



博士学位论文

DOCTOR DISSERTATION

黑潮-亲潮延伸体涡旋垂直结构研究
论文题目: _____

英文题目: Research on vertical structure and origin of eddies in
Kuroshio-Oyashio Extension region

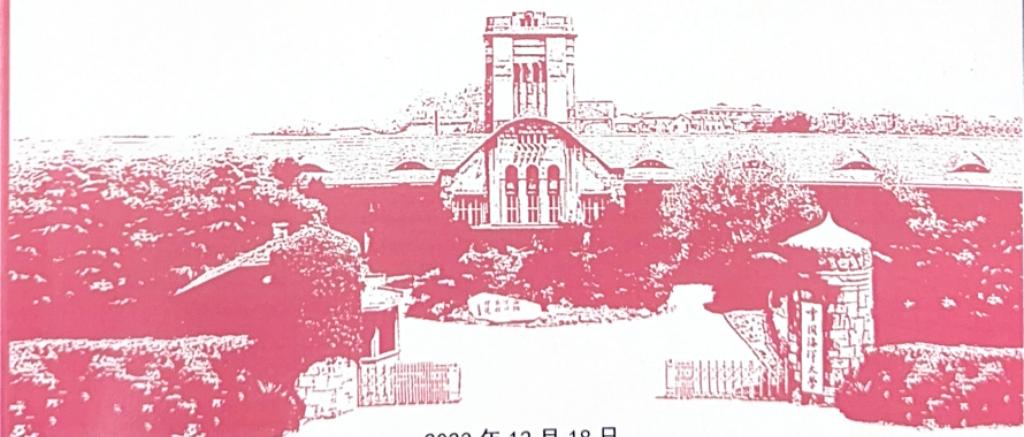
作 者: 姚恒恺

指导教师: 兰健 教授 Ping Chang 教授 马超 副教授

学位类别: 学术学位

专业名称: 物理海洋学

研究方向: 中尺度海洋涡旋



谨以此文献给我的父母、老师和朋友们！

----- 姚恒恺

黑潮-亲潮延伸体涡旋垂直结构研究与溯源分析

学位论文答辩日期: 2023年5月26日

指导教师签字: 纪健

答辩委员会成员签字:

吕德生
傅刚
尹海霞

孙伟
方越

王海霞

王海霞

王海霞

独 创 声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含未获(注：如没有其他需要特别声明的，本栏可空)或其他教育机构的学位或证书使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名: 姚恒恺 签字日期: 2023年12月18日

学 位 论 文 版 权 使用 授 权 书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，并同意以下事项：

- 1、学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。
- 2、学校可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。同时授权清华大学“中国学术期刊(光盘版)电子杂志社”用于出版和编入CNKI《中国知识资源总库》，授权中国科学技术信息研究所将本学位论文收录到《中国学位论文全文数据库》。(保密的学位论文在解密后适用本授权书)

学位论文作者签名: 姚恒恺

导师签字: 兰屏

签字日期: 2023年12月18日

签字日期: 2023年12月18日

黑潮-亲潮延伸体涡旋垂直结构研究与溯源分析

摘要

作为海洋普遍存在的运动现象，中尺度涡对于全球热量、盐度、能量和海洋生物化学要素的输运与分布扮演着关键的角色。黑潮-亲潮延伸体海域是全球海洋中涡旋活动最丰富的海域之一，更是中纬度海气相互作用的关键区域。该海域作为北太平洋亚热带环流圈和亚极地环流圈的交汇之处，拥有着复杂的海洋锋面和大尺度环流系统，造就了丰富且多样的中尺度涡现象。开展黑潮-亲潮延伸体区域中尺度涡研究对理解海洋中尺度现象在中纬度海气相互作用和全球多尺度能量平衡中的贡献具有重要意义。本文基于卫星观测、海洋剖面原位观测和再分析数据，对黑潮-亲潮延伸体海域的中尺度涡的表面特征、垂直结构和涡旋源地进行了较为系统的研究。

基于二十余年的 CMEMS 卫星遥感数据和三十多年的 FORA-WNP30 再分析数据两种不同空间分辨率的资料，使用 TOEddies 涡旋识别算法分别生成了具有父子代关系的树状涡旋数据集。对黑潮-亲潮延伸体海域中多个子区域内中尺度涡的形态学特征、运动学特征和动力学特征进行全面详尽的统计。统计发现各个子区域内涡旋特征显示出显著的差异性，进一步细化了前人对于该区域涡旋统计特征的理解。涡旋特征量在标准化生命周期中的演化揭示了显著的时间反演特性和五分位式的演化过程。

基于以上两套不同分辨率的涡旋数据集，研究发现高分辨率数据集比低分辨率数据集识别并追踪到更多的涡旋，且高分辨率数据集中的涡旋在寿命、振幅、半径、涡动能（EKE）、切向速度、传播距离、非线性参数等特征量上更小，而在传播速度、涡旋强度（EI）、平均涡度和平均变形率等特征量上表现的更大。揭示了目前全球涡旋统计中可能存在的受限于涡旋观测分辨率而产生的涡旋特征量高估问题。

基于以上两套涡旋数据集并结合 Argo 剖面数据，在研究海域的多个子区域内构建合成涡旋三维结构，在前人研究的基础上进一步细化了研究区域内涡旋三维结构的空间变异性。基于涡旋内的温盐密剖面在数学上的相似性，本文首次利用层级聚类法对涡旋数据进行聚类分析，获取该区域四种典型涡旋垂直结构（表面 1 型、表面 2 型、次表面型和中层型），相比传统的子区域法划分，本研究

获得的典型涡旋垂直结构更具代表性，消除了传统方法中难以去除的垂直结构杂糅现象。

基于以上两套涡旋数据集中的涡旋父子代关系和水团分析，对以上几种典型涡旋垂直结构进行溯源分析，找到各个类型涡旋的生成源头。表面 1 型涡旋生成于亚极地边界（SAB）以北的亲潮延伸体（OE）区域，其中反气旋涡（AE）主要生成在亚极地锋面（SAF）附近，而气旋涡（CE）主要生成于亲潮入侵流（OI）附近；表面 2 型涡旋生成于再循环水（RG）区域及北太平洋中部；次表面型涡旋生成于亚极地边界（SAB）以南、黑潮延伸体（KE）流轴以北；中层型涡旋生成于 KE 以南的广泛区域和北太平洋中部。各个类型的涡旋经线性斜压不稳定分析可被分成不同的不稳定结构。

基于以上聚类分析的结果，本文系统讨论了该区域涡旋垂直结构的几种主要影响因子，包括涡旋生成阶段的流系与不稳定机制、涡旋自身旋转造成的涡旋内水柱垂向位移、涡旋传播过程中途经区域背景层结变化造成的影响、途径区域的局地调整作用、海气相互作用作用于表面型涡旋垂直结构以及跨密度面混合的可能。

基于 TOEddies 算法生成的涡旋事件（拆分和合并）数据集，本文讨论了非涡旋事件和涡旋事件中，涡旋垂直结构在其生命演化周期中的垂向变化。其中非涡旋事件中涡旋结构相对稳定，而在涡旋事件前后涡旋核心发生超过 70m 的显著上下位移。

关键词：中尺度涡，垂直结构，黑潮-亲潮延伸体，聚类分析，溯源分析

Research on vertical structure and origin of eddies in Kuroshio-Oyashio Extension region

Abstract

As a ubiquitous motion phenomenon in the ocean, mesoscale eddies play a key role in the transport and distribution of global heat, salinity, energy and marine biochemical processes. The Kuroshio-Oyashio extension region is one of the regions with most abundant eddy activities in the global ocean, and it is also a hot spot for air-sea interaction in the mid-latitudes. As the intersection of the subtropical circulation and the subpolar circulation in the North Pacific, this sea area has complex ocean fronts and large-scale circulation systems, resulting in rich and diverse mesoscale eddy phenomena. The study of mesoscale eddies in the Kuroshio-Oyashio extension region is of great significance for understanding the contribution of oceanic mesoscale phenomena in mid-latitude air-sea interactions and global multi-scale energy balance. Based on satellite observations, in situ observations of Argo profiles, and reanalysis data, this dissertation systematically studies the surface features, vertical structures and sources of the mesoscale eddies in the Kuroshio-Oyashio extension ocean.

Based on two different spatial resolutions of CMEMS satellite remote sensing data for more than 20 years and FORA-WNP30 reanalysis data for more than 30 years, the TOEddies eddy identification algorithm was used to generate tree-like eddy datasets with parent-child relationship. Comprehensive and detailed statistics of the morphological, kinematic and dynamic characteristics of mesoscale eddies in multiple sub-regions in the Kuroshio-Oyashio extension region were carried out. Statistically, it is found that the eddy characteristics under each sub-region show significant differences, which further refines the previous understanding of the eddy statistical characteristics in this region. The evolution of the eddy features in the normalized life cycle reveals significant time-reversal properties and quintile evolution.

Based on the above two sets of eddy datasets with different resolutions, the study found that the high-resolution datasets identified and tracked more eddies than the low-resolution datasets, and the eddies in the high-resolution datasets were significantly

different in lifetime, amplitude, Radius, eddy kinetic energy (EKE), azimuthal velocity, propagation distance, nonlinear parameters and other characteristic quantities are smaller, while the characteristic quantities such as propagation velocity, eddy strength (EI), average vorticity and average deformation rate are bigger. It reveals the possible overestimation problem of eddy characteristic quantity which is limited by the resolution of eddy observation in the current global eddy statistics.

Based on the above two sets of vortex datasets and combined with Argo profile data, a composite eddy 3D structure was constructed in multiple sub-regions of the study area, and the spatial variation of the eddy 3D structure in the study area was further refined on the basis of previous research. Based on the mathematical similarity of the temperature-salt density profiles in the eddy, this paper uses the hierarchical clustering method to perform cluster analysis on the eddy for the first time, and obtains four typical vertical eddy structures (surface type 1, surface type 2) in this area, subsurface type and middle-layer type, compared with the traditional sub-region method, the typical eddy vertical structure obtained in this study is more representative, eliminating the vertical structure hybrid phenomenon that is difficult to remove in the traditional method.

Based on the eddy parent-child relationship and water mass analysis in the above two sets of eddy datasets, a traceability analysis of the above typical vertical vortex structures was carried out to find the source of each type of eddies. Surface type 1 eddies are generated in the Oyashio extension (OE) region north of the Subarctic Boundary (SAB), where anticyclonic eddies (AE) are mainly generated near the Subarctic Front (SAF), while Generated near the Oyashio Intrusion (OI); surface type 2 eddies are generated in the Recirculation Gyre (RG) region and the central North Pacific; subsurface eddies are generated south of the Subarctic Boundary (SAB) and the Kuroshio extension (KE) North of the Kuroshio axis; middle-layer type eddies are generated over a broad area south of KE and in the central North Pacific. The different types of vortices can be divided into different unstable structures through linear baroclinic instability analysis.

Based on the results of the above cluster analysis, this paper discusses several main factors affecting the vertical structure of the eddies in this region, including the flow system and instability mechanism in the eddy generation stage, and the vertical dis-

placement of the water column in the eddies caused by the eddy itself, the effect of background stratification changes in the pathway region during eddy propagation, the interaction of air-sea interaction on the vertical structure of surface-type eddies, and the possibility of diapycnal mixing.

Based on the TOEddies algorithm, a dataset of eddy events (splitting and merging) was generated for this study, and the vertical structure of eddies during their life cycle was discussed for both non-eddy-event eddies and eddy-event eddies. It was found that the eddy structure in non-eddy events remained relatively stable, while in eddy events, the eddy core underwent a significant vertical displacement of over 70m before and after the event.

Key Words: Mesoscale Eddy, Vertical Structure, Kuroshio-Oyashio Extension, Cluster Analysis, Origin Research

目 录

1 絮论	1
1.1 引言	1
1.2 研究进展	3
1.2.1 中尺度涡观测	3
1.2.2 涡旋识别与追踪	8
1.2.3 涡旋垂直结构	12
1.2.4 黑潮-亲潮延伸体区域涡旋	15
1.3 研究目标及主要研究内容	19
2 数据、方法和区域介绍	21
2.1 数据介绍	21
2.1.1 卫星高度计数据	21
2.1.2 ARGO 剖面浮标数据	22
2.1.3 FORA-WNP30 再分析数据	24
2.2 方法介绍	25
2.2.1 TOEddies 涡旋识别追踪算法	25
2.2.2 升序层级聚类技术	28
2.2.3 涡旋与 Argo 剖面联合定位技术	29
2.2.4 黑潮脱离流环识别技术	32
2.3 区域介绍	35
3 黑潮-亲潮延伸体区域涡旋的统计分析	39
3.1 形态特征	39
3.1.1 基于两种数据源的统计比较	39
3.1.2 涡旋的数量与寿命	47
3.1.3 涡旋的振幅与半径	50
3.2 传播特征	55
3.2.1 涡旋的传播过程	55
3.2.2 涡旋的出生与死亡过程	60

3.2.3 涡旋的拆分与合并过程	62
3.3 运动学特征	62
3.3.1 涡旋的涡动能	62
3.3.2 涡旋的涡度	65
3.3.3 涡旋的非线性与变形率	67
3.4 本章小结	69
4 黑潮-亲潮延伸体区域涡旋的垂直结构	73
4.1 水柱中的温盐异常	73
4.1.1 典型水团和水文特征	74
4.1.2 涡旋引起的异常	79
4.1.3 子区域间的结构差异	83
4.2 层级聚类法涡旋结构	92
4.2.1 层级聚类结果	92
4.2.2 涡旋溯源分析	101
4.3 垂直结构影响因素	105
4.3.1 涡旋生成阶段	105
4.3.2 涡旋传播阶段	110
4.4 生命演化过程中的结构变化	114
4.4.1 非涡旋事件中涡旋的结构变化	114
4.4.2 涡旋事件中涡旋的结构变化	115
4.5 本章小结	118
5 总结与展望	121
5.1 总结	121
5.2 主要创新点	122
5.3 不足与展望	123
附录 A 图片	124
参考文献	134
致 谢	149
个人简历	150

1 绪论

1.1 引言

海洋在若干空间尺度上具有内在的湍流性。其中一部分湍流以水平切变为特征，成长和发展为线性波动或非线性涡旋，后者被宽泛地描述为涡旋。中尺度涡旋在全球海洋中无处不在，是大于惯性和潮汐周期的海洋运动的重要组成部分，占据了超过 90% 的全球海洋动能 (Stammer et al., 1999; Chelton et al., 2007; 2011)，在海洋多尺度能量串级和逆向串级中发挥着重要的作用。尽管沿用了气象学中的“中尺度”一词，海洋中尺度涡旋时空尺度则完全不同，半径约为十几公里至数百公里，寿命从数天、数月至数年 (Chelton et al., 2011)。与线性波动不同的是，连贯的中尺度涡旋具有长距离、跨锋面输运物理特性（如热、盐、质量、动量）和其他生物地球化学示踪物的能力 (McWilliams, 1985; Flierl, 1981; Chaigneau et al., 2008; Zhang et al., 2014)，从而会影响大尺度水体分布、总体环流和海洋生物学 (Robinson et al., 1985; Roemmich et al., 2001; Jayne et al., 2009; Biastoch et al., 2009; Nagai et al., 2015)。

黑潮-亲潮延伸体是北太平洋涡旋变率最高水平以及海流锋面分布密集的区域(见图1-1)。作为风生环流理论下亚热带内区环流的补偿回流，黑潮起源于位涡较低的低纬度地区。对于黑潮来说，为了在流动到高纬度地区位涡相对高的地方重新进入斯维尔德鲁普内区流动，在低纬度获得的低位涡需要通过在西边界流的路径上耗散或非线性摩擦去除。但对于狭窄且高流速的黑潮来说，耗散力并不足以去除低位涡异常，于是黑潮的不稳定性在黑潮路径上充分的扩散了它的低位涡异常，从而在黑潮延伸体地区积累了大量低位涡水体，因此催生出了一个反气旋再循环水以及为黑潮延伸体流动不稳定性提供了能量源。

中尺度涡旋和其他随机波动一度被认为是一种叠加在海洋平均流之上的扰动。随着海洋观测的丰富，特别是卫星观测技术以及高分辨率全球海洋模型的发展，人们逐渐发现中尺度涡旋反而是海洋环流的一个普遍特征 (Chelton et al., 2007; 2011; Capet et al., 2008)。在过去的数十年中，中尺度涡旋以及其他海洋湍流特性得到了广泛的关注。显然，对中尺度涡旋的特征和影响的了解，将提高我们对整个海洋系统的认识，涉及到各个研究学科 (Lachkar et al., 2012; Frenger et al., 2013; Nagai et al., 2015)。一方面，它们通过能量交换、扩散示踪物等方

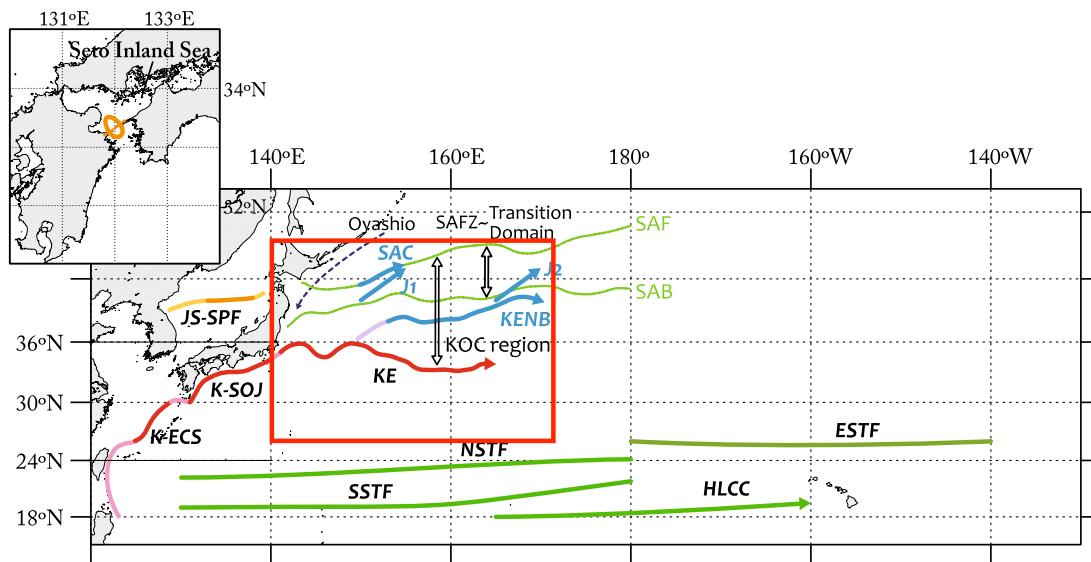


图 1-1 西北太平洋主要流系和锋面分布图, 红框代表本文研究区域 (140°E - 170°E , 25°N - 45°N)。K-ECS、K-SOJ 和 KE 分别代表黑潮东海段、黑潮日本南段和黑潮延伸体段, JS-SPF 代表日本海亚极地锋面, NSTF、SSTF、ESTF 和 HLCC 分别代表北亚热带锋面、南亚热带锋面、东亚热带锋面和夏威夷背风逆流, KENB、SAC、J1、J2 和 SAFZ 分别代表黑潮延伸体北侧分支、亚极地流、矶口射流 1、矶口射流 2 和亚极地锋面区, SAF 和 SAB 代表亚极地锋面和亚极地边界。引自 (Kida et al., 2015)

Figure 1-1 Distribution map of the main flow systems and fronts in the Northwest Pacific Ocean. The red box represents the study area (140°E - 170°E , 25°N - 45°N). K-ECS, K-SOJ, and KE represent the Kuroshio in East China Sea, South of Japan and the Kuroshio Extension; JS-SPF represents Japan Sea subpolar front; NSTF, SSTF, ESTF, and HLCC represent Northern, Southern, Eastern Subtropical fronts and the Hawaiian Lee Countercurrent; KENB, SAC, J1, J2 and SAFZ represent Kuroshio Extension northern branch, Subarctic Current, the Isoguchi Jets 1&2 and the Subarctic Frontal Zone, respectively; SAF and SAB represent the the Subarctic Front and the the Subarctic Boundary. Cited from (Kida et al., 2015)

式与平均流发生物理作用, 或在深层对流和俯冲过程的预处理中发挥重要作用 (Marshall, 1997; Qiu et al., 2008; Xu et al., 2014)。另一方面, 它们影响生物地球化学特性, 并在形成孤立的开阔海域生态系统时对海洋生物产生影响, 这些生态系统可能因涡旋内的垂直传输过程而演变 (McGillicuddy et al., 2007; Mahadevan et al., 2008; Gaube et al., 2014)。

关于涡旋的表面结构, 近些年已有许多研究, 而受制于观测数据和观测手段的限制, 涡旋垂直结构的研究主要停留在个例分析 (Zhang et al., 2019) 和合成分析 (Chaigneau et al., 2011; Kurian et al., 2011), 研究者往往需要根据海域的划分先验性的为涡旋划定子区域从而完成合成分析。尽管这样做能够一定程度上反映不同子区域的主要涡旋特征和垂直结构特征, 但面对一个水文情况复杂,

在同一区域内涡旋结构不统一的海区，传统的子区域划分法研究涡旋垂直结构就显得有些捉襟见肘。一种通过数学的方式拆解同一区域内涡旋的多种垂直结构就显得十分必要。

1.2 研究进展

1.2.1 中尺度涡观测

关于海洋中尺度涡的研究，基于研究工具和研究手段的不同，[张志伟（2016）](#)总结为三个阶段：第一个阶段（上世纪 60-70 年代）属于中尺度涡的发现阶段，海洋科学家利用传统的巡航调查、锚定浮标观测、声学漂流剖面仪等现场观测手段，发现、识别涡旋亦或“守株待兔”，证实了一系列涡旋在强流区附近以及开阔大洋中的存在；第二阶段（20 世纪 90 年代后）属于中尺度涡的广泛认识阶段，卫星高度计的发射给海洋科学家一个“全球视角”，不再受限于涡旋个例的研究，多种涡旋自动识别追踪算法的出现使得研究者可以对大范围内涡旋运动特征和时空变率的研究成为可能；第三阶段（21 世纪初以来）属于中尺度涡的深入了解阶段，Argo 剖面浮标在全球各个海域广泛部署，通过与卫星高度计数据结合，使海洋科学家在获得涡旋表面运动特征的同时进一步获得涡旋的垂直结构。

上世纪 30 年代，Columbus Iselin 及其同事为了获得墨西哥湾流的断面数据（[Iselin, 1936](#)），在蒙托克和百慕大之间的多次巡航调查中发现湾流的不同断面流向不一致，那时的人们还没有中尺度涡的概念，他尝试将该特征解释为内孤立波，但这些旋转海流很可能是涡旋，后人称这次观测为对涡旋的首次观测（[Cullen, 2005](#)）。40 年代起，随着远距离无线电导航系统的改进和深海温度测量器的应用，越来越多的涡旋在不同航次中被发现（[Spilhaus, 1940](#)）。[Iselin et al. \(1948\)](#) 首次对墨西哥湾流气旋式冷流环的多个断面进行了专门的观测。此时尽管人们对于强流附近脱离出来的涡旋有了一定的认知，但对于开阔大洋是否同样存在类似的涡旋仍不明了。随着前苏联科学家[Stockman et al. \(1969\)](#) 于 1967 年在阿拉伯海南部进行的“Polygon-67”水文测量，首次证实了在开放海域同样存在涡旋。随后 1970 年在热带大西洋进行的为期六个月“Polygon-70”观测（[Brekhovskikh et al., 1971](#)）更是激发了海洋涡旋研究的热潮（[Koshlyakov et al., 2020](#)）。1973 年 3 月至 7 月美国与英国科学家组织了一次大型观测项目——大洋中部动力学试验（Mid-Ocean Dynamics Experiment）“MODE”（[Group, 1978](#)），为了探索中尺度涡在一般海洋环流动力学中的作用，该试验使用多种仪器设施在百慕大西南海域完

成了广泛而密集的测量，为海洋中尺度涡的存在提供了确凿的证据，同时为随后 1977-1979 年与前苏联科学家的共同观测项目“POLYMODE”(Hartline, 1979) 提供了基础。“MODE” 和“POLYMODE” 观测项目（图1-2）显著的拓宽了我们对于开阔海洋中涡旋生成和演化过程中的物理过程的理解，并对后来世界大洋中中尺度现象的研究起到重要影响。上世纪末，首次对生物/物理相互作用以及涡旋对海洋生态系统的影响进行了观测 (THE RING GROUP, 1981; Robinson et al., 1985)。

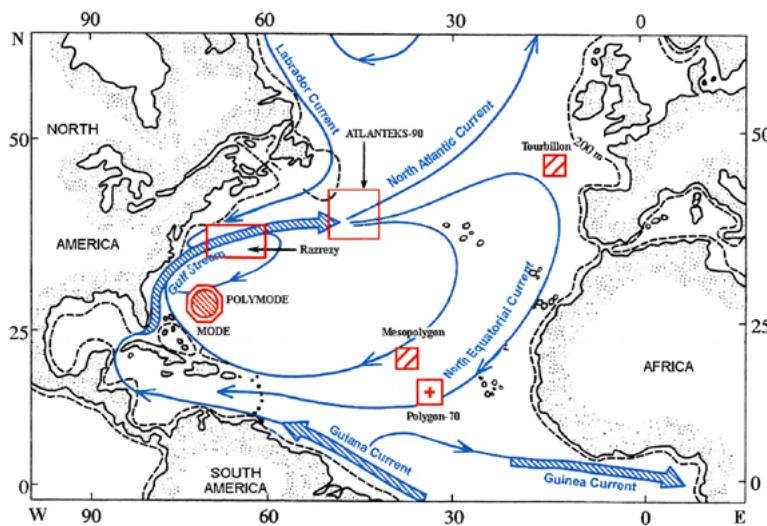


图 1-2 20 世纪后期大西洋多个大型海洋观测计划的位置（包括“Polygon-70”，“MODE”，“POLYMODE”，“Tourbillon”，“Razrezy”，“Mesopolygon”，“ATLANTEKS-90”等）。引自 (Koshlyakov et al., 2020)

Figure 1-2 Locations of several large oceanographic observation programs in the Atlantic in the late 20th century (including "Polygon-70", "MODE", "POLYMODE", "Tourbillon", "Razrezy", "Mesopolygon", "ATLANTEKS-90", etc.). Cited from (Koshlyakov et al., 2020)

经过一系列大型海洋观测计划，海洋科学家们逐渐证实了海洋涡旋的存在，并通过一系列涡旋个例的研究获得了涡旋的基本运动学特征和基本动力学属性。例如“MODE”与“Polygon-70”观测中，人们发现所观测到的涡旋具有极大相似性，如 100 天左右的生命周期和 70km 左右的空间尺度，同时具有相似的各向同性流场，垂直方向上可以扩展至深海。这些涡旋一般都具有自发的向西传播的迁移特性，人们尝试在准地转理论框架下用 β 效应和背景平均流场的共同作用来解释。所有这些早期的观测，其数据覆盖海域都很有限，只能提供一系列单个涡旋事件的研究。

90 年代起，一系列海洋气象卫星的发射为海洋科学家的研究提供了新的研

究手段，足不出户就能获得来自卫星的高时空分辨率、高数值精度的全球海洋观测场。初期每 7 天一次的 $1/3^\circ \times 1/3^\circ$ 格点化数据以及后期每 1 天一次的 $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ 格点化数据，无论在时间分辨率还是空间分辨率都能够分辨典型周期为几周到几个月以及典型直径为几十公里到几百公里的中尺度涡。[Chelton et al. \(1996\)](#) 使用 1992 年发射的 TOPEX/Poseidon (T/P) 卫星第一次在全球范围内观测到普遍存在的罗斯贝波，证实中尺度信号的西向传播主要与自由线性罗斯贝波有关。第一批使用全球海洋卫星高度计数据（仅使用单一卫星数据）的研究表明，卫星观测的罗斯贝波与传统理论中的罗斯贝波存在许多不同难以解释。如中高纬度地区观察到的罗斯贝波向西漂移速度是经典线性自由 Rossby 波理论 ([LeBlond et al., 1978](#)) 预测漂移速度的两倍 ([Chelton et al., 1996](#))，大洋中西部的振幅大于大洋东部 ([Osychny et al., 2004; Lin et al., 2005](#)) 等。在接下来的几年里，关于罗斯贝波传播的理论被调整和扩展。关于罗斯贝波理论的扩展一般分为两类 ([张永垂等, 2009](#))：一类是考虑实际海洋罗斯贝波受风应力强迫为非自由波 ([Kessler, 1990; Meyers, 1979; Qiu et al., 1997; Leonardi et al., 2002](#))，同时海气耦合作用也能够对罗斯贝波加速 ([White et al., 1998](#))；另一类认为海洋中非静止的背景流场 ([Uz et al., 2001; Killworth et al., 1997](#)) 和海底地形 ([Tailleux et al., 2000; 2001](#)) 对罗斯贝波的加速产生了影响。尽管扩展后的罗斯贝波理论在一定程度上调和了理论与观测之间的差异，观测到的罗斯贝波传播速度仍然比理论预测的快。其他观测结果中出现的一定的频散 ([Chelton et al., 2003](#)) 或经向偏移 ([Challenor et al., 2001](#))，也不符合罗斯贝波理论。

在过去几十年间，关于中尺度涡究竟是“波”还是“涡”的问题，海洋科学家们基于现场观测和卫星数据进行了激烈的讨论。将中尺度涡现象解释为罗斯贝波存在诸多挑战，[张正光 \(2014\)](#) 总结为以下四点：第一，理论上的罗斯贝波基于 β 效应存在，而观测中 β 效应极弱的高纬度地区同样存在大量中尺度涡；第二，理论中的罗斯贝波正压模态应与斜压模态分离，且正压模态西传速度远大于第一斜压模，而观测中并不存在这种情况；第三，理论中的罗斯贝波应存在频散性，以波列形式传播，而观测中的中尺度涡自持性很好不易发生频散，空间上主要以类圆形斑块形式分布；第四，理论中的罗斯贝波水质点应在周期内有限位移，而观测中存在大范围长距离的物质输运。

随着 21 世纪初全球卫星监测分辨率的提高（由两台及两台以上同时运行的

卫星高度计数据合并而成), 人们逐渐接受了海面高度 (SSH) 的变化主要由连贯孤立的非线性中尺度涡旋而不是线性罗斯贝波组成 (Chelton et al., 2007)。这些涡旋可以根据气旋 (CE, 北半球逆时针表面旋转) 和反气旋 (AE, 北半球顺时针表面旋转) 的两种极性进行区分。涡旋的主导地位解释了观测中的弱频散性问题 (Chelton et al., 2003), 因为涡旋的形状在其传播过程中保持的相当稳定, 每个波数上的能量都以相同的速度传播, 即表现出非频散性 (Chelton et al., 2007)。观测中较小的经向偏移可以用 β 效应和大型非线性涡旋的平流作用来共同解释 (McWilliams et al., 1979; Cushman-Roisin et al., 1990; Early et al., 2011)。气旋/反气旋涡旋的极向/赤道向偏转效应也可以在区域 (Morrow et al., 2004) 和全球尺度 (Chelton et al., 2011) 的观测研究中得到验证。

所有这些研究都表明, 涡旋是海洋环流中无处不在的一部分。此外, 这些研究还一致认为, 由于 β 效应所有的涡旋都有向西传播的共同特点 (Cushman-Roisin et al., 1990)。同时也存在一些例外的区域特别是平均东向海流较强的地区, 如黑潮地区 (Isoguchi et al., 2003)、ACC 地区 (Hughes et al., 1998; Fu, 2009) 或湾流地区 (Brachet et al., 2004), 这些地区的涡旋也存在着较大东向传播的比例。对长寿命涡旋 (寿命大于 4 个月) 的首次全球研究表明, 涡旋生成热点地区是强大的西部边界流、ACC 以及沿洋盆东边界和高水深梯度附近的区域 (Chelton et al., 2011)。这些涡旋热点地区存在着一些明显的涡旋走廊, 为无序的涡旋现象带来了一些规律性 (Calil et al., 2008; Sangrà et al., 2009)。然而, 考虑到所有长寿命的涡旋 (寿命大于 4 个月), 在全球范围内的气旋比反气旋多 6%, 而反气旋往往传播的距离更大, 寿命更长 (Chelton et al., 2011)。这一现象可以在其他观测研究中得到验证 (Chaigneau et al., 2009), 并由 Cushman-Roisin et al. (1990) 在理论上提出。后者的研究表明, 气旋式涡旋表现出更高的自毁倾向, 而反气旋漩涡则更加不易耗散。Chelton et al. (2011) 的结果表明, 由于涡旋在赤道带传播速度快、非线性较弱以及罗斯贝变形半径较大, 从卫星数据中识别和跟踪涡旋很困难。与相干中尺度涡相比, 线性 Rossby 波信号更占优。比较 Stammer et al. (1999) 和 Chelton et al. (2011) 分析的 EKE 与长寿涡旋的全球分布情况, 可以发现当涡旋产生在强海流附近时, 如西边界流或 ACC, 其振幅较大。Chelton et al. (2011) 观察到的平均涡旋半径和长寿涡旋的非线性随纬度下降, 与罗斯贝变形半径的分布相似。然而, 在中高纬度地区, 平均涡旋半径比罗斯贝变形半径大得

多。因此，在中高纬度带，按照地表准地转理论，涡旋能量很可能被注入大尺度流动。[Capet et al. \(2008\)](#) 在他们的模型研究中，用海面准地转理论（SQG）解释了较大涡旋的上层海洋斜压能量的反向级联。[Qiu et al. \(2008\)](#) 为南太平洋副热带逆流区的平均流和涡旋场之间的能量交换提供了第一个观测证据。

现在，测量海面盐度（SSS）、海面温度（SST）、海平面高度异常（SLA）、风应力旋度（ τ ）、叶绿素（Chl）和许多其他参数的不同卫星监测产品，在覆盖区域和分辨率方面都有很大的提高。可以结合不同的卫星产品进行一些研究，获得关于涡旋表面特征的额外信息（[Chelton et al., 2011; Frenger et al., 2013; Gaube et al., 2015](#)）。这些研究显示，气旋（反气旋）涡旋与负（正）SLA 和 SST 异常有关（[Frenger et al., 2013; Gaube et al., 2014](#)）。此外，气旋（反气旋）涡旋与 Chl 浓度的增加（减少）有关[Chelton et al. \(2011\) ; Gaube et al. \(2015\)](#)，首次提供了涡旋内生物-物理耦合的洞察力。此外，与涡旋相关的正/负 SST 异常导致与大气的相互作用，即风压、云层和降雨模式的增强/减少（[Morrow et al., 2012; Frenger et al., 2013; Mahadevan, 2014; Villas Bôas et al., 2015; Gaube et al., 2015; Ma et al., 2015](#)）。

如上所述，在过去几十年中，海洋科学家主要是利用卫星数据来观测中尺度涡旋场，特别是卫星高度计数据（[Chelton et al., 2007; 2011; Chaigneau et al., 2005](#)）。然而卫星数据仅限于海洋表面，可用于描述海洋表层加强涡旋结构和活动，但对我们对海面下发生的情况知之甚少，仅靠卫星数据还很难解释涡旋的垂直结构、涡旋的生成和耗散，以及涡旋内物理和生物地球化学特性的耦合。

对于海洋的现场观测仍是目前最直接最有信服力的一种研究手段，对于涡旋的研究更是有着其他研究方式无法匹敌的优势，但研究者往往受制于经费和实施周期的限制只能对涡旋的有限个例进行观测，近些年在卫星数据的帮助下常常能够准确的捕捉到狭义定义下表面加强型涡旋的位置[Zhang et al. \(2019\)](#)，而对于位于季节性温跃层和主温跃层之间的具有棱镜结构的模态水涡旋则只能靠 Argo 浮标“偶遇”（[Li et al., 2017](#)）或锚定浮标“守株待兔”（[Zhu et al., 2021](#)）。目前主流的现场观测包括 Argo 浮标、锚系浮标、水下滑翔机和走航调查等。

自从 1998 年自动剖面漂流浮标 Argo 的投放，全球海洋现场观测的巨大数据空白得到填补，越来越多的学者尝试结合卫星高度计数据与 Argo 浮标数据通过联合定位（Colocation）技术同步观测海洋表面高度及其内部温盐剖面。但对于

每一个单个涡旋来说，一条或几条 Argo 剖面对于一个完整的涡旋三维结构的研究仍然捉襟见肘，因此很多研究者尝试将一片海区的多个涡旋内的观测资料融合进一个合成涡旋来代表该海区涡旋的物理属性。目前已经有很多研究者对于不同大洋的合成涡旋进行了研究，如太平洋（Sun et al., 2017; Dong et al., 2017; 董迪, 2017; Yang et al., 2013; 杨光, 2013; 王茹等, 2019; Keppler et al., 2018; Chaigneau et al., 2011; 郑聪聪等, 2017）、大西洋（Castelao, 2014; Mason et al., 2017; Amores et al., 2017; Schütte et al., 2016）、印度洋（Yang et al., 2015; Dilmahamod et al., 2018）、南大洋（Frenger et al., 2015），类似的也有很多针对边缘海的合成涡旋研究，如南海（郑全安等, 2017; He et al., 2018; 谢旭丹等, 2018）、阿拉伯海（de Marez et al., 2019），以及全球范围的研究（Liu et al., 2020）。

1.2.2 涡旋识别与追踪

不同于许多其他以欧拉视角分析的海洋现象，涡旋是一种主要以拉格朗日视角分析和解释的现象，总是以不同个例的形式存在。涡旋的识别与追踪是涡旋研究过程中至关重要的一一个步骤，是从海洋观测或模拟的原始数据向涡旋领域各个分支方向研究过渡的一个中间产物。综合前人对海洋涡旋遥感的总结（陈戈等, 2021），类似于涡旋的观测的三个阶段，本文对涡旋的探测技术的发展和演化也可以粗略的分为三个阶段：第一个阶段（上世纪 60-70 年代）属于涡旋探测技术的目视解读与人工勾绘阶段，在这一阶段人们利用红外遥感数据人工识别和跟踪涡旋个例，揭示了涡旋的热量和动能效应；第二个阶段（上世纪 80 年代至今）属于计算机自动探测阶段，人们利用多种不同算法和计算机的强大算例实现大规模长时间的涡旋识别与追踪；第三阶段（近些年）属于智能解析阶段，面对积累的越来越多的海洋大数据，机器学习算法特别是神经网络模型使得海洋科学家能够以极高的效率和精度完成涡旋的识别。

早期的船载走航观测由于目的性不强，观测断面的分散性以及数据空间分辨率太低，并不能从中真正识别到涡旋的轮廓。直到上世纪 70 年代，科学家能够利用航空辐射温度计（Saunders, 1971）以及搭载了高分辨率的不同红外遥感传感器的卫星图像（Gotthardt et al., 1974; Stumpf et al., 1975; 1977），通过人工目视解读的方式较长时间的追踪了一些表面单体涡旋。后来一系列系统性的大型观测计划提供了搭载了流速计、温度压力记录仪、水位站的多边形浮标矩阵，漂流中性浮力浮标，声学电磁学浮标等设备的欧拉或拉格朗日数据，通过“守株待

兔”的方式捕获到了一些涡旋，并通过手工勾画的方式描绘出了涡旋在不同深度上的结构（Brekhovskikh et al., 1971; Group, 1978; Hartline, 1979）。尽管这些早期代表性工作中目视解读的准确性很高，一定程度上促进了人们对于涡旋运动学、动力学以及热力学的了解，但随着卫星红外遥感数据的积累，人工判读的低效率已经难以满足研究的需求。

随着计算机计算能力的提升，上世纪 80 年代以后科学家将计算机的自动解译逐渐替换了低效的人工目视解读，基于海表面温度数据研发出一系列算法如边缘检测法、特征提取法和等温线法，随后这些算法得到了不同程度的优化和扩展以满足更高精度、更大数据量的要求。同时期科学家也对水色卫星数据进行了涡旋识别的探索，其基于物质示踪原理如叶绿素 a 在涡旋中的分布从而实现涡旋的识别，越来越多的水色卫星被应用于涡旋的生态研究。

90 年代以来，卫星高度计数据的出现大大激发了人们对于涡旋自动探测技术的发展。卫星高度计技术的使用也不断迭代，多卫星融合数据逐渐替代了单卫星测量数据，目前已经能够实现 2-3cm 的测量精度，全球范围产品可达 $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ 的空间分辨率（部分海区可达 $1/8^\circ \times 1/8^\circ$ ），时间分辨率可达 1 天，极大的推动了海洋涡旋的研究。

