使用官方 AMS LaTeX 模板 v6.1 的双栏版式生成。本作品已提交发表。作品版权可能在未另行通知的情况下转让，且此版本届时可能无法再访问。

arXiv:2611.28422v1 [physics.ao-ph] 20 Nov 2026

日变化暖　　海洋表面边界层中的层化与临界不稳定性

Adam Hall,[a] Hieu T. Pham,[a] Sophia Merrifield,[b] Sutanu Sarkar,[a,b]

[a]加利福尼亚大学圣迭戈分校机械与航空航天工程系，美国加利福尼亚州拉霍亚[b]加利福尼亚大学圣迭戈分校斯克里普斯海洋学研究所，美国加利福尼亚州拉霍亚

摘要：采用近表面网格分辨率较高的大涡模拟，研究了对应于北纬 15–70° 科里奥利频率下，不同纬度海洋表面边界层（OSBL）的日变化调制。此处的 OSBL 受低风速、表面波和日变化热通量驱动，白天出现日变化暖层（DWL），夜间则形成对流混合层。DWL 中增强的切变会引发日间湍流；本研究发现，在广泛的纬度和对流热通量范围内，这种湍流处于临界不稳定性（MI）状态。MI 的特征是风的动量输入、太阳辐射造成的稳定层结以及 DWL 中湍流混合之间形成复杂的平衡，使梯度理查森数从上午到下午晚些时候始终维持在 0.25 的临界值附近。MI 所维持的增强切变和层结导致系统显著偏离 Monin-Obukhov相似理论。研究表明，MI 引发的湍流混合与孤立的局部开尔文–亥姆霍兹剪切不稳定性事件相似，其通量系数和通量理查森数范围也相近。通过湍流动能分析，量化了旋转增强和夜间对流对 OSBL 在惯性及日变化时间尺度上变率的影响。惯性振荡与日变化切变之间的相互作用，是中高纬度 DWL 的重要特征。

重要性声明：在晴朗且风力较弱的日子里，海洋中会形成一层薄薄的暖水，并以表层急流的形式流动。这一层对海洋与大气之间的热量传递至关重要。我们表明，从热带地区到北极的不同纬度范围内，在多种加热条件下，这一层中的风和太阳输入达到平衡的方式，是一种不同于以往认知的湍流混合状态。这种独特的混合会使温度和流速偏离简化海洋模型的预测，并改变深海吸收的热量。这些结果揭示了我们对湍流混合的认识存在关键空白，凸显出改进天气和气候模型的必要性。

1. 引言

由于风和波浪持续输入动量，以及表面热通量和湍流混合带来的浮力，上混合层不断在多个时间尺度上演变。在风力较弱至中等、太阳辐射中等至强的日子里，风与稳定太阳通量的相互作用会使海洋上部数米在白天形成日变化暖层（DWL）。DWL 可导致海表温度（SST）异常升高数摄氏度，进而显著影响海气相互作用，以及从表面向海洋内部的热输运（Wijesekera 等，2020；Hughes 等人，2021；Zeiden 等，2024；Witte 和 Zappa，2025）。与此同时，日变化表层急流也会形成 DWL（Price 等，1986），但其对湍流混合和热输运的影响仍未得到充分理解。夜间，上混合层受表面冷却驱动，而从DWL中的强层化湍流向对流湍流的转变会影响垂直输运。本研究采用高分辨率大涡模拟（LES），探究调节上混合层的湍流过程在日变化和惯性时间尺度上的作用。

近年来，低纬度地区的日间混合层（DWL）已得到大量观测和数值研究（Hughes 等，2021；Witte 和 Zappa，2025；Sarkar 和 Pham，2019），但人们对中高纬度地区的日间混合层（DWL）了解较少。近期的野外观测活动和大涡模拟研究揭示了高纬度日间混合层（DWL）所特有的一些特征（Miracca-Lage 等，2025；Hauser 等，2026）。首先，由于 $f = 2\Omega\sin\phi$ 的值较大，其中 Ω 为地球的旋转速率，ϕ 为纬度，高纬度地区的局部日变化急流矢量旋转速度明显快于热带地区，一次旋转仅需 ~12–14 小时，而非数天。切变矢量的快速旋转不断改变表面风应力矢量与近表层海流之间的对齐关系。因此，与热带地区相比，较高的 f 往往会抑制日间混合层底部的卷吸，从而改变.....

热量和湍动能 (TKE) 向下传输至温跃层。其次，在夏季，高纬度地区会经历持续或近乎持续的太阳辐射。在轻至中等风况下，这种长时间加热会产生极端的日变化海表温度异常，例如局部北极水域中的异常幅度可达 1.5 至 7.4°C（Jia 等，2023；Hauser 等，2026）。湍流混合在这些高纬度特征中的作用——

通讯作者：ssarkar@ucsd.edu

尚未得到充分理解，也是本大涡模拟研究的重点之一。

一般海洋或气候模型无法解析DWL湍流，因此通常依赖一维混合模型来参数化湍流混合。在近表面边界层中，常使用Monin-Obukhov相似理论（MOST）来实现这一目的。根据量纲分析，MOST认为切变和层结会随距表面距离增加而减弱。然而，DWL观测表明，在上混合层中，切变和层结会随深度增加而局地增强（Kudryavtsev和Soloviev 1990；Sutherland等 2016；Moulin等 2018；Hughes 等人 2020a），这使MOST的有效性受到质疑。此前针对受对流表面强迫的上混合层开展的大涡模拟研究表明，朗缪尔环流可能导致偏离MOST（Large等，2019；Zheng等，2021；Giddy 等人 2026）。在中等至强风条件下，研究人员已考察日变化热通量下朗缪尔湍流对上混合层的影响（Noh 等人 2009；Kukulka 2013；Pearson 等人 2015）。当低风速下太阳辐射使上混合层强烈稳定时，朗缪尔环流会受到抑制，而MOST在DWL的强层结状态下是否仍然有效尚不明确（Min 和 Noh（2004）；Pan and Li（2026））。本研究的大涡模拟纳入了朗缪尔湍流的影响，将探讨这一问题。

对增强切变和层结的观测（Sutherland 等人，2016；Moulin 等，2018；Hughes 等人，2020b）促使人们进一步研究日间混合层中的湍流如何演变。观测往往有限，因此难以识别湍流及其与日变化背景场的关系。Hughes 等人（2020a）利用理想化的一维垂直模拟指出，当风速高于或低于 2 m s^{-1}时，日间混合层中的切变演变方式不同。他们还发现，当风速高于这一数值时，风功足以克服稳定性浮力通量并引发临界不稳定（MI），这与他们的观测结果一致。临界不稳定是一种产生湍流的途径，在这一过程中，增强的切变与层结相互作用，有助于在较长时间内维持湍流，同时梯度理查森数聚集在切变不稳定临界值 0.25 附近（Thorpe 和 Liu，2009）。在后续研究中，Hughes 等人（2021）对中等风速下的日间混合层进行了二维模拟，结果表明日间混合层可能不会出现临界不稳定（MI）：他们的模拟显示，上午和下午早些时候，梯度理查森数虽小于 0.25，但不稳定仍然较弱。在本研究中，我们采用高网格分辨率的三维大涡模拟，并考虑朗缪尔湍流，以重新考察中等风速 ~ 3m s^{-1}下的日间混合层中是否存在混合不稳定。确认混合不稳定对于指导今后一维混合模型的改进至关重要，例如 General Turbulence Ocean Models 中的模型（Li 等，2021）。Johnson等（2023）已证明，在受到强烈日变化增温强迫时，这些模型的结果相较于大涡模拟结果存在偏差。

本文结构安排如下。第2节介绍数值方法和模型设置。第3节描述边界层整体的昼夜变化和惯性变化。第4节探讨日间混合层（DWL）中是否存在混合不稳定（MI），检验MOST的有效性，并诊断湍流动能（TKE）平衡。第5节和第6节分别探究纬度变化和表面冷却通量对DWL特征的影响。第7节讨论本研究。

2. 数值设置

大涡模拟（LES）求解波浪平均的Boussinesq方程，以计算网格滤波后的欧拉速度分量（u_i）和温度（T）。控制方程如下：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0,$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = \epsilon_{ijk} f_k \left(u_j + u_j^s\right) + \epsilon_{ijk}\omega_k u_j^s - \frac{\partial \pi}{\partial x_i} + \alpha_T (T - T_0) g \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j},$$

$$\frac{DT}{Dt} = -u_j^s \frac{\partial T}{\partial x_j} + \kappa_T \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho_0 c_p}\left(\frac{\partial Q_j^{T,sgs}}{\partial x_j} - \frac{\partial Q_{sw}}{\partial x_3}\right),$$

其中，$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}$ 表示物质导数。广义压力 π定义为

$$\pi = \frac{p}{\rho_0} + \frac{2e}{3} + \frac{1}{2}\left[\left|u_i + u_i^s\right|^2 - |u_i|^2\right],$$

其中，p 表示动力压力，$e = \frac{1}{2\tau_{ii}^{sgs}}$ 表示亚网格湍流动能。Boussinesq项采用热膨胀系数（α_T =2.5×10^{-4} K^{-1}）计算。使用线性状态方程 $\rho/\rho_0 = 1 - \alpha_T$（$T - T_0$）计算密度，参考密度为 $\rho_0 = 1027$ kg m^{-3}。

在纬向施加恒定风应力，$\tau_w = 0.02$ Nm^{-2}（对应于风速为 3.1 m s^{-1} 的中等风速）。采用 Large 和 Pond（1981）基于阻力系数的关系式，其中 $C_d = 1.7 \times 10^{-3}$，用于关联 U_{10} 和 τ_w。使用 Li等（2017，2021）的经验理论波浪模型获得斯托克斯漂移剖面 $u^s(z)$。该模型假设采用 Phillips（1958）的波谱，以获得表面Stokes速度 $u_0^s \approx 0.016 U_{10} = 4.96$cm s^{-1}和峰值波数 k_p =

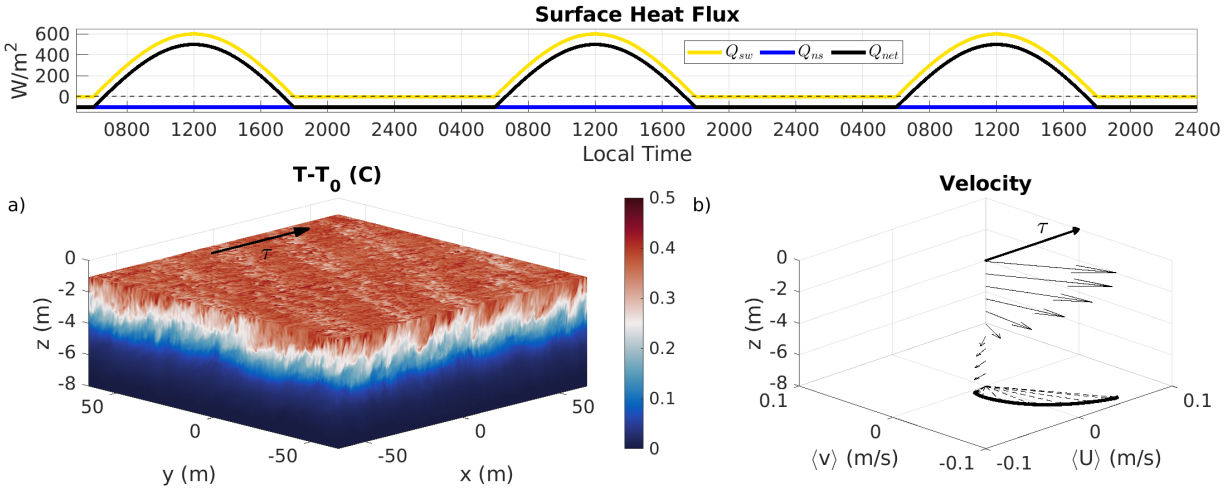

图1. L45H6C1算例中1300时混合层内相干流动结构示意图：(a) 温度场的三维视图；(b) 根据水平平均的纬向速度和经向速度构建的埃克曼螺旋。顶部面板显示了所施加的日变化太阳热通量（Q_{sw}）、非太阳热通量（Q_{ns}）和净通量（Q_{net}）。请注意，面板(a)中的顶表面位于1米深度处。(a)中的黑色箭头表示风向。

1.13m^{-1}。假设水体为 Jerlov I 型水体，通过 Paulson 和 Simpson（1981）的九项指数透射率模型施加穿透性太阳辐射通量 $Q_{sw}(z,t)$。表面处 Q_{sw} 的时间变化分量采用正弦函数实现：

$$Q_{sw}(t,z=0)=\begin{cases} Q_{sw,max}\sin\left[\frac{2\pi}{T_d}(t-t_{0600})\right] \\ \qquad 0600\le t\le 1800\,\text{hrs}, \\ 0 \\ \qquad 1800\le t\le 0600\,\text{hrs}, \end{cases} \quad (1)$$

其中，t为当地时间。在模拟的三个白天中，太阳热通量每天0600时开始（即 t_{0600}），在1200时达到$Q_{sw,max}=600\text{W m}^{-2}$ 的最大值，并于1800时减弱，因此形成如图1顶部面板所示的 $T_d=24$ 小时日变化周期。正（负）表面通量表示热量进入（离开）海洋。

我们模拟了六种情形，涵盖不同的纬度和冷却通量范围，Q_{ns}。其中四种情形具有相同的日变化热通量，分别在纬度 15°N、30°N、45°N 和 70°N 进行模拟。这些模拟中的日变化热通量由恒定冷却通量 $Q_{ns}=-100$ W m^{-2}和式（1）给出的时变 Q_{sw} 组成。在 45°N 还模拟了另外两种情形，$Q_{ns}=0$ 分别为和 -200 W m^{-2}，以探究改变 Q_{ns} 进而改变净热通量 $Q_{net}=Q_{sw}$ 的影响（$t,z=0$）$+Q_{ns}$（t）。表面强迫决定了重要的无量纲控制参数：湍流朗缪尔数 $La_t=(u_*/u_s)^{1/2}$，以及 Hoenikker 数 $Ho=2B_0/(k_p u_0^s u_*^2)$，其中 $B_0=\alpha g Q_{net}/\rho_0 c_p$ 为净表面浮力通量。

在本研究中，摩擦速度与表面斯托克斯漂移速度之比为 $La_t=0.3$，这表明朗缪尔湍流对近表层混合有显著贡献（McWilliams 等，1997年）。Hoenikker 数用于比较表面浮力通量与斯托克斯生成项，其值在夜间的 -0.22 至正午的 0.56 之间变化（此时 $Q_{net}=500$ W m^{-2}）。请注意，正（负）Ho 表示稳定性（不稳定性）热通量。此前采用单色波场的大涡模拟研究（Min 和 Noh（2004）；Pan 和 Li（2026））表明，当 Ho 达到 1 至 2 之间时，稳定性浮力通量会导致朗缪尔环流瓦解。

