

斯里兰卡以东海域涡旋偶极子的生成与维持机制

何蔚邦¹, 杨洋¹, 梁湘三^{2,3*}

(1. 南京信息工程大学 海洋科学学院, 江苏 南京 210044;

2. 复旦大学 大气与海洋科学系, 上海 200438;

3. 复旦大学 大气科学研究所, 上海 200438)

摘要: 斯里兰卡岛以东海域在西南季风期间常会出现一对低频涡旋偶极子(即斯里兰卡穹顶气旋涡和反气旋涡), 对当地的海洋生态系统及气候有着重要影响。基于(1/12)°分辨率的混合坐标海洋模式(Hybrid Coordinate Oceanic Model, HYCOM)再分析资料以及多尺度子空间变换(MWT)和基于MWT的正则传输理论等方法, 分析了它们的生成发展机制。结果发现这2个涡旋发展所需能量最终都来源于海表风应力做功, 但具体可取3条完全不同的路径: ①风应力直接驱动涡旋; ②风应力驱动背景场的西南季风流, 其后西南季风流发生正压不稳定以提供涡旋所需的涡动能; ③西南季风流通过风应力做功获得的动能转换为有效位能, 其后通过斜压不稳定给涡旋提供位能。涡旋最终衰亡的主要原因包括风应力对涡旋做功的减少、西南季风流正压不稳定的减弱、涡旋的能量频散以及低频涡向更高频扰动的正向能量级串。

关键词: 斯里兰卡穹顶; 西南季风流; 多尺度过程; 正压失稳; 斜压失稳; 孟加拉湾

中图分类号: P731.2

文献标志码: A

文章编号: 1671-6647(2022)03-0379-20

doi: 10.12362/j.issn.1671-6647.20210825001

引用格式: 何蔚邦, 杨洋, 梁湘三. 斯里兰卡以东海域涡旋偶极子的生成与维持机制[J]. 海洋科学进展, 2022, 40(3): 379-398. HE W B, YANG Y, LIANG X S. Genesis and maintenance of the vortex dipoles east of Sri Lanka[J]. Advances in Marine Science, 2022, 40(3): 379-398.

在西南季风期(5—9月), 阿拉伯海东部的海水受西南季风驱动形成了西南季风流(Southwest Monsoon Current, SMC)。SMC绕过斯里兰卡岛, 向东北侵入孟加拉湾, 将大量高盐度海水输入到孟加拉湾中^[1]。与此同时, 在斯里兰卡岛以东, SMC主轴两侧, 会相继出现构成偶极子的2个大型涡旋: 1个气旋性涡旋(Sri Lanka Dome, SLD, 经常被称为斯里兰卡穹顶)和1个反气旋涡旋(Anticyclonic Eddy, AE)(图1)。SLD是一个大型气旋式涡旋, 其内部的上升运动导致底层冷海水上涌, 海表温度偏低, 温跃层向上凸起呈穹顶状^[2]。前人的多年平均统计结果显示, SLD导致海表面高度(Sea Surface Height, SSH)异常偏低0.19 m, 面积约 $5.9 \times 10^4 \text{ km}^2$, 且强度和面积呈现出明显的年际变化特征。SLD在5月末生成, 而后逐渐向西北移动, 在秋季移动至斯里兰卡岛的东北部海域后消亡或并入另一个大型气旋性涡旋(Bay of Bengal Dome, BBD, 经常被称为孟加拉湾穹顶, 是一个在秋冬季斯里兰卡东北部徘徊的大型涡旋)中, 生命周期约4个月, 且其生命史和路径的年际变化很大^[2-3]。AE位于SLD的东侧, 是一个大型反气旋式涡旋, 其内部的下沉运动使

收稿日期: 2021-08-25

资助项目: 国家自然科学基金项目——黑潮延伸体低频变异的能量学特征及其机理研究(41975064)和多尺度子空间交互作用与北大西洋涛动(NAO)动力过程研究(41806023); 2015年江苏双创团队项目——江苏沿岸海洋环境对人为与自然变化的多尺度响应; 江苏省特聘教授项目

作者简介: 何蔚邦(1998—), 男, 硕士研究生, 主要从事物理海洋学方面研究。E-mail: heweibanga@gmail.com

*通信作者: 梁湘三(1967—), 男, 教授, 博士, 主要从事大气海洋多尺度动力学、定量因果推断等方面研究。

E-mail: x.san.liang@gmail.com

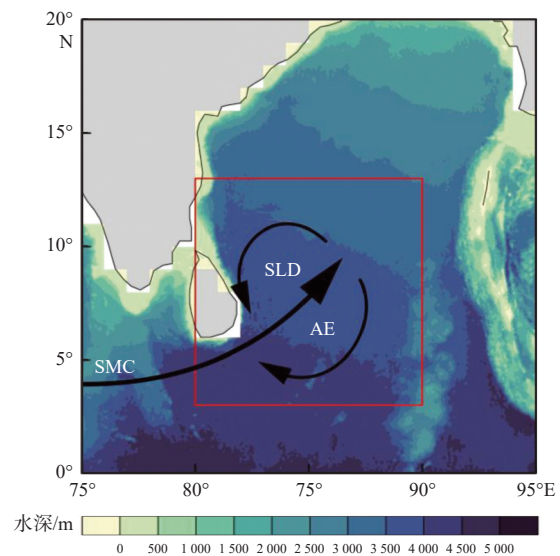
(李燕 编辑)

得海表温度偏高, 温跃层向下凹陷。AE 在 6 月生成, 以 Rossby 波速度由东向西运动并逐渐发展, 7 月于斯里兰卡东南部海域达到巅峰, 8 月逐渐消失^[2-4]。

前人已就这 2 个涡旋的生成和演化机制进行了讨论。对于 SLD, McCreary 等^[5]以及 Vinayachandran 和 Yamagata^[2]认为它是海水运动对 5—9 月斯里兰卡东部海域的海表气旋式风应力旋度的响应: 风应力旋度驱使海水运动并产生 Ekman 抽吸, 将冷海水带到近表面中, 从而产生冷性气旋式涡旋。DeVos 等^[6]则认为 SMC 与斯里兰卡岛南部边界的相互作用可能导致 SLD 的产生: 当急流与海岸摩擦后, 急流需要正的相对涡度, 促使急流向北偏转并产生气旋式涡旋。对于 AE, Vinayachandran 和 Yamagata^[2]认为在 SLD 生成后, 自苏门答腊岛西移的 Rossby 波在斯里兰卡东部海域与 SMC 相互作用, 在 SMC 的正压不稳定作用下扰动动能发展, 从而生成反气旋式涡旋。最近, Pirro 等^[7]认为 SLD 和 AE 是在同一个过程中生成的: SMC 在东移过程中受斯里兰卡岛地形扰动向东北移, 之后受 β 效应影响产生地形捕获的 Rossby 波, 再受到 SMC 上发生正压不稳定产生的扰动动能影响, 分别在 SMC 主轴两侧几乎同时产生一个气旋式涡旋(即 SLD)和一个反气旋式涡旋(即 AE)。9 月后, 由西移暖性 Rossby 波发展而来的 AE 带来的暖平流入侵 SLD, AE 具有的下沉运动抑制了 SLD 中由风应力旋度激发的上升运动, 使得 SLD 北移、变形且逐渐减弱, 其所携带的部分异常冷水成为孟加拉湾穹顶的一部分^[2, 8]。

孟加拉湾的西边界区域, 尤其是斯里兰卡岛周边海域, 虽然不是中小尺度涡旋的主要生成区域, 但是由于在东边界生成的涡旋西移, 导致其成为中小尺度涡旋的主要活跃区域和涡旋能量的大值区^[9]。在斯里兰卡岛东部海域, 30~60 d 周期的中尺度涡旋引起的 SSH 变率占主导地位。它们大多是由西传的 Rossby 波在斯里兰卡东部约 90°E 处失稳并获得由 90~120 d 周期波动(包含了 SLD 和 AE)传输而来的不稳定能量发展而来^[10]。在夏、秋季中小尺度涡旋的能量达到最大, 且能量主要来源于基本流的正压与斜压不稳定^[9, 11]。因此, 可以预见, SMC 基本流、SLD 和 AE 等低频涡和包含较高频的中小尺度涡旋等的高频扰动变率三者间会通过不稳定过程而发生复杂的相互作用。

综上所述, 虽然前人对 SLD 和 AE 的发展和演化机制提出了几个理论^[2, 5-7], 其中包含了不同尺度之间的相互作用过程, 但 SLD 和 AE 是否是通过同一种机制发展, 又是哪一个过程占有主导地位? 这些问题尚未见相关报道。一般来说, 海洋中的过程往往发生在一定的时间尺度范围内, Liang 和 Anderson^[12]将这些特定尺度称为“尺度子空间”(scale window), 简称子空间。针对斯里兰卡东部海域的环流系统, 我们可以至少定义 3 个尺度子空间: 1 个背景环流场(包含 SMC 等大尺度季节性环流)、1 个低频涡场(包含 SLD 和 AE 等低频涡旋活动)和 1 个高频扰动场(包含 30~60 d 周期的中小尺度涡旋等相对高频的海洋过程)。那么, SMC 背景流-低频涡间的相互作用, 低频涡-高频扰动间的相互作用, 以及局地海表风应力能量的输入对低频涡的增长和消亡的相对贡献如何? 迄今为止, 对这些问题还未见系统论述。本文使用一种新的尺度分离工具——多尺度子空间变换(Multiscale Window Transform, MWT)^[12]、基于 MWT 的局地多尺度能量分析和正则传输理论^[13]对上述问题做探讨。



注: 红色方框代表研究区域;

SLD 为斯里兰卡穹顶, AE 为反气旋, SMC 为西南季风流。

图 1 斯里兰卡岛附近地形

Fig. 1 The bathymetry near Sri Lanka

1 方 法

1.1 多尺度子空间变换

为了研究非平稳过程随时间变化的多尺度能量学, 研究者们通常采用滤波器来进行尺度分解。例如对某一速度场 $u(t)$ 进行滤波, 得到 $u(t) = u'(t) + \bar{u}(t)$, 其中 $u'(t)$ 是扰动场, $\bar{u}(t)$ 是背景场。许多研究者将扰动速度场的平方 (即 $[u'(t)]^2$) 当作扰动场的动能^[9, 11]。根据多尺度能量的定义, 这种做法在概念上就存在问题, 下面我们用一个简单的例子来说明此问题。假设某一速度场 $u(t)$ 只包含 ω_0 和 ω_1 两个频率 (且 $\omega_0 < \omega_1$), 对其做简单傅里叶展开后可以得到:

$$u(t) = \underbrace{(a_0 \cos \omega_0 t + b_0 \sin \omega_0 t)}_{\bar{u}(t)} + \underbrace{(a_1 \cos \omega_1 t + b_1 \sin \omega_1 t)}_{u'(t)}, \quad (1)$$

式中: 等式右边第一项即缓变背景场 $\bar{u}(t)$, a_0 和 b_0 表示相应的傅里叶变换系数; 右边第二项为扰动场 $u'(t)$ 。通过 Parseval 定理^[14] 可以将傅里叶变换系数与物理空间上对应的能量联系起来: 背景场的能量将是 $a_0^2 + b_0^2$, 而不是 $[\bar{u}(t)]^2$; 扰动场的能量将是 $a_1^2 + b_1^2$, 而不是 $[u'(t)]^2$ 。也就是说, 多尺度能量是与定义在相空间上的变换系数相关的概念, 背景场及扰动场的动能是各自傅里叶变换系数的平方^[15]。

若将式(1)放在传统的雷诺平均-扰动分解法下, 那么 $\bar{u}(t)$ 是常数, 由 Parseval 定理可以得到:

$$\overline{[u'(t)]^2} = a_1^2 + b_1^2. \quad (2)$$

式(2)说明在雷诺平均-扰动分解法下定义的扰动能是 $\overline{[u'(t)]^2}$, 而不是 $[u'(t)]^2$ 。时间平均不能随意去掉, 由此得到的扰动能将不会随时间变化, 因此不能用于非平稳过程随时间变换的多尺度能量分析。过去有研究^[9-10] 为了得到随时间变化的涡动能而采用 $[u'(t)]^2$, 实际上这只是个有能量量纲的数学量, 没有确切的物理意义。

为了得到物理上正确的非平稳场的多尺度能量, Liang 和 Anderson^[12] 创建了多尺度子空间变换 (Multiscale Window Transform, MWT)。他们发现, 对于一类被特殊设计的正交滤波器, 如同傅里叶变换-逆傅里叶变换一样, 存在着一对“变换-重构对”。这种变换对就是 MWT 与其对应的重构, 即多尺度子空间重构 (Multiscale Window Reconstruction, MWR)。简单来说, MWT 将一个函数空间分解为一组正交子空间的直和, 其中每个子空间包含某个特定范围的尺度, 被称为尺度子空间 ϖ 。对于子空间 ϖ 中的 MWR 变量 $u^\varpi(t)$, 有对应的 MWT 变换系数 \hat{u}_n^ϖ (其中下标 n 表示采样时次, 上标 $\sim \varpi$ 表示在 ϖ 子空间中)。可证明在子空间 ϖ 上的时变多尺度能量是 $(\hat{u}_n^\varpi)^2$ 。针对式(1), 在 MWT 框架下, 2 个不同时间尺度的过程对应 2 个时间采样空间的变换系数 \hat{u}_n^0 和 \hat{u}_n^1 , 这两部分能量正比于各自 MWT 变换系数的平方, 即 $(\hat{u}_n^0)^2$ 和 $(\hat{u}_n^1)^2$ 。