在这一阶段，涡旋的识别方法主要分为两类（Kurian et al., 2011）：一类是基于物理量（各种动力学场的计算值）的方法，通常由闭合等值线的阈值定义涡旋；另一类是地理几何方法，通常由瞬时流速场的曲率或形状来探测涡旋。对于基于物理量的方法，包括基于 SSH/SLA 异常值（Palacios et al., 2005; Chaigneau et al., 2009; Chelton et al., 2011），基于涡度 (ζ) (McWilliams et al., 1999)，基于速度梯度张量 (Q) 或 Okubo–Weiss (OW) 参数（包含流体的剪切变形率、拉伸变形率和相对涡度）(Okubo, 1970; Weiss, 1991; Isern-Fontanet et al., 2003)。其中 OW 参数法在这一阶段的前期得到了非常广泛的应用，如地中海海域 (Isern-Fontanet et al., 2003)，秘鲁海域 (Penven et al., 2005)，阿拉斯加海域 (Henson et al., 2008)，以及全球 (Chelton et al., 2007)。但 OW 参数法存在一定的缺陷，董昌明 (2015) 总结为以下 3 点：第一，W 参数的阈值选取取决于不同的海区，并没有统一的选取依据；第二，噪声项的出现会引起涡旋识别错误率的增加；第三，不同的物理标准会直接引起涡旋识别的失败或低估了涡旋的真实直径。因此在 OW 参数法的使用上需要格外注意。Chaigneau et al. (2011) 发现 SLA 闭合等值线法要比

OW 参数法识别效果更准确，其可以显著降低“错误”涡旋的检出率 (Chaigneau et al., 2008)。

另一类基于地理几何的方法，包括 Sadarjoen et al. (2000) 提出的基于闭合曲线识别涡旋的方法，即缠绕角法 (Wingding Angle, WA), Nencioli et al. (2010) 提出的基于流场矢量的几何特征来识别涡旋的方法 (Vector Geometry, VG), Dong et al. (2011) 又在此基础上扩展至 SST 数据。另外, Dong et al. (2012); Petersen et al. (2013); Lin et al. (2015) 又在 VG 法二维涡旋识别算法的基础上扩展至三维高分辨率数值模拟产品中。Souza et al. (2011) 在对三种涡旋探测方案的对比中也表明基于地理几何的方案在涡旋探测的数量、生命期和位移速度上有更优的表现。

在对每个时间步的快照进行涡旋识别以后一般都要进一步进行涡旋的追踪以连接不同时间步上识别出来的涡旋。涡旋的追踪算法一般分为 3 类 (陈戈等, 2021): (1) 最近邻法 (Isern-Fontanet et al., 2006)，以 Rossby 波理论估算涡旋最大传播距离作为搜索域，将搜索域内的同极性涡旋作为涡旋的追踪候选者；(2) 相似度法 (Penven et al., 2005)，其通过比较前后时间步上涡旋之间的物理和几何属性的相似性来选取追踪涡旋的候选者；(3) 重叠像素法 (Henson et al., 2008)，这是一种简单易于实现的方案，假设前后时间步上同一涡旋存在一定比例的空间重叠。近些年的涡旋追踪方案 (Laxenaire et al., 2018) 通常综合了以上三种方案，既保证了涡旋追踪的物理意义又提高了涡旋的追踪效率。

在这一阶段也同样诞生了一批以拉格朗日数据作为输入源的涡旋探测算法，一般通过检测拉格朗日浮标轨迹中的“回路”来识别涡旋。Dong et al. (2011) 总结了四类拉格朗日方案的涡旋探测算法：(1) 拉格朗日随机模型 (LSM) 方法 (Griffa et al., 2008)，由浮标轨迹计算旋转率，若旋转率超过一定阈值则判定存在回路；(2) 椭圆图样识别法 (Glenn et al., 1993)，直接识别浮标轨迹是否存在椭圆图样以判定是否存在涡旋；(3) 拉格朗日动力系统方法 (Beron-Vera et al., 2008)，通过拉格朗日拟序结构 (LCSs) 获得涡旋的边界信息；(4) 几何方法 (Boebel et al., 2003)，通过拉格朗日轨迹的曲率来判定涡旋回路。由于拉格朗日法探测涡旋的数量取决于拉格朗日浮标投放的数量，并不能像欧拉方法全面获得一个海区全部的涡旋数据，因此本文对该方法不作赘述。

第二阶段的涡旋自动探测方案通常只包含涡旋识别与追踪两个步骤，通常

在面临涡旋的拆分与合并时他们都选择保留较强的一只涡旋并认为其生命得到延续，而较弱的一只则认为是一只新的涡旋，通常他们也自称该数据集为全生命周期涡旋数据集，这样获得的涡旋数据集足以解释不同海区涡旋的形态学、运动学以及动力学的统计特征和规律。也有一些学者在涡旋追踪的基础上，进一步讨论了涡旋与涡旋之间的相互作用过程，从而给出了涡旋的父代与子代之间的关系，从而建立起一个更庞大的真正的涡旋全生命周期网状涡旋数据集，例如后文中应用的 TOEDDIES 涡旋探测算法（[Laxenaire et al., 2018](#)）。

第三阶段的出现则要追溯到上世纪 80-90 年代神经网络技术的兴起，为数不多的海洋科学家尝试将该技术应用于海洋涡旋的识别。近年来，机器学习方法特别是深度学习技术/深层神经网络成为了近些年来计算机领域非常热门的技术之一，越来越多的研究者将该技术应用与海洋、大气和气候研究中。[郝滢洁 \(2017\)](#) 将卷积神经网络（CNN）应用于 SLA 数据，根据训练的 CNN 模型对涡旋进行识别和分类，相比传统基于流场几何特征的涡旋识别算法，CNN 检测方法准确率更高，识别速度更快，可对大数据批量识别；[Lguensat et al. \(2018\)](#) 基于深度学习算法构建了 EddyNet 深度神经网络，解决了机器学习中因训练样本数据集过少引起的过拟合问题。[Duo et al. \(2019\)](#) 又基于数据增强扩展训练数据集，依据二维图像的旋转平移特性和噪声的加入构建 OEDNet 算法，解决了深度学习样本不足的问题。[Zhao et al. \(2017\)](#) 构建的 PSPNet 算法还能对 SSH 数据进行语义分割，根据涡旋的大小、形状等不同特性融合不同语义，从而提高对多尺度涡旋的识别效果；在这一阶段还有许多针对如 SST 数据的 DEEP-SST-EDDIES 算法（[Moschos et al., 2020](#)）、针对流场数据的基于流路的区域神经网络 SP-RCNN 算法（[Bai et al., 2019](#)）、针对 SAR 图像的 DeepEddy 深度学习算法（[Du et al., 2019](#)）等，以及能够针对多种数据源融合数据的中尺度涡检测算法 SymmetricNet（[Fan et al., 2019](#)）。

这一阶段的机器学习算法，能够在保证极高的涡旋识别正确率的基础上，以极高的识别速度、海量的数据处理量、较小体量的训练数据集、特殊情况下的识别效果等方面一定程度上解决过去第二阶段涡旋识别的痛点。但我们也需要注意到，尽管机器学习算法的识别阶段效率很高，但训练模型和参数调整阶段仍需耗费大量的时间和计算资源，且仍然需要人工进行对象的标记。另外，由于神经网络本质上仍是一个黑箱问题，尽管它能够高效的给出我们识别的结果，但其中

的原理在目前我们的理解认知中仍得不到很好的解释，因此还没得到物理海洋学界的普遍应用。目前第二阶段的涡旋自动探测算法仍是物理海洋学界的主流工具，其更符合我们对中尺度涡的物理意义上的定义。但可以预见的是，随着机器学习相关理论的进步、机器学习算法的迭代以及与传统物理海洋基本原理的结合，通过人工智能涡旋探测的时代必将来临。

1.2.3 涡旋垂直结构

Zhang et al. (2013) 重新明确了中尺度涡的定义，即受地转控制的局地地转位涡异常。他基于卫星高度计数据和 Argo 浮标资料，利用观测资料推导出了适用于全球中尺度涡的归一化三维统一结构 $p_n(r_n, z) = R(r_n) \cdot H(z)$ ，其中 $R(r_n) = (1 - r_n^2/2) \cdot \exp(-r_n^2/2)$ 为中尺度涡归一化的压强异常场径向结构函数， $H(z)$ 为垂直结构函数， $r_n = r/R_0$ 为标准化的坐标拉伸系数。由此可以根据海洋表面信息反演海面以下的涡旋结构。尽管其提出的理论模型适用于全球涡旋，但大量个例涡旋断面表明，涡旋垂直结构在不同地区和不同涡旋之间会有很大差异 Riser (1986); Lukas et al. (2001); Rossby et al. (2011)，甚至在同一个较小的海域中涡旋的垂直结构也存在巨大差异 (Kurian et al., 2011; Keppler et al., 2018; Frenger et al., 2015; Yang et al., 2015; Pegliasco et al., 2015; Dong et al., 2017)。

广义上，涡旋是一种结构相对稳定、发展相对成熟的海洋不稳定扰动。涡旋的垂直结构常与线性稳定性分析共同讨论，它可以帮助我们全面的理解不同种类的斜压不稳定类型在全球海洋的地理分布、中尺度涡旋和不稳定波动的性质和生成机制。大多数涡旋的生成是由斜压不稳定机制驱动，通过释放海洋平均状态下的有效势能来生成。Feng et al. (2021) 将前人推导的斜压不稳定类型根据垂直结构的不同总结为四类：分别是 Eady 型、Charney-s 型、Charney-b 型和 Phillips 型（如图1-3）。其中 Eady 型对应垂直结构为海表和海底加强，Charney-s 型对应海表面加强，Charney-b 型对应海底加强，Phillips 型代表海洋内部加强。一般可由卫星海表面高度信号捕捉到表面强化型涡旋对应 Charney-s 型斜压不稳定占 47%，而近些年通过次表层观测如 Argo 或数值模式发现的次表层强化涡旋对应 Phillips 型斜压不稳定占 33%。

狭义上，根据涡旋垂直结构中水文要素的分布情况，一般将涡旋分为两个类别：表层强化型涡旋和次表层强化型涡旋。表层强化型涡旋通常可以由海洋表层附近较大的等密线变形来表征，其极性决定了等密线的上凸亦或下凹，气旋式

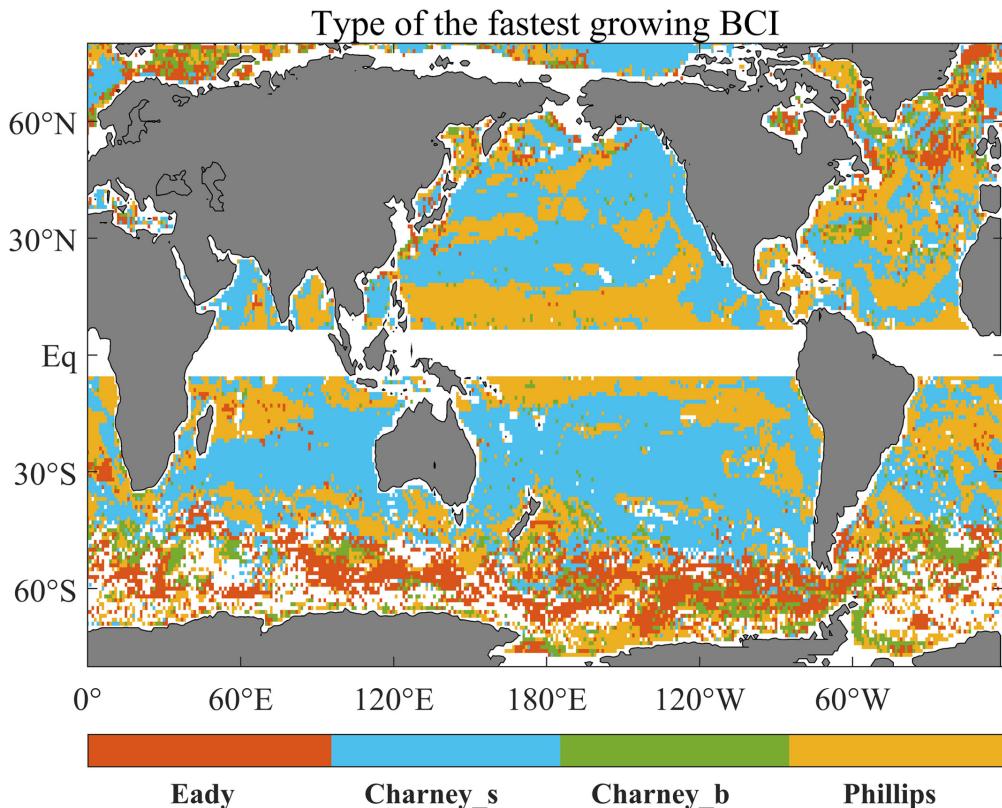


图 1-3 斜压不稳定类型的全球分布, 引自 (Feng et al., 2021)

Figure 1-3 Global distribution of baroclinic instability types, cited from (Feng et al., 2021)

涡旋通常同时抬升季节性温跃层和永久性温跃层, 而反气旋式涡旋通常同时下压季节性温跃层和永久性温跃层; 而次表层强化型涡旋 (又称亚中尺度一致涡 SCV (McWilliams, 1985)、棱镜涡旋 (Armi et al., 1984)、温跃层内涡旋 (Dugan et al., 1982)、模态水涡旋 (McGillicuddy et al., 2007)) 通常是等密线带有棱镜结构的反气旋涡, 即在涡旋中心以上等密线向上拱起并抬升季节性温跃层而涡旋中心以下等密线向下凹陷并下压永久性温跃层。

次表层涡旋在全球很多海域都有发现, 有的会根据其被发现的海域或其包裹水团的来源被前人赋予了不同的名称, 如全球范围的研究称 “Submesoscale Coherent Vortices (SCV)” (Kostianoy et al., 1989; McWilliams, 1985), 北大西洋称 “Meddies” (Riser, 1986; Zenk et al., 1991; Bower et al., 1995; Richardson et al., 1989; Armi et al., 1984), 地中海地区称 “Leddies” (Taupier-Letage, 2003), 印度洋称 “Reddies” (Shapiro et al., 1991), 东北太平洋称 “Cuddies” (Lukas et al., 2001; Molemaker et al., 2015), 黑潮延伸体地区称 “Kiddies” (Zhang et al., 2015; Li et al., 2017), 南太平洋称 “Teddies” (Stramma et al., 2013; Colas et al., 2012; Combes et al.,

2015; Thomsen et al., 2016; Nof et al., 2002) 等。由于次表层涡旋的核心通常位于主温跃层中或主温跃层以下, 绝大部分次表层涡旋缺乏较强的海表面信号, 因此难以被卫星观测捕获。尽管从涡旋垂直结构的研究角度, 次表层涡旋有着相对独特的垂直结构也逐渐成为近些年涡旋动力学的研究热点, 但其不是本文的研究重点, 在此不进行拓展, 本文讨论的主要为表层强化涡旋。

获取涡旋垂直结构最简单直接的方法便是根据当天卫星高度计提供的涡旋具体位置通过船载仪器现场走航观测或投放抛弃式观测仪器 (Zhang et al., 2019), 或是在涡旋时常出现的区域安装锚系浮标阵列以捕获经过涡旋 (Zhang et al., 2016)。尽管这种方案可以获得若干涡旋的高分辨率垂直结构信息, 但受制于现场观测高昂的成本和区域的限制, 往往可获得的涡旋数量十分有限, 也无法较为客观的反映较大海域的总体涡旋特征。因此近些年使用卫星高度计和 Argo 浮标进行联合定位的合成涡旋方案应运而生。合成涡旋技术考虑了 Argo 浮标与涡旋的相对位置关系, 在假设了小海区内涡旋结构较为相似的前提假设下, 充分利用不同时空的观测资料, 基于客观分析给出合成涡旋的三维结构。

目前已有许多学者结合卫星高度计数据和 Argo 浮标数据通过联合定位技术构建不同海域合成涡旋的垂直结构和三维结构, 例如在南太平洋东边界流区 (Chaigneau et al., 2011)、北太平洋东边界流区 (Kurian et al., 2011)、北太平洋的副热带逆流区 (Yang et al., 2013)、热带太平洋西南区域 (Keppler et al., 2018)、南大洋 (Frenger et al., 2015)、热带印度洋东南区域 (Yang et al., 2015) 等海域均有所应用。然而在研究中, 很多研究者均发现即使在较小的海区内, AE 与 CE 的结构常表现出不同的垂直结构; 在稍大的海区内, 不同子区域也会同时存在多种不同结构和影响深度的涡旋。这一现象一般被解释为结构不同的涡旋来自不同的涡旋生成机制 (Chaigneau et al., 2011; Kurian et al., 2011) 或跨密度面混合机制 (Keppler et al., 2018)。

通过子区域进行合成涡旋的研究尽管能够揭示一个小区域中涡旋的宏观特征, 但其受制于在子区域内的涡旋须具有相似的垂直结构这一前提假设, 否则合成出的涡旋就会杂糅多种不同涡旋结构于一体, 例如产生伪双核结构或极其深厚的涡旋结构, 尽管逐一检验单一涡旋剖面的方式能够有效查证合成涡旋是否存在伪结构问题, 但在面临海量数据时逐一检查并不现实。因此近年来有一些学者开始利用聚类分析的手段对 Argo 浮标的温盐剖面进行研究。Maze et al.

(2017)、Jones et al. (2019)、Rosso et al. (2020)、Boehme et al. (2021)、Houghton et al. (2020)、Sambe et al. (2022) 等先后将高斯混合模型 (GMM) 聚类方法、剖面分类模型 (PCM) 聚类方法等先后应用于北大西洋、南大洋、南极边缘海、赤道太平洋和西北太平洋等区域的 Argo 温度或生物化学剖面，以讨论 Argo 剖面结构的聚集性和空间分布。在太平洋和大西洋的 4 处大洋东边界上升流系统中，Pegliasco et al. (2015) 利用升序层级聚类技术 (HAC) 对合成涡旋的温盐异常平均剖面进行分类，发现在每个东边界上升流系统中都同时存在表层强化和次表层强化涡旋，且涡旋的温盐、动力高度等异常剖面在涡旋整个生命期内基本保持稳定。

传统上人们对于一大面积海域的研究往往起始于对于该海域中子区域的划分，并假设在人工划分的子区域中海洋性质保持相对均匀，但常常事实与猜想不符，造成统计结果中方差较大。聚类方法的使用改进了传统上人们需要凭借经验划分子区域的主观性，尤其对于在一个水体性质较为复杂的海域内，从数学和统计的量化标准中划分研究对象不同的类别，提高了分类结果的鲁棒性，也使研究结果的归因更科学。

1.2.4 黑潮-亲潮延伸体区域涡旋

黑潮、亲潮这两支亚热带和亚极地环流圈的西边界流从大陆架脱离后在日本东侧海域形成了一个汇合区，即黑潮-亲潮延伸体区域 (KOE)。根据前人命名规则，该区域定义了包括黑潮延伸体 (KE)、亲潮及其延伸体 (OE) 及其东侧区域，这里存在着大量中尺度涡，涡旋特征显示他们源于黑潮延伸体、亲潮、津轻暖流和鄂霍茨克海等（如图1-5）。

有关涡旋的识别与统计特征，前人发现涡旋识别方法和源数据的不同对涡旋的统计特征有较大的影响。Meng et al. (2021) 比较了 KE 区域Chelton et al. (2011) ; Li et al. (2016) ; Faghmous et al. (2015) ; Dong et al. (2011) 四套中尺度涡数据集的涡旋统计特征，发现涡旋的数量、大小、振幅、寿命等都存在较大的不同，但归一化的涡旋特征在空间分布和时间变化上相对统一，可以认为不同涡旋识别方法对于 KE 区域涡旋的基本特征都能够有效获取。董迪 (2017) 比较了Faghmous et al. (2015) SLA 等值线法和Nencioli et al. (2010) 几何矢量法在 KOE 区 (25°N - 45°N , 130°E - 180°E) 的涡旋识别结果，后者得到的涡旋数量仅为前者的 61%，平均寿命、半径、传播速度也更短，但平均地转流速更高，这与涡

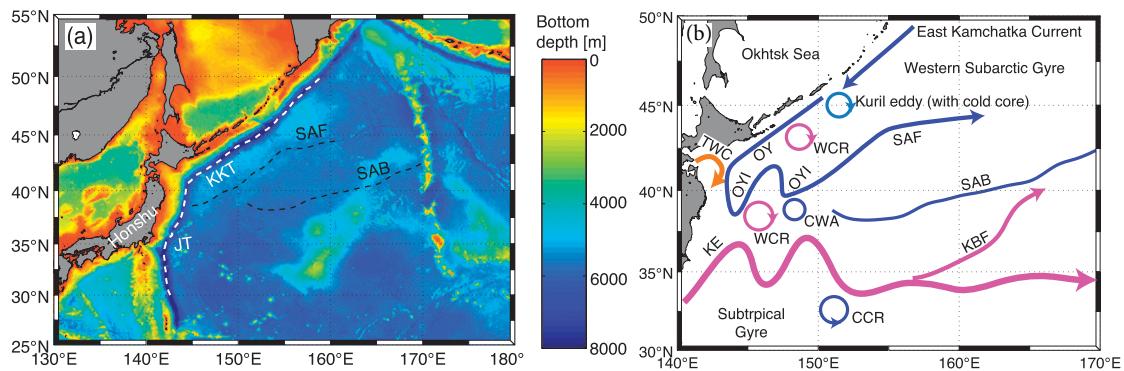


图 1-5 KOE 区域海底地形图 (a) 和主要流系和流环分布图 (b)，其中 JT、KKT、SAF、SAB、OY、OYI、WCR、CCR、CWA、KE、KBF、TWC 分别指代亲潮、亲潮入侵、暖流环、冷流环、冷水区、黑潮延伸体、黑潮分支锋面、津轻暖流、亚极地锋面、亚极地边界。引自 (Itoh et al., 2010)

Figure 1-5 The topography map of the KOE area (a) and the distribution map of the main flow system and ring (b), in which JT, KKT, SAF, SAB, OY, OYI, WCR, CCR, CWA, KE, KBF, TWC refer to the Japan Trench, the Kuril-Kamchatka Trench, the Subarctic Front, the subarctic boundary, the Oyashio current, the southward intrusion of the Oyashio, a warm-core ring, a cold-core ring, the coldwater area, the Kuroshio Extension, the Kuroshio bifurcation front, and the Tsugaru Warm Current, respectively. Cited from (Itoh et al., 2010)

旋边界定义的不同有关。Dong et al. (2016) 在发展新涡旋识别算法时也做了类似的比较，结论基本一致。尽管不同涡旋数据集的涡旋特征能够交叉比较，但由于对于涡旋的定义和判定条件仍存在分歧，以及没有一个数据集能够作为“真”值存在，在实际使用不同数据集和涡旋识别方法时仍需谨慎对待。

关于涡旋的极性分布，董迪 (2017) 对数据集中的涡旋进行空间过滤（半径不小于 35km）和寿命过滤（生命不短于 4 周），得到了 KE 北侧（南侧）的涡旋以 AE(CE) 为主导，她认为这是由于这部分主导涡旋来自 KE 的脱落。类似的，Sasaki et al. (2015)；丁雅楠等 (2019) 仅统计从 KE 脱落的流环，展示出了相似的涡旋极性分布。另外，Ding et al. (2020) 从拉格朗日视角下，大于 28 天的长寿命涡旋的拉格朗日涡动能 (LEKE) 同样存在相似的空间分布特征。更具体的，利用 OW 参数法识别的 KOE 区域长寿命涡（寿命大于 4 周），在 OE 区域 AE 和 CE 的集中分布基本沿着 JT-KKT 海沟、SAF、SAB 和 TWC 分布，这些高频率出现涡旋的位置往往与地形、准静态水文特征以及典型涡旋水平尺度有关，相比之下 KE 主轴附近的涡旋数量不如 OE 区域的分布密度高。胡冬等 (2018) 给出纬向平均的涡旋极性分布，35°N-43°N 以及 27°N 以南为 AE 为主，27°N-35°N 以及 43°N 以北为 CE 为主。董迪 (2017) 认为 30°N 以南 AE 的集中分布是副热带太

平洋产生的。

关于涡旋属性的演化, 董迪 (2017) ; Ji et al. (2018) 统计了 KE 区域的涡旋的振幅、半径、EKE、涡度和变形率 (包括剪切和拉伸) 在标准化生命期内的演化。与北太平洋副热带地区 (Liu et al., 2012; Yang et al., 2013) 、东北太平洋 (Dong et al., 2012) 、南大洋 (Frenger et al., 2015) 、中国南海 (Lin et al., 2015; Sun et al., 2018) 、四大东边界上升流系统 (Pegliasco et al., 2015) 、全球 (Samelson et al., 2014) 等地区的涡旋相似, KE 整体区域的多种涡旋统计特征也存在时间反演对称性和近似自相似性, 且涡旋的多种属性在标准化生命期内也存在三个明显的阶段, 分别是生长期、成熟期和消亡期, 各占总生命期的 1/5, 3/5 和 1/5。除了变形率, 生长期和消亡期内涡旋各属性发生快速增长和快速减小, 而成熟期内各属性相对保持稳定, 变形率的变化趋势则刚好相反。KE 北侧的 AE 和 KE 南侧的 CE 被认为是从 KE 主轴脱落的流环, 它们的振幅、半径、EKE 要显著高于另一侧, CE 的变形率也显著高于 AE, 即 AE 更稳定更不易消亡。

关于涡旋的移动特征, Sasaki et al. (2015) 发现从 KE 脱落的流环基本向西传播并在 30°N-39°N 之间扩散。AE(CE) 平均纬向速度为 2.59cm/s (3.44cm/s), 而平均经向速度为 0.11cm/s (-0.08cm/s)。丁雅楠等 (2019) 计算 KE 区域的全部涡旋平均移速为 2.8cm/s, CE(AE) 平均西移 1.14° (1.25°), 最大西移 32.25° (18°)。从 25°N 至 45°N 涡旋的平均纬向速度除 35°N 附近不显著外, 其他纬度速度的变化趋势与非线性一阶斜压罗斯贝波相速度变化趋势基本一致。Itoh et al. (2010) 发现 KE 北侧区域的涡旋传播速度为 1-2cm/s, 而 KE 南侧以及东侧区域的涡旋传播速度为 1-5cm/s。在 KE 流轴的 160°E 以西区域涡旋传播速度不显著, 可能与流速超过 20cm/s 的黑潮强流相抵。同时, 在 KE 的前两个蜿蜒槽 (脊) 处存在南(北)向传播的 CE(AE), 并穿越地转流流线。至于 OE 区域, 在 JT-KKT 海沟离岸侧沿海沟均存在 1-2cm/s 的向极运动, 只有 46°N-47°N 发生西南方向流动, 沿 SAF 向东和东北传播的速度为 0.5-1cm/s, 而沿 SAB 向西的传播速度则很弱。

关于涡旋的生成机制, Ji et al. (2018) 在卫星高度计数据中发现在长寿命涡旋 (寿命长于 50 周) 中有更多 AE 出现在 35°N 以北, 同时有更多的 CE 出现的 35°N 以南。相比较而言, 短寿命涡旋 (寿命短于 20 周) 里 CE 更多的出现在 35°N 以北, 而 AE 更多的出现在 35°N 以南。这种 AE 和 CE 在不同寿命期下的不对称分布揭示了 KE 区域涡旋的两种生成机制, 他对高分辨率 OFES 模式结果进

行了能量收支分析，证实了长寿命大尺寸涡旋来源于黑潮流轴蜿蜒不稳定过程的非线性阶段甩出的流环，而短寿命小尺寸涡旋来源于水平剪切的正压不稳定。

[Yang et al. \(2018\)](#) 对基于 MITgcm 模式的 ECCO2 资料进行能量收支分析发现，KE 区域涡旋的脱落过程是由斜压不稳定引起的，而正压不稳定在黑潮蜿蜒发展成熟以后起主要作用。特别是当 KE 上游稳定时，涡旋主要由斜压不稳定主导。

在黑潮延伸体附近，[Sun et al. \(2017\)](#) ; [Ji et al. \(2018\)](#) 利用卫星高度计及 Argo 浮标数据和几何流速矢量法识别和构建了黑潮延伸体流轴中心附近的三维合成涡旋，发现气旋（反气旋）涡的中心异常温度最大值在 360m (410m) 达到 2.00°C (1.78°C)，盐度异常最大值在 260m (260m) 达到 -0.13psu (0.12psu)，位势密度异常最大值在 310m (410m) 达到 $+0.27\text{kg m}^{-3}$ (-0.22kg m^{-3})。[Dong et al. \(2017\)](#) 利用卫星高度计数据及 Argo 浮标数据和 SLA 等值线法构建了黑潮延伸体地区(略大于[Sun et al. \(2017\)](#) 的区域) 寿命大于 28 天涡旋的合成涡旋，发现在黑潮射流北侧表现出近表层加强 (100m-300m) 的温盐异常而黑潮射流南侧表现出次表层 (400m-500m) 加强的温盐异常，并认为黑潮流轴两侧垂直异常的分布特征与对应子区域的背景层化有关。KE 南侧的 AE 存在显著的西向加强加深的涡旋信号，可能原因为西向加深的等密线引起的背景层化的影响、KE 射流在西侧更强从而生成更强更深的涡旋。KE 北侧同样存在西向强化，但仅在海洋上层显著，近表层海洋参量变化强烈可能源于海气间热量和淡水通量以及近表面混合。

关于 KOE 区域涡旋的垂直结构的研究，早期以走航观测或锚系观测为主 ([Kitano, 1975](#); [Yasuda et al., 1992](#))，当采样点足够多时，人们能够捕捉到一个涡旋短期内的垂直结构，尽管结果不一定具有普遍性，但至少对于一个或几个涡旋个例是准确的。随着卫星高度计数据和 Argo 漂流浮标数据的长期积累，越来越多的研究者倾向于使用合成分析的手段获取局部海区涡旋结构 ([Chaigneau et al., 2011](#); [Kurian et al., 2011](#); [Yang et al., 2015](#))。但合成分析的前提是该海区内涡旋的结构相对均匀且一致，否则就会导致涡旋结构的统计方差较大，从而失去了合成分析的意义。很多学者在展示合成分析的结果时，只展示平均垂直结构或合成涡旋场，但不展示该统计结构的方差，从而使合成结构出现误导结果。

1.3 研究目标及主要内容

中尺度涡在全球海洋中无处不在，在上层海洋的物质、能量、动量和位涡输运以及海气相互作用中扮演着重要的角色，近几十年来一直是物理海洋学界的一个主要研究方向。黑潮-亲潮延伸体区域是全球海洋涡动能最大、涡旋活跃度最高的区域之一，这一区域中海流、锋面、模态水、地形等复杂且多样，是中纬度海气相互作用的关键区域。尽管在这一区域针对中尺度涡已有不同侧重的统计研究，但由于这一区域涡旋来源的复杂性，统计结果往往混淆了多种类型的涡旋；另外，受到数据稀缺的限制，涡旋垂直结构的空间变异性也难以通过简单的合成分析来再现；同时，受限于传统的涡旋识别算法，传统的统计分析无法将涡旋的合并或拆分考虑在内，从而难以判别涡旋的真实源地和子代的去向。因此，本文拟解决的科学问题主要有：

1. 黑潮-亲潮延伸体区域中尺度涡不同子区域的涡旋表面特征是怎样的？
2. 涡旋的垂直温盐结构是怎样的？该区域涡旋垂直结构的主要类型有哪些？不同类型涡旋的真实源地在哪里？它们在全生命周期中垂直结构存在怎样的变化？
3. 影响涡旋垂直结构的主要因素有哪些？造成该区域涡旋垂直结构的空间变异性时间和时间变异性原因是什么？

本文的研究目标是利用 CMEMS 卫星高度计数据、FORA-WNP30 再分析数据，基于 TOEddies 涡旋识别追踪算法全面系统的统计黑潮-亲潮延伸体区域中尺度涡的综合特征和子区域内的特征属性；结合 Argo 浮标剖面的观测数据并对比 FORA-WNP30 再分析数据，构建多个子区域内涡旋的垂直结构和三维结构；运用层级聚类分析依据涡旋垂直结构提取研究区域内涡旋的主要结构，对聚类分析结果构建父子代涡旋树状网络数据集，讨论影响涡旋垂直结构的主要因素和该区域内多种垂直结构涡旋空间分布不对称的主要原因。

本文主要包含五个章节的内容，论文具体章节的内容安排如下：

第一章主要说明了研究的背景和意义，阐述了目前中尺度涡和黑潮-亲潮延伸体区域中尺度涡的研究现状，并在此基础上提出拟解决的科学问题和主要研究内容。

第二章主要介绍了研究使用的数据、方法以及研究区域的概况。

第三章对应第一个科学问题，对黑潮-亲潮延伸体不同子区域的中尺度涡进行了全面系统的统计。应用 TOEddies 涡旋识别追踪算法对 CMEMS 和 FORA-WNP30 两种数据源进行涡旋的识别与追踪，形成不同分辨率下的涡旋树状网络数据集；全面分析和对比不同子区域中涡旋的形态学、运动学和动力学等特征。

第四章对应第二个和第三个科学问题，基于涡旋垂直结构对黑潮-亲潮延伸体海域的涡旋进行详细分类。应用升序层级聚类技术对第三章中形成的两种树状网络涡旋数据集进行分类，提出该区域的涡旋垂直结构的主要类型，依据涡旋父子代关系和涡旋捕获水团判定涡旋的真实源地，并讨论该区域涡旋垂直结构空间变异性和时间变异性的原因。

第五章总结本论文的主要结果，讨论论文中存在的不足，并展望未来的研究方向。

2 数据、方法和区域介绍

2.1 数据介绍

为了研究黑潮-亲潮延伸体区域 ($140^{\circ}\text{E}-170^{\circ}\text{E}$, $25^{\circ}\text{N}-45^{\circ}\text{N}$) 涡旋的垂直结构, 本文主要基于两类数据集进行分析以保证结论的可靠性。第一类是观测类数据集, 其中包括卫星高度计数据、ARGO 浮标剖面仪数据和 WOA18 全球气候态数据集; 第二类是再分析数据 FORA-WNP30。

2.1.1 卫星高度计数据

本文使用的卫星高度计数据来自 Copernicus Marine and Environment Monitoring Service (CMEMS; <http://marine.copernicus.eu>)。本文选用延迟时间模式 (Delayed-time)、多卫星任务版本的全球绝对动力高度 (ADT) 数据和由其推算的地转流速场 (UV) 数据用于海洋表面涡旋识别和追踪, 数据编号为 SEALEVEL-GLO-PHY-L4-MY-008-047, 该数据的空间覆盖范围为全球, 时间分辨率为 1 天, 空间分辨率为 $0.25^{\circ}\times 0.25^{\circ}$ 。其中使用全部卫星高度计数据包括 Jason-3, Sentinel-3A, HY-2A, Saral/AltiKa, Cryosat-2, Jason-2, Jason-1, T/P, ENVISAT, GFO, ERS1/2 等。截止到 2021 年 12 月 14 日发布的版本, CMEMS 提供的原始数据时间段为 1993 年 1 月 1 日至 2020 年 12 月 31 日。为了结合 ARGO 浮标剖面数据集使用, 本文使用 2000 年 1 月 1 日至 2020 年 12 月 31 日的卫星高度计数据。本文的研究区域是黑潮-亲潮延伸体区域 ($140^{\circ}\text{E}-170^{\circ}\text{E}$, $25^{\circ}\text{N}-45^{\circ}\text{N}$), 为了防止研究区域边界附近的涡旋因识别区域受限而人为性的截断其生命周期, 同时也为了能够判定研究区域内涡旋的父代和子代关系, 我们在 TOEddies 涡旋识别和追踪以及 Argo 和涡旋的联合定位时使用研究区域基础上各边界各扩展 5° 的区域, 即 ($135^{\circ}\text{E}-175^{\circ}\text{E}$, $20^{\circ}\text{N}-50^{\circ}\text{N}$), 之后称该区域为数据区域, 而称未扩展的原始研究区域为研究区域。

该数据是 CMEMS 基于 2021 年 12 月最新发布的 DUACS DT-2021 系统处理版本全部重新处理和发布的, 使用了全新的卫星数据处理标准、地球物理矫正(包括全新的内潮矫正、平均海平面模型、平均动力地形模型、长波误差矫正等)和制图处理参数。相比较于 2018 年发布的 DUACS DT-2018 系统处理版本, 新版本的数据在 65km 到 500km 的波长范围上减少了大约 19% 的 SLA 海表面高度异常误差, 表现出对于中尺度结果特别是黑潮-亲潮延伸体海域的 SLA 产品的显

著提高。

本文使用的绝对动力高度（ADT）是基于大地水准面（Geoid）的海表面高度产品，为海表面高度异常（SLA）和平均动力地形（MDT）的总和，二者都是基于 20 年（1993-2012）平均的卫星高度数据和大地水准面获得。很多前人研究者都采用海表面高度异常（SLA）来识别和追踪涡旋，目的是为了规避地球大地水准面测量不准确而产生的误差。本文之所以采用绝对动力高度（ADT）而没有采用很多其他研究者所采用的海表面高度异常（SLA）是因为后者容易受到强流、准静态蜿蜒和涡旋等引起的强 SSH 梯度的较大影响，而这些强流、蜿蜒或涡旋信号都被保存在 MDT 中，显然这个结论在黑潮-亲潮延伸体区域同样适用。实践中我们发现，相对强流平均位置的较小偏移常常会引起一正一负两个异常 SLA 偶极子，这些人为产生的偶极子并不会在 ADT 场中出现，因此 ADT 相比于 SLA 直接关联了许多重要的物理变量如海洋流场或地转流函数，更适用于涡旋的探测和追踪。

2.1.2 ARGO 剖面浮标数据

作为全球海洋观测系统非常重要的一部分，从 1999 年起 ARGO 剖面浮标提供了巨量的上 2000 米 CTD（conductivity, temperature, depth）垂直剖面数据，全球每年超过 10 万条 T/S 剖面，截止到 2018 年 9 月已超过 200 万条 T/S 剖面 (Wong et al., 2020)。本文所使用的 ARGO 浮标数据的时间范围与卫星高度计数据保持一致，为 2000 年 1 月 1 日至 2020 年 12 月 31 日，下载自 USGODAE (<ftp://usgoda.org/pub/outgoing/argo/>)。Argo 浮标的测量精度高，温度的测量精度为 0.002 °C，盐度的测量精度为 0.01 PSS-78，压力的测量精度为 2.4dbar (Wong et al., 2020)。尽管这些浮标数据已经经过 Argo 数据中心的自动预处理程序，但在实践中仍存在少量异常剖面。参考和优化了前人对于 Argo 浮标的质量控制方案 (Laxenaire et al., 2019; Dong et al., 2017; Sun et al., 2017; Chaigneau et al., 2011; Yang et al., 2013; Pegliasco et al., 2015)，本文在对 Argo 浮标数据预处理前首先应用了以下质量控制程序：

1. 只有压力值单调递增的、质量控制旗标为“1”或“2”的（对应“good”和“probably good”质量的数据）、数据模式被标记为“D”或“A”的（对应延迟模式和实时模式经过调校的数据）数据被保留；

2. 最浅层数据所在深度位于海表面（0 米）至 10 米之间，同时最深层数据所在深度应低于 1000 米；
3. 在两个连续记录层之间的深度差值应小于一个给定阈值（在 0-100 米层，深度差小于等于 25 米；在 100-300 米层，深度差小于 50 米；在 300-500 米深度差小于 75 米；在 500-1000 米，深度差小于 100 米）；
4. 每个温度剖面（T）和盐度剖面（S）在上 1000 分巴应至少包含 30 个有效记录数据；