为便于讨论，我们使用以下缩写：L15、L30、L45 和 L70 表示不同的纬度；C0、C1 和 C2 分别表示 Q_{ns} 值为 0、-100 和 -200 W m^{-2}。我们采用命名约定 LxHyCz 标记各个案例，其中 x、y 和 z 分别对应以百为单位的纬度、$Q_{sw,max}$ 以及 $|Q_{ns}|$ W m^{-2}的值。例如，L70H6C1 表示 70°N 纬度、$Q_{sw,max}=600$ W m^{-2} 和 $Q_{ns}=-100$ W m^{-2}的案例。所有模拟首先在恒定风应力下进行 3 个惯性周期的预热运行，使埃克曼层充分发展。施加日变化热通量后，模拟继续运行约三个日历日，时间步长小至 0.5 s，并采用 1.2 的恒定库朗数。每个案例约需 45,000 个计算机时，并分配到 512 个计算核心上。

在所有情形下，计算域均为一个长方体，东西向（x）、南北向（y）和垂直方向（z）分别包含512×512×256 个网格点，但

在 15°N 情形下，为容纳更厚的日间混合层，需要采用更大的计算域，其中包含 $N_x = N_y = 768$。两个水平方向上的网格均匀分布，网格间距为 $\Delta x = \Delta y = 0.25$ m。表面处的垂直网格间距为 0.05 m，之后以 3% 的速率逐渐增大，直至 z = -9.25 m 处达到 0.25 m。表面附近的精细垂直网格分辨率确保大涡模拟能够解析 Monin-Obukhov 长度尺度，即 $L = u_*^3/\kappa B_0$，其中冯·卡门常数 $\kappa = 0.4$。在热通量最强的情形下，表面处的 $Q_{net} = 600\,W\,m^{-2}$、$\Delta x = \Delta y = 0.4L$和 $\Delta z = 0.08L$。在 9.25 至 40 m 之间，网格均匀分布，间距为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.25$ m；低于该范围后，网格以 2.5% 的速率逐渐增大。在 59 至 72 m 之间设置海绵层，利用瑞利阻尼函数将温度和速度脉动阻尼至零。大涡模拟模型所用的数值方法与 Pham 和 Sarkar（2018）的方法相似。大涡模拟在空间上采用 2nd阶中心差分，并采用混合显式 3rd阶龙格-库塔与 2nd阶克兰克-尼科尔森方法进行时间推进。广义压力通过多重网格泊松求解器计算。用于计算亚格子应力 τ_{ij}^{sgs} 的滤波结构函数遵循 Ducros 等人（1996）的模型，并由 VanDine等人（2020）针对剪切层作了进一步改进。计算亚格子热通量时，采用的亚格子普朗特数为 1，$Q^{T,\ j}{}^{sgs}$ 。

以下将报告若干湍流统计量，它们是通过在水平面上进行平均得到的雷诺平均。湍流动能表示为 TKE = $(1/2)u_i'u_i'$，其中尖括号表示雷诺平均。沿风向切变 P_u 和横风向切变 P_v 所产生的湍动能产生项表示为$P = P_u + P_v = -u'w'\partial u + u^s/\partial z - v'w'\partial v/\partial z$。湍流耗散表示为 $\varepsilon = -\tau_{ij}'s_{ij}' + 2\nu s_{ij}'s_{ij}'$，其中包含解析部分和亚格子部分。这里，$\tau_{ij}'$ 和 s_{ij}' 分别是波动的亚格子应力和解析应变。浮力通量表示为$B = \frac{-g}{\rho_0}\rho'w'$，垂直输运 dT_3/dz 则使用 $T_3 = 0$。$5\left\langle u_i'u_i'u_3'\right\rangle + u_3'p'$ ρ_0 $-2\nu\left\langle u_i's_{i3}'\right\rangle + T_{3,\ sgs}$计算。

3. 日变化混合层的特征

本节介绍 L45H6C1算例的结果，以展示风应力、表面波强迫、日变化表面热通量和惯性振荡如何调制表面边界层内的温度和速度场。在模拟的三天期间，中高纬度的这种结构调制由近表层朗缪尔湍流驱动，同时混合层底部还存在来自切变湍流和对流湍流的垂向卷入。值得注意的是，尽管在正午达到峰值的强稳定化太阳热通量会产生显著影响，白天切变驱动卷吸仍然十分明显。这种卷吸集中在一个边缘不稳定层内，其中局地梯度理查森数（Ri_g）聚集在剪切不稳定性临界阈值 0.25 附近。

图1(a)展示了第一天1300时上混合层中的温度场，此时 $Q_{net} = 480$ W m^{-2}。在 $z = -1\,m$处的水平面上，剪切不稳定性组织成排列整齐的结构。此时的结构并非朗缪尔环流的典型特征。此时，表层流的方向大致位于风向右侧 58° 。在混合层底部，剪切不稳定性驱动强烈的湍流卷吸，如图1(a)的垂直剖面所示。这些较深处剪切不稳定性的方向由当地的深层切变矢量决定。在赤道（$f = 0$），混合层中的风切变与流切变方向几乎一致。然而，远离赤道时，行星自转速率（$f > 0$）会引发埃克曼偏转，使混合层结构更加复杂，并降低卷入率，最终减少穿过混合层的热输运（ Pham 和 Sarkar 2017）。

图1所示流场随时间显著变化，这是由于表面热通量的变化以及图2所示惯性振荡（IOs）的自发发展所致。图2(a)中的水平平均温度和混合层深度（ MLD）表明，通常情况下，太阳辐射的吸收会导致顶部4 m日变化暖层（DWL）在白天变暖，并使约 8–9 m深的对流混合层（CML）在夜间冷却。此处，MLD定义为从表面向下、耗散率（ε）超过 10^{-8} m^2 s^{-3}的最大深度。这是湍流混合层深度，有别于依据温度或密度定义的混合层深度。需要指出的是，最初两小时内混合层（ML）的快速加深，是模拟开始时突然施加表面冷却通量所产生的瞬态响应，该响应增强了IOs。自旋调整期间形成的IOs在所有模拟的3天时间内持续存在。在每日变化中，最浅的MLD（3.4 m）约出现在1000时，而在 Q_{net} 变号后，于0700时达到最深（9.1 m）。这两个时刻之间的MLD加深速率变化显著。值得注意的是，即使太阳辐射（具有稳定作用）在1000时至正午之间逐渐增强并达到峰值，MLD仍会因湍流卷吸而略微增加。海表温度（SST）约在1400时达到每日峰值。下午至午夜期间，MLD以更快的速率增长。在随后一天的午夜至0700时之间，对流湍流在ML中占主导地位，MLD增长最快。SST和海表流速（SSU）的变化将在后文通过折线图进行量化。

日间混合层和 IOs 会调制埃克曼流，如图 2(b, c) 所示。每日，近表层

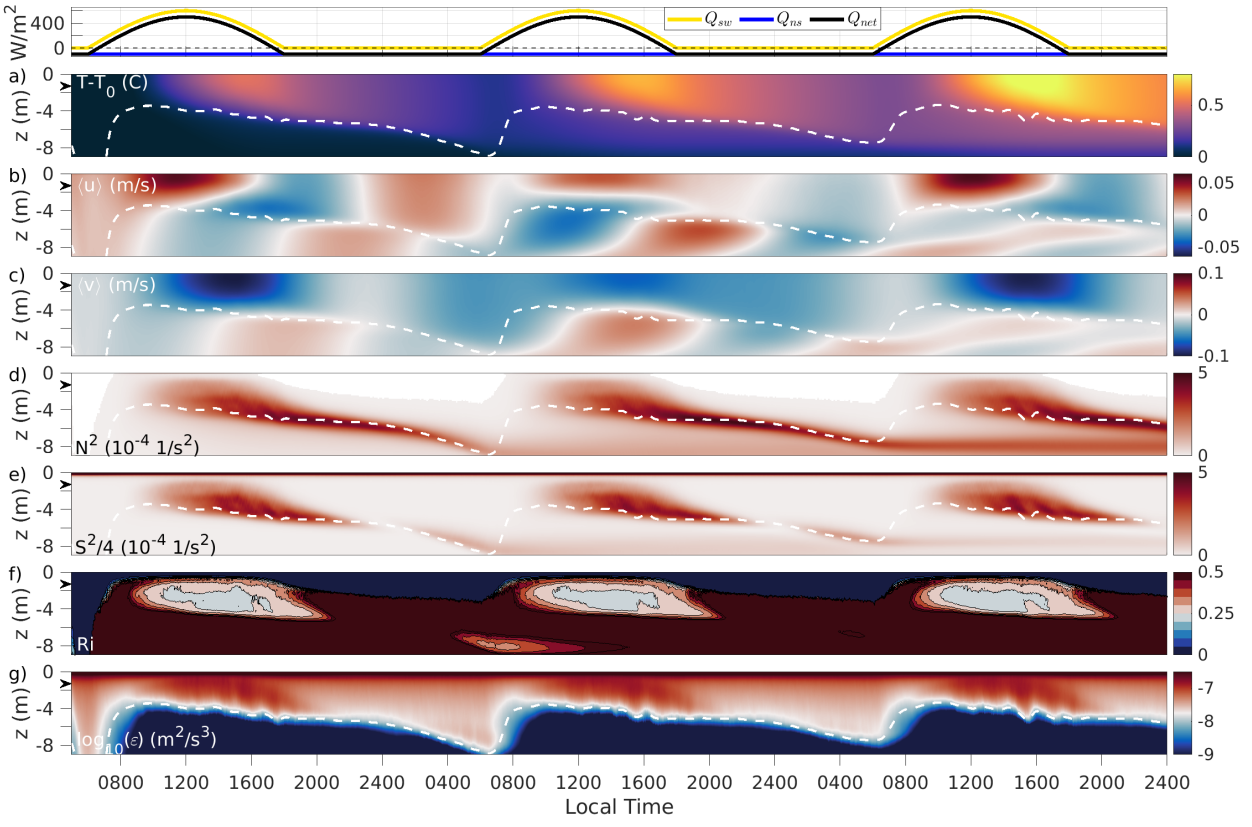

图 2. L45H6C1算例中，日变化热通量、惯性振荡和湍流对混合层的调制：(a) 温度偏差，$T - T_0$；(b、c) 纬向和经向速度分量，u 和 v；(d) 层结，N^2；(e) 约化拉格朗日剪切平方，$S^2/4$；(f) 梯度理查森数，Ri_g；(g) 耗散率，$\log_{10}(\varepsilon)$。顶部面板显示表面热通量。垂直轴上的箭头标示波致斯托克斯层的底部。本图及下文各图中的白色虚线表示混合层深度，其上方 $\varepsilon > 10^{-8}\,\mathrm{m^2\,s^{-3}}$。

纬向速度 (u) 在正午左右达到正向峰值，此时距离混合层深度变浅至最浅值约两小时。近表层负向经向速度 (v) 的峰值约出现在 u 达到峰值两小时之后。由于斯托克斯增强的埃克曼偏转，横风速度分量变得大于沿风分量 (McWilliams et al. 1997)。白天，由于风驱动动量被困在日间混合层中，表面流速增强；夜间，由于动量的对流混合，表面流速减弱。混合层深度以下的速度分量也呈现振荡运动，但其惯性周期为 16.9 小时；值得注意的是，正、负速度分量带的持续时间短于混合层深度以上正、负速度带的 24 小时持续时间。第一夜 2200 时至 0700 时之间近表层为正的 u 也反映了惯性振荡的存在。昼夜振荡与惯性振荡可以相互作用。在这三天期间，第一天和第三天正午的表面流速明显强于第二天。当昼夜振荡与惯性振荡同相作用时，日间混合层中的埃克曼速度增强，从而导致更强的切变和湍流混合。

混合层（ML）中的层结（N^2）和约化拉格朗日剪切平方（$S^2/4$）随时间的演变呈现显著的日变化调制，白天的数值明显更大（图 2d、e）。随着日间混合层（DWL）发展，太阳辐射使混合层趋于稳定（即 N^2 增大），埃克曼流加速，形成更强的表层急流（即 S^2 增大）。在 0800 至 1800 时之间，N^2 和 S^2 的垂向剖面峰值出现在混合层中部，而非斯托克斯层底部或混合层深度所在位置。相比之下，1800 至 0600 时之间的夜间变化呈现出薄层状的增强 N^2 和 S^2，其峰值与混合层深度位置重合。

白天和夜间 N^2 与 S^2 廓线的演变差异表明，随着混合状态在两个相反极端之间变化，湍流呈现出不同的形态——DWL中的层化湍流和CML中的对流湍流。因此会形成不同的层，每层都有其独特的湍流特征，概述如下：

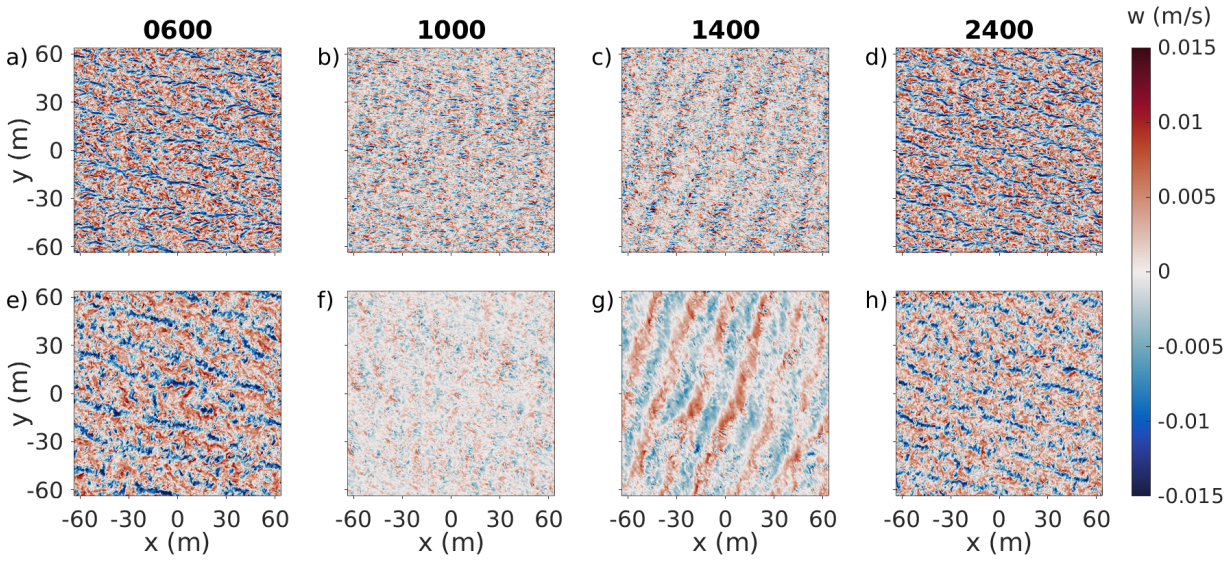

图3. L45H6C1算例中1米（顶排）和3米（底排）深度处垂向速度（w）的水平切片，展示了混合层从对流混合转变为层化边际不稳定过程中湍流结构的演变。图中显示了模拟第二天的四个时刻：（a、e）0600时；（b、f）1000时；（c、g）1400时；以及（d、h）2400时。