那么, 可以得到在 MWT 框架下 ϖ 子空间上的动能 K_n^ϖ 和有效位能 A_n^ϖ 为:

$$K_n^\varpi = \frac{1}{2} \rho_0 \hat{\mathbf{u}}_{H_n}^\varpi \cdot \hat{\mathbf{u}}_{H_n}^\varpi, \quad (3)$$

$$A_n^\varpi = \frac{c}{2} (\hat{\rho}_n^\varpi)^2, \quad (4)$$

式中: $\rho_0 = 1025 \text{ kg/m}^3$, 为海水密度; \mathbf{u}_{H_n} 为水平速度场; $c = \frac{g^2}{\rho_0^2 N^2}$, 为系数, 其中 $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}}$ 为浮力频率, g 为重力加速度; ρ_n 为密度异常场, 即从原始密度场中去除其参考态密度剖面 $\bar{\rho}(z)$ 。式(4)的有效位能采用的是经典的准地转框架下的定义式^[16-17]。另外, ϖ 子空间上局地海表风应力做功 WW_n^ϖ 的计算式为:

$$WW_n^\varpi = \frac{1}{\rho_0} \hat{\mathbf{u}}_{0_n}^\varpi \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_n^\varpi, \quad (5)$$

式中: \mathbf{u}_0 为海表面水平速度场; $\boldsymbol{\tau}_n$ 为海表面风应力场。

1.2 局地多尺度能量学分析

Lorenz^[18]给出了全球积分形式的多尺度能量方程,但其无法刻画局地的能量过程。若将 Lorenz 能量方程扩展到局地形式,则非线性作用可以分为2部分:其一是空间输运(transport)过程,在数学上是通量的形式,对一个闭合系统(如全球)做体积分后量值为0;其二是跨尺度传输(transfer)过程,连接了不同尺度(如背景场与扰动场)间的能量传输,与流体内部不稳定过程密切相关。Liang^[13]证明在MWT框架下可以自然地将非线性作用中在同尺度中发生的能量输运过程与不同尺度之间的能量传输过程分解,并且这种分解是唯一的。这种分解方式解决了其在传统框架下分解不唯一、物理意义不清楚带来的困难。对于一个不可压三维流场 $\mathbf{u}=(u, v, w)$, 现有标量场 T 在其中变化,他们给出的跨尺度传输 Γ_n^σ 的数学表达式为:

$$\Gamma_n^\sigma = \frac{1}{2} \left[(\widehat{\mathbf{u}T})_n^{\sim\sigma} \cdot \nabla \widehat{T}_n^{\sim\sigma} - \widehat{T}_n^{\sim\sigma} \nabla \cdot (\widehat{\mathbf{u}T})_n^{\sim\sigma} \right]. \quad (6)$$

若将式(6)中的 T 场换成速度场即有正则动能传输,换成密度异常场即有正则有效位能传输。对满足静力平衡和 Boussinesq 近似的海水运动,从 Navier-Stokes 方程组出发可推导局地多尺度能量方程(推导过程详见 Liang^[13])。在 MWT 框架下,结合式(3)定义的动能,可以得到 ω 子空间上 K^ω 的倾向方程(为使符号简洁,省略式中的下标 n):

$$\begin{aligned} \frac{\partial K^\sigma}{\partial t} + \nabla \cdot \underbrace{\left[\frac{\rho_0}{2} (\widehat{\mathbf{u}\mathbf{u}_H})^{\sim\sigma} \cdot \widehat{\mathbf{u}}_H^{\sim\sigma} \right]}_{\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\sigma} + \nabla \cdot \underbrace{(\widehat{\mathbf{u}}^{\sim\sigma} \widehat{p}^{\sim\sigma})}_{\nabla \cdot \mathbf{Q}_p^\sigma} = \\ \underbrace{\frac{\rho_0}{2} [(\widehat{\mathbf{u}\mathbf{u}_H})^{\sim\sigma} : \nabla \widehat{\mathbf{u}}_H^{\sim\sigma} - \nabla \cdot (\widehat{\mathbf{u}\mathbf{u}_H})^{\sim\sigma} \cdot \widehat{\mathbf{u}}_H^{\sim\sigma}]}_{\Gamma_K^\sigma} + \underbrace{(-g \widehat{\rho}^{\sim\sigma} \widehat{w}^{\sim\sigma})}_{b^\sigma} + F_K^\sigma, \end{aligned} \quad (7)$$

式中: p 为静力压强; 数学算子: 代表对2个并矢张量,如 \mathbf{AB} 和 \mathbf{CD} , 作 $(\mathbf{AB}) : (\mathbf{CD}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{D})$ 运算。各能量项含义分别为: $\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\sigma$ 为动能输运项, $\nabla \cdot \mathbf{Q}_p^\sigma$ 为压强做功项, b^σ 为浮力转换项,表示动能和位能的转换,以上能量项在 ω 子空间内促使局地动能发生变化; Γ_K^σ 为跨尺度动能传输项,表示其他尺度子空间对 ω 子空间的动能传输。

类似地,根据式(4)定义的有效位能,可以得到 ω 子空间上 A^σ 的倾向方程:

$$\frac{\partial A^\sigma}{\partial t} + \nabla \cdot \underbrace{\left[\frac{c}{2} (\widehat{\mathbf{u}\rho})^{\sim\sigma} \right]}_{\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\sigma} = \underbrace{\frac{c}{2} [(\widehat{\mathbf{u}\rho})^{\sim\sigma} \cdot \nabla \widehat{\rho}^{\sim\sigma} - \widehat{\rho}^{\sim\sigma} \nabla \cdot (\widehat{\mathbf{u}\rho})^{\sim\sigma}]}_{\Gamma_A^\sigma} + \underbrace{(g \widehat{\rho}^{\sim\sigma} \widehat{w}^{\sim\sigma})}_{-b^\sigma} + F_A^\sigma, \quad (8)$$

式中: $\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\sigma$ 为有效动能输运项, $-b^\sigma$ 为浮力转换项,以上能量项在同一尺度内促使局地有效位能发生变化; Γ_A^σ 为跨尺度有效位能项,表示其他尺度子空间对 ω 子空间的有效位能传输。

式(7)和式(8)中的 F_K^σ 和 F_A^σ 项表示除了方程中列出的项之外的其他所有过程,包含外强迫(如风应力做功、底摩擦和大气辐射通量等)和模式中的耗散过程。因 HYCOM 再分析数据中心未提供某些相关的变量,本文没有对 F_K^σ 和 F_A^σ 中的所有过程一一做定量诊断。考虑到风应力在 SLD 形成过程中有重要作用^[2,5],我们计算了风应力在特定尺度子空间对海水做的功(式5)。

Liang^[13]证明式(7)和式(8)中的 Γ_K^σ 和 Γ_A^σ 等跨尺度传输满足以下守恒定律:

$$\sum_n \sum_\sigma \Gamma_n^\sigma = 0, \quad (9)$$

即对所有时间样本和子空间求和后上式值为0,说明跨尺度传输既不产生、也不消耗能量,只是使能量在子空间之间再分配。满足这种守恒律的能量传输称为“正则传输”(canonical transfer)^[13]。Liang 和 Robinson^[19]已证明此两者分别与经典地球流体力学中的正压不稳定与斜压不稳定相关联,且没有经典理论中必须要对全局积分的局限,因此可以真实地表征流体不稳定过程的时间间隙性与空间局地性。

在实际应用过程中需要对跨尺度传输项做进一步处理,以分析不同尺度子空间之间的相互作用,这一步被称为“相互作用分析”(interaction analysis)^[20]。跨尺度传输项具有以下线性组合的形式:

$$\Gamma_n^\varpi = \widehat{\mathfrak{R}}_n^{-\varpi} (\widehat{pq})_n^{-\varpi}. \quad (10)$$

如对式(6)来说, $\widehat{\mathfrak{R}}_n^{-\varpi}$ 代表 $\widehat{T}_n^{-\varpi}$, $(\widehat{pq})_n^{-\varpi}$ 代表 $(\widehat{uT})_n^{-\varpi}$ 。本研究将有3个子空间, 即背景流子空间(记作 $\varpi=0$)、低频涡子空间($\varpi=1$)和低频扰动子空间($\varpi=2$)。对低频涡子空间来说, Γ_n^1 可以作如下分解:

$$\begin{aligned} \Gamma_n^1 &= \widehat{\mathfrak{R}}_n^{-1} (\widehat{pq})_n^{-1} = \widehat{\mathfrak{R}}_n^{-1} \left(\sum_{\varpi_1=0}^2 p^{-\varpi_1} \sum_{\varpi_2=0}^2 q^{-\varpi_2} \right)_n^{-1} = \\ &\underbrace{\widehat{\mathfrak{R}}_n^{-1} \left[(\widehat{p^0 q^0})_n^{-1} + (\widehat{p^0 q^1})_n^{-1} + (\widehat{p^1 q^0})_n^{-1} \right]}_{\Gamma_n^{0 \rightarrow 1}} + \\ &\underbrace{\widehat{\mathfrak{R}}_n^{-1} \left[(\widehat{p^1 q^2})_n^{-1} + (\widehat{p^2 q^1})_n^{-1} + (\widehat{p^2 q^2})_n^{-1} \right]}_{\Gamma_n^{2 \rightarrow 1}} + \\ &\underbrace{\widehat{\mathfrak{R}}_n^{-0} \left[(\widehat{p^0 q^2})_n^{-1} + (\widehat{p^2 q^0})_n^{-1} \right]}_{\Gamma_n^{0 \leftrightarrow 2 \rightarrow 1}} + \underbrace{\widehat{\mathfrak{R}}_n^{-1} \left[(\widehat{p^1 q^1})_n^{-1} \right]}_{\Gamma_n^{1 \rightarrow 1}}. \end{aligned} \quad (11)$$

式(11)右侧 $\Gamma_n^{0 \rightarrow 1}$ 代表从子空间 0 向子空间 1 的跨尺度传输, 相应的动能(有效位能)传输记为 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}(\Gamma_A^{0 \rightarrow 1})$, 该项为正值代表背景流发生正压(斜压)不稳定, 动能(有效位能)向低频涡子空间传输, 有利于涡旋发展。若 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}(\Gamma_A^{0 \rightarrow 1})$ 为负, 代表动能(有效位能)由低频涡子空间向背景流子空间传输, 此时背景流是稳定的, 不利于涡旋发展。 $\Gamma_n^{2 \rightarrow 1}$ 代表从子空间 2 向子空间 1 的跨尺度传输, 相应的动能(有效位能)传输记为 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}(\Gamma_A^{2 \rightarrow 1})$, 负值代表低频涡流发生次级正压(斜压)不稳定, 能量向高频扰动子空间传输, 即耗散了低频涡能量; 正值代表高频扰动通过能量级串的形式向低频涡流传输能量。 $\Gamma_n^{0 \leftrightarrow 2 \rightarrow 1}$ 为子空间 0 和子空间 2 共同作用对子空间 1 传输的能量, $\Gamma_n^{1 \rightarrow 1}$ 是子空间 1 中不同样本之间的传输, 它们通常量级很小, 可忽略。通过诊断上述过程的时空变化, 我们可以对斯里兰卡以东海域低频涡在生成和消亡过程中发生的多尺度相互作用进行定量分析。上述理论目前已成功地应用在海洋^[21-23]与大气^[24-25]多种问题的研究中。

2 资 料

本文使用混合坐标海洋模式(Hybrid Coordinate Ocean Model, HYCOM)的全球再分析资料^[26], 该资料时间范围为 1994—2015 年, 时间分辨率为 1 d, 水平分辨率为 $(1/12)^\circ$, 垂直采用混合坐标系分为 32 层。模式输出产品被插值到 GLBv0.08 格点上, 南北纬 40° 之间的水平分辨率为 $(1/12.5)^\circ$, 南北纬 40° 到极点之间为 $(1/25)^\circ$, 垂直分为 40 层(0、2、4、6、8、10、12、15、20、25、30、35、40、45、50、60、70、80、90、100、125、150、200、250、300、350、400、500、600、700、800、900、1 000、1 250、1 500、2 000、2 500、3 000、4 000 和 5 000 m 层)。由于斯里兰卡周边海域的海洋能量绝大部分集中在上层^[10, 27], 本文在垂直层面上只截取使用上层海水(0~400 m)的 27 层。本文使用了时间分辨率为 1 d 的三维温盐场、流场和二维海表面高度场资料。