在本文数据区域中，原始 Argo 剖面有 159213 条。压力记录值为单调递增的有 159169 (99.97%) 条。质量控制旗标在所有深度都为“1”或“2”的有 104395 (65.57%) 条，部分层为“1”或“2”的有 41166 (25.86%) 条，所有深度都不为“1”或“2”的有 13652 (8.57%) 条。其中数据模式被标记为“D”的有 114351 (71.82%) 条，被标记为“A”的有 37024 (23.25%) 条，被标记为“R”的有 7838 (4.92%) 条。最低深度小于等于 20m 且最大深度大于等于 1500m 的有 96854 (60.83%) 条，最低深度小于等于 20m 且最大深度大于等于 1000m 的有 119334 (74.95%) 条，本文要求的最低深度小于等于 10m 且最大深度大于等于 1000m 的有 110909 (69.66%) 条。满足上 1000m 在给定深度内深度差小于给定阈值的有 156355 (98.20%) 条。对于 Argo 剖面的 T/S 有效性上，在所有深度都为有效范围的有 132047 (82.94%)，部分层为有效范围的有 17842 (11.21%) 条，所有深度都不为有效范围的有 9324 (5.86%) 条。在上 1000m 中有 30 个有效记录数据的有 142177 (89.30%) 条。最终，在本文数据区域内经过上文质量控制程序得到 104794 (65.82% 的原始 Argo 剖面) 条。

因为 Argo 浮标数据所在深度并不是固定压力层，所以我们需要通过插值手段获得一个垂向均匀分布的剖面。因此一旦通过了质量控制程序，被选出剖面的剖面层中的原位温度和实用盐标被插值到固定垂直深度步长的压力层上。本文使用 2010 海水热力学方程 (the Thermodynamic Equation of SeaWater 2010; TEOS-10; [McDougall et al., 2011](#)) 吉布斯海水海洋工具箱 (Gibbs SeaWater; GSW) 中的六次分段立方赫尔米特多项式插值法 (sixteen PCHIPs; Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomials; [Barker et al., 2020](#)) 以 10 分巴的固定垂直步长在 0-1000 分巴的压力范围内插值。最后将插值过的剖面计算出对应的基于 0 米

参考位势的位势温度 (θ) 和位势密度 (σ_0)。

为了更好的评估中尺度涡的垂直温盐结构，我们通过将插值过的原始剖面与每个剖面出的长期平均剖面相减得到异常剖面。本文将月平均的全球海洋数据集 2018 (World Ocean Atlas 2018; WOA18; Boyer et al., 2018) 中空间分辨率为 $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ 的温度 (Locarnini et al., 2019) 和盐度剖面 (Zweng et al., 2019) 作为长期平均剖面的数据来源。首先我们将原始 WOA18 剖面使用相同的插值方案垂直插值到和 Argo 一样的固定步长 10dbar 垂直网格上，然后计算出对应的基于 0 米参考位势的位势温度 (θ) 和位势密度 (σ_0)。最后线性插值到 Argo 浮标所在的空间位置和一年中对应的日历日。

2.1.3 FORA-WNP30 再分析数据

西北太平洋四维变异海洋再分析数据 (the Four-Dimensional Variational Ocean Reanalysis for the Western North Pacific over 30 Years, FORA-WNP30; Usui et al., 2017) 是第一个以涡旋分辨率覆盖过去三十年 (1982-2014) 西北太平洋的数据集。这是日本海洋地球科学与技术机构 (JAMSTEC) 和日本气象厅气象研究所 (JMA/MRI) 使用地球模拟器的合作产品。该数据集使用四维变化分析版本的多元海洋变化评估系统 (Multivariate Ocean Variation Estimation system; MOVE-4DVAR)。

该系统使用多种数据来源包括来自 WOD201 和 GTSPP 的原位观测温盐剖面、来自 MGDSST 融合了卫星和现场观测的格点化海表面温度 (SST)、融合了多种卫星包括 TOPEX/Poseidon, Jason-1/2, ERS-1/2, Envisat, GFO, Cryosat 的卫星高度计导出的海表面高度异常 (SLA) 以及来自 SSM/I 的海冰密集度等数据同化而成，在本文中使用它的输出变量有海表面高度 (SSH)、经向和纬向流速 (U/V)、海洋温度 (T)、海洋盐度 (S) 等。原始的模式区域为 $117^\circ\text{E}-160^\circ\text{W}, 15^\circ\text{N}-65^\circ\text{N}$ ，覆盖整个西北太平洋。其水平分辨率并非全场均一，在 $117^\circ\text{E}-160^\circ\text{E}$ 部分使用 $1/10^\circ$ 分辨率，而在 $160^\circ\text{E}-160^\circ\text{W}$ 区域使用 $1/6^\circ$ 分辨率，同时在 $15^\circ\text{N}-50^\circ\text{N}$ 部分使用 $1/10^\circ$ 分辨率，而在 $50^\circ\text{N}-65^\circ\text{N}$ 区域使用 $1/6^\circ$ 分辨率。在全场所有位置的垂向上均使用 54 层分层方案，层厚度从海表的 1 米变化到 6300 米深处的 600 米。

2.2 方法介绍

2.2.1 TOEddies 涡旋识别追踪算法

TOEddies 涡旋识别追踪算法 (Laxenaire et al., 2018) 是一种新型的涡旋识别与追踪算法，它的创新之处在于能够根据涡旋空间重叠以及生命期内的成本函数判别涡旋的拆分和合成事件，并形成涡旋网络数据集。该算法及类似算法的出现，有助于提高人们对于过去涡旋轨迹的认识，从单一涡旋及其独立轨迹逐渐变为涡旋与其他涡旋彼此关联的网状结构认识。

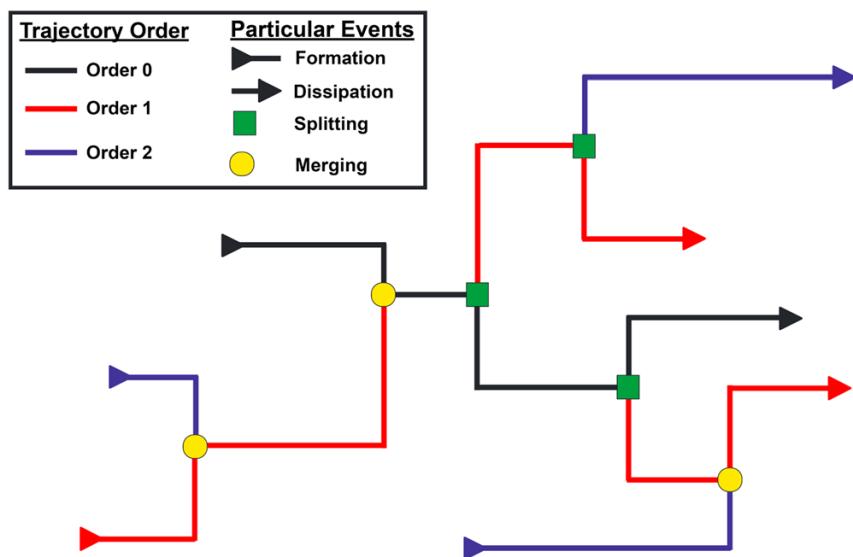


图 2-1 TOEddies 涡旋识别追踪算法网状结构，引自 (Laxenaire et al., 2018)

Figure 2-1 Net structure of TOEddies eddy detection and tracking algorithm

该算法最早由 Laxenaire 在前人涡旋识别追踪算法的基础上改进形成，他将该算法应用与 24 年的卫星高度计数据用于分析阿古拉斯流环 (Laxenaire et al., 2018)，通过涡旋的相互作用网络连接了阿古拉斯流环的生成地印度洋和消散地南大西洋，分析了阿吉拉斯流环的生成、消拆分和合成全过程中涡旋性质的变化，与途经地涡旋的涡涡相互作用过程，拓展了前人对于阿古拉斯流环生命长度的认识。

TOEddies 涡旋识别算法检测涡旋的关键假设是中尺度涡满足地转平衡，因此瞬时涡旋流线应与每日绝对动力高度 (Absolute Dynamic Topography, ADT) 的闭合等值线相重合。该算法具体步骤如下：首先，TOEddies 确定 ADT 的局部极值（最大值和最小值），方法是将每个 ADT 网格点与其八个临近的潜在涡旋

中心网格点作为进行比较，这与其他方法从海表面高度异常（SLA）中定义极值的方法相同（如Chelton et al., 2011; Faghmous et al., 2015）。其次，寻找每个极值周围最外层的闭合 ADT 等值线，极值点和该等值线之间的 ADT 差值定义了该涡旋的振幅，我们将该振幅定义为该涡旋的强度。为了过滤掉一些极弱的涡旋，我们要求极值振幅大于 1×10^{-3} 米的阈值。这个值与卫星高度计的精度相比小很多，由Laxenaire et al. (2018) 确定。

除了外部封闭的 ADT 等值线外，TOEddies 算法还确定了涡旋的切线速度最大的 ADT 等值线。这个等值线与 ADT 的梯度有关，对漩涡外的水文结构依赖性较小，更容易与现场数据进行比较。为此，TOEddies 使用从 ADT 地图中得到的地转速度，并计算出沿每个封闭等值线的平均切线速度 $\langle V \rangle$ 。与 $V_{\max} = \max \langle V \rangle$ 相对应的等高线被称为特征涡旋等高线。该等值线内的涡旋区域定义为涡旋核心。这个漩涡核心区域的涡旋面积 $A_{V \max}$ 的平均半径 $R_{V \max}$ 根据以下公式得出：

$$R_{V \max} = \sqrt{\frac{A_{V \max}}{\pi}} \quad \text{式 (2-1)}$$

我们也称其为速度半径，因为它与 $V \max$ 相关。以同样的方式，TOEddies 定义了与涡旋最外层闭合等值线相关的涡旋面积 A_{out} 的涡旋半径 R_{out} ：

$$R_{\text{out}} = \sqrt{\frac{A_{\text{out}}}{\pi}} \quad \text{式 (2-2)}$$

这个限制很重要，因为由 $R_{V \max}$ 定义的漩涡核心不能单独用来定义漩涡的影响区域或定义漩涡中被困在涡旋结构内的水体。通过考虑漩涡切线速度和漂移速度之间的比率，可以更好地理解这一点。这个比率是一个非线性参数，界定了被困在相干结构中的水的面积 (Chelton et al., 2011)。

此时，涡旋中心对应了 ADT 格点上的局地极值，而该中心并不一定与涡旋的真实中心相重合。为了避免这样潜在误差，TOEddies 计算了涡旋核心区的重心（数学上的），以定义涡旋的几何中心。最后，TOEddies 算法计算了涡旋的罗斯贝数 Ro 来量化该表面涡旋的强度 (Chelton et al., 2011; Le Vu et al., 2018; Laxenaire et al., 2018)。 Ro 由以下公式给出：

$$Ro = \frac{V_{\max}}{f \times R_{V \max}} \quad \text{式 (2-3)}$$

其中 f 是科氏参数。

为了跟踪每个检测到的涡旋结构的位置, TOEddies 使用了一种基于连续时间步骤的涡旋等值线重叠的算法 (Pegliasco et al., 2015; Laxenaire et al., 2018)。该方法依赖于中尺度涡移动缓慢的事实, 前人基于 AVISO 数据, 涡旋位移小于 $10\text{km}.\text{day}^{-1}$ (Chelton et al., 2011), 相对于其典型的半径范围为 20-200 公里 (Carton, 2001)。因此, 一个涡旋连续两天所占据的区域是重叠的, 这可以用来追踪涡旋 (Pegliasco et al., 2015)。Laxenaire et al. (2018) 确定, 连续两天的涡旋面积重叠的最佳比例大于等于两个涡旋中最小面积的 50%, 这个参数可以减少虚假识别的数量。如果没有漩涡满足连续时间步数的面积重叠条件, 则延长检测时间点, 最多延长 5 天 (Le Vu et al. (2018) 使用的 10 天的一半), 使重叠参数保持不变。

TOEddies 跟踪方法的主要优点是, 它还可以考虑到涡旋的合并和拆分, 即两个或多个涡旋合并在一起形成一个涡旋, 以及一个涡旋分裂成两个或多个较小的涡旋。Laxenaire et al. (2018) 和 Le Vu et al. (2018) 已经表明, 合并和拆分事件对重建涡旋轨迹和寿命有很大影响。当这些事件发生时, 可以关联成对的涡旋来重建涡旋轨迹的片段。在分裂的情况下, 从 Pegliasco et al. (2015) 和 Le Vu et al. (2018) 优化的成本函数 (CF) 被应用于涡旋母体和两个或多个涡旋子体。CF 比较漩涡重心位置 (Center)、罗斯比数 (Ro) 和漩涡最大速度半径 (R_{Vmax}) 的变化 (Δ), 其中 $\overline{\Delta\alpha}$ 和 $\sigma_{\Delta\alpha}$ 分别表示在分裂或合并事件中从所有关联涡旋计算出的变量的平均值和标准偏差。使 CF 最小化的两个轨迹段被确定为主要轨迹 (或 0 阶轨迹), 而其余的轨迹段被确定为分裂的产物, 被称为高阶涡旋轨迹 (Laxenaire et al., 2018)。同样, 在合并的情况下, 主要轨迹 (或 0 阶轨迹) 也被确定。

$$CF = \sqrt{\left(\frac{\Delta \text{Center} - \overline{\Delta \text{Center}}}{\sigma_{\Delta \text{Center}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Ro - \overline{\Delta Ro}}{\sigma_{\Delta Ro}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{Vmax} - \overline{\Delta R_{Vmax}}}{\sigma_{\Delta R_{Vmax}}}\right)^2}$$

本文中我们仅考虑“长生命涡旋”即生命长度大于等于 30 天的涡旋, 这与前人研究中的阈值方案基本一致, 也同时很接近海表面高度产品中客观分析插值过程的 e 折时间尺度 ~ 35 天 (Chelton et al., 2011)。增加涡旋生命阈值并不会显著改变结论, 但却会明显减少涡旋轨迹的数量以及现场观测剖面的可用数量从而降低了涡旋垂直结构的再现能力。如表2-1所示, 本文基于 21 年的 CMEMS/ADT 数据在数据区域识别并追踪到 6056 (7596) 条 AE (CE) 涡旋轨迹, 在研究区

域识别并追踪到 3056 (3787) 条 AE (CE) 涡旋轨迹；另外基于 33 年的 FORA-WNP30/SSH 数据在数据区域识别并追踪到 16176 (19244) 条 AE (CE) 涡旋轨迹，在研究区域识别并追踪到 7919 (9499) 条 AE (CE) 涡旋轨迹。

表 2-1 TOEddies 长生命涡旋轨迹识别统计

Table 2-1 Statistics on TOEddies long-lived eddy tracks

	CMEMS/ADT		FORA-WNP30/SSH	
	AE	CE	AE	CE
数据区域	6056	7596	16176	19244
研究区域	3056	3787	7919	9499

2.2.2 升序层级聚类技术

首先，对于有 Argo 浮标采样的每个涡旋轨迹，我们计算其平均位势温度、盐度和位势密度异常剖面，这里不考虑剖面与涡旋中心之间的距离，仅要求 Argo 浮标处于涡旋核心区域内，并假设每个涡旋在其生命周期内保持其总体垂直形状。其次，对这些轨迹平均剖面采用了升序层级聚类技术 (Hierarchical Ascending Classification, HAC; [Ward, 1963](#))。

简单的说，HAC 将每个平均垂直剖面视为一个单子集群（即仅包含一个单一子集的集群），然后根据它们的相似性连续两两合并形成新的集群，直到所有单子集群被合并成一个包含所有轨迹平均垂直剖面的单一集群（即一个包含所有子集的集群）。因此，HAC 基本上由一个三步程序组成：

1. 测量每一对单一子集（在我们的例子中是涡旋轨迹平均剖面异常）之间的相似性或不相似性（数学上通常称为距离）。在每个深度，我们将所有平均剖面的平均位势温度、盐度和位势密度异常归一化，并计算每对数据之间的欧几里得距离。值得注意的是，由于归一化，结果更多的是受到剖面的一般垂直形状的影响，而不是异常点的强度的影响。
2. 应用聚类算法，将数学上最相似的对象联系起来，并将它们重新组合成一个二元聚类树，称为树状图 (Dendrogram)。在这里，这是用 Ward 的聚类方法实现的，该方法使集合内方差最小，使集合间总方差最大 ([Ward, 1963](#))。
3. 确定在哪里切割聚类树以保留最重要的聚类并充分划分数据。为了确定对

应于黑潮-亲潮延伸体中观察到的主要涡旋类型的最佳集群数量，我们使用了树状图，树状图的高度代表了各组之间的相似/不相似性的强度。树状图中保留的每一个群组都代表一个与特定的垂直结构相关的涡旋类型。

2.2.3 涡旋与 Argo 剖面联合定位技术

涡旋与 Argo 剖面联合定位技术（Argo Profiles Data and Eddy Colocation）在涡旋的垂直结构和三维结构研究中是一种常用的技术。由于卫星高度计测量结果代表的是海洋中从表及底整个水体柱的温盐变化垂直积分的结果，ADT 场并不能直接的获得整个水柱的垂直水体结构。为了探寻这一垂直结构，我们需要将 TOEddies 算法识别的涡旋和由现场观测的 Argo 剖面浮标获得的垂直剖面数据进行联合定位。基于 Argo 系统，[Lebedev et al. \(2007\)](#) 表明，平均每个 Argo 浮标在海表面向卫星传输 8 个信号时会在 8 小时内漂移 4km。从而带来的是，在 Argo 浮标上浮到表面的时间与 Argo 浮标被 Argo 卫星记录位置的时间存在 1 个小时的滞后。这样时间延迟将会引起大约数量级在 500m 左右的 Argo 位置与水文剖面位置之间的误差。相比较于中尺度涡的典型半径 ([Carton, 2001](#)) 以及卫星高度计数据分辨率和由此识别的涡旋中心及涡旋外轮廓，这个误差是足够小且可以忽略的。因此这给了我们实现涡旋与 Argo 剖面联合定位的可能性。

目前已有许多学者结合卫星高度计数据和 Argo 浮标数据通过联合定位技术构建不同海域合成表层加强涡旋的垂直结构和三维结构。在南太平洋东边界，[Chaigneau et al. \(2011\)](#) 利用 SLA 闭合等值线法对的秘鲁-智利海域的涡旋进行了探测并构建了三维结构，并发现气旋涡异常核心位于 150m 附近的温跃层中而反气旋涡异常核心位于温跃层以下的 400m 深度，他将这一不对称分布归因于涡旋生成机制的不同，温跃层内的气旋涡形成源于位于海表赤道向的沿岸流不稳定，而温跃层以下的反气旋涡有可能是由次表层极向的秘鲁-智利潜流甩出的。在北太平洋东岸，[Kurian et al. \(2011\)](#) 利用 SSH 等值线法和 Q 方法分析了卫星高度计和 ROMS 模式数据，发现在加利福尼亚环流系统中气旋涡在表层占优，次表层的加利福尼亚潜流生成了更多的长寿命反气旋涡，而气旋涡的生成更多的来自于不稳定性以及地形/岸界效应。在北太平洋的副热带逆流区，[Yang et al. \(2013\)](#) 利用卫星高度计数据和 Argo 浮标数据分析了亚热带西北太平洋的涡旋三维结构，由于主温跃层中模态水的存在，涡旋（特别是气旋涡）引起的温度异常在垂直方向展现出双核结构，一个出现在 200dbar 而另一个在 300-700dbar 之间，

反气旋涡中的盐度异常表现出三明治结构。

在西南热带太平洋, [Keppler et al. \(2018\)](#) 在 5 个子区域内发现 AE 和 CE 都具有对称的温盐垂直结构, 但涡旋的影响深度和作用机理不同。斐济北侧 (N2 子区) 涡旋影响深度仅海洋上层 200m, CE 捕获深度 100m, AE 几乎无法捕获水团, 垂直抽吸引起的等密线位移约 15m, 异常可能来自于海气相互作用以及混合层以下的跨密度面混合; 瓦努阿图西侧 (N1 子区) 涡旋生成于瓦努阿图背风处, 并吸收来自对向平均流引起的正压不稳定性产生的涡动能, 垂直影响深度约 500m, 可捕获上 200m 的水体, 异常来自于涡旋对水体的捕获和自东向西的平流; 在新喀里多尼亚南侧和东南侧的 STCC 区域 (S2 和 S3 子区), 涡旋能量来源于 STCC-SECC 的剪切引起的斜压不稳定, 涡旋影响深度可达 1000m, 可捕获和输运上 400m 的水体, 异常主要来源于跨密度面混合机制, 而非涡旋对水体的捕获作用; EAC 区域 (S1 子区) 的涡旋结构最深可超过 1000m, 涡旋捕获深度达 800m, 垂直抽吸引起的等密线位移约 30m。

在南大洋, [Frenger et al. \(2015\)](#) 利用卫星高度计和 AVHRR 海表面温度数据以及 Argo 剖面数据以及 OW 参数法分析了 ACC 南北侧的合成涡旋, AE 主要分布在 ACC 南侧的亚热带环流圈, 而 CE 主要分布在 ACC 北侧。在 ACC 中涡旋表现为近表面的温盐异常, 而亚热带区域 (ACC 北侧) 的涡旋的异常结构更深、异常场更大, 有的涡旋出现多核结构, 原因可能为涡旋继承了其生成地边界流的水团性质。从温盐结构可以推断, 该区域涡旋异常场同时受到涡旋核心处的捕获作用以及局地搅拌作用共同影响。

在热带东南印度洋, [Yang et al. \(2015\)](#) 利用缠绕角法识别和分析了该区域的合成中尺度涡。尽管该区域上层海洋环流结构相对复杂, 但涡旋结构相对单一。尽管在该区域同样发现了表面型涡旋、次表面型涡旋以及多核涡旋, 该区域的主要涡旋类型为表面型涡旋。涡旋引起的海洋异常发生在上 300dbar, 在涡旋核心中, CE (AE) 在 60-180dbar 可引起 2°C 的温度异常下降 (上升), 在 50 (110) dbar 引起 0.1 (-0.3) psu 的盐度异常变化。想要进行涡旋与 Argo 剖面联合定位, 就需要对涡旋的空间范围进行明确的界定。目前为止, 无论何种涡旋识别算法, 涡旋边界的定义一般有 2 类, 一类是以涡旋最大速度所在海表面高度等值线 C_{Vmax} 来界定涡旋, 另一类是以涡旋海表面高度最外层闭合等值线 C_{out} 来判定。前者可以被认为是涡旋的核心区, 这就意味着若涡旋本身的非线性较强时,

该核心区边界足以牢牢困住包裹其中的水体；而后者可以被认为是涡旋的最大影响范围，因为超出这个范围海表面高度就难以形成闭合的等值线，从而等同于没有涡旋的普通海面。前人研究者中有以最外围闭合等值线的涡旋外界 C_{out} 作为联合定位的范围，进而对区域内的众多 Argo 剖面进行合成分析，尽管这样处理对于一个涡旋整体概要的认识并不会产生太大的出入。但若要获得相对准确的垂直结构或三维结构，应当同时考虑最大速度边界 C_{Vmax} 和最外层边界 C_{out} ，既获得涡旋核心内的垂直结构，又获得涡旋全部影响范围的垂直结构。

根据前人的研究发现，涡旋的一般表面水平结构和一般垂直结构在任意水平深度上存在的由涡旋中心向涡旋边界的指数衰减（[张正光, 2014; Sun et al., 2017](#)），涡旋中心处的垂直结构是最强的，因此对比不同涡旋垂直结构之间的相似性/不相似性，最佳的方案是选择测量涡旋中心处的垂直剖面。但实践中，Argo 浮标无法刚好在涡旋中心进行测量，只能退而求其次选择涡旋核心区内的 Argo 剖面。若同时包含最外层边界内的 Argo 浮标剖面，则相比只选择涡旋核心区内的 Argo 剖面在平均意义上大大减弱了涡旋垂直结构的强度，从而降低了不同涡旋垂直结构之间的区分度。因此本文为了得到涡旋核心区的垂直结构，所采用的 Argo 剖面全部来自于涡旋最大速度边界内，而不考虑该 Argo 剖面与涡旋中心之间的距离。

在本文中，研究区域内的 Argo 浮标剖面根据是否在被卫星高度计识别的反气旋式涡旋（CE）或气旋式涡旋（AE）以及在涡旋范围以外（OE）被分为 3 类。如表2-2所示，本文中基于 CMEMS-ADT 数据和 TOEddies 涡旋识别算法识别的长生命期涡旋轨迹在数据区域（135°E-175°E, 20°N-50°N）内有 6056（7596）条 AE（CE）涡旋轨迹，原始 Argo 剖面有 159213 条，其中有 104794 条（65.82%）Argo 剖面通过了质量控制，其中有 14470（10602）条 Argo 剖面位于 AE（CE）的 max 边界内，有 19914（15279）个 Argo 浮标位于 AE（CE）的 out 边界内；其中在研究区域（140°E-170°E, 25°N-45°N）内，原始 Argo 剖面有 103509 条（占数据区域的 65.01%），其中 69699 条（67.34%）Argo 剖面通过了质量控制，生成的有 3056（3787）条 AE（CE）涡旋轨迹，其中有 1134（1242）条 AE（CE）涡旋轨迹的 max 边界内包含 7794（5951）条 Argo 剖面采样，有 1280（1423）条 AE（CE）涡旋轨迹的 out 边界内包含 10717（8697）条 Argo 剖面采样。

尽管 Argo 浮标每年在全球能够提供巨量的剖面数量，但在我们的研究区域

表 2-2 Argo 浮标数量及长周期涡旋轨迹数

Table 2-2 Argo profile numbers and long-lived eddy tracks

	长生命涡旋数		Argo 位于 max 边界内		Argo 位于 out 边界内		Argo 剖面总数	
	AE	CE	AE	CE	AE	CE	通过质量控制	原始剖面数
数据区域	6056	7596	14470	10602	19914	15279	104794	159213
研究区域	3056	3787	7794	5951	10717	8697	69699	103509

内，剖面数量仍相对稀少。由于现场观测的数量稀缺性和空间分布的稀疏性，我们进一步对再分析数据 FORA-WNP30 做了相似的分析。与现场观测数据相比，再分析数据可以提供更长的时间覆盖和完整的空间覆盖，以多种观测数据作为数据输入源可以保证输出数据的有效性。由于再分析数据 FORA-WNP30 提供了完整的空间覆盖，我们可以直接选取涡旋中心附近的垂直剖面。关于涡旋中心的选取一般存在两种定义，一种是以海表面高度的局地极值所在点作为涡旋中心，另一种是考虑涡旋轮廓内的重心（数学上的）即涡旋所包含网格点的几何重心，其中涡旋轮廓又包含海表面高度最外层等值线轮廓和海表面高度切线平均最大速度的海表面高度等值线。实践中，海表面涡旋并不是理想情况下的标准圆形轮廓（特别在涡旋生成和耗散前后），有的研究者会以涡旋的圆相似性参数来过滤掉不够圆的涡旋以保留那些所谓“成熟”阶段的涡旋（Kurian et al., 2011），但这样的做法并不适用于本文，因为会减少涡旋的全生命周期的完整性，从而错失很多宝贵的信息。同样的，在实践中我们发现第一种定义中涡旋的极值中心和第二种定义中的涡旋最外层等值线轮廓定义的几何重心会在同一生命周期内并不固定在涡旋的几何重心处；而第二种定义中涡旋速度最大值所在轮廓的几何重心相对固定而不随涡旋传播而漂移（Laxenaire et al., 2019）。因此我们选取涡旋速度最大值定义轮廓的重心附近最近的 4 (2x2) 个格点所在剖面进行平均得到该时间点该涡旋的垂直剖面，若涡旋重心与某一格点重合，则选取该格点附近 9 (3x3) 个格点所在剖面取平均作为该时间点该涡旋的垂直剖面。

2.2.4 黑潮脱离流环识别技术

黑潮脱离流环（Ring）是黑潮延伸体区域非常特殊的一种涡旋，它是由在黑潮延伸体区域的黑潮主轴直接甩出的涡旋。前人对该种涡旋的识别方案已有一些直观的研究（Sasaki et al., 2015），主要基于连续时间步之内黑潮延伸体区域黑潮流轴长度的差值作为判定标准，但对于黑潮流轴长度的判定时采取了并不准

确的方式，以固定的海表面高度（Qiu et al., 2005）或海表面高度的季节变化值（Sasaki et al., 2015）代表了黑潮主轴的位置。Sasaki et al. (2015) 依据 AVISO 的卫星高度计数据结果显示代表黑潮主轴路径的该等值线存在很强的季节性变化，其中 3-4 月 SSH 值最小约 92cm 而 10 月份 SSH 值最大达到 103cm，这是由于大尺度海水静力高度的季节性变化决定的（Gill et al., 1973）。因此他将此海表面高度等值线的值的季节周期利用最小二乘法拟合到年和半年周期，最终利用拟合好的具有季节变化的海表面高度等值线定义了黑潮延伸体的黑潮主轴路径。本文基于 Sasaki et al. (2015) 的方案进行了改进，获得了更准确且误差更小的方案识别黑潮主轴位置，进而以主轴长度的差值来判定黑潮脱离流环。

关于本文所使用的黑潮脱离流环识别技术有几个前提假设，首先本文中认为黑潮主轴为一条单一射流（Qiu et al., 2005;; Taguchi et al., 2007），既不考虑沙茨基隆起（Shatsky Rise）附近的大分叉（Kawamura et al., 1986），也不考虑黑潮延伸体末端（170°E 以东的黑潮主轴）分叉，只考虑黑潮延伸体区域黑潮主轴的主要段的流环脱离和吸收时间。

本文识别黑潮脱离流环的脱离和并入事件技术主要分为以下三步：

第一步，在海表面高度数据的每一时间步判定黑潮主轴位置，并使用局部加权回归法（LOESS）对黑潮主轴 SSH 等值线时间序列平滑 180 天。在每一时间步，黑潮主轴路径被定义为一条海表面高度的特定等值线，沿着这条等值线的平均绝对速度最大。为了获得这条等值线，我们需要在 140°E 到 170°E 的范围内比较每一条等值线上的平均绝对速度，为了简化计算步骤，我们仅选择每天 60~120cm 范围中间隔 1cm（对于 CMEMS 绝对动力高度 ADT）/每天 -40~40cm 间隔 1cm（对于 FORA-WNP30 海表面高度 SSH）进行比较，从而选择平均绝对速度最大的那条等值线；本文没有选择 Sasaki et al. (2015) 的方案，因为他的方案中常会出现实际主轴位置与设定值相差过大的问题，尽管保证了主轴 SSH 等值线的平滑性。本文做出的改进是将每日主轴等值线的时间序列使用 loess 法进行 180 天的平滑平滑。我们尝试对比 9 种平滑方案与原始时间序列之间的最小二乘方差，分别为类似于 Sasaki 方案的傅里叶平滑（简称 fourier）、每月份平均值作为月中间日平滑到 365 天日历日的插值法（简称 interp）以及 7 种平滑方法的 180 天平滑（简称 movemean、gaussian、lowess、loess、rlowess、rloess、sgolay）。在多种平滑方案中 loess 法 180 天平滑与原主轴等值线时间序列的最小二乘方差

最小（见表2-3），同时保证了平滑后的时间序列的平滑性（见图2-2）。

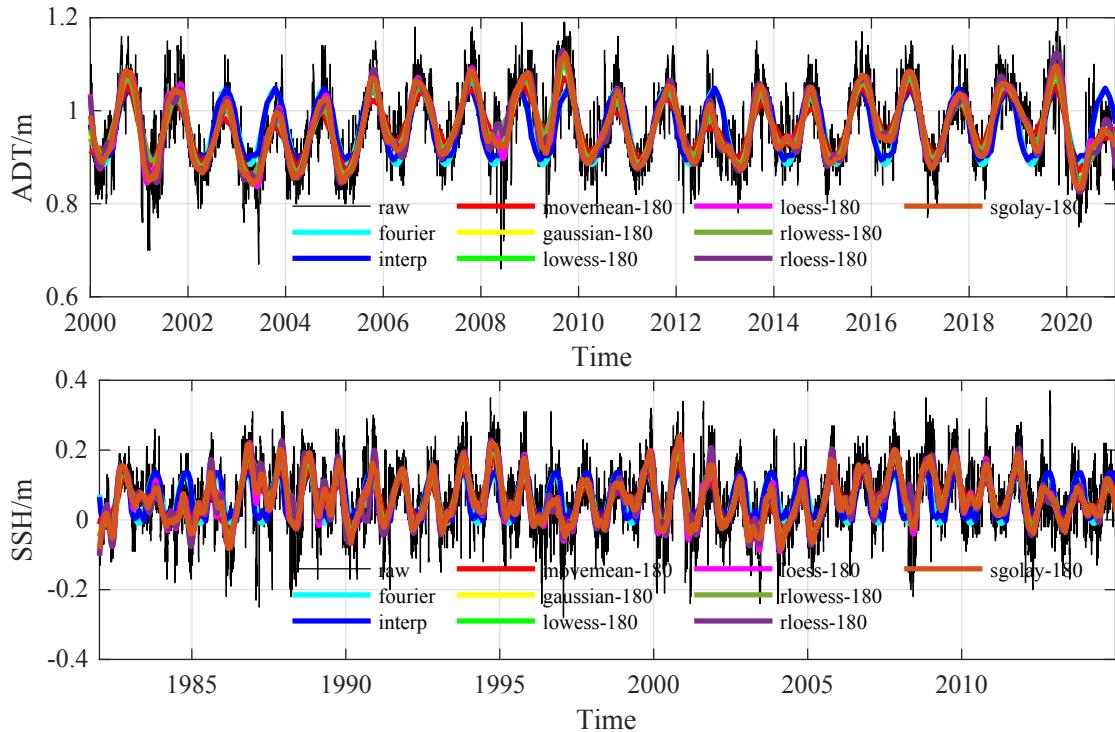


图 2-2 黑潮主轴路径 SSH 等值线水平（上图源数据为 CMEMS/ADT, 下图源数据为 FORA-WNP30/SSH）

Figure 2-2 SSH contour level of Kuroshio axis path (top:CMEMS/ADT, bottom:FORA-WNP30/SSH)

第二步，根据每日黑潮主轴路径计算从 140°E 至 170°E 的每日黑潮主轴长度，并根据长度变化判定潜在流环脱离日/流环并入日。如果前后两天黑潮主轴长度减少超过 300km ，则判定该日为潜在流环脱离日；相似的，如果前后两天黑潮主轴长度增加超过 300km ，则判定该日为潜在流环并入日。在这一步我们可以排出黑潮延伸体区再循环水的生成过程，因为再循环水的产生不会对黑潮主轴长度产生变化。根据 Sasaki et al. (2015) 的结果， 300km 这一阈值设置在 200 至 400km 之间对黑潮延伸体区流环的数量变化小于 10% 。该潜在脱离日/并入日仅为候选，实践中我们发现仍存在一些较弱的涡旋同样会造成较大的黑潮主轴路径长度变化。

第三步，在潜在流环脱离日/并入日根据涡旋重心与黑潮流轴的相对关系变化确定是否真正发生流环脱离/并入。首先脱离后的流环和并入前的流环轮廓内应具有和黑潮流轴相同的 SSH 闭合等值线，这样可以过滤掉一些强度较弱的涡旋。不同于 Sasaki et al. (2015) 设置的 13 天生命期阈值，本文设置 30 天生命期阈值，以保留较强的涡旋。其次脱离前的 AE/CE 应在黑潮主轴路径的南/北侧，

表 2-3 多种平滑方案的最小二乘误差

Table 2-3 Least Squares Error for Various Smoothing Schemes

平滑方案	fourier	interp	movemean	gaussian	lowess	loess	rlowess	rloess	sgolay
CMEMS/ADT	26.0684	25.3976	22.1396	16.9081	17.5219	14.5707	18.6539	15.3697	16.1600
FORA-WNP30/SSH	75.2253	70.2013	64.0407	49.8695	51.9453	42.8990	54.5973	45.6683	48.1551

而脱离后的 AE/CE 应在黑潮主轴路径的北/南侧；类似的，并入前的 AE/CE 应在黑潮主轴路径的北/南侧，而并入后的 AE/CE 应在黑潮主轴路径的南/北侧。由于黑潮主轴路径并非一条笔直的直线，在实践中常常出现主轴路径严重扭曲的情况，因此我们计算过涡旋重心的经线与黑潮主轴相交点的数量来间接判定涡旋与黑潮主轴的位置关系。若重心北侧交点的个数为偶数同时南侧交点的个数为奇数则涡旋在黑潮主轴的北侧，类似的，若重心北侧交点的个数为奇数同时南侧交点的个数为偶数则涡旋在黑潮主轴的南侧。流环脱落和并入统计结果见表2-4。

表 2-4 流环脱离并入统计

Table 2-4 Statistics on ring shedding and merging event

数据源	脱离候选日	并入候选日	脱离流环数（AE/CE）	并入流环数（AE/CE）	伪脱离候选日	伪并入候选日
CMEMS/ADT	478	419	249/208	232/165	54 (11.3%)	57 (13.6%)
FORA-WNP30/SSH	1072	923	513/470	467/377	220 (20.52&)	923 (20.48%)

2.3 区域介绍

黑潮（Kuroshio）和亲潮（Oyashio）是西北太平洋风生亚热带环流和亚极地环流的两支西边界流。黑潮，其字意取自日语 Kuro（黑色的）和 shio（海流）。其“黑”源于黑潮的源地为下沉流为主的亚热带北太平洋，从而生物生产力较低、生物碎屑和其他有机物质较少，颜色较深。而亲潮源地所在的以上升流为主的亚极地北太平洋则包含了丰富的营养物质，滋养了自北向南的亲潮，因此日语里用 oya（像父母的）和 shio（海流）来命名亲潮（Qiu, 2001）。

黑潮源自于菲律宾沿岸的东侧海域，在这里北赤道流分叉成两支，一支向南成为棉南老流，另一只向北形成黑潮。当黑潮向北流经菲律宾沿岸后，来到分隔中国南海和开阔太平洋的吕宋海峡。随后继续向北沿着我国台湾岛东侧与日本西表岛之间的通道进入我国东海，在东海范围内紧贴陡峭的大陆坡向东南方向流动。当黑潮来到 $128^{\circ}\text{E}-129^{\circ}\text{E}$, 30°N 附近时，黑潮脱离大陆坡转向东穿越吐噶喇海峡进入较深的四国岛海盆。在 140°E , 35°N 附近从日本沿岸分离后，黑潮进

入北大西洋的开阔洋盆，这段黑潮的下游区域被称作黑潮延伸体。在脱离海岸边界的束缚后，黑潮延伸体表现为一直向东的伴随有大振幅蜿蜒和强动能涡旋脱落的惯性射流。该蜿蜒存在着两个准静态的脊，分别位于 144°E 附近和 150°E 附近。这条准静态蜿蜒的存在一般有两种解释，一种是由海脊激发的背风罗斯贝驻波，另一种解释为黑潮延伸体射流不稳定性激发的涡旋驱动的深层平均流。（如图2-3）

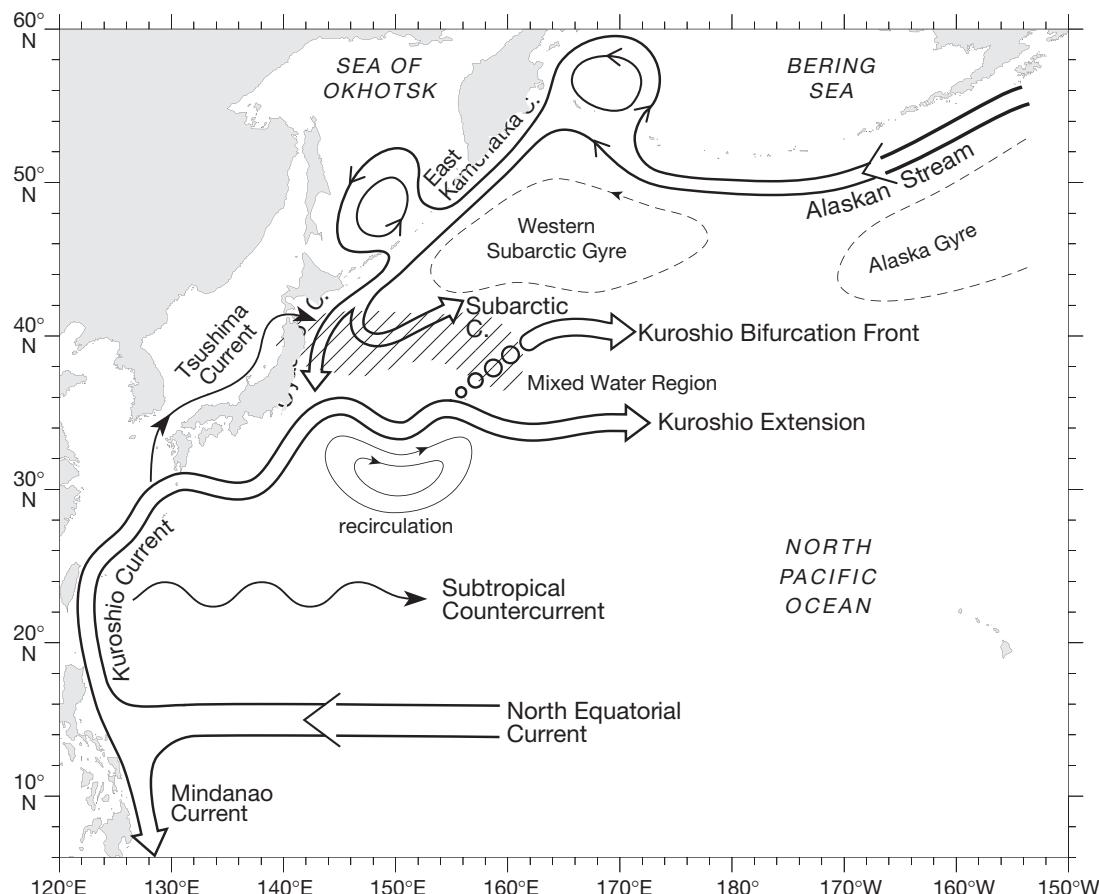


图 2-3 西北太平洋主要环流分布图。引自 (Qiu, 2019)