(i) 斯托克斯层：位于表面的一层（本研究中厚1.3 m），其定义依据是在不同情形下保持不变的斯托克斯速度廓线。该层在整个水柱中具有最强的（拉格朗日）切变和湍流。

（ii）混合层（ML）：一个日变化层，其下边界由 $\varepsilon > 10^{-8}\mathrm{m}^2\ \mathrm{s}^{-3}$的阈值定义。该层包含斯托克斯层并延伸至其外，同时包含由欧拉剪切和/或对流驱动的湍流。

（iii）日变化暖层（DWL）：该层特指0600至1800时的白天混合层。其特征是层化湍流将热量从表面输运至温跃层。

(iv) 对流混合层（CML）：该层指夜间混合层。在此层中，热量通过对流湍流向上输运，且 N^2 取负值（图 2(d) 中为亮白色）。

(v) 下沉切变层／过渡层（TL）：随着日间混合层演变为夜间 CML，如图 2(d,e) 所示，ML 底部会形成一个薄层，其中 N^2 和 S^2 增强。该层中增强的切变驱动冷流体从温跃层卷吸进入 ML。与 CML 不同，TL 的特征是稳定层结（N^2 >0）。请注意，夜间 ML 由 TL 上方的 CML 构成，且湍流热通量在这两个层之间变号。

在上述各层中，日间混合层独有层化湍流，其特征可由图 2(f,g) 中的梯度理查森数（$Ri_g = N^2/S^2$，其中此处的 S^2 为拉格朗日平方切变）和湍流耗散率（ε）看出。尽管太阳辐射具有稳定作用，最强的 ε 仍出现在日间混合层中，其峰值至少比 CML 或 TL 中的峰值高一个数量级。湍流由混合不稳定（MI）驱动，其特征是局部拉格朗日 S^2 和N^2 较强，且相应的 Ri_g 值集中在临界值 0.25 附近。不同于从正规模态线性发展的教科书式剪切不稳定性，MI 涉及高度非线性物理，通过 N^2 和 S^2之间的精细平衡维持湍流。湍流混合倾向于降低局部 N^2 和 S^2，而风的动量输入会增加 S^2，太阳辐射则会增加 N^2。值得关注的是，风、太阳热通量与湍流之间的相互作用促成了日间混合层中的 MI 状态，这促使我们在下一节进一步考察 MI 的物理机制。

图3中的垂向速度水平面（w）描绘了ML从夜间对流过渡到日间分层切变流时，垂向运动发生的MI诱导的结构改变。图中展示了1米深度（即斯托克斯层底部）和3米深度（即1000时日间混合层底部）的快照。清晨0600时，当 $Q_{net} < 0$时，两个深度处的ML均呈现出多条细密的负 w 条带，水平间距约为25米（图3a、e）。这些条带由反向旋转的朗缪尔环流诱发，

其大多沿风向排列，并向右偏转约15°。这些条带并非总是平行的，可以看到多个相邻条带相交形成的Y形交汇点。这些单元的波长约为MLD的三倍。单元的取向和长宽比与Faller（1964年）及Smith等人（1987年）的观测结果一致。

随着上午太阳辐射使ML变暖，稳定层结逐渐形成，导致1000时1米和3米深度处的 w 均受到显著抑制（图3b、f）。由于朗缪尔环流而在较早的0600时出现的成排相干负 w 已不再可见，且湍流结构的水平尺度更小。此时 $Ho = 0.53$的数值尚未达到使朗缪尔环流完全受到抑制所需的1至2范围（Min 和 Noh（2004）；Pan 和 Li（2026））；然而，与3米深度处形成的剪切不稳定性所产生的贡献相比，环流驱动的速度显著减弱。还需注意的是，先前研究中用于抑制朗缪尔环流的 Ho 判据是基于单色波场计算的，而本研究则使用平衡宽带谱中的峰值波数来计算 Ho。尽管 w 场从0600时到1000时有所减弱，但 S^2 和 N^2 均有所增加（回顾图2d、e）。

在1400时（图3c、g）， w 在1米和3米深度处均组织成连贯的倾斜带状结构，其形态类似于准二维Kelvin–Helmholtz（KH）滚轮的相位线（VanDine等人 2021）。与0600时早些时候出现的对流风带不同，这些带状结构更加连贯，水平延伸范围也更宽。它们彼此平行地一起平流（即不相交）。尽管水平间距相同，3米深度处的带状结构相较于1米深度处的更为连贯。w场的水平波数谱显示，在 $\lambda = 20$。3米的波长处存在峰值，该波长约为最浅MLD厚度的7倍，这也是其类似于KH剪切不稳定性的另一特征（Smyth和Moum 2000；Pham等人 2009；Mashayek等人 2013）。这些带状结构以相对于纬向右侧18。4° 的角度传播。尽管1400时剪切不稳定性的水平波长接近0600时观测到的朗缪尔环流单元的波长，但这些不稳定性源于不同的过程。0600时朗缪尔环流的间距随较厚的 夜间对流混合层变化，使得环流单元的纵横比介于1和3之间。相比之下，1400时剪切不稳定性的波长则随较薄的 日间混合层深度变化。

4. 日间混合层中的分层剪切不稳定性

我们发现，尽管表面热通量具有稳定作用，且在中等风速条件下较为平静，DWL为 $U_{10} = 3.1\ \mathrm{m\ s^{-1}}$，仍支持剪切不稳定性和湍流。这些不稳定性出现在广泛的纬度范围内（从赤道到极地海洋），以及 Q_{net}（从 0 到 $600\mathrm{Wm^{-2}}$）。值得注意的是，模拟结果表明，在此处考虑的所有算例中，DWL均处于临界不稳定性（MI）状态。本节采用L45H6C1算例的结果，说明DWL湍流与Langmuir湍流和对流湍流的差异。由于这些剪切不稳定性在接近海洋表面处发展，因此探究它们如何导致近表层偏离作为Monin-Obukhov相似理论（MOST）核心组成部分的壁面定律，也具有重要意义。

a. 剪切驱动湍流的相干结构

图4(a-c)中的三维视图和垂直温度剖面展示了来自表面的向下热输运。1000时，主要由斯托克斯剪切诱发的强湍流占据 $z > -3.5$ m，即混合层深度以上的区域。在混合层深度以下，湍流呈零星分布。 Ri_g 剖面显示混合不稳定状态：在1.5 m深度以下， Ri_g 值略大于0.25（图4a）。至1300时，混合层加深至4 m，2 m至4 m深度之间可见强烈波动，等温线发生多处大幅翻转。该区域的翻转是混合不稳定所致，其 Ri_g 略低于0.25的临界值。至1600时，混合层进一步加深至4.8 m，可见波长约为28.7 m的波状等温线。随着 Ri_g值继续密集分布在临界值附近，湍动能增强。典型的KH剪切不稳定性中，波状正规模态不稳定性先发展，随后演变为卷云状结构并崩解，进而产生湍流；与之不同，1600时观测到的波状混合不稳定结构是在1300时等温线发生大幅翻转之后才出现的。在孤立的KH驱动混合中，平均动能库会随时间耗竭。相比之下，在此处描述的混合不稳定混合情景中，风的动量输入和太阳辐射的热量输入通过增强局地剪切率，持续补充平均动能库。湍流能量耗散与风输入能量之间的复杂平衡有助于维持剪切不稳定状态，从而使湍流持续的时间比孤立的KH卷云事件更长。

b. 偏离*Monin-Obukhov*相似理论

为进一步理解DWL湍流的影响，我们将LES结果与MOST的标度律（Monin和Obukhov 1954；Wyngaard 2012）进行比较。根据这一理论框架，混合层湍流由Monin-Obukhov（MO）长度 $L = u_*^3/\kappa B_0$表征。在中性稳定度（$Q_{net} = B_0 = 0,\ L \to \infty$）下，湍流主要由风切变驱动。在不稳定条件（$Q_{net} < 0,\ B_0 < 0,\ L < 0$）下，混合层以对流为主。在稳定条件下，如日间混合层中

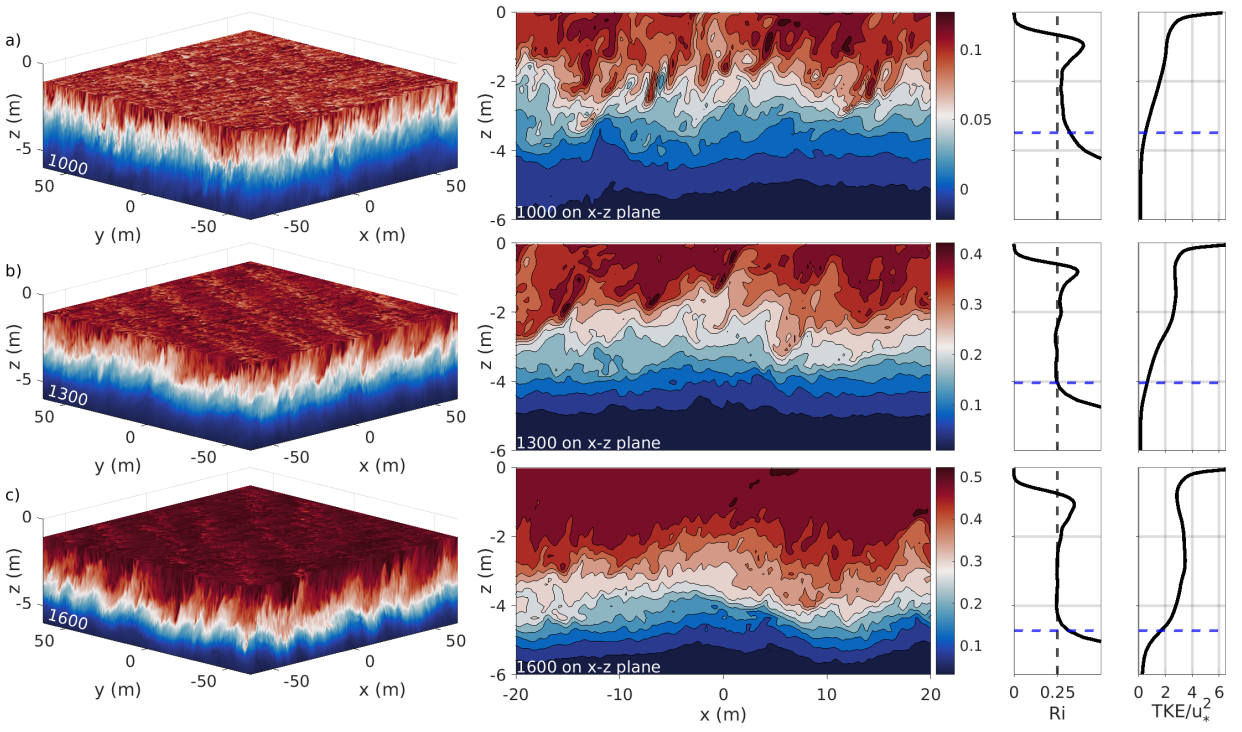

图 4. 温度偏差的三维场（第一列）和垂直 x-z 剖面（第二列）展示了 L45H6C1算例在不同时间的混合层湍流演化过程：（a）1000 时；（b）1300 时；（c）1600 时。 Ri_g 的垂向剖面（第三列）表明，当 $Ri_g \approx 0.25$ 时存在临界不稳定性。垂向湍动能剖面（第四列）显示，混合层内部的湍流形成了一个局部湍动能峰值。蓝色水平虚线标示混合层深度，黑色垂直虚线标示 $Ri_g = 0.25$ 的临界值。

（$Q_{net} > 0$， $B_0 > 0$， $L > 0$），太阳辐射抑制湍流，导致垂直输运减弱。我们注意到，对于大气边界层（ABL），MO长度定义为 $L = -u_*^3/\kappa B_0$，其中 B_0 为表面浮力通量；当大气边界层具有 $B_0 < 0$时，对于稳定情况同样得到正的 L。

基于 MOST，随着稳定化热通量的增加，垂直拉格朗日切变 $S = dU/dz = [(\partial u + u^s/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2]^{1/2}$、温度梯度（$\partial T/dz$）以及湍动能产生（$P = -u'w'\partial u + u^s/\partial z - v'w'\partial v/\partial z$）均会发生变化。这里，尖括号表示水平平均。这种变化通过无量纲参数 $\zeta = |z|/L$ 以及动量普适稳定度函数 $\phi_m(\zeta)$ 和热量普适稳定度函数 $\phi_h(\zeta)$ 进行规定，如下所示：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial z} &= \frac{u_*}{\kappa |z|}\phi_m(\zeta), \\ \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} &= \frac{T_*}{\kappa |z|}\phi_h(\zeta), \\ P &= \frac{u_*^3}{\kappa |z|}\phi_m(\zeta), \end{aligned} \qquad (2)$$

其中 $T_* = Q_{net}/(\rho_0 c_p u_*)$。对大气边界层中实验数据的综述（Businger 等人 1971年；H¨ogstr¨om 1988年；H¨ogstr¨om 1996年）提出了普适稳定度函数的以下形式：

$$\begin{aligned} &\phi_m(\zeta) = 1 + 5.3\zeta, \qquad \phi_h(\zeta) = 1 + 8\zeta \\ &\quad \text{for} \quad 0 < \zeta < 0.5, \\ &\phi_m(\zeta) = (1 - 19\zeta)^{-1/4}, \quad \phi_h(\zeta) = 0.95(1 - 11.6\zeta)^{-1/2} \\ &\quad \text{for} \quad -2 < \zeta < 0. \end{aligned} \qquad (3)$$

需要指出的是，ζ 前的预乘因子存在不确定性。南大洋近期的观测数据以及对对流表面混合层的大涡模拟也对 MOST 的有效性提出了质疑（Large等，2019；Zheng等，2021；Giddy 等人 2026年）。

本研究的模拟表明，正如图5所示，MOST不适用于日间混合层（DWL）的稳定强迫条件。首先讨论L45H6C1算例第一天的早晨演变（图5a）。随着混合不稳定（MI）在上午逐渐发展，图5(a)第一列中的Ri_g 廓线显示，MI层在0800至1200时段逐渐增厚，其数值聚集在0.25左右。切变和层结逐渐增强