此外, 用于计算海表风应力做功的海表风应力资料选用的是强迫 HYCOM 模式的美国国家环境预测中心(National Centers for Environmental Prediction, NCEP)的气候预测系统再分析(Climate Forecast System Reanalysis, CFSR)资料^[28-29]。其中, 1994—2010 年为 CFSR 资料^[28], 2011—2015 年为气候预测系统第二版(Climate Forecast System Version 2, CFSv2)资料^[29]。两者的时间分辨率均为 1 h, CFSR 的水平分辨率在南北纬 10° 之间为 0.33° , 向极点增加到 1° , 而 CFSv2 的水平分辨率在南北纬 10° 之间为 0.25° , 向极点增加到 0.5° 。将风应力数据插值到与 HYCOM 资料相同的水平格点上, 确保了计算风应力做功和其他能量项的格点一致性。将 HYCOM 模式资料与卫星海洋学的存档、验证和解释中心(Archiving, Validation, and Interpretation of Satellite Oceanographic, AVISO)提供的卫星高度计观测资料进行对比发现, 无论是在 1994—2010 年还是在

2011—2015年, HYCOM和AVISO的表层流速动能谱结构相似, 峰值频率基本重合(图略), 这表明HYCOM模式使用CFSR和CFSv2资料作为大气强迫场均能很好地再现孟加拉湾海域的多尺度海洋系统。

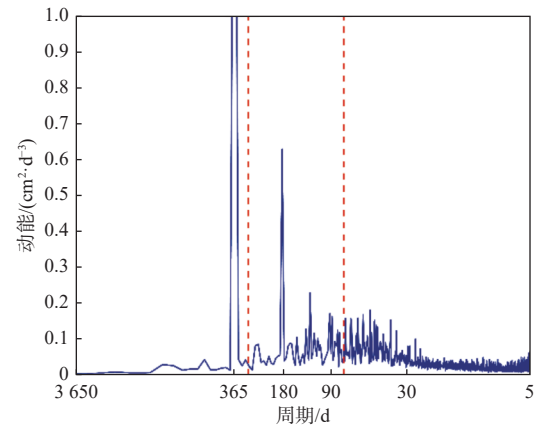
3 尺度划分

图2为斯里兰卡岛东侧SLD与AE发展的主要海域($82^{\circ}\sim 86^{\circ}\text{E}$, $6^{\circ}\sim 9^{\circ}\text{N}$)的表层流场的动能谱。由图2可见, 斯里兰卡岛东侧海域的流场动能有明显的多时间尺度信号, 其中最显著的是年周期信号, 其次是周期为6个月的半年周期信号, 以及周期在6个月以下的较高频信号。基于前人研究得出的SLD周期约为4个月的结论^[3]和该动能谱的结果, 本文将原始场分解为以下3个尺度子空间: 周期在300 d以上的运动属于背景流尺度子空间, 周期在75~300 d的运动(即包含SLD与AE)属于低频涡子空间, 周期在75 d以下的运动属于高频扰动子空间。为了满足MWT变换中总时次须是2的指数幂的要求, 我们将原始HYCOM再分析数据时间范围截短为2002年11月8日—2015年12月30日。

4 多尺度子空间分离结果

为了直观地表示斯里兰卡以东海域低频涡的平均状况, 我们对低频涡子空间($\varpi=1$)中斯里兰卡岛东侧海域($82^{\circ}\sim 86^{\circ}\text{E}$, $6^{\circ}\sim 9^{\circ}\text{N}$)的海表面高度异常(SSHA⁻¹)做面积平均得到时间序列, 以每年的4—9月中该时间序列的极小值点作为0点、代表SLD的巅峰, 将2003—2015年共13 a内的13个SLD涡旋以各自的0点为基准进行合成, 随后对0点前后100 d的原始场、背景流尺度子空间重构场和低频涡子空间重构场的上述海域的SSHA做面积平均, 得到它们的时间序列(图3)。高频扰动子空间中的运动在合成后变得非常微弱, 可以忽略不计, 因此本节不展示高频扰动子空间的合成结果。虽然从原始场的SSHA时间序列中能看出, SLD与AE在斯里兰卡东

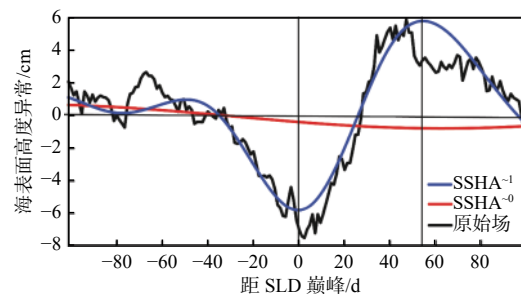
侧海域先后发展, 导致SSHA出现明显波动, 但由于受到了许多中小尺度涡旋的干扰, 其显得杂乱而不够直观。经过MWT变换后, 背景流尺度子空间重构场的SSHA⁻⁰时间序列变化慢且振幅小(图3中红线), 表现出年周期运动的特征。低频涡子空间重构场的SSHA⁻¹时间序列则可清晰且直观地表现低频涡发展演变的过程(图3蓝线): SLD在达到巅峰前约40 d快速发展, 在达到巅峰后又迅速消亡, 同时AE迅速发展, 并在SLD达到巅峰后约55 d达到极盛期, 之后逐渐减弱。这表明上述的时间尺度划分较为合理, 通过MWT变换我们可以将不同周期的运动系统从原始数据中准确地分离出来。



注: 动能谱采用了方差保持形式; x轴做了以10为底的对数处理; 左侧红竖线表示周期为300 d, 右侧红竖线表示周期为75 d。

图2 斯里兰卡岛东侧海域($82^{\circ}\sim 86^{\circ}\text{E}$, $6^{\circ}\sim 9^{\circ}\text{N}$)的平均表层流速动能谱

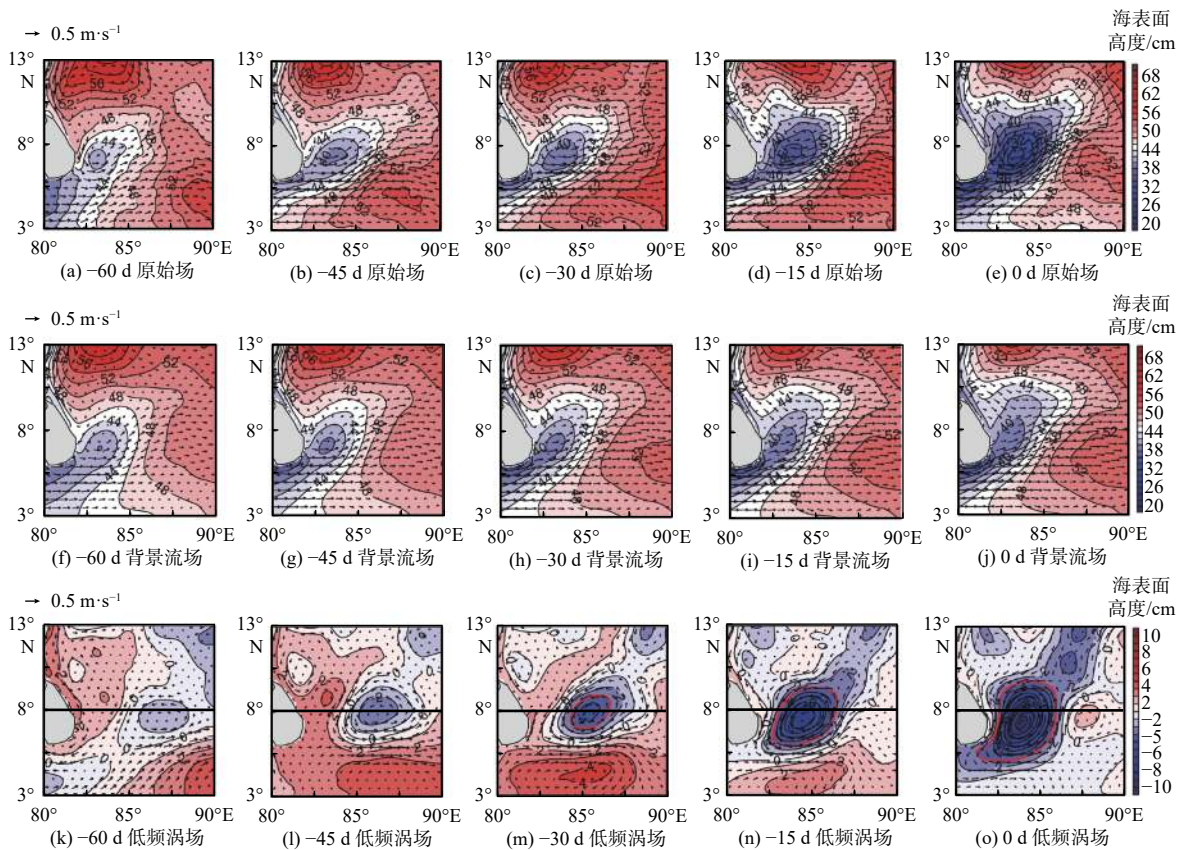
Fig. 2 The variance-preserving frequency spectra of KE averaged over the east of Sri Lanka ($82^{\circ}\sim 86^{\circ}\text{E}$, $6^{\circ}\sim 9^{\circ}\text{N}$)



注: 红线(SSHA⁻⁰)为背景流尺度子空间重构场, 蓝线(SSHA⁻¹)为低频涡子空间重构场; 左侧竖线表示SLD巅峰, 右侧竖线表示AE巅峰。

图3 斯里兰卡岛东侧海域海表面高度异常的时间序列
Fig. 3 Area-mean time series of sea surface height anomaly over the east of Sri Lanka

以低频涡子空间中 SLD 巅峰作为 0 点, 图 4(SLD 达到巅峰前)和图 5(SLD 达到巅峰后)展示了原始场、背景流场和低频涡场中流与涡旋的发展演化过程。在 SLD 发展期, 受西南季风作用, 在春末的斯里兰卡岛东南部海面上出现 SW—NE 向的西南季风流(SMC), 同时海表面高度逐渐下降, 并在斯里兰卡岛东南方产生了一个气旋性低涡, 即 SLD(图 4a)。随时间推移, SMC 与 SLD 逐渐增强, SLD 发展为一个强盛的大型低涡, 在 SLD 东面则出现一个反气旋, 即 AE(图 4e)。虽然我们能从原始场看出 SLD 的发展过程, 但也能从中发现一些问题: SLD 和 AE 不能与 SMC 背景流分离, 使得它们的流场没有闭合、涡旋不够显著。经过 MWT 变换后, 低频涡子空间重构场中的流场能清晰且直观地展现 SLD 的发展过程(图 4k~图 4o)。在这里 SMC 背景流被分离出去, 只剩下 SLD 和 AE 等流场闭合的低频涡。SLD 的生成位置较原始场位置更偏东(图 4k), 其向西移动并逐渐与原始场中的低涡位置重合(图 4l~图 4m), 此后开始迅速发展(图 4m~图 4o)。这说明 SLD 的初始信号可能来自于春季自东向西传播的 Rossby 波, 而不是前人研究中^[2, 8]所说的由局地风应力驱动海水运动从而产生低涡。伴随着 SLD 的形成, 一个反气旋几乎同时在 SMC 的南侧形成, 但没有显著发展并逐渐衰弱(图 4m~图 4o)。之后, 在 SLD 发展的极盛期、在 SLD 东侧, 反气旋东北侧的海表面高度偏高的脊上生成了一个较小的拥有闭合环流的反气旋, 即 AE(图 4o)。在背景流子空间重构场中, 海洋环流以逐渐加强的 SMC 背景流为主导, 同时在斯里兰卡岛东岸有向东南流的沿岸流(图 4f~图 4j)。随着时间推移, SMC 逐渐增强, 伴随着它的 SSH 偏低区向东北方延伸。虽然在背景流子空间和低频涡子空间中斯里兰卡东部海域的 SSH 同样是低值区, 但背景流子空间中的等高度线和流场基本没有闭合, 且其 SSH 异常偏低程度明显弱于低频涡子空间中 SLD 的 SSH 偏低程度, 随时间变化慢且强度弱, 表明背景流子空间与低频涡子空间中的运动是 2 种不同尺度的运动, 两者在进行 MWT 后很好地分离了出来。