Figure 2-3 Distribution of major circulations in the Northwest Pacific. Cited from (Qiu, 2019)

黑潮-亲潮延伸体（Kuroshio and Oyashio Extension, KOE）区域被定义为包含了黑潮延伸体（Kuroshio Extension, KE）、亲潮及其延伸体（Oyashio Extension, OE）等多个水体的混合区域，生成于多种源地如黑潮延伸体、亲潮、津轻暖流（Tsugaru Warm Current, TWC）、鄂霍茨克海（Okhotsk Sea）的涡旋齐聚于此，因此这一区域的涡旋性质复杂且多样。

关于这一区域及其内部的子区域，近几十年来海洋研究者们并没有给出统一的命名，甚至有时名字还会彼此重复混淆。因此本文首先列举一下前人对于

这块区域的命名：首先，黑潮-亲潮交汇区即亚极地流 (SAC) 与 KE 之间的区域，Kawai (1972) 曾称之为扰动区 (the Perturbed Area)，Talley et al. (1995) 曾称之为混合水区，Yasuda et al. (1996) 曾称之为黑潮亲潮锋面间区域 (the Kuroshio-Oyashio interfrontal zone)，Schneider et al. (2002) 曾称之为黑潮亲潮延伸体区，本文沿用Kida et al. (2015) 的命名方式称之为黑潮亲潮交汇区 (Kuroshio–Oyashio confluence region；KOC)。

黑潮延伸体 (KE) 在流经 159°E 附近与沙茨基隆起相遇后发生分叉，黑潮延伸体的主体会继续向东流动而另一分支则会向东北方向延展直到 40°N 附近与向东移动的亚极地流相融合。而黑潮延伸体的主体在跨越位于 170°E 附近的皇帝海山后会变宽，且流动的样式展现出一种多射流结构伴随着向东流的黑潮延伸体。当到达日界线以东，黑潮延伸体与亚极地流的区别变得不再明显，他们二者逐渐合并形成一支向东流动的宽幅北太平洋流。

关于黑潮延伸体射流位置的定义我们遵从 Qiu et al. (2005) 的定义，以 170cm SSH 等值线定义，该等值线持续的位于 SSH 经向梯度最大值附近，可以很好的代表 KE 射流主轴。另外 KE 存在两个准静态的蜿蜒大弯曲，因此我们一般将大弯曲所在的区域 (141°–153°E, 34°–38°N) 称之为 KE 上游。根据 KE 上游的路径长度的时间序列可以明显的区别 KE 上游射流的两种模态：一种是平稳模态，该状态下 KE 上游路径长度较短，时间变率较低；另一种是非平稳模态，该状态下 KE 上游路径长度较长，路径相对卷曲，由于中尺度涡的脱落与并入展现出 KE 上游路径长度的季节尺度涨落。对应的 153°E 以东的 (153°–165°E, 34°–38°N) 区域被称为 KE 下游，KE 下游远离岸界又需要跨越沙茨基隆起因此 KE 下游路径长度变率要比 KE 上游更大。

由于阿留申群岛的向南延伸，在北太平洋的风生亚极地环流大致上被分成两支气旋式环流圈，一支是日界线以东的阿拉斯加环流圈，另一支是流向西的西亚极地环流圈。这两支环流圈由阿拉斯加流连接，该流动是沿着阿留申群岛的一支向西南方向流动的阿拉斯加环流圈的西边界流。向西流动的过程中，阿拉斯加流一支向北侵入白令海，形成气旋式白令海环流。白令海环流的西侧一支成为东勘察加流，它继续向西南流动来到勘察加半岛东侧海岸。而阿拉斯加流的另一支沿着阿留申群岛的南侧继续向西流，直到到达勘察加半岛与东勘察加流汇合。当东勘察加流继续向南流动时，一支穿越千岛群岛北侧进入而鄂霍茨克海形成

一个气旋式环流，另一支继续向西南流动与从鄂霍茨克海经布索尔海峡流出的海流汇集，此处东勘察加流在布索尔海峡以南的部分被称为亲潮。由于入侵过鄂霍茨克海，亲潮的海水性质与东勘察加流的上游有很大的区别。例如东勘察加流中的中温海水（即次表层最大温度海水出现在 150-200m 的盐跃层）在亲潮中并未被观测到。另外，在东勘察加流上游的高溶解氧含量被限制在盐跃层以上，而在亲潮水中位于上 700m 当中。

在继续向西南沿着北海道沿岸流动后，亲潮被分为两支，一只离岸转向东北参与到东北向的亚极地流，通常可以被一条等温线所指示。由于亲潮携带了亚极地地区的源地水一路向南，因此亚极地流包含了两种截然不同的温盐锋面，一条位于北侧的又冷又淡，另一条位于南侧来自亚热带源地的又暖又咸。这一水团锋面被称为亲潮锋面或亚极地锋面，通常由 100m 处 5°C 的温度值或 33.8 psu 的盐度值来代表。亲潮的第二支路径继续向南沿着本州岛东岸流动，常被称为亲潮第一入侵流（first Oyashio intrusion, OY1）。OY1 通常由 100m 处 5°C 等值线来指代，在 4 月可入侵到 38.5°N ，而在 12 月回退到它的 41.5°N 。在亲潮向东-东南方向转向后，在 150°E 附近成为亚极地流。在 $38^{\circ}\text{-}43^{\circ}\text{N}$ 的条带中，存在着两段被截断的温度锋面，它们彼此平行。第一条与 OY1 重合，而第二条在其东侧 150°E 附近。第二条位于下游的锋面进一步与黑潮分支锋面连接，随后延伸到 170°E 。

3 黑潮-亲潮延伸体区域涡旋的统计分析

关于黑潮-亲潮延伸体涡旋的表面特征，前人已对部分子区域进行过一系列的研究，如针对黑潮延伸体的整体、纬向、经向分区的涡旋研究，针对亲潮入侵流、勘察加海沟、日本海沟附近的涡旋研究，针对四国回流附近涡旋的研究，针对黑潮延伸体脱落流环的研究（Sasaki et al., 2015; Ding et al., 2020）等。但前人在子区域划分时，常常杂糅不同来源多种性质的涡旋，导致统计结果不具有区域代表性，使得该研究区域中的涡旋来源存在争议。因此本章针对过去研究的不足，主要解决两个问题：一是根据海域划分研究子区域，更为详细的比较不同子区域中的涡旋特征量，从涡旋的表面特征上为子区域涡旋来源提供依据；二是利用观测数据和再分析数据，综合比对不同分辨率下涡旋的识别结果与涡旋特征量差异。

3.1 形态特征

3.1.1 基于两种数据源的统计比较

本文使用 CMEMS 提供的 2021 版全球 ADT 格点化数据融合了多种卫星计划的沿轨卫星遥感产品，使用全新的 DT-2021 数据处理标准，其空间分辨率为 0.25° ，时间分辨率为 1 天，原数据长度为 1993 年至今，本文为配合 Argo 资料长度，截取 2000 年至 2020 年；另外用于对比的数据为 FORA-WNP30 再分析数据，该数据是 JAMSTEC 发布的高分辨率长周期西北太平洋的区域海洋再分析数据，该数据利用 T-S 剖面、SST、SSH、海冰等多种观测数据和 JRA-55 强迫共同化模拟，其空间分辨率为 0.1° ，时间分辨率为 1 天，数据长度为 1982 年至 2014 年，本文选取全部时间长度。

如图3-1所示，FORA-WNP30 的海表面高度和表面流场能够很好的模拟和再现 CMEMS 的卫星高度计观测数据，主要的海洋特征如黑潮流轴、日本以南再循环水、亲潮入侵流、亚极地锋面、亚极地边界等都在相似的位置和相似的强度予以表现，直径较大的涡旋也能够一一对应。不同的是，由于 FORA-WNP30 数据在分辨率上约为 CMEMS 数据的 2.5 倍，因此在涡旋模拟的快照中自然会多出很多小尺寸涡旋，而这部分涡旋由于小于 CMEMS 的涡旋最小辨识尺度而无法在 CMEMS 数据中被识别出来。根据前人的研究，小尺寸涡旋的寿命也通常较短，短寿命的涡旋在卫星高度计数据的识别中有时也会由于沿轨数据向格点数据的

插值过程中引入的人为误差导致，因此本文延续前人研究中尺度涡的一般步骤，使用 30 天涡旋寿命作为阈值，仅保留大于此寿命的涡旋，从而既使两个数据源的结果具有可比性，又排除了潜在的人为误差。

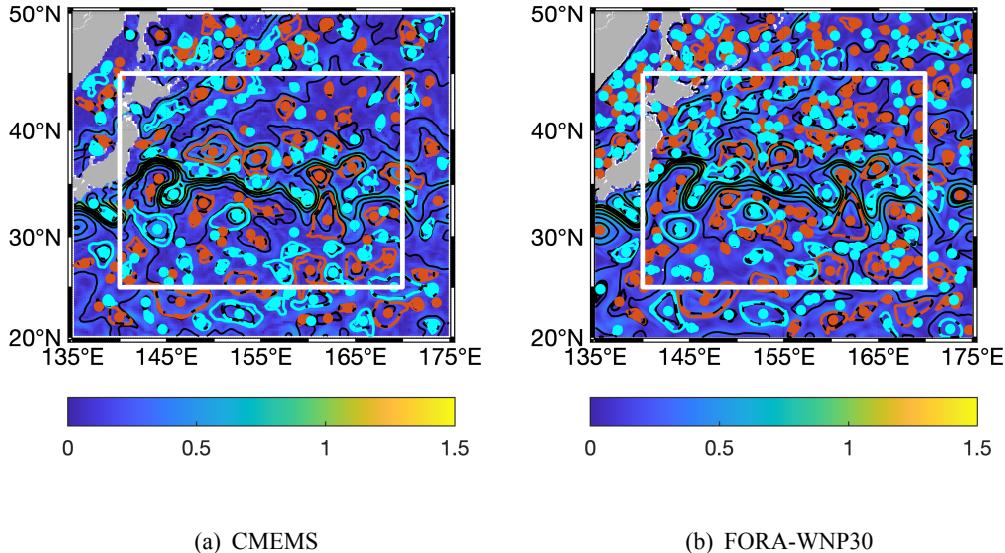


图 3-1 基于 2001 年 1 月 1 日 CMEMS (a) 和 FORA-WNP30 (b) 数据的涡旋识别结果。图中红色点和蓝色点分别代表 AE 和 CE 的几何中心，围绕红点和蓝点的实线（虚线）为涡旋最外边界（核心边界），长寿（生命期超过 30 天）AE(CE) 边界显示红色（蓝色），短寿涡旋显示黑色；图中黑色等值线为 CMEMS 的 ADT 等值线和 FORA-WNP30 的 SSH 等值线；背景色为流速值，超过 1.5m/s 的流速与 1.5m/s 同色；白色方框为本文研究区域

Figure 3-1 Eddy identification results based on 1 Jan 2001 CMEMS (a) and FORA-WNP30 (b) data. The red and blue points in the figure represent the geometric centroids of AE and CE, respectively, and the solid line (dotted line) surrounding the red and blue points is the outermost boundary (core boundary) of the eddy, and the long-lived (life span of more than 30 days) AE (CE) boundary is displayed in red (blue), and short-lived eddy is displayed in black; the black contours are the ADT contours of CMEMS and the SSH contours of FORA-WNP30; the background color is the flow velocity value, in which the velocity exceeds 1.5m/s shows the same color as 1.5m/s; the white box is the research area of this paper

为了方便比较不同区域之间涡旋特征量统计特征，我们将统计结果汇总在表3-1和3-2里，每个方格内的数据格式为“平均值±标准差（极小值，极大值）”，数据采样点为每个涡旋轨迹在全生命期内的平均值。各区域的空间范围如下：黑潮-亲潮延伸体（KOE: 25°N-45°N, 140°E-170°E），再循环水区域（RG: 25°N-30°N, 140°E-170°E），黑潮延伸体（KE: 30°N-39°N, 140°E-170°E），黑潮延伸体南侧（SKE: 30°N-35°N, 140°E-170°E），黑潮延伸体北侧（NKE: 35°N-39°N, 140°E-170°E），亲潮延伸体（OE: 39°N-45°N, 140°E-170°E）。关于涡旋的统计

方案一般有两种，一种是基于研究区域内每个时间步的快照中全部涡旋，一种是基于每条涡旋轨迹进行统计。本表格中为了获得每条涡旋的平均状态，选取出生于对应区域的长寿涡旋（生命长于 30 天）并平均该涡旋轨迹每一时间步的涡旋特征量，按照前人的经验把大于 3 倍下四分位点的数据作为极端值在平均前予以去除。

如表3-1所示，在 KOE 区域内基于 CMEMS 数据在 21 年中总共得到了 3147 条 AE 涡旋轨迹（每年 149.9 条）同时得到 3895 条 CE 涡旋轨迹（每年 185.5 条），而基于 FORA-WNP30 数据在 33 年中得到了 8053 条 AE 涡旋轨迹（每年 244.0 条）同时得到 9604 条 CE 涡旋轨迹（每年 185.5 条）。如若不考虑在本区域涡旋生成的年际与年代际变化，在相同的涡旋识别方案下，涡旋的数量与输入数据的分辨率有直接的关系。另外在 CMEMS 数据下，AE 和 CE 涡旋的平均寿命为 81.1 天和 75.8 天，而 FORA-WNP30 数据中涡旋的寿命均低于 CMEMS 数据分别为 64.8 天和 66.3 天。CMEMS 数据中 AE 和 CE 的最外覆盖率（核心覆盖率）分别为 15.5%（10.6%）和 14.3%（9.6%），而 FORA-WNP30 数据中 AE 和 CE 的最外覆盖率（核心覆盖率）分别为 11.6%（7.5%）和 11.7%（8.0%）。

对比图3-2、3-3、3-4我们可以发现，CMEMS 与 FORA-WNP30 数据识别的涡旋各个特征量的概率分布均为右偏态分布，差异主要体现在峰值位置上。存在分布差异的涡旋特征量有振幅、半径、切向速度和非线性参数，而传播速度、传播距离、EKE、EI、涡度和变形率等基本分布相同。存在差异的涡旋特征量均表现出 CMEMS 大于 FORA-WNP30 的结果。CMEMS 的涡旋振幅峰值出现在 3-4cm，而 FORA-WNP30 则出现在 1-2cm，CMEMS 的涡旋核心半径峰值出现在 45-50km，而 FORA-WNP30 则出现在 30-35km，CMEMS 的涡旋切向速度峰值出现在 15-21cm/s，而 FORA-WNP30 则出现在 9-12cm/s，CMEMS 的涡旋非线性参数峰值出现在 2-3，而 FORA-WNP30 则出现在 0.5-1.5。

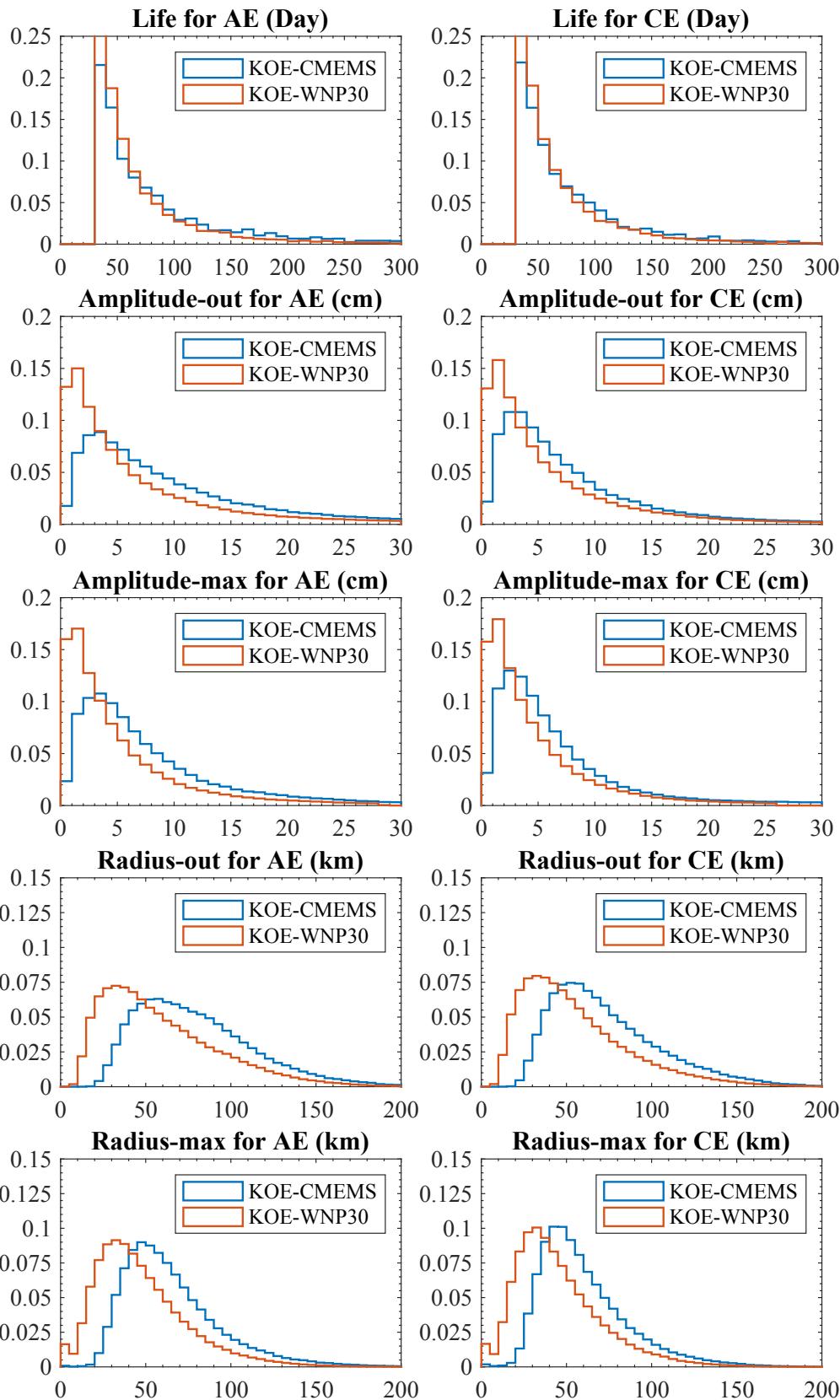


图 3-2 基于两种数据源 (CMEMS 和 FORA-WNP30) 的涡旋特征量 (寿命、最外振幅、核心振幅、最外半径、核心半径) 的数值分布直方图

Figure 3-2 Histogram of eddy properties (lifetime, outermost amplitude, core amplitude, outermost radius, core radius) based on two data sources (CMEMS and FORA-WNP30)

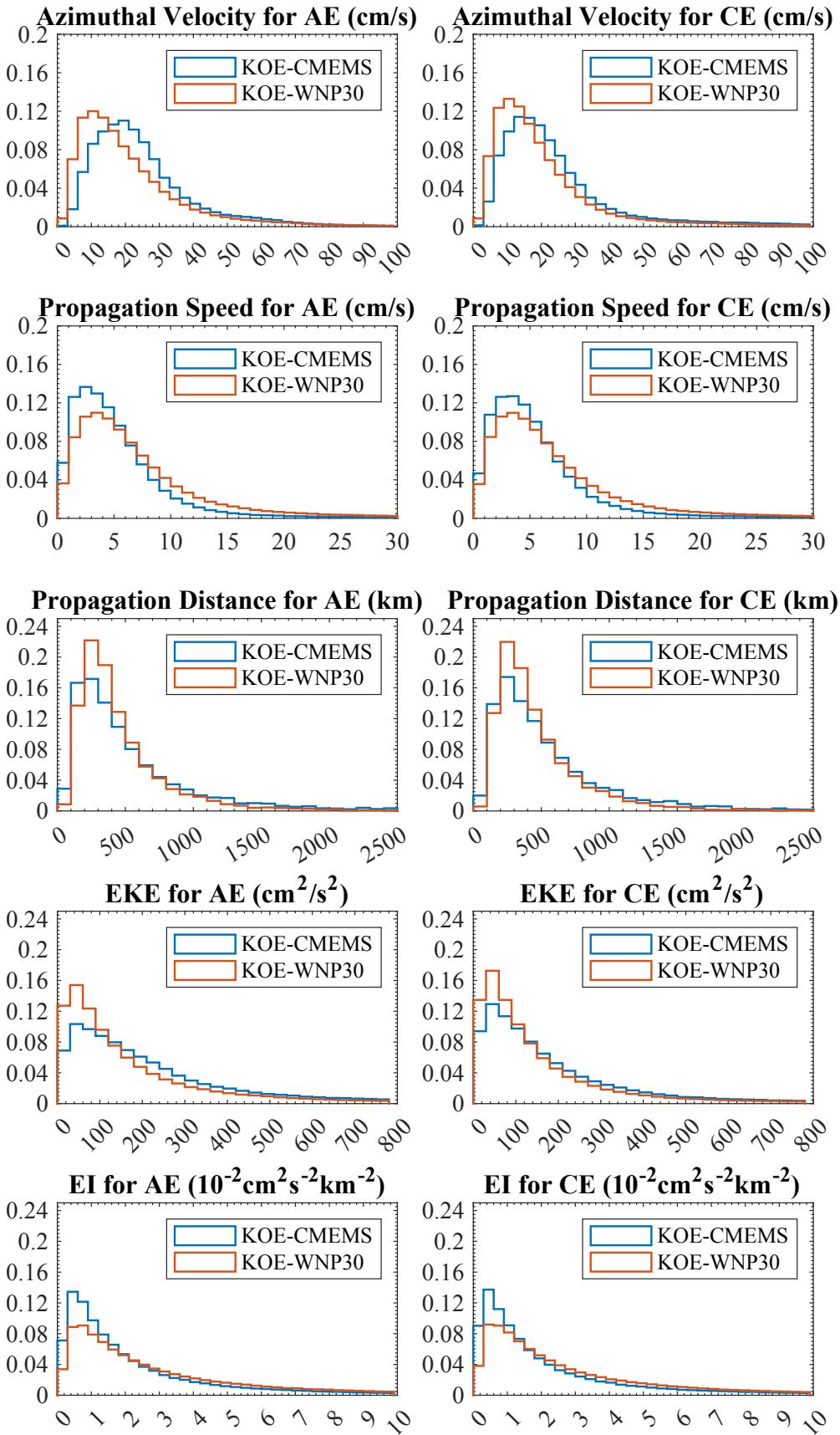


图 3-3 基于两种数据源 (CMEMS 和 FORA-WNP30) 的涡旋特征量 (切向速度、传播速度、传播距离、EKE、EI) 的数值分布直方图

Figure 3-3 Histogram of eddy properties (azimuthal velocity, propagating speed, propagating distance, EKE and EI) based on two data sources (CMEMS and FORA-WNP30)

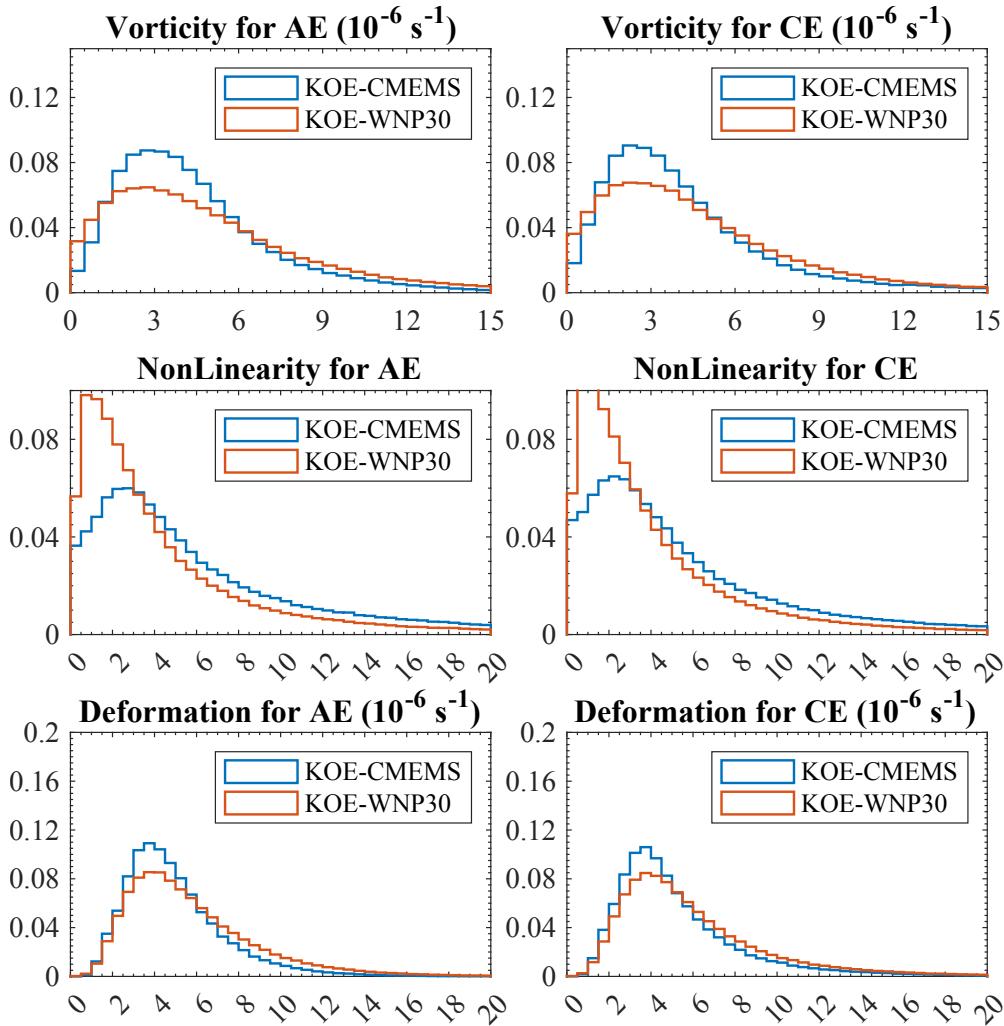


图 3-4 基于两种数据源 (CMEMS 和 FORA-WNP30) 的涡旋特征量 (涡度、非线性参数、变形率) 的数值分布直方图

Figure 3-4 Histogram of eddy properties (vorticity, nonlinear parameter, deformation rate) based on two data sources (CMEMS and FORA-WNP30)

因此，在相同的涡旋识别方案下，高分辨率数据比低分辨率数据识别出来的涡旋数量更多，寿命更短，振幅和半径更小，切向速度更小，传播速度更大，但传播距离更小，EKE 更小但 EI 更大，平均涡度更大，非线性参数更小，平均变形率更大。可以猜想这一结果的出现，可能源于高分辨率数据使涡旋的识别边界加细腻，同一涡旋在不同分辨率的输入数据下，高分辨率使其边界收紧，使得涡旋半径更小，从而使涡旋覆盖率也因此而降低；边界上的 ADT 与涡旋中心 ADT 差值自然更小，使得涡旋振幅更小；TOEddies 涡旋识别算法要求涡旋最小为 3×3 个网格点，此时在低分辨率的 CMEMS 数据下可识别的涡旋半径最小为 0.375° ，而高分辨率的 FORA-WNP30 数据下涡旋的最小识别半径为 0.15° ，因此介于 0.15° 至 0.375° 之间的涡旋在高分辨率数据下被识别出来，但小半径涡旋常

常意味着短生命周期，因此在过滤掉一批短生命周期的小半径涡旋后剩余增加的涡旋使得 FORA-WNP30 的涡旋数量高于 CMEMS 的涡旋数量。

这一结果提示我们很有可能受限于观测分辨率目前全球海洋中尺度涡旋的数量是低估的，涡旋的半径和涡旋覆盖率是高估的。传统的单源卫星高度计格点化分辨率仅 100km，多源卫星经过融合处理实际分辨率也在 25km 以上，而未来将于 2022 年 12 月发射的用上雷达干涉技术的新一代测高卫星 SWOT 能做到 15-30km 的定宽网格分辨率（Morrow et al., 2019），因此当未来（2030 年后）更宽刈幅干涉测高卫星投入使用，我们将获取比现在高一个量级分辨率的海表面高度数据。到那时不仅我们将对现有中尺度涡的认识有所更新，同时对亚中尺度甚至更小尺度的海洋现象的机制机理有一个更全面的认识。

3.1.2 涡旋的数量与寿命

涡旋覆盖率（出现频率）是指在制定区域内涡旋边界包围的格点出现的次数与数据总时间步长之比的百分率如 AE 和 CE 的覆盖率分别为 $F_{AE} = N_{AE}/N_{Total} \times 100\%$, $F_{CE} = N_{CE}/N_{Total} \times 100\%$ 。由图3-5可知，在 KOE 区域涡旋整体上分布并不均匀。与前人研究结果相似（Itoh et al., 2010），再循环水（RG）区域分布较为均匀，纬向条带状分布；黑潮延伸体（KE）区域的上游在主轴脊的南侧和主轴槽的北侧存在几个高值区，KE 下游则分布的相对均匀；亲潮延伸体（OE）区域则主要分布在千岛-勘察加海沟（KKT）、亚极地锋面（SAF）、亚极地边界（SAB），分布频率依次减弱。津轻暖流（TWC）处也有涡旋高值区的分布。尽管 KE 与 OE 区存在高值区斑块，但从平均的角度，三大区域的涡旋覆盖率的大小关系为 RG>KE>OE，其中 KE 区域中 SKE 比 NKE 略高（表3-1和表3-2）。由此可见，一个区域内的平均涡旋覆盖率与是否为强流区并无直接关系，诚然强流区如 KE、OY、SAF 的槽脊附近确实有局部涡旋覆盖的高值区存在，但如 RG 区域作为亚热带区域产生涡旋的迁移通道存在更高的涡旋覆盖率。

涡旋极性 P 指代了海洋中某格点处于 AE 或 CE 的最外边界面积覆盖下的概率，即 $P = (F_{AE} - F_{CE}) / (F_{AE} + F_{CE})$ ，其中 F_{AE} 和 F_{CE} 为 AE 和 CE 的出现频率。涡旋的极性分布以条带状为主，在 KKT、SAF、SAB 附近均存在 AE 和 CE 的高极性条带，在沿岸附近以 AE 条带为主，在 KE 南（北）侧存在 CE(AE) 高极性纬向条带，而在 RG 区域以较弱的 AE 极性条带为主。

涡旋寿命一般指涡旋自生成到死亡所经历的时间，许多研究由于算法的限

制不得不将一个涡旋在拆分后的子代涡旋或（和）合并前的父代涡旋都考虑在本涡旋生命期内，这样会大大高估涡旋整体的实际寿命，因此本文在计算涡旋寿命时不将涡旋的拆分与合并过程考虑在内。KOE 区域的 AE 和 CE 涡旋平均寿命在 81.1 天和 75.8 天，CMEMS 数据和 FORA-WNP30 数据中各个子区域的涡旋寿命差异基本一致，以 CMEMS 数据为例（如图3-1）RG 区域涡旋的寿命与 OE 区域相似，KE 区域的则略短。AE 涡旋在 NKE 区寿命最长为 85.0 天，OE 区域次之为 83.3 天，随后是 RG 区域的 82.9 天，最短的是 SKE 区寿命为 75.2 天；CE 涡旋在 RG 区域和 SKE 区域寿命最长为 79.4 天，OE 区域次之为 76.0 天，最短的为 NKE 区域 68.8 天。涡旋寿命的概率分布图3-6与涡旋的类型关系不大，同时 KOE 区域内的各个子区域之间也没有显著差异，峰值位置均存在于 30-50km 之间。

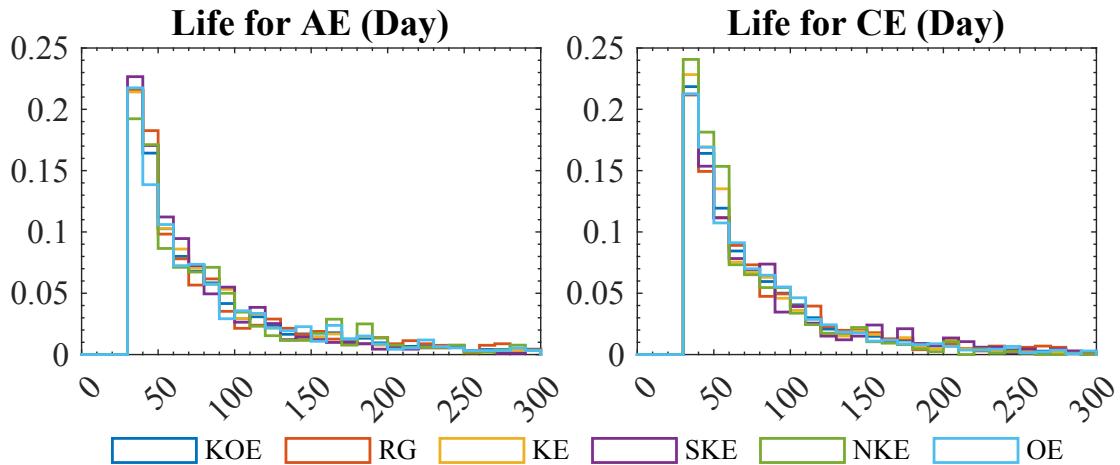


图 3-6 基于 CMEMS 数据的涡旋寿命直方图

Figure 3-6 Histogram on eddy life based on CMEMS

为了获得 KOE 区域涡旋在不同寿命范围内的轨迹分布，我们将 AE 和 CE 分别以生命期为 30-120 天、120-240 天、240-360 天、360 天以上进行分组绘制其轨迹分布图3-7，可以发现的是，相对短寿的涡旋（如 30-120 天和 120-240 天）几乎密铺了整个 KOE 区域，并无明显的区域聚集性；而相对长寿的涡旋（如 240-360 天、360 天以上）在黑潮主轴的南北存在明显差异，整体来看在黑潮主轴以南 AE 和 CE 均密集且均匀的分布，而黑潮主轴以北则板块状分布。具体的，长寿 AE 主要在 30°N 以南分布较为密集且均匀，而 240-360 天 AE 主要与 OY、SAF 和 SAB 三个条带保持一致，而 360 天以上 AE 则在 OY 区域进一步加密；而长寿 CE 则在 35°N 以南分布较为密集且均匀，而 240-360 天 CE 则相比同寿命的 AE

在三个条带处分布的更多，而 360 天以上 CE 则在黑潮主轴以北鲜有存在。

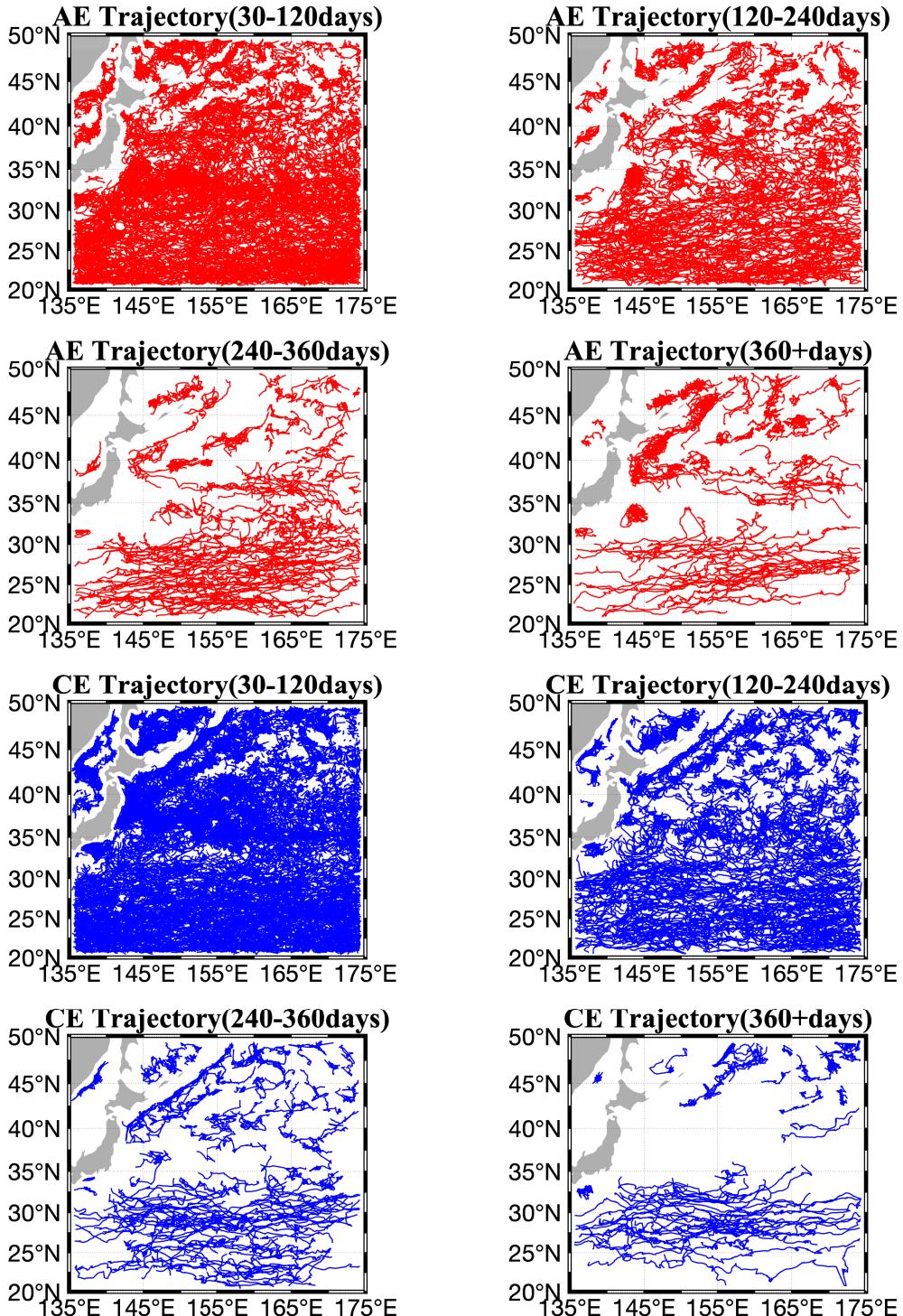


图 3-7 基于 CMEMS 数据的涡旋轨迹分布, 从左上至右下依次为生命期为 30-120 天、120-240 天、240-360 天、360 天以上的 AE 涡旋轨迹和 CE 涡旋轨迹

Figure 3-7 The distribution of eddy trajectories based on CMEMS data, from top left to bottom right are AE trajectories and CE trajectories with lifetimes of 30-120 days, 120-240 days, 240-360 days, and more than 360 days

