

# 中南半岛近海偶极子演变过程研究\*

裘 是 陈学恩 唐声全

(中国海洋大学海洋与大气学院 青岛 266100)

**摘要** 中南半岛近海偶极子结构是指在夏季与越南离岸流伴生的一对中尺度涡现象,其中气旋涡位于离岸流北侧,反气旋涡位于离岸流南侧,偶极子结构对于中南半岛近海水文要素具有重要影响。本文基于卫星高度计数据和 HYCOM 海洋模式的模拟结果,以 2012 年为例研究了该偶极子的演变过程,结果表明:偶极子结构 7 月出现,9 月初鼎盛,10 月消失;鼎盛时,两个涡旋直径均大于 300km,在温跃层引起的最大位温异常可达 $\pm 5^{\circ}\text{C}$ 。垂向结构上,反气旋涡呈中心对称,而气旋涡有非对称性,且影响深度大于反气旋涡。在 200m 以下,气旋涡有随深度增加向东倾斜的趋势,而反气旋涡有随深度增加向西偏移的趋势,但该趋势在 200m 层以上并不显著。对偶极子涡旋区域进行能量分析,结果表明偶极子能量主要来自于越南离岸流提供的正压和斜压能量,即越南离岸流区域是偶极子结构的主要能量源,局地风场对偶极子结构的维持也具有重要作用。能量既可以由离岸流输送给涡旋,也可以从涡旋向离岸流转化,但总体上是离岸流向涡旋提供能量。

**关键词** 中尺度涡;偶极子结构;越南离岸流;风应力旋度

**中图分类号** P731 **doi:** 10.11693/hyh20200100003

南海是西北太平洋最大的边缘海,具有丰富的中尺度涡(兰健等, 2006; Xiu *et al.*, 2010; Lin *et al.*, 2015; 郑全安等, 2017)。在南海西南部中南半岛沿岸存在着一支具有明显季节变化的强流,称为南海西边界流(Wu *et al.*, 1998; 刘勇刚等, 2000; Wang *et al.*, 2010; Fang *et al.*, 2012)。夏季南海西边界流结构比较复杂,其南部由卡里马塔海峡北上至  $11^{\circ}$ — $12^{\circ}\text{N}$  附近越南近岸的流动较为稳定,随后此流动转向东形成离岸流,称为越南离岸流(Kuo *et al.*, 2000; Xie *et al.*, 2007)。其表层最大流速超过  $1\text{m/s}$ ,且存在明显的月际变化和年际变化(Wang *et al.*, 2010; 李晗等, 2017)。

此海域一个重要的海洋现象是中尺度涡的偶极子结构,即分别存在于越南离岸流南北两侧的一对反气旋和气旋涡。该现象已由卫星高度计、现场观测和气候态资料等证实:Shaw 等(1994)对南海气候态资料分析得出,8 月在越南以东海域存在偶极子结构;刘勇刚等(2000)通过“向阳红 14 号”调查船 1998 年夏季走航观测发现越南近海有冷暖涡交替出现的现象;

Wang 等(2006)基于多年卫星高度计数据得出该偶极子具有显著的年际变化;Chen 等(2010)利用 SODA 数据分析表明偶极子结构对局地温盐跃层的位置深度有明显影响。近年对该海域的观测数据逐渐增多,Hu 等(2011)基于对 2007 年 9 月在越南海区实地观测的气旋冷涡进行分析,发现该气旋涡在水平方向和垂向上均呈现非对称性;张洪欣等(2017)利用布设在中南半岛外海的潜标数据,捕获到 9 月出现的气旋冷涡及对应的偶极子结构。

前人也从机制上对该偶极子结构进行了探讨:有学者认为偶极子结构由越南离岸流发展而来(Xie *et al.*, 2007; Gan *et al.*, 2008; Li *et al.*, 2015; Xiang *et al.*, 2016),也有学者认为,局地风应力旋度的输入是形成偶极子结构的主要机制(Cai *et al.*, 2007; 闫桐等, 2015)。此外,程旭华等(2005)推测该偶极子结构的出现可能与 8 月越南近岸的上升流有关;Wang 等(2006)推测由南海西边界流输入的涡度是偶极子的主要形成原因。可见,前人对该偶极子的机理尚未达成共

\* 国家重点研发计划“海洋仪器设备规范化海上试验”,2016YFC1401300 号。裘 是,硕士研究生, E-mail: 506213803@qq.com

通信作者: 陈学恩,教授, E-mail: xchen@ouc.edu.cn

收稿日期: 2020-01-04, 收修改稿日期: 2020-02-06

识。此外, 由于现场观测较少, 对于偶极子结构的垂向特征还有待进一步的认识。

针对目前中南半岛近海偶极子结构垂向特征、影响机制不明确现状, 为研究其演变特征和机制, 本文基于 Tang 等(2019)的 HYCOM(Hybrid Coordinate Ocean Model)海洋模型( $1/25^\circ \times 1/25^\circ \cos \theta$ ,  $\theta$ 表示纬度)给出的高分辨率的南海数值模拟资料, 以 2012 年为例, 研究了中南半岛近海偶极子结构演变过程、生消时间及垂向结构, 从能量分析的角度对影响偶极子的因素进行探究, 以揭示潜在的影响机制。

之所以选取 2012 年为例, 是因为多位学者的研究表明, 2012 年中南半岛近海偶极子结构同历年相比强度(生成时间等)接近平均水平(Chu *et al.*, 2017; Xia *et al.*, 2018), 对研究该偶极子有较好的代表性。本文章节安排如下: 第一部分介绍数据和涡旋识别方法; 第二部分刻画偶极子结构, 并描述其演变过程; 第三部分是依据数值模拟结果, 对偶极子结构进行能量分析, 研究其主要能量来源; 第四部分为结论。

## 1 数据来源和分析方法

### 1.1 卫星高度计数据

本文使用的海表面绝对动力高度数据(Absolute Dynamic Topography, ADT)来自 AVISO(the Archiving, Validation and Interpolation of Satellite Oceanographic data project; <http://www.aviso.oceanobs.com/>), 空间分辨率为  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ , 时间分辨率为 1d。

### 1.2 数值模式数据

本文模式数据取自 Tang 等(2019)基于 HYCOM 海洋模型给出的南海 2012 年日平均数据, 该模型针对南海的模拟范围为( $4^\circ$ — $24^\circ\text{N}$ 、 $98.4^\circ$ — $124.4^\circ\text{E}$ ), 数据分辨率为  $0.04^\circ \times 0.04^\circ \cos \theta$ , 垂向密度分 22 层, 后插值到 40 层深度层。地形数据来自于 GEBCO (General bathymetric chart of the oceans)大洋地势图数据, 精度为  $30'' \times 30''$ 。强迫场来自 2012 年美国海军全球大气预报系统 NOGAPS (Navy Operational Global Atmospheric Prediction System) 数据 (<https://www.hycom.org>), 强迫场时间分辨率为 3h。

### 1.3 涡旋识别方法

本文使用的涡旋识别方法为 OW 参数法(Okubo, 1970; Weiss, 1991), 基于公式(1)给出的物理量  $W$  可以描述旋转和变形在海水流动的相对重要性(Chelton *et al.*, 2011)。

$$W = (v_x + u_y)^2 + (u_x - v_y)^2 - (v_x - u_y)^2, \quad (1)$$

其中  $u$ 、 $v$  分别表示东西和南北方向流速, 下标表示微分方向。

采用  $W < -0.2\sigma$  判据来识别潜在涡旋, 其中  $\sigma$  表示空间均方根。涡旋核心定义为  $7 \times 7$  网格范围内海平面异常高度的极值。涡旋半径  $R$  定义为等涡旋面积的圆的半径。