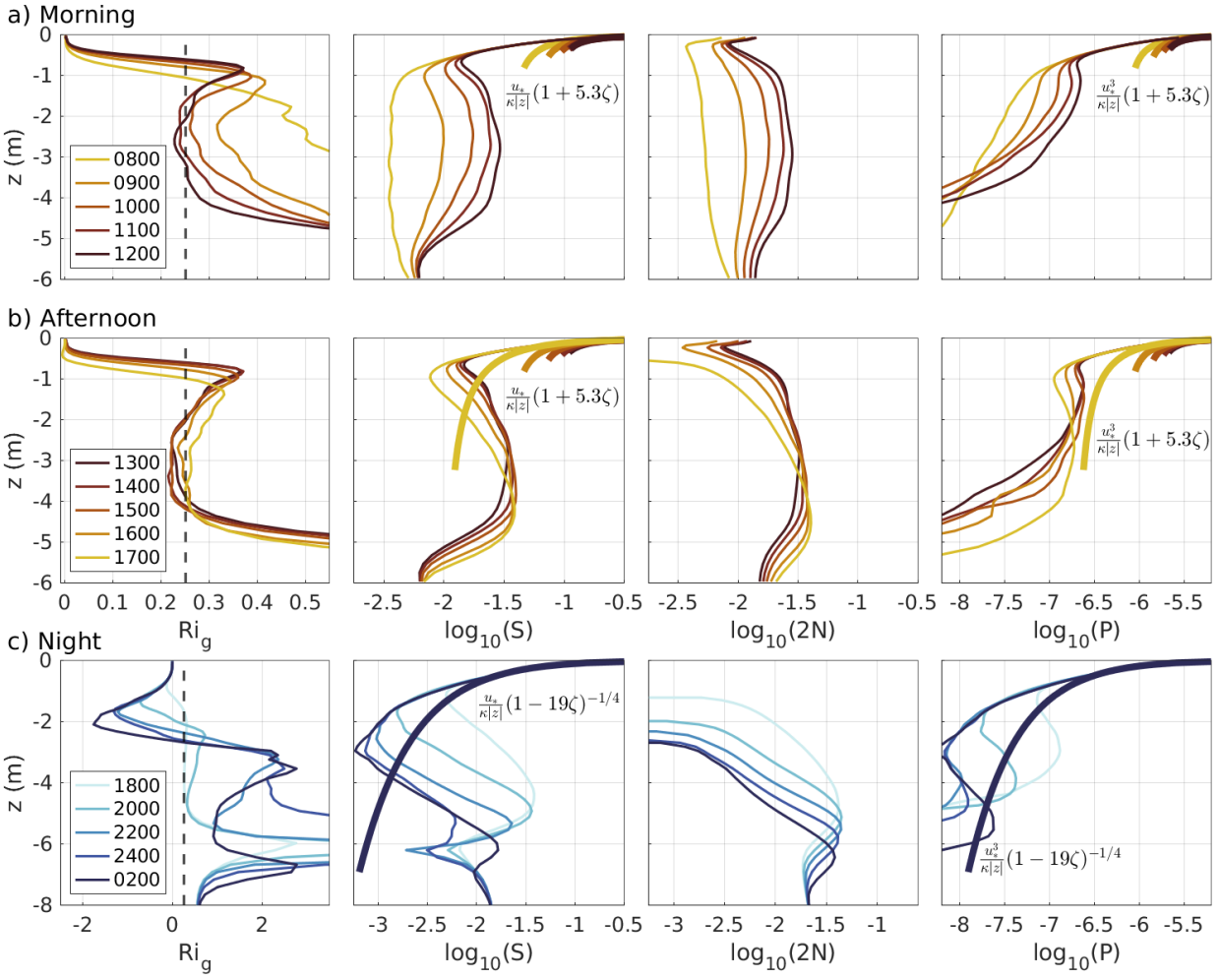

图5. L45H6C1算例模拟第一天期间，表层混合层中当前大涡模拟结果与MOST标度关系的比较：(a) 上午；(b) 下午；(c) 夜间。从左至右，每列分别显示 Ri_g、切变 S（包括斯托克斯贡献）、层结 N和湍流产生项 P的垂向剖面。第二列和第四列中的粗线表示MOST的标度关系。请注意，对于稳定强迫条件（图a、b），MOST标度关系仅在 $0 < \zeta < 0$。5的区域中显示；对于不稳定强迫条件（图c），则仅在 $-2 < \zeta < 0$ 的区域中显示。第一列图中的垂直虚线表示临界值 $Ri_g = 0$。25。

在这一时段内，切变和层结均持续增强近一个数量级（图5a第二列和第三列），同时维持在接近 Ri_g临界值的水平。随着切变增大，3至5米深度之间的湍流产生项在1200时较0800时增加了近三倍（第四列第一行）。切变和产生项的增加主要发生在MOST层之外；该层仅限于 $\zeta < 0.5$（$z > -0.9$米）。仅在非常靠近表面的狭窄区域 $\zeta < 0.1$（$z > -0.2$米）内，大涡模拟（LES）廓线才与MOST标度关系较为吻合。0800至1200时，0.5米深度以上的切变廓线保持相似，这与MOST的预测相反。根据MOST稳定度函数 $\phi_m = 1 + 5.3\zeta$，在给定 z 时，切变应从0800到1200逐渐增大，因为MO长度（L）持续减小，$\zeta = |z|/L$ 的值也相应增大。大涡模拟中的切变和湍流产生项表明，尽管层结增强，0.5米深度以上的湍动能并未受到抑制。

先前关于不稳定表面强迫的LES研究表明，当 $La < 0$。3时，朗缪尔环流可以减小近表层切变（Large等，2019；Zheng等，2021）。在本研究中，我们观察到，当$La = 0$。3且处于稳定强迫条件下时，切变相对于MOST标度有所减小。在1200时，$\zeta = 0$。5（$z = -0$。35 m）处的切变值在LES和MOST预测之间相差近一个数量级。除数值差异外，这些廓线还呈现出定性上不同的形状。MOST廓线表明切变和产生项随深度单调减小，而LES廓线则显示，在区域 $La < 0$。$La = 0$。1 m内其数值逐渐增加。

文件表明切变和产生项随深度单调减小，而LES廓线显示，在区域 $-0。8 > z > -1。1$ m内其数值逐渐增加。

下午时段也观测到了MI以及偏离MOST的现象（图5b）。在1300至1700之间，虽然1.5至4米深度处的 Ri_g 值聚集在0.25附近的狭窄范围内，且分层因混合而减弱（第一列和第三列），但切变和产生项廓线仍明显不同于MOST标度关系（第二列和第四列）。1700时，深度为 $\zeta = 0.5$（$z = -3.3$米）处的MOST切变值几乎比LES值小三倍。然而，MOST产生项（P）约大两倍。MOST假设产生项由风驱边界层湍流（即 u_*）引起，尽管其受到稳定度函数的修正。下午的湍流由MI和下沉切变层驱动——这一过程在性质上不同于典型MOST修正边界层。1700时的LES廓线 P 清晰显示，在z = -1米处，边界层湍流与混合不稳定性湍流之间存在分界。具体而言，随着深度增加， P 仅在达到z =-1米之前遵循基于MOST的预期趋势向下变化，随后便反转并开始增加。

MOST 的偏差在夜间 1800 至 0200 时仍持续存在，此时不稳定强迫占主导（图5c）。Ri_g 廓线偏离 MI 状态（左列）：在 2-m 深度以上为负值，而在下方区域则远大于 0.25。MOST 对切变的预测（整夜保持不变的一条廓线）在几乎所有深度上都显著低估了 LES 的数值。只有在非常靠近表面的层内，两者才一致 $\zeta > -0。1$（$z > -0。35$ m）；在该层之外，MOST 预测的切变最多可小 30 倍。有趣的是，白天残留的 DWL 和 MI 会对夜间 ML 湍流的演变产生重大影响。例如，1800 至 2000 时，4-m 深度处 LES 的产生项明显大于 MOST 的预测。LES 表明，夜间混合层中剪切生成占主导；而 MOST 错误地将初夜的湍流参数化为对流。夜间稍晚时，切变显著，但 TKE 产生项远低于 MOST 的预测。这些差异令人质疑，基于 MO 的稳定度修正是否适用于此处所见的夜间湍流。

c. 湍动能收支

为进一步理解混合不稳定对 MOST 偏离的作用，我们考察了图6所示的两个时刻的湍流动能收支：混合不稳定性湍流增长期间的 t =1100 小时，以及其衰减期间的 t = 1400小时。在整个上午，MI层（灰色阴影区域）内的 N^2 和 S^2均较高，且 Ri_g 集中在0.25附近；这一点如上午 1100 小时的情况所示（图6a，左图）；与此同时，湍动能、剪切生成（包括沿风分量 P_u和横风分量 P_v）以及湍流耗散率（ε）均表明该层存在显著湍流（图6a，中图和右图）。显著的负 B 表明，尽管存在稳定化热通量，混合不稳定性湍流仍在 MI层内主动混合浮力场。值得注意的是，1100 小时所呈现的P_u、 ε 与 B 之间的直接平衡，是贯穿整个上午的一项特征；在此期间，背景 N^2 和S^2 持续增加。如涡黏性剖面（ S^2，图6a中图）所示，向下动量输运支撑着K_m的持续增强。

到下午 t = 1400 hrs 时，随着混合不稳定层进入切变和层结持续衰减的阶段，其中 N^2和 S^2 的峰值约增加了一倍（图6b，左图）。与较早时刻相比，湍动能及各收支项均有所增大。值得注意的是，由于流动的埃克曼偏转， P_v 在混合不稳定层中变得显著（图6b，中图和右图）。在平均切变和层结增长阶段， P_u、 B 和ε 之间的平衡不复存在，因为趋势项、输运项和横向剪切生成项也对湍动能收支有所贡献。

5. 从赤道到极地海洋的日间混合层和混合不稳定性变化

本节分析四种情形——L15H6C1、L30H6C1、L45H6C1 和 L70H6C1——以展示混合不稳定性如何在不同纬度发展并调节混合层湍流。这些模拟采用相同的风应力（$\tau_w = 0。02$ N m^{-2}）和日变化热通量（$Q_{sw,max} = 600$ W m^{-2} 和 $Q_{ns} = -100$ W m^{-2}）强迫。我们将据此推断，临界不稳定性是日间混合层的一个显著特征；在本研究的条件下，即低风速和较强太阳热通量，全球海洋的所有纬度都可能出现这种现象。此外，惯性响应随纬度而变化，导致对外加强迫的响应也随之不同，因此尽管所有模拟中都普遍存在混合不稳定性，湍流边界层动力学仍表现出显著差异。

图7的时间演变和时间谱展示了L45模拟中惯性切变与日变化切变之间的相互作用。纬向速度的垂直梯度（图7a）呈现出周期为 $T_d = 24$ 小时的昼夜振荡，在顶部3米层中，白天为正值，而由于对流混合，夜间切变为零。与下沉剪切层相关的负纬向切变带每天于傍晚出现在3至6米深度处。惯性切变则表现为6至10米深度处正、负切变交替出现的条带，周期为 $T_f = 17$小时。惯性切变带的振幅在10米以下迅速减小。第一天形成的日间混合层

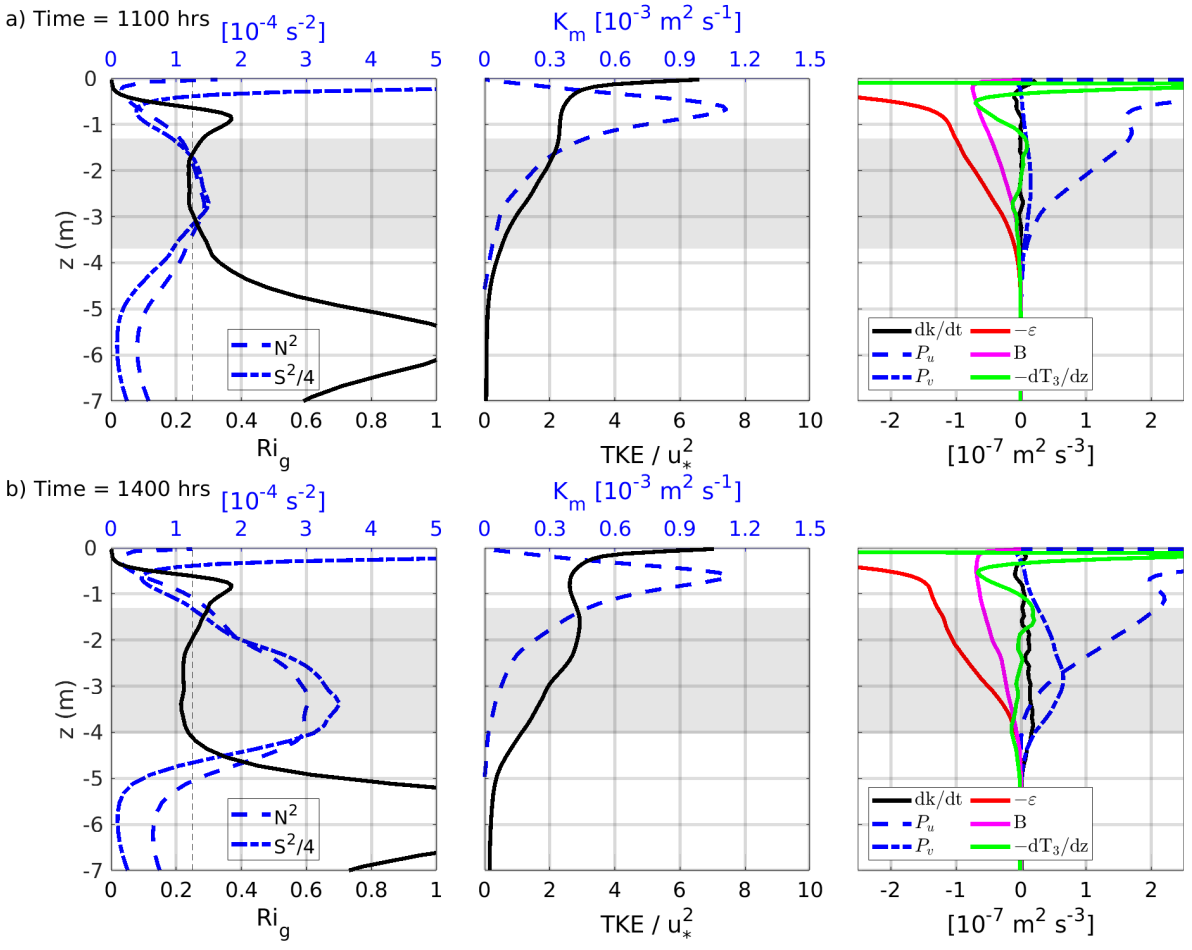

图6. L45H6C1算例第二天（a）t = 1100和（b）1400时MI层中的湍动能收支。左图显示 N^2、 S^2和 Ri_g 的廓线；中图显示涡黏度（K_m）和湍动能（TKE）；右图显示湍动能收支项。收支项包括沿风向（P_u）和横风向（P_v）的TKE剪切生成、湍流耗散率（ε）、浮力通量（B）、输运（dT_3/dz）和趋势项（dk/dt）。左图中的垂直虚线表示 $Ri_g = 0.25$。阴影区域标示MI层。