3.1.3 涡旋的振幅与半径

关于中尺度涡的形态，至今还没有给出一个统一的定义。具体的，关于中尺度涡的边界，学界目前至少有三种主流的定义。第一种来源于最早的海洋现场观测方式中流速计的应用，将涡旋边界定义为一个涡旋的最大速度等值线所在位置；第二种来源于卫星遥感中卫星高度计的应用，将涡旋边界定义为一个涡旋的海表面高度场的最外层闭合等值线所在位置；第三种则强调涡旋对其包裹水体的捕获能力，将涡旋边界定义为涡旋非线性率 U/c 为 1 的位置。为了方便与其他研究结果相比较，本文主要讨论前两种涡旋半径。本文中尺度涡的半径定义为相同面积 S 下标准圆的等效半径 $R = \sqrt{S/\pi}$ 。尽管真实海洋中的涡旋形状接近鸡蛋形状，既不是各向同性的圆形也不是各向异性的椭圆（Chen et al., 2021），为了方便与前人的研究结果进行比较，本文退而求其次使用相对成熟的等效半径定义。涡旋最大影响范围即最外层 ADT 等值线（后称涡旋最外边界）的等效半径（后称最外半径）为 $R_{\text{out}} = \sqrt{\frac{S_{\text{out}}}{\pi}}$ ，而涡旋最大流速边界（后称涡旋核心边界）的等效半径（后称涡旋核心半径）为 $R_{V\max} = \sqrt{\frac{S_{V\max}}{\pi}}$ 。

中尺度涡的振幅定义为涡旋内 ADT 极值与涡旋边界 ADT 等值线的差值的绝对值 $\text{Amplitude} = |ADT_{\text{center}} - ADT_{\text{boundary}}|$ ，涡旋最外边界对应的振幅为最外振幅 A_{out} ，涡旋核心边界对应的振幅为核心振幅 $A_{V\max}$ 。

从涡旋的振幅直方图来看（图3-8），无论最外振幅还是核心振幅，峰值区域均集中在 3-5cm 附近，但 AE 与 CE 的分布在不同地区并不相同，整体上看 CE 比 AE 在更低值的区域有更高的概率分布，但 SKE 区域例外。RG 区域 AE 与 CE 的分布比较相似，SKE 区域 AE 在低值区有更高的分布，NKE 和 OE 区域 CE 在低值区有更高的分布。

涡旋的半径直方图中（图3-8）AE 与 CE 基本对称分布，其中 AE 最外半径的峰值得除了 OE 集中在 50km 附近，其他几个区域均集中在 70-80km 左右，而 CE 最外半径的峰值在 OE 和 NKE 集中在 50km 附近，而 RG 和 SKE 集中在 60-70km 附近且在更大的半径数值上仍有很高比例的分布；相比之下核心半径的分布更窄，每个地区的 AE 和 CE 的峰值都集中在 50km 附近，且 CE 比 AE 更为集中。

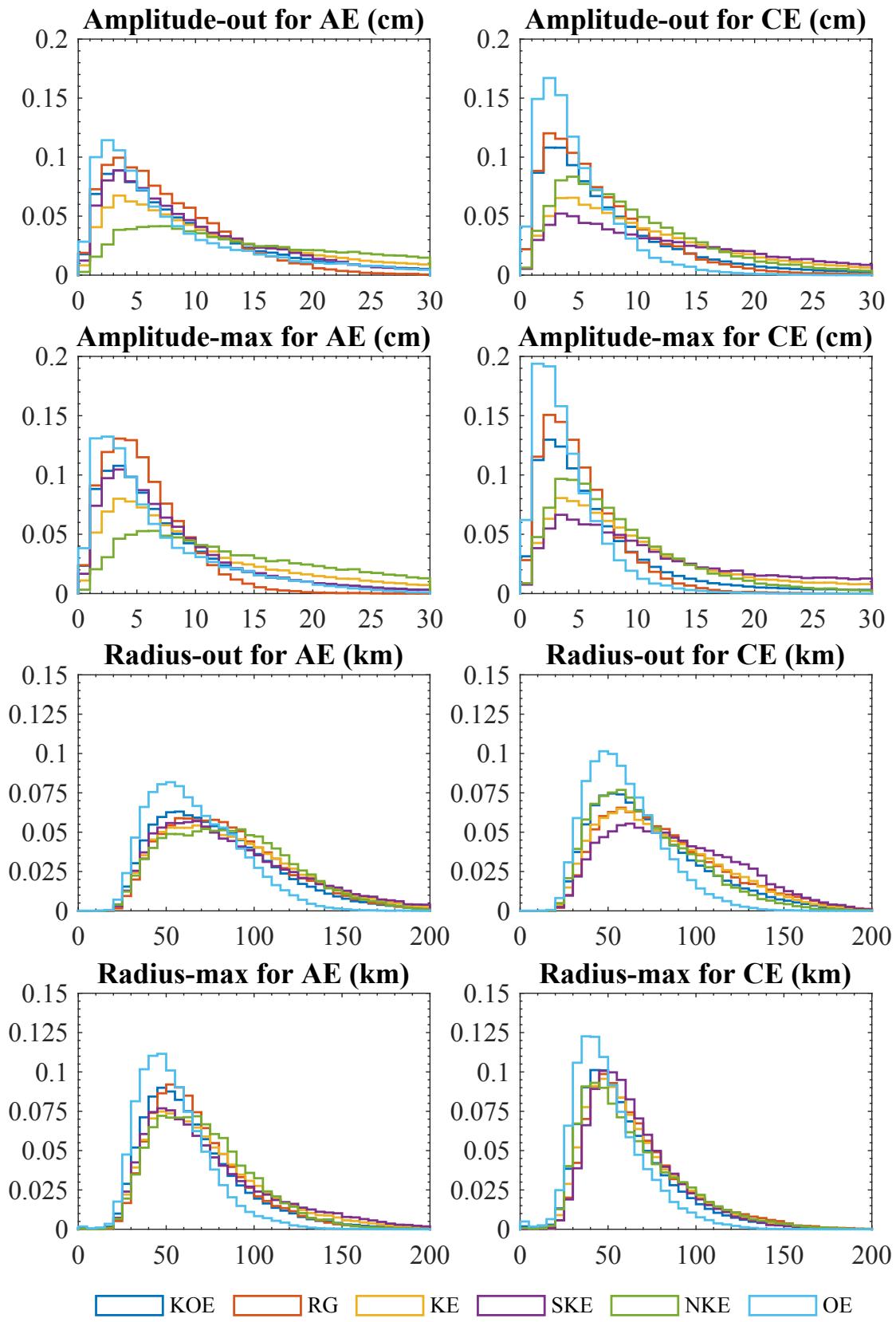


图 3-8 基于 CMEMS 数据的涡旋振幅与半径直方图

Figure 3-8 Histogram on eddy amplitude and radius based on CMEMS

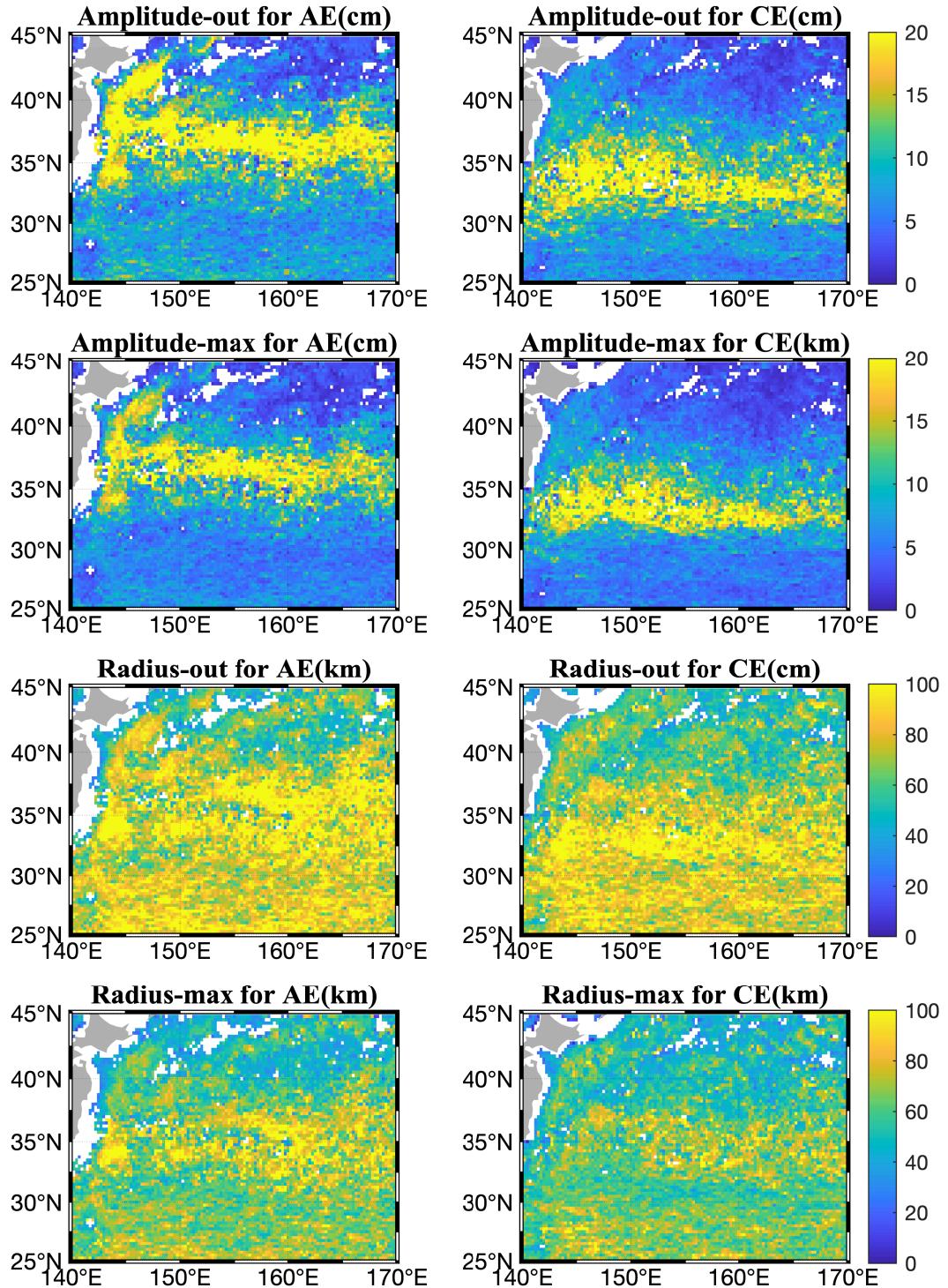


图 3-9 基于 CMEMS 数据的涡旋振幅与半径分布图

Figure 3-9 Distribution on eddy amplitude and radius based on CMEMS

涡旋半径的分布与振幅的分布大有不同，AE 的最外半径高值区不仅在 NKE 和 OY 区域存在，在靠近 KE 主轴的 SKE 区域和 RG 区域的最南端都有广泛分布，而 CE 的最外半径高值区仍主要存在于 SKE 区域。AE 和 CE 的核心半径的

高值区与最外半径对应，但范围小了很多。

为了分析和比较不同区域内涡旋各个特征量在标准化生命周期内的演化过程，我们选取黑潮-亲潮延伸体中不同子区域的 AE 和 CE 将他们各个特征量（包括最外振幅、核心振幅、最外半径、核心半径、切向速度、传播速度、EKE、EI、涡度、非线性参数、变形率等）在生命期内的每一时间步标准化到 0 至 1 范围内的 20 等分寿命区间，再将同一时间步内的特征量取平均（如图3-10）。可以发现无论 AE 还是 CE 在振幅和半径的总体趋势上均为先增大，再保持平稳，最后减小。与传统观点中 1/5-3/5-1/5 比例不同的是，本文结果中振幅和半径的平稳期更长（约 90%）。总体上，在整个 KOE 区域，AE 的振幅和半径在平稳期略高于 CE。AE 和 CE 在 RG、KE、OE 三大子区域内振幅与半径的演化趋势基本相同；但将 KE 细分成 NKE 和 SKE 两个子区后，可以轻易发现 NKE 区域 AE 的振幅和半径均高于 CE，而在 SKE 区域 AE 的振幅和半径均低于 CE（最外半径为例外，AE 与 CE 演化数值相似）。但在同一极性的涡旋中，振幅和半径的在 NKE 和 SKE 的演化趋势却不同，例如在 AE 的振幅上 NKE 均高于 SKE 同时 CE 的振幅在 SKE 均高于 NKE，CE 的最外半径在 SKE 高于 NKE，但在 AE 的最外半径、核心半径以及 CE 的核心半径，这两个区域的演化数值基本一致。

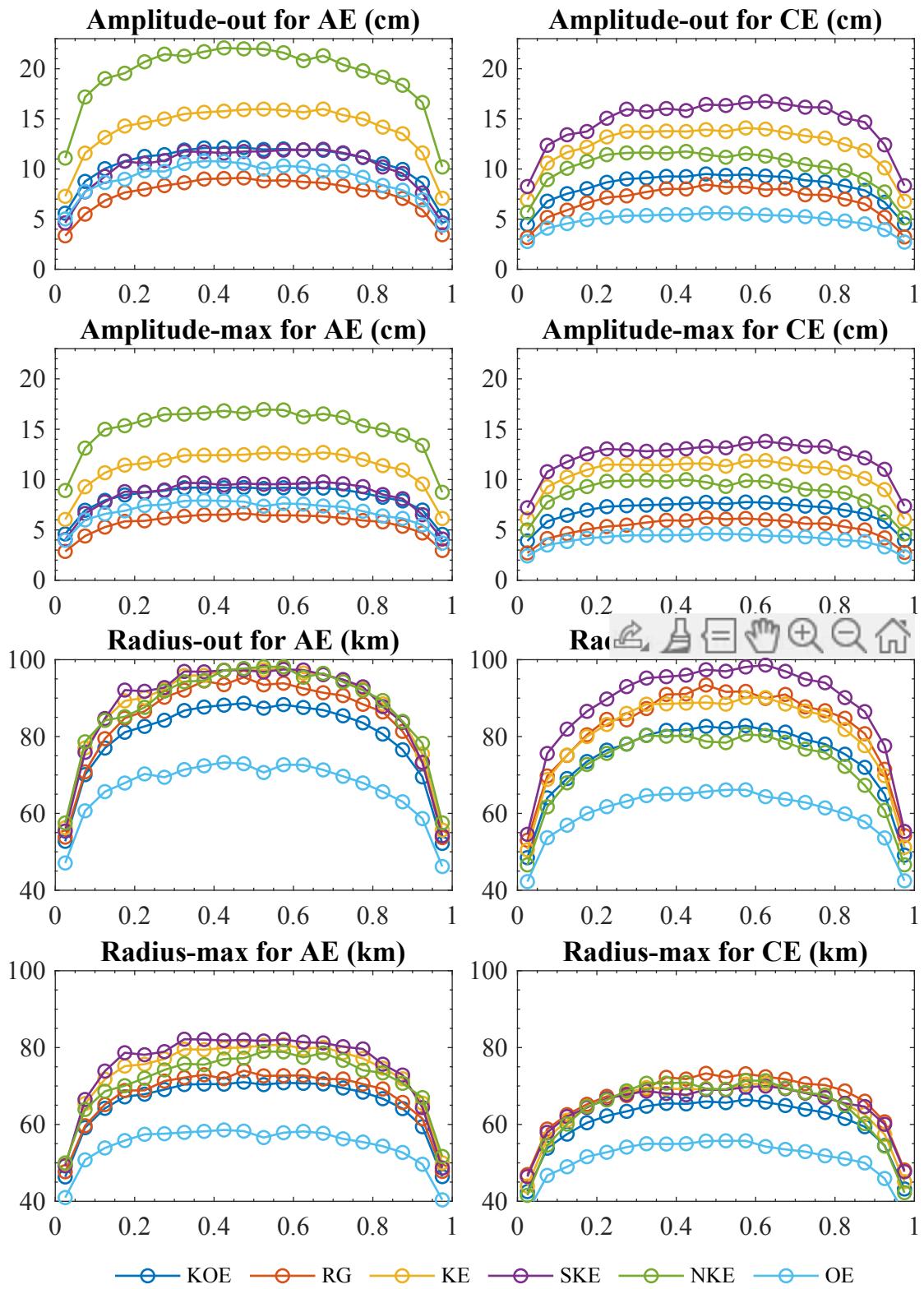


图 3-10 基于 CMEMS 数据的涡旋振幅与半径时间演化，横轴为标准化生命周期

Figure 3-10 Evolution on eddy amplitude and radius based on CMEMS, the horizontal axis is normalized lifetime

3.2 传播特征

3.2.1 涡旋的传播过程

涡旋的切线速度指涡旋核心边界即最大流速边界上流速的平均值,即 $\langle V_{max} \rangle$ 。空间分布上(图3-11),AE的高值区出现在NKE和OY较窄的条带上,而CE出现在SKE区域且自KE上游向下游逐渐收窄。在传播速度上,AE的高值区集中在SKE并伴有少量RG区域,而CE出现在NKE以及少量RG区域。涡旋的切向速度概率分布在各个区域存在很大的不同(图3-12),RG区域集中在20cm/s附近,OE区域集中在10cm/s附近,在SKE区域AE也较为集中在20cm/s附近,但NKE区域的AE则类似于NKE和SKE的CE均在数值上分布的比较分散,特别注意的是NKE区域的AE存在25cm/s和60cm/s两个峰值。而涡旋的传播速度出来OE区域峰值集中在2-3cm/s附近外,其他几个区域均集中在4-5cm/s。类似的,在传播距离上除了OE区域涡旋传播距离的峰值集中在200-300km外,其他几个区域也都集中在300-400km附近。

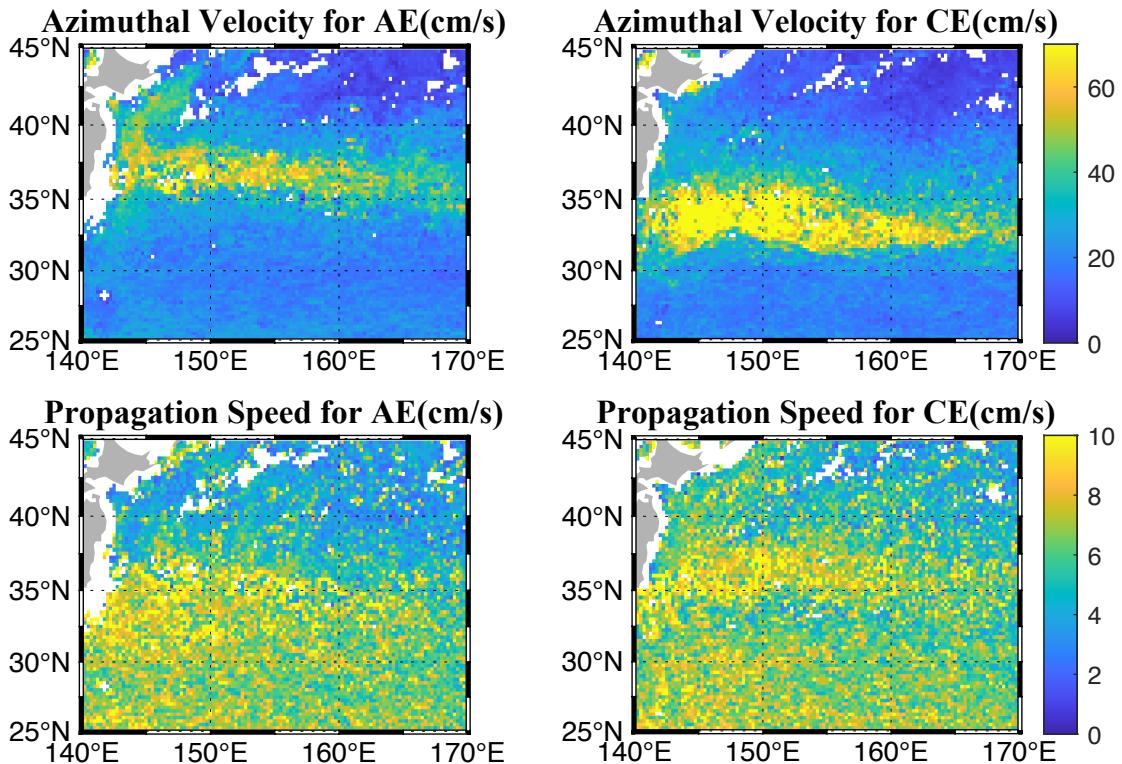


图 3-11 基于 CMEMS 数据的涡旋切向速度与传播速度分布图

Figure 3-11 Distribution on eddy azimuthal velocity and propagating speed based on CMEMS

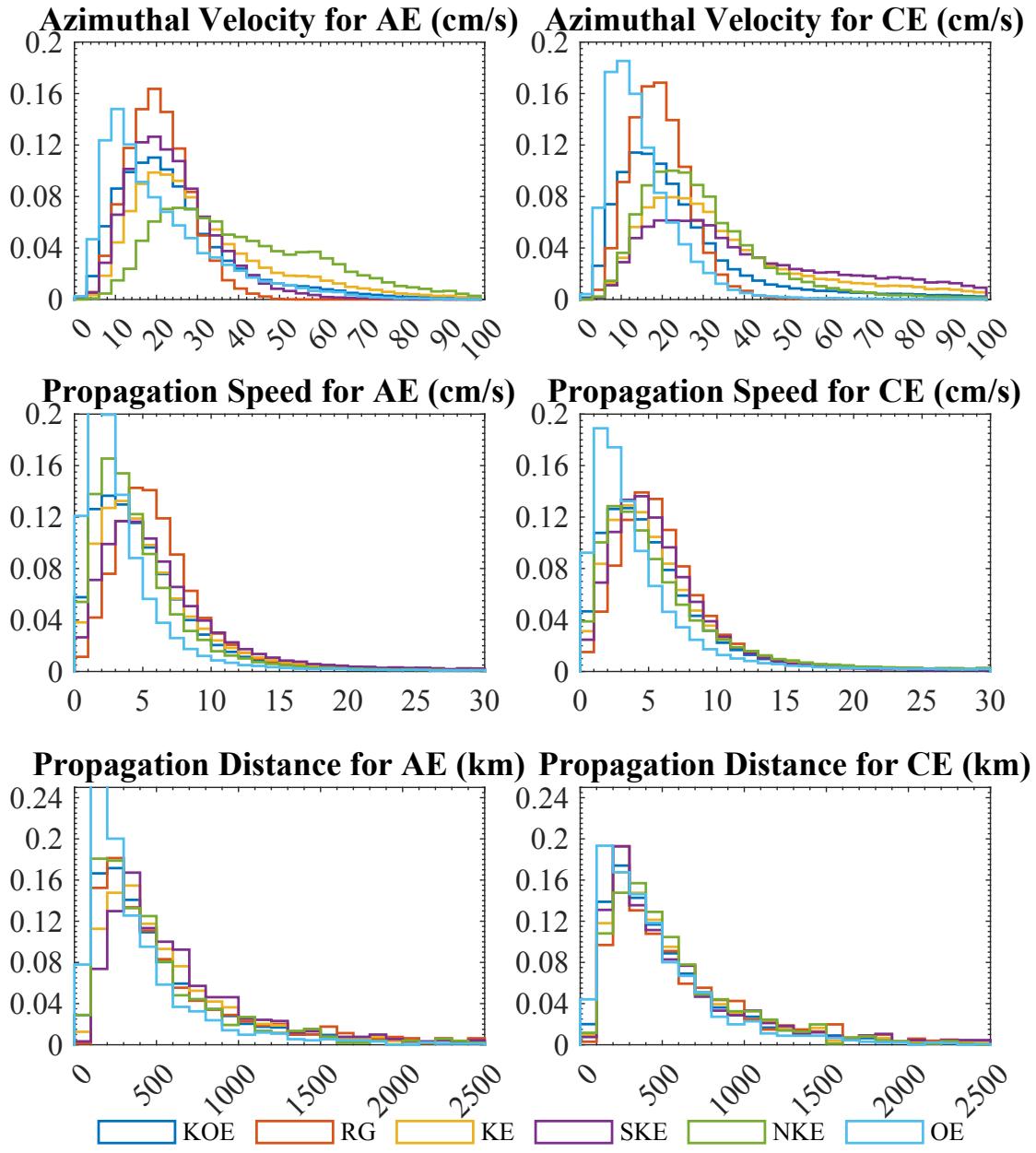


图 3-12 基于 CMEMS 数据的涡旋切向速度、传播速度、传播距离直方图

Figure 3-12 Histogram on eddy azimuthal velocity, propagating speed, propagating distance based on CMEMS

切向速度和传播速度的时间演化过程是前人分析较少的两个内容，它们的演化趋势相反，在成长阶段（前 5%）AE 和 CE 的切向速度快速增长，在消亡阶段（后 5%）快速减小；而对于传播速度来说，AE 和 CE 在成长阶段快速减小，而在消亡阶段快速增大。与涡旋的振幅和半径的演化过程不同的是，KE 区域的 CE 在切向速度上显著高于 AE，而在传播速度上 AE 与 CE 表现相近。特别的是，AE 的切向速度在 NKE 中远高于其他几个数值相似的区域，同时 CE 的传播速度在 OE 区域中远低于其他几个数值相似的区域，CE 在切向速度上大小关系为

SKE>NKE>RG>OE，而 AE 在传播速度上大小关系为 SKE=RG>NKE>OE。

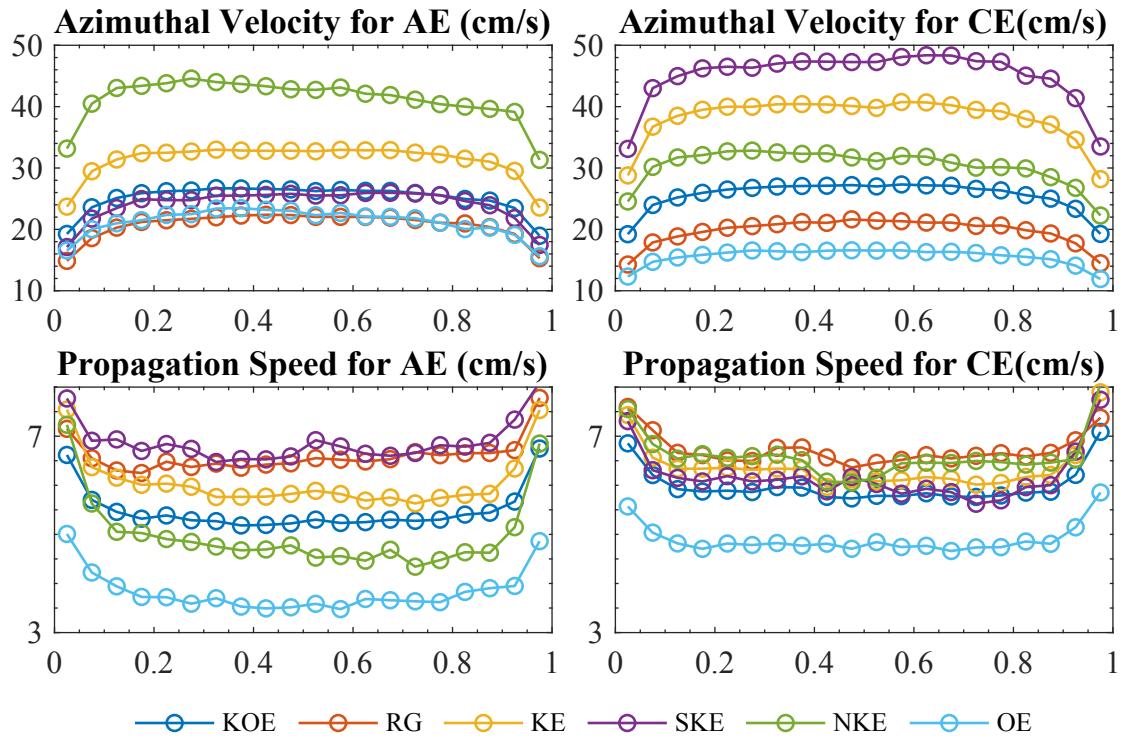


图 3-13 基于 CMEMS 数据的涡旋切向速度与传播速度时间演化，横轴为标准化生命期

Figure 3-13 Evolution on eddy azimuthal velocity and propagating speed based on CMEMS, the horizontal axis is normalized lifetime

为了研究 KOE 区域涡旋的传播特性，我们选取长生命（寿命长于 30 天）的涡旋轨迹，并定义涡旋位移角为涡旋轨迹的生成地到消亡地的拟合直线与正东方向夹角，位移角度以 0° 、 90° 、 180° 和 270° 分别代表东向、北向、西向和南向位移（表3-3）。参考Kurian et al. (2011) 为了提高统计结果的鲁棒性，我们仅分析纬向平移超过 1° 的涡旋，从而避免考虑那些消亡时重新回到生成起点的涡旋，这部分涡旋对涡旋的水平传播特别是传播方向的认识缺乏建设性。在基于 CMEMS 的涡旋数据中，有 2725 (3443) 支约 45% 的 AE (CE) 因不满足上述阈值而被剔除，在 FORA-WNP30 中有 8732 (10290) 只约 53% 的 AE (CE) 因不满足上述阈值而被剔除。

如图3-14和A-8所示，涡旋轨迹的起点都被平移到了共同起点 $(0,0)$ 。对于整个 KOE 区域来说，涡旋的传播特性与其他海域相似，以西向传播为主，并伴有一定的经向偏离且偏南稍多。如表3-3所示，KOE 的四个子区域的传播特性则略有不同，在 RG 区域 AE 和 CE 几乎全部涡旋（超过 95%）都表现出一致的西传特性，而 KE 区域的 AE 和 SKE 区域的 CE 也同样表现出超过 80% 的西传比例，

表 3-3 基于 CMEMS 和 FORA-WNP30 的涡旋传播方向统计（%），仅统计纬向位移超过 1° 的涡旋

Table 3-3 Statistics on eddy propagation angle base on CMEMS and FORA-WNP30, only with displacement longer than 1°

		CMEMS						FORA-WNP30					
		KOE	RG	KE	SKE	NKE	OE	KOE	RG	KE	SKE	NKE	OE
AE	West	86	99	84	82	88	60	72	95	68	67	69	49
	East	13	0	15	17	11	39	27	4	31	32	30	50
	North	45	42	44	38	56	51	46	44	44	37	57	51
CE	South	54	57	55	61	43	48	53	55	55	62	42	48
	West	85	99	77	91	62	73	71	95	65	81	46	54
	East	14	0	22	8	37	26	28	4	34	18	53	45
	North	41	40	43	43	42	37	44	38	47	42	52	45
	South	58	59	56	56	57	62	55	61	52	57	47	54

OE 区域的 AE 和 NKE 区域的 CE 的西传比例则下降到 60% 左右。

在过去对于涡旋的研究中，全球范围内的涡旋常常表现出很强的西向传播特性，同时在他们的西行轨迹上 AE(CE) 展现出一定的赤道向（极向）偏离。这一经向偏离可能与 beta 效应或涡旋自身平流有关。在经向偏移的表现上，KOE 区域整体南北偏移比例接近，AE 和 CE 的赤道向偏移稍多。具体的，在 RG 和 SKE 区域 AE 表现出更大的赤道向偏移倾向，而在 NKE 和 OE 区域则表现出更大的极向偏移倾向；对于 CE 则在整体都表现出较强的赤道向偏移倾向。在基于 FORA-WNP30 数据的统计中，可能受到高分辨率识别出更多小涡旋的影响，KOE 各个区域的西传涡旋比例均有所下降，甚至有的区域出现了东传涡旋反而略多的情况，南北偏移的结论和 CMEMS 的统计结果相似。

为了研究涡旋传播速度的空间分布，我们将长生命涡旋（寿命长于 30 天）几何重心的每一时间步之间的传播速度平均到 0.5° 间隔的地图上，同时对经向传播速度和纬向传播速度进行经向平均，如图3-15所示。空间上，我们观察到与 Itoh et al. (2010) 相似的分布，KE 主轴附近传播速度相较两侧较弱且存在穿越 KE 主轴的传播速度，KE 南侧显著大于北侧，南侧传播速度较为均匀，而北侧则存在三条较大数值的条带分别对应 OY、SAF 和 SAB。速度方向上，KE 南侧一致向西，KE 主轴附近平行于主轴，KE 上游存在与再循环水一致的传播方向，KE 下

游数值较弱显的方向性不明显, KE 北侧三大条带附近基本与 OY、SAF 和 SAB 平行, 不同的是 OY 附近条带与 OY 流速一致, 而 SAF 与 SAB 附近条带与其相反。

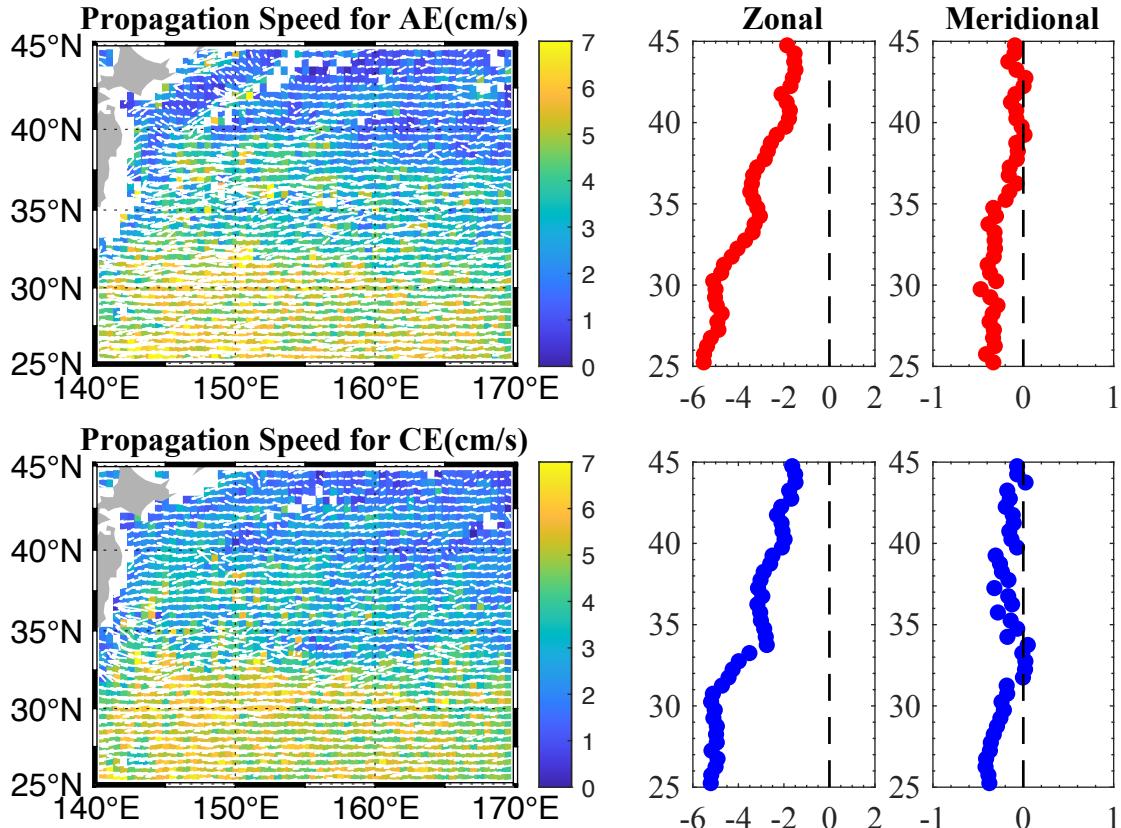


图 3-15 基于 CMEMS 数据的涡旋传播速度统计图; 第一行和第二行分别为 AE 和 CE, 第一列至第三列分别为涡旋传播速度分布图、纬向和经向传播速度的经向平均, 纬向速度以向东为正, 经向速度以向北为正, 第一列背景场为传播速度值, 涡旋采样格点为 $0.5 \times 0.5^\circ$, 空白处采样涡旋少于 10 个

Figure 3-15 Distribution on eddy propagation speed. First and second rows represent AE and CE, and the first to third columns represent the distribution of eddy propagation speed, meridional averaged zonal speed and meridional speed, the zonal velocity is positive to the east, the meridional velocity is positive to the north; the background field in the first column is the propagation velocity value, the eddy sampling grid point is $0.5 \times 0.5^\circ$, and there are less than 10 eddies sampled in the blank

另外, 针对不同区域的统计结果如表3-1和表3-2所示。总体上在整个 KOE 区域中 AE 和 CE 涡旋传播速度为 5.3cm/s 和 5.5cm/s (基于 CMEMS 数据), 而基于 FORA-WNP30 数据的涡旋传播速度则总体稍大一下。AE 涡旋在 RG 和 SKE 区域的传播速度均为 6.2cm/s 而在 NKE 和 OE 区域则减小到 4.9cm/s 和 3.8cm/s; CE 涡旋在 KE 南北两侧的传播速度一致为 5.9cm/s, 而 RG 和 OE 区域则为 6.3cm/s 和 4.4cm/s。

KOE 区域的涡旋传播速度特别是纬向传播速度基本以较陡的阶梯状分布，从南向北逐渐减小（如图3-15右两列所示），拟合结果与非线性斜压罗斯贝波的相速度随纬度的分布和数值相似。对于 KOE 区域的 AE 和 CE，最南侧的 RG 区域内保持最快的 5-6cm/s，来到 NKE 区域时纬向速度快速减小至 3cm/s，在 SKE 区域则逐渐减小到 2cm/s，直到 OE 区域降到最低的 1-2cm/s。其中在 30°N、36°N 和 42°N 有三处纬向速度的局部峰值。而经向速度相对为相速度则小得多，在全区域保持 0-0.3cm/s 的量值区间，基本处于南向流的范围，对于 AE 来说 35°N 是经向速度的数值跃变点，自南向北从 0.3cm/s 跃变到 0.1cm/s 附近；而 CE 则的经向速度则与之不同，整体有较小起伏，在 27°N 和 39°N 有两处峰值。

3.2.2 涡旋的出生与死亡过程

涡旋的来源在涡旋的研究中一直是一个十分热门的话题。在前人的研究中，由于他们没有将涡旋的拆分合并关系考虑在内，常常将一个涡旋的拆分过程考虑为一个旧涡旋的延续以及一个新涡旋的生产，同时将合并过程考虑为一个旧涡旋的死亡和一个旧涡旋的延续。这样在他们的统计中，不仅涡旋的生命长度在无形中被人为加长，同时还会使得很多实际的拆分或合并地点被错误的纳入涡旋生成地或死亡地，为了与前人的结果做比较，本文中前人研究中的涡旋出生地和涡旋死亡地被命名为伪出生地和伪死亡地。本文中使用 TOEddies 涡旋识别追踪算法，能够根据涡旋轨迹直接的时空和物理特征之间的关系判别涡旋的拆分和合并过程，从而提供不含拆分和合并过程的涡旋生成和死亡过程，本文中称这部分的涡旋生成和死亡地点为真出生地和真死亡地。

如图3-16所示，我们将 AE 和 CE 的伪出生地、伪死亡地、真出生地和真死亡地出现的次数标记在 KOE 区域图中，采样格点为 $0.5^{\circ} \times 0.5^{\circ}$ 。在我们的 KOE 研究区域中，涡旋的伪出生地和伪死亡地在各子区域有所不同。在 RG 区域，AE 和 CE 的伪出生地和真出生地都集中在地图东边界，即涡旋主要由研究区域以东生成后自动向西传播进 RG 区域，同时伪死亡地和真死亡地都集中在地图的西边界，即涡旋在传播经过 RG 区域后继续向西离开 RG 区域。在 KE 区域，AE(CE) 在 35°N 以南(以北) 的 SKE (NSK) 区域存在较多伪出生地和伪死亡地，而 AE 和 CE 的真出生地和真死亡地则零星的分布在 KE 上游的槽脊附近。在 OE 区域，AE 的伪出生地和伪死亡地集中 OY 的上游以及 SAF、SAB 附近，而 CE 的伪出生地和伪死亡地则集中在日本东海岸沿岸、OY 两侧，也包括 SAF 和 SAB 附近，