OW 方法多应用于表层涡旋要素的提取, 针对海表面以下的涡旋识别, Nencioli 等(2010)提出基于流场几何特征探测涡旋的方法, 以闭合流线最外侧作为涡旋边缘, 流速极小值作为涡旋中心。故本文对表层涡旋核心和轨迹识别时采用 OW 方法, 垂向结构分析中提取涡旋边缘时使用 Nencioli 等(2010)提出的方法。此外, 为避免风场和 Ekman 层对上层流场的影响导致识别的涡旋面积偏小, 本文以 50m 层深度为起点向下提取涡旋边缘。

本文对涡旋轨迹的追踪方法参考了 Zhang 等(2019)在南海对于中尺度涡的统计研究并针对中南半岛近岸中尺度涡识别调整了部分参数, 具体定义为,  $t+1$  时刻的涡旋同  $t$  时刻的同一涡旋相比, 空间距离小于 1 个纬距, 涡旋面积满足  $t$  时刻的  $2.5^{-1}$ — $2.5$  倍, 自身直径大于 50km, 涡旋振幅(涡旋核心极值与涡旋边缘海表面高度异常(Sea Surface Height Anomaly, SSHA)之差)大于 0.06m。

## 2 偶极子形态

基于 OW 方法, 分析 HYCOM 模式数据, 识别中南半岛近海中尺度涡, 得出在 2012 年 6 月 1 日—10 月 31 日期间三个时间较长的涡, 分别记为气旋涡 CE1、CE2 和反气旋涡 WE1, 上述 3 个涡的具体轨迹见图 1。其中, CE1 和 WE1 构成偶极子, 两者存在的时间均为 7 月中旬—10 月初。

为避免模式与 AVISO 数据的参考面选取不同而造成计算 SSHA 时数值上的影响, 将模式输出的海表面高度数据与卫星高度计的绝对动力高度数据作如下处理: 两者取各自网格点的在 2012 年的平均值作为参考面, 分别减去参考面, 得到对应的 SSHA。

通过对比同期卫星高度计海表面高度异常数据及数值模拟数据(图 2), 两者在鼎盛时期(即 9 月初)气旋涡(反气旋涡)涡旋半径相近, 其中气旋涡涡旋半径在 100km 以上, 反气旋涡涡旋半径在 150km 以上(图 2b, 2f); 均再现了 8 月底 9 月初偶极子结构中气旋涡 SSHA 等值线向东南侧延伸的结构, 以及 9 月中旬从气旋涡(CE1)中脱裂出另一气旋涡(CE2)的双冷涡

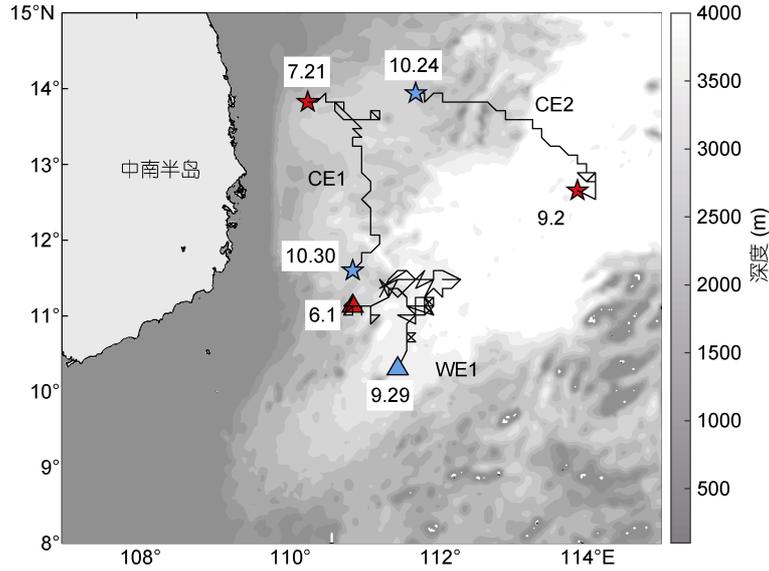


图 1 中南半岛近海夏季中尺度涡轨迹图

Fig.1 The trajectories of mesoscale eddies near the Indochina peninsula in summer

注: 红色(蓝色)五星、三角分别表气旋涡(CE1、CE2)、反气旋涡(WE1)在该时间段起(终)点位置; 6.1 表示该涡旋在 6 月 1 日时的位置, 10.31 表示该涡旋在 10 月 31 日时的位置; 黑线表示涡旋核心位置随时间轨迹, 填充图为水深

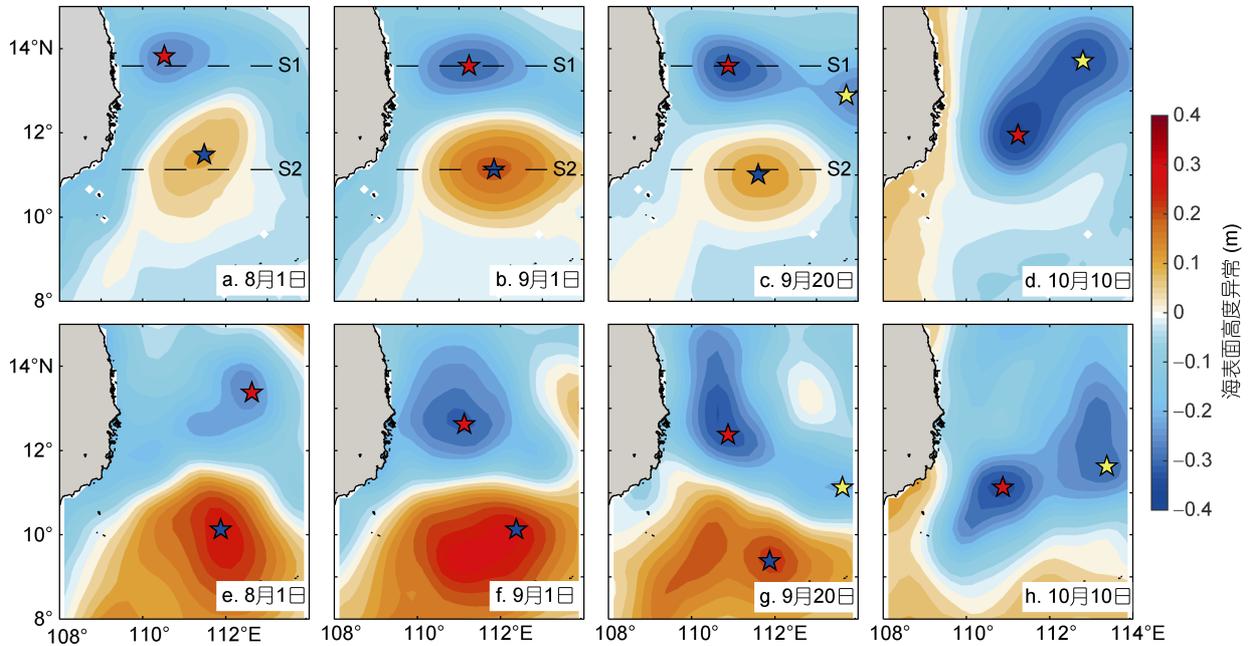


图 2 2012 年中南半岛近海海表面高度异常(Sea Surface Height Anomaly, SSHA)分布图

Fig.2 The SSHA near the Indochina peninsula

注: a, b, c, d 分别为模拟 2012 年 8 月 1 日、9 月 1 日、9 月 20 日、10 月 10 日的 SSHA 分布, e, f, g, h 为同时刻卫星高度计数据; 五星表示涡旋核心位置, 红、黄、蓝色分别为气旋涡 CE1、CE2, 反气旋涡 WE1; 虚线为垂向分析选取的断面位置

