

# 黑潮延伸体区跨等密度面湍流混合的次季节变化\*

闫晓梅<sup>1, 2, 3</sup> 张林林<sup>1, 2, 3</sup> 庞重光<sup>1, 2, 3</sup>

(1. 中国科学院海洋研究所 环流与波动重点实验室 山东青岛 266071; 2. 青岛海洋科学与技术试点国家实验室 海洋动力过程与气候功能实验室 山东青岛 266237; 3. 中国科学院海洋大科学研究中心 山东青岛 266071)

**摘要** 海洋中的跨等密度面湍流混合对于热量和淡水输送、翻转环流以及全球气候变化都有重要影响,理解跨等密度面湍流混合的变化对于改进气候模式模拟和预测大尺度海洋环流的能力具有重要作用。基于细尺度参数化方法,本文利用黑潮延伸体区的一个长期潜标 K7 观测,对跨等密度面湍流混合的次季节变化进行了分析。结果表明,在 2004 年 6~9 月,300~1 350 m 的耗散率存在明显的逐月变化,8 月份的平均耗散率为  $2.7 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ,约为其他月份的 2~3 倍。跨等密度面湍流混合的这一显著的次季节变化与由风生近惯性内波引起的近惯性剪切的次季节变化密切相关。特别地,在 8 月中旬,局地风尽管较弱但生成了较强的近惯性内波,在负地转涡度促进下,近惯性内波向下穿透可达 1 300 m。能量收支分析显示,8 月总的风生近惯性能量是  $1.7 \times 10^3 \text{ W}/\text{m}^2$ ,其中 71% 能够进入深海,为跨等密度面湍流耗散提供了 52% 的能量。该研究为风生近惯性内波在调制深海跨等密度面湍流混合低频变化中的重要作用提供了一个直接依据。

**关键词** 跨等密度面湍流混合; 次季节变化; 近惯性内波; 黑潮延伸体区

**中图分类号** P731.1 **doi:** 10.11693/hyhz20210700153

跨等密度面湍流混合控制着海洋中的热量和淡水运输,对全球热盐环流和气候变化都有重要影响 (Munk *et al.*, 1998)。西北太平洋的海洋环境复杂,存在西边界强流黑潮及其延伸体、大量的风生近惯性能量输入 (Alford, 2001) 以及丰富的中尺度涡 (Chelton *et al.*, 2011), 而西边界流区是发生强混合的关键海区 (Jing *et al.*, 2014; Nagai *et al.*, 2021)。因此,研究黑潮延伸体区跨等密度面湍流混合的变化规律及其影响机理,对于加深我们对混合的认识,进而改进数值模式,理解海洋环流的变化及其在气候系统中的作用具有重要作用。

海洋内部的湍流混合主要由内波破碎导致,而内波场的能量主要源自潮汐和海表面风应力 (Munk *et al.*, 1998; Wunsch *et al.*, 2004)。已有研究表明,维持深海层结大约需 2 TW 的能量,其中风生近惯性能量提供了大约 0.5~1.4 TW (Watanabe *et al.*, 2002; Alford,

2003; Jiang *et al.*, 2005)。然而,目前对于风生近惯性内波的穿透深度及其对温跃层以深的跨等密度面湍流混合的贡献仍存在争议。例如, Furuichi 等 (2008) 和 Zhai 等 (2009) 的数值研究结果显示,风输入到混合层中的 70%~85% 的近惯性能量在 150 或 200 m 以上就耗散掉了; Alford 等 (2012) 通过分析东北太平洋 Papa 站的潜标资料发现 12%~33% 的风生近惯性能量能够下传 800 m; 而 Jing 等 (2014) 利用 2005 年 1 月黑潮延伸体区的潜标观测资料估算得到 45%~62% 的风生近惯性能量能够进入温跃层为深海混合提供能量。

在风生近惯性能量的影响下,西北太平洋跨等密度面湍流混合呈现显著的季节变化,秋冬季较强而春夏季较弱 (Jing *et al.*, 2010, 2011, 2016; Whalen *et al.*, 2012; 闫晓梅等, 2014; Li *et al.*, 2014; Inoue *et al.*, 2017; Hu *et al.*, 2020)。同时,已有研究表明海表面风场还有明显的次季节 (10~90 d) 变化 (祝从文等, 2019;

\* 国家重点研发计划, 2016YFC0301203 号; 国家自然科学基金, 41606016 号, 41776021 号; 中国科学院战略先导专项, XDB 42010102 号。闫晓梅, 副研究员, E-mail: yanxiaomei@qdio.ac.cn

通信作者: 庞重光, 博士生导师, 研究员, E-mail: chgpang@qdio.ac.cn

收稿日期: 2021-07-05, 收修改稿日期: 2021-08-27

Whitt *et al.*, 2019)。Jing 等(2015)在墨西哥湾北部观测发现这里 2006 年 1 月份的湍流混合强度是 2005 年 11~12 月的 3 倍, 并将湍流混合的这一次季节变化归因于风生近惯性能量的次季节变化。但是在西北太平洋, 除了季节变化, 目前对于该海区跨等密度面湍流混合在更小时间尺度上的变化(如次季节变化)及其影响机制的研究较少。

此外, 通过分析混合强度和风生近惯性能量季节变化之间的相关关系, 一些研究表明西北太平洋的风生近惯性能量能够下传 600~1 800 m (Jing *et al.*, 2010; 闫晓梅等, 2014; Li *et al.*, 2014)。但是, 由于缺乏流速观测, 这些研究未能直接给出风生近惯性内波的垂向传播特征, 因此, 对于影响湍流混合低频变化机制的认识仍不完善。本文将利用黑潮延伸体区的一个长期潜标观测资料, 基于细尺度参数化方法, 研究该海区跨等密度面湍流混合的次季节变化及其影响机制。

## 1 数据与方法

### 1.1 数据

黑潮延伸体系统研究(Kuroshio extension study

system, KESS)于 2004~2006 年布放了一系列锚系潜标, 其中最南端的 K7 在 144.5 E, 32.5 N (图 1), 该潜标配置了一个多普勒流速剖面仪(acoustic doppler current profiler, ADCP)、一个系缆式剖面仪(McLane moored profiler, MMP)以及四个海流计(current meter, CM)。如图 1b 所示, 一个 ADCP 设置在 250 m 处, 向上发射信号, 其采样时间间隔是 1 h, 垂向间隔是 8 m, 垂向共 44 层, 本文采用的是 KESS 提供的 0~250 m 标准网格化流速数据, 其时空分辨率是 10 m×1 h; MMP 观测 250~1 500 m 的流速、温度和盐度, 每 15 h 完成一次剖面观测, 但在 2005 年 1 月, 变为每 2 h 完成一次剖面, 测得数据的垂向分辨率为 2 m; 四个海流计分别设置在 1 500, 2 000, 3 500 和 5 000 m, 每 15 min 观测一次水平流速。以上数据及其详细介绍和处理过程都可从 KESS 主页(<https://uskesk.whoii.edu/overview/dataproducts/>)获得。本文主要采用 K7 潜标数据质量最高的 2004 年 6~9 月期间的流速和水文观测资料, 分析跨等密度面湍流混合的次季节变化以及近惯性内波的影响, 同时利用 MMP 在 2005 年 1 月的高分辨率数据进行比较和验证。

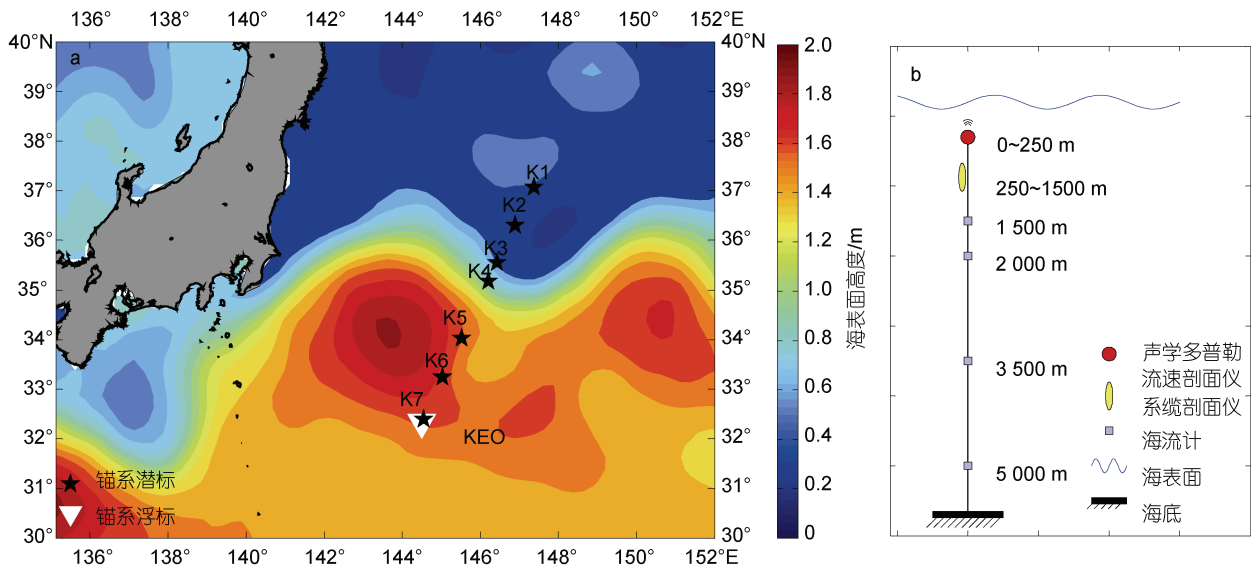


图 1 黑潮延伸体区 2004 年 6 月至 2005 年 1 月平均海表面高度及 KESS 潜标和 KEO 浮标站位分布(a)以及 K7 潜标的仪器设置示意图(b)

Fig.1 The mean sea surface height from June 2004 to January 2005 in the Kuroshio Extension region and the locations of KESS and KEO moorings (a), and schematic of the K7 mooring (b)

注: KESS 表示黑潮延伸体研究(Kuroshio extension study system); KEO 表示 Kuroshio extension observatory

美国国家海洋和大气管理中心/太平洋海洋环境实验室于 2004 年 6 月在 K7 附近布放了一个锚系浮标 KEO (Kuroshio extension observatory, 图 1), 提供了每 10 min 一次的海表面风速。此外, 本文还采用了

Levitus94 全球月平均混合层深度(空间分辨率  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ ), 日本气象厅提供的每 6 h 的台风路径资料, 美国国家环境预报中心提供的每小时的再分析海面风应力资料(空间分辨率约  $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ ), 以及法国多

源卫星高度计融合项目 AVISO (archiving, validation, and interpretation of satellite oceanographic)提供的每天的海表面高度异常(sea level anomaly, SLA)(空间分辨率  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ )。基于 SLA 数据, 可根据地转平衡计算地转涡度:

$$\begin{aligned} U &= -\frac{g}{f} \frac{\partial h_a}{\partial y} \\ V &= \frac{g}{f} \frac{\partial h_a}{\partial x} \\ \zeta_g &= \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $U$  和  $V$  分别是纬向和经向流速;  $\zeta_g$  是地转涡度;  $h_a$  是卫星高度计观测的 SLA;  $g$  是重力加速度;  $f$  是科氏参数。

