的横风气流朝向带状区，并在$z = H$处反向。

对于边缘陡峭的带状区，垂直速度从每个边缘向外以$\frac{H}{\pi}$的尺度衰减，而带状区内部几乎没有垂直运动（图19b）。平滑处理会使响应范围扩大、强度减弱。这种敏感性表明，分辨率可能会影响CM1中的滚轴强度，因此未来工作将开展更高分辨率模拟。

缩窄带状区会使上升支向内移动。在较窄的情形下，它们的响应相互重叠，从而在内部产生上升运动（图19c）。在固定u_* 的情况下加深层会增强环流，因为$\gamma = \frac{u_*}{H}$ 和$m = \frac{\pi}{H}$ 都会减小（图19d）。

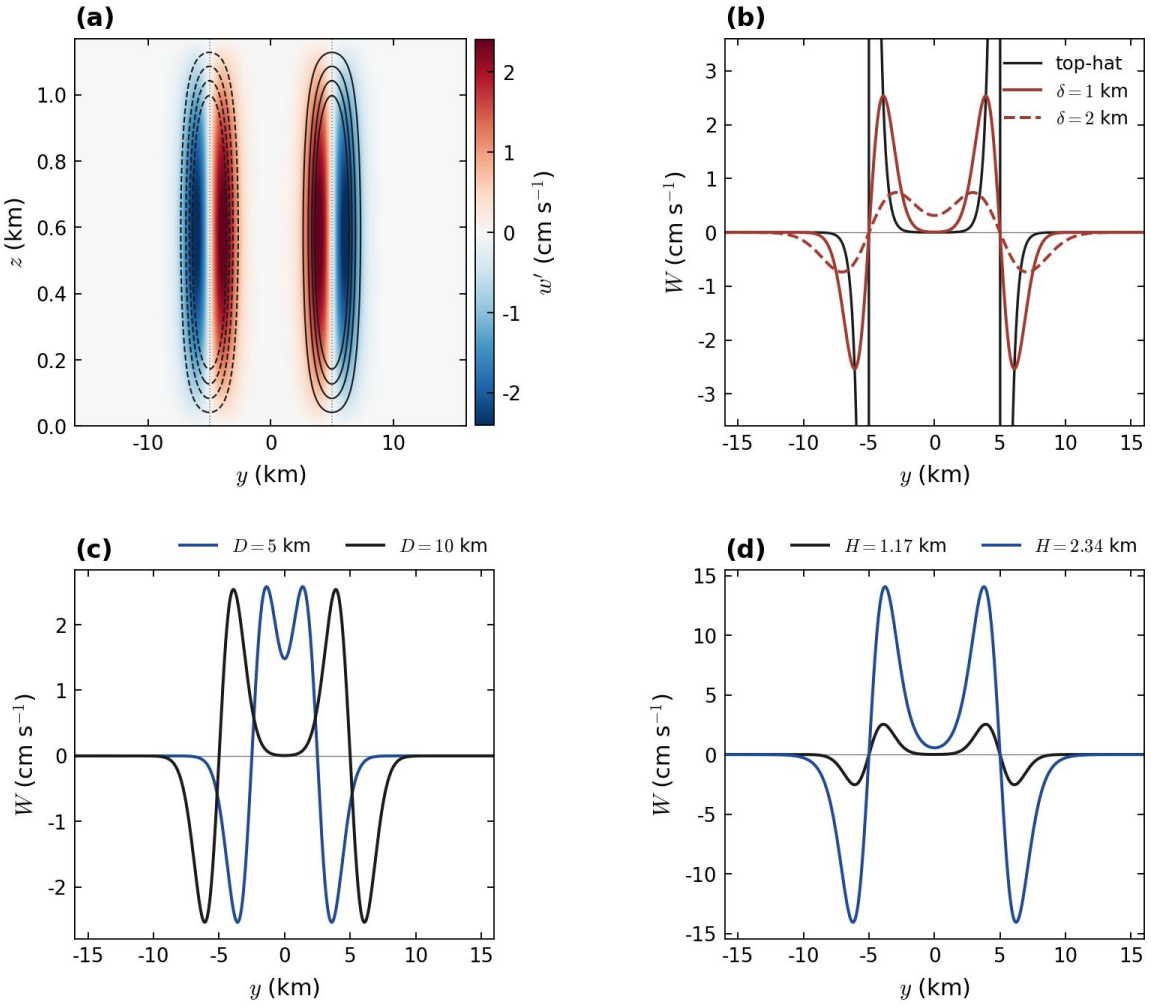


图19 理想化暖带的稳态响应，其中心$\Delta\theta_v$ 为**0**。 **0168 K**，下游实测峰值位于**249 min**。除非另有说明，D = **10 km**、 δ = **1 km**、 H = **1**。 **17 km**。(a) 颜色为$w' = W\sin(mz)$。