并存现象, 以往学者的偶极子模拟中未能再现该现象。同时, 两者所给出的偶极子生成与消亡时刻较为接近(误差小于一周)。

综上所述, 本次模拟很好地重现了 2012 年中南半岛近海中尺度涡偶极子结构的演变过程, 结果可用于后续分析。

### 2.1 偶极子演变过程分析

为定量分析特定涡旋的演变过程, 取涡旋物理特征量如下: 涡动能(EKE)定义为  $(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/2$ , 其中  $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$  代表由海表面异常高度算得的地转流流速; 能量密度  $EI=EKE/(\pi R^2)$ , 其中  $R$  代表涡旋半径; 涡度  $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ , 以上数据均取涡旋内部平均值。涡旋的

拉伸形变定义为  $\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$ , 剪切形变定义为  $\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$ 。

根据 Zhang 等(2018)的研究, 为凸显涡旋周围流场对其的影响, 拉伸和剪切形变的计算范围应取环形区域(其中, 环内径为  $0.5R$ , 环外径为  $1.5R$ ,  $R$  表示涡旋半径)。各涡旋的 6 个物理特征量日变化见图 3。

具体的偶极子演变过程为: 离岸流南侧的反气旋涡(WE1)在 6 月已出现, 而气旋涡(CE1)到 7 月中旬

才在离岸流以北形成(图 1), 偶极子结构初现。此时反气旋涡旋面积是气旋涡的两倍, 能量密度为气旋涡的 1/2。此后气旋涡不断发展, 到 7 月底涡旋面积增长至与反气旋涡相近(图 3a)。在气旋涡生成初期, 其涡度波动幅度较大, 甚至出现越过零值线的现象(图 3c), 其原因可能是数值平均所致, 较大的拉伸形变造成涡旋边缘处涡度较低为负值, 而涡旋核心此时较弱, 平均后出现负值。

8 月初到中旬, 气旋涡 CE1 与反气旋涡 WE1 面积缓慢增长, 到 8 月 15 日前后, 两涡旋的能量密度出现峰值(图 3d)。到 8 月中下旬偶极子结构迅速发展, 在此期间气旋涡受到剪切形变较强而拉伸形变较弱, 而反气旋涡受到的剪切形变和拉伸形变都偏低, 较为稳定; 两涡核心区域 SSHA 绝对值都增大 0.1m 左右(图 2c)。

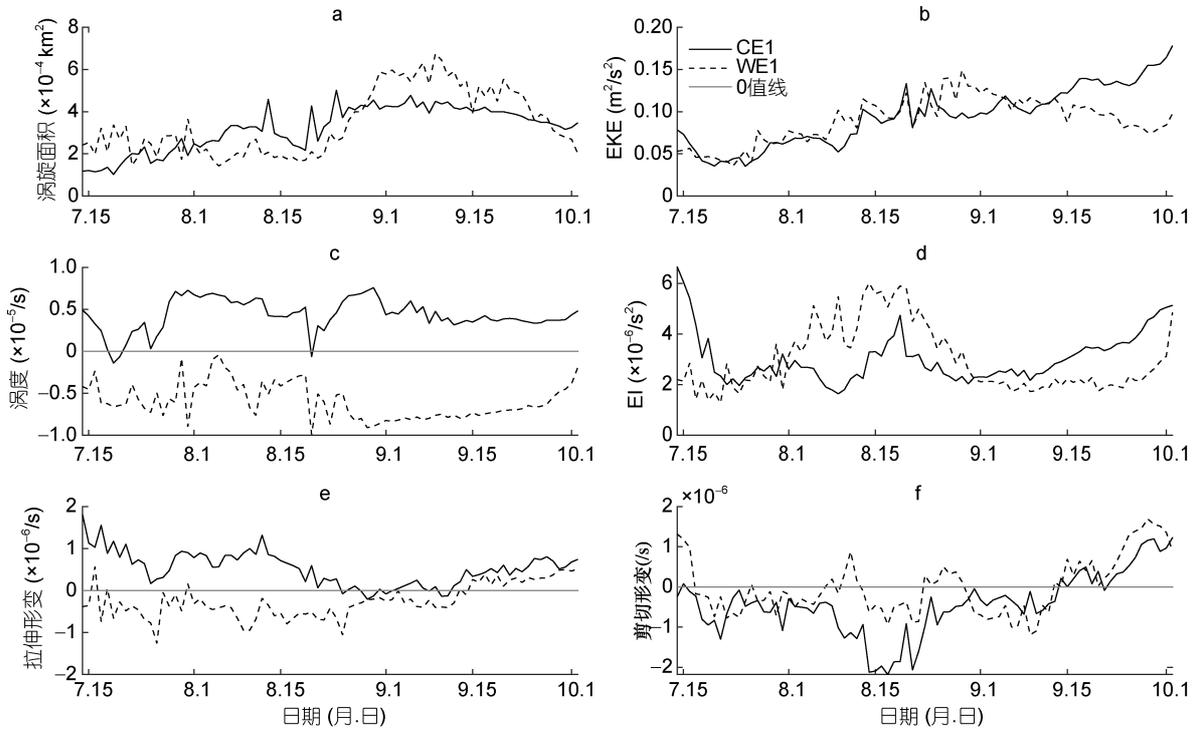


图 3 偶极子结构存在期间表层涡旋物理特征日变化

Fig.3 Daily variation of mesoscale eddies characters from CE1 (solid lines) and WE1 (dashed lines) in the dipole's lifecycle

9 月初偶极子结构达到鼎盛, 鼎盛期从 9 月初持续至 9 月中旬, 维持两周左右。在鼎盛期反气旋涡的涡旋面积大于气旋涡面积。在此期间, 随着气旋涡强度增加, 其东南侧 SSHA 等值线向外延伸(图 2c), 并逐渐脱落出另一气旋涡 CE2, 此后 CE1 面积趋于稳定, 维持在  $4 \times 10^4 \text{km}^2$  左右。到 9 月下旬, 偶极子结构减

弱, 两涡旋向南移动, WE1 涡度逐渐减小。到 10 月初, WE1 消失, 偶极子结构消亡。

注意到, 在偶极子演变过程中, 气旋涡受到的应力形变(应力形变等于剪切形变与拉伸形变的平方和)绝对值更大: 在 CE1 生成初期, 其形变主要由拉伸形变主导, 发展至 8 月中旬后主要由剪切形变主导, 这

表明气旋涡受到的外力作用更强。

## 2.2 偶极子垂向结构

为了进一步研究偶极子对于海洋内部的影响, 对应偶极子发展期、鼎盛期和消亡期, 选取 8 月 1 日、9 月 1 日、9 月 20 日三个时刻, 分析纬向断面 S1、S2 在不同时期的垂直结构(图 4、5)。断面 S1、S2 由鼎盛期代表时刻 9 月 1 日偶极子结构涡旋核心位置定义, 其中 S1 为气旋涡(CE1)核心位置纬向断面, S2 为反气旋涡(WE1)核心位置纬向断面, 具体位置见图 2。偶

极子次表层结构与 Chen 等(2010)实测结果相近, 可用于分析。

各时刻偶极子对于温盐跃层抬升或下沉幅度及涡旋半径最大值出现深度见表 1。由于温跃层与盐跃层的位置与厚度相近, 故温盐跃层的变化幅度由涡旋中心同周围海区的温跃层深度差决定。参考 Zhang 等(2017)研究, 选取  $18^{\circ}\text{C}$  等位温线变化幅度作为温跃层变化幅度的标志, 变化幅度正值表温盐跃层抬升, 负值表温盐跃层下沉。

表 1 各时期涡旋对于温盐跃层抬升幅度和涡旋半径最大值深度  
Tab.1 The eddy effect on the thermocline and its depth of maximum radius in different periods

发生阶段	类型	温盐跃层变化幅度(m)	最大半径位置(m)
发展期	气旋涡	30	0—25
	反气旋涡	-50	0—25
鼎盛期	气旋涡	30	75—100
	反气旋涡	-45	0—25
消亡期	气旋涡	40	0—25
	反气旋涡	-30	0—25