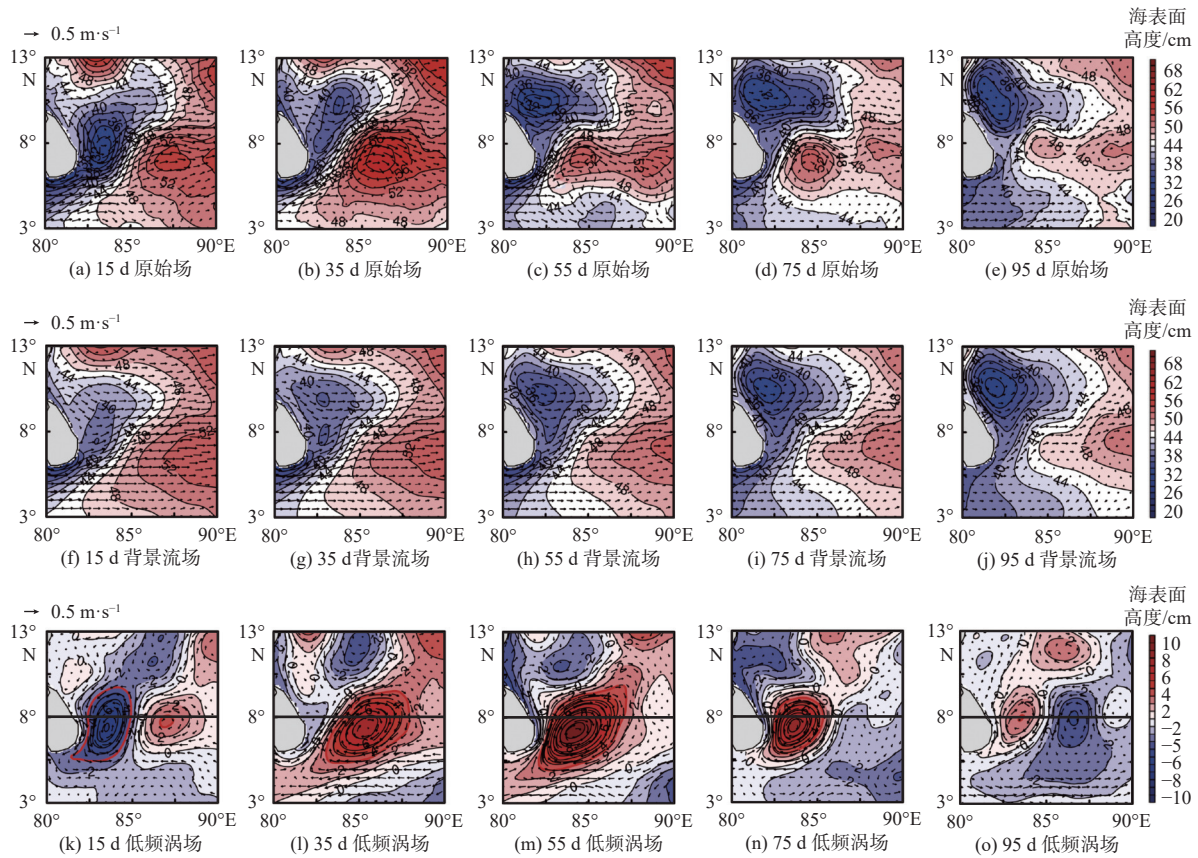


注: 图 k~图 o 中黑线为图 6 中的垂直剖面经过地区, 红圈为图 17、图 18、表 1 和表 2 中的体积分区区域。

图 4 SLD 巅峰前海表面高度和表层流场的空间分布

Fig. 4 The composites of the sea surface height and surface velocity before the peak of SLD

在SLD达到巅峰后,原始场中SLD逐渐向西北移动,最终在秋季成为在斯里兰卡岛东北侧海域徘徊蠕动的大型低涡的一部分,即孟加拉湾穹顶(图5a~图5b)。同时AE逐渐西移并发展(图5a~图5b),随后在斯里兰卡岛东岸近海减弱消亡(图5c~图5e)。在低频涡子空间重构场内,相较于原始场,显著地突出了SLD和AE这2个系统的流场演化过程。SLD在达到巅峰后继续西移靠近斯里兰卡岛并迅速减弱(图5k~图5l)。另一方面,AE在SLD达到巅峰后向西移动并迅速发展(图5k~图5m),在SLD达到巅峰的55d后在斯里兰卡东部海域达到巅峰,成为一个强盛的反气旋(图5m)。之后,AE向斯里兰卡岛进一步靠近,并逐渐减弱消失(图5n~图5o)。在背景流子空间重构场中,SMC逐渐减弱,同时孟加拉湾穹顶在斯里兰卡岛东北侧海域逐渐形成(图5f~图5j)。



注:图k~图o中黑线为图6中的垂直剖面经过地区。

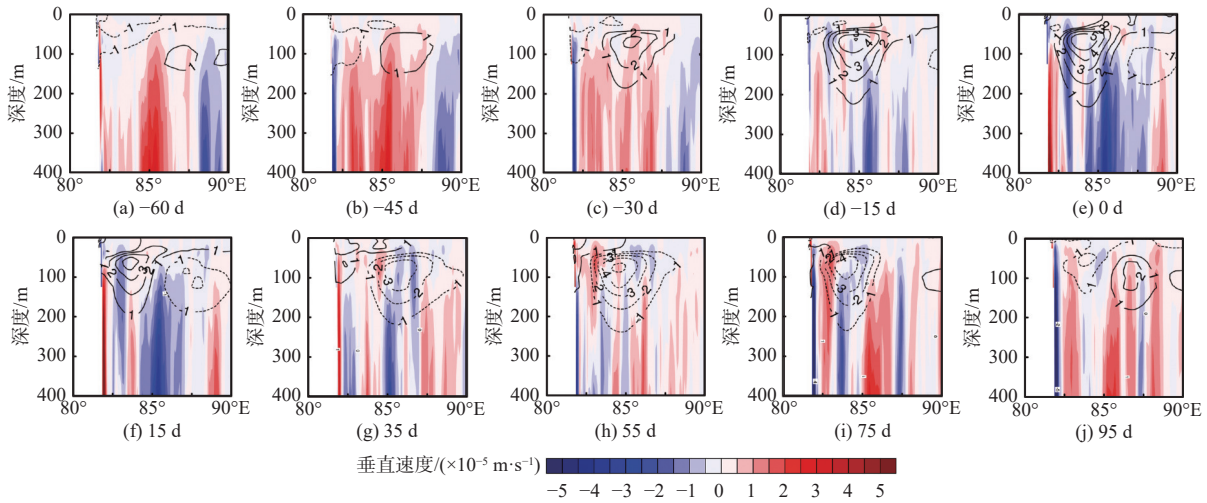
图5 SLD巅峰后海表面高度和表层流场的空间分布

Fig. 5 The composites of the sea surface height and surface velocity after the peak of SLD

图6展示了低频涡子空间中SLD与AE发展过程中垂直结构的变化。其中密度异常(ρ^{-1})定义参见式(4)。通常来说,盐度对密度的影响远不及温度,因此密度异常状况可代表该处温度异常状况。在SLD发展期,随着SLD西移并逐渐发展,SLD附近的上升运动加强,促使SLD内的异常冷水增加,表现为密度正异常发展(图6a~图6c)。随着SLD达到极盛期,SLD附近上升运动减弱,并出现下沉运动,使得SLD内的异常冷水增加变慢(图6d~图6e)。在SLD衰亡期,SLD附近主要是下沉运动,使得SLD内的异常冷水减少(图6f~图6h)。

在SLD达到巅峰前,SLD东侧有AE相关的异常暖水(表现为密度负异常)由东边界进入该区域(图6d~图6f)。随着AE发展西移,AE附近的下沉运动加强,有利于AE内异常暖水的增加(图6f~图6g)。在AE

达到极盛期前后, AE 附近的下沉运动转变为以上升运动为主导(图 6h), 不利于异常暖水的发展, 且在 AE 衰亡期促使异常暖水逐渐减少(图 6i~图 6j)。



注: 填色代表垂直速度(w)分布, 正值为上升运动; 等值线为密度异常(ρ'), 单位为 $10^{-1} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

图 6 低频涡子空间中沿 8°N 的垂直速度和密度异常的垂直分布

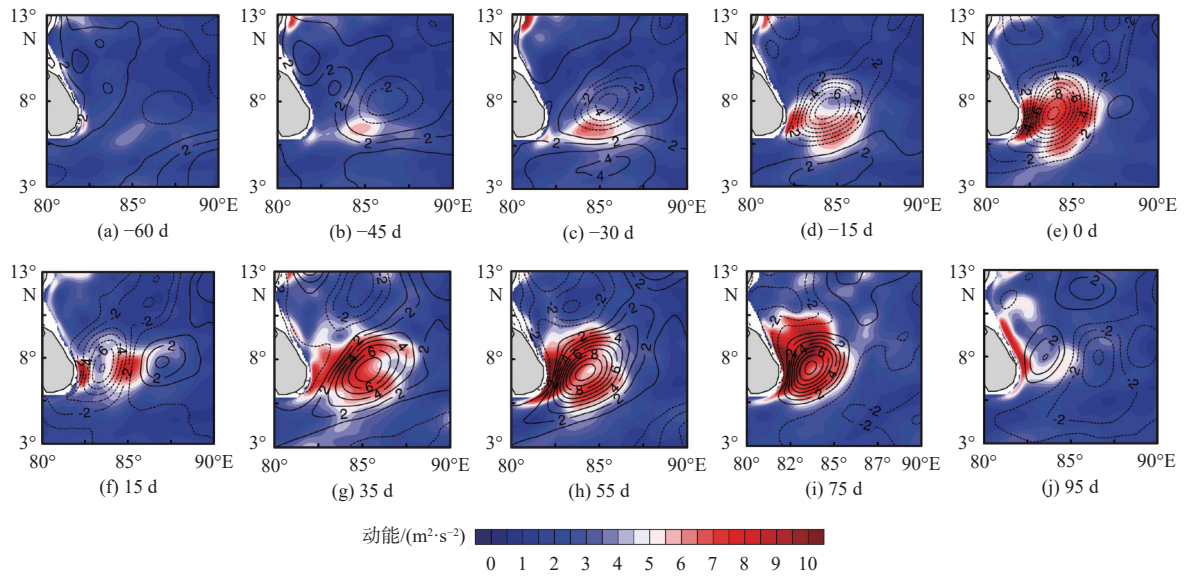
Fig. 6 The vertical distributions of the vertical velocity and density anomaly in the low-frequency eddy window across 8°N

5 局地能量过程

5.1 低频涡的动能与有效位能演化

涡旋的动能与涡旋运动的强弱直接相关, 而涡旋的有效位能与涡旋内部的密度异常直接相关, 具体可参见式(4), 从而又与涡旋内部的温度异常相关, 都能衡量涡旋发展的强弱。因此为了从能量角度探讨低频涡的发展过程, 我们需要重点分析低频涡子空间内的动能 K^1 (图 7)和有效位能 A^1 (图 8)的演化。在 SLD 发展的过程中, 随着 SLD 加深, 其 K^1 和 A^1 逐渐增强(图 7a~图 7e, 图 8a~图 8e), 这与低频涡子空间内涡旋环流场上 SLD 环流加强(图 4k~图 4o)和涡旋内部结构中异常冷水增加相一致(图 6a~图 6e)。在 SLD 衰亡的过程中, 其附近除东侧以外的 K^1 迅速减少(图 7f~图 7g), 其内部的 A^1 也迅速减少(图 8f~图 8g), 这与环流场上 SLD 不再有闭合环流场(图 5k~图 5l)和涡旋内部结构中异常冷水减少相一致(图 6f~图 6g)。在 AE 的发展期, 其 K^1 和 A^1 逐渐增强(图 7与图 8f~图 8h), 这与环流场上 AE 环流增强(图 5k~图 5m)和涡旋内部结构中异常暖水增加相一致(图 6f~图 6h)。在 AE 发展达到极盛期后, AE 的 K^1 和 A^1 在 AE 靠近斯里兰卡岛东岸的过程中逐渐减弱(图 7与图 8i~图 8j), 这与环流场上 AE 环流逐渐减弱(图 5n~图 5o)和涡旋内部结构中异常暖水减少相一致(图 6i~图 6j)。

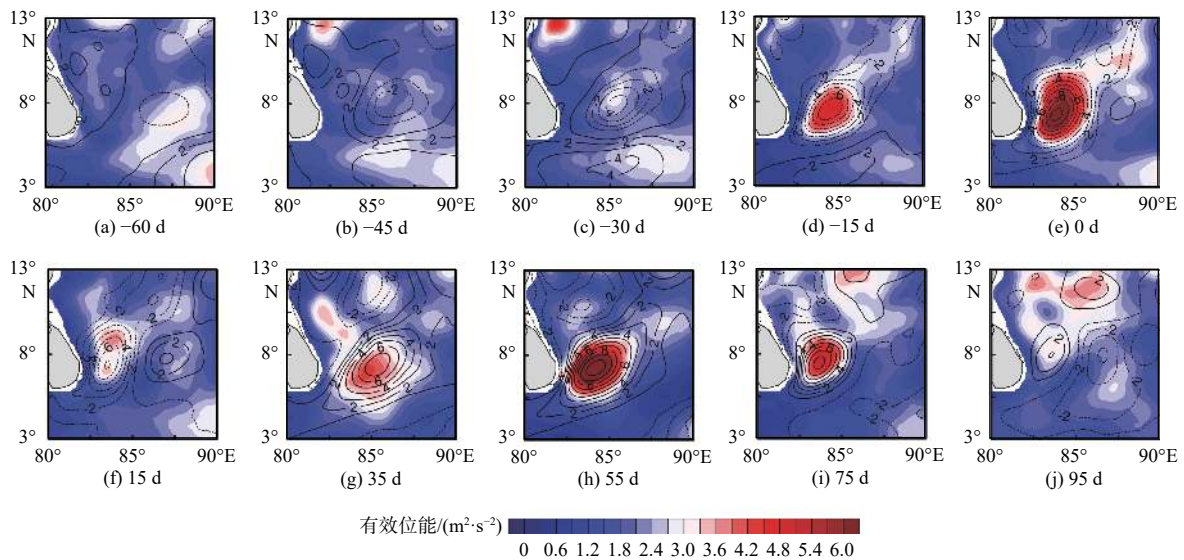
上述分析表明, 低频涡的能量均在西移过程中迅速增加, 对应涡旋环流和内部海水的温度异常增强。涡旋发展达到巅峰期后, 又在进一步靠近斯里兰卡岛的过程中能量逐渐衰减, 对应涡旋环流和内部海水的温度异常逐渐减弱。那么是什么机制促使了这些变化? 下面我们将对式(7)和式(8)中的各项物理过程做诊断分析。