不受惯性切变影响，因为混合层以下几乎没有运动。然而，昼夜切变与惯性切变之间的相互作用在第二个夜间显而易见：此时0600时的混合层深度明显浅于第一个夜间之后的相应深度。正如先前关于埃克曼流的研究所示，旋转会减弱湍流卷吸（Pollard等（1973）；Pham 和 Sarkar（2017））。

图 7(c) 中 2 至 12 m 各个深度处的纬向切变谱凸显了惯性切变对边界层动力学的相对贡献。2 m 和 5 m 深度处的谱显示，在 12 小时和 24 小时的时间周期处出现两个最强峰值（分别对应红色虚线和实线），这与热通量的日变化周期相对应。第三强峰值对应于 16.9 小时的惯性周期（蓝色实线）。相比之下，MLD 以下 9 m 和 12 m 深度处的谱显示，在惯性周期处有最强峰值，而在 12 小时或 24 小时的时间周期处没有明显峰值

。在这一特定的 L45模拟中，惯性切变和日变化切变彼此反相演变。第二天形成的负、正惯性切变带对 MLD 几乎没有影响；然而，与第一个夜间相比，随后几天的负切变带与 MLD 变浅相关。

图 8 展示了旋转对混合层深度（MLD）、海表流速大小（SSU，包含斯托克斯漂移）和温度（SST）的影响。最小混合层深度（图 8a）出现在上午，且不受纬度影响，这是因为日变化太阳热通量（各案例中均相同）决定了最浅的混合层深度。然而，随后混合层深度的演变会随纬度显著变化。下午，随着日间混合层的演变，高纬度地区更强的埃克曼偏转会减缓湍流卷吸。L15模拟中的混合层深度迅速增长

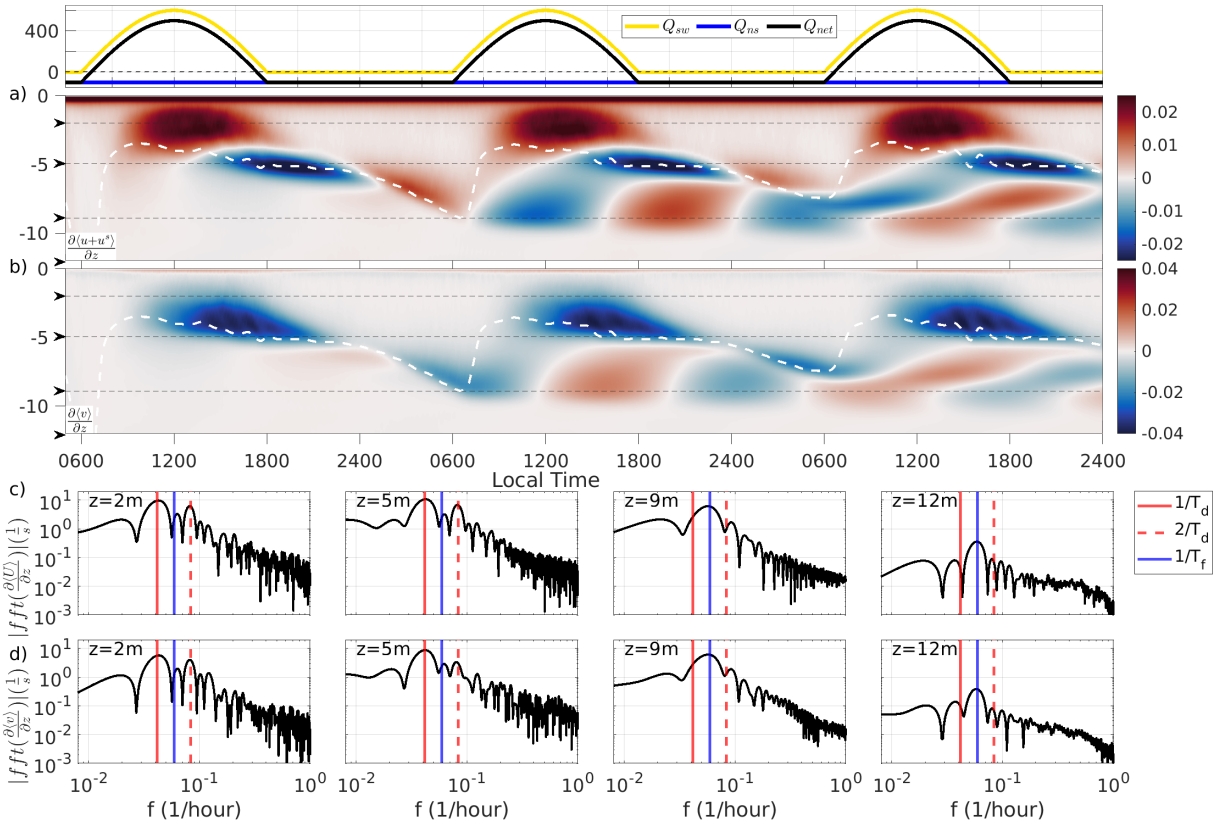

图 7. (a) 纬向速度（$u+u^s$）和 (b) 经向速度（v）的垂向切变。两个面板均显示出日变化时间尺度（T_d）、太阳加热周期（T_d/2）以及 L45H6C1算例中的惯性时间尺度（T_f）调制。其中，T_d = 24 小时，惯性周期为 T_f = 17 小时。面板 (c、d) 分别展示了不同深度处纬向切变和经向切变的频谱。9 米和 12 米深度处的频谱在惯性频率（1/T_f）处呈现最强峰值，而 2 米和 5 米深度处的频谱在日变化频率（1/T_d）处呈现最强峰值。

而L70模拟中的混合层深度在下午几乎没有变化。L30和L45模拟中的混合层深度在卷吸过程中呈现高频波动；混合层深度以突增的方式加深，周期约为1.5小时。

不同纬度的情形中，夜间卷吸也有所不同。在模拟的第二天深夜至清晨，高纬度处较浅的混合层卷吸速度更快。L70模拟显示，混合层深度从2000时的4米增至次日0600时的7米。相比之下，同一时段内L30模拟中的混合层深度增长较为缓慢，从7.5米增至8.2米。此趋势的例外是 15°N处，此处f 的低值影响甚微，因此卷入率从下午到夜间基本保持不变。增强旋转的相对强度（即缩短惯性周期）会降低下午下沉切变层的切变驱动卷吸率，但会增强深夜的卷入率。深夜的快速卷吸由高纬度夜间惯性切变增强所驱动。L45（T_f = 16.9小时）和L70（T_f = 12.8小时）模拟中的海表流速（图8b）在夜间出现第二个峰值，此外白天还会出现第一个峰值。海表流速的第二个峰值表现为惯性切变增强，从而引发深夜的快速卷吸。

总体而言，海表流速（图 8b）在惯性和日变化时间尺度上都表现出强烈的调制。在模拟的三天期间，随着 f增加，埃克曼偏转使海表流速降低；第一天，70°N 处的海表流速峰值比 15°N 处低 40%。在这次为期三天的模拟中，惯性信号与日变化信号的相对相位有所变化，并取决于初始条件。在 45°N 处，第二天惯性振荡与日变化加热通量逐渐反相，导致海表流速峰值低于第一天的峰值。第三天，当两种调制的相位更接近一致时，海表流速回升至与第一天相同的峰值。

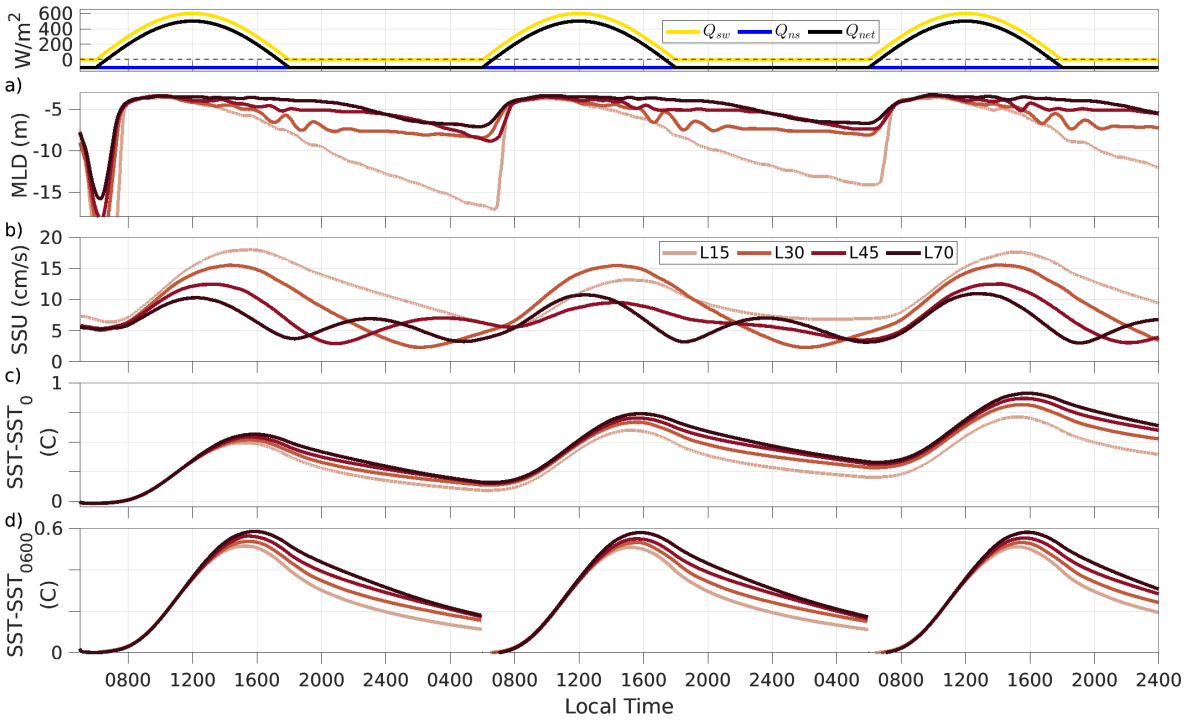

图 8. L15H6C1、L30H6C1、L45H6C1 和 L70H6C1 各案例中，不同纬度下旋转对近表层边界层的影响：(a) MLD；(b) 海表流速 SSU；(c、d) 海表温度 SST 及其相对于 0600 时数值的偏差，$SST - SST_{0600}$。在风应力和表面热通量相同的条件下，日最高 SST 随纬度升高而增加，而 SSU 峰值和卷入率则降低。

图 8(c) 对比了低纬度和高纬度的海表温度变化。所有模拟均显示出相似趋势：上午海表温度持续升高，直至 1400 时；随后数小时趋于平稳，并在夜间冷却。总体而言，所有情形下净向下的表面热通量使海表温度在三天内升高。每日海表温度峰值和夜间冷却速率取决于纬度。在低纬度（例如 15°N 和 30°N），下午下沉切变层卷入率较快，使混合层深度增加，进而导致海表温度冷却得更快。为单独考察日间混合层对每日海表温度升温的影响，我们在图 8(d) 中绘出了三天内海表温度相对于各日 0600 时数值的偏差。在较高纬度，海表温度峰值更高，且出现得更晚。L70 情形下海表温度增幅最大，在 1600 时升高了 0.6℃（比太阳热通量峰值晚 4 小时）。相比之下，L15 情形的海表温度偏差峰值为 0.5℃，约在 1500 时出现。为更直接地比较日间混合层特征，所有纬度的太阳辐照持续时间均保持不变。在高纬度，夏季太阳加热时间长于夜间冷却时间，因此海表温度升温幅度还会更大。

湍流卷吸越强，通常意味着湍动能产生和耗散率越高。图 9(a、b) 显示，湍动能产生项 (P) 和耗散率 (ϵ) 的深度积分值随纬度升高而降低。L15 案例中的 P 峰值约为 L70 的 2.5 倍。L70 中 P 峰值约出现在 1500 时，而 L15 中则明显更晚（约 1900 时）。L30 案例中，产生项和耗散项呈现明显的脉冲，周期为~1.5 小时，与图 8(a) 先前所示的混合层深度脉冲相似。L15 和 L45 模拟中也观察到这些脉冲，但振幅较小；L70 中则没有观察到脉冲。P 中也能观察到惯性振荡对 SSU 的影响（参见图 8b）。在 L45 和 L70 中，太阳加热达到峰值后约一个惯性周期，P 会在夜间较晚时段出现第二个峰值。

图9(c)所示的深度积分浮力通量（B）进一步展示了纬度的影响。在一个24小时周期内，L15模拟有18小时的B为负值，而在2400至0600时段，B仅有6小时取正值。这表明，表面边界层中剪切驱动湍流占主导地位，推动浮力场的混合，即使表面热通量显示1800至2400时段处于冷却状态。在