在偶极子结构发展期(图 4, 5a, d, g), 两涡旋半径的最大值皆出现在表层, 随深度增涡旋半径逐渐减小, 即在垂向上呈碗状结构。由于此时偶极子结构尚未完全发展, 气旋涡仅在 150m 层以上可被识别, 反气旋涡由于存在时间更久, 识别深度达 200m 左右。在表层 WE1 涡旋边缘存在两个高温低盐水体(图 5d), 其中靠西一侧的水体具有很强的盐度锋面; 而在温盐跃层以下, 水体温度差异不大。这一情况在盐度分布中更加明显, 等盐度线趋向于和等深面平行。而此时期气旋涡 CE1 所在区域温盐跃层以下, 等温(盐度)线起伏较大: 以  $15^{\circ}\text{C}$  等位温线为例, 其最大深度变化可达到近 50m, 显示出对于温盐跃层以下的水体水文要素影响上, 偶极子结构中气旋涡强于反气旋涡, 反气旋涡 WE1 对温盐跃层以下水体的水文要素影响很小。

到 9 月初, 偶极子结构进入鼎盛期。此时海区内的温盐跃层以上的温盐分布呈均匀阶梯状分布, 表层盐度值减小, 温度小幅升高, 两涡旋可在 300m 层以深识别。反气旋涡的涡旋半径最大值出现在表层, 涡旋半径在 150km 左右, 整体呈碗型结构; 而气旋涡水平半径最大值出现在 75—100m 层, 半径超过 150km, 整体呈透镜型。在 250m 层处 WE1 的涡旋半径已缩小到 50km 左右, 而气旋涡半径仍然维持在 100km 以上, 即气旋涡在 200m 层以下仍强盛, 气旋

涡的影响深度显著大于反气旋涡。

9 月下旬, 受风场变化的影响(图 8), 偶极子结构进入消亡期。在此时期, 反气旋涡明显减弱, 识别深度在 200m 层以浅, 表层南北方向流速由 0.5m/s 减弱到 0.3m/s; 对气旋涡来说, 其靠岸一侧表层南向流由 0.3m/s 增加到 0.6m/s, 涡旋半径最大值出现在表层。在背景流增强的情况下, 其垂向结构却明显收缩, 以在 200m 层为例, 在该深度上气旋涡 CE1 的涡旋半径由鼎盛期近 150m 缩小至 50m 左右, 减弱迅速。

整体来看, 偶极子结构的两涡旋都有由近岸端向远岸端发展的趋势: 起初气旋涡只能影响近岸到  $111.5^{\circ}\text{E}$  以西的区域, 到鼎盛期东扩至  $113^{\circ}\text{E}$  以西区域; 同样地, 反气旋 WE1 与气旋涡 CE1 的运动轨迹(图 1)显示, 两者在生成后有明显向东移动的趋势。

另一个值得注意的是, 在气旋涡发展的各阶段, 靠岸一(西)侧的北向流速数值上皆强于离岸(东)侧的南向流速。在 8 月初, CE1 表层出现超过 0.3m/s 的南向流速, 而直到 9 月才在其离岸侧的表层出现超过 0.3m/s 的北向流; 到 9 月下旬, 南向流在表层数值上可达 0.6m/s, 其中超过 0.3m/s 的流层向下扩展到 150m 层左右, 而离岸侧超过 0.3m/s 的北向流仍局限在表层。此外, 以流速零线为界, 在气旋涡发展的各阶段流速零线的位置更靠岸界一侧, 在气旋涡离岸侧经向流速梯度更大, 显示出气旋涡结构上具有非

对称性;而在反气旋涡发展的阶段,经向流速沿涡旋核心对称分布。由上述 2.1 中分析,相较反气旋涡,气旋涡受到的应力形变更强,该特征或许是导致其垂向结构呈现非对称的原因。

对 2012 年 7 月 15 日—9 月 15 日的模式数据取时间平均,给出偶极子的三维结构(图 6),位温异常由模式南海区域(4°—24°N、98.4°—124.4°E)同期同深度层的位温平均决定,选取该时段分析的原因为,此时段风场较为稳定(见图 8),且涵盖了偶极子结构的生成发展阶段及鼎盛期。

由图 6 可见,中南半岛近岸流速最大值多出现在东向的越南离岸流,其路径在表层向东延伸至 114°E。随着深度的增加,越南离岸流影响范围逐渐减小,但到 600m 层仍能影响 113°E 以西区域。偶极子涡旋引起的位温异常主要存在于 100—150m 层,数值上达±5°C,冷异常覆盖的海区范围更广。

从海表面向下至 200m 层,反气旋涡面积大于气旋涡;但在 200m 以下,反气旋涡迅速减弱,到 600m 层几乎消失,而气旋涡仍可在 800m 层中被识别。从垂向结构来看,在 200m 层以深,气旋涡有随深度向