注：填色为动能(K')在上层海洋(0~400 m)的垂直积分；等值线为海表面高度，单位为 cm，等值线间间隔为 1。

图 7 低频涡子空间上的动能的空间分布

Fig. 7 The composites of KE in the low-frequency eddy window



注：填色为有效位能(A')在上层海洋(0~400 m)的垂直积分；等值线为海表面高度，单位为 cm，等值线间间隔为 1。

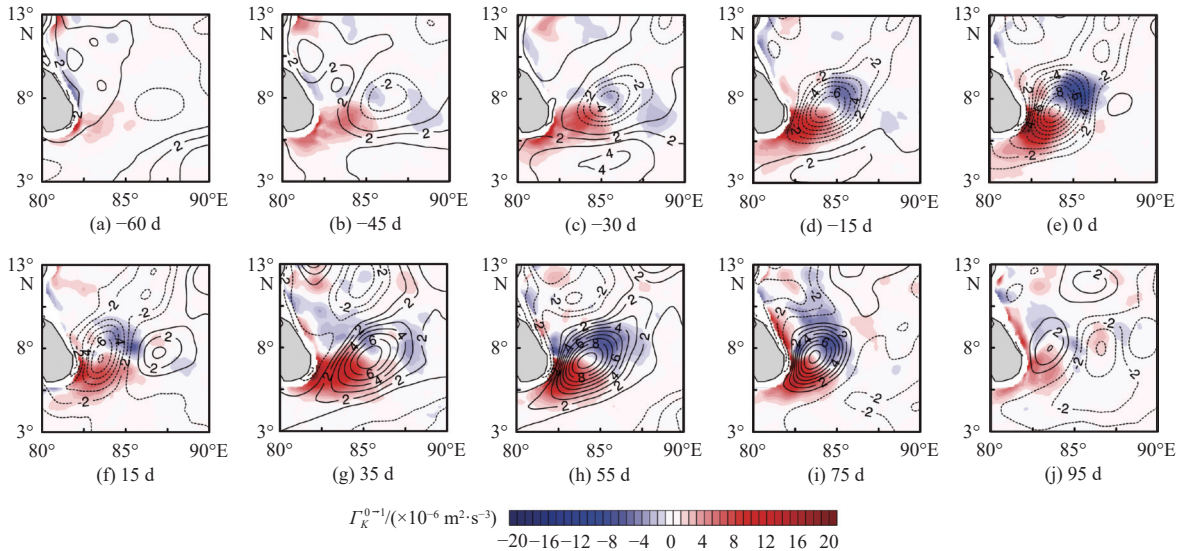
图 8 低频涡子空间上的有效位能的空间分布

Fig. 8 The composites of APE in the low-frequency eddy window

5.2 正压不稳定

SMC 具有正压不稳定的性质^[9,27]，SMC 受斯里兰卡南部海岸扰动后会发生正压失稳，其生成的扰动能量是 SLD 与 AE 这 2 个涡旋发展的可能能量来源之一^[2,7]。图 9 展示了斯里兰卡以东海域中背景流子空间向

低频涡子空间的动能传输项 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 的分布, 正负值含义参见 1.2 节。从中可以看出, 在 SLD 发展期, $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 在斯里兰卡岛东南侧海域有较强正值, 并随着 SLD 强度加深、靠近而区域变大、强度增强, 表明背景流的正压不稳定增强(图 9a~图 9e)。此时, SLD 南侧正好位于该正压不稳定区域, 使得 SLD 获得背景流的动能而发展。随着 SLD 的发展, SLD 北侧 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 出现负值区域且强度增强, 表明该区域动能通过逆级串过程向背景流返回能量(图 9c~图 9e)。但是, 正值区域明显比负值区域强且范围广, 说明总体上背景流通过正压失稳促进 SLD 发展。这种西南为正、东北为负的正则动能传输结构也与 SLD 在发展期中心往西南方向移动且振幅增大的现象相一致。



注: 填色为动能传输项($\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$)在上层海洋(0~400 m)的垂直积分; 等值线为海表面高度, 单位为 cm, 等值线间间隔为 1。

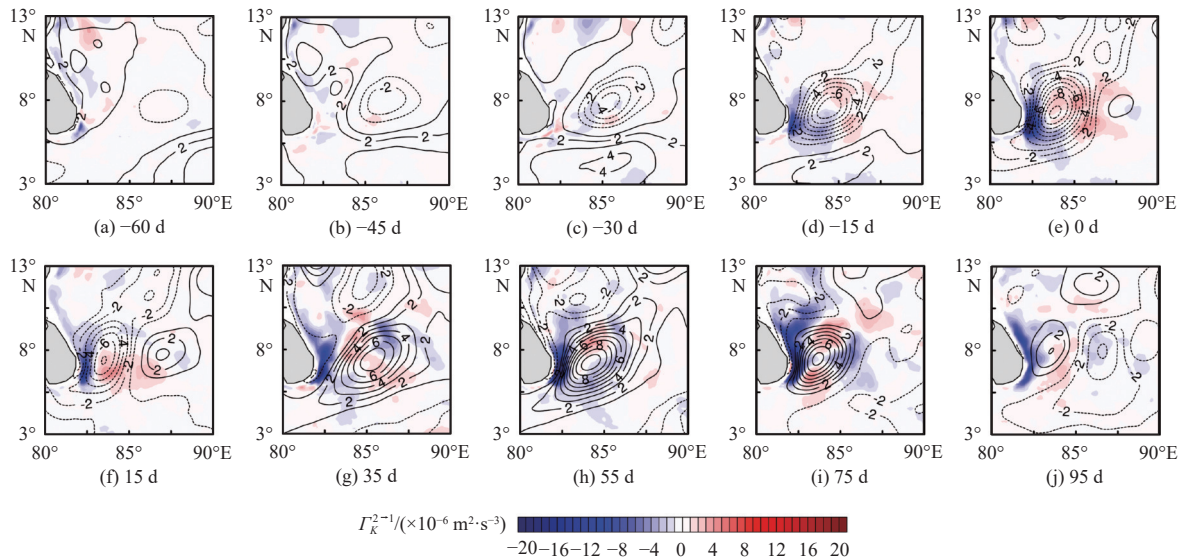
图 9 背景流子空间向低频涡子空间的动能传输项的空间分布

Fig. 9 The composites of the canonical transfer of KE from the background flow window to the low-frequency eddy window

在 SLD 达到巅峰后, SLD 强度减弱且位置逐渐靠近斯里兰卡岛, 其附近的 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 明显减弱, 不利于 SLD 进一步发展(图 9f~图 9g)。与此同时, 在 AE 发展的中后期, 随着 AE 发展并向 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 正值区靠近, $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 正值区再次扩大增强, 动能从背景流传输给 AE, 有利于其迅速发展(图 9f~图 9h)。在 AE 达到巅峰后, $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 正值区缩小并减弱, 不利于 AE 发展(图 9i~图 9j)。与 SLD 一样, AE 在发展过程中东北侧有动能通过能量逆级串向背景流返回能量, 但总体不如西南侧正向级串能量多。上述结果与 Pirro 等提出的机制^[7]一致, 即 SMC 的正压不稳定能促使 SLD 和 AE 两个低频涡发展。

低频涡除了能跟背景场产生能量交换, 还能跟更高频的扰动互相传输能量。图 10 展示了高频扰动子空间向低频涡子空间的动能传输项 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 的分布。从中可以看出, 在 SLD 发展初期 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 项不明显(图 10a~图 10c), 但随着 SLD 加深并靠近斯里兰卡岛, 在斯里兰卡岛东南侧海域出现显著的 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 负值区, 且逐渐扩大、增强(图 10d~图 10e)。这表明随着 SLD 强度增强, 其发生次级正压失稳, 将动能向更高频的扰动传输。

在 SLD 达到巅峰后, SLD 继续向斯里兰卡岛靠近并减弱, 其西侧处于 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 负值区内, 表明动能向高频扰动的能量传输是促使 SLD 减弱的重要原因(图 10f~图 10g)。此外, 在 SLD 发展极盛期, 在 SLD 的东侧 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 有较显著的正值, 表明有能量从高频扰动向低频涡逆尺度传输, 但该正值区对 SLD 来说强度远不如 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 负值区的强度大。由于 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 正值区靠近发展期初期的 AE, 因此这种逆尺度传输的动能有助于 AE 的初期发展(图 10e~图 10f)。在 AE 达到极盛期前后, 随着 AE 靠近 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 负值区, 负值区扩大增强, 并在 AE 衰减期维持一定的强度(图 10h~图 10j)。这表明 AE 与 SLD 一样, 低频涡一旦发展到鼎盛期, 它们会通过次级正压不稳定将动能向更小的尺度级串, 促使自身强度减弱。



注：填色为动能传输项($\Gamma_k^{2 \rightarrow 1}$)在上层海洋(0~400 m)的垂直积分；等值线为海表面高度，单位为 cm，等值线间间隔为 1。

图 10 低频涡子空间向高频扰动子空间的动能传输项的空间分布

Fig. 10 The composites of the canonical transfer of KE from the low-frequency eddy window to the high-frequency perturbation window

5.3 斜压不稳定

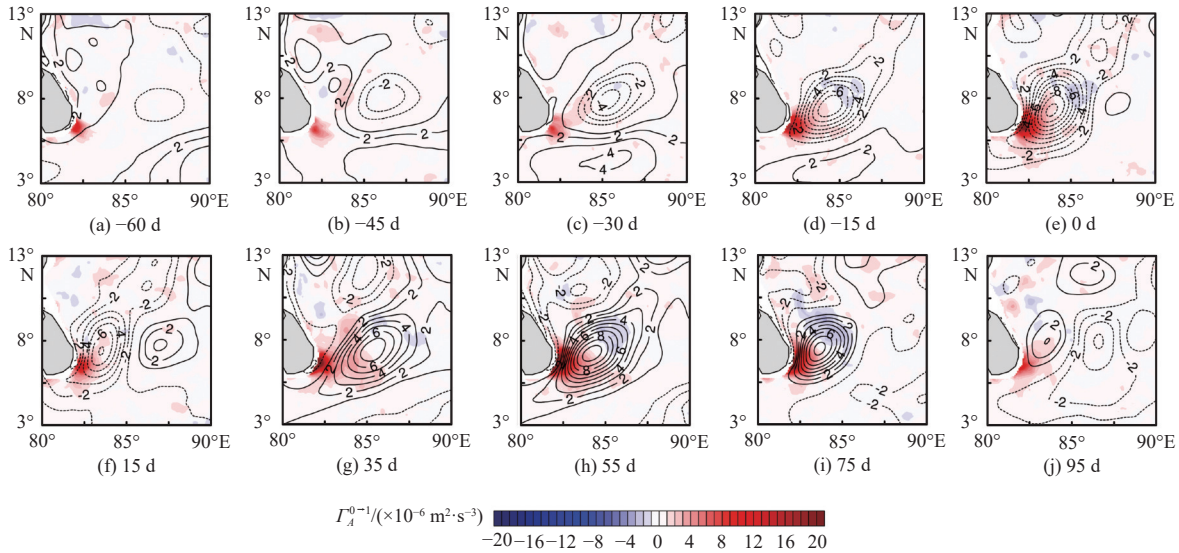
前人研究表明，斯里兰卡东部海域是斜压失稳区，斜压不稳定对该海域的 SMC 和中尺度涡的发展有着重要的作用^[9,27]。如 1.2 节所述，斜压不稳定过程可以用正则有效位能传输来定量衡量。对低频涡来说，影响其有效位能的正则传输有来自背景流($\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$)和来自高频扰动的传输($\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$)。图 11 展示了 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 的合成分布。与 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 项相似，在 -60 d 到 0 d 期间， $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 项在斯里兰卡东南角有显著正值，且正值区随着 SLD 靠近而增强扩大，表明该时段背景流的斜压不稳定性增强(图 11 a~图 11e)。SLD 第三象限位于 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 正值区上，说明斜压不稳定有利于 SLD 的有效位能增加(内部异常冷水发展)并同时向西南方向扩张。此外，随着 SLD 的发展，SLD 东北侧 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 出现负值区域，表明该区域有效位能通过逆级串过程向背景流返回能量(图 11 c~图 11e)。但是，正值区域显著得比负值区域强而广，说明总体上背景流通过斜压失稳促进 SLD 发展。

在 SLD 达到巅峰后， $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 正值区减弱，SLD 通过斜压不稳定获得的能量减少(图 11 f~图 11g)。随着 AE 逐渐移近， $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 正值区再度增强扩大，斜压不稳定使得 AE 的有效位能增加，异常暖水发展(图 11 g~图 11h)。在 AE 达到巅峰后 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 正值区减弱缩小，表明背景流斜压不稳定减弱，AE 获得的能量减少，不利于其发展(图 11 i~图 11j)。与 SLD 一样，AE 在发展过程中东北侧有有效位能通过能量逆级串向背景流返回能量，但总体不如西南侧正向级串能量多。总的来说，SMC 的斜压不稳定能促使 SLD 和 AE 两个低频涡发展。