流函数的等值线满足$\partial\psi/\partial y = w'$；实线和虚线等值线符号相反。点线标示带状区域边界$y = \pm D/2$。（b）矩形函数以及$\delta = 1$和$2\ \mathrm{km}$的边缘平滑敏感性。矩形函数绘制在这些坐标轴上，并在图框处截断；其边缘急流延伸至$\pm 46\ \mathrm{cm\ s^{-1}}$。（c）$D = 5$和$10\ \mathrm{km}$的带宽敏感性。（d）标准层深和加倍层深下的层深敏感性，其中$u_* = 0$。$68\ \mathrm{m\ s^{-1}}$ 固定。

D.4 下游环流结构的比较

诊断得到的下游浮力廓线不同于理想化平顶带：它有两个暖侧翼，中间由中央凹陷隔开（图20a）。在 y–z平面中，暖异常沿风电场轴线延伸，覆盖 H 以下的层，并在其上方减弱（图20d）。

对于这一廓线，方程（D11）的稳态解显示，上升运动位于暖侧翼附近，下沉运动则位于中央和带状区外侧。模拟的 W_1 呈现出上升运动和下沉运动峰值，与预测高度吻合（图20b）。横风向速度极值也与预测高度吻合（图20c）。重建和模拟环流显示，主环流单元具有相同的横风向排列（图20e、20f）。

图20f中的模拟环流滚轴比图20e中的浅，说明在此情形下，行星边界层高度诊断高估了有效滚轴深度。正如图20b、20c和图21所示，深度高估可能部分解释了为何稳态 W 和 V 比相应的模拟第一模态振幅更强。正如D.5节所述，向稳态平衡的调整不完全也可能有所影响。