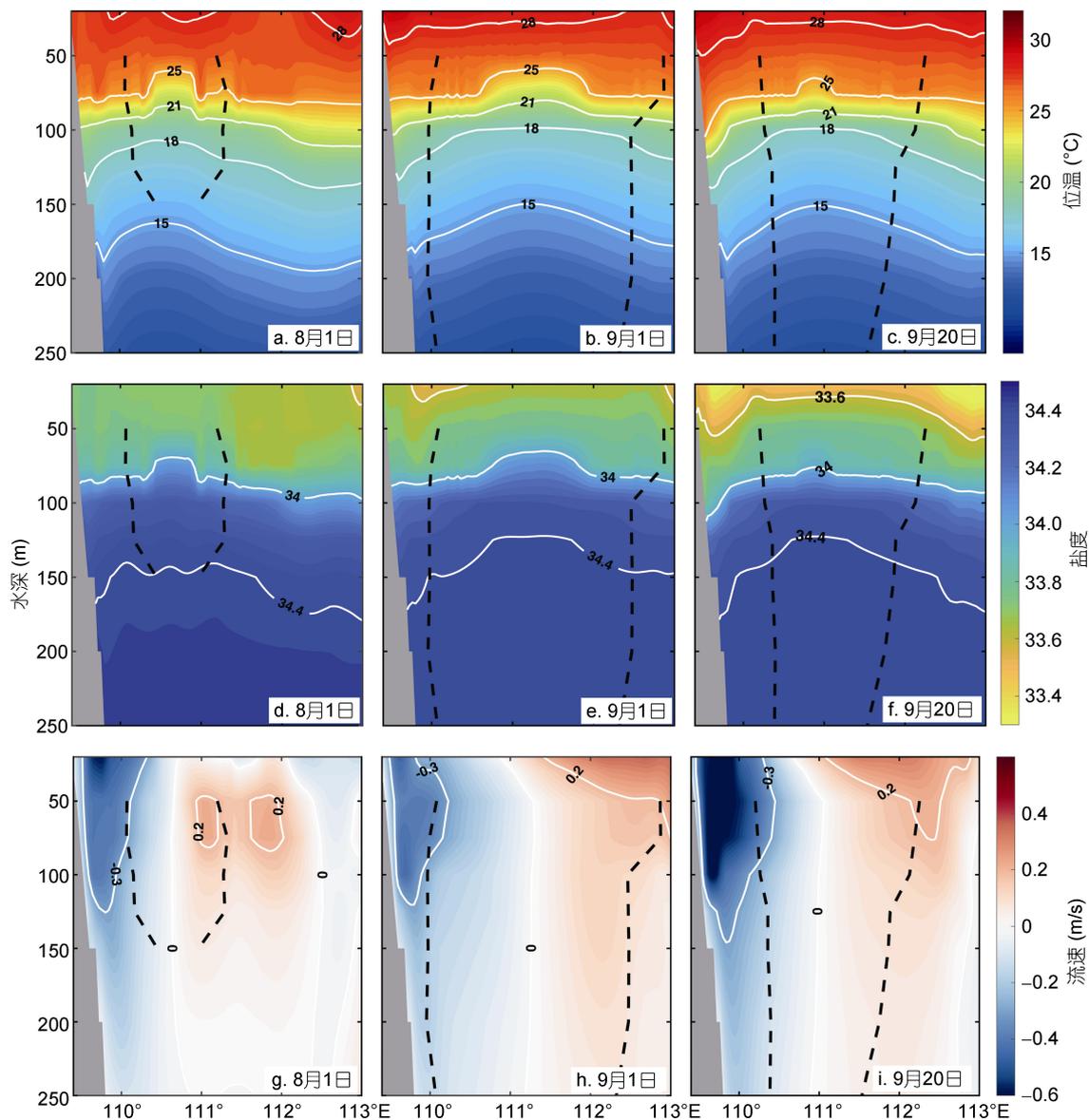


图 4 气旋涡(CE1)核心位置垂向断面 S1 分布图

Fig.4 Profile of cyclonic mesoscale(CE1)vertical structure

注: 黑色虚线表示涡旋边缘, 图 5 同

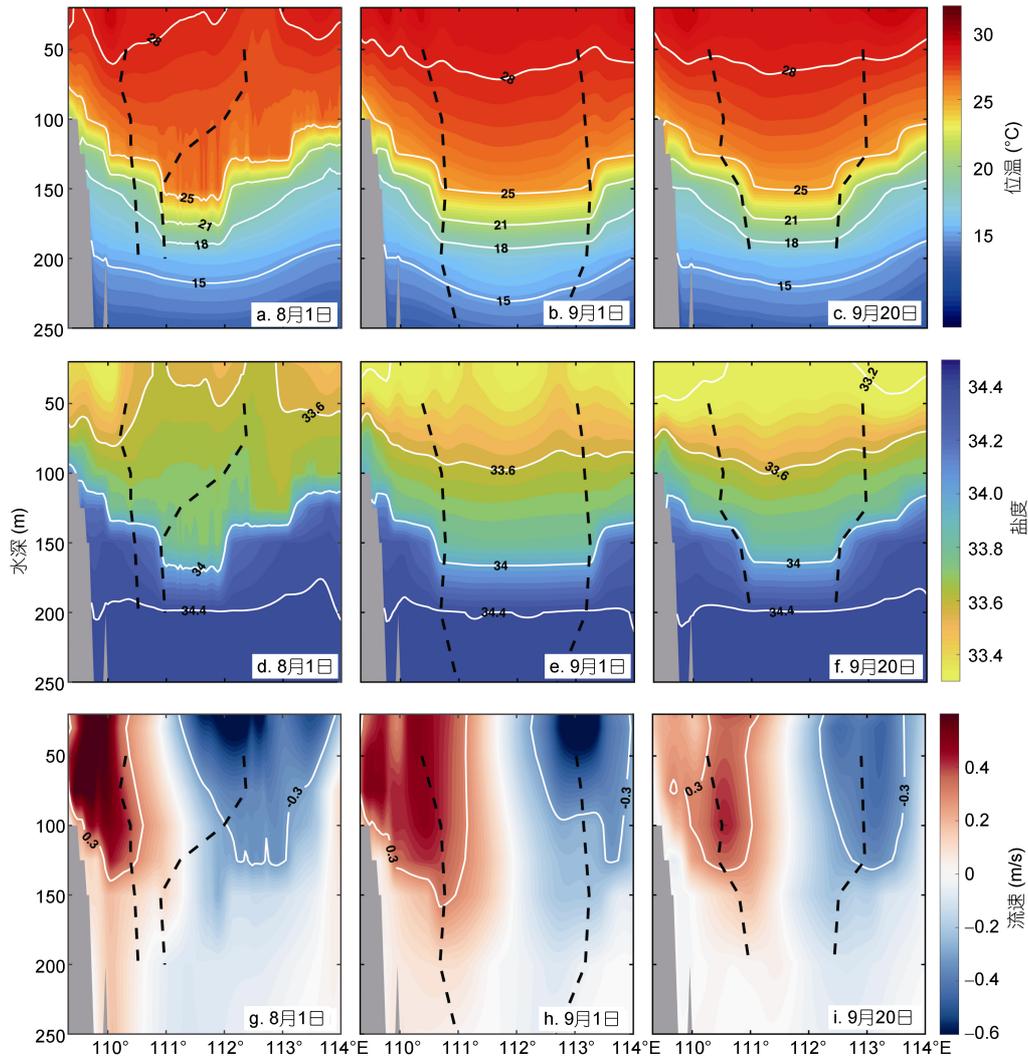


图 5 反气旋涡(WE1)核心位置垂向断面 S2 分布图  
Fig.5 Profile of anticyclonic mesoscale(WE1)vertical structure

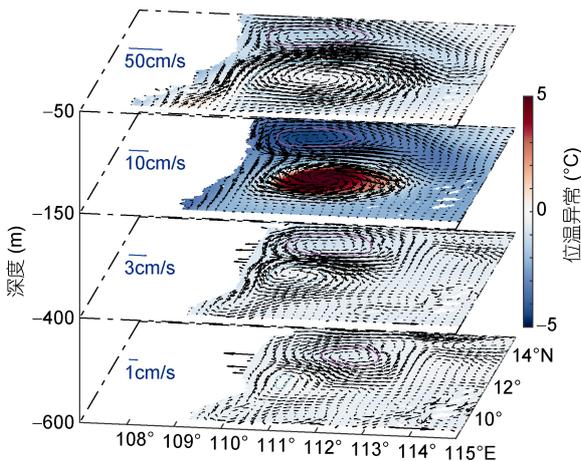


图 6 偶极子平均三维结构

Fig.6 Three-dimensional structure of the dipole  
注: 矢量箭头表示流速; 玫红色表示气旋涡(CE1)涡旋边缘, 蓝色表示反气旋涡(WE1)涡旋边缘

东(离岸侧)偏移的趋势, 而反气旋涡有随深度向西(靠岸侧)偏移的趋势, 但上述趋势在 200m 层以上并不显著。

### 3 偶极子能量分析

上述分析表明偶极子结构与越南离岸流有着紧密的联系为进一步分析离岸流和风场与偶极子的关系, 通过能量分析对偶极子涡旋的能量生成源地进行探究。根据 Böning 等(1992)的研究, 正压能量转化率(BT)、斜压能量转化率(BC)和风场对涡旋的影响(WW)可定义为:

$$BC = -\int \frac{g^2}{\rho N^2} \overline{v' \rho'} \times \nabla_h \overline{\rho} dz, \quad (2)$$

$$BT = -\int \rho_0 \frac{\delta u_i}{\delta x_j} \overline{u'_i u'_j} dz, \quad (3)$$

$$WW = \overline{\tau_w \times v'_0}, \quad (4)$$

其中,  $\rho' = \rho(x, y, z, t) - \bar{\rho}(x, y, z)$ , 其余物理量撇号含义同理; 上划线表示时间平均,  $i, j$  表示微分方向,  $\rho_0 = 1026 \text{g/cm}^3$ ,  $N^2 = -g \frac{\partial \rho_b(z)}{\partial z} / \rho_0$ ,  $\rho_b(z)$  为水平空间平均和时间平均的一维结果,  $\tau_w$  表示风应力,  $v'_0$  表示海表面流速异常。

仍然选取模拟偶极子结构的生成至鼎盛时期(2012 年 7 月 15 日—9 月 15 日)进行时间平均, 海平面高度平均结果见图 7a; 斜压能量转化(图 7b)正

(负)值表示平均流(涡)有效位能向涡(平均流)有效位能转化, 正压能量转化(图 7c)正(负)值表示平均流(涡)动能向涡(平均流)动能转化, 上述两项结果取海表面至 200m 层积分; 风对涡旋的能量输入(WW)见图 7d。