图 12 展示了 $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 项的分布。与动能 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 项相似，在 SLD 发展期的中后期 $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 项在斯里兰卡岛出现显著负值，且负值区随着 SLD 加深而增强、范围扩大(图 12 c~图 12e)，并在 SLD 衰亡期维持一定的强度。在 AE 的极盛期和衰亡期， $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 负值区有着和 SLD 相同的变化(图 12 g~图 12j)。这表明 SLD 和 AE 发展到一定强度后通过自身的次级斜压不稳定将部分有效位能因向更高频的扰动传输，且这种正向能量级串随着涡旋加深而增强，从而阻碍 SLD 和 AE 有效位能的进一步增加，也就是说阻碍 SLD 中异常冷水及 AE 中异常暖水的进一步增强。然而， $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 的量值相对 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 较弱，因此背景流的斜压不稳定是控制这 2 个涡旋强度变化的主要机制。

图 13 为作为有效位能 A^1 与动能 K^1 转换桥梁的浮力转换项 b^1 的分布。当 b^1 为正值时， A^1 向 K^1 转换，

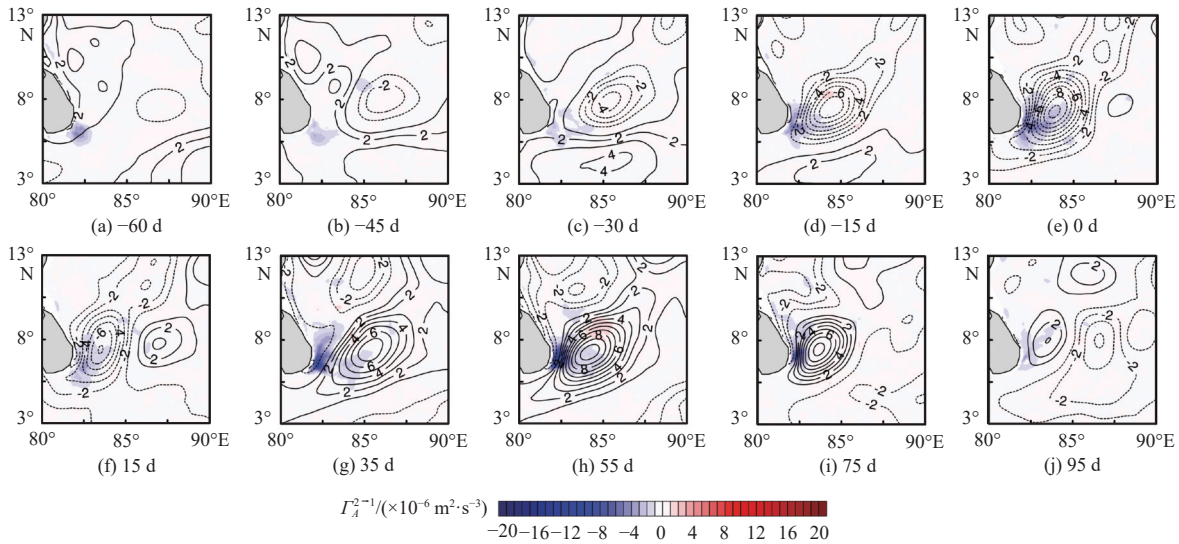
负值则为 K^1 向 A^1 转换。在 SLD 发展期, 受海表正风应力旋度作用, SLD 西侧受 Ekman 抽吸作用导致上升运动强烈(图 6 b~图 6 d), 使得异常冷水增加^[2,5], 表现为 b^1 负值区域增多(图 13 b~图 13 d)。在 AE 发展期, AE 内部以下沉运动为主(图 6 e~图 6 g), 使得异常暖水增加, 同样使 b^1 负值区增多(图 13 f~图 13 g)。表明在 SLD 和 AE 的发展期, K^1 转换为 A^1 , 而前述通过背景流斜压不稳定 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 获得的 A^1 难以转换为 K^1 , 因此斜压不稳定不能直接促使 SLD 和 AE 环流增强。在 SLD(AE) 的极盛期和衰减期, 涡旋内部上升(下沉)运动逐渐减弱, 下沉(上升)运动增强(图 6 e~图 6 f、图 6 h~图 6 i), 异常冷水(暖水)减少, 表现为 SLD 周围的 b^1 正值区增强(图 13 e~图 13 g、图 13 h~图 13 j)。这说明低频涡在发展期通过斜压不稳定获得的有效位能可以在极盛期和衰减期转换为动能, 从而维持环流强度, 减缓它们的衰亡。



注: 填色为有效位能传输项($\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$)在上层海洋(0~400 m)的垂直积分; 等值线为海表面高度, 单位为 cm, 等值线间间隔为 1。

图 11 背景流子空间向低频涡子空间的有效位能传输项的空间分布

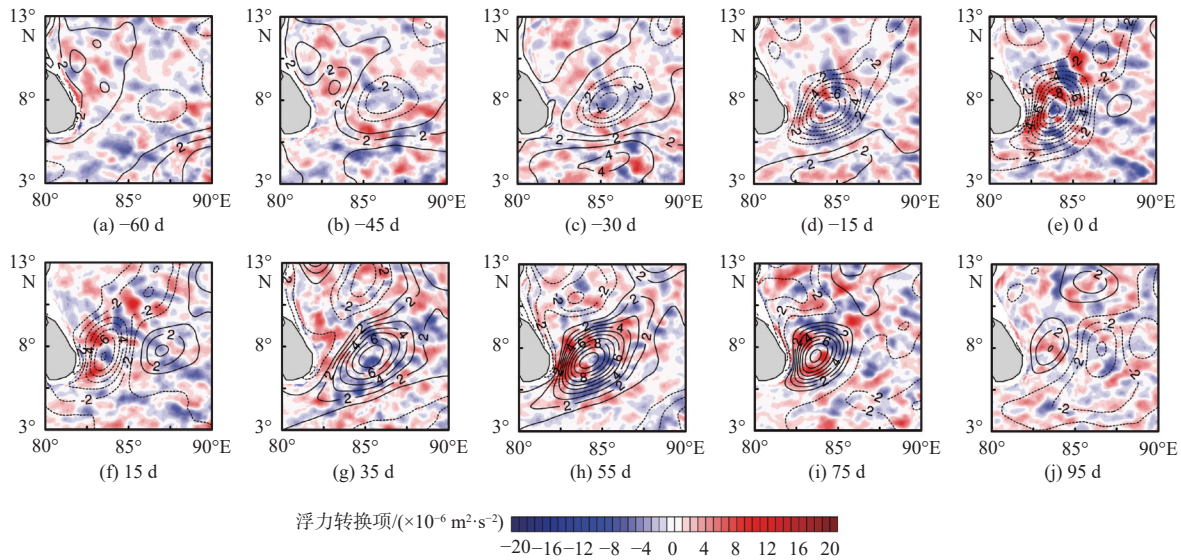
Fig. 11 The composites of the canonical transfer of APE from the background flow window to the low-frequency eddy window



注: 填色为有效位能传输项($\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$)在上层海洋(0~400 m)的垂直积分; 等值线为海表面高度, 单位为 cm, 等值线间间隔为 1。

图 12 低频涡子空间向高频扰动子空间的有效位能传输项的空间分布

Fig. 12 The composites of the canonical transfer of APE from the low-frequency eddy window to the high-frequency perturbation window



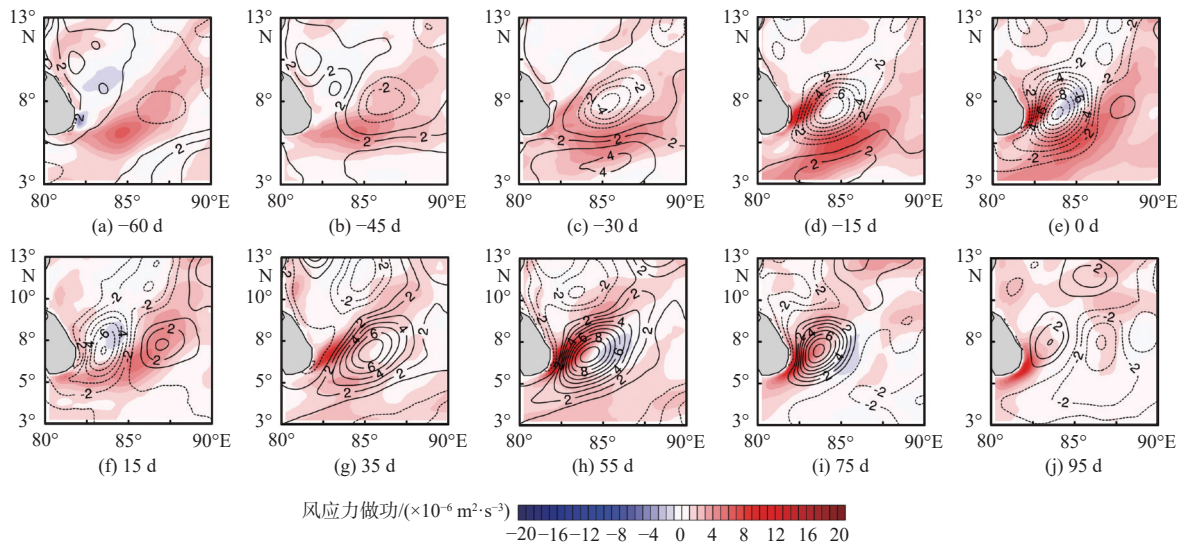
注：填色为浮力转换项(b)在上层海洋(0~400 m)的垂直积分；等值线为海表面高度，单位为 cm，等值线间间隔为 1。

图 13 低频涡子空间内浮力转换项的空间分布

Fig. 13 The composites of the buoyancy conversion in the low-frequency eddy window

5.4 风应力的直接作用

前人研究表明风应力对 AE 和 SLD 的发展有重要的推动作用，风应力对上层海洋做功输入动能，再通过促使上层海洋产生 Ekman 抽吸，或通过促使 SMC 发展并发生正压不稳定等海洋内部过程使涡旋产生并发展^[2, 5, 8, 30]。值得注意的是，这些研究没有区分风应力在不同尺度上对海流做的功，其中一个原因是风应力做功的大部分能量都输送给了背景流，其他尺度扰动得到的动能与之相比要小一个量级。那么针对 AE 和 SLD，风应力是否会在低频涡尺度内直接作用于这 2 个涡旋呢？为此，我们计算了风应力直接输入低频涡流的能量(WW^1 ，图 14)。在 SLD 和 AE 发展期， WW^1 在涡旋周围有显著的正值区，并随着涡旋加深而增强，



注：填色为海表风应力做功项(WW^1)；等值线为海表面高度，单位为 cm，等值线间间隔为 1。

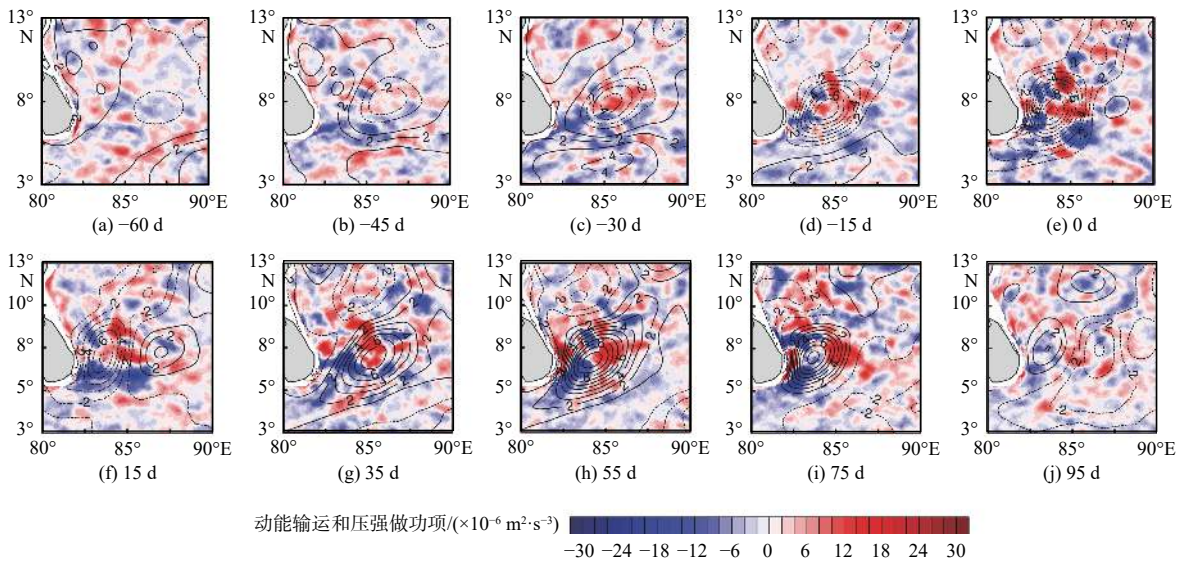
图 14 低频涡子空间内海表风应力做功项的空间分布

Fig. 14 The composites of the wind work in the low-frequency eddy window

其后在涡旋的衰亡期逐渐减弱。此外,在AE的发展期初期,AE周围已有显著的 WW^1 正值区,因在此期间背景流的正压和斜压不稳定且较弱,所以该项是促进AE早期发展的最大贡献项(图14e~图14f)。上述结果表明局地海表风应力对低频涡流直接做功对涡旋动能的增加有很大的贡献,有力地促进了涡旋的发展。