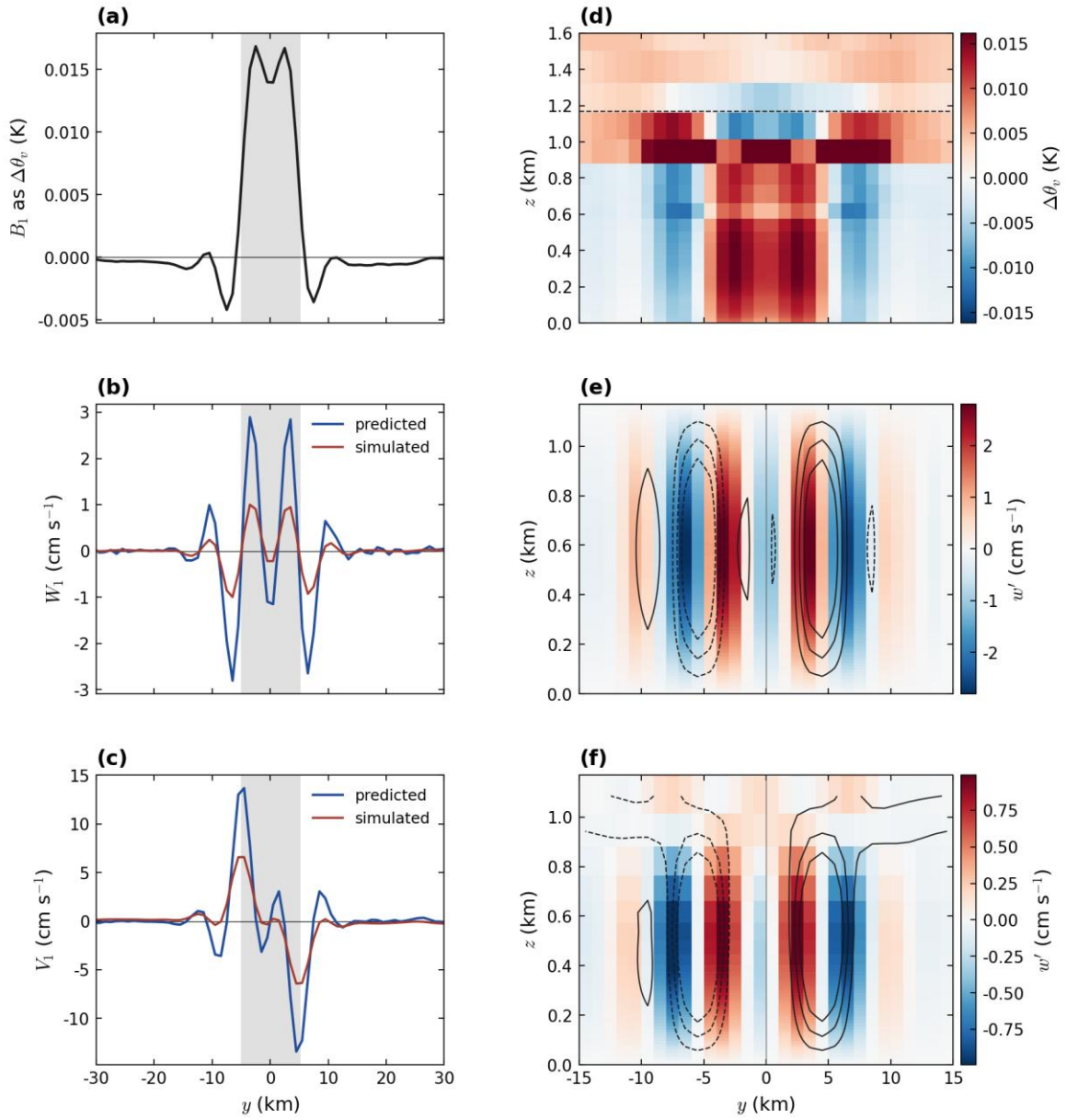


图20 249 min处的下游结构，取$x = 25$–80 km期间的平均值。（a）实测B_1，绘制为$\Delta\theta_v = B_1\theta_0/g$，并减去了$|y| \geq 25$ km处的平均值。阴影表示$|y| \leq 5$ km。（b）将（D11）中的W应用于该剖面（蓝色），以及模拟的W_1（红色）。（c）来自（D6）的V（蓝色），以及模拟的V_1（红色）。（d）$|y| \leq 15$ km的模拟$\Delta\theta_v$。虚线为$z = H$。（e）重建的$w' = W\sin(mz)$以及$|y| \leq 15$ km和$0 \leq z \leq H$的流函数。等值线满足$\partial\psi/\partial y = w'$；在每个高度处，均去除了两个侧向端点的平均值。实线和虚线等值线符号相反。（f）在相同的$|y| \leq 15$ km、$0 \leq z \leq H$窗口上的模拟w'，其中$\int w'\,dy$的等值线以相同方式绘制，并使用单独的色标。（e）和（f）中的垂直线为$y = 0$。

D.5 环流振幅的比较

图21比较了相应的振幅演变。稳态解给出了各输出时刻强迫所对应的平衡响应。模拟最大值始终低于该响应，在264分钟时约低至其五分之一。振幅差与阻尼时间尺度$1/\gamma$上的调整不完全相符。