### 3.1 越南离岸流的影响

由图 7 得, 在海区内, 涡旋正压和斜压能量的正值分布主要集中在越南离岸流主轴区域而非西边界流区。为进一步探究越南离岸流对涡旋能量的输送, 以  $109.5^\circ\text{--}114^\circ\text{E}$ ,  $11.25^\circ\text{--}13.5^\circ\text{N}$  范围(区域 A)作为离岸流影响区域计算 BC、BT、WW 项能量转化, 结果见表 2。

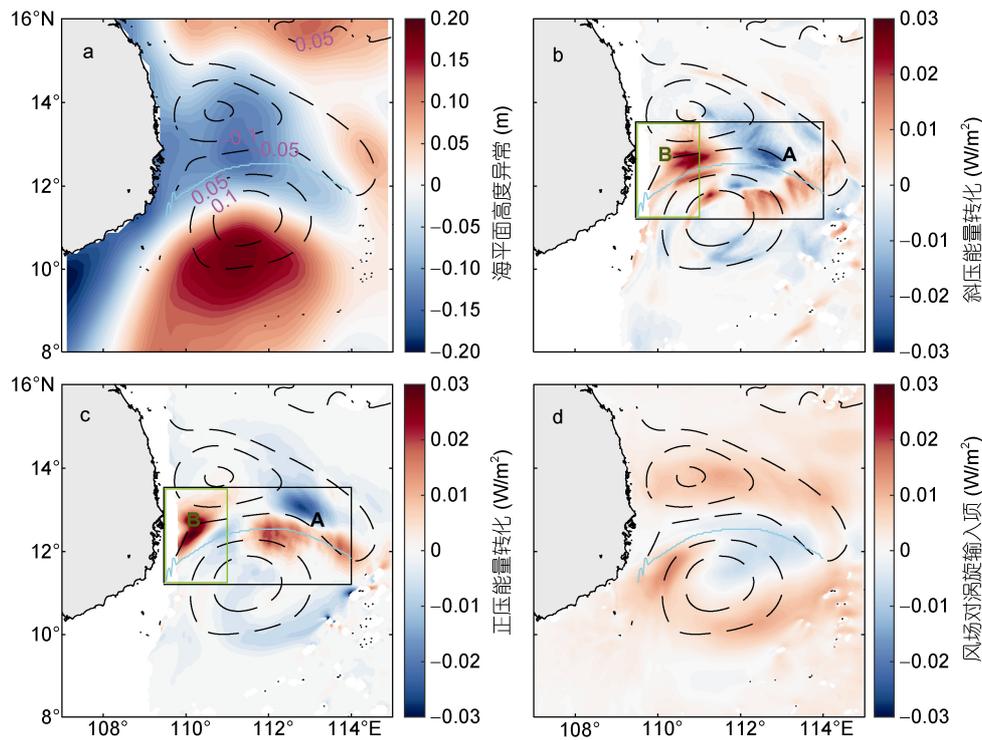


图 7 中南半岛近海海平面高度异常(a), 斜压能量转化(b)正压能量转化(c)及风场对涡旋输入项(d)分布(单位:  $\text{W/m}^2$ )

Fig.7 The SSHA(a), BC (b), and BT(c), WW(d) near Indo-China Peninsula

注: a 为卫星高度计数据, 其余为模式数据; 黑色虚线表示模式给出的该时期平均海平面高度异常等值线, 黑(绿)框 A(B)区域表示越南离岸流(上游)影响区域

表 2 离岸流区域 A 的 BC、BT、WW 能量转化

Tab.2 The energy conversion of BC, BT, and WW in Vietnam offshore current region

能量转化项	总转化正值(W)	总转化负值(W)	净转化(W)
斜压(BC)	$(5.5 \pm 9.2) \times 10^8$	$-(2.9 \pm 5.4) \times 10^8$	$(2.5 \pm 14.6) \times 10^8$
正压(BT)	$(5.4 \pm 9.9) \times 10^8$	$-(2.6 \pm 5.6) \times 10^8$	$(2.8 \pm 15.5) \times 10^8$
风场作用(WW)	$(3.3 \pm 14.3) \times 10^8$	$-(1.7 \pm 15.6) \times 10^8$	$(1.6 \pm 29.9) \times 10^8$

注: ±后数值表示标准差

在所选取时段, 风场向海洋输送的能量数值上显著低于 BC、BT 项, 即在离岸流区域, 风对涡旋的能量输入(约为  $1.6 \times 10^8 \text{W}$ )不及离岸流向涡旋输入能量(约为  $5.3 \times 10^8 \text{W}$ )的 1/3, 由离岸流向涡旋提供的能量中 43%由斜压转化而来, 57%由正压转化, 净转化能量上正压和斜压在数值上相差不大, 即偶极子涡旋的主要能量来源由正压和斜压能量共同提供。

对于正压不稳定来说, 在离岸流上游区域 B( $109^\circ\text{E}$ — $111^\circ\text{E}$ ,  $11.5^\circ\text{N}$ — $13.5^\circ\text{N}$ ), 离岸流流速主要为东西向分量( $u$ ), 而在其南北两侧的西边界流流速主要为南北向速度分量( $v$ ), 即在离岸流区域 B 南北两侧的东西向分量( $u$ )较小, 易形成水平方向的流速剪切, 该剪切易形成正压不稳定进而向反气旋涡和气旋涡输入能量。

对于斜压不稳定来说, 斜压转化项(BC)与密度梯度分布有关, 而密度受温度的影响显著, 对区域内 0—200m 层位温异常分布研究得, 在离岸流南北两侧分布着正温度异常和负温度异常(温度异常分布与 SSHA 分布图相近, 故图略), 平均温度异常可达  $\pm 3^\circ\text{C}$ , 即离岸流区域为位温异常梯度的高值区。据学者研究, 在夏季越南近岸会出现上升流(Xie *et al.*, 2003, 2007), 其携带到海洋上层的冷水通过离岸流输送到南海中部, 而在离岸流南侧为暖水区, 即离岸流区域存在较强的温度锋面。由上述分析离岸流区域易形成水平方向的温度锋面, 引起密度分布不均, 受此影响在离岸流区域易产生斜压不稳定, 将平均有效位能向涡有效位能转化。故离岸流是形成正压不稳定和斜压不稳定的主要源地。

由图 7 注意到, 不仅离岸流会向涡旋提供正压和斜压能量, 涡旋反过来也会向平均流输送正压和斜压能量(即出现图 7b, c 负值区), BC、BT 转化项的负值集中在气旋涡和反气旋涡东南侧, 其中以气旋涡东南侧负值尤为显著; 考虑到在离岸流上游为 BC、BT 的正值区, 而负值区出现在离岸流的中下游, 且涡动能和涡有效位能向平均流的转化有利于离岸流的发展, 故涡旋向离岸流提供的正压和斜压能量使得离岸流进一步发展, 影响范围由  $109^\circ\text{E}$  以西一直延伸到  $114^\circ\text{E}$  附近。

此外, 在离岸流区域  $112^\circ\text{E}$  附近又产生第二个 BC、BT 正值主区域, 其中正的斜压能量转化集中在反气旋涡东侧及离岸流主轴区域, 正的正压能量转化值集中在反气旋涡东北侧; 该部分能量有利于中

尺度涡的维持及发展, 并为第二个气旋涡(CE2)的产生提供能量。即涡旋在发展过程中会将一部分涡能输送到平均流, 从而有利于离岸流的维持和发展, 而离岸流在维持和发展过程中会向涡旋输送能量, 促进涡旋的维持及发展。但总体来看, 离岸流向涡旋输送的能量大于涡旋向离岸流输送的能量。

### 3.2 风场的影响

为探究风场对偶极子结构的影响, 首先分析 2012 年中南半岛夏季近海风场及风应力旋度分布(图 8), 数据来自于 HYCOM 官网提供的 NOGAPS 强迫场。