### 1.2 近惯性信号提取方法

对于 ADCP 和海流计观测的水平流速, 可通过  $0.85f_0 \sim 1.15f_0$  ( $f_0$  是局地科氏频率)带通滤波直接获得近惯性流速信号, 且稍微改变滤波带宽, 如改为  $0.80f_0 \sim 1.20f_0$ , 对结果影响很小。但是, 对于 MMP 观测的水平流速, 由于其采样间隔是 15 h, 约为局地惯性周期(22.3 h)的  $2/3$ , 因此惯性频率信号会发生混叠。参考 Ray 等(1997)和 Sun 等(2016)计算得到惯性频率  $f_0$  被混叠到  $\tilde{f}_0 = 0.0218 \text{ h}^{-1}$  (对应周期约 45.9 h), 类似地, 半日潮的频率  $M_2$  也被混叠到  $\tilde{M}_2 = 0.0138 \text{ h}^{-1}$  (对应周期 72.2 h) (图 2a~2b)。因此, 为了从 MMP 观测中提取近惯性流速, 本文采用了 Rainville 等(2014)介绍的复解调法。如图 2c 和 2d 所示, 首先对 MMP 观测的 15 h 采样间隔的原始流速时间序列( $U$ ,  $V$ )在  $0.5\tilde{f}_0 \sim 1.5\tilde{f}_0$  频段进行 4 阶 Butterworth 带通滤波得到 ( $U_i^b$ ,  $V_i^b$ )(绿线), 然后结合得到的振幅和位相以及惯性频率  $f_0$  即可得到去混叠的近惯性信号( $U_i^d$ ,  $V_i^d$ )(蓝线)。

如前所述, K7 站位的 MMP 数据在 2005 年 1 月的时间分辨率约为 2 h, 可以很好地分辨近惯性信号, 这为我们验证以上提取近惯性信号的方法提供了条件。图 2c 和图 2d 比较了采用去混叠法和直接带通滤波法得到的近惯性流速, 可以看到两者有很好的一致性。在 300~1350 m, 两种方法得到的纬向(经向)近惯性流速方差一致为  $2.7 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$  ( $2.7 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ), 约为两者之间均方根误差  $5.16 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$  ( $5.67 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) 的 5 倍(图 2e, 2h), 这与 Rainville 等(2014)得到的结果一致。由此, 采用去混叠的方法得到了 2004 年 6~9 月期间 300~1500 m 的近惯性水平流速( $u_i$ ,

$v_i$ ), 进一步估算近惯性动能如下:

$$Q_i = \frac{1}{2} \rho_0 (u_i^2 + v_i^2), \quad (2)$$

其中,  $\rho_0 = 1025 \text{ kg/m}^3$  是海水密度。

### 1.3 细尺度参数化方法

本文还利用 MMP 观测的温度、盐度和流速数据, 采用细尺度参数化方法估算了跨等密度面湍流混合率(Polzin *et al*, 1995; Gregg *et al*, 2003; Kunze *et al*, 2006)。根据 Gregg 等(2003)和 Kunze 等(2006), 湍流耗散率可由细尺度  $O$  (10~100 m)上的应变和剪切估算如下:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0 \frac{\bar{N}^2}{N_0^2} \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\text{GM} \langle V_z^2 \rangle^2} h_1(R_\omega) j(f/\bar{N}) \\ h_1(R_\omega) &= \frac{3(R_\omega + 1)}{2\sqrt{2}R_\omega\sqrt{R_\omega - 1}} \\ j(f/\bar{N}) &= \frac{f \cdot \text{arccosh}(\bar{N}/f)}{f_{30} \cdot \text{arccosh}(N_0/f_{30})} \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $\varepsilon$  是耗散率;  $h_1(R_\omega)$  和  $j(f/\bar{N})$  是分别针对内波结构和纬度影响的修正系数;  $\varepsilon_0 = 6.73 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ;  $N_0 = 5.2 \times 10^{-3} \text{ rad/s}$ ;  $\bar{N}$  是垂直平均的浮力频率;  $\text{GM} \langle V_z^2 \rangle$  是依据 GM 谱模型得到的剪切方差(Gregg *et al*, 1991; Kunze *et al*, 1992);  $\langle V_z^2 \rangle$  是观测的剪切方差;  $f$  是局地科氏频率;  $f_{30} = f(30^\circ)$  是纬度为  $30^\circ$  处的科氏频率;  $R$  是剪切应变方差比:

$$R_\omega = \frac{\langle V_z^2 \rangle}{\bar{N}^2 \langle \xi_z^2 \rangle}, \quad (4)$$

其中,  $\langle \xi_z^2 \rangle$  是应变方差。

计算耗散率的步骤基本如 Kunze 等(2006)和 Jing 等(2014)所用, 先将每个垂向剖面划分为 300 m 的子剖面, 并取 150 m 重叠, 在每个子剖面中, 由浮力频率计算应变  $\xi_z = (N^2 - \bar{N}^2)/\bar{N}^2$ , 其中  $N^2$  通过对位势密度剖面进行一阶差分得到而其垂向平均  $\bar{N}^2$  由二次拟合得到(Polzin *et al*, 1995), 将去掉线性趋势的速度剪切利用平均浮力频率  $\bar{N}^2$  进行正则化; 再利用傅里叶变换得到剪切和应变谱  $\Phi(k)$ , 并对其进行积分, 选取最小积分波数  $k_{\min} = 2\pi/150 \text{ rad/m}$ , 而为了避免由于谱饱和而导致低估耗散率, 取最大积分波数  $k_{\max}$  满足如下条件(Gargett, 1990):

$$\begin{aligned} \langle \xi_z^2 \rangle &= \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \Phi(k) dk \leq 0.13 \\ \frac{\langle V_z^2 \rangle}{\bar{N}^2} &= \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \Phi(k) dk \leq 0.39 \end{aligned} \quad (5)$$

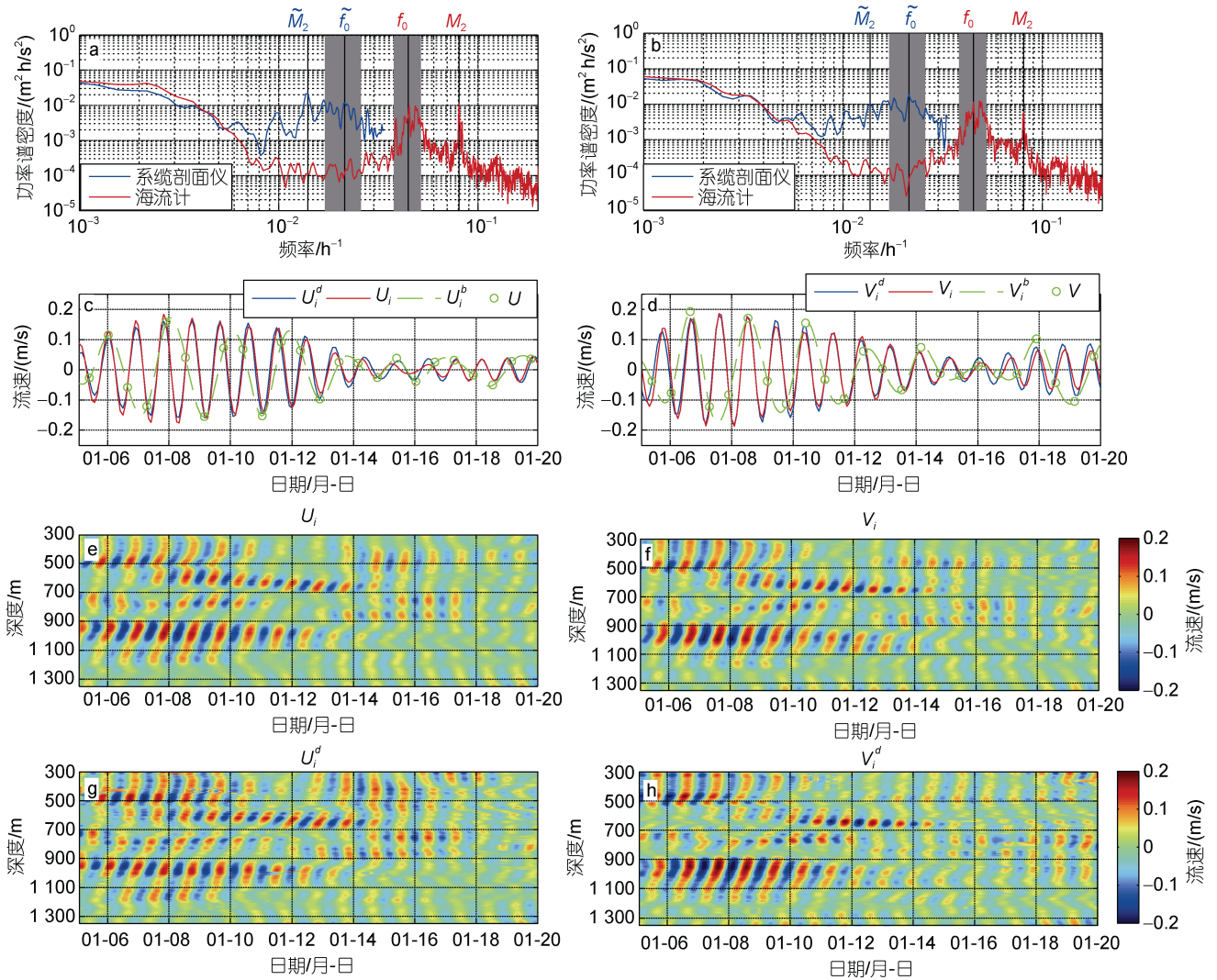


图2 海流计和系统剖面仪观测的 1500 m 附近流速的频谱(a~b), 利用系统剖面仪观测的 1000 m 处的流速进行去混叠过程中得到的不同的流速时间序列(c~d), 以及基于系统剖面仪观测的取 2 h (e~f)和 15 h (g~h)采样周期得到的近惯性流速的时间-深度分布

Fig.2 Frequency spectrum of velocity near 1500 m from current meter and moored profiler measurements (a~b), comparisons among different time series of velocity during de-aliasing (c~d), and the time-depth distribution of near-inertial velocity derived from moored profiler that are sampled every 2 h (e~f) and subsampled every 15 h (g~h)

注: a~b 中海流计和系统剖面仪的采样周期分别是 15 min 和 15 h, 惯性频率  $f_0$  和半日潮频率  $M_2$  分别混叠到  $\tilde{f}_0$  和  $\tilde{M}_2$ , 阴影区域表示滤波带宽; 左列是纬向流  $U$  的结果, 右列是经向流  $V$  的结果; c 和 d 中  $U$  和  $V$  是采样间隔为 15 h 的原始流速,  $U_i^b$  和  $V_i^b$  是围绕混叠频率  $\tilde{f}_0$  做带通滤波得到的流速,  $U_i^d$  和  $V_i^d$  是去混叠的近惯性流速,  $U_i$  和  $V_i$  是利用 2 h 采样周期观测直接得到的近惯性流速