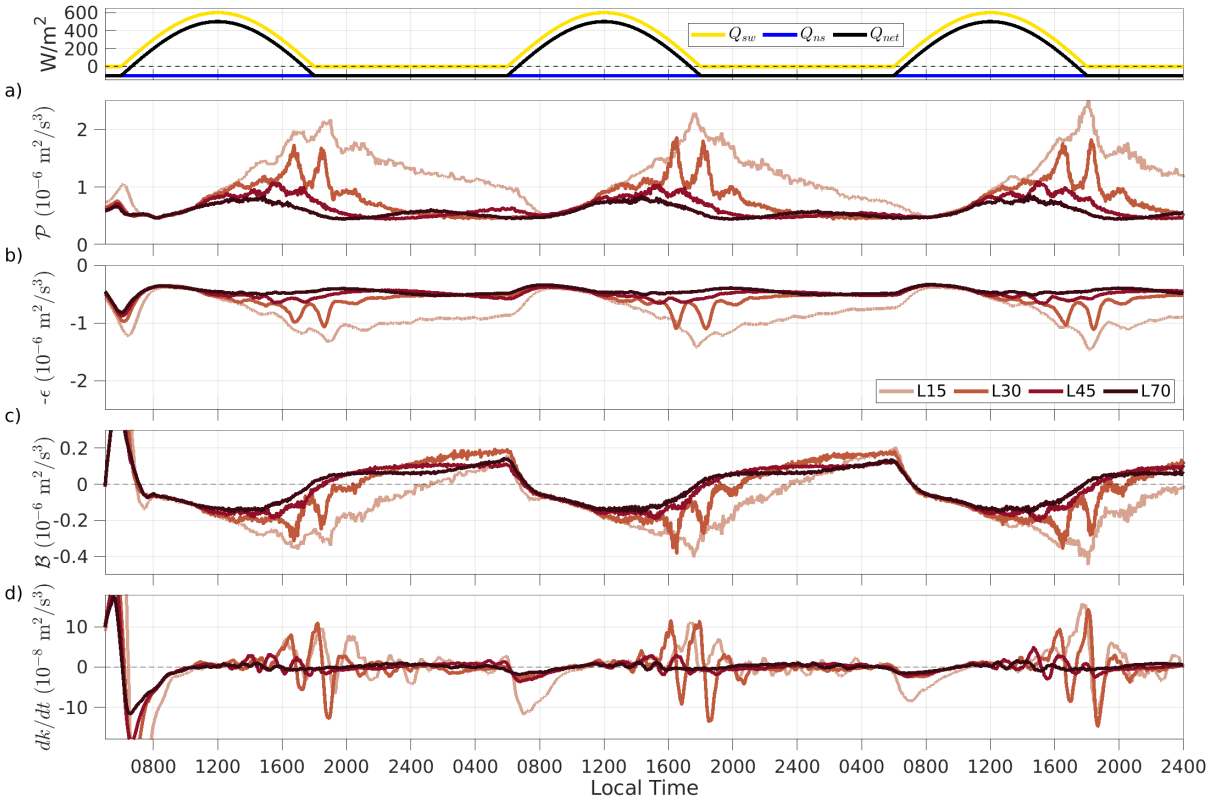

图 9. 深度积分湍动能输运方程各项呈现的纬度依赖性：(a) 产生项， P；(b) 耗散， ε；(c) 浮力通量， B；以及 (d) 湍动能倾向， dk/dt。这些案例中的风应力和表面热通量保持不变。在 L15H6C1、L30H6C1、L45H6C1 和 L70H6C1 案例中，湍流动能收支项的峰值随纬度增加而减小。在 L15H6C1、L30H6C1 和 L45H6C1 案例中，下午显著出现周期为 1.5 小时的切变不稳定爆发。时间序列最初 3 小时（截至 0900 时）的差异源于自旋调整期结束后的初始条件不同。

相比之下，在其他纬度，B在1800至2000时段由负值变为正值。在热带海洋中，即使在夜间对流强迫期间，剪切驱动湍流仍主导表面边界层。在中纬度和高纬度地区，夜间对流的贡献变得相对更加显著，但需要注意的是，四种情况下所施加的表面通量相同。图9(d)中的湍动能倾向（dK/dt）再次强调了L15和L30案例下午剪切不稳定性/混合不稳定持续1.5小时的爆发，这与此前显示的混合层深度、切变和产生项的高频波动相对应。

图 10 对比了模拟的第二天不同时刻四种情形下的湍流热通量， ~~J_q~~$=\rho_0 c_p\left(\overline{T'w'}^{sgs}-\kappa_T\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial z}\right)+Q^{T}$，$_3$。根据雷诺平均温度方程，

$$\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t}=-\frac{1}{\rho_0 c_p}\frac{\partial}{\partial z}\left(J_q-Q_{sw}\right),$$

正（负） J_q 值表示向上（向下）的热通量，其散度与增温速率相关。我们注意到， Q_{sw} 前的负号（一个正量）表示在 z 向上的坐标系中，太阳辐射向下。穿透性太阳通量往往会使 ML 变暖，这从温度输运方程中 Q_{sw} 对$\partial T/\partial t$ 的散度所产生的正贡献可以从数学上看出。正午时，混合层主要因太阳辐射的穿透而变暖，因为 Q_{sw} 的散度显著大于 J_q的散度。

在1400时， J_q 混合层中的湍流输运变得更强，且在纬度较低的情形下其幅度更大。注意到 J_q 在ML中部达到峰值， J_q 的散度在ML的上半部和下半部符号相反。ML上半部的正 $\partial J_q/\partial z$ 会导致局地温度冷却，往往抵消穿透性太阳通量造成的增温。相比之下，ML下半部的负 $\partial J_q/\partial z$ 倾向于通过

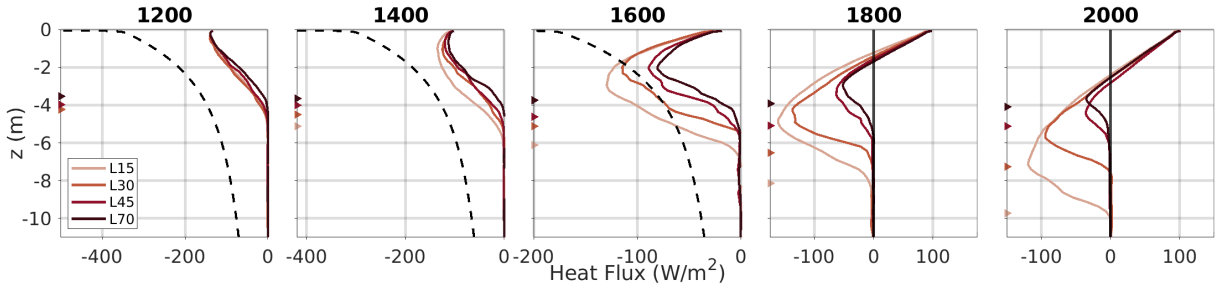

图 10. 模拟的第二天不同时间，案例 L15H6C1、L30H6C1、L45H6C1 和 L70H6C1 中穿透性太阳辐射（$-Q_{sw}$ 虚线所示）与湍流热通量（J_q，实线）的相对强度。在表面热通量和风相同的情况下，随着纬度升高，峰值 J_q 的强度减小，且所在深度更接近混合层深度（以颜色相同的三角形标示）。

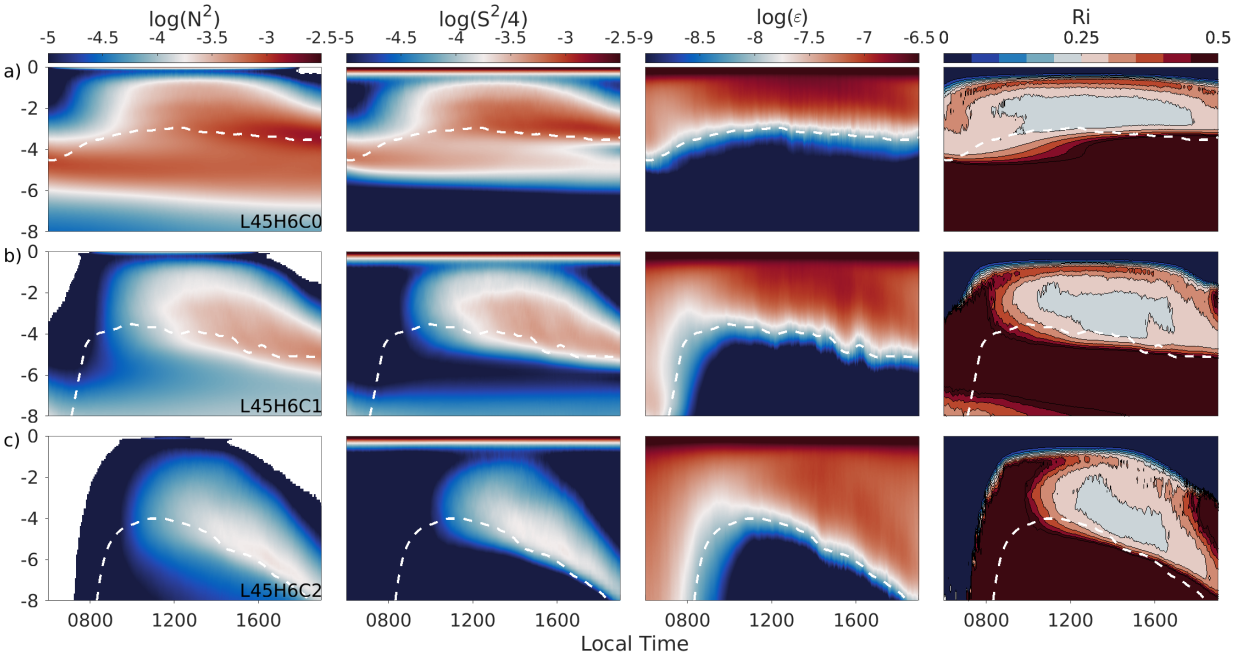

图 11. 在风保持不变的情况下，增大对流热通量（即减小 Q_{net}），在 45°N 纬度的案例 L45H6C0、L45H6C1 和 L45H6C2 中会降低日间混合层的层结（第一列）、拉格朗日切变（第二列）和峰值耗散（第三列）。层结和切变按比例减小，因此在较大范围的对流强迫下，$Ri_g \approx 0.25$ 的临界不稳定状态（最后一列）得以维持。

湍流输运使该部分变暖。在L15中，2米深度处的峰值 J_q 最高可达同一深度 Q_{sw} 的70%，表明此时MI引起的湍流热输运日益重要。下午，尽管太阳通量减小，ML湍流仍持续增强。因此，在L15和L30模拟中，1600时 J_q 的峰值超过同一深度处的 Q_{sw} 值。此外，上半部的正 $\partial J_q/\partial z$ 使近表层水体的冷却速度快于向下太阳热通量导致的增温，因此，海表温度变得更低。由于下沉切变层的卷入率在较低纬度处更强，纬度较低时，峰值 J_q 及其辐散也更大，从而导致海表温度冷却更强。

当 1800 至 2000 时表面热通量为对流型（表面附近的 J_q值为正）时，混合层底部附近的负 J_q 在低纬度处振幅更大，从而导致更强的正 $\partial J_q/\partial z$，因此海表温度持续更强烈地冷却（图 8d）。傍晚和夜间，混合层深度附近来自 $\partial J_q/\partial z$ 的加热在 L15 处比 L70 强 50%。在顶部三米范围内，随着夜间推进，不同纬度之间的 $\partial J_q/\partial z$差异逐渐减小。

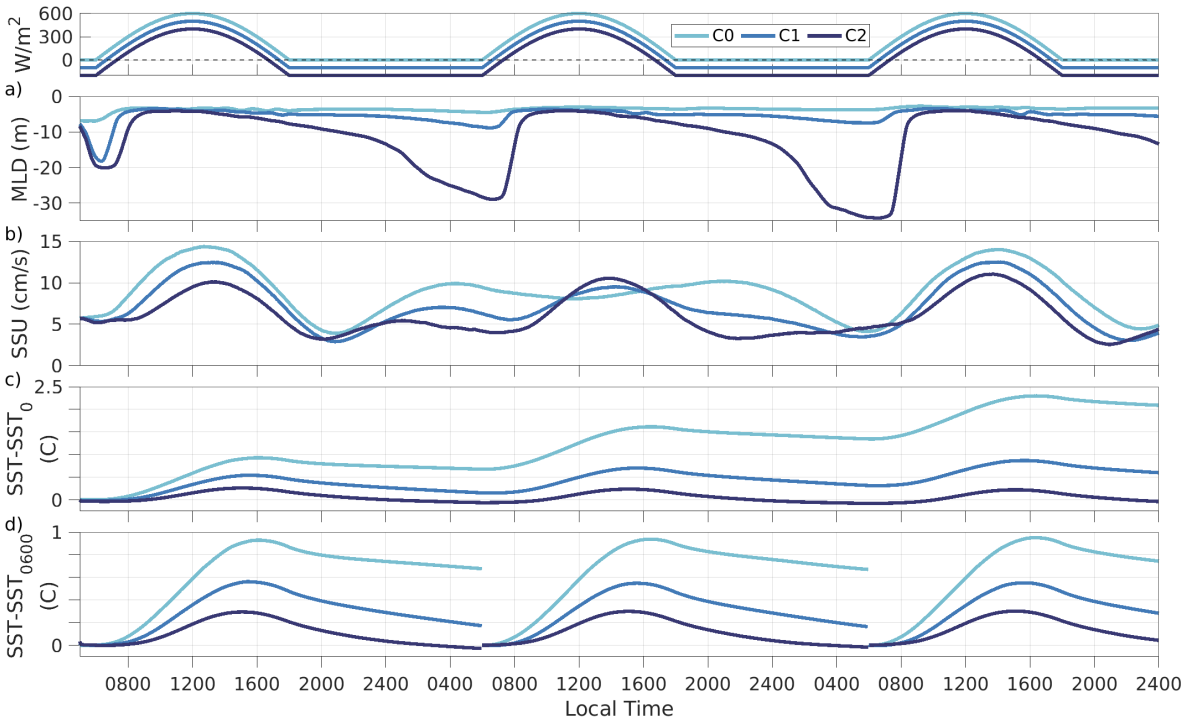

图 12。在 L45H6C0、L45H6C1 和 L45H6C2 情况下，对流增强，从而使 Q_{net} 减小，导致：(a) MLD 加深；(b) 表层急流 SSU 减慢；以及 (c、d) SST 峰值降低，且其与 0600 时刻数值的偏差 SST-SST$_{0600}$ 减小。

6. 净表面热通量变化的影响

本节考察净表面热通量（Q_{net}）的影响。在三组模拟 L45H6C0、L45H6C1 和 L45H6C2 中，通过提高冷却通量的强度来改变净表面热通量，同时保持其他参数不变。随着 Q_{net}增加，近表层层化增强；然而，切变也相应增强，使得三种情况下日间混合层中的混合不稳定状态均得以维持。尽管所有情况下实现的 Ri_g 范围都很窄，湍流仍随 Q_{net} 显著变化。

图11比较了三种情形下 N^2、 S^2、 ε 和 Ri_g的演变。随着 Q_{net} 从C0情形增至C2情形，日间混合层中的 N^2 和 S^2 持续减弱，导致ε减弱，尽管 Ri_g 的取值范围同样较窄，均在0.25左右。三种情形下，日间混合层均呈现混合不稳定状态。对流增强（ Q_{net}减弱）会推迟混合不稳定的开始时间，即在C2情形下， Ri_g 在较晚时刻才降至0.25的临界值以下。尽管C2情形下局地 ε 值相对较弱，但较强的对流仍会使下午下沉剪切层（由于日间混合层中的 N^2较弱）加深得更快。由于 N^2 和 S^2 并非先验已知，因此很难根据所施加的风应力和表面热通量对混合不稳定引发的混合进行参数化，尤其是在混合不稳定层不像第4节所示那样遵循莫宁-奥布霍夫相似理论标度时。