而 AE 和 CE 的真出生地和真死亡地也在上述地区附近，但对应的涡旋数量明显减少。

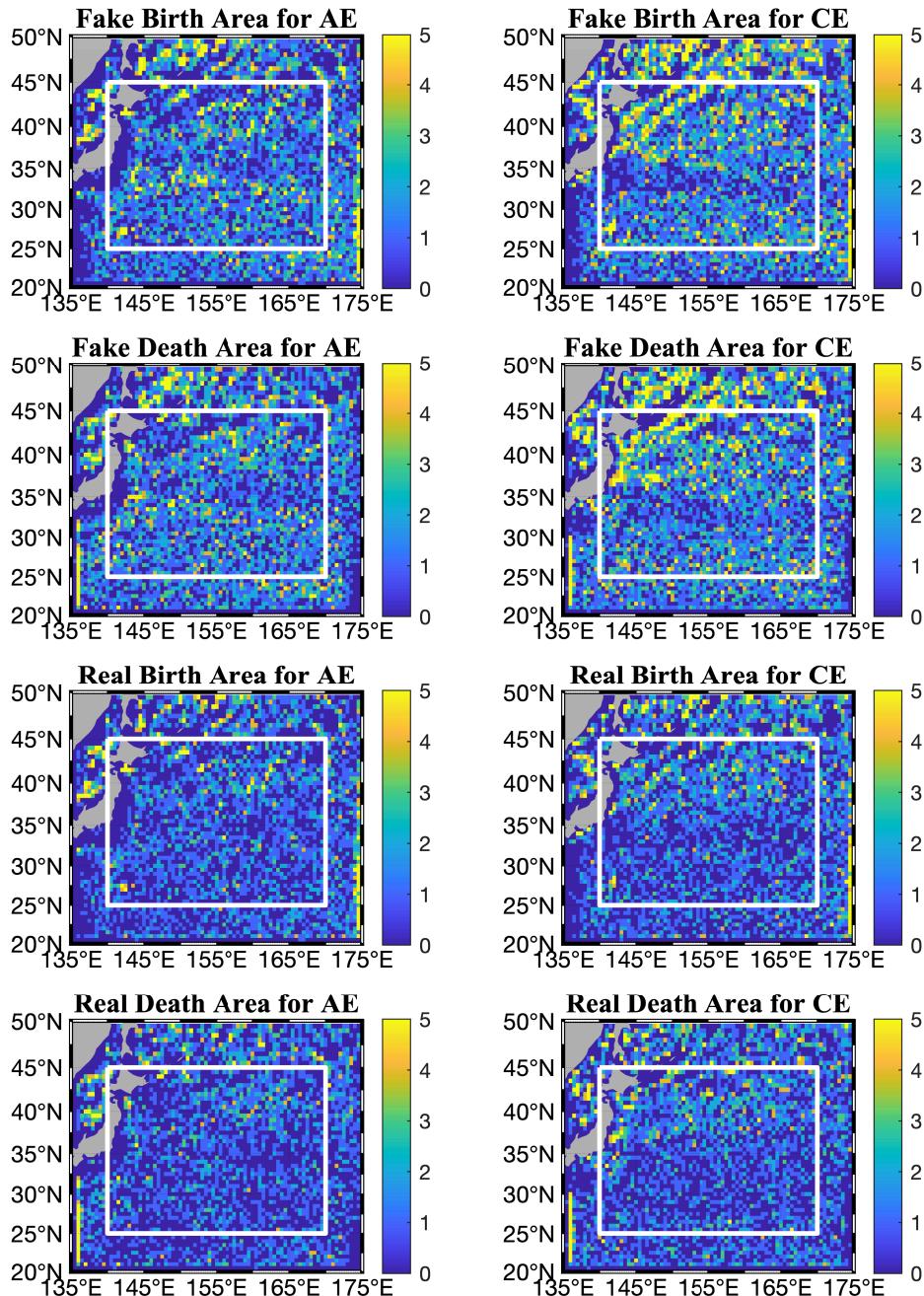


图 3-16 基于 CMEMS 数据的涡旋出生和死亡数量分布，第一列和第二列分别代表 AE 和 CE，第一行至第四行分别代表伪出生地、伪死亡地、真出生地和真死亡地，涡旋采样格点为 $0.5 \times 0.5^\circ$ ，白框为 KOE 研究区域

Figure 3-16 The distribution of the number of eddy births and deaths based on CMEMS data, the first and second columns represent AE and CE, respectively, and the first to fourth rows represent fake births, fake deaths, true births, and true deaths, respectively. The eddy sampling grid point is $0.5 \times 0.5^\circ$, and the white box is the KOE research area

3.2.3 涡旋的拆分与合并过程

涡旋的拆分和合并地即为涡旋轨迹的拆分过程和合并过程所在的位置，可以粗略的认为是上述伪出生/死亡地与真出生/死亡地之间的差异。如图3-17所示，AE 与 CE 在涡旋拆分地和合并地存在显著地不同，AE 在 KOE 区域涡旋拆分地和合并地主要集中在 SKE 主轴上游流脊以南的区域和 SKE 下游，在 RG、OY、SAF 等区域也有少量分布；而 CE 的拆分地和合并地则主要集中在 OY 上下游两侧，KE 主轴南北也有少量分布。

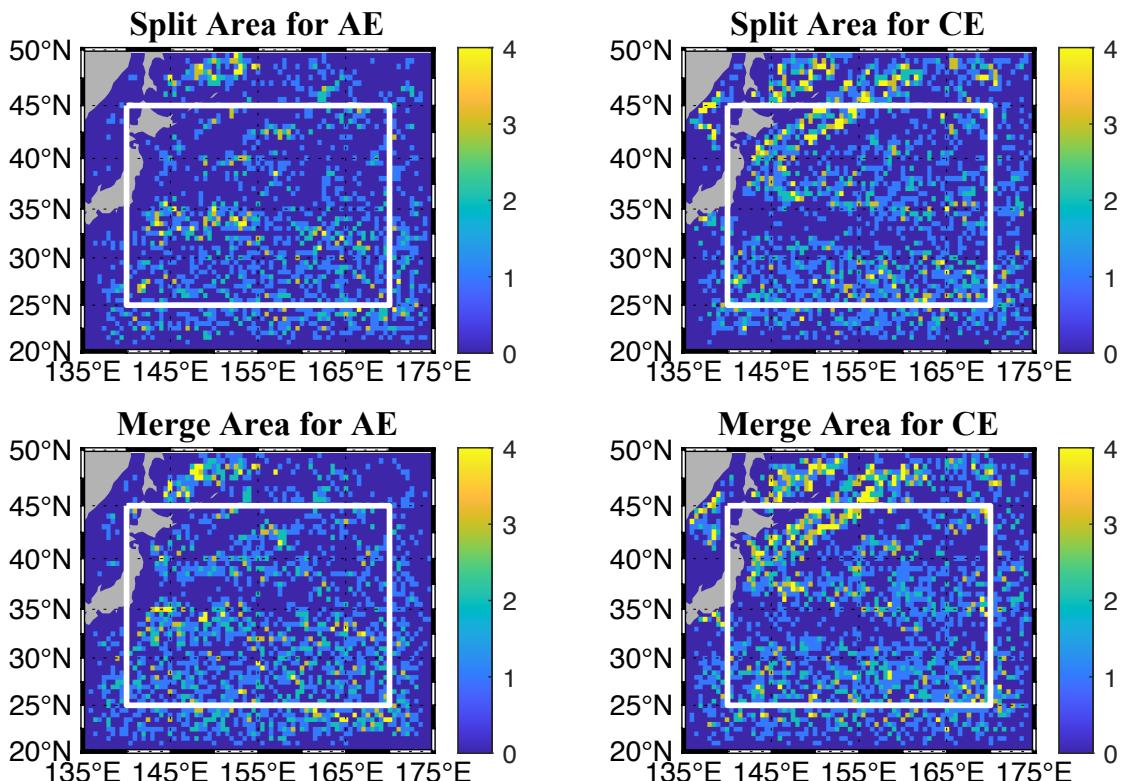


图 3-17 基于 CMEMS 数据的涡旋拆分和合并数量分布，第一列和第二列分别代表 AE 和 CE，第一行和第二行分别代表涡旋拆分地和涡旋合并地，涡旋采样格点为 $0.5 \times 0.5^\circ$ ，白框为 KOE 研究区域

Figure 3-17 The number distribution of eddy splitting and merging based on CMEMS data, the first and second columns represent AE and CE, respectively, the first and second rows represent eddy splitting and vortex merging, respectively. The eddy sampling grid point is $0.5 \times 0.5^\circ$, and the white box is the KOE research area

3.3 运动学特征

3.3.1 涡旋的涡动能

中尺度涡的涡动能采用海表面高度异常 SLA 数据计算，

$$EKE_{max} = 1/2(U_g'^2 + V_g'^2) \quad \text{式 (3-1)}$$

其中 $U'_g = -g/f (\partial SLA/\partial y)$, $V'_g = g/f (\partial SLA/\partial x)$, max 指最大流速边界。每日快照中单个涡旋的 EKE 选用涡旋核心边界内的格点 EKE 取平均获得, 也有学者称其为 LEKE (Ding et al., 2020)。涡旋强度 EI 的度量方式有很多种, 如涡旋振幅、涡旋最大流速、涡旋涡度(或涡度与 f 相除)、涡旋半径等, 本文沿用前人 Eddy Intensity(EI) 的定义 (Yang et al., 2013), 取单个涡旋核心边界内格点 EKE 的平均值, 并用其核心区域的面积标准化, 即 $EI = \langle EKE_{max} \rangle / \pi R_{max}^2$ 。

从 EKE 的直方图 (图3-18) 可以看出, 各个区域的 EKE 概率分布的峰值位置并不相同, OE 区域的最小在 $0-50\text{cm}^2\text{s}^{-2}$, 而 RG 和 SKE 区域略高在 $50-150\text{cm}^2\text{s}^{-2}$, NKE 区域分布的数值则比较分散。EI 作为面积标准化的 EKE, 除了 NKE 的所有涡旋和 SKE 区域的 CE 分布的较为分散之外, 其他区域的涡旋 EI 均集中在 $(0.3-1)\times 10^{-2}\text{cm}^2\text{s}^{-2}\text{km}^{-2}$ 。

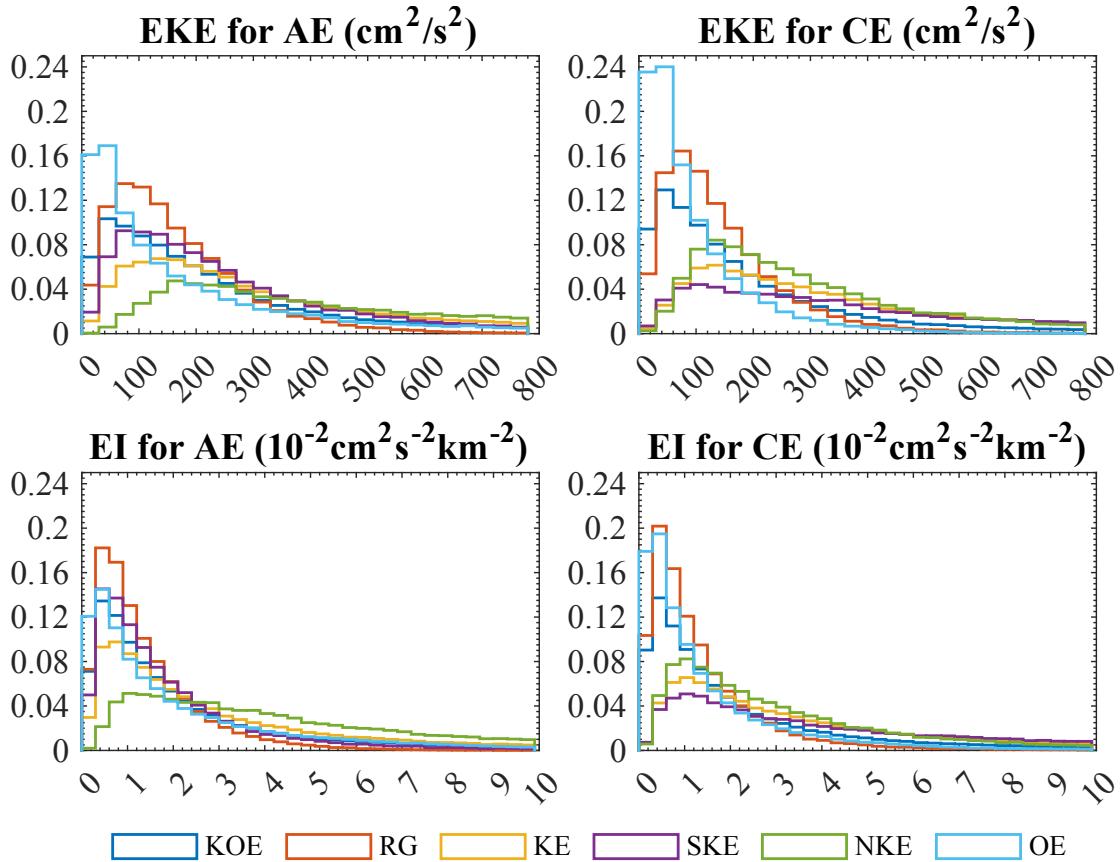


图 3-18 基于 CMEMS 数据的涡旋 EKE、EI 直方图

Figure 3-18 Histogram on EKE and EI based on CMEMS

从空间上来看 (图3-19), EKE 与 EI 的空间分布基本一致, 区别主要体现在 AE 与 CE 上, AE 的高值区出现在 NKE 和 OY 区域附近, CE 的高值区出现在

SKE 附近，但二者的高值区边界都会越过 35°N 边界，彼此存在交集，这可能与 KE 主轴的季节性偏移有关。AE 的 EKE、EI 高值区出现在 OY 区域再次验证了由 KE 主轴附近生成的 AE 在西向传播至日本时会向东北沿地形继续向极传播，而 SKE 的生成的 CE 则没有很明显的赤道向迁移趋势。

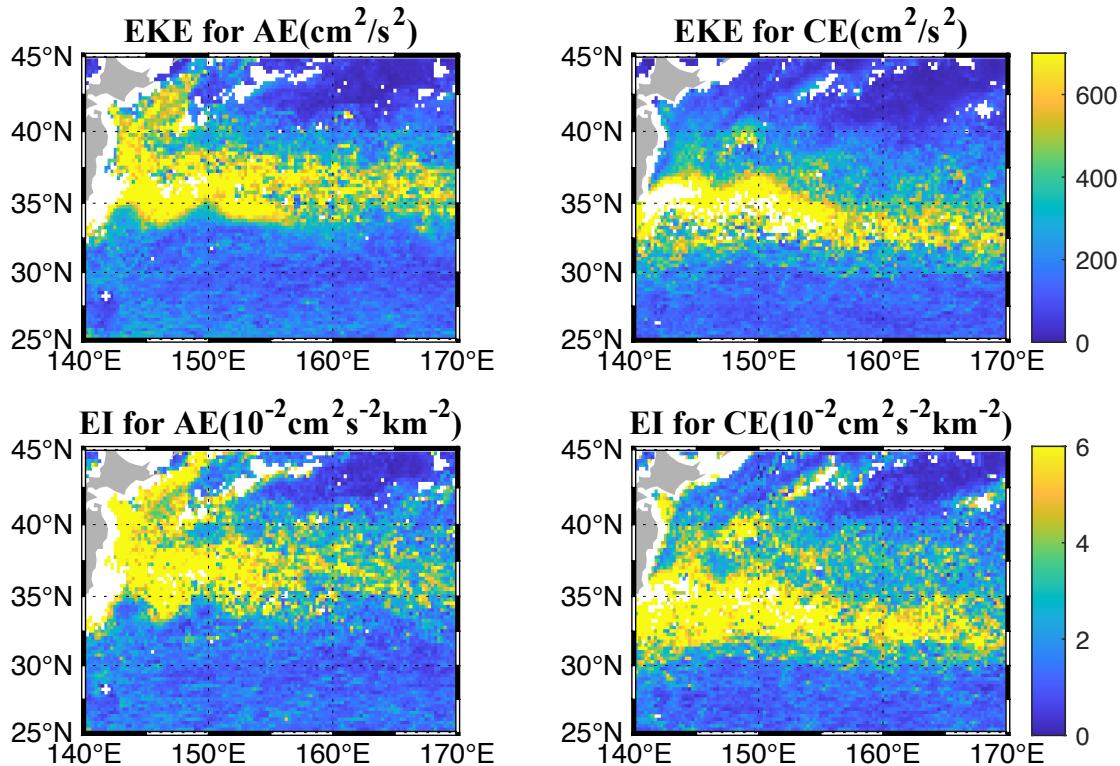


图 3-19 基于 CMEMS 数据的涡旋 EKE、EI 分布图

Figure 3-19 Distribution on EKE and EI based on CMEMS

EKE 与 EI 的时间演化趋势相反，AE 和 CE 的 EKE 在生长期（前 5%）快速增长，中间平稳期（中间 90%）保持稳定，最后在消亡期（后 5%）快速减小（如图 3-20）。EI 的演化趋势因为考虑了半径的演化趋势引起的影响则刚好相反，尽管半径的演化趋势与 EKE 同为上穹顶式变化，但由于半径的变化更快更大，从而使 EI 出现了下穹顶式变化，即在生长期快速减小，平稳期保持稳定，最后的消亡期快速增长。特别的是，由于半径变化的加入，EI 在不同子区域的生长期、平稳期和消亡期的比例是不同的，如在 KE 的两个子区 NKE 和 SKE，生长期和消亡期各高达 10% 或以上，而 RG 和 OE 区域则仅占 5% 或更低。

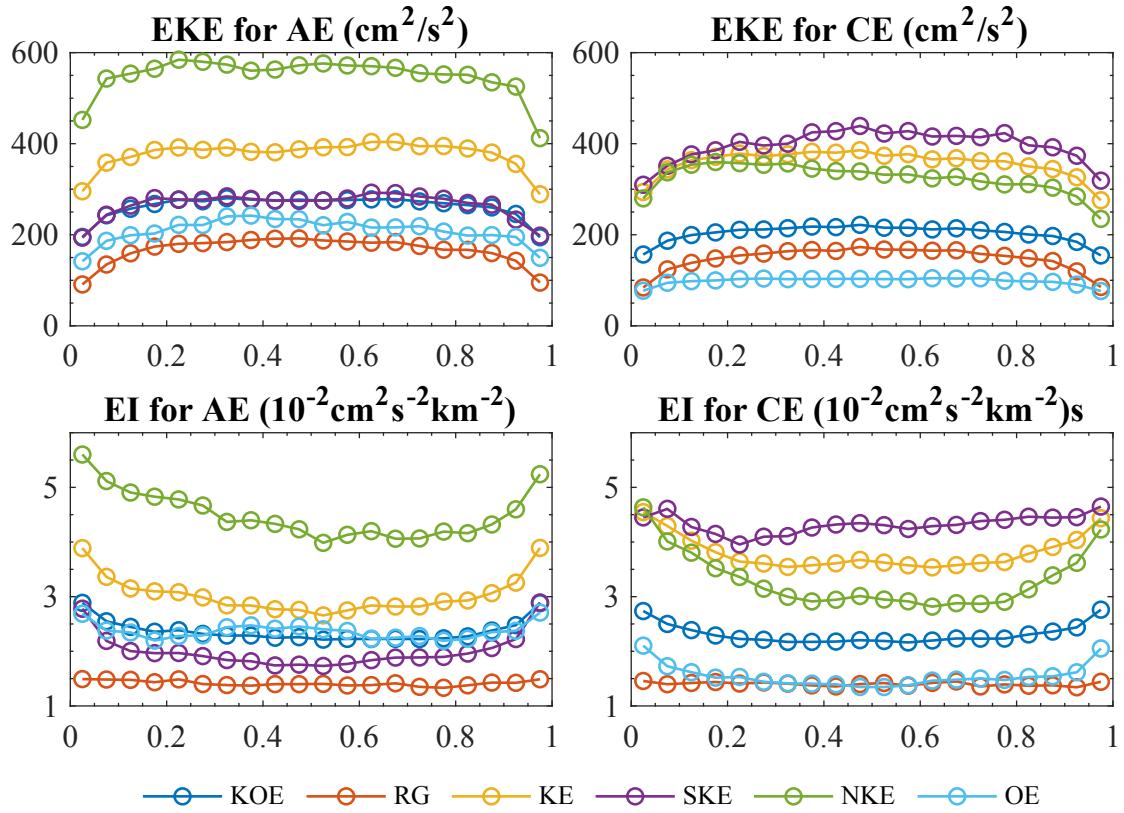


图 3-20 基于 CMEMS 数据的涡旋 EKE、EI 时间演化

Figure 3-20 Evolution on EKE and EI based on CMEMS

3.3.2 涡旋的涡度

涡度同样是一个度量涡旋强度的特征量，它由涡旋的相对流速计算可得，本文使用涡旋核心区域格点的平均涡度定义该涡旋的涡度，即

$$\text{Vorticity}' = \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) \quad \text{式 (3-2)}$$

另外，AE 和 CE 的涡度通常为负值和正值，为了方便比较，本文将涡度取绝对值。

涡度的直方图在不同区域上 AE 与 CE 分布的并不对称（如图3-21）。在 RG 和 OE 两个区域，AE 与 CE 是相似的，RG 的主要峰值位于 $(3-3.5) \times 10^{-6} s^{-1}$ ，RG 的峰值位于 $(1.5-2) \times 10^{-6} s^{-1}$ 。不同的是 KE 区域的涡旋，在 SKE 区域 AE 峰值位于 $3 \times 10^{-6} s^{-1}$ 附近，而 CE 峰值位于 $(4-4.5) \times 10^{-6} s^{-1}$ ，在 NKE 区域 AE 峰值位于 $(4.5-5) \times 10^{-6} s^{-1}$ ，而 CE 峰值位于 $(3-4) \times 10^{-6} s^{-1}$ 。从空间上看（如图3-22），AE 的涡度高值主要分布在 NKE 和 OY 两个区域，而 CE 的涡度高值主要分布在 SKE，单数值上 CE 的高值区更高，且 AE 的高值区更窄。从时间演化角度（如图3-23），整个 KOE 区域的 AE 与 CE 变化趋势相似，都是上穹顶式

变化，但各个子区域有所不同。RG 区域二者变化趋势相似，而在 OE 和 NKE 区域 AE 高于 CE，在 SKE 区域 CE 高于 AE。这一结果与涡度的空间分布一致。

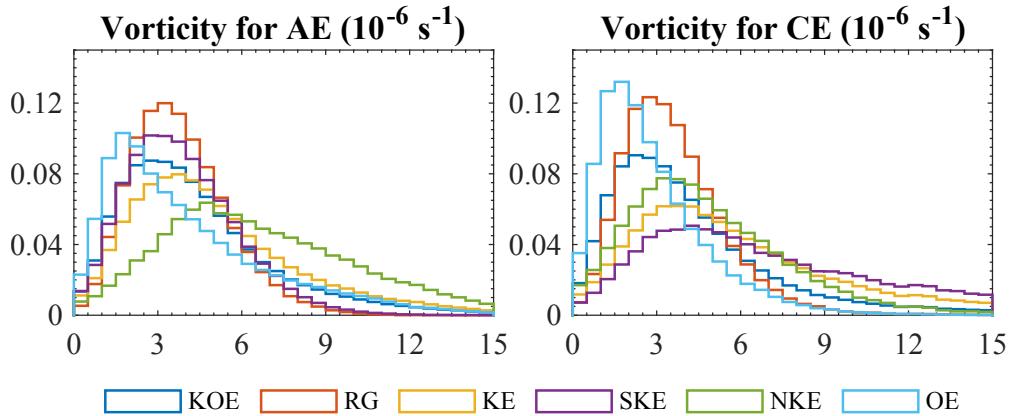


图 3-21 基于 CMEMS 数据的涡旋涡度直方图

Figure 3-21 Histogram on eddy vorticity based on CMEMS

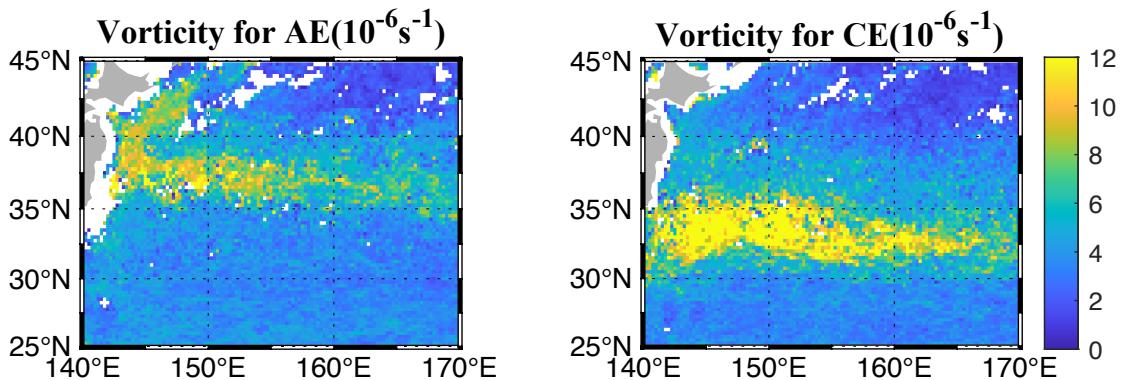


图 3-22 基于 CMEMS 数据的涡旋涡度分布图

Figure 3-22 Distribution on eddy vorticity based on CMEMS

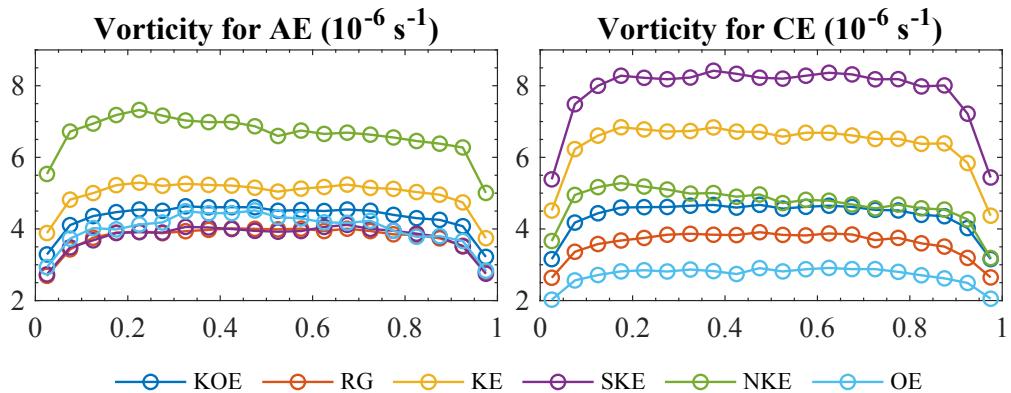


图 3-23 基于 CMEMS 数据的涡旋涡度时间演化

Figure 3-23 Evolution on eddy vorticity based on CMEMS

3.3.3 涡旋的非线性与变形率

非线性参数定义为涡旋的最大旋转速度 U 与子区域的涡旋传播速度 c 之比, 即 $\text{Nonlinearity Ratio} = U/c$ 。对于非线性参数大于 1 的涡旋, 它们能够包裹内部的水团并实现水体输运; 而非线性参数小于 1 的涡旋, 则认为它们没有能力携带其包裹的水团, 进而无法实现水体输运。涡旋变形率指代了涡旋的稳定性, 涡旋变形率越大则越不稳定, 越容易发生耗散并消亡。本文涡旋变形率由涡旋的表面流速定义, 即 $\text{Deformation} = (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}$, 其中 $g_1 = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y$, $g_2 = \partial u / \partial x - \partial v / \partial y$ 分别代表剪切变形率和拉伸变形率。单个涡旋的变形率取涡旋核心边界内格点涡旋变形率的平均值。

从直方图来看3-24, 在各个区域非线性参数有极高概率超过 1, 即大部分涡旋都具有水体输运能力。具体来看, RG 区域的 AE 与 CE 概率分布基本一致, 但 SKE 区域的 AE 在低值区比 CE 拥有更高比例的分布, 同时在 NKE 和 OE 区域 CE 在低值区比 AE 拥有更高比例的分布。对于变形率来说, AE 与 CE 的分布是对称的, 但各个区域的分布也不相同, OE 区域的峰值最小位于 $(2.5-3) \times 10^{-6} s^{-1}$ 附近, RG 区域的峰值位于 $4 \times 10^{-6} s^{-1}$ 附近, SKE 区域的峰值位于 $(4.5-5) \times 10^{-6} s^{-1}$ 附近, 而 NKE 区域的峰值位于 $(5.5-6) \times 10^{-6} s^{-1}$ 附近。

从空间分布上来看 (如图3-25), 非线性参数与前述几个特征量相似, 对于 AE 来说非线性参数高值区 (10 以上) 主要分布在 NKE 和 OY 区域, 而剩余区域则一般低于 10; CE 的非线性参数高值区主要存在于 SKE 区域, NKE 也同样存在较高的数值。与非线性参数分布不同的是, 涡旋变形率的高值区主要存在于 KE 上游, 相对来说 AE 的涡旋变形率高值条带更窄, OY 区域的数值相对较小, 而 CE 的变形率则更宽, 这意味着 CE 相对 AE 来说更不稳定。

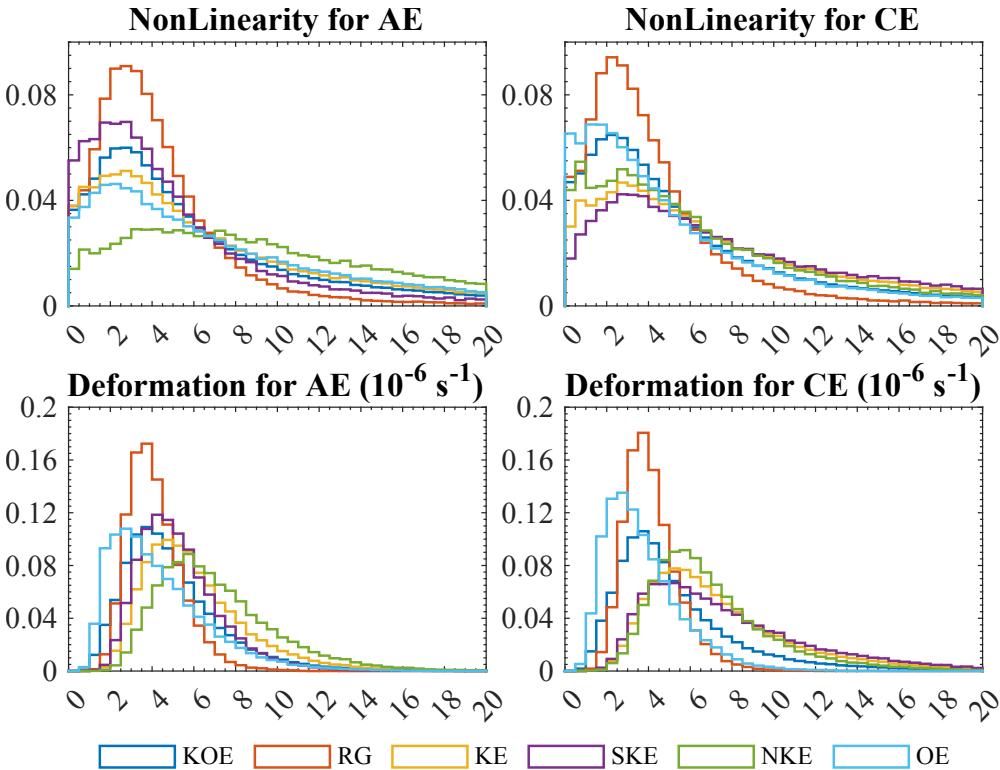


图 3-24 基于 CMEMS 数据的涡旋非线性参数与变形率直方图

Figure 3-24 Histogram on eddy nonlinear parameter and deformation rate based on CMEMS

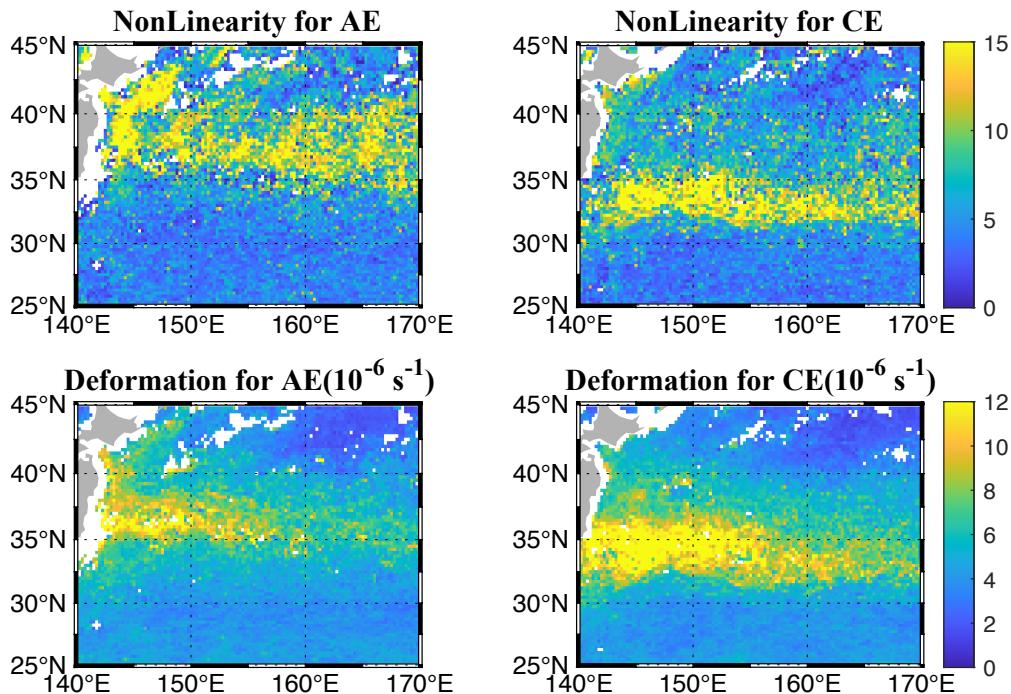


图 3-25 基于 CMEMS 数据的涡旋非线性参数与变形率分布图

Figure 3-25 Distribution on eddy nonlinear parameter and deformation rate based on CMEMS

从时间演化角度来说（如图3-26），AE 在 NKE 和 OE 的非线性数值远高于

CE, 同样 CE 在 SKE 区域的数值远高于 AE, 在 RG 区域 AE 和 CE 的非线性数值相似。而在 NKE、RG、OE 区域 AE 与 CE 的变形率相似, 差异主要体现在 SKE 区域, CE 的变形率远高于 AE。

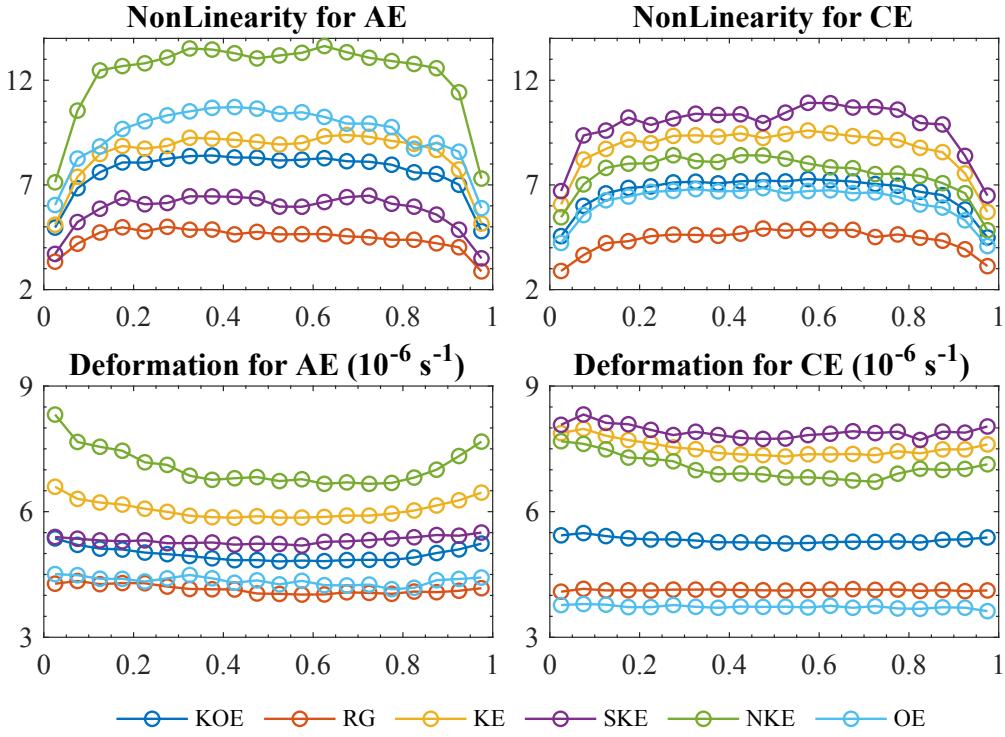


图 3-26 基于 CMEMS 数据的涡旋非线性参数与变形率时间演化

Figure 3-26 Evolution on eddy nonlinear parameter and deformation rate based on CMEMS

3.4 本章小结

本章利用 CMEMS 卫星高度计和 FORA-WNP30 再分析数据对黑潮-亲潮延伸体区域的中尺度涡的表面特征进行系统全面的统计分析, 使用 TOEddies 涡旋识别与追踪算法生成带有涡旋父子代关系的树状涡旋数据集。

KOE 区域整体上 AE 和 CE 的表现相近但也略有不同。在振幅、半径、EKE、涡度、非线性参数的表现上, AE 均略大于 CE; 而在切向速度、EI 上, AE 与 CE 数值基本一致; 在传播速度、传播距离、变形率上, AE 均略小于 CE。RG 区域的 AE 和 CE 几乎在所有涡旋特征量的数值上均保持一致。在 OE 区域, 结果与 KOE 区域整体相似, 但 AE 与 CE 之间的特征量水平差距更大, 在振幅、切向速度、EKE、EI、涡度、非线性参数、变形率上, AE 显著高于 CE; 在半径上, AE 与 CE 数值相似; 在传播速度和传播距离上, AE 显著低于 CE。

KE 区域的涡旋特征量的统计结果显著区别于 RG 区域和 OE 区域。KE 区整

体来看，在振幅、半径、传播距离，AE 略高于 CE；在切线速度、传播速度上、EI、涡度、变形率，AE 略低于 CE；在 EKE、非线性参数上，AE 与 CE 基本一致。将 KE 区域以 35°N 为界细分成 SKE 区域和 NKE 区域后，除了半径这一特征量之外，AE 的其他特征量在 SKE 和 NKE 均存在较大差异，相对 AE 的差异来说，CE 各个特征量在 SKE 和 NKE 则略小。在振幅、切向速度、EKE、EI、涡度、非线性参数、变形率上，AE 在 SKE 的表现明显低于 NKE；在传播速度、传播距离上，SKE 的表现明显高于 NKE。在最外振幅、最外半径、切向速度、EI、涡度上，CE 在 SKE 的表现明显高于 NKE；在 EI、非线性参数、变形率上，SKE 的表现略高于 NKE；在核心振幅、核心半径、传播速度、传播距离、EKE 上，SKE 与 NKE 差异不大。

总体来看，所有特征量的演化过程均存在两个统一的特点：一是时间反演对称性（Samelson et al., 2014），即特征量的演化函数以寿命中心即标准化寿命 0.5 为对称轴左右对称；二是五分位式的演化过程，即涡旋在标准化生命中的第一五分位前为快速成长阶段（生长期），第四五分位后为快速衰减阶段（消亡期），而第一五分位与第四五分位之间为平稳的成熟发展阶段（稳定期）。中尺度涡特征量的演化特点在世界其他海域也均得到验证。具体上，振幅、半径、切向速度、EKE、涡度、非线性参数在 AE 和 CE 中均表现为生长期快速增长，消亡期快速减弱；而涡旋的传播速度、EI、变形率的表现刚好相反，为在生长期快速减弱，消亡期快速增长。

在比对 CMEMS 空间分辨率为 0.25° 的卫星数据和 FORA-WNP30 空间分辨率为 0.1° 的再分析数据时，我们发现在相同的涡旋识别方案 TOEddies 下，高分辨率数据识别到的涡旋比低分辨率数据识别的涡旋拥有更多的涡旋、更短的寿命、更小的振幅、半径、EKE、切向速度、传播距离、非线性参数等，但在传播速度、EI、平均涡度和平均变形率等上表现更大。可能的原因来源于高分辨率数据使涡旋识别边界更细腻，从而收紧涡旋边界，提供了更小的半径；当涡旋面积变小后，通过面积覆盖方式识别的涡旋轨迹在不满足面积覆盖时则会中断，从而带来更短的寿命和传播距离；类似的在其他特征量上的原因也不难推测。这一结果揭示了目前人们对全球涡旋的多种特征量很可能存在错误的估计，而误差的来源为数据源的分辨率。同时这一结果也可以为未来更高分辨率的卫星高度计数据的使用提供依据。