得到  $k_{\max}=2\pi/16$  rad/m; 然后在相同的波数区间计算 GM 剪切谱:

$$\frac{\text{GM}\langle V_z^2 \rangle}{\bar{N}^2} = \frac{3\pi E_0 b j_*}{2} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{k^2}{(k+k_*)} dk, \quad (6)$$

其中,  $E_0=6.3\times 10^{-5}$ ;  $b=1-300$  m;  $j_*=3$ ,  $k_*=(\pi j_* \bar{N})/(b N_0)$  (Gregg *et al.*, 1991)。得到耗散率  $\varepsilon$

后, 扩散系数可根据关系式  $\kappa = \Gamma \frac{\varepsilon}{\bar{N}^2}$  得到, 其中混

合效率  $\Gamma=0.2$  (Osborn, 1980)。此外, 本文定义从深度  $D_1$  到  $D_2$  垂直平均的耗散率为  $I_\varepsilon = \rho_0 \int_{D_1}^{D_2} \varepsilon dz$ , 其中  $\rho_0$  是海水密度。

细尺度参数化方法已被成功应用于全球海洋混合研究中, 而前人研究结果显示该参数化方法估算结果的不确定度在 2 倍之内 (Polzin *et al.*, 1995; Gregg *et al.*, 2003)。

#### 1.4 风生近惯性能量计算方法

结合 KEO 风速资料与 ADCP 表层流速数据, 可直接计算风输入到混合层的近惯性能量如下:

$$\Pi = \bar{\tau}_i \cdot \bar{u}_i, \quad (7)$$

其中,  $\bar{u}_i$  和  $\bar{\tau}_i$  分别为采用  $0.85f_0 \sim 1.15f_0$  的带通滤波得到的近惯性流速和风应力,  $f_0$  为局地科氏频率。

此外, 我们还基于风应力资料, 采用 Pollard 等 (1970) 提出的 Slab 模型间接估算风生近惯性能量如下:

$$\frac{dZ}{dt} + (r + i \cdot f)Z = \frac{T}{\rho_0 H}, \quad (8)$$

其中,  $Z = u + i \cdot v$  是混合层流速,  $T = \tau_x + i \cdot \tau_y$  是海面风应力,  $f$  是局地科氏参数,  $r = r_0(1 - e^{-\sigma^2/2\sigma_c^2})$  是衰减系数 (Alford, 2003), 其中  $\sigma$  是角频率, 根据 Alford (2001, 2003), 取  $r_0 = 0.15f$ ,  $\sigma_c = f/2$ ,  $H$  是混合层深度, 采用 Levitus94 月平均值。通过求解方程 (8) 可得风

生近惯性能量

$$\Pi = \text{Re}(Z \cdot T^*), \quad (9)$$

其中,  $T^*$  是  $T$  的共轭。

## 2 结果与讨论

### 2.1 跨等密度面湍流混合的次季节变化

Jing 等 (2014) 研究结果表明, 在 K7 站位处, 300~1350 m 的跨等密度面湍流混合存在明显的季节变化, 2004 年冬季的平均耗散率约为夏季的 3 倍, 而本文进一步发现这里的混合也存在明显的逐月变化即次季节变化。如图 3 所示, 300~1350 m 垂向平均的耗散率在 8 月份最强 ( $2.7 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) 而在 9 月份最弱 ( $1.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ), 8 月份的平均耗散率与 6 月、7 月、9 月平均耗散率的比值  $R_0$  分别为 1.6、2.1、2.7, 扩散系数的结果与此一致。

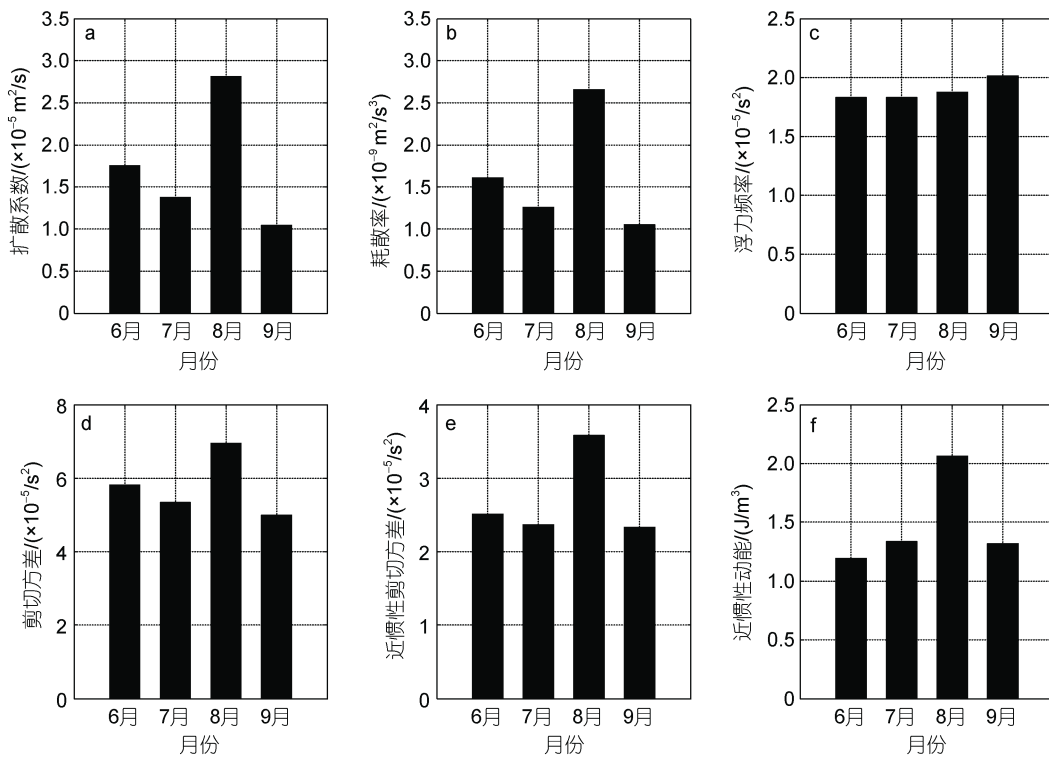


图 3 基于系缆式剖面仪观测的且取 300~1350 m 垂向平均的跨等密度面扩散系数(a)、耗散率(b)、浮力频率(c)、剪切方差(d)、近惯性剪切方差(e)、近惯性能量(f)的月平均分布

Fig. 3 Monthly distributions based on the moored profiler measurements and the average within 300~1350 m of (a) diapycnal diffusivity, (b) dissipation rate, (c) squared buoyancy frequency, (d) shear variance, (d) near-inertial shear variance, and (e) near-inertial kinetic energy

考虑到与真实的耗散率  $\varepsilon_{\text{real}}$  相比, 利用细尺度参数化方法估算得到的耗散率  $\varepsilon_{\text{obs}}$  的不确定度约为 2 倍 (Polzin *et al*, 1995; Gregg *et al*, 2003)。因此, 以上我们看到的次季节变化是个真实的物理现象还是仅仅由

随机误差导致需要进一步验证。这里我们采用 Jing 等 (2013) 的方法, 以 8 月份的平均耗散率  $\varepsilon_{\text{obs}}$  与其他月份  $\varepsilon_{\text{obs}}$  之间的比值  $R$  作为检验统计量, 对混合的次季节变化信号进行假设检验。原假设是耗散率不存在

逐月变化, 每个月耗散率的数学期望相同; 而备择假设是耗散率存在逐月变化, 8 月份耗散率的数学期望要比其他月份大。假定  $\varepsilon_{\text{obs}}$  在区间  $[0.5\varepsilon_{\text{real}}, 2\varepsilon_{\text{real}}]$  上均匀分布, 则  $R$  的概率密度函数可由 Monte Carlo 方法模拟得到, 结果显示,  $R > R_0$  的概率不足 1% (图 4)。这意味着, 在 1% 显著性水平下, 可以拒绝原假设。因此, 以上观测到的耗散率的次季节变化是可信的。

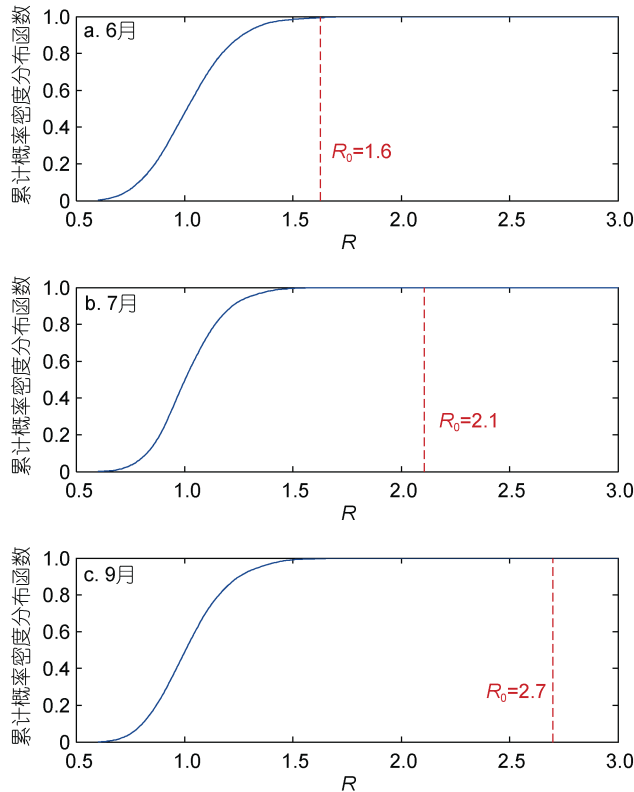


图 4 假设 8 月平均耗散率与 6 月(a)、7 月(b)、9 月(c)平均耗散率之间没有明显差异时, 检验统计量  $R$  的累计概率密度分布函数

Fig.4 Distribution function of cumulative probability density of  $R$  in assumption of no significant difference in average dissipation rates of August from those of June (a), July (b), and September (c)

注:  $R_0$  表示 8 月份与其他月份平均耗散率的比值

背景层结  $\bar{N}^2$  和剪切方差  $S^2$  都能影响跨等密度面湍流混合的强度变化。Jing 等(2015)在墨西哥湾北部发现扩散系数和浮力频率之间存在弱相关关系。但是在 K7 站点, 背景层结在 2004 年 6~9 月不存在明显的次季节变化, 8 月份的平均  $\bar{N}^2$  仅比 6~7 月(9 月)强(弱) 2% (7%) (图 3c), 而且耗散率  $\varepsilon$  和  $\bar{N}^2$  之间也没有明显的相关关系(图 5)。因此, K7 处的跨等密度面湍流混合的次季节变化与背景层结无关。