现在我们转而讨论改变表面通量对混合层深度和表面变量演变的影响。增大 Q_{ns} 会影响下午下沉剪切层造成的卷吸以及深夜卷夹，其中后者的影响更大，这一点可从图12(a)所示的混合层深度演变看出。C0情形下几乎没有卷吸，前24小时内混合层深度变化不到1.25米。C1情形下卷吸相对较强；第一个模拟日内，混合层从1000时的3.5米加深至0600时的9米。C2情形下进一步增大冷却通量，使混合层深度达到29.1米；在相同时间段内，这一深度比C1情形增加了三倍以上。

值得注意的是，在保持Q_{sw} 不变的情况下增加冷却通量，也会影响表层急流的演变（图12b），不同情形之间的差异最大可达5 cm/s。C0情形中的SSU呈现惯性振荡，有四个局部峰值，峰值之间相隔 T_f = 17.9小时。第一个和最后一个峰值的振幅较大，因为它们与太阳热通量峰值出现的时间相吻合，从而产生建设性干涉，倾向于加速表层急流。第二个和第三个峰值的振幅较弱，并且在第二天 Q_{net} 达到最大值时没有出现峰值。这表明，在这些时刻，惯性振荡与日变化太阳辐射通量之间存在相消干涉。如果惯性振荡相位在 U 减速-

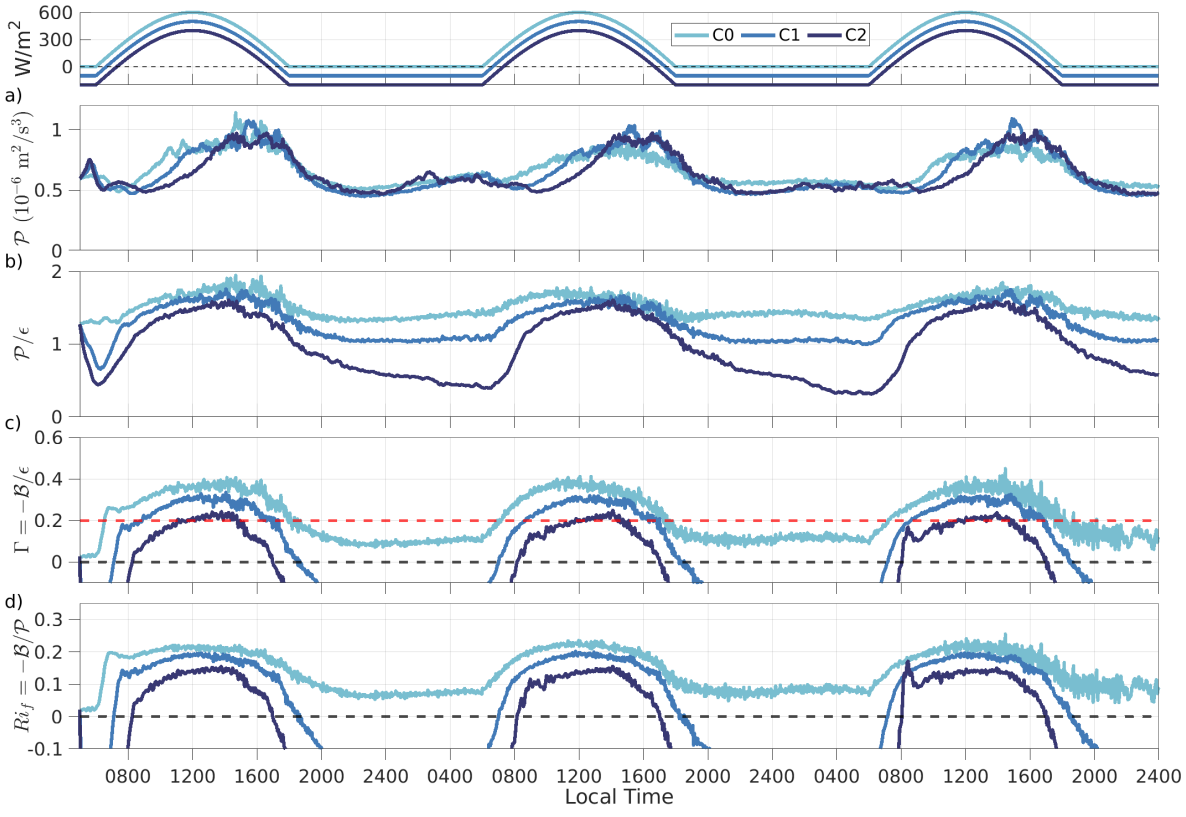

图 13. 冷却通量对深度积分湍动能预算的影响：(a) 产生项，P；(b) 积分产生项与积分耗散之比，P/ε；(c) 通量系数，Γ = –B/ε；以及 (d) 通量理查森数，Ri_f = –B/P。(c) 中的红色虚线表示混合参数化中通常采用的 0.2（Osborn 1980年）。

发生在正午前后，那么太阳热通量对表层急流的增强作用会减弱，导致SSU中不再出现局部峰值。在C1和C2中增加冷却通量会降低惯性振荡的振幅，使太阳热通量对SSU的加速作用更加显著。C1和C2情形在第二天正午前后均显示出SSU峰值。这种惯性振荡与日变化过程的相互作用是中高纬度日间混合层的独特差异特征。在赤道海洋中（即不存在旋转效应），正午时降低 Q_{net} 往往会减弱表层急流。相比之下，在中纬度降低Q_{net} 可能会因惯性振荡效应减弱而增强正午时的表层急流。

在冷却通量较弱的情形下，海表温度（SST）的变化幅度更大（图12c、d）。在C0、C1和C2情形中，第一个上午时段内海表温度分别上升了0.93、0.56和0.3°C。其他两天也观察到类似的上升趋势。尽管惯性振荡会影响日变化表层急流逐日的演变，但不会影响海表温度每日的升温／降温。回想一下，海表流速（SSU）在第一天和最后一天的正午前后出现较强的峰值，而第二天的峰值较弱（图12b）；然而，对于每种情形，三天的海表温度每日变化幅度并无差异（图12d）。

在风和太阳辐射强迫相同的情况下，增强对流冷却对峰值积分剪切生成的影响很小（图 13a）。冷却通量增大时，湍流产生项在上午的增长会延迟，因为在较小的 Q_{net} 下，日间混合层需要更长时间才能形成。回顾图 11 的第二列，其中显示，随着冷却增强，切变在白天较晚时才形成，且振幅减小。尽管大部分产生项发生在下午，此时日间混合层因剪切不稳定性而变得不稳定，但在第一个夜间似乎也有一些产生项，这是由惯性振荡的切变引起的。

此外，还诊断了深度积分湍流量。增强对流使第一天正午时积分产生项与耗散之比（P/ε）略微降低了约10%，从该情形下的1.69降至

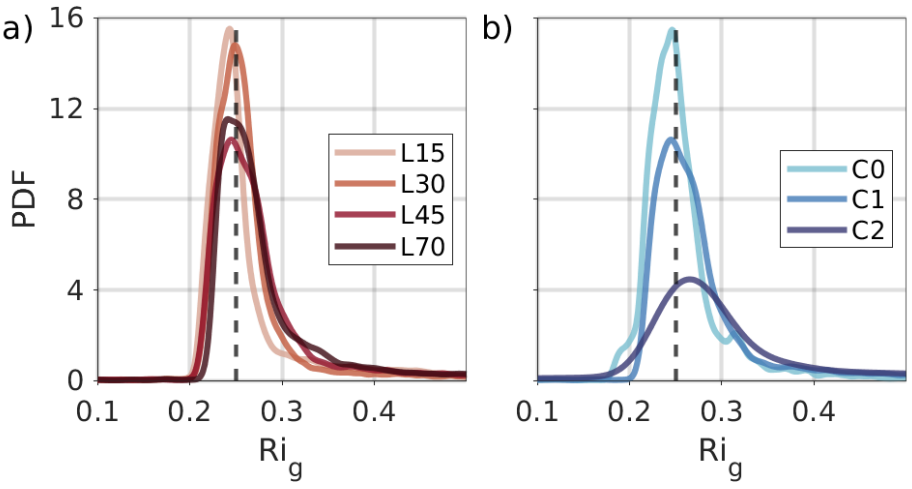

图 14. DWL 内和斯托克斯层以下的 Ri_g 概率密度函数表明，所有模拟案例中均存在临界不稳定。所有案例的众数均保持在 $Ri_g = 0.24$ 到 0.28 之间。

C0情形的1.48（见图13b）。总体而言，该比值处于以往分层剪切不稳定性数值研究所得的范围内。VanDine等人（2021年）报告称，在对典型高雷诺数分层剪切层进行直接数值模拟（DNS）时，P/ε 的取值介于1.5至1.8之间。这种一致性表明，日间混合层（DWL）中的湍流混合应被视为局部剪切驱动混合事件，而非边界层湍流的延伸；换言之，MOST并不适用。我们注意到，由于分层剪切湍流占主导，C0情形下P/ε 在整个日变化周期内的变化很小；然而，在C1和C2情形中，夜间的取值显著偏低，因为驱动夜间湍流的是对流。

为进一步比较 DWL 中的湍流与分层剪切湍流，图 13(c, d) 展示了通量系数 $\Gamma = -B/\varepsilon$ 和通量理查森数 $Ri_f = -B/P$ 的演变。在 DWL 变得不稳定的下午，Γ 值介于 0.2 和 0.38 之间，而 Ri_f 则介于 0.1 和 0.22 之间。Γ 值大于 0.2，而 0.2 是混合参数化中通常采用的数值（Osborn 1980年）。此前关于分层剪切层的直接数值模拟研究表明，Γ 可能取大于 0.2 的值，例如Mashayek等人（2017）；Gregg等人（2018）；Liu等人（2022年）；Pham 和 Sarkar（2023）。

7. 结论

我们使用大涡模拟（LES）开展参数化研究，考察纬度和表面冷却对全球海洋日间暖层（DWL）演变的影响。该 LES 模型纳入了表面波的作用（即朗缪尔湍流），并由恒定风应力和由日间太阳辐射及恒定冷却通量组成的热通量驱动。纬度范围从热带（15°N）到极地地区（70°N），从而能够量化旋转对 DWL 湍流的影响。我们还考察冷却通量对海洋表层日变化的影响。所有模拟均持续 3 天，足以捕捉惯性振荡与日变化之间的相互作用。

在所选的中等风速条件下，风速为 3.1 m/s，对应的风应力为 $\tau_w = 0.02$ N/m^2，。所有情况下都会形成日间混合层，其特征是白天 SST 升高并形成表层急流。研究发现，日间混合层在整个演变过程中都处于临界不稳定性（MI）状态。剪切不稳定状态的特征是风的动量输入、起稳定作用的太阳热通量以及尤其是湍流混合之间形成了复杂的平衡，使梯度理查森数维持在剪切不稳定性的临界值 0.25 附近（图 2、11、14）。在斯托克斯层以下、日间混合层内部，Ri_g 的概率密度函数（图14）在所有纬度和冷却通量下都呈现窄带，并在$Ri_g = 0.25$ 附近出现明显峰值。剪切不稳定状态从上午持续到下午晚些时候，并触发下沉切变层；该切变层负责将大量热量以湍流输运的形式从表面传至海洋内部（图10）。在剪切不稳定状态期间，风导致的日间混合层内局地切变增强，以及太阳辐射导致的层结增强，无法通过湍流边界层的 Monin-Obukhov相似理论（MOST）预测（图5）。从混合不稳定到湍流的能量传递途径是类 Kelvin-Helmholtz剪切不稳定性的爆发（图4），而通量系数和通量理查森数等混合参数则呈现出孤立局地剪切驱动湍流事件的特征（图13）。

Hughes 等人（2021年）没有发现中等风速 4 m/s 和表面加热条件下形成的日间混合层处于混合不稳定状态，但值得注意的是，与本研究的大涡模拟不同，该研究采用了二维模拟和恒定的背景涡黏度，且未纳入朗缪尔湍流。

本研究的新发现表明，迫切需要评估基于 MOST 的一维混合模型是否能够成功地参数化 DWL湍流。我们发现，DWL 中存在一种分层剪切湍流状态，其中局地剪切生成直接由浮力通量和耗散平衡。MI层中的耗散率至少相差一个数量级，而理查森数则集中在 $Ri_g \approx 0.25$ 附近的狭窄范围内。此外，MI层发展过程中切变和层结不断增强，因此必须正确参数化斯托克斯层向下的湍流通量（即正确的 z 依赖型涡黏度，参见 Noh（1996）和 Noh 等人（2009））。对湍流通量的错误表示（例如使用恒定涡黏度）会改变 MI 的演变过程。

我们的案例研究表明，中高纬度存在强烈的惯性振荡（IOs）。IOs 与日变化表层急流之间的相互作用会导致海表流速（SSU）、混合层深度和海表温度（SST）发生调制（图 8）。每日最小混合层深度不受纬度变化影响，因为该深度由施加的风应力和热通量决定。然而，随着纬度增加，湍流卷吸减弱，混合层深度变浅，海表温度升高，海表流速减弱。湍流动能收支中的各项以及湍流热通量（J_q）在较高纬度也会减弱（图 9、10）。在风功和净向下热通量相同的情况下，高纬度的海表温度上升更快，导致其日变化幅度更大。 70°N 处的每日海表温度变率比 15°N 处的数值大 20%。因此，我们的大涡模拟结果表明，尽管高纬度的太阳辐射较弱，海表温度调制的海气相互作用现象在极地海洋中仍可能与赤道海洋中同样重要。

增强对流热通量会削弱日间混合层中的表层急流和层结。尽管如此，这些量会同时减小，但仍能维持斯托克斯层与混合层深度之间存在一个混合不稳定层（图 11）。在这些深度范围内，冷却会降低概率密度函数的峰值（图 14b），但众数仍处于相近范围，即 $Ri_g = 0.24$ 至 0.28。增强夜间对流会推迟早晨混合不稳定层的形成，并因日间混合层中 N^2 较弱而增强下午下沉切变层的卷入率。更强的对流也会减小惯性时间尺度上的 IOs 振幅；然而，惯性切变与日变化切变的相互作用，能够在短于一个惯性周期的时间尺度上加速日变化急流。

最后，我们发现，在低风速和足够强的太阳热通量条件下，日间混合层中混合不稳定的存在具有稳健性。在表面边界施加太阳热通量（而非穿透性辐射）的LES同样显示出混合不稳定的存在。将Paulson and Simpson（1981）的九分量穿透性太阳辐射模型改为Paulson and Simpson（1977）的两分量模型会影响热输运和海表温度的演变，但不会改变混合不稳定的存在。正午时的Hoenikker数Ho = 0.56小于1至2的范围；已有研究报告称，在该范围内，稳定性浮力通量会抑制朗缪尔环流（Min 和 Noh（2004）；Pan 和 Li（2026））。当上混合层受到更强太阳辐射或更弱风的强迫而导致Ho较大时，混合不稳定是否存在，仍需未来研究。探讨高风速以及上层海洋切变和层结的预调节如何改变本研究发现的分层剪切湍流的日变化，同样具有重要意义。