264 分钟后，平衡最大值开始下降，而模拟上升最大值和下降幅度则继续增加。与振幅演变相比，稳态模型对主要空间组织的描述更为贴切。

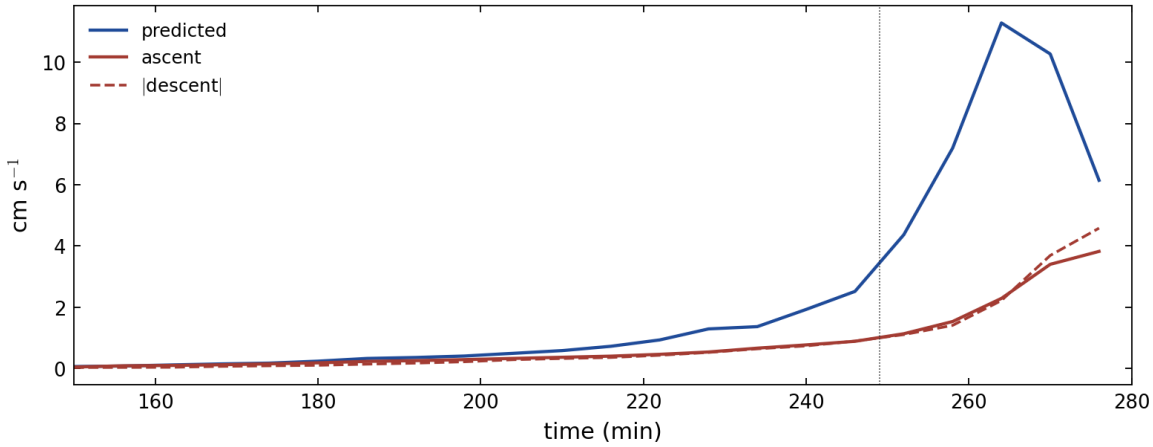


图21 150 至 276 分钟期间，x=25–80 km 范围内的下游垂直速度。点线表示 249 分钟，即图20所示时刻。蓝色：该时刻根据 $\boldsymbol{B_1(y)}$ 计算得出的稳态 $\boldsymbol{W}$ 的最大值，其中包含 $\boldsymbol{H = h_{PBL}}$ 和 $\boldsymbol{\gamma = \frac{u_*}{H}}$。红色：模拟的 $\boldsymbol{W_1}$ 的最大值。红色虚线：其最小值的绝对值。

附录 E：CI对初始扰动的敏感性

为评估对流触发对初始扰动的敏感性，我们开展了另一组模拟，不施加位温扰动。由于这些模拟中的对流触发发生得较晚，因此将区域扩展至 400 km × 100 km，并将积分时间延长至 8 小时。

与风电场相关的对流触发仍会发生，但通常比主要实验中发生得更晚、位置也更靠下游（图22）。对风机额定功率的明显依赖仍然存在：所有风电场情形下都会在下游发生对流触发，但随着风机额定功率降低，对流触发逐渐推迟且强度减弱。下游的对流在空间上也更加组织化。主要实验中较晚时段出现的广泛分布、位置随机的对流单体，在此基本不再出现。