不同于背景层结, 流速的剪切方差  $S^2$  和近惯性剪切方差  $S_1^2$  都有明显的次季节变化, 且与耗散率和扩散系数的变化位相一致(图 3)。特别的, 在 300~1350 m, 耗散率  $\varepsilon$  随着  $S^2$  和  $S_1^2$  增大而增强,  $\varepsilon$  与  $S^2$  ( $S_1^2$ ) 的相关系数在 0.72~0.84 (0.50~0.70) 之间(图 5), 且所有相关系数都超过 95% 显著性水平。图 6 进一步比较了不同月份 300~1350 m 垂向平均的背景层结和流速剪切与耗散率的相关关系, 可以看到 8 月份的  $S^2$  和  $S_1^2$  与耗散率  $\varepsilon$  的相关最强, 相关系数分别为 0.86 和 0.81, 也远远超过 95% 显著性水平。Jing 等(2014)也发现在 K7 处, 2005 年 1 月的耗散率与近惯性剪切方差明显相关, 指出近惯性内波在调制湍流混合中起着重要作用。因此, 以上结果意味着这里的近惯性内波对湍流混合的次季节变化也有重要影响, 而且近惯性内波的影响在 8 月份最强。

## 2.2 谱分析

通过分析流速剪切  $u_z + i \cdot v_z$  的频率-波数谱, 可以进一步探究近惯性内波的能量来源。图 7a 显示了 2004 年 6~9 月 MMP 观测的水平流速(15 h 采样间隔)的频率-波数谱, 可以看到谱峰落在第四象限混叠惯性频率  $\tilde{f}_0$  和波数小于  $-0.05$  rad/m (垂向波长大于 125 m) 处。传统意义上, 负(正)波数意味着随深度顺时针(逆时针)旋转, 即能量下传(上传), 而负(正)频率表示随时间顺时针(逆时针)旋转(图 7b, Alford *et al.*, 2012)。然而, 如图 7d 所示, K7 处的局地惯性周期为 22.3 h, 对于采样间隔为 2 h, 随时间顺时针旋转的惯性流速, 当其采样间隔变为 15 h 时, 看上去会变成随时间逆时针旋转, 反映在频率-波数谱空间中, 其谱峰将从频率负象限反转至正象限, 这一点可以通过比较图 7b 和图 7c 看出。因此, 图 7a 中谱峰位于第四象限意味着以向下传播为主导的近惯性内波对于剪切方差以及深海的湍流混合有重要贡献。

进一步, 我们分析了每个月平均的近惯性流速剪切的旋转垂向波数谱(图 8), 结果发现, 当波数小于  $0.04$  rad/m, 即波长大于 150 m 时, 随深度顺时针旋转的分量约是逆时针旋转分量的 2 倍以上, 意味着下传能量强于上传能量, 这与图 7 所示的频率-波数谱一致。特别的, 在 8 月份, 顺时针旋转分量最强且其主导作用最为明显, 在垂直尺度大于 120 m, 即波数小于  $0.05$  rad/m 处, 下传分量强度约是上传分量的 4 倍。以上结果表明近惯性内波的能量主要是向下传播的, 而这些下传的能量很可能是来源于海表面的风生近惯性能量, 这将在后文中做进一步的分析。

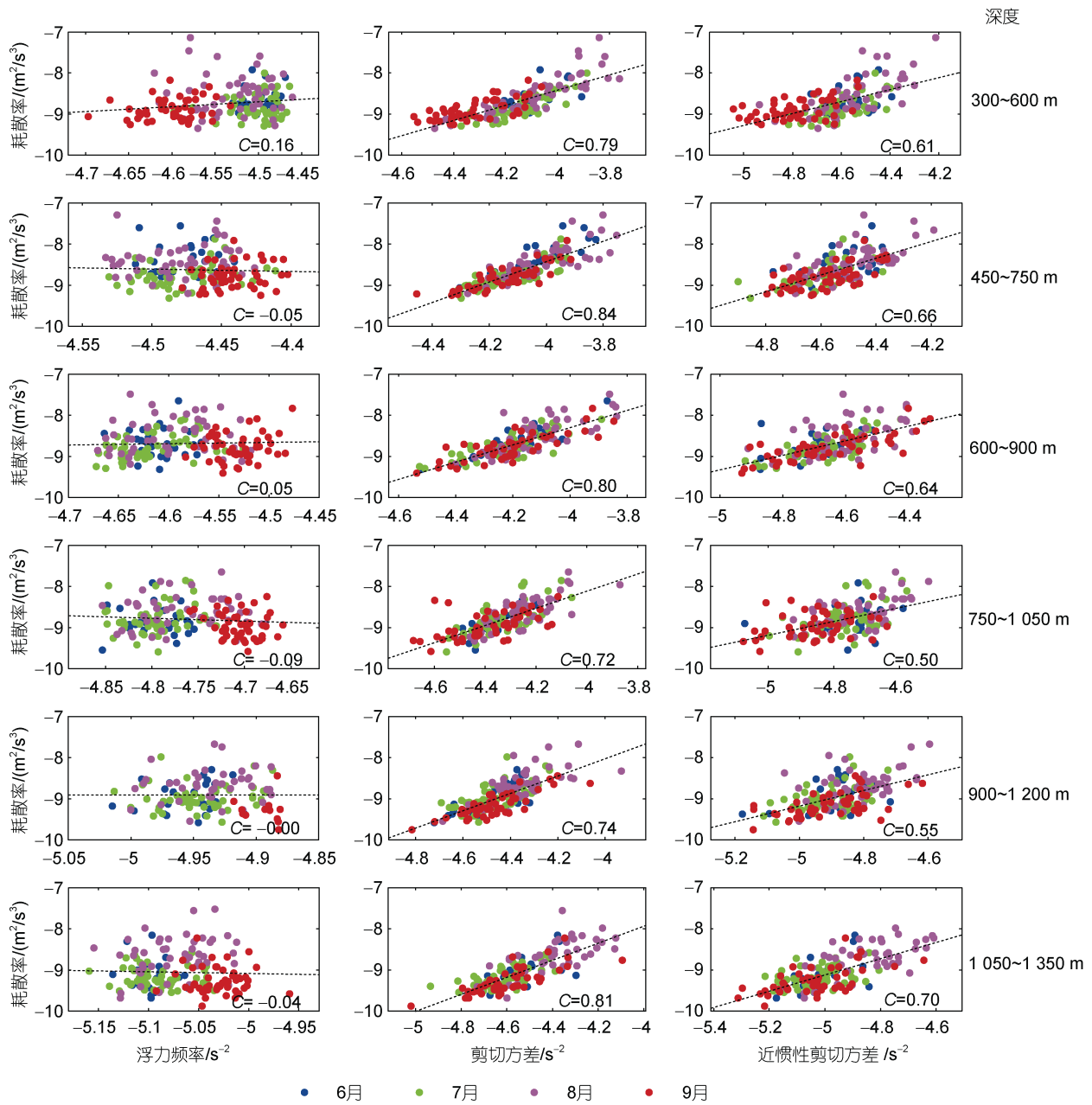


图5 2004年6~9月不同深度的浮力频率(左)、剪切方差(中)、近惯性剪切方差(右)和耗散率的关系

Fig.5 Scatterplots of squared buoyancy frequency (left panel), shear variance (middle panel), and near-inertial shear variance (right panel) vs dissipation rate at different depth segments from June to September 2004

注: 所有变量均是取对数  $\log_{10}$  后的结果; 虚线表示两个变量的线性拟合; C 表示相关系数

### 2.3 风生近惯性内波的下传

一般地, 风向海洋中输入近惯性能量主要是在风暴过境期间(D'Asaro, 1985)。在2004年6~9月, 有6个台风经过研究海区(图9), 其中6月底至7月初发生的“婷婷”、7月底发生的“南川”和8月发生的“暹芭”在K7处输入海洋的近惯性能量较强, 超过  $4 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ ; 相反地, 8月初经过的“玛瑙”由于风力较弱, 在K7处无明显增强的风生近惯性能量, 而8

月底9月初发生的“桑达”由于距离K7较远输入的近惯性能量也较小, 仅  $2 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$  (图10a)。值得注意的是, 8月中旬K7处有很强的风生近惯性能量, 最强达到  $8 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ , 此时虽然台风“鲑鱼”过境, 但其中心距离K7站位约2000 km, 风力也较弱, 因此对K7处的近惯性流不会产生直接影响。进一步基于再分析风应力资料, 利用Slab模型得到了8月13~16日风生近惯性能量的水平分布(图11), 结果发现, 在

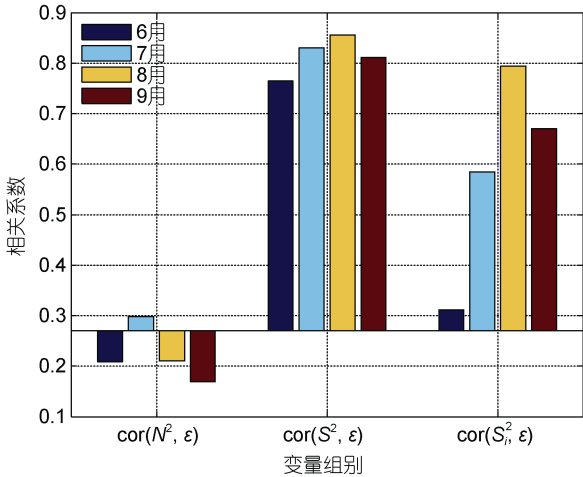


图6 2004年6~9月300~1350m垂向平均的浮力频率  $N^2$  (左)、剪切方差  $S^2$  (中)、近惯性剪切方差  $S_i^2$  (右)和耗散率的相关系数

Fig.6 Correlation coefficients between the depth-averaged (300~1350 m) dissipation rate and the buoyancy frequency (left), shear variance (middle), and near-inertial shear variance (right) in June to September, 2004  
注: 柱状图的基值为95%显著性水平

8月14日, K7 站位及其西北侧的局地风都向海洋输入了很强的近惯性能量, 在8月15日达到最强, 到了8月16日, 尽管台风“鲇鱼”的边缘掠过 K7, 但

对 K7 处近惯性能量的影响很小。总之, 8月中旬 K7 处的风生近惯性能量增强是局地风导致, 与台风“鲇鱼”无关。对于月平均的风生近惯性能量, 也是8月份最强( $1.6 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ ), 9月份最弱( $0.5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ ), 其次季节变化的位相与近惯性剪切方差及湍流混合一致。这一结果进一步说明了风生近惯性能量对调制跨等密度面湍流混合的次季节变化起着重要作用。

伴随着每个强风生近惯性能量事件, 混合层中的近惯性动能也增强, 特别是对应于8月中旬最强的风生近惯性能量, 表层0~50m的近惯性动能也达到最强  $35 \text{ J/m}^3$  (图10)。但是, 如图10所示, 风生近惯性能量与表层近惯性动能的变化幅度也有所差异, 例如台风“暹芭”和“婷婷”过境时, 风输入的近惯性能量大小相当, 但是50m以浅的近惯性动能在“暹芭”期间仅是“婷婷”期间的1/2 (图10b); 而在7月19日前后, 无台风发生且风生近惯性能量较弱, 但表层的近惯性动能却与台风“婷婷”经过时相当。相应的, 对于表层近惯性动能的次季节变化, 6~8月的大小相当, 且7月最强, 也与风生近惯性能量的变化位相不同。这些差异可能是由于台风的水平结构、路径以及局地风场和背景流等因素的不同导致(Alford *et al.*, 2016)。