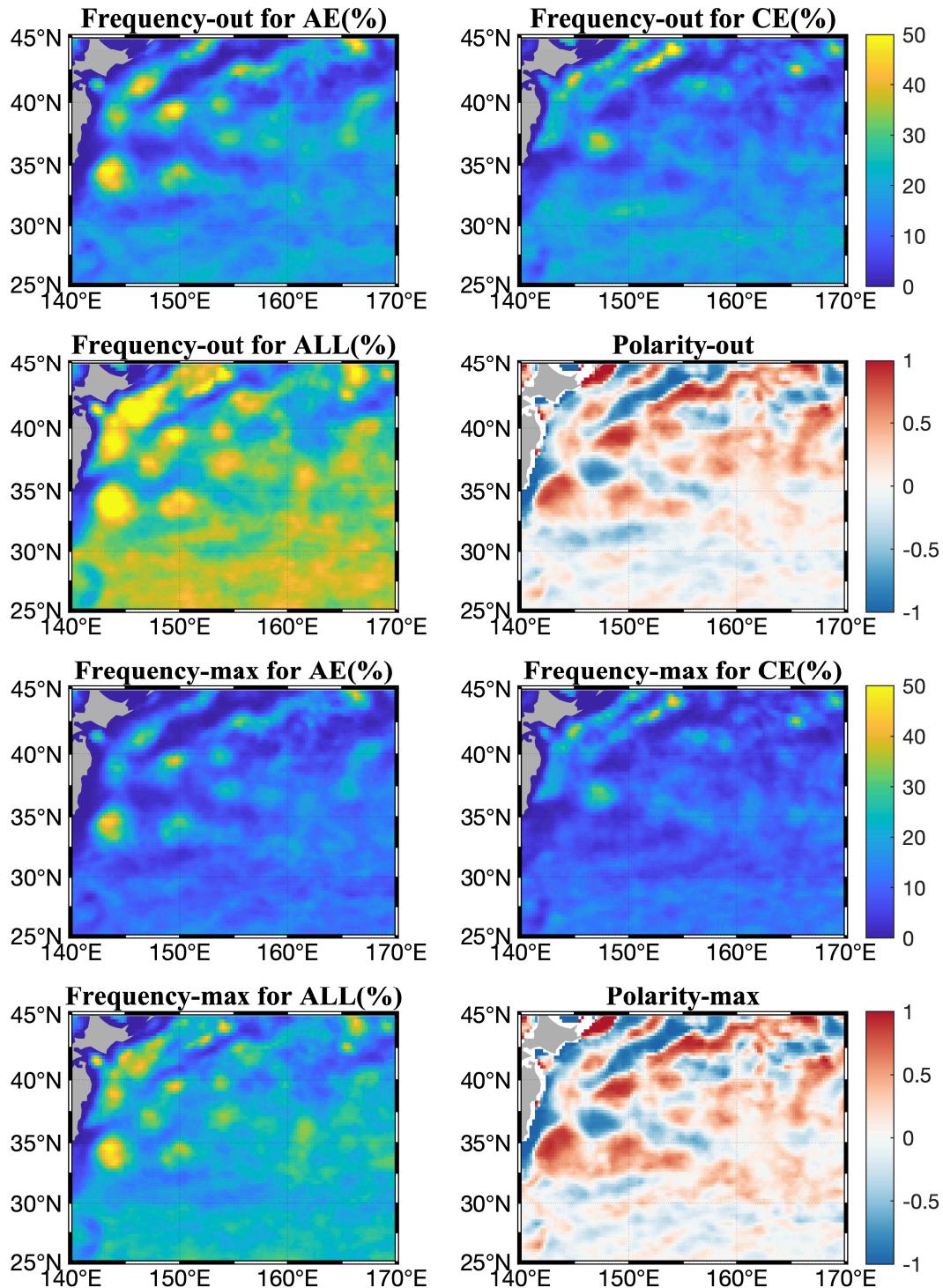


图 3-5 基于 CMEMS 数据的涡旋覆盖率（出现频率）、极性空间分布图

Figure 3-5 Distribution on eddy coverage percentage and polarity based on CMEMS

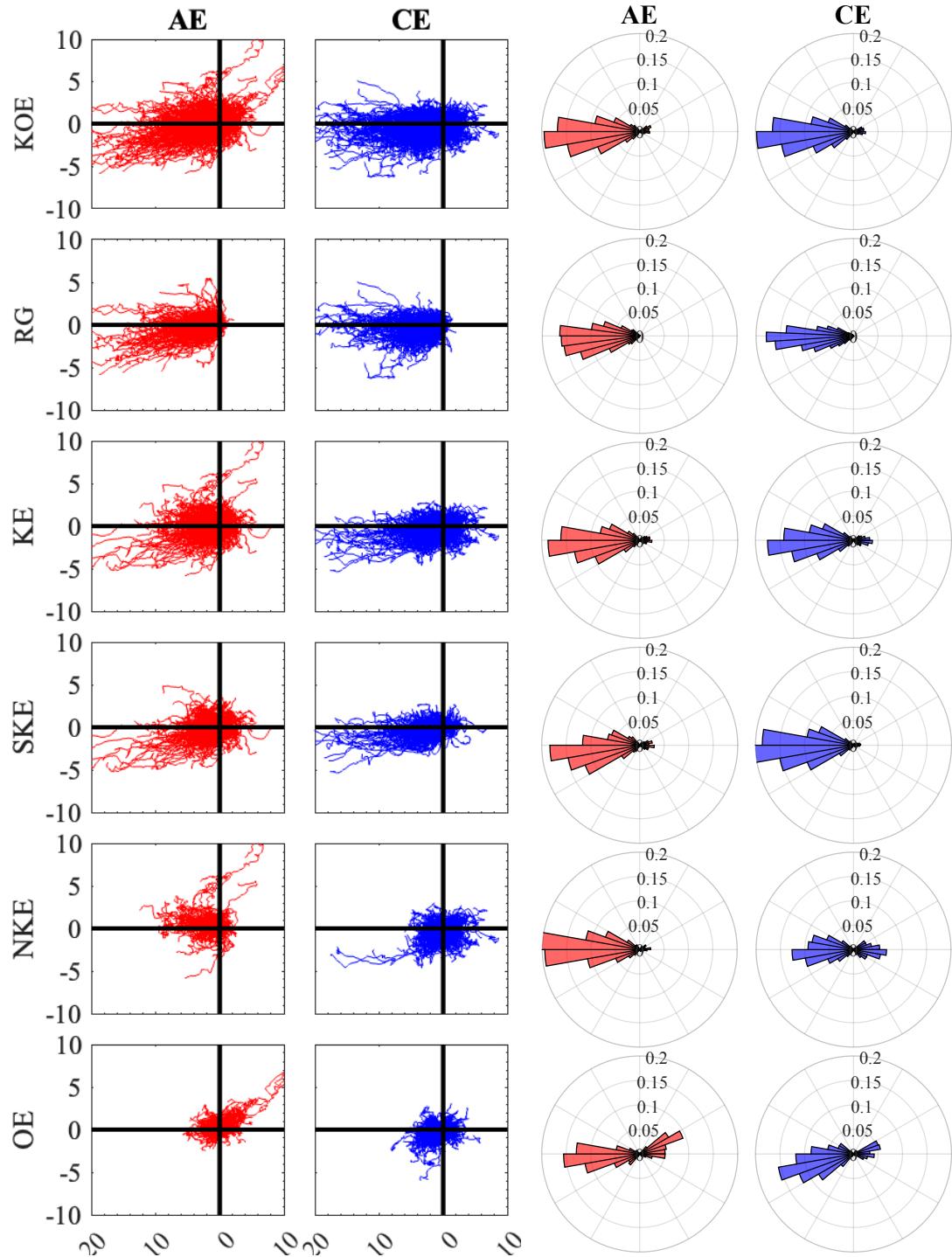


图 3-14 基于 CMEMS 数据的涡旋轨迹合成图和涡旋位移角度统计概率 (位移距离超过 1°)，第一行至第六行分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体 (KE)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域，图中所有涡旋的起点被平移至 (0,0) 原点，x-y 坐标轴分别代表涡旋轨迹的经度和纬度位移值

Figure 3-14 The synthetic graph of the eddy trajectory and the probability of the displacement angle based on the CMEMS data (the displacement distance exceeds 1°). The first to sixth rows represent Kuroshio-Oyashio Extension (KOE), Recirculation Gyre (RG), Kuroshio Extension (KE), Southern Kuroshio Extension (SKE), Northern Kuroshio Extension (NKE), and Oyashio Extension (OE) , the birth points of all eddies are translated to the (0,0), and the x-y coordinates represent the longitude and latitude displacement respectively

4 黑潮-亲潮延伸体区域涡旋的垂直结构

在对黑潮-亲潮延伸体区域涡旋的表面特征有了一定的研究后，许多学者尝试探究该区域涡旋的垂直结构。获取涡旋垂直结构最直接的方式是大面积布放锚系浮标矩阵或断面走航观测，但受制于高昂的成本和捕获到个例涡旋的局限性，通过现场观测的涡旋研究较少。大部分研究集中在综合运用卫星高度计与 Argo 浮标剖面数据，通过联合定位技术构建部分区域的合成涡旋以及对应的三维结构。合成分析技术依赖于被采样涡旋具备相似的涡旋结构，而研究区域内涡旋结构多样，因此前人的研究中涡旋垂直结构常常出现与观测存在出入的问题。所以本章拟解决以下三个问题：第一，基于涡旋垂直结构的数学相似性对涡旋实现聚类分析，找到研究区域内的几种主要涡旋结构；第二，通过 TOEddies 算法中涡旋树状数据库对几种主要涡旋结构进行溯源追踪，从垂直结构的角度为涡旋源头提供依据；第三，讨论不同涡旋垂直结构出现的原因和影响因素。

4.1 水柱中的温盐异常

以合成分析的方式研究黑潮-亲潮延伸体涡旋的垂直结构目前已有一些研究。[Sun et al. \(2017\)](#) 结合 AVISO 卫星高度计与 ARGO 浮标讨论了黑潮延伸体 (KE) 区域的 AE 和 CE 各自一种合成涡旋垂直结构。其中 AE 和 CE 的温度异常最大值位于 360m 和 410m，最大值为-1.2°C 和 +1.2°C，温度异常限制在上 800m；AE 和 CE 的盐度异常最大值位于 260m 和 310m，最大值为-0.08psu 和 +0.08psu，盐度异常限制在上 600m；AE 和 CE 的密度异常最大值位于 410m 和 310m，最大值为-0.15kg m⁻³ 和 +0.16kg m⁻³，密度异常限制在上 600m。[Dong et al. \(2017\)](#) 对 KOE 区域在黑潮主轴南北两侧划分了 9 个子区域，分别对涡旋进行合成分析，发现 KE 以南的区域合成涡旋的温度异常最大值位于 400-600m 的次表层，而 KE 以北的合成涡旋则位于 100-200m 的表层，同时由于主温跃层的深度从南至北刚好位于 500m 至海洋表层，因此推断涡旋的异常深度与海洋背景层结有关。[Ding et al. \(2020\)](#) 将 KE 区域自西向东划分出 5 个区域，讨论了五个区域中黑潮延伸体脱落流环的三维结构，AE (CE) 引起的温度异常极值深度自西向东逐渐变深（变浅），这一趋势与主温跃层深度随纬度的变化有关。同时在 KE 上游区域发现 CE 的双核结构，其认为这一结构与 STMW 有关。[Jing et al. \(2019\)](#) 同样注意到 KE 与 OE 涡旋结构的差异性，其在准地转框架下对 KE 与 OE 分别进行

线性斜压不稳定性分析，发现相对于背景层化的差异，密度流的差异才是造成涡旋生成时垂直结构的主要原因。

4.1.1 典型水团和水文特征

为了帮助理解该区域中涡旋包含的水团特征，首先我们展示了黑潮-亲潮延伸体区域的几个子区域（包含再循环水区域（RG）、黑潮延伸体南侧（SKE）、黑潮延伸体北侧（NKE）、亲潮延伸体（OE））经向和纬向平均温盐断面（图4-1）。图中最显著的特征莫属在 35°N 附近斜度很大的等温线/等密线对应着黑潮流轴的位置（图4-1第一行），在 25°N 至 45°N 之间，海表面温度从 26.2°C 下降到 7.2°C， 26.0kg m^{-3} 等密线（对应密跃层深度）从 $\sim 425\text{m}$ 上升到 $\sim 35\text{m}$ 。自南向北，每一层等密线都得到抬升。而对于每个子区域，等温线、等盐线、等密线均存在一定较为平缓的倾斜，但倾斜的方向有所不同（图4-1第二至五行）。对于 RG 和 SKE 区域，等值线主要表现为自西向东的抬升；而对于 NKE 和 OE 区域，等值线在 147-150°E 左右存在凸起的峰，等值线分别向两侧下沉，这一凸起在空间上也对应了亲潮入侵流（OY）的位置。

在研究涡旋的垂直结构之前，首先我们需要先探究一下研究区域中的水团特征。模态水因其具有典型的温盐特征范围、典型的生成和存在区域，常常被用来讨论涡旋的来源和结构变化。下面我们来介绍一下黑潮-亲潮延伸体区域存在着多种典型水团，如亚热带模态水（Subtropical Mode Water, STMW; [Masuzawa, 1969](#)）、中部模态水（Central Mode Water, CMW; [Nakamura, 1996](#); [Suga et al., 1997](#)）、鄂霍茨克海模态水（Okhotsk Sea Mode Water, OSMW; [Yasuda, 1997](#)）、过渡区模态水（Transition Region Mode Water, TRMW; [Saito et al., 2007](#)）和北太平洋中层水（North Pacific Intermediate Water, NPIW; [Sverdrup et al., 1942](#)）等。

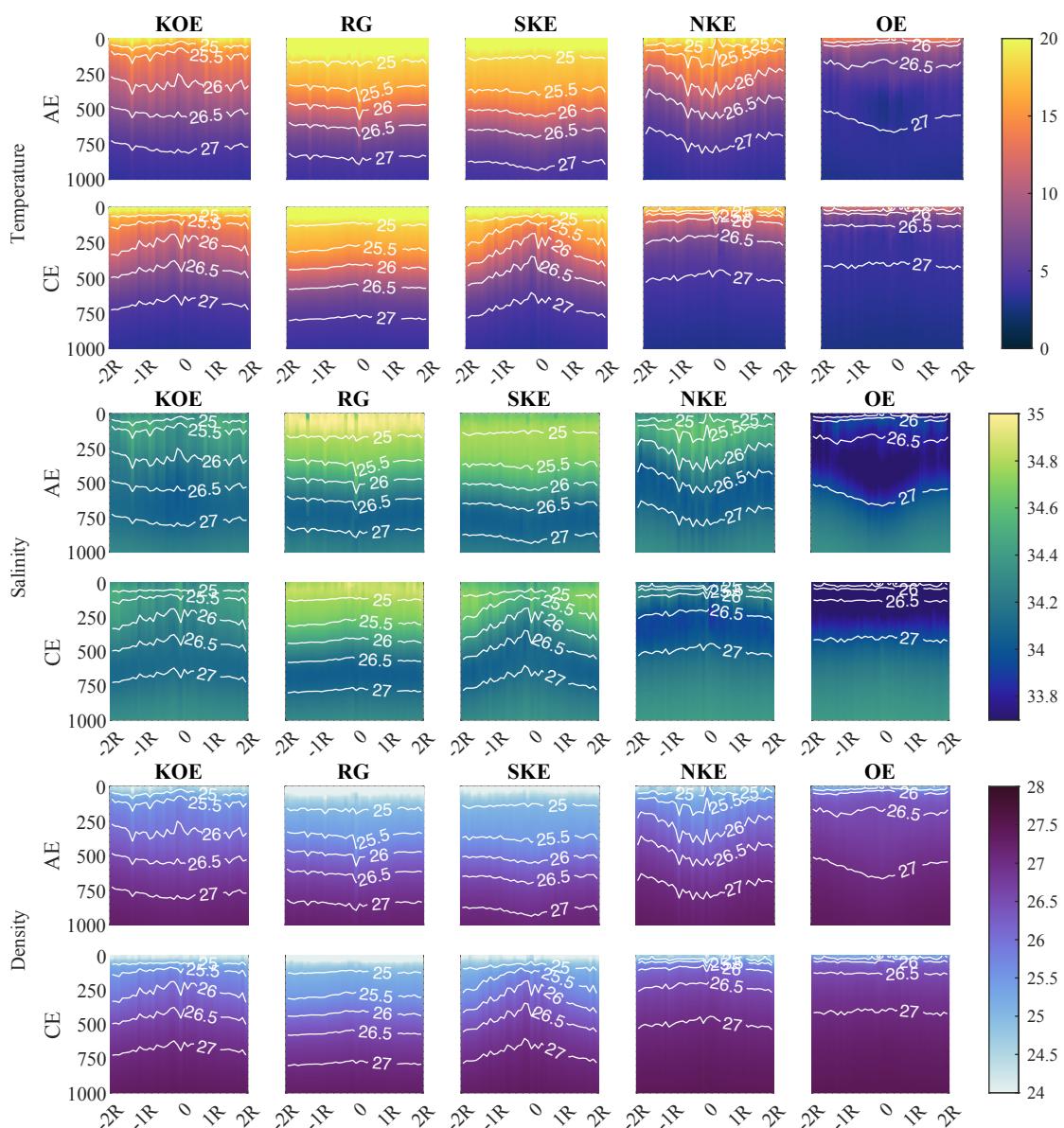


图 4-3 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋的位势温度、盐度、位势密度气候态平均断面，第一至和第二行分别代表 AE 和 CE 合成涡旋，第一列至第五列分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域，横轴为纬向标准化半径，纵轴为压强 (dBar)，半径选取核心半径进行标准化，Argo 浮标选取涡旋最外边界内的浮标，标准化半径步长为 0.1，白色等值线为位势密度

Figure 4-3 Climatological background field averaged section of temperature, salinity and density in composite eddy based on CMEMS and Argo. The first to fifth rows represent Kuroshio-Oyashio Extension (KOE), Recirculation Gyre (RG), Southern Kuroshio Extension (SKE), Northern Kuroshio Extension (NKE), and Oyashio Extension (OE). The x-axis is normalized radius, and y-axis is depth. The white contour are potential density contour.

4.1.2 涡旋引起的异常

为了研究涡旋垂直结构在整个 KOE 区域的分布，我们选出所有 KOE 区域中位于 AE 和 CE 核心边界（最大速度边界）内的 ARGO 异常剖面（AE 和 CE 内各包含了 7794 和 5951 条剖面），为了避免海洋表面的海气相互作用对涡旋异常剖面带来的影响，我们剔除剖面中上 50m 的值后计算其极值的深度（对于 AE 计算其位温极大值、盐度极大值、位密极小值所在的深度，对于 CE 计算其位温极小值、盐度极小值、位密极大值所在的深度），图4-4和图4-5展示了该极值深度的分布情况和纬向平均的结果。我们可以发现，无论 AE 还是 CE 该极值深度基本为纬向条带状分布，从纬向平均的结果来看，该极值深度随纬度先缓慢增大到一个峰值达到约 500m 然后快速减小到 200m 以下。AE 的峰值位置约 34°N，而 CE 的峰值位置约为 31°N。这一结果可能是前人在研究时提出 KOE 区域涡旋垂直结构“南深北浅”的主要原因，但如果进一步深入观察可以发现，在涡旋异常结构较深（500-700m）的 KE 南侧同样广泛存在大量涡旋异常结构较浅（200m 以浅）的涡旋结构，经过区域平均从而得到了 KE 南侧涡旋为 400-500m 的较深结构，有的研究因此提出 KE 南侧特别是 RG 区域存在双核心涡旋；类似的，在 KE 北侧尽管广泛存在着 100m 以浅以及 100-300m 的涡旋垂直结构，也同样像 KE 南侧那样交织在一起，尽管经过区域平均 KE 北侧的涡旋深度仍然较浅（约为 200m），简单的提出“南深北浅”和“双核心”的结论还是会对我们研究 KOE 区域的涡旋产生一些误导。

涡旋内异常剖面极值的大小一定程度上反映了涡旋的强弱。由图4-6和4-7可见，AE 和 CE 的涡旋强度的分布是相似的，最大的不同表现在 AE (CE) 的强值区集中在 35°N 以北（以南）的区域，这一结果与 KE 脱落流环的分布结果是一致的，可以猜测这两部分的涡旋主要为 KE 脱落的流环。AE 和 CE 也同时存在另一个强值区，即亲潮入侵流 (OYI) 附近，这一区域的强值为 KOE 涡旋内垂直异常的纬向平均提供了第二个峰值位于 40°N 附近。

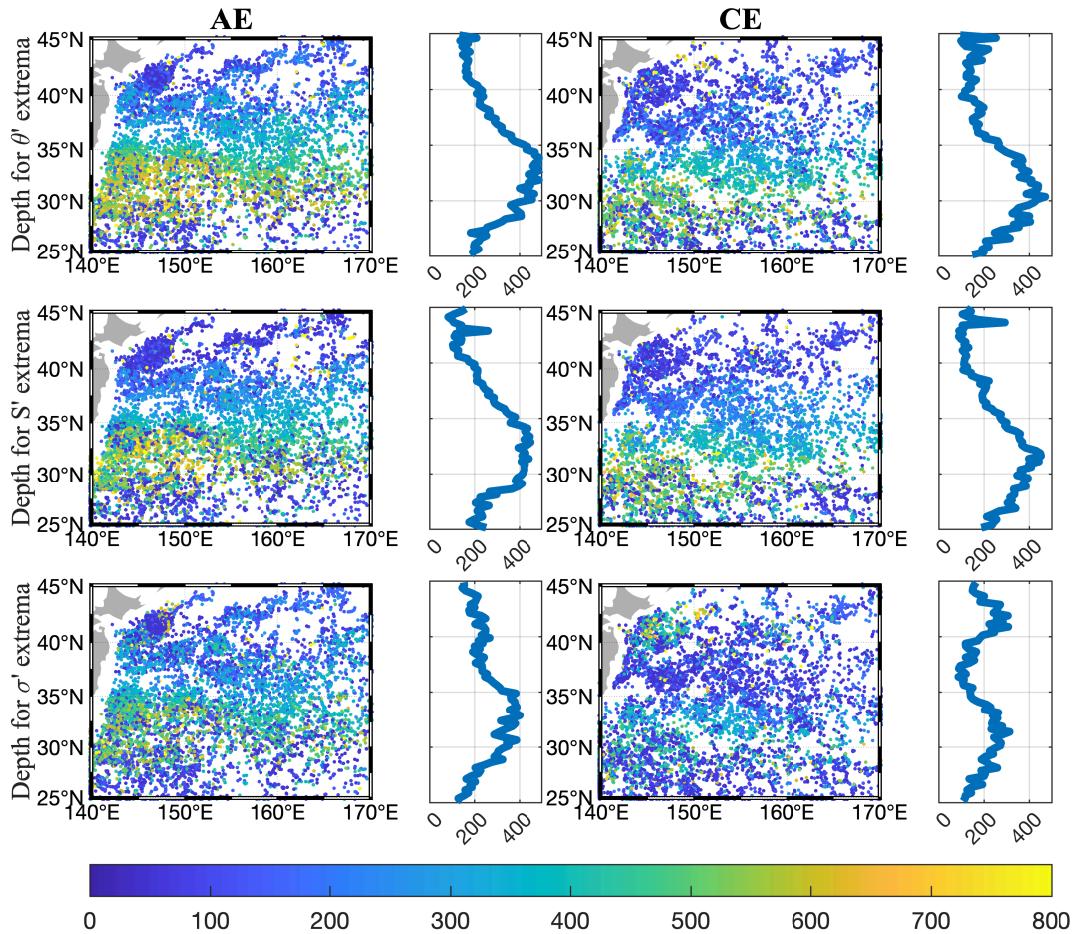


图 4-4 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋内垂直异常极值所在深度分布图，从上至下依次为位温、盐度和位密异常极值所在深度，左右两列代表 AE 和 CE，分布图右侧为极值深度分布图的纬向平均

Figure 4-4 Distribution of eddy vertical anomaly depth based on CMEMS and Argo. From top to bottom show the potential temperature, salinity and potential density anomaly depth. The right column is zonal averaged anomaly depth.

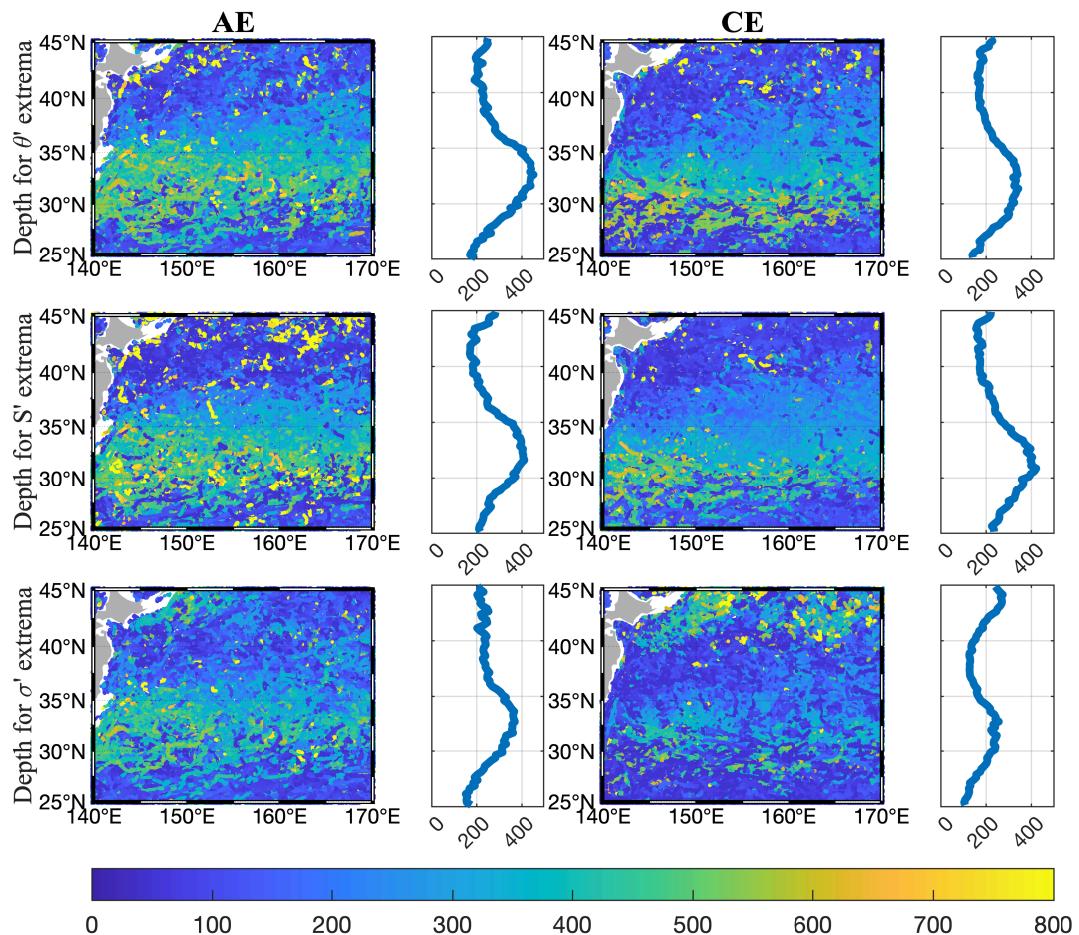


图 4-5 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋内垂直异常极值所在深度分布图，其他同4-4

Figure 4-5 Distribution of eddy vertical anomaly depth based on FORA-WNP30. Others are same as 4-4

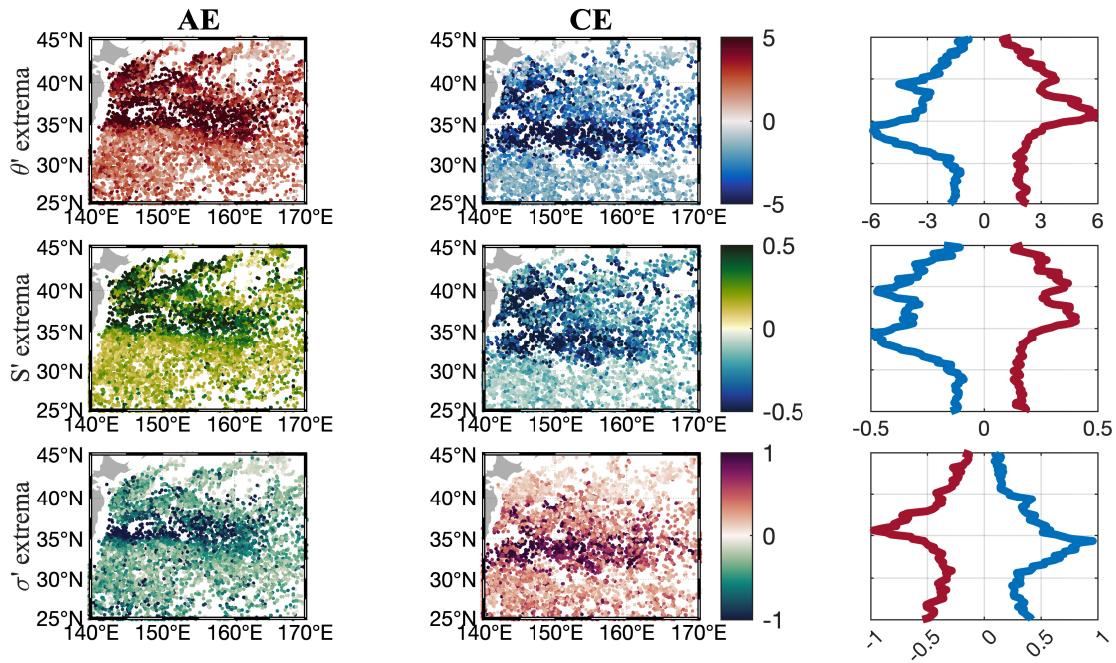


图 4-6 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋内垂直异常极值分布图，从上至下依次为位温异常、盐度异常和位密异常极值，左两列代表 AE 和 CE，右侧为异常值极值的纬向平均，红线和蓝线代表 AE 和 CE

Figure 4-6 Distribution of eddy vertical anomaly value based on CMEMS and Argo. From top to bottom show the potential temperature, salinity and potential density anomaly value. The right column is zonal averaged anomaly value.

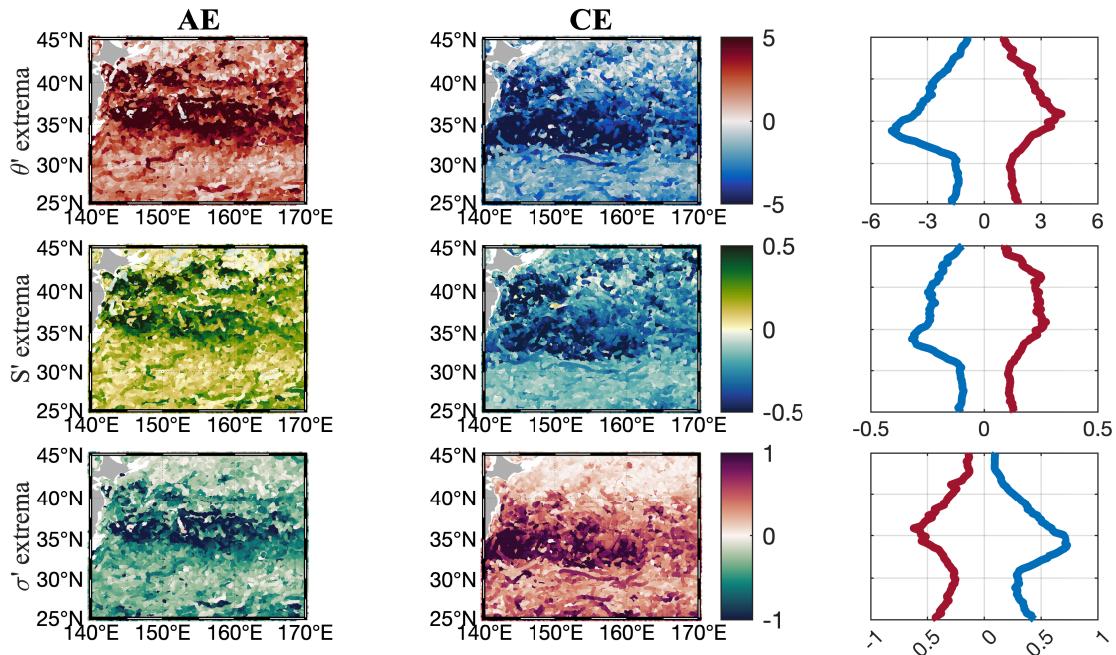


图 4-7 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋内垂直异常极值分布图，其他同 4-6

Figure 4-7 Distribution of eddy vertical anomaly value based on FORA-WNP30. Others are same as 4-6

4.1.3 子区域间的结构差异

图4-8、图4-9分别展示了基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋的平均剖面和平均断面，为了更好的展示合成涡旋的三维结构，图4-10、4-11、4-12、4-13、4-14、4-15还分别给出了各子区域中 AE 和 CE 的位势温度异常、盐度异常、密度异常的三维分层结构。图中的区域划分基于前文给出的区域定义，其中每个子区域中的 Argo 采样数量和混合层深度在图A-9和图中展示，本文中混合层深度（MLD）基于Holte et al. (2009) 的算法使用 Argo 剖面数据进行计算，该方法结合剖面形状和剖面物理特性，提供了相比传统梯度法和阈值法更好的 MLD 估计。

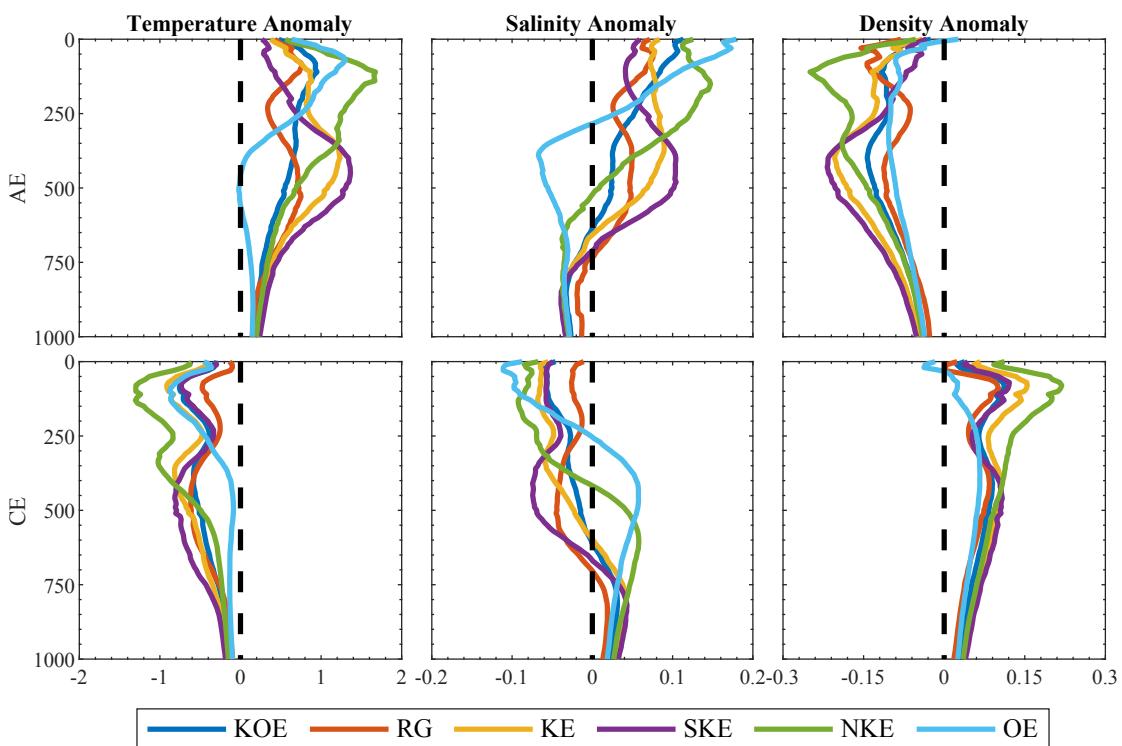


图 4-8 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋的平均剖面，上下图分别代表 AE 和 CE 合成涡旋，深蓝色、橙色、黄色、紫色、绿色、浅蓝色曲线分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体 (KE)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域，纵轴为压强 (dBar)

Figure 4-8 Average profiles of composite eddies based on CMEMS and Argo. Dark blue, orange, yellow, purple, green and light blue curves represent Kuroshio-Oyashio Extension (KOE), Recirculation Gyre (RG), Southern Kuroshio Extension (SKE), Northern Kuroshio Extension (NKE), and Oyashio Extension (OE), and the y-axis is pressure(dBar)

前两张图中均展示了在不同子区域中 AE 与 CE 存在对称的垂直结构。但其实这一对称结构在很多其他研究海域中并不总是出现，特别是那些表面强

化型涡旋与次表层强化型涡旋同时存在的区域，例如几个大洋东部的上升流区（Pegliasco et al., 2015）、亚热带西北太平洋（Yang et al., 2013）等。在本研究区域中，我们可以发现涡旋的平均剖面在 NKE 区域很宽厚且存在两个异常峰值分别在 120m 处和 350m 处，在 SKE 区域则出现在 350-600m，OE 区域的异常层也很宽厚的集中在 50-250m，RG 区域的与 NKE 区域相似的存在两个峰值区 100m 处和 400m 处。在很多前人的研究中也出现了类似的结果。

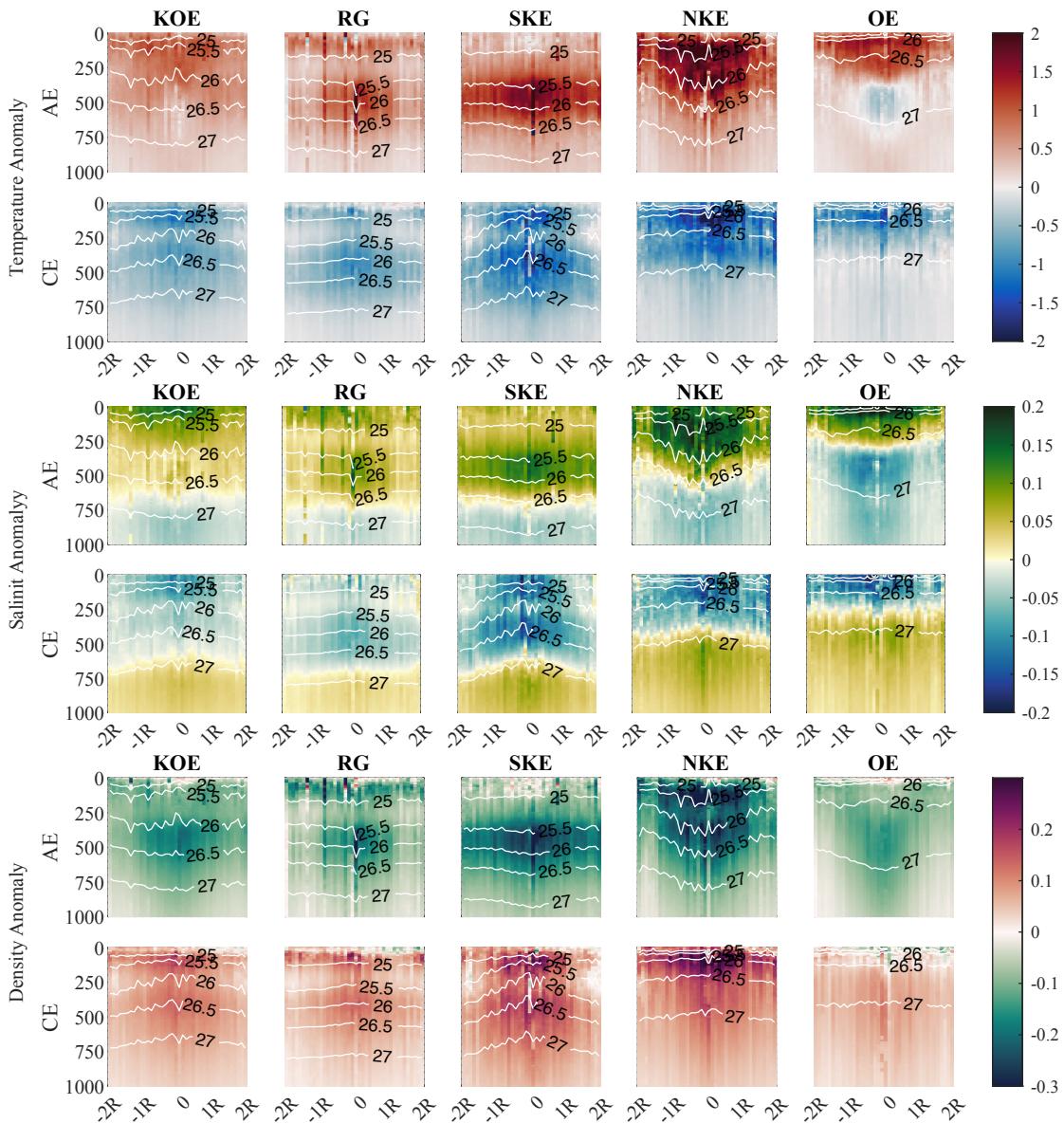


图 4-9 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋的位势温度异常、盐度异常、位势密度异常平均断面，其他同4-3