相比之下，在整个积分时段内，无风电场模拟中没有发生对流触发。在未施加扰动的情况下得到的这一差异，支持了正文中分析的下游对流触发与风电场有关这一解释。

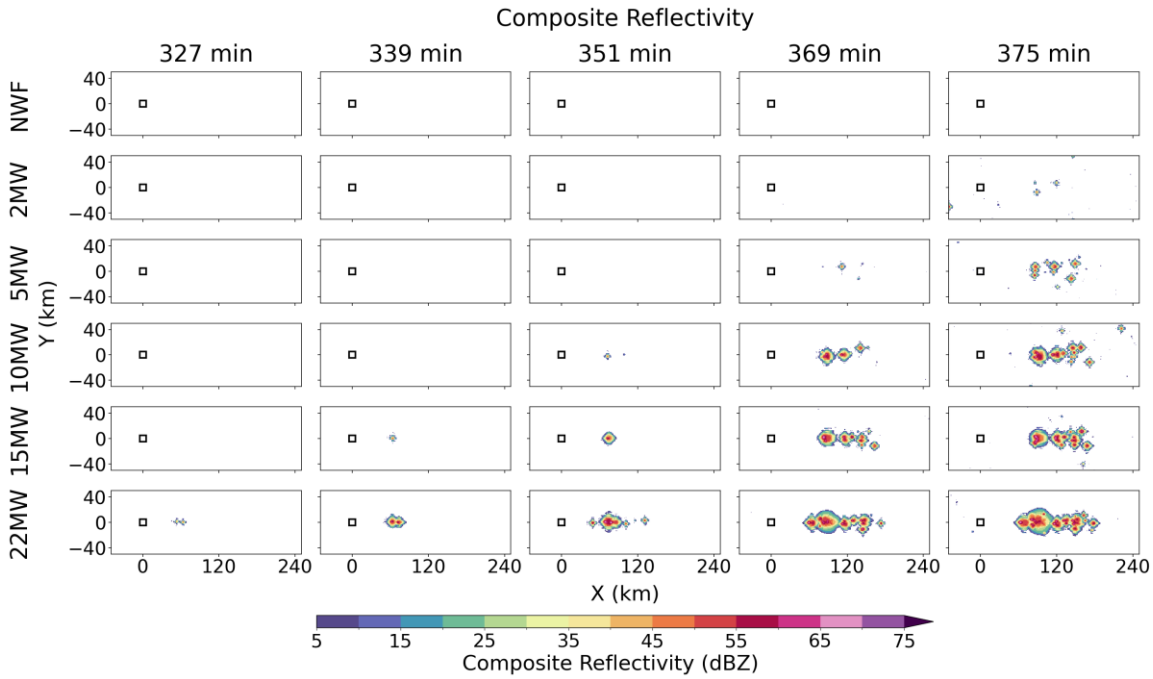


图22 扰动 CM1 强风模拟的组合反射率。各行依次为无风电场情形（NWF）和功率为 2–22兆瓦的风电场。各列对应 327 至 375 Min 的时刻。黑色方框标示分析区域，低于 5 分贝Z 的数值已屏蔽。

利益冲突

作者声明，本稿件不存在任何利益冲突。

致谢

本研究得到国家大学生创新训练计划的资助。

开放研究

CM1模式的源代码可从https://github.com/NCAR/CM1获取。本研究开发的风电场参数化代码可向通讯作者索取，并可考虑纳入未来公开发布的CM1版本。WRF模式的源代码可从https://github.com/wrf-model/WRF获取。NREL FLORIS软件可从https://github.com/NREL/floris获取。本研究未生成

观测数据；所有结果均基于采用第2.3节所述配置进行的数值模拟。

参考文献

Agarwal, N. J.、Lundquist, J. K.、Juliano, T. W. 与 Rybchuk, A.（2026年）。北海现场评估Fitch风电场参数化方案在Mellor–Yamada–Nakanishi–Niino和三维行星边界层方案中的表现。《风能科学》，11(7)，2369-2403。https://doi.org/10.5194/wes-11-2369-2026 Al Fahel, N. 与 Archer, C. L.（2020年）。海上风电场安装后观测到的陆上降水变化。《大气科学与技术通报》，1(2)，179-203。https://doi.org/10.1007/s42865-020-00012-7 Ali, K.、Schultz, D. M.、Stallard, T. 与 Ouro, P.（2026年）。使用偏斜高斯风力机尾流模型的WRF传感器驱动风电场参数化方案。《月刊天气评论》，154(6)，1155-1169。https://doi.org/10.1175/mwr-d-25-0170.1 Allaerts, D. 与 Meyers, J.（2017年）。常规中性风电场中的边界层发展与重力波。《流体力学杂志》，814，95-130。https://doi.org/10.1017/jfm.2017.11 Angevine, W. M.、Olson, J.、Gristey, J. J.、Glenn, I.、Feingold, G. 与 Turner, D. D.（2020年）。MYNN–EDMF边界层与浅积云方案中的尺度感知、可解析环流和实际限制。《月刊天气评论》，148(11)，4629-4639。https://doi.org/10.1175/mwr-d-20-0066.1 Archer, C. L.、Wu, S.、Ma, Y. 与 Jiménez, P. A.（2020年）。WRF模式中风电场产生的湍流动能的两项修正。《月刊天气评论》，148(12)，4823-4835。https://doi.org/10.1175/mwr-d-20-0097.1 Baidya Roy, S. 与 Traiteur, J. J.（2010年）。风电场对地表气温的影响。《美国国家科学院院刊》，107(42)，17899-17904。https://doi.org/10.1073/pnas.1000493107 Bodini, N.、Lundquist, J. K. 与 Moriarty, P.（2021年）。风电场可能影响长期局地大气条件。《科学报告》，11(1)，22939。https://doi.org/10.1038/s41598-021-02089-2 Boyer, C. H. 与 Keeler, J. M.（2022年）。用于对流边界层理想化模拟的入流松弛技术的评估与改进。《应用气象学与气候学杂志》，61(12)，1843-1860。https://doi.org/10.1175/jamc-d-22-0017.1 Bryan, G. H. 与 Fritsch, J. M.（2002年）。湿非静力数值模式的基准模拟。《月刊天气评论》，130，2917-2928。Chang, R.、Sengers, B. A. M.、Dörenkämper, M. 与 Gao, Z.（2026年）。对中尺度风电场参数化方案的修改提升了真实大气条件下的高海拔风电场模拟效果。《可再生能源》，258。https://doi.org/10.1016/j.renene.2025.125040 Dong, L.、Yu, Y.、Gao, X.、Zhao, S.、Li, J. 与 Zuo, H.（2026年）。大规模风电场对中国北方区域气候和植被的潜在影响：来自建模研究的洞见。《能源》，347。https://doi.org/10.1016/j.energy.2026.140360 Du, B.、Ge, M.、Li, X. 与 Liu, Y.（2025年）。中尺度—微尺度耦合风电场参数化方案。《边界层气象学》，191(8)。https://doi.org/10.1007/s10546-025-00928-7