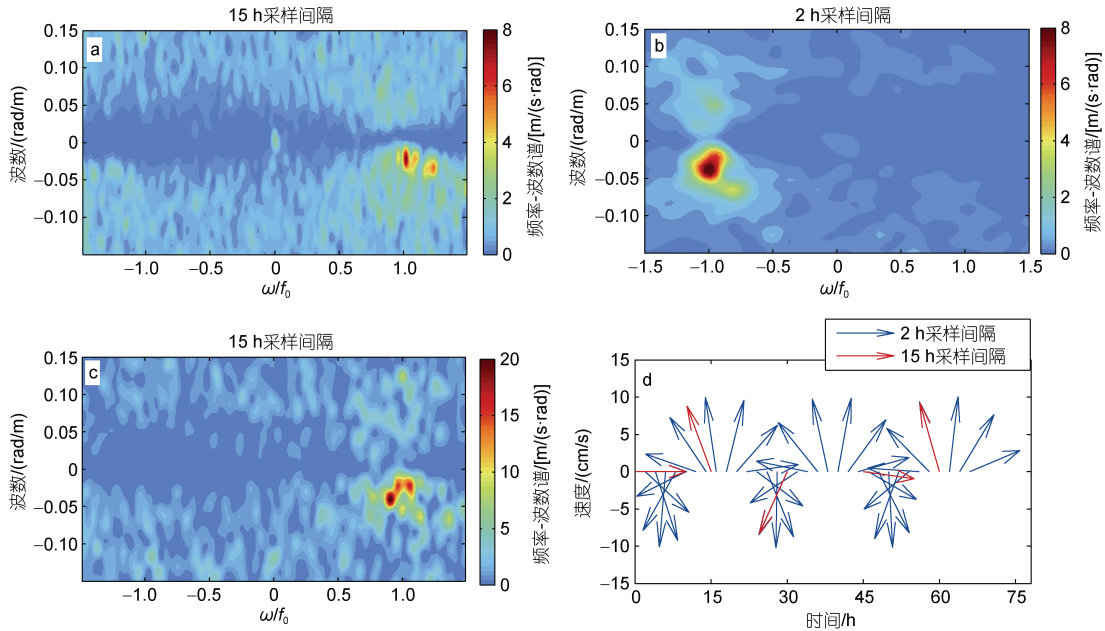


图7 基于系缆式剖面仪观测的2004年6~9月采样间隔为15h(a)、2005年1月采样间隔为2h(b)和15h(c)得到的流速剪切的频率-波数谱以及周期为22.3h随时间顺时针旋转的惯性流速的概念图(d)

Fig.7 The frequency-wavenumber spectra of complex velocity shear, calculated with moored profiler measurements from June to September 2004 that were sampled every 15 h (a), and during January 2005 that were sampled every 2 h (b) and 15 h (c), and the schematic plot (d) showing the inertial velocity of clockwise rotation with a period of 22.3 h in sampling interval

注: a~c 中横坐标是由局地惯性频率  $f_0$  或混叠惯性频率  $\tilde{f}_0$  标准化的频率,  $\omega$  表示频率; d 中以 2 h 为采样间隔的流速为顺时针旋转(蓝线), 以 15 h 为采样间隔的流速变为逆时针旋转(红线)



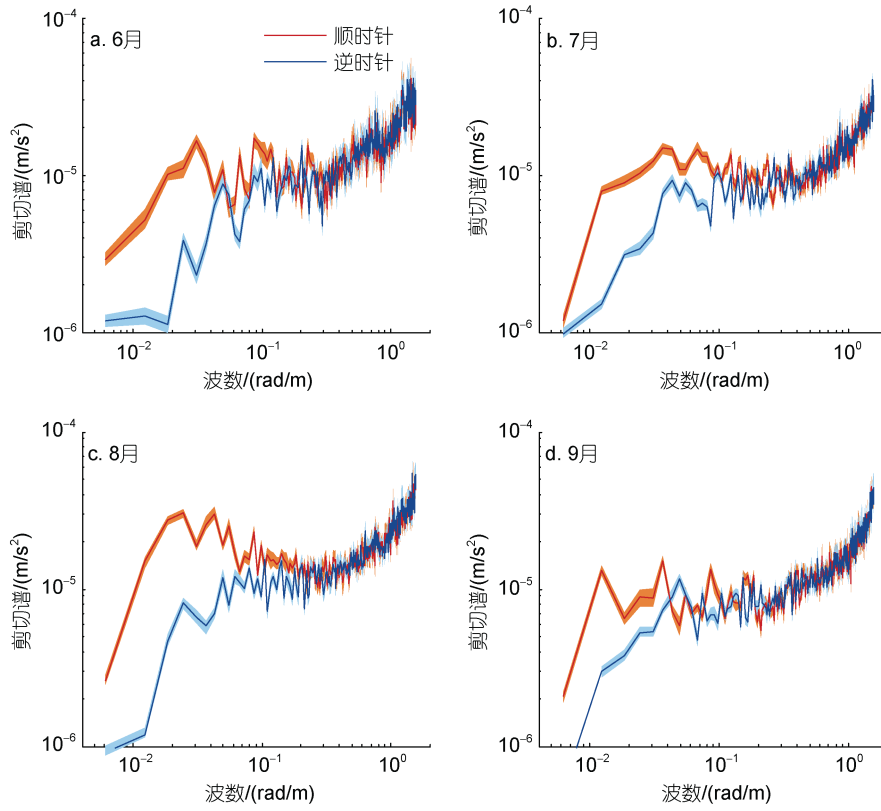


图 8 近惯性流速剪切的月平均旋转垂直波数谱

Fig.8 The mean rotary vertical wavenumber spectra of near-inertial velocity shear in June (a), July (b), August (c), and September (d)  
注: 红线(蓝线)为随深度增加顺时针(逆时针)旋转的分量; 阴影区域是基于 bootstrap 法计算的 90%置信区间

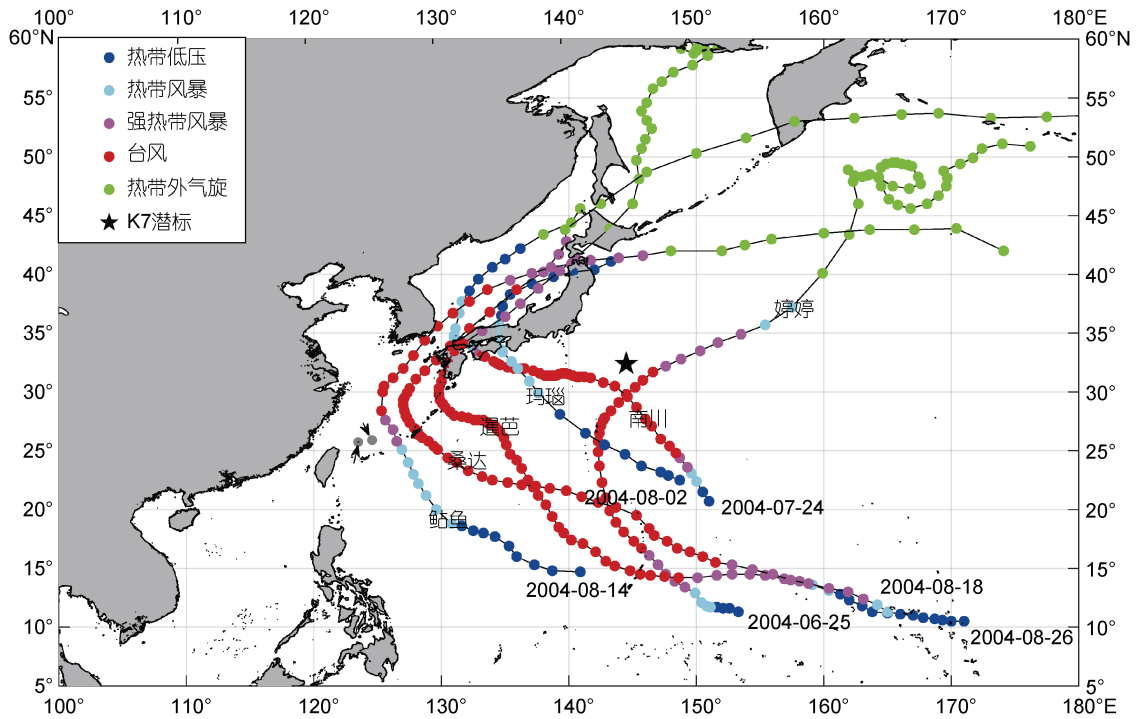


图 9 热带气旋每 6 h 的移动轨迹

Fig.9 The storm tracks every 6 h with different colors denoting their development stages