致谢。 作者衷心感谢美国海军研究办公室的支持：资助编号N00014-23-1-2831。

数据可用性声明。 大涡模拟数据见 Hall等（2026）。用于生成图表的数据和软件将在稿件接收后发布。

参考文献

Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, 和 E. F. Bradley，1971年：大气表层中的通量—廓线关系。《大气科学杂志》，**28 (2)**，181–189，https://doi.org/10. 1175/1520-0469(1971)0280181:fprita2.0.co;2。

Ducros, F., P. Comte, 以及 M. Lesieur，1996年：对空间生长和发展的边界层中湍流转捩进行的大涡模拟。《流体力学杂志》，326，1–36，https://doi.org/10.1017/s0022112096008221。

Faller, A. J.，1964年：海洋中风条带的夹角。*Tellus*，**16**，357–370，https://doi.org/https://doi.org/10.1111/j.2153-3490. 1964.tb00173.x。

Giddy, I.、D. Whitt、I. Fer、S. Swart、Ø. Breivik 和 S.-A. Nicholson，2026年：波浪解释了南大洋中观测到的湍流耗散相似性标度。《物理海洋学杂志》，56 (7)，1525 – 1543，https://doi.org/10.1175/JPO-D-25-0076.1。

Gregg, M.、E. D’Asaro、J. Riley 和 E. Kunze，2018：海洋中的混合效率。《海洋科学年度评论》，10 (1)，443–473，https://doi.org/10.1146/annurev-marine-121916-063643。

Hall, A. Sakkas, 2026. Merrifield, 和 S. 边界层中的日变化暖层和临界不稳定性》的数据和软件。Zenodo，https://doi.org/10.5281/zenodo.23573449。

Hauser, E. F., A. 2026年。在马里亚纳海沟附近布拉多海强烈日变化增温事件的原位观测。《地球物理研究杂志：海洋》，**131 (1)**，e2025JC022918，https://doi.org/https://doi.org/10.1029/ 2025JC022918，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2025JC022918。

H¨ogstr¨om, U.，1988年：大气表层中无量纲风和温度廓线：重新评估。《边界层气象学》，**42(1-2)**，55–78，https://doi.org/10.1007/BF00119875。

H¨ogstr¨om, U.，1996年：大气表层若干基本特征综述。《边界层气象学》，**78 (3-4)**，215–246，https://doi.org/10.1007/bf00120937。

Hughes, K. G., J. N. Moum, 以及 E. L. Shroyer，2020a：演变 - 化日变化暖层中的速度结构。物理海洋学杂志，**50 (3)**，615–631，https://doi.org/ 10.1175/JPO-D-19-0207.1。

Hughes, K. G., J. N. Moum, 以及 E. L. Shroyer，2020b：穿过日变化暖层的热输运。《物理海洋学杂志》，**50（10）**，2885 – 2905，https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0079.1。

Hughes, K. G., J. N. Moum, 以及 E. L. Shroyer，2021：日变化暖层中的剪切不稳定性。《物理海洋学杂志》，51 (8)，2583 – 2598，https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0300.1。

Jia, C.、P. J. Minnett 和 B. Luo，2023：无人帆船在高纬度观测到的显著日变化增温事件。《地球物理学研究杂志：海洋》，128 (1)，e2022JC019 368，https://doi.org/10. 1029/2022JC019368，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2022JC019368。Johnson, L.、B. Fox-Kemper、Q. Li、H. T. Pham 和 S. Sarkar，2023：用于混合层模型比较的有限时间集合方法。《物理海洋学杂志》，53 (9)，2211–2230，https://doi.org/ 10.1175/JPO-D-22-0107.1。Kudryavtsev, V. N. 和 A. V. Soloviev，1990：白天太阳加热导致的海洋光滑近表层。《物理海洋学杂志》，20 (5)，617–628，https://doi.org/10.1175/1520-0485(1990)0200617:snslot2.0.co;2。

Kukulka, T., A.J.Plueddemann, 和 P.P.Sullivan, 2013：非平衡涌浪条件下上层海洋再层化受阻。*Geophysi- cal Research Letters*，**40（14）**，3672–3676，https://doi.org/https://doi. org/10.1002/grl.50708，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/ pdf/10.1002/grl.50708。

Large, W. G., E. G. Patton, A. K. DuVivier, P. P. Sullivan, and L. Romero, 2019：大涡模拟中风、波浪和浮力驱动的南大洋表层相似理论。《物理海洋学杂志》，**49 (8)**，2165–2187，https://doi.org/10.1175/ JPO-D-18-0066.1。

Large, W. G., and S. Pond，1981：中等至强风下的开阔海洋动量通量测量结果。*Journal of Physical Oceanog- raphy*，**11 (3)**，324 – 336，https://doi.org/10.1175/1520-0485(1981) 0110324:OOMFMI2.0.CO;2。

Li, Q., Reichl, B. G., Fox-Kemper, B., Adcroft, A. J., Belcher, S. E., Danabasoglu, G., ... & Bolding, K. (2021). Langmuir mixing effects on global climate: WAVEWATCH III in CESM. *Ocean Modelling*, *103*, 145-160.

Li, Q.、A. Reichl、K. Bolding、B. Fox-Kemper、A. Garabato、E. Jenkins、J. Lilly、M. Torres、Z. Wang、J. Brereton、A. Fraser、M. Jamet、N. Kaptanoglu、J. Liang、K. Lopez-Castejon、C. Lucas、M. Redmond、J. Smith、M. Strong、A. Tsai、J. Veitch、P. Violet、J. Von Klebeck、C. Wilson、C. Wolfe 和 J. Yang，2021年：将 cvmix 集成到 gotm（v6.0）中：用于测试、比较和应用海洋混合方案的一致框架。《地球科学模型开发》，**14 (7)**，4261–4282，https://doi.org/10.5194/gmd-14-4261-2021。

Li, Q.、B. Fox-Kemper、Ø. Breivik 和 A. Webb，2017：全球朗缪尔混合的统计模型。《海洋建模》，**113**，95–114，https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2017.03.016。

Liu, C., Smyth, W. D., & Wang, Z. (2022). 分层剪切层中的蝴蝶效应与湍流转捩。《流体力学杂志》，**953**，A43，https://doi.org/10.1017/jfm.2022.985。

Mashayek, A.、C. P. Caulfield 和 W. R. Peltier，2013：分层湍流剪切流中的随时间变化的非单调混合：对海洋学浮力通量估算的影响。《流体力学杂志》，**736**，570–593，https://doi.org/10.1017/jfm.2013.551。

Mashayek, A., H. Salehipour, D. Bouffard, C. P. Caulfield, R. Ferrari, M. Nikurashin, W. R. Peltier 和 W. D. Smyth，2017：深海环流中的湍流混合效率。《地球物理研究快报》，**44 (12)**，6296–6306，https://doi.org/10. 1002/2016GL072452，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2016GL072452。

McWilliams, J. C., P. P. Sullivan, 和 C.-H. Moeng，1997：海洋下的朗缪尔湍流。《流体力学杂志》，**334**，1–30，https://doi.org/10.1017/S0022112096004375。

Min, H. S., 和 Y. Noh，2004年：表面加热对朗缪尔环流的影响。《物理海洋学杂志》，**34 (12)**，2630–2641，https://doi.org/10.1175/JPOJPO-2654.1。

Miracca-Lage, M., C. M´enesguen, M. Schmitt, L. Umlauf, L. Merckelbach, 和 J. R. Carpenter，2025年：日变化暖层的湍流观测与能量学。《物理海洋学杂志》，**55(11)**，2141 – 2158，https://doi.org/10.1175/JPO-D-25-0026.1。

Monin, A. S., 以及 A. Obukhov, M.，1954：大气表层湍流混合的基本规律。地球物理研究所学报，苏联科学院，**24 (151)**，163–187。

Moulin, A. J., J. N. Moum, 以及 E. L. Shroyer，2018：湍流的演变 - 日变化暖层中的混合不稳定。《物理海洋学杂志》，**48(2)**，383 – 396，https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0170.1.

Noh, Y.，1996年：海洋混合层中日间温跃层形成动力学。《物理海洋学杂志》，**26 (10)**，2183 – 2195，https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)0262183: DODTFI2.0.CO;2.

Noh, Y., C. Ohlsen, Jayesh, 以及 G. Gayschka，2009：大涡模拟的海洋混合层日间温跃层形成。《物理海洋学杂志》，**39 (5)**，1244 – 1257，https://doi.org/10. 1175/2008JPO4032.1.

Osborn, T. R.，1980年：根据耗散测量估算局地垂向扩散率。《物理海洋学杂志》，**10 (1)**，83 – 89，https://doi.org/10.1175/1520-0485(1980)0100083: EOTLRO2.0.CO;2.

Pan, W. 以及 Li，2026年：朗缪尔湍流对表面加热突然开始的瞬态响应。《物理评论：流体》，**11**，024606，https://doi.org/10.1103/jjdt-zp9n.

Paulson, C. A., and J. J. Simpson, 1977：上层海洋的辐照度测量。《物理海洋学杂志》，**7 (6)**，952 – 956，https://doi.org/10.1175/1520-0485(1977)0070952:IMITUO 2.0.CO;2。Paulson, C. A., and J. J. Simpson, 1981：海洋冷皮层两侧的温度差。《地球物理研究杂志：海洋》，**86 (C11)**，11 044–11 054，https://doi.org/10.1029/ JC086iC11p11044，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/ 10.1029/JC086iC11p11044。Pearson, B. C., A. L. M. Grant, J. A. Polton, and S. E. Belcher, 2015：海洋表面边界层中的朗缪尔湍流与表面加热。《物理海洋学杂志》，**45 (12)**，2897 – 2911，https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0018.1。Pham, H. T., and S. Sarkar, 2017：强层化屏障层中的湍流卷吸。《地球物理研究杂志：海洋》，**122(6)**，5075–5087，https://doi.org/https://doi.org/10.1002/ 2016JC012357，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10. 1002/2016JC012357。Pham, H. T., and S. Sarkar, 2018：亚中尺度锋处的非地转次级环流与重力流的形成。《物理海洋学杂志》，**48 (10)**，2507 – 2529，https://doi.org/ 10.1175/JPO-D-17-0271.1。Pham, H. T., and S. Sarkar, 2023：湍流层化剪切层的比较研究：密度梯度分布的影响。环境流体力学，**23 (5)**，1075–1098，https://doi.org/ 10.1007/s10652-022-09873-2。Pham, H. T., S. Sarkar, and K. A. Brucker, 2009：均匀层化区域上方分层剪切层的动力学。《流体力学杂志》，**630**，191–223，https://doi.org/10.1017/ S0022112009006478。

Phillips, O. M., 1958年：风生波频谱中的平衡范围。《流体力学杂志》，**4(4)**，426–434，https://doi.org/10.1017/S0022112058000550。

Pollard, R. T., P. B. Rhines, and R. O. R. Y. Thompson，1973年：风混合层的加深。地球物理流体动力学，**4(4)**，381–404，https://doi.org/10.1080/03091927208236105，https: // doi.org/10.1080/03091927208236105。

Price, J. F., R. A. Weller, 和 R. Pinkel，1986年：日变化循环：观 - 测与模型：上层海洋对日间加热、冷却和风混合的响应。《地球物理研究杂志：海洋》，**91(C7)**，8411–8427，https://doi.org/https://doi.org/10.1029/ JC091iC07p08411，https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/ 10.1029/JC091iC07p08411。

Sarkar, S.，以及 H. T. Pham，2019：上层海洋中的湍流与热结构：湍流解析模拟。《流动、湍流与燃烧》，103 (4)，985–1009，https://doi.org/ 10.1007/s10494-019-00065-5。

Smith, J.、R. Pinkel 和 R. A. Weller，1987：混合层中的速度结构：mildex 期间。《物理海洋学杂志》，17 (4)，425–439，https://doi.org/10.1175/1520-0485(1987) 0170425:VSITML2.0.CO;2。

Smyth, W. D., J. N. Moum, 以及 D. R. Caldwell，2001：稳定分层混合层中的湍流长度尺度。《流体物理学》，**12 (6)**，1327– 1342，https://doi.org/10.1063/1.870385，https://pubs.aip.org/aip/pof/ article-pdf/12/6/1327/19311873/1327 1 online.pdf。

Sutherland, G., L. Mari´e, G. Reverdin, K. H. Christensen, G. Brostr¨om, 和 B. Ward，2016：海洋表面边界层中与日变化急流相关的增强湍流。《物理海洋学杂志》，**46（10）**，3051–3067，https://doi.org/10.1175/ JPO-D-15-0172.1。Thorpe, S. A., 和 Z. Liu，2009：临界不稳定性？《物理海洋学杂志》，**39（9）**，2373–2381，https://doi.org/ 10.1175/2009JPO4153.1。VanDine, A., H. T. Pham, 和 S. Sarkar，2020：分层剪切层的大涡模拟模型研究。《计算机与流体》，**198（104405）**，1–18，https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2019. 104405。VanDine, A., H. T. Pham, 和 S. Sarkar，2021：均匀分层背景中的湍流剪切层：高雷诺数下的直接数值模拟。《流体力学杂志》，**916**，A42，https://doi.org/10.1017/jfm. 2021.212。Wijesekera, H. W., D. W. Wang, 和 E. Jarosz，2020：日变化暖层的动力学：表层急流、高频内波和混合。《物理海洋学杂志》，**50（7）**，2053–2070，https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0285.1。Witte, C. R., 和 C. J. Zappa，2025：大型日变化暖层对太阳辐射和风应力强迫短期变化的响应：观测与物理建模。《物理海洋学杂志》，**55（6）**，771–786，https://doi.org/10.1175/JPO-D-24-0106.1。Wyngaard, J. C.，2012：《大气中的湍流》。393页，剑桥大学出版社。Zeiden, K., J. Thomson, A. Shcherbina, 和 E. D’Asaro，2024：日变化暖层内增强混合和周期性结构的观测。《地球物理研究杂志：海洋》，**129（11）**，e2024JC021 399，https://doi.org/https://doi.org/10.1029/ 2024JC021399。

Zheng, Z., R. R. Harcourt, 和 E. A. D’Asaro，2021年：评估不稳定海洋表层中的Monin–Obukhov标度。《物理海洋学杂志》，**51**（**3**），911–930，https://doi.org/10.1175/ JPO-D-20-0201.1。