在 6—8 月中南半岛近海盛行西南季风, 风应力旋度分布场呈偶极子型: 在  $11^\circ\text{N}$  以北主要分布正的风应力旋度场, 而在  $10^\circ\text{N}$  以南主要为负的风应力旋度场。偶极子风应力场的位置与中南半岛近海偶极子结构位置相近。

到 9 月中南半岛近海风场迅速变化, 偶极子型风应力旋度场明显减弱。在  $13^\circ\text{N}$  以南依然盛行西南风, 近岸  $10^\circ\text{—}12^\circ\text{N}$  区域正的旋度场强度有所减弱, 而南侧负的旋度场几乎看不到, 即偶极子式风应力旋度场中负旋度场先消失。该特征也与偶极子结构中反气旋涡先消失相呼应, 在 9 月中旬以后反气旋涡 WE1 迅速减弱并消亡。

但在 3.1 讨论中离岸流区域风应力作用输送的能量(图 7d)在量值上小于离岸流向涡旋输送的正压及斜压能量, 表明在此区域风并非涡旋能量的主要源地, 但其对涡旋的影响不可忽略。以图 7 中区域为例, 正压和斜压能量转化的涡能量主要集中在离岸流区域, 但风能的输入在研究区域几乎皆存在, 除了在反气旋涡东北侧风能输入为负之外, 在偶极子结构范围内风场均向涡旋提供能量。

一个值得注意的现象是, 在数值上中南半岛近岸正的风应力旋度输入值远大于负的风应力旋度, 在  $12^\circ\text{N}$  纬线靠岸处 6—8 月平均每天输入  $5 \times 10^{-7} \text{N/m}^3$  以上, 而南侧的负风应力旋度输入平均每天小于  $3 \times 10^{-7} \text{N/m}^3$ 。如果风是影响偶极子涡旋最主要的因素, 那么位于更强的正风应力旋度场的气旋涡应显著强于南侧较弱的负风应力旋度场下的反气旋涡, 可实际上, 在鼎盛期北侧气旋涡海表面涡旋强度却小于反气旋涡, 表明风应力旋度或风能的输入并非影响涡旋最主要的机制, 风更有可能是通过影响环流结构进而影响涡旋。该结论与 Xiang 等(2016)的研究结果一致, 其研究表明风应力旋度场并非是中南半岛夏季反气旋涡生成的直接诱因。

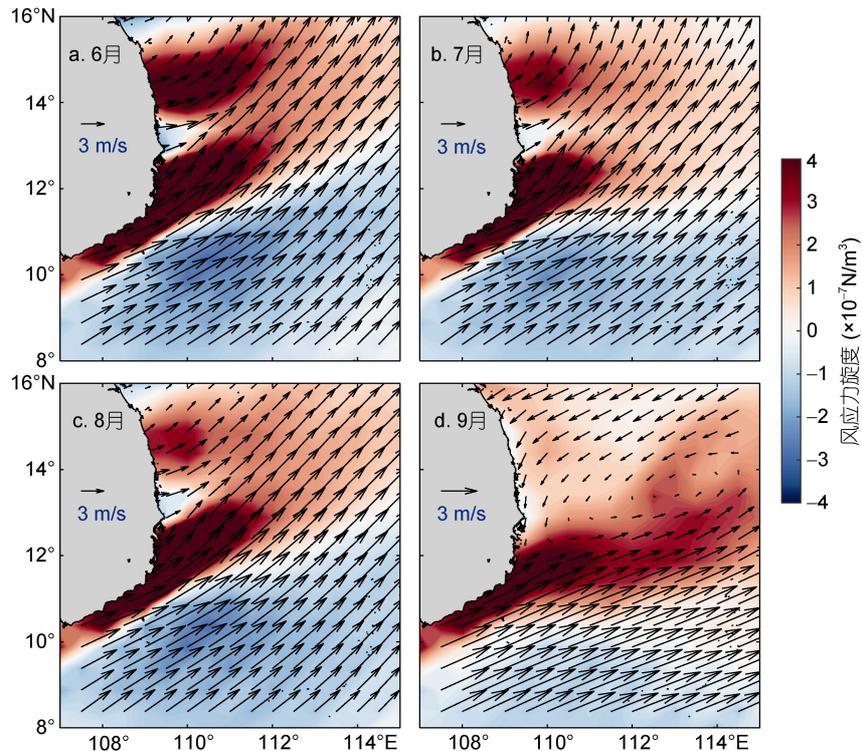


图 8 2012 年夏季(6—9 月)中南半岛近海风场(箭头)及风应力旋度

Fig.8 Map of wind (arrow) and wind stress curl near Indo-China Peninsula in 2012 summer

Wang 等(2006)研究表明风引起的 Sverdrup 输运是形成南海西边界流的主要因素, Xie 等(2007)指出越南近岸西南急风促使越南离岸流的形成, 即局地风场是形中南半岛近岸环流结构的主要因素。许多研究表明偶极子涡旋结构的年际变化主要与风场的变化有关(Chen *et al.*, 2010; Xiu *et al.*, 2017), 但风对偶极子的作用不是直接诱导, 更像是通过局地环流结构对涡旋施加影响。而风场对于偶极子结构的维持和发展十分重要: 当 9 月风场减弱后, 西边界流也进入调制期, 从广东沿岸到越南近岸的南向流进一步发展加强, 使得气旋涡仍然维持一较大的涡旋面积与强度; 可此时负的风应力旋度场减弱, 造成原本北向的西边界流迅速减弱, 反气旋涡的涡度在两周内骤降至零线附近, 偶极子结构消亡。显示出风对偶极子结构的维持十分重要。

#### 4 结论

本文基于高分辨率 HYCOM 海洋模式资料并结合卫星高度计数据, 较为准确的模拟出 2012 年中南半岛近海中尺度偶极子结构的演变过程, 得到以下主要结论:

2012 年中南半岛近海偶极子结构于 7 月出现, 9 月初发展到鼎盛, 9 月下旬减弱, 10 月初消亡; 北部的气旋式冷涡出现时间要晚于南部反气旋涡, 涡旋引起的位温异常在温跃层区域达 $\pm 5^{\circ}\text{C}$ 。在偶极子结构发展鼎盛期, 反气旋涡半径在 200km 左右, 大于气旋式冷涡 150km 左右, 气旋(反气旋)涡会使所在区域温盐跃层抬升(下降)30m 以上, 但在影响深度气旋涡要大于反气旋涡, 尤其是在温盐跃层以下, 气旋涡对于水文要素场的影响更加显著。

偶极子的两涡旋都有由近岸端向远岸端发展的趋势, 而气旋涡有随深度增加向东偏移的趋势。气旋涡经向流速靠岸一侧的北向流数值上强于离岸一侧的南向流, 且靠岸一侧速度梯度更大; 该特征与涡旋形变相对应, 气旋涡在演变过程中剪切形变和拉伸形变项变化幅度更大, 表征偶极子结构中反气旋涡结构上相较于气旋涡来说更稳定, 而气旋涡的形变更强、非对称性更强。

涡旋能量的来源分析表明, 偶极子结构的能量主要来自于从越南离岸流中转化的正压和斜压能量, 两种能量在数值上差别不大。其中, 正压能量的转化主要与离岸流和两侧西边界流的水平流速剪切有关,

而斜压能量的转化与离岸流区域的温度锋面有关。而风主要通过影响环流结构影响涡旋, 当风向转变后, 偶极子结构迅速减弱, 表明风对涡旋的维持具有重要作用。

能量既可以由离岸流向涡旋转化, 涡旋反过来也可以向平均流输送正压和斜压能量, 以促进离岸流的维持和发展, 使得离岸流影响范围扩大, 并为生成的第二个气旋涡提供涡能量。但在离岸流区域, 涡旋对离岸流输送的能量(约为  $5.6 \times 10^8 \text{W}$ )小于离岸流向涡旋输送能量(约为  $10.9 \times 10^8 \text{W}$ ), 即正压和斜压能量的转化主要是由离岸流向涡旋输入。