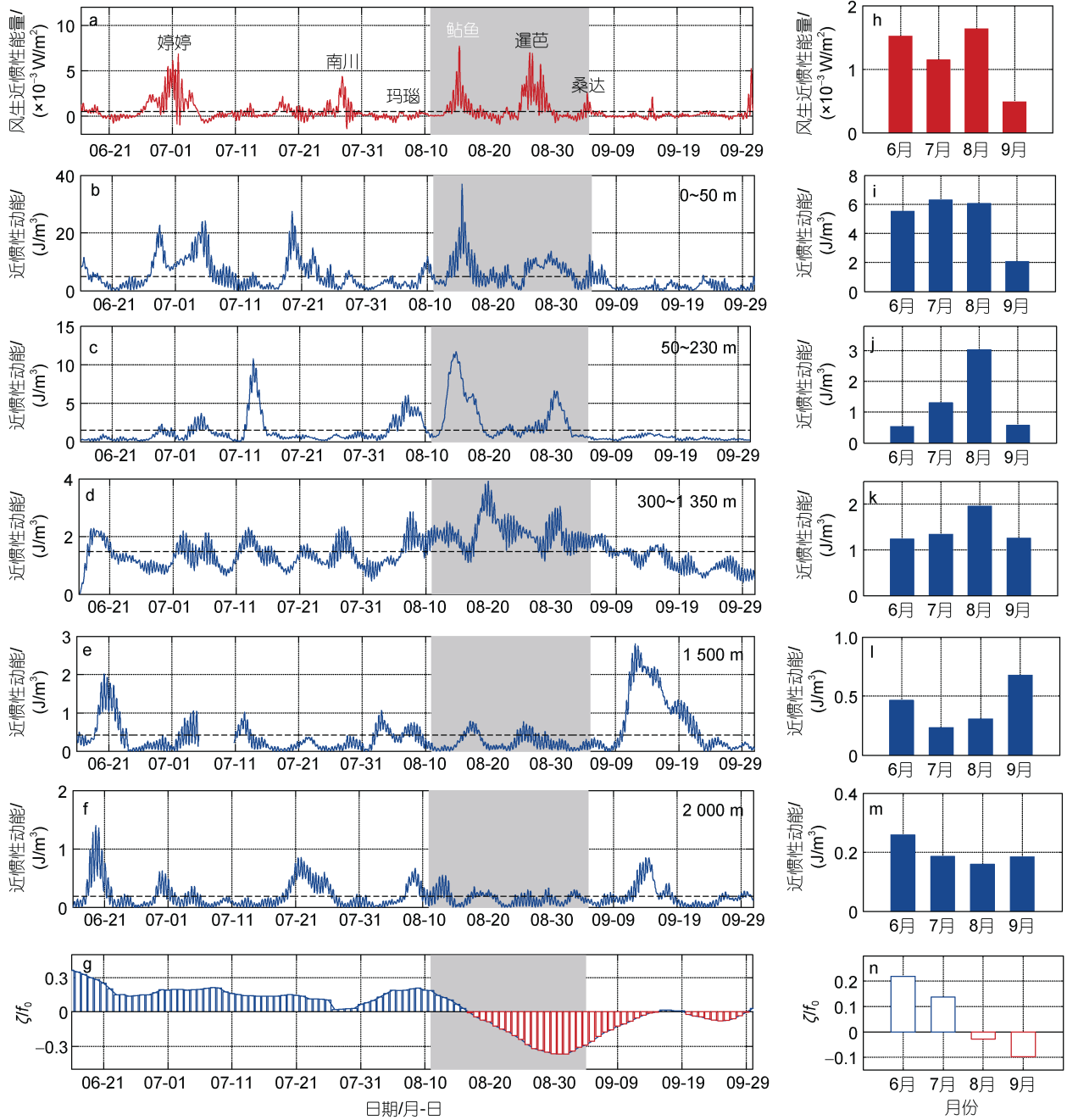


图 10 基于直接观测计算的风生近惯性能量(a, h)以及近惯性动能(b~f, i~m)和地转涡度(g, n)的时间序列

Fig.10 Time series of wind-induced near inertial energy (a, h), near-inertial kinetic energy (b~f, i~m), as well as the geostrophic vorticity (g, n)

注: b: 0~50 m 垂向平均; c: 50~230 m 垂向平均; d: 300~1 350 m 垂向平均; e: 1 500 m 处; f: 2 000 m 处; i~m: 是相应的月平均时间序列; g 和 n 中的地转涡度  $\zeta$  由局地惯性频率  $f_0$  进行了标准化, 蓝色和红色分别表示正涡度和负涡度; 30 m 以浅、300~1 350 m、1 500 m 及 2 000 m 处的近惯性动能分别是基于 ADCP、MMP 和两个海流计的观测计算得到的; 阴影区域表示估算能量通量的时间段

与表层的近惯性动能相比, 深层的近惯性动能明显减弱。在 2004 年 6~9 月期间, 50~230、300~1 350、1 500、2 000 m 的平均近惯性动能分别为 1.5、1.5、0.4、0.1 J/m<sup>3</sup>, 分别是表层 0~50 m 平均近惯性动能的 30%、30%、8%、2%, 意味着大部分的风生近惯性能

量在表层就耗散掉了。但对于 8 月中旬表层的强近惯性动能峰值, 也明显存在于次表层 50~230 m, 至 8 月 20 日出现在了 300~1 350 m 垂向平均的近惯性动能时间序列中, 而在 1 500 和 2 000 m 处消失, 这直观地显示了近惯性能量的下传(图 10b~10f)。对于月平均的

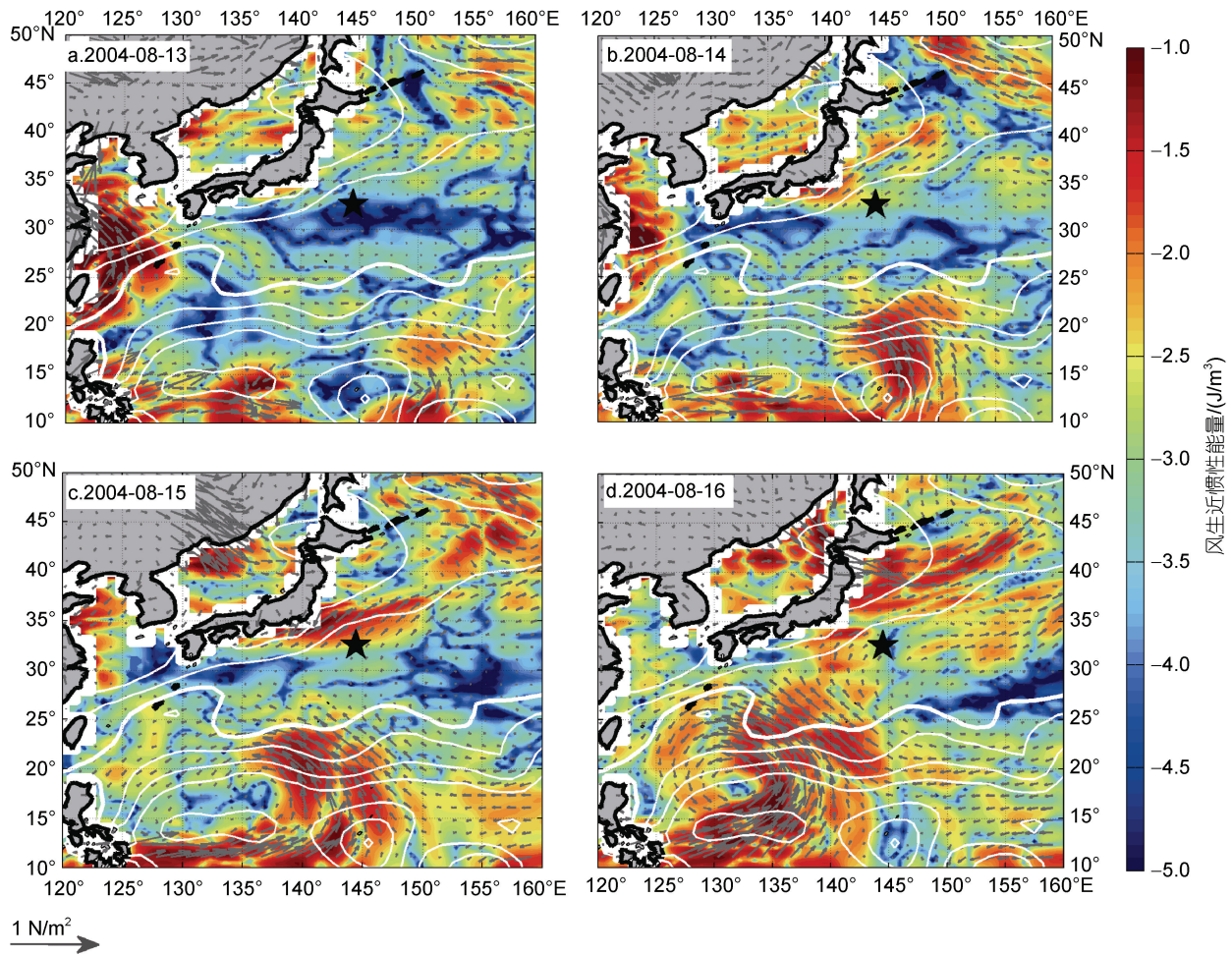


图 11 基于 Slab 模型计算的风生近惯性能量(颜色)和再分析风应力(箭头)的水平分布

Fig.11 Horizontal distribution of wind-induced near-inertial energy (color) and wind stress (arrows)

注: 风生近惯性能量是取对数  $\log_{10}$  的结果; 黑色星号表示 K7 潜标站位; 白线表示 8 月平均混合层深度, 其间隔为 5 m; 白色粗线为 15 m 等值线

近惯性动能, 50~230 和 300~1 350 m 处都是在 8 月最强, 而 1 500 和 2 000 m 处都是在 9 月最强。另外值得注意的是, 伴随着这个近惯性动能的下传, 地转相对涡度在 8 月中旬由正变负, 这一结果符合 Kunze (1985) 的理论, 即背景涡度  $\zeta_g$  能够将内波的频率下限  $f_0$  变为有效频率  $f_{\text{eff}}=f_0+\zeta_g/2$ , 因此负涡度区将捕获固有频率小于  $f_{\text{eff}}$  的近惯性内波, 促进近惯性能量下传。Martínez-Marrero 等(2019)基于观测也发现在弱风环境下, 反气旋涡中也会存在很强的近惯性内波及湍流混合。因此, 对于 8 月份增强的近惯性剪切, 除了较强的风生近惯性能量输入, 负涡度也起了一定作用。

图 12 显示了 2004 年 8~9 月近惯性动能随深度的变化, 可以看到伴随着表层近惯性流增强, 次表层 100~150 m 处也存在一个明显的近惯性动能极大值。Chen 等(2013)也曾台风“浣熊”经过南海西北部时

发现类似现象, 他们指出近惯性动能的表层峰值主要由第一斜压模态主导, 而次表层峰值是由高阶垂直模态决定。进一步通过将傅里叶变换的流速针对正负波数进行分离, 可得到近惯性流速的上传和下传信号。图 12b~12c 显示了近惯性动能及其下传分量的深度-时间分布, 其中对于流速, 我们进行了 Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) 近似以消除层结的影响 (Alford *et al.*, 2012)。从中可以明显看到一个很强的近惯性内波波包从 8 月 14 日的 300 m 处下传, 至 9 月 4 日到达 1 300 m, 下传速度约为  $5.5 \times 10^{-4}$  m/s, 在此期间平均下传的近惯性动能约为  $1.61 \text{ J/m}^3$ , 超过上传动能的 3 倍。