Du, B.、Li, Q.、Ge, M.、Li, X. 与 Liu, Y.（2026年）。用于风电场参数化方案的基于高斯的多列空间分布方法。《物理评论：流体》， *11*(2) .

https://doi.org/10.1103/5lsj-m746 Durran, D. R., & Klemp, J. B. (1983). 用于模拟湿山地波的可压缩模型。《月刊天气评论》， 111(12), 2341–2361. https://doi.org/10.1175/1520-0493(1983)111<2341:ACMFTS>2.0.CO;2 Englberger, A., & Dörnbrack, A. (2017). 大气边界层日变化周期对风力涡轮机尾流的影响：一项数值建模研究。《边界层气象学》， 166(3), 423-448. https://doi.org/10.1007/s10546- 017-0309-3 Fiedler, B. H., & Bukovsky, M. S. (2011). 巨型风电场对区域气候模式中降水的影响。《环境研究快报》， 6(4). https://doi.org/10.1088/1748-9326/6/4/045101 Fischereit, J., Brown, R., Larsén, X. G., Badger, J., & Hawkes, G. (2021). 中尺度风电场参数化方案及其应用综述。《边界层气象学》， 182(2), 175-224. https://doi.org/10.1007/s10546-021-00652-y Fitch, A. C., Barstad, I., Michalakes, J., Gupta, A. K., Dudhia, J., Lundquist, J. K., & Olson, J. B. (2012). 中尺度数值天气预报模式中参数化风电场的局地和中尺度影响。《月刊天气评论》， 140(9), 3017-3038. https://doi.org/10.1175/mwr-d-11-00352.1 Fitch, A. C., Lundquist, J. K., & Olson, J. B. (2013). 风电场在整个日变化周期中的中尺度影响。《月刊天气评论》， 141(7), 2173-2198. https://doi.org/10.1175/mwr-d-12-00185.1 Fitch, A. C., Olson, J. B., & Lundquist, J. K. (2013). 气候模式中的风电场参数化。《气候杂志》， 26(17), 6439-6458. https://doi.org/10.1175/jcli-d-12-00376.1 Gadde, S. a. S., Richard. (2019). 科里奥利力对风电场尾流的影响。《物理学杂志：会议系列》， 1256, 012026. https://doi.org/10.1088/1742- 6596/1256/1/012026 García-Santiago, O., Hahmann, A. N., Badger, J., & Peña, A. (2024). 在不同大气稳定度条件下，利用高分辨率尾流模拟评估WRF模式中的风电场参数化方案。《风能科学》， 9(4), 963- 979. https://doi.org/10.5194/wes-9-963-2024 GWEC. (2025). 《2025年全球风能报告》。G. W. E. Council. GWEC. (2026). 《2026年全球风能报告》。G. W. E. Council. James, S. F. (2017). 利用Sentinel-1合成孔径雷达卫星绘制海上风电场集群的风速变化图。《物理学杂志：会议系列》， 926, 012004. https://doi.org/10.1088/1742-6596/926/1/012004 Jiang, H., Xie, M., Li, X., Tian, M., Cui, W., & Hao, D. (2025). 中国新疆干旱地区风电场对地表温度及其驱动因素的影响。《可持续性》， 17(21). https://doi.org/10.3390/su17219445 Klemp, J. B., & Wilhelmson, R. B. (1978). 三维对流风暴动力学模拟。《大气科学杂志》， 35(6), 1070– 1096. https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<1070:TSOTDC>2.0.CO;2 Li, Z., Liu, X., & Yang, X. (2022). 大涡模拟中风力涡轮机尾流的涡轮机参数化模型综述。《能源》， 15(18). https://doi.org/10.3390/en15186533 Liu, N., Zhao, X., Zhang, X., Zhao, J., Wang, H., & Wu, D. (2023). 风电场对农田和