5.5 动能输运和压强做功过程

在低频涡子空间的动能倾向方程式(7)中,动能输运项 $-\nabla \cdot Q_k^1$ 和压强做功项 $-\nabla \cdot Q_p^1$ 属于非局地作用过程,通过动能通量和压强通量的辐合辐散引起局地动能的增加或者减少。我们将这2个非局地项合并为一个输运项 $-\nabla \cdot (Q_k^1 + Q_p^1)$ (图15),该项正值表示局地从外界获得动能,负值则是局地动能向外界输出。从图14可以看出,在SLD发展期,该项将SLD南侧主要来源于 Γ_k^{0-1} (图9)和 WW^1 (图14)的动能分配到SLD的内部和北侧,促使其均匀发展。在SLD达到巅峰后,能量转向东侧即AE周围传输(图15f~图15g),之后将获得的能量在AE周围均匀分配,促使SLD衰亡,从而有利于AE的发展。同样,在AE达到巅峰后,能量向东侧传输(图15i~图15j),促使AE衰亡,从而有利于东侧的气旋生成、发展。这反映了SLD和AE作为Rossby波所具有的能量频散关系^[2],能量会向东传输,促使原涡旋减弱激发东侧涡旋发展。因此,动能输运和压强做功过程主要起到把输入的能量均匀分配到整个涡旋区从而使涡旋均匀发展,以及将涡旋能量频散、使前一个涡旋减弱后一个涡旋加强的作用。



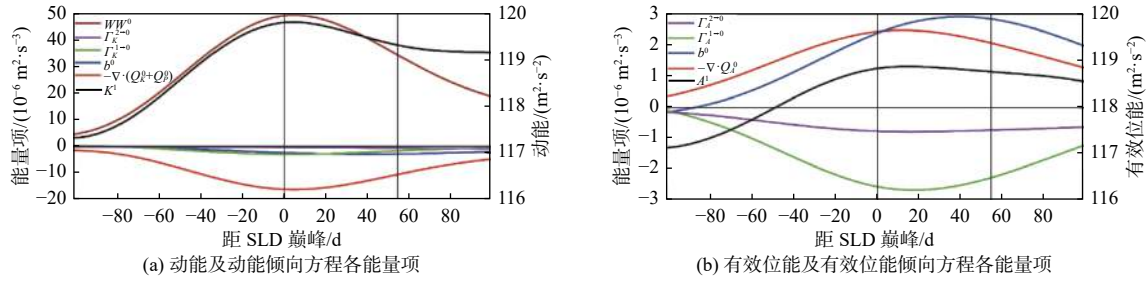
注: 填色为动能输运项与压强做功项之和 $-\nabla \cdot (Q_k^1 + Q_p^1)$ 在上层海洋(0~400 m)的垂直积分; 等值线为海表面高度, 单位为cm, 等值线间隔为1。

图15 低频涡子空间内动能输运项与压强做功项之和的空间分布

Fig. 15 The composites of the sum of the KE advection and the pressure work in the low-frequency eddy window

6 能量收支演化

为了更好地了解西南季风影响下斯里兰卡岛以东海域低频涡的能量收支,比较各项的相对贡献大小,我们对背景流子空间(图16)在上层海洋(0~400 m)的动能和有效位能及各能量项的垂直积分在斯里兰卡东部海域(82°~86°E, 6°~9°N)进行面积平均,得到时间序列。参照之前对能量项的空间分布的分析,我们认为这部分海域中的能量收支可以代表SLD和AE的发展和消亡中背景流的能量收支。



注：各序列均为各项在上层海洋(0~400 m)的垂直积分对斯里兰卡岛东侧海域(82°~86°E, 6°~9°N)的面积平均；
左侧竖线为SLD巅峰时刻，右侧竖线为AE巅峰时刻。

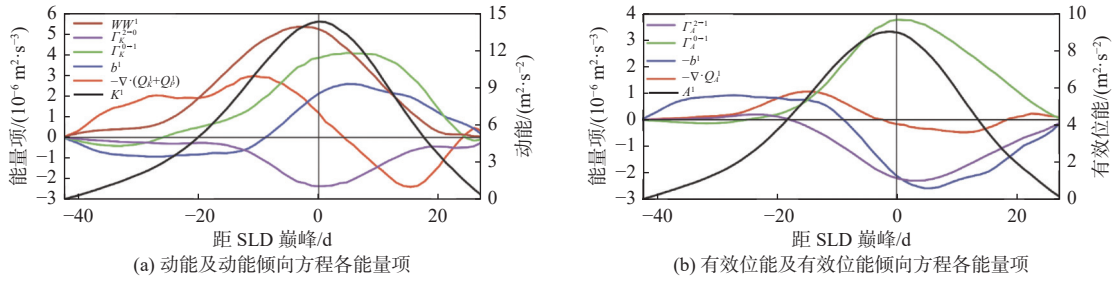
图 16 背景流子空间上的能量及能量倾向方程各能量项的时间序列

Fig. 16 Time series of the energy and energy terms in the background-flow window

由图 16a 可见，背景流子空间上导致背景流动能 K^0 增加的过程是作用在背景流上的海表风应力做功 WW^0 ，从 WW^0 中获得的大部分 K^0 通过通量项 $-\nabla \cdot (Q_k^0 + Q_p^0)$ 向外界输运。其次，有部分 K^0 通过浮力转换项 b^0 向有效位能 A^0 转化，以及通过背景流的正压不稳定过程(负的 $\Gamma_K^{1 \rightarrow 0}$)向低频涡子空间传输。从各项的相对大小可见，背景流子空间与高频扰动子空间之间动能传输 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 0}$ 最弱。

由图 16b 可见，通过 b^0 由 K^0 转化而来的 A^0 是促进 A^0 增加的主要贡献项，其次是通过通量项 $-\nabla \cdot Q_A^0$ 由外界输运而来的 A^0 。获得的能量除了增加 A^0 外，主要通过背景流的斜压不稳定过程(负的 $\Gamma_A^{1 \rightarrow 0}$)向低频涡子空间传输，其次是通过 $\Gamma_A^{2 \rightarrow 0}$ 直接向高频扰动子空间传输。

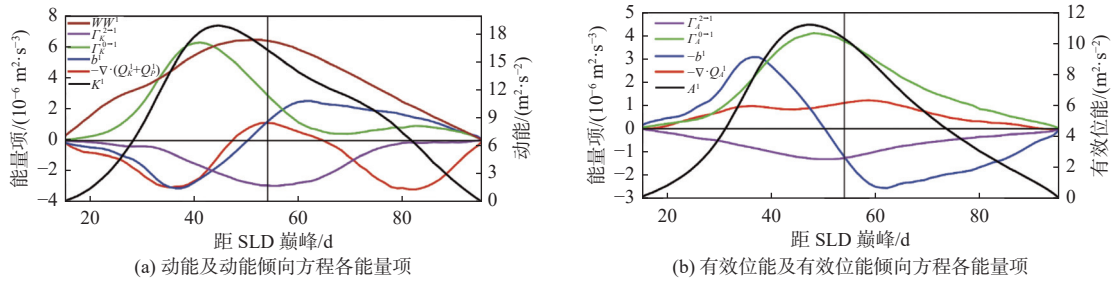
为了体现 SLD(AE)的能量收支演化，我们对低频涡子空间的动能、有效位能及各能量项在斯里兰卡岛东侧海域 $\text{SSH} < -3 \text{ cm}$ ($\text{SSH} > 3 \text{ cm}$) 的区域(图 4 和图 5 中红圈内区域)内进行体积分(0~400 m)，得到 SLD(图 17)和 AE(图 18)的能量收支时间序列。此外，为了进一步量化分析各能量项的相对贡献，我们分别列出了动能和有效位能倾向方程中各能量项在 SLD 和 AE 的发展期和衰亡期中的贡献值(表 1 和表 2)。低频涡动能 K^1 在 SLD 和 AE 的近巅峰期达到最大，导致 K^1 增加的物理过程中，作用在低频涡流上的海表风应力做功 WW^1 项在涡旋发展期逐渐增强，促进 K^1 快速增长，是推动涡旋的 K^1 增长的首要贡献项，其在 SLD 发展期占总输入能量的 46.0%，在 AE 发展期占总输入能量的 56.2%。在涡旋发展的初期， WW^1 较其他项量级大，表明风应力对涡旋流的直接做功促使涡旋产生。 WW^1 在涡旋的极盛期和衰退期的减弱是导致 K^1 不再增长的主要原因。背景流正压不稳定($\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$)项在涡旋发展的各个阶段均呈较大的正值，在 SLD 发展期提供了 17.3% 的能量，在 AE 发展期则为 43.8%，表明 SMC 的正压不稳定能量促进了涡旋发展。浮力转换项 b^1 在 SLD 和 AE 发展期初期呈负值，而在涡旋发展至靠近巅峰时转为正值，并在 SLD 衰亡期和 AE 衰亡期呈现较大的正值，对 K^1 有比较大的贡献，在 SLD 衰亡期提供了 27.7% 的能量，在 AE 衰亡期则为 28.6%。这表明 A^1 具有“充电器”的作用，在涡旋增强的时候 A^1 并不容易转化为 K^1 ，但在涡旋减弱的时候， A^1 会转化为 K^1 以减缓涡旋环流的消亡。通量项 $-\nabla \cdot (Q_k^1 + Q_p^1)$ 在 SLD 发展期是正值，向涡旋输入能量，对涡旋发展有较大的贡献(在 SLD 发展期占总输入能量的 36.7%)，但在 AE 发展期则是负值，向外输出能量，不利于涡旋发展。在 SLD 和 AE 的衰亡期，该项均为负值，向外界输运能量；在 SLD 衰亡期，该项占总消耗能量的 45.0%，是能量的次要消耗项；在 AE 衰亡期，该项占总消耗能量的 53.4%，是能量消耗的最主要项。表明 SLD 和 AE 作为 Rossby 波会将动量频散到外界，促使涡旋减弱。在 SLD 和 AE 的发展过程中 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 均呈负值，在 SLD 衰亡期该项占总消耗能量的 55.0%，是 K^1 的主要消耗项，而在 AE 衰亡期其占比则为 46.6%，是次要消耗项，表明 K^1 会通过涡旋流的次级正压不稳定过程耗散到高频扰动变率子空间。 $\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$ 的强度在涡旋的近巅峰期达到最大，说明低频涡越强其引发的次级正压不稳定性也越强。



注: 各序列是低频涡子空间上各项对 SLD(SSH < -3 cm) 区域上层海洋(0~400 m)的体积分。

图 17 SLD 的能量及能量倾向方程各能量项的时间序列

Fig. 17 Time series of the energy and energy terms integrated over the SLD area



注: 各序列是低频涡子空间上各项对 AE(SSH > 3 cm) 区域上层海洋(0~400 m)的体积分。

图 18 AE 的能量及能量倾向方程各能量项的时间序列

Fig. 18 Time series of the energy and energy terms integrated over the AE area

表 1 低频涡子空间上的动能倾向方程各能量项对 SLD 和 AE 的发展和衰亡阶段中的贡献值

Table 1 The contributions of the energy terms in the low-frequency eddy KE equation to the development and decay of the SLD and AE

单位: $\times 10^6 \text{ m}^5 \cdot \text{s}^{-2}$

时段	$-\nabla \cdot (Q_K^1 + Q_p^1)$	b^1	$\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$	$\Gamma_K^{2 \rightarrow 1}$	WW^1
SLD 发展期	1.83	-0.30	0.86	-0.66	2.29
SLD 衰亡期	-0.91	1.73	2.56	-1.11	1.95
AE 发展期	-1.19	-1.22	3.23	-1.14	4.14
AE 衰亡期	-1.25	1.65	0.80	-1.09	3.31

表 2 低频涡子空间上的有效位能倾向方程各能量项对 SLD 和 AE 的发展和衰亡阶段中的贡献值

Table 2 The contributions of the energy terms in the low-frequency eddy APE equation to the development and decay of the SLD and AE

单位: $\times 10^6 \text{ m}^5 \cdot \text{s}^{-2}$

时段	$-\nabla \cdot Q_A^1$	$-b^1$	$\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$	$\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$
SLD 发展期	0.39	0.30	0.91	-0.41
SLD 衰亡期	-0.17	-1.73	2.07	-1.38
AE 发展期	0.68	1.22	1.98	-0.73
AE 衰亡期	0.55	-1.65	1.45	-0.52

A^1 的变化与 K^1 相似。背景流斜压不稳定项 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 呈现很强的正值, 在 SLD 和 AE 巅峰前后达到极大值, 其后减少, 是 A^1 的最大贡献项(在 SLD 发展期占总输入能量的 56.9%, 在 AE 发展期为 51.0%)。通过浮力转换项 $-b^1$ 由动能转换而来的能量在 SLD 发展期占总输入能量的 18.8%, 在 AE 发展期为 31.4%, 是次要贡献项。 $-b^1$ 贡献远比 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 小, 表明与前人结论^[2,5]不同, 涡旋内部外部风应力强迫导致的 Ekman 抽吸作用在