#### 2.4 能量收支分析

针对图 12 中的强近惯性内波波包, 我们进一步分析了其下传期间即 8 月 11 日至 9 月 4 日的垂向能

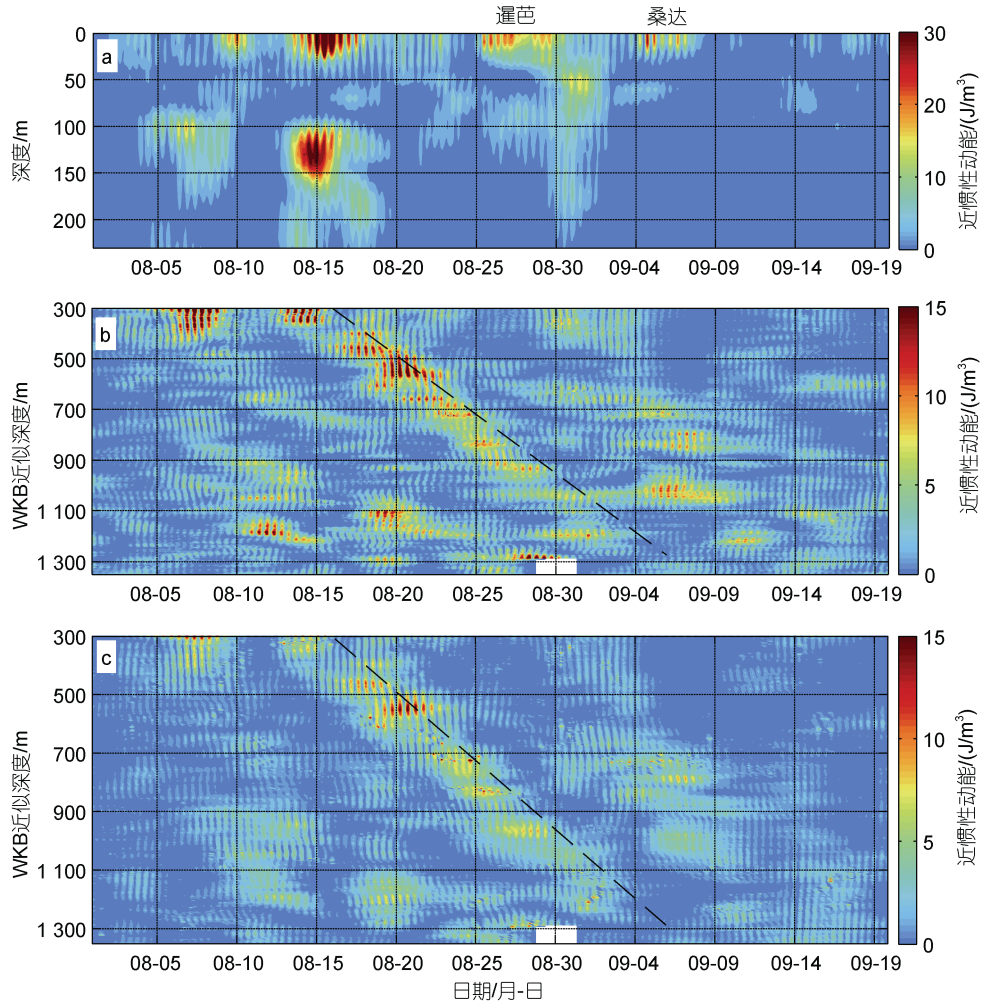


图 12 230 m 以浅的近惯性动能(a)以及 300~1 350 m 处 Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB)修正后的总近惯性动能(b)及其下传分量(c)

Fig. 12 Time-depth distribution of near-inertial kinetic energy in the upper 230 m (a), and the total (b) and downward-propagating near-inertial kinetic energy (c) within 300~1 350 m, being WKB-scaled

注: 黑色虚线表示近惯性内波波包下传; b 和 c 的空白处表示无数据

量通量。根据 Leaman (1976)和 Jaimes 等(2010), 垂向能量通量可计算如下:

$$F_z = \int_k \rho_0 \phi(k) \times C_{gz}(k) dk, \quad (10)$$

其中,  $k$  是垂直波数,  $\phi$  是近惯性流速的波数谱,  $C_{gz}$  是垂直群速度, 参考 Rossby 等(1976)可估算如下:

$$C_{gz}(k) \approx -2f_0 \delta / k, \quad (11)$$

其中,  $\delta$  是观测到的惯性频率  $f_{obs}$  与局地科氏频率  $f_0$  之间的差异。

为了得到  $f_{obs}$ , 我们对 ADCP 观测的 0~230 m 处 8 月 11 日至 9 月 4 日的流速进行了谱分析, 结果如图 13a 所示。可以看到, 谱值在近惯性频段明显增大,  $f_{obs}$  在 0~230 m 的平均值为 0.267 rad/h, 比  $f_0$  小 5%。因此, 对于上传和下传的能量, 分别设置  $\delta$  为 -0.05 和 0.05。

计算 300~1 350 m 处 WKB 近似的近惯性流速的(旋转)垂向波数谱, 结果如图 13b 所示, 在波数小于 0.06 rad/m, 即波长大于 100 m 时, 其主要由随深度顺时针旋转的分量主导, 即近惯性能量以下传为主导, 这与前文中的谱分析结果一致。最终, 估算得到下传的近惯性能量通量  $F_z^{down}$  为  $1.2 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ , 是上传能量通量  $F_z^{up}$  的 4 倍。考虑到 1 350 m 以深的近惯性内波远弱于 300~1 350 m 的内波(图 10, 12), 这里得到的  $F_z^{down}$  可以近似看作是 300 和 1 350 m 之间的能量通量差异。同时, 300~1 350 m 垂向平均的耗散率为  $2.3 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ 。因此, 下传的近惯性能量  $F_z^{down}$  为湍流混合提供了 52% 的能量, 证实了近惯性能量对于维持深海跨等密度面湍流混合确实起着重要作用。此

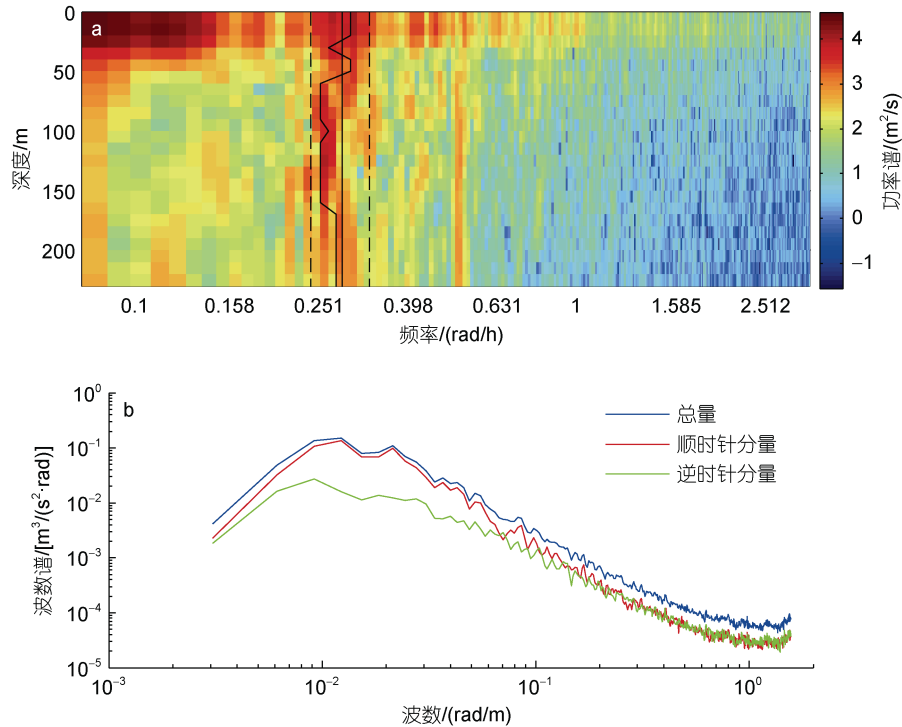


图 13 ADCP 观测水平流速的功率谱(a)以及基于系统式剖面仪观测的 300~1 350 m 处 WKB 修正近惯性流速的旋转波数谱 (b)

Fig. 13 Power spectra of the ADCP measured horizontal velocity (a), and the rotary wavenumber spectra of the WKB-scaled near-inertial velocity within 300~1 350 m obtained from moored profiler measurements (b)

注: a 中的功率谱是取对数  $\log_{10}$  后的结果, 黑色细实线表示局地惯性频率  $f_0$ , 黑色虚线分别表示  $0.85f_0$  (左) 和  $1.15f_0$  (右), 粗实线表示近惯性频率峰值

外, 在这期间的平均风生近惯性能量为  $1.7 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ , 这意味着其 71% 下传至深海。我们同样估算了 2004 年 6~7 月的能量收支, 结果发现仅有 18% 的风生近惯性能量下传, 与 Alford 等(2012)在东北太平洋得到的结果(12%~33%)一致。进一步比较 8~9 月和 6~7 月两个时间段的平均地转涡度分别为  $-0.15f_0$  和  $0.16f_0$ , 这一结果也显示了负地转涡度对于近惯性能量向深海穿透的促进作用(Kunze, 1985)。

为了检验以上能量通量估算的准确性, 我们又对 2005 年 1 月 4~14 日地转涡度也是负值时的垂向近惯性能量通量进行了计算。为了便于比较, 这里也采用了由 MMP 观测得到的 15 h 采样间隔的去混叠的近惯性流速。结果表明, 此时的近惯性频率  $f_{\text{obs}}$  比局地惯性频率  $f_0$  小 8%, 下传能量通量  $F_z^{\text{down}}$  是  $3.6 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ , 约为上传能量通量  $F_z^{\text{up}}$  的 4 倍。这一结果与 Jing 等(2014)基于对同期的 2 h 采样间隔的流速进行二维频率-波数谱分析得到的下传能量通量  $3.5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$  一致。可见, 我们利用去混叠的近惯性流速计算的能量通量结果是可信的。此外, 这期间的平均风生近惯性能量是  $4.8 \times 10^{-3}$

$\text{W/m}^2$ , 而平均垂向积分的耗散率为  $5.5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ 。因此, 风输入的近惯性能量有 75% 下传, 为深海湍流混合提供了 65% 的能量。通过比较可以看到, 尽管 2004 年 8 月 11 日至 9 月 4 日的风生近惯性能量较弱, 但其能量下传效率及其对深海跨等密度面湍流混合的贡献与 2005 年 1 月 4~14 日相当。

### 3 结论

本文基于黑潮延伸体区的 K7 潜标观测资料, 利用细尺度参数化方法分析了跨等密度面湍流混合的次季节变化, 发现了一系列现象如下:

K7 处 300~1 350 m 的湍流混合存在明显的次季节变化, 表现在 2004 年 8 月份的平均耗散率是  $2.7 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , 是同年 9 月份的 3 倍。湍流混合的这一次季节变化与风生近惯性内波的剪切方差密切相关。

在 2004 年 6~9 月有 6 个台风经过研究海区, 其中有 4 个在 K7 处输入了大量的近惯性能量。在 8 月中旬, K7 处的风生近惯性能量最强达到  $35 \text{ J/m}^3$ , 此时虽然台风鲑鱼过境, 但由于其距离观测站位较远

且风力较弱,而对 K7 处的近惯性能量无明显影响,因此这里的风生近惯性能量增强是一局地现象,由局地风导致。伴随着风输入海洋中的近惯性能量增强,K7 处的地转涡度也在 8 月中旬由正变负,相应地,一个强近惯性内波波包下传至 1 300 m。能量收支分析显示,在 8 月 11 日至 9 月 4 日期间,K7 处的平均风生近惯性能量为  $1.7 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$ ,其中约有 71% 下传,为 300~1 350 m 的跨等密度面耗散提供了 52% 的能量。相比之下,在 2004 年 6~7 月,地转涡度为正时,仅有 18% 的风生近惯性能量下传。因此,8 月份的负地转涡度也促进了近惯性能量的下传,从而使得跨等密度面湍流混合增强。