草地差异性气候影响的遥感证据。《整体环境科学》，905. https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2023.167203 Ma, Y., Archer, C. L., & Vasel-Be-Hagh, A. (2022). Jensen 风电场参数化方案。《风能科学》，7(6), 2407-2431. https://doi.org/10.5194/wes-7-2407-2022 Mantovani, J. A., Carneiro, R., Borges, C. K., Ibarra-Espinosa, S., Aravéquia, J. A., Fisch, G., & Herdies, D. L. (2026). 行星边界层方案对亚马孙中部盆地行星边界层高度模拟的影响。《地球科学》，16(4). https://doi.org/10.3390/geosciences16040134 Mecikalski, J. R., & Bedka, K. M. (2006). 通过监测白天GOES卫星图像中移动积云的演变来预报对流触发。《月刊天气评论》，134(1), 49-78. https://doi.org/10.1175/MWR3062.1 Meng, Z., Cui, Q., Wang, C., Liu, H., Zheng, Z., & Wang, X. (2026). 沙漠风电场对对流触发的影响。2026年欧洲地球科学联合会大会，奥地利维也纳。 Olson, J. B., Angevine, W. M., Jensen, A., Grell, G., Smirnova, T., & Toy, M. (2024). GSL牵头制定适用于所有模式宿主和应用的物理参数化方案的开发策略 [会议报告]。Onwukwe, C., Jackson, P. L., & Déry, S. J. (2022). 大气强迫数据集和两种行星边界层方案在加拿大不列颠哥伦比亚省北部沿海山谷降水模拟中的对比。《气象应用》，29(1). https://doi.org/10.1002/met.2043 Orlanski, I. (1976). 一种适用于无界双曲流的简单边界条件。《计算物理学杂志》，21(3), 251-269. https://doi.org/10.1016/0021- 9991(76)90023-1 Peña, A., Mirocha, J. D., & van der Laan, M. P. (2022). 使用天气研究与预报模式进行尾流大涡模拟，评估Fitch风电场尾流参数化方案。《月刊天气评论》，150(11), 3051-3064. https://doi.org/10.1175/mwr-d-22-0118.1 Porte-Agel, F., Bastankhah, M., & Shamsoddin, S. (2020). 风力涡轮机和风电场流动：综述。《边界层气象学》，174(1), 1-59. https://doi.org/10.1007/s10546-019-00473-0 Prein, A. F., Ban, N., Ou, T., Tang, J., Sakaguchi, K., Collier, E., Jayanarayanan, S., Li, L., Sobolowski, S., Chen, X., Zhou, X., Lai, H.-W., Sugimoto, S., Zou, L., Hasson, S. u., Ekstrom, M., Pothapakula, P. K., Ahrens, B., Stuart, R.,...Chen, D. (2022). 面向第三极地区集合预报公里尺度气候模拟。《气候动力学》，60(11-12), 4055-4081. https://doi.org/10.1007/s00382-022-06543-3 Quint, D., Lundquist, J. K., & Rosencrans, D. (2025). 模拟表明海上风电场会改变低空急流。《风能科学》，10(1), 117-142. https://doi.org/10.5194/wes-10-117-2025 Rajewski, D. A., Takle, E. S., Lundquist, J. K., Oncley, S., Prueger, J. H., Horst, T. W., Rhodes, M. E., Pfeiffer, R., Hatfield, J. L., Spoth, K. K., & Doorenbos, R. K. (2013). 作物风能试验（CWEX）：风电场与近地表层、边界层及中尺度相互作用的观测。《美国气象学会通报》，94(5), 655-672. https://doi.org/10.1175/bams-d- 11-00240.1 Raymond, W. H., & Kuo, H. L. (1984). 一种适用于多维流动的辐射边界条件。《英国皇家气象学会季刊》，110(464), 535-551. https://doi.org/10.1002/qj.49711046414