### 参 考 文 献

- 兰 健, 洪洁莉, 李丕学, 2006. 南海西部夏季冷涡的季节变化特征. 地球科学进展, 21(11): 1145—1152
- 刘勇刚, 袁耀初, 苏纪兰等, 2000. 1998年夏季南海环流. 科学通报, 45(12): 1252—1259
- 闫 桐, 齐义泉, 经志友, 2015. 南海上层环流对不同气候态风场响应的数值研究. 热带海洋学报, 34(4): 1—11
- 李 晗, 王 强, 黄 科等, 2017. 1992—2011年夏季南海西部离岸流区涡流相互作用特征. 海洋与湖沼, 48(5): 912—925
- 张洪欣, 唐声全, 刘祥宇等, 2017. 基于潜标资料的中南半岛外海水文特征分析. 海洋气象学报, 37(1): 54—66
- 郑全安, 谢玲玲, 郑志文等, 2017. 南海中尺度涡研究进展. 海洋科学进展, 35(2): 131—158
- 程旭华, 齐义泉, 王卫强等, 2005. 南海中尺度涡的季节和年际变化特征分析. 热带海洋学报, 24(4): 51—59
- Böning C W, Budich R G, 1992. Eddy dynamics in a primitive equation model: Sensitivity to horizontal resolution and friction. Journal of Physical Oceanography, 22(4): 361—381
- Cai S Q, Long X M, Wang S A, 2007. A model study of the summer Southeast Vietnam Offshore Current in the southern South China Sea. Continental Shelf Research, 27(18): 2357—2372
- Chelton D B, Schlax M G, Samelson R M, 2011. Global observations of nonlinear mesoscale eddies. Progress in Oceanography, 91(2): 167—216
- Chen G X, Hou Y J, Zhang Q L *et al*, 2010. The eddy pair off eastern Vietnam: Interannual variability and impact on thermohaline structure. Continental Shelf Research, 30(7): 715—723
- Chu X Q, Dong C M, Qi Y Q, 2017. The influence of ENSO on an oceanic eddy pair in the South China Sea. Journal of Geophysical Research: Oceans, 122(3): 1643—1652
- Fang G H, Wang G, Fang Y *et al*, 2012. A review on the South China Sea western boundary current. Acta Oceanologica Sinica, 31(5): 1—10
- Gan J P, Qu T D, 2008. Coastal jet separation and associated flow variability in the southwest South China Sea. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 55(1): 1—19
- Hu J Y, Gan J P, Sun Z Y *et al*, 2011. Observed three-dimensional structure of a cold eddy in the southwestern South China Sea. Journal of Geophysical Research: Oceans, 116(C5): C05016
- Kuo N J, Zheng Q A, Ho C R, 2000. Satellite observation of upwelling along the western coast of the South China Sea. Remote Sensing of Environment, 74(3): 463—470
- Li J M, Jing Z Y, Jiang S H *et al*, 2015. An observed cyclonic eddy associated with boundary current in the northwestern South China Sea. Aquatic Ecosystem Health & Management, 18(4): 454—461
- Lin X Y, Dong C M, Chen D K *et al*, 2015. Three-dimensional properties of mesoscale eddies in the South China Sea based on eddy-resolving model output. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 99: 46—64
- Nencioli F, Dong C M, Dickey T *et al*, 2010. A vector geometry-based eddy detection algorithm and its application to a high-resolution numerical model product and high-frequency radar surface velocities in the Southern California Bight. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 27(3): 564—579
- Okubo A, 1970. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 17(3): 445—454
- Shaw P T, Chao S Y, 1994. Surface circulation in the South China sea. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 41(11—12): 1663—1683
- Tang S Q, von Storch H, Chen X E *et al*, 2019. “Noise” in climatologically driven ocean models with different grid resolution. Oceanologia, 61(3): 300—307
- Wang G H, Chen D K, Su J L, 2006. Generation and life cycle of the dipole in the South China Sea summer circulation. Journal of Geophysical Research: Oceans, 111(C6): C06002
- Wang G H, Wang C Z, Huang R X, 2010. Interdecadal variability of the eastward current in the South China Sea associated with the summer Asian monsoon. Journal of Climate, 23(22): 6115—6123
- Weiss J, 1991. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. Physica D, 48(2—3): 273—294
- Wu C R, Shaw P T, Chao S Y, 1998. Seasonal and interannual variations in the velocity field of the South China Sea. Journal of Oceanography, 54(4): 361—372
- Xia Q, He Y J, Dong C M *et al*, 2018. Prediction of the South China sea dipole using SSA-MEM. Atmosphere-Ocean, 56(4): 240—253
- Xiang R, Fang W D, Zhou S Q, 2016. The anticyclonic circulation in the southern South China Sea: Observed structure, seasonal development and interannual variability. Journal of Marine Systems, 154: 131—145
- Xie S P, Chang C H, Xie Q *et al*, 2007. Intraseasonal variability in the summer South China Sea: Wind jet, cold filament, and recirculations. Journal of Geophysical Research: Oceans, 112(C10): C10008

- Xie S P, Xie Q, Wang D X *et al*, 2003. Summer upwelling in the South China Sea and its role in regional climate variations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 108(C8): 3261
- Xiu P, Chai F, Shi L *et al*, 2010. A census of eddy activities in the South China Sea during 1993—2007. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 115(C3): C03012
- Zhang M, von Storch H, Chen X E *et al*, 2019. Temporal and spatial statistics of travelling eddy variability in the South China Sea. *Ocean Dynamics*, 69(8): 879—898
- Zhang Z G, Qiu B, 2018. Evolution of submesoscale ageostrophic motions through the life cycle of oceanic mesoscale eddies. *Geophysical Research Letters*, 45(21): 11847—11855
- Zhang Z W, Zhao W, Qiu B *et al*, 2017. Anticyclonic eddy sheddings from Kuroshio loop and the accompanying cyclonic eddy in the northeastern South China Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 47(6): 1243—1259

## LIFE CYCLE OF MESOSCALE DIPOLE STRUCTURE NEAR THE COAST OF INDO-CHIAN PENINSULA

QIU Shi, CHEN Xue-En, TANG Sheng-Quan

(*College of Oceanic and Atmospheric Sciences, Ocean university of China, Qingdao 266100, China*)

**Abstract** A dipole structure is an anticyclonic eddy and a cyclonic eddy located in the south and north of the Vietnam offshore current (VOC) in summer, respectively, and it has an important impact on the surrounding hydrologic features. Based on the HYCOM model data and satellite altimeter merged data, the life cycle of the mesoscale eddies in 2012 is reproduced, revealing that the dipole structure appears in July, peaks in early September, and disappears in October. The diameters of these mesoscale eddies are more than 300 km, and they may induce  $\pm 5^{\circ}\text{C}$  potential temperature anomalies in thermocline layer. In terms of vertical structure, the anticyclonic eddy is centrosymmetric while the cyclonic eddy is asymmetric with a stronger impact under the thermocline. Beneath the 200m layer, the cyclonic eddy tends to decline eastward (offshore), while the anticyclonic eddy tends to deflect westward (near-shore) with deepen depth. However, this tendency is not obvious in the upper ocean. Energy analysis shows that the main energy source region of dipole structure is from the VOC, which provides baroclinic and barotropic energy, and the local wind fields is also important in the maintenance of the dipole structure. Energy can be transported from the VOC to the dipole structure and vice versa, but the energy provider in the mass is the VOC.

**Key words** mesoscale eddies; dipole structure; Vitenam Offshore Current (VOC); wind stress curl