增加涡旋内部冷(暖)异常信号的贡献上比海洋内部的斜压不稳定作用弱。在涡旋衰亡期中 A^1 通过 $-b^1$ 转化为 K^1 , 是涡旋消亡过程中 A^1 的最主要消耗项(在 SLD 衰亡期占总消耗能量的 52.7%, 在 AE 衰亡期则为 76.0%)。在涡旋发展期通过通量项 $-\nabla \cdot Q_A^1$ 由外界输运而来的 A^1 也有助于 A^1 增加, 但相对而言量级较小(在 SLD 发展期占总输入能量的 24.4%, 在 AE 发展期为 17.5%)。 $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 在 SLD 和 AE 的各发展阶段 $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 均大致呈负值, 是涡旋消亡过程中 A^1 的次要消耗项(在 SLD 衰亡期占总消耗能量的 42.1%, 在 AE 衰亡期则为 24.0%)。且与正压过程类似, $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ 的强度在涡旋的近巅峰期达到最大, 说明低频涡越强其引发的次级正压不稳定性也越强。

7 结 论

本文通过使用 $(1/12)^\circ$ 分辨率的 HYCOM 再分析资料, 运用多尺度子空间变换(MWT)和基于 MWT 的正则传输理论^[13]等方法, 研究了斯里兰卡岛以东海域低频涡旋偶极子(斯里兰卡穹顶气旋涡 SLD 与反气旋涡 AE)的演变特征, 并从能量学角度入手分析其发展和演化机制。结果表明:

1) 促进斯里兰卡岛以东海域低频涡旋偶极子 SLD 和 AE 发展的最终能量来源是海表风应力做功, 但能量有 3 个具体传输路径: ①海表风应力直接对涡旋流做功, 促使涡旋动能增加, 有利于涡旋流场加强, 是促进涡旋发展的首要贡献项; ②海表风应力首先对作为背景流的西南季风流(SMC)做功, SMC 在斯里兰卡岛东南侧海域发生正压失稳, 将动能传输给低频涡子空间, 促进涡旋动能增加, 同样有利于涡旋流场加强; ③海表风应力对 SMC 做功, SMC 将动能转化为有效位能, 再在斯里兰卡岛东南侧海域发生斜压失稳, 将有效位能释放给涡旋, 促使涡旋有效位能即 SLD 内部的异常冷信号或 AE 内部的异常暖信号增强。此外, 涡旋在发展初期通过 SMC 正压和斜压不稳定获得的能量较小, 海表风应力直接对涡旋流做功对促进涡旋发展有显著的作用。

2) 在涡旋的不同发展时期, 涡旋的有效位能和动能会发生转换: 在涡旋发展期, 海表风应力驱动涡旋流, 使涡旋内部产生 Ekman 抽吸, 促使冷水上升、暖水下沉, 一部分涡旋动能转换为有效位能^[2, 5]。但与前人结论不同的是, 该过程增加的有效位能(或异常冷信号)比通过 SMC 的斜压不稳定过程获得的要少, 说明 SLD 发展期内海洋内部过程比外部过程更为关键。在 SLD 与 AE 的极盛期和衰亡期, 通过垂直运动, 涡旋的有效位能转换为动能, 减缓涡旋动能的消耗, 有利于较长时间维持涡旋流场强度。但这种斜压不稳定能量路径($K^0 \rightarrow A^0 \rightarrow A^1 \rightarrow K^1$)只有在涡旋的极盛期和衰亡期比较明显, 因此斜压不稳定过程在促进涡旋环流增强过程中处于比较次要的位置, 而在涡旋内部温度异常的发展中起到主导作用。

3) 促使低频涡衰亡的原因: ①在涡旋衰亡期海表风应力直接对涡旋做功及 SMC 通过正压不稳定传输给涡旋子空间的动能减少, 从而使涡旋发展减慢乃至衰亡; ②由于 SLD 和 AE 作为 Rossby 波所具有的频散关系^[2], 涡旋动能通过输运和压强做功向外界输出, 使涡旋动能减少, 是促使 AE 衰亡的最主要原因; ③低频涡发生次级正压和斜压失稳, 当 SLD 和 AE 强度越强并越靠近斯里兰卡岛时, 次级正压和斜压不稳定性越强, 向更高频的扰动传输的能量越多, 次级正压失稳是促使 SLD 衰亡的最主要原因。

研究所使用的新方法即多尺度子空间变换(MWT)和基于 MWT 的正则传输理论已经成功运用在海洋中不同区域、不同尺度的中尺度涡旋研究中, 如对墨西哥湾中流套甩涡过程的研究^[23]和吕宋海峡中黑潮甩涡过程的研究^[31], 并获得了良好的结果, 体现了该方法的实用性和适用性。虽然该方法具有普适性, 但须注意的是, 在研究不同的涡旋时需要针对涡旋自身的周期选取适当的尺度子空间。

本文对斯里兰卡以东海域的低频涡旋偶极子的能量学问题进行了探讨, 指出了两者发展的几个主要能量路径, 这为低频涡旋偶极子发展的动力机制研究提供了新的认识。需要强调的是, 本文通过合成的手段对两者的演变机制做了分析, 忽略了其年际变化, 而低频涡旋偶极子的发展模式和其中的各种能量过程很可能有显著的年际变化, 关于这部分的探讨已超出了本文的研究范围, 将是今后值得研究的问题。

参考文献 (References):

- [1] TOMCZAK M, GODFREY J S. Regional oceanography: an introduction[M]. Delhi:Daya Books, 2003.
- [2] VINAYACHANDRAN P N, YAMAGATA T. Monsoon response of the sea around Sri Lanka: generation of thermal domes and anticyclonic vortices[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1998, 28(10): 1946-1960.
- [3] CULLEN K E, SHROYER E L. Seasonality and interannual variability of the Sri Lanka dome[J]. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 2019, 168(C): 104642.
- [4] VINAYACHANDRAN P N, CHAUHAN P, MOHAN M, et al. Biological response of the sea around Sri Lanka to summer monsoon[J]. *Geophysical Research Letters*, 2004, 31(1): L01302.
- [5] MCCREARY J J P, KUNDU P K, MOLINARI R L. A numerical investigation of dynamics, thermodynamics and mixed-layer processes in the Indian Ocean[J]. *Progress in Oceanography*, 1993, 31(3): 181-244.
- [6] DEVOS A, PATTIARATCHI C B, WIJERATNE E M S. Surface circulation and upwelling patterns around Sri Lanka[J]. *Biogeosciences Discussions*, 2013, 10(9): 14953-14998.
- [7] PIRRO A, FERNANDO H J S, WIJESEKERA H W, et al. Eddies and currents in the Bay of Bengal during summer monsoons[J]. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 2020, 172(c): 104728.
- [8] BURNS J M, SUBRAHMANYAM B, MURTY V S N. On the dynamics of the Sri Lanka Dome in the Bay of Bengal[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2017, 122(9): 7737-7750.
- [9] CHEN G, WANG D, HOU Y. The features and interannual variability mechanism of mesoscale eddies in the Bay of Bengal[J]. *Continental Shelf Research*, 2012, 47(1): 178-185.
- [10] CHENG X, MCCREARY J P, QIU B, et al. Intraseasonal-to-semiannual variability of sea-surface height in the eastern, equatorial Indian Ocean and southern Bay of Bengal[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2017, 122(5): 4051-4067.
- [11] CHENG X, XIE S P, MCCREARY J P, et al. Intraseasonal variability of sea surface height in the Bay of Bengal[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2013, 118(2): 816-830.
- [12] LIANG X S, ANDERSON D G M. Multiscale window transform[J]. *Multiscale Modeling & Simulation*, 2007, 6(2): 437-467.
- [13] LIANG X S. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasigeostrophic atmospheres[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2016, 73(11): 4439-4468.
- [14] PARSEVAL M A. Mémoire sur les séries et sur l'intégration complète d'une équation aux différences partielles linéaires du second ordre, à coefficients constants[J]. *Mém. prés. par divers savants*, 1806, 1(1): 638-648.
- [15] JENKINS G M. Spectral analysis and its applications[M]. San Francisco: Holden-Day, 1968.
- [16] PEDLOSKY J. Geophysical fluid dynamics[M]. New York: Springer, 1987.
- [17] OORT A H, ASCHER S C, LEVITUS S, et al. New estimates of the available potential energy in the world ocean[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1989, 94(C3): 3187-3200.
- [18] LORENZ E N. Available potential energy and the maintenance of the general circulation[J]. *Tellus*, 1955, 7(2): 157-167.
- [19] LIANG X S, ROBINSON A R. Localized multi-scale energy and vorticity analysis: II. finite-amplitude instability theory and validation[J]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 2007, 44(2): 51-76.
- [20] LIANG X S, ROBINSON A R. Localized multiscale energy and vorticity analysis: I. fundamentals[J]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 2005, 38(3-4): 195-230.
- [21] YANG Y, LIANG X S. On the seasonal eddy variability in the Kuroshio Extension[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2018, 48(8): 1675-1689.
- [22] YANG Y, LIANG X S. The intrinsic nonlinear multiscale interactions among the mean flow, low frequency variability and mesoscale eddies in the Kuroshio region[J]. *Science China Earth Sciences*, 2019, 62(3): 595-608.
- [23] YANG Y, WEISBERG R H, LIU Y, et al. Instabilities and multiscale interactions underlying the loop current eddy shedding in the Gulf of Mexico[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2020, 50(5): 1289-1317.
- [24] 赵远冰, 梁湘三, 朱伟军. 东亚地区南北两个风暴源地中风暴的结构和动力学差异[J]. *气象学报*, 2018, 76(5): 663-679. ZHAO Y B, LIANG X S, ZHU W J. Differences in storm structure and internal dynamics of the two storm source regions over East Asia[J]. *Acta Meteorologica Sinica*, 2018, 76(5): 663-679.
- [25] 徐芬, 梁湘三. 一次典型的平流层爆发性增温中的局地多尺度洛伦兹循环[J]. *大气科学学报*, 2020, 43(2): 336-346. XU F, LIANG X S. The local Lorenz cycle underlying a typical stratospheric sudden warming[J]. *Transactions of Atmospheric Sciences*, 2020, 43(2): 336-346.
- [26] CUMMINGS J A, SMEDSTAD O M. Variational data assimilation for the global ocean[M]//Data Assimilation for Atmospheric, Oceanic and Hydrologic Applications (Vol. II). Berlin, Heidelberg: Springer, 2013.
- [27] RATH S, VINAYACHANDRAN P N, BEHARA A, et al. Dynamics of summer monsoon current around Sri Lanka[J]. *Ocean Dynamics*, 2019, 69(10):

1133-1154.

- [28] SAHA S, MOORTHY S, PAN H L, et al. The NCEP climate forecast system reanalysis[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2010, 91(8): 1015-1058.
- [29] SAHA S, MOORTHY S, WU X, et al. The NCEP climate forecast system version 2[J]. *Journal of Climate*, 2014, 27(6): 2185-2208.
- [30] WIJESSEKERA H W, TEAGUE W J, WANG D W, et al. Low-frequency currents from deep moorings in the southern Bay of Bengal[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2016, 46(10): 3209-3238.
- [31] ZHAO Y B, LIANG X S, GAN J. Nonlinear multiscale interactions and internal dynamics underlying a typical eddy - shedding event at Luzon Strait[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2016, 121(11): 8208-8229.

Genesis and Maintenance of the Vortex Dipoles East of Sri Lanka

HE Wei-bang¹, YANG Yang¹, LIANG Xiang-san^{2,3}

(1. *School of Marine Sciences, Nanjing University of Information Science & Technology*, Nanjing 210044, China;

2. *Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, Fudan University*, Shanghai 200438, China;

3. *Institute of Atmospheric Sciences, Fudan University*, Shanghai 200438, China)

Abstract: The low-frequency vortex dipoles, namely, the Sri Lanka Dome (SLD) and Anticyclonic Eddy (AE), a recurring phenomenon that is generated during southwest monsoon season east of Sri Lanka, have great influences on local ecosystem and climate. A recently developed multiscale analysis methodology is used to investigate the genesis and evolution mechanisms underlying the low-frequency vortex dipoles, on the basis of the HYCOM reanalysis data with a horizontal resolution of $(1/12.5)^\circ$. It is found that the dynamical processes of the two eddies are similar, with the ultimate driving force traced back to the wind stress. They may, however, choose one or more of the following three completely different energy pathways: ① eddies are directly driven by the wind; ② the wind first drives the background southwest monsoon current (SMC), while the SMC feeds the eddies via a barotropic instability; ③ the SMC obtains energy from the wind, and then convert that part of kinetic energy to available potential energy (APE), which through a baroclinic instability is transferred to eddy APE, facilitating the growth of the eddies. The two eddies may decay due to either a reduction in strength of the external wind forcing, or a weakening of the barotropic instability of the background flow, or a nonlocal dispersion of the eddy energy, or an intense dissipation through forward energy cascading.

Key words: Sri Lanka Dome (SLD); Southwest Monsoon Current (SMC); multiscale window transform; barotropic instability; baroclinic instability; Bay of Bengal (BOB)

Received: August 25, 2021