Redfern, S.、Olson, J. B.、Lundquist, J. K. 和 Clack, C. T. M.（2019年）。将转子等效风速纳入天气研究与预报模式的风电场参数化。《月刊天气评论》， *147*（3），1029-1046。https://doi.org/10.1175/mwr-d-18-0194.1 Smith, R. B.（2010年）。重力波对风电场效率的影响。《风能》， *13*（5），449-458。https://doi.org/10.1002/we.366 Su, N.、Li, X.、Lyu, X.、Dang, D.、Liu, S. 和 Zhang, C.（2025年）。风电场对草地碳循环和水循环的影响路径。《环境管理杂志》， *388*。https://doi.org/10.1016/j.jenvman.2025.126036 Tomaszewski, J. M. 和 Lundquist, J. K.（2021年）。风电场改变雷暴出流边界的观测与模拟。《风能科学》， *6*（1），1-13

https://doi.org/10.5194/wes-6-1-2021 van der Laan, M. P., & Sørensen, N. N. (2017). 为什么科里奥利力会使北半球风电场尾流顺时针偏转。《风能科学》，2(1), 285-294. https://doi.org/10.5194/wes-2-285-2017 Volker, P. J. H., Badger, J., Hahmann, A. N., & Ott, S. (2015). 显式尾流参数化 V1.0：中尺度模式 WRF 中的一种风电场参数化方案。《地球科学模型开发》，8(11), 3715-3731. https://doi.org/10.5194/gmd- 8-3715-2015 Vollmer, L., Sengers, B. A. M., & Dörenkämper, M. (2024). 简短通信：对 Weather Research and Forecasting Fitch风电场参数化方案进行简单的轴向诱导修正。《风能科学》， 9(8), 1689-1693. https://doi.org/10.5194/wes-9-1689-2024 Warner, T. T., Peterson, R. A., & Treadon, R. E. (1997). 关于侧边界条件的教程：其作为区域数值天气预报基础且可能构成严重限制的作用。《美国气象学会通报》， 78(11), 2599–2618. https://doi.org/10.1175/1520- 0477(1997)078<2599:ATOLBC>2.0.CO;2 Weisman, M. L., & Klemp, J. B. (1982). 数值模拟对流风暴对垂直风切变和浮力的依赖性。《月刊天气评论》， 110(6), 504-520. https://doi.org/10.1175/1520-0493(1982)110<0504:TDONSC>2.0.CO;2 Wu, S., & Archer, C. L. (2021). 风力涡轮机的近地面效应：观测与物理机制。《月刊天气评论》， 149(3), 879-898. https://doi.org/10.1175/mwr-d-20-0186.1 Wu, S., Archer, C. L., & Mirocha, J. D. (2024). 大涡模拟揭示风力涡轮机尾流的新见解：尾流收缩、双重性质和温度效应。《风能》， 27(11), 1130-1151. https://doi.org/https://doi.org/10.1002/we.2827 Xia, G., Zhou, L., Minder, J. R., Fovell, R. G., & Jimenez, P. A. (2019). 使用 WRF模式模拟现实世界风电场对地表温度的影响：物理机制。《气候动力学》， 53(3-4), 1723-1739. https://doi.org/10.1007/s00382-019-04725-0 Ze, J., Xiuchun, Y., Ang, C., Dong, Y., Min, Z., & Lunda, W. (2024). 陆上风电场的局地生态气候影响：综述。《资源与生态学报》， 15(1). https://doi.org/10.5814/j.issn.1674-764x.2024.01.013 Zhou, L., Baidya Roy, S., & Xia, G. (2022). 陆上风电场的天气、气候与生态影响。载于《综合可再生能源》（第165-188页）。https://doi.org/10.1016/b978-0-12-819727-1.00018-2

Zhou, L., Tian, Y., Baidya Roy, S., Thorncroft, C., Bosart, L. F., & Hu, Y.（2012年）。风电场对陆面温度的影响。自然·气候变化， *2*（7）， 539-543。https://doi.org/10.1038/nclimate1505