总之,与台风过境时在海洋混合层中激发出较强的近惯性内波进而促进海洋混合的情况不同,本文研究结果表明,在正常风或弱风环境下,在负的背景涡度中,也会存在较强的近惯性能量及湍流混合。Martínez-Marrero 等(2019)在大西洋中也观测到这一现象。已有理论研究指出,在水平方向上,近惯性内波从正涡度区向负涡度区辐射(Lee *et al*, 1998),而在垂直方向上,负背景涡度也能促进近惯性内波下传(Kunze, 1985)。因此可以推测以上现象可能广泛存在于开阔海洋中。

另外,对于西北太平洋风生近惯性能量向下传播的穿透深度,已有一些研究通过比较风生近惯性能量和湍流混合的季节变化,间接估算得到的结果是 600~1 800 m (如 Jing *et al*, 2010, 2011; 闫晓梅等, 2014; Li *et al*, 2014)。而在本文中,我们通过直接分析黑潮延伸体区的近惯性流速,发现局地风引起的强近惯性内波能够下传 1 300 m,为风生近惯性内波在调制深海湍流混合次季节变化中所起的重要作用提供了更直观的证据。然而,除了垂向传播,风生近惯性内波也能水平传播,但后者无法从单个锚定站位观测中确定。因此,为了获取近惯性内波的所有特性,更深入地理解其对深海跨等密度面湍流混合的影响,也为了验证我们的以上猜测,提高关于海洋对正常风和弱风的近惯性响应的认识,今后仍需基于更多的现场观测以及高分辨率数值模式进行分析研究。

### 参 考 文 献

- 闫晓梅,李颖,徐永生. 西北太平洋跨等密度面湍流混合的时空变化分析[J]. 海洋与湖沼, 2014, 45(6): 1148-1157
- 祝从文,刘伯奇,左志燕,等. 东亚夏季风次季节变化研究进展[J]. 应用气象学报, 2019, 30(4): 401-415.
- ALFORD M H, 2001. Internal swell generation: The spatial distribution of energy flux from the wind to mixed layer near-inertial motions [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 31(8): 2359-2368.
- ALFORD M H, 2003. Improved global maps and 54-year history of wind-work on ocean inertial motions [J]. *Geophysical Research Letters*, 30(8): 1424.
- ALFORD M H, CRONIN M F, KLYMAK J M, 2012. Annual cycle and depth penetration of wind-generated near-inertial internal waves at Ocean Station Papa in the northeast Pacific [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 42(6): 889-909.
- ALFORD M H, Mackinnon J A, SIMMONS H L, *et al*, 2016. Near-inertial internal gravity waves in the ocean. *Annual Review of Marine Science*, 8: 95-123.
- CHELTON D B, SCHLAX M G, SAMELSON R M, 2011. Global observations of nonlinear mesoscale eddies [J]. *Progress in Oceanography*, 91(2): 167-216.
- CHEN G X, XUE H J, WANG D X, *et al*, 2013. Observed near-inertial kinetic energy in the northwestern South China Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10): 4965-4977.
- D'ASARO E A, 1985. The energy flux from the wind to near-inertial motions in the surface mixed layer [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 15(8): 1043-1059.
- FURUICHI N, HIBIYA T, NIWA Y, 2008. Model-predicted distribution of wind-induced internal wave energy in the world's oceans [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C9): C09034.
- GARGETT A E, 1990. Do we really know how to scale the turbulent kinetic energy dissipation rate  $\epsilon$  due to breaking of oceanic internal waves? [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 95(C9): 15971-15974.
- GREGG M C, KUNZE E, 1991. Shear and strain in Santa Monica Basin [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 96(C9): 16709-16719.
- GREGG M C, SANFORD T B, WINKEL D P, 2003. Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters [J]. *Nature*, 422(6931): 513-515.
- HU S J, LIU L L, GUAN C, *et al*, 2020. Dynamic features of near-inertial oscillations in the Northwestern Pacific derived from mooring observations from 2015 to 2018 [J]. *Journal of Oceanology and Limnology*, 38(4): 1092-1107.
- INOUE R, WATANABE M, OSAFUNE S, 2017. Wind-induced mixing in the North Pacific [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 47(7): 1587-1603.
- JAIMES B, SHAY L K, 2010. Near-inertial wave wake of Hurricanes Katrina and Rita over mesoscale oceanic eddies [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 40(6): 1320-1337.
- JIANG J, LU Y Y, PERRIE W, 2005. Estimating the energy flux from the wind to ocean inertial motions: The sensitivity to surface wind fields [J]. *Geophysical Research Letters*, 32(15): L15610.
- JING Z, CHANG P, DIMARCO S F, *et al*, 2015. Role of near-inertial internal waves in subthermocline diapycnal mixing in the Northern Gulf of Mexico [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 45: 3137-3154.

- JING Z, WU L X, 2010. Seasonal variation of turbulent diapycnal mixing in the northwestern Pacific stirred by wind stress [J]. *Geophysical Research Letters*, 37(23): L23604.
- JING Z, WU L X, 2013. Low-frequency modulation of turbulent diapycnal mixing by anticyclonic eddies inferred from the HOT time series [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 43(4): 824-835.
- JING Z, WU L X, 2014. Intensified diapycnal mixing in the midlatitude western boundary currents [J]. *Scientific Reports*, 4: 7412.
- JING Z, WU L X, LI L, *et al*, 2011. Turbulent diapycnal mixing in the subtropical northwestern Pacific: Spatial-seasonal variations and role of eddies [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C10): C10028.
- JING Z, WU L X, MA X H, *et al*, 2016. Overlooked role of mesoscale winds in powering ocean diapycnal mixing [J]. *Scientific Reports*, 6(1): 37180.
- KUNZE E, 1985. Near-inertial wave propagation in geostrophic shear [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 15(5): 544-565.
- KUNZE E, FIRING E, HUMMON J M, *et al*, 2006. Global abyssal mixing inferred from lowered ADCP shear and CTD strain profiles [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 36(8): 1553-1576.
- KUNZE E, KENNELLY M A, SANFORD T B, 1992. The depth dependence of shear finestructure off point arena and near pioneer seamount [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 22(1): 29-41.
- LEAMAN K D, 1976. Observations on the vertical polarization and energy flux of near-inertial waves [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 6(6): 894-908.
- LEE D K, NIILER P P, 1998. The inertial chimney: The near-inertial energy drainage from the ocean surface to the deep layer [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 103(C4): 7579-7591.
- LI Y, XU Y S, 2014. Penetration depth of diapycnal mixing generated by wind stress and flow over topography in the northwestern Pacific [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(8): 5501-5514.
- MARTINEZ-MARRERO A, BARCELÓ-LLULL B, PALLAS-SANZ E, *et al*, 2019. Near-inertial wave trapping near the base of an anticyclonic mesoscale eddy under normal atmospheric conditions [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(11): 8455-8467.
- MUNK W, WUNSCH C, 1998. Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing [J]. *Deep Sea Research I*, 45(12): 1977-2010.
- NAGAI T, ROSALES QUINTANA G M, DURÁN GÓMEZ G S *et al*, 2021. Elevated turbulent and double-diffusive nutrient flux in the Kuroshio over the Izu Ridge and in the Kuroshio Extension [J]. *Journal of Oceanography*, 77(1): 55-74.
- OSBORN T R, 1980. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 10(1): 83-89.
- POLLARD R T, MILLARD R C, 1970. Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations [J]. *Deep Sea Research*, 17: 813-821.
- POLZIN K L, TOOLE J M, SCHMITT R W, 1995. Finescale parameterizations of turbulent dissipation [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 25(3): 306-328.
- RAINVILLE L, JAYNE S R, CRONIN M F, 2014. Variations of the north Pacific Subtropical Mode water from direct observations [J]. *Journal of Climate*, 27(8): 2842-2860.
- RAY R D, MITCHUM G T, 1997. Surface manifestation of internal tides in the deep ocean: Observations from altimetry and island gauges [J]. *Progress in Oceanography*, 40(1/4): 135-162.
- ROSSBY H T, SANFORD T B, 1976. A study of velocity profiles through the main thermocline [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 6(5): 766-774.
- SUN H, YANG Q X, ZHAO W, *et al*, 2016. Temporal variability of diapycnal mixing in the northern South China Sea [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(12): 8840-8848.
- WATANABE M, HIBIYA T, 2002. Global estimates of the wind-induced energy flux to inertial motions in the surface mixed layer [J]. *Geophysical Research Letters*, 29(8): 64-1-64-3.
- WHALEN C B, TALLEY L D, MACKINNON J A, 2012. Spatial and temporal variability of global ocean mixing inferred from Argo profiles [J]. *Geophysical Research Letters*, 39(18): L18612.
- WHITT D B, NICHOLSON S A, CARRANZA M M, 2019. Global impacts of subseasonal (<60 day) wind variability on ocean surface stress, buoyancy flux, and mixed layer depth [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(12): 8798-8831.
- WUNSCH C, FERRARI R, 2004. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36: 281-314.
- ZHAI X M, GREATBATCH R J, EDEN C, *et al*, 2009. On the loss of wind-induced near-inertial energy to turbulent mixing in the upper ocean [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 39(11): 3040-3045.

## SUBSEASONAL VARIATION OF TURBULENT DIAPYCNAL MIXING IN THE KUROSHIO EXTENSION REGION

YAN Xiao-Mei<sup>1, 2, 3</sup>, ZHANG Lin-Lin<sup>1, 2, 3</sup>, PANG Chong-Guang<sup>1, 2, 3</sup>

(1. *Key Laboratory of Ocean Circulation and Waves, Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China;*  
2. *Laboratory for Ocean Dynamics and Climate, Pilot National Laboratory for Marine Science and Technology (Qingdao), Qingdao 266237, China;* 3. *Center for Ocean Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Qindao 266071, China*)

**Abstract** Diapycnal mixing in the ocean affects the heat and freshwater transport, overturning circulation as well as global climate changes. Understanding the variability of diapycnal mixing is important for improving the ability of climate models to simulate and predict the large-scale ocean circulations. Based on a finescale parameterization method, the subseasonal variation of turbulent diapycnal mixing in the Kurshio Extension region was analyzed using measurements of a long-term mooring deployed here. During June to September 2004, the inferred diapycnal mixing exhibits significant month-to-month variation. Within 300~1 350 m, the mean dissipation rate in August is  $2.7 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , which is about 3 times of the value in September. This significant subseasonal variation of the diapycnal mixing is closely related to that of near-inertial shear variance, which is associated with the wind-induced near-inertial internal waves. In particular, in mid-August, the moderate local wind induces strong near-inertial waves that could reach 1 300 m depth. Energy budget analysis indicates that for the total near-inertial wind work of  $1.7 \times 10^{-3} \text{ W}/\text{m}^2$  in August, about 71% can radiate into the deep ocean and accounts for 52% of the energy required for diapycnal dissipation. Besides, the deep penetration of near-inertial waves is suggested to be facilitated by the negative geostrophic vorticity at that time. This study provides direct evidence for the important role of wind-induced near-inertial waves in modulating low-frequency variation of diapycnal mixing in deep ocean.

**Key words** turbulent diapycnal mixing; subseasonal variation; near-inertial internal waves; Kuroshio extension region