类似的，在涡旋的断面（图4-9）和三维结构（图4-10、4-11、4-12、4-13、4-14、4-15）中也能得到类似的结果。在合成涡旋的断面中我们可以看到位势温度异常、

盐度异常和位势密度异常的结构基本相似，RG 区域的异常主要出现在位密在小于 25 和 $25.5\text{--}26.5\text{kg m}^{-3}$ 两个层上，其他区域尽管深度不同，但也基本出现在位密值为 $25.5\text{--}26.5\text{kg m}^{-3}$ 之间。在每一层的分布上，我们可以发现涡旋内的异常结构基本按照中心对称的方式分布，中心的异常值最大，异常向四周递减。这一结果与 Zhang et al. (2013) 中对涡旋结构的研究结果基本一致。

在复现前人的研究结果并且细化各个子区的过程中，我们发现在 KOE 的南北分区中，常常在同一个子区中同时存在表层强化和次表层强化的涡旋，KE 主轴中部也存在一部分介于表层和次表层强化之间的涡旋结构；相当一批涡旋的真生成地并非 KE 或 OE 主轴，因此涡旋的强流脱落生产机制可能并非 KOE 地区涡旋生成的主流生成方式；有的涡旋垂直结构在出生之后会发生变化。于是结合前人的研究，我们提出了一些新的问题：第一，在 KOE 以北和以南的区域中，涡旋结构是否是单一的表层强化和次表层强化？第二，KOE 区域以北的涡旋结构是 KE 引起的还是 OE 引起的，还是 KE 和 OE 共同存在这样的涡旋结构？KE 以南的涡旋结构是 KE 引起的还是 RG 引起的？第三，除了简单直接的划分子区的方式之外，是否有其他方式更加直观的给出 KOE 区域涡旋的垂直结构，是否存在其他规律性？第四，不同垂直结构的涡旋除了由 KE 或 OE 的脱落之外，是否存在其他的生成方式和生成区域？第五，涡旋的垂直结构在传播的过程中会发生怎样的变化？这些问题将在下一节中回答。

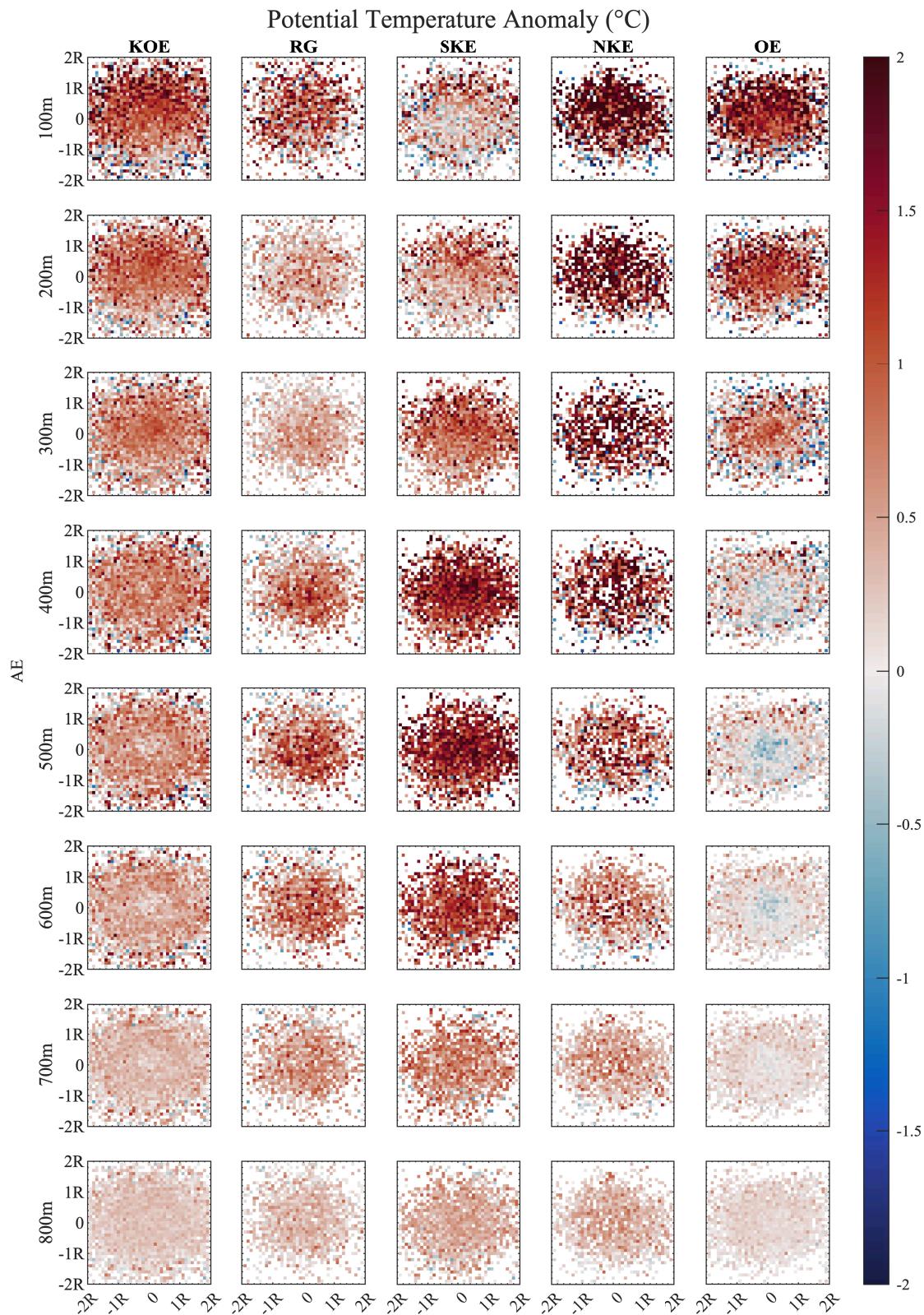


图 4-10 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋 AE 的位势温度异常各层分布，第一至第八行分别代表 100m 至 800m 的合成涡旋，第一列至第五列分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域，横轴为纬向标准化半径，纵轴为经向标准化半径，数值超过 2 (-2) 的与 2 (-2) 同色
Figure 4-10 Potential temperature anomaly slices(100-800m) of composite AE based on CMEMS and Argo.

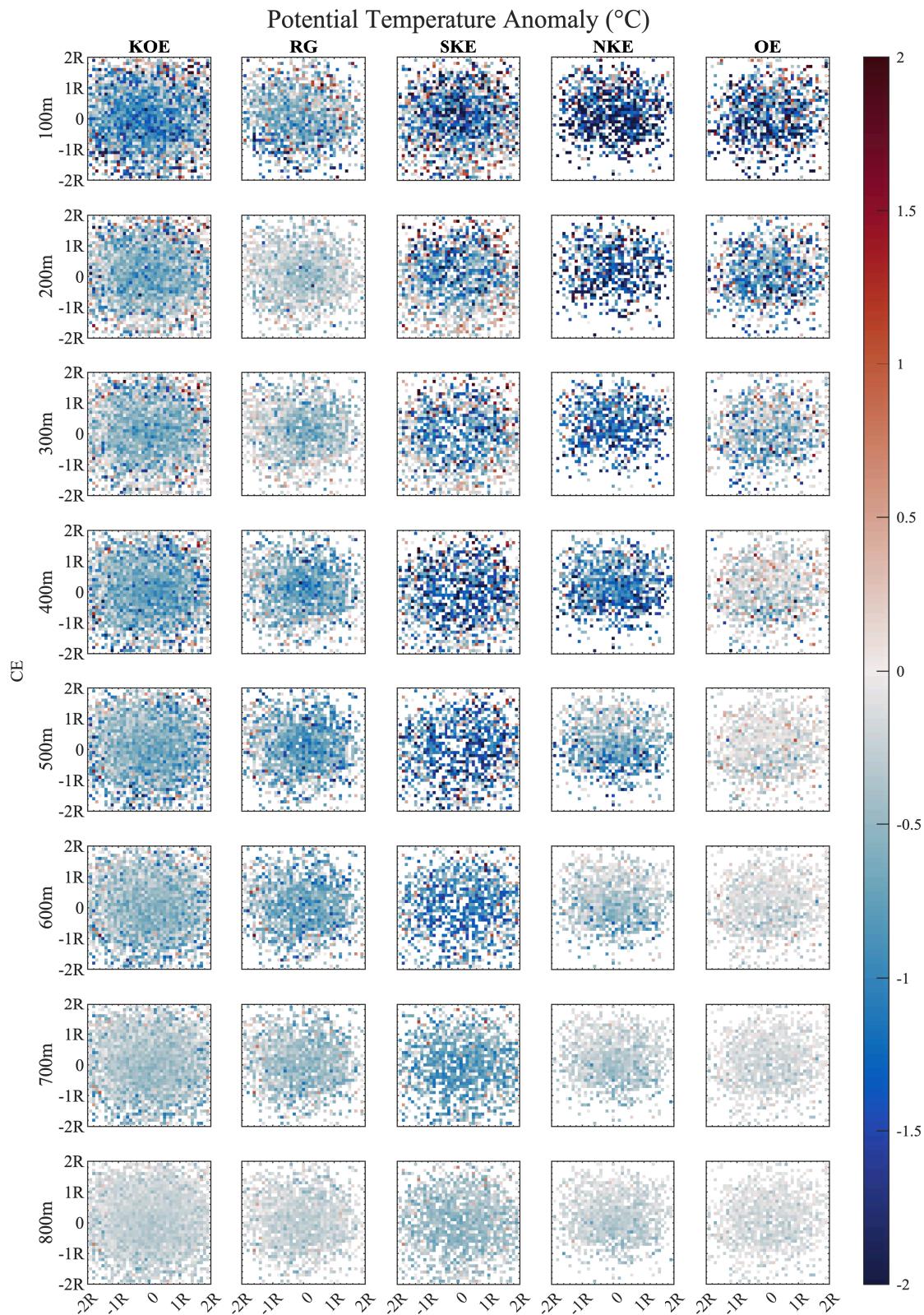


图 4-11 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋 CE 的位势温度异常各层分布，数值超过 5 (-5) 的与 5 (-5) 同色，其他同 4-10

Figure 4-11 Potential temperature anomaly slices(100-800m) of composite CE based on CMEMS and Argo. Others are same as 4-10

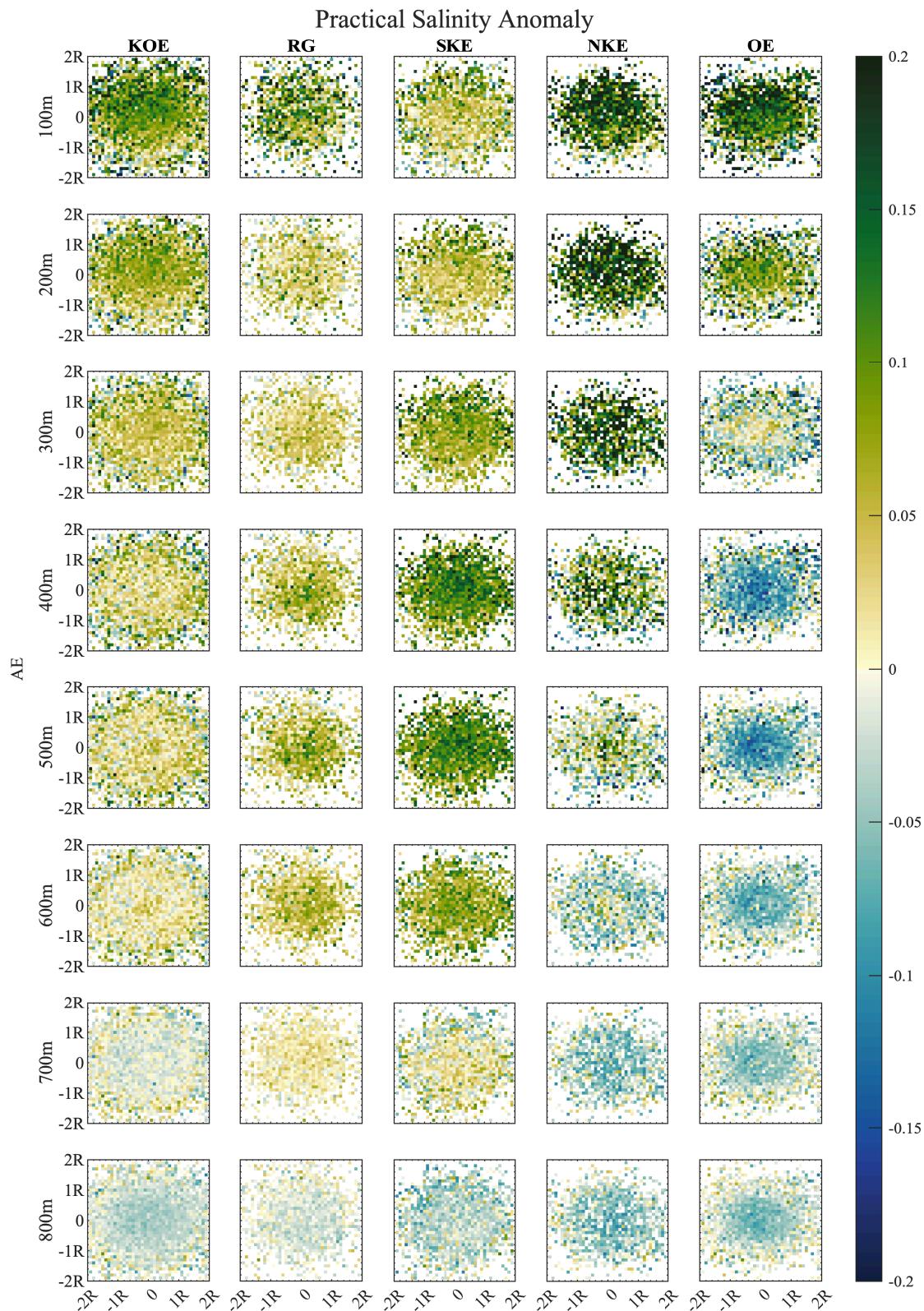


图 4-12 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋 AE 的盐度异常各层分布，数值超过 0.2 (-0.2) 的与 0.2 (-0.2) 同色，其他同 4-10

Figure 4-12 Salinity anomaly slices(100-800m) of composite AE based on CMEMS and Argo. Others are same as 4-10

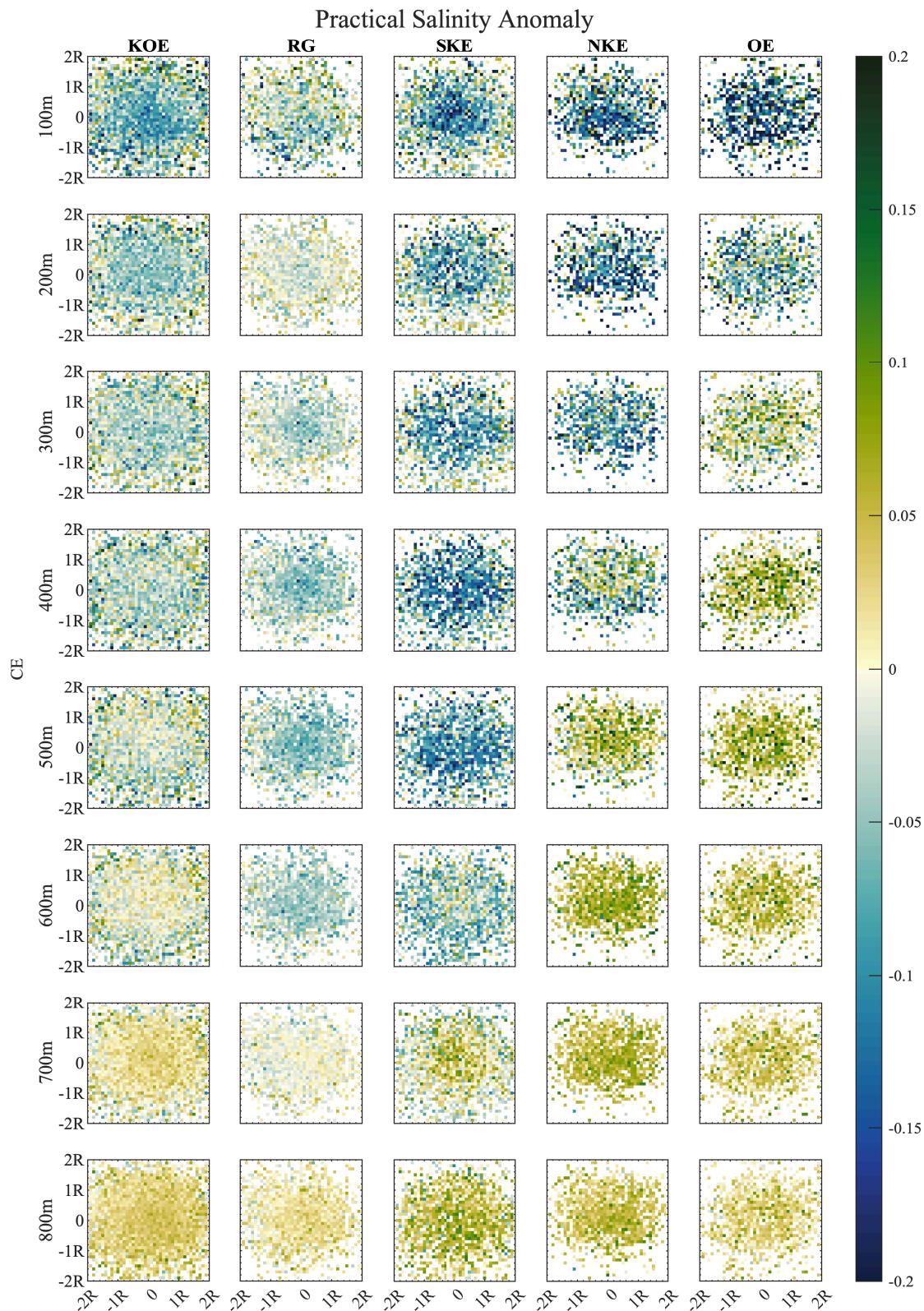


图 4-13 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋 CE 的盐度异常各层分布，数值超过 0.2 (-0.2) 的与 0.2 (-0.2) 同色，其他同 4-10

Figure 4-13 Salinity anomaly slices(100-800m) of composite CE based on CMEMS and Argo. Others are same as 4-10

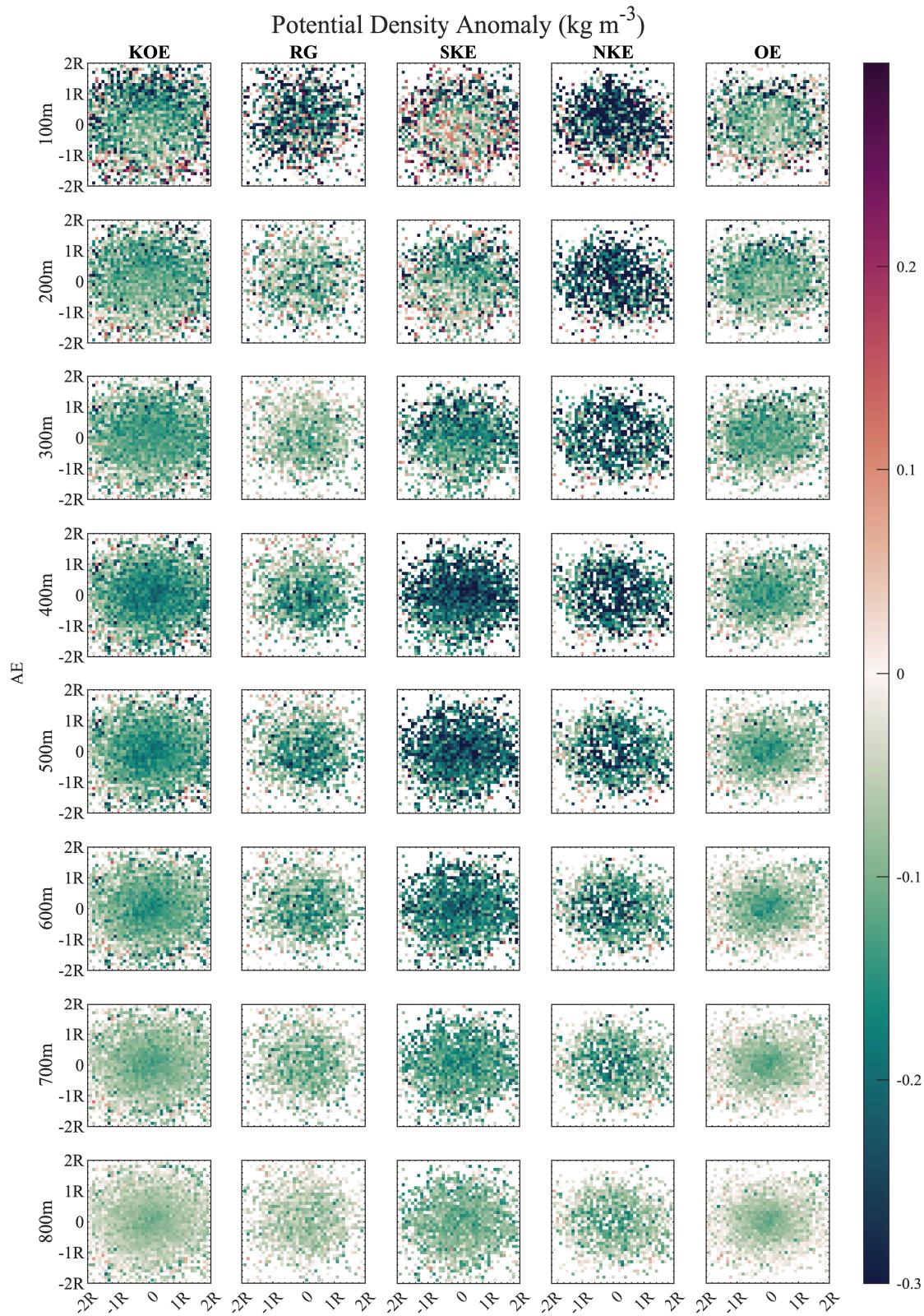


图 4-14 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋 AE 的位势密度异常各层分布, 数值超过 0.5 (-0.5) 的与 0.5 (-0.5) 同色, 其他同 4-10

Figure 4-14 Potential density anomaly slices(100-800m) of composite AE based on CMEMS and Argo. Others are same as 4-10

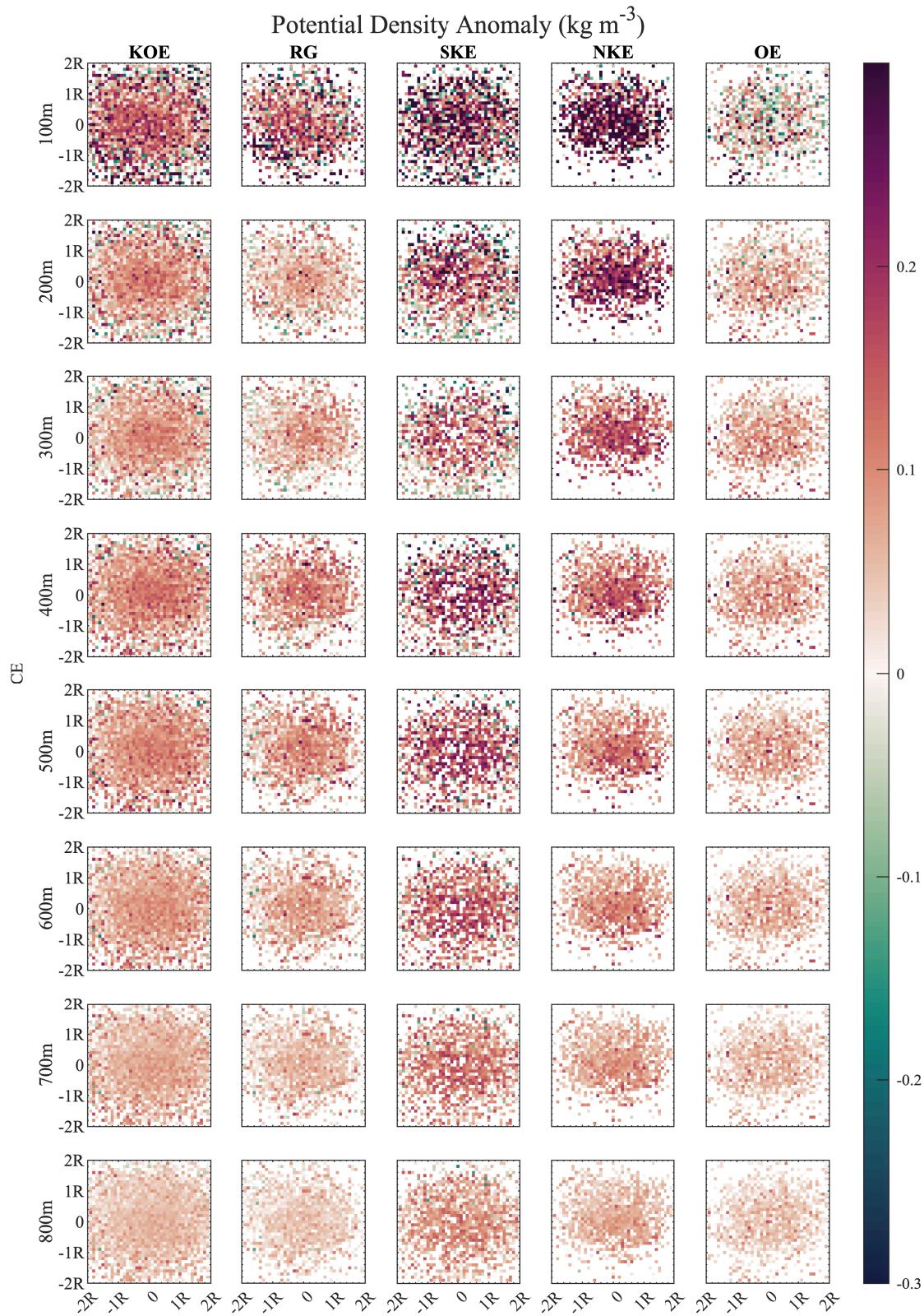


图 4-15 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋 CE 的位势密度异常各层分布, 数值超过 0.5 (-0.5) 的与 0.5 (-0.5) 同色, 其他同 4-10

Figure 4-15 Potential density anomaly slices(100-800m) of composite CE based on CMEMS and Argo. Others are same as 4-10

4.2 层级聚类法涡旋结构

对于本文研究区域内动辄上千甚至上万条 ARGO 剖面以及上千个涡旋的海量数据，人工肉眼识别和比较是不现实的，但若以子区域划分的方式又会掺杂多种涡旋垂直结构的剖面，从而杂糅出前人不太准确的研究结果。是否存在一种相对准确的方式仅仅依据涡旋的垂直结构而对海量涡旋和其中的温盐剖面进行分类的技术呢？[Pegliasco et al. \(2015\)](#) 尝试了升序层级聚类技术（HAC）成功的对世界四大东边界流系统的涡旋仅依靠涡旋中的温度和盐度异常剖面对涡旋的类型进行分类，获得了表面加强型涡旋和次表面加强型涡旋等多种类型涡旋的比例、分布等。这一尝试将为 KOE 区域及其复杂的涡旋类型和涡旋结构的认知带来曙光。

除此之外，前人所有研究中均使用不含涡旋拆分和合并过程的涡旋识别方案，在这一限制条件下我们无法获知每一条涡旋轨迹的真实出生地和后代的分布情况，从而误导研究者对于真实涡旋出生地的判断。[Laxenaire et al. \(2019\)](#) 将带有涡-涡相互作用的过程引入到涡旋识别算法中，成功的构建了南大西洋阿古拉斯流环从生成到传播，以及拆分与合并，和最后消亡的涡旋全过程树状结构，排除了前人算法中对涡旋生成和消亡的模糊处理，真实的再现涡旋的实际轨迹和父子代关系。

因此本节将在前人研究的基础上结合 HAC 聚类方法和 TOEddies 涡旋识别算法，并应用于 KOE 海域的中尺度涡旋，从而获得本研究区域不同涡旋垂直结构的不同属性。

4.2.1 层级聚类结果

在面对海量数据时，人们为了寻找其中的潜在集群的规律时常常会选择聚类分析（Cluster Analysis）的数学方法。其中层次聚类（Hierarchical Clustering）是聚类方法中常用的一种无监督学习方式，它通过创建聚类树对输入数据进行分组。聚类树是一个多层级嵌套结构，一个级别的集群组合形成下一个级别的集群，这使得每个输入数据都能被分配到一个聚类中。原始输入数据是该聚类树的最底层，而聚类树的最顶层是聚类的根节点，是包含了全部原始数据的集合。创建聚类树包含自下而上合并（Agglomerative）与自上而下的分裂（Divisive）两种方法，本文选取较为常用的自下而上合并（Agglomerative）的方案。

在正式开始层次聚类之前，我们需要进行一些预操作，生成一条代表某一

只涡旋的平均垂直异常剖面，此处平均是指在涡旋生命中每个时间节点垂直剖面的平均剖面。这条剖面需要包含涡旋的温度结构、盐度结构和密度结构，即直接连接经过各层标准化的温度异常剖面、盐度异常剖面、密度异常剖面（不包含0m层以去除海表面数据对涡旋垂直结构的影响），从而仅保留三种剖面的形状而排除剖面单位和数值带来的影响。对于 CMEMS 联合 ARGO 数据来说，由于 ARGO 剖面的稀缺性，我们将位于涡旋核心边界（即最大速度边界）内的全部异常剖面（无论其距离涡旋重心的位置远近）都作为输入剖面进行平均；而对于 FORA-WNP30 格点化数据，我们可以直接选取重心附近的4个格点的异常剖面进行平均来代表该时间步上该涡旋的垂直异常剖面，从而最大限度的表现该涡旋的结构（因为涡旋中心附近的剖面结构最强），随后对每一时间步的涡旋剖面进行平均，从而获得一只代表该涡旋的平均剖面。

层次聚类一般分为三步：第一，找出数据集中每对对象之间的相似性或不相似性，本文使用输入数据之间的欧几里得距离来代表这一相似性，具体到研究中即经过标准化的每一层温度、盐度、密度异常；第二，将对象分组到一个二元层次聚类树中，选取 Ward 内平方距离（又称最小方差）算法（Ward, 1963）来计算集群之间的距离，即计算集群内的增量平方和来作为连接两个集合的依据，其中集群内的平方和是指集群内的所有对象与集群重心之间距离的平方和，随后自下而上逐级合并迭代最终形成聚类树；第三，人工确定需要切割的位置以获得聚类树的集合，这些集合即我们所需的聚类结果。如图4-16和图4-17所示，AE 和 CE 的聚类树从底至顶依次合并形成一个个倒 U 型，最终在顶部获得一个根节点。每个倒 U 型上方的横线代表了两个集合之间的差异性（或不一致性），聚类树最上方的根节点的两个集合之间差异性很大，而较低处两个集合之间差异较小。倒 U 型的高度代表了两个集合中对象之间的距离。

第三步中，我们自顶至底从2作为起始最大分割集合的数量，随后依次递增1，直到获得满意的集合的结果。对于结果的记录，以“数字 + 涡旋类型 + 数字”方式，例如在 AE 聚类树种以5作为最大分割集合的数量，获得的第2个集合被标记为“5AE2”。一般分割的集合具备较高的剖面形状一致性，剖面的方差较小，剖面所在的涡旋空间中存在一定的聚集性后不再进一步分割，极个别集合间差异过小、空间分布存在多个显著集中的区域且平均剖面出现多核结构时，进行人工分割。

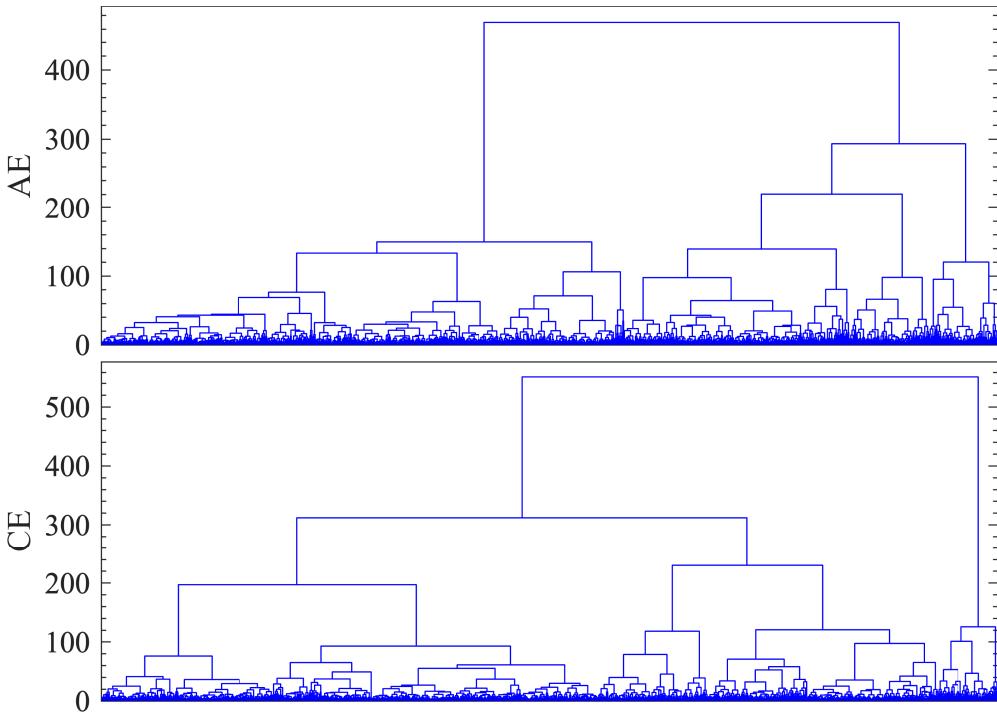


图 4-16 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 树状图

Figure 4-16 Dendrogram of eddy HAC based on CMEMS and Argo

经过人工分割和筛选，我们对 CMEMS 与 ARGO 联合数据的涡旋结果（图4-18）中获得了 9 个 AE 集合和 11 个 CE 集合，在 FORA-WNP30 数据的涡旋结果（图4-19）中获得了 21 个 AE 集合和 29 个 CE 集合。同一集合内的涡旋意味着拥有较为相似的涡旋垂直结构（包括温度、盐度、密度异常结构）。本文根据各组涡旋温度异常剖面极大值的位置由浅至深对聚类结果进行分组，以温度异常极大值位于 0-150m 分入表层组，位于 150-300m 分入次表层组，位于 300-600m 的分入中层组。从各组涡旋的生成地（图4-20和4-21）我们可以发现，表层组的涡旋又显著的分布在研究区域的南北两侧，因此我们将对应的位于北侧的表层组称为“表层 1 组”，位于南侧的表层组成为“表层 2 组”。

可以看到，在 CMEMS 与 ARGO 联合数据下（图4-18），分入表层 1 组的 AE 有 2 个集合，分别为 23AE2、7AE2N(N 指 7AE2 的北侧组，下同)，表层 2 组的是 7AE2S(S 指 7AE2 的南侧组，下同)；分入次表层组的 AE 有 3 个集合，分别为 23AE1、15AE1 和 4AE1；分入中层组的 AE 有 3 个集合，分别为 3AE1、7AE1 和 4AE2；还有 1 组 9AE1 被舍弃。对于 CE 来说，分入表层 1 组的 CE 有 4 个集合，分别是 10CE2、19CE1、14CE1、14CE2，表层 2 组的是 19CE2；分入次表层组的 CE 有 2 个集合，分别是 10CE1 和 8CE2；分入中层组的 CE 有 4 个集合，分

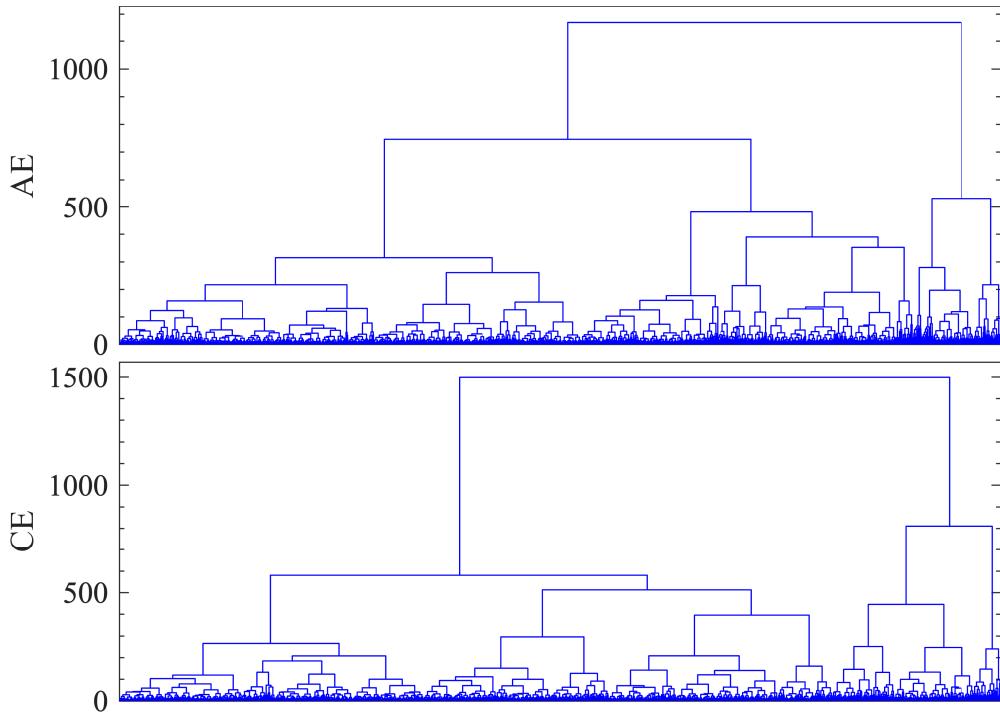


图 4-17 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 树状图

Figure 4-17 Dendrogram of eddy HAC based on FORA-WNP30

别为 2CE1、8CE1、17CE1、5CE1；还有 1 组 11CE2 因异常剖面不显著被舍弃。

在 FORA-WNP30 数据下（图4-19），分入表层 1 组的 AE 有 6 个集合，分别为 7AE1、29AE1N、44AE1、25AE1、21AE1、15AE2，表层 2 组的 4 个集合是 40AE1、29AE1S、60AE1、34AE2；分入次表层组的 AE 有 3 个集合，分别为 12AE1、44AE2、13AE1；分入中层组的 AE 有 14 个集合，分别为 34AE1、17AE2、13AE2、17AE1、22AE2、28AE2、9AE1、14AE2、18AE1、60AE2、14AE1、16AE1、22AE1、40AE2；另外还有 2 个 AE 集合存在结构异常情况被舍弃，分别为 25AE2 和 21AE2。对于 CE 集合，分入表层 1 组的 CE 有 12 个集合，分别为 40CE2、38CE1、20CE1、57CE2、71CE1、11CE1、76CE2、31CE1、66CE2、26CE1、14CE1N、57CE1，表层 2 组的 3 个集合是 14CE1S、69CE2、37CE2；分入次表层组的 CE 有 5 个集合，分别为 76CE1、27CE2、22CE1、66CE1、10CE2；分入中层组的 CE 有 8 个集合，分别为 22CE2、3CE1、37CE1、10CE1、69CE1、25CE2、17CE1、30CE1；最后还有 7 个集合存在结构异常或异常剖面不显著被舍弃，为 28CE1、26CE2、31CE2、71CE2、41CE1、40CE1、15CE2。

从图4-18和图4-19中我们可以发现，各组涡旋异常剖面的差异是显著的。以 FORA-WNP30 数据为例，AE 表层 1 组的温度异常出现在 80~120dbar，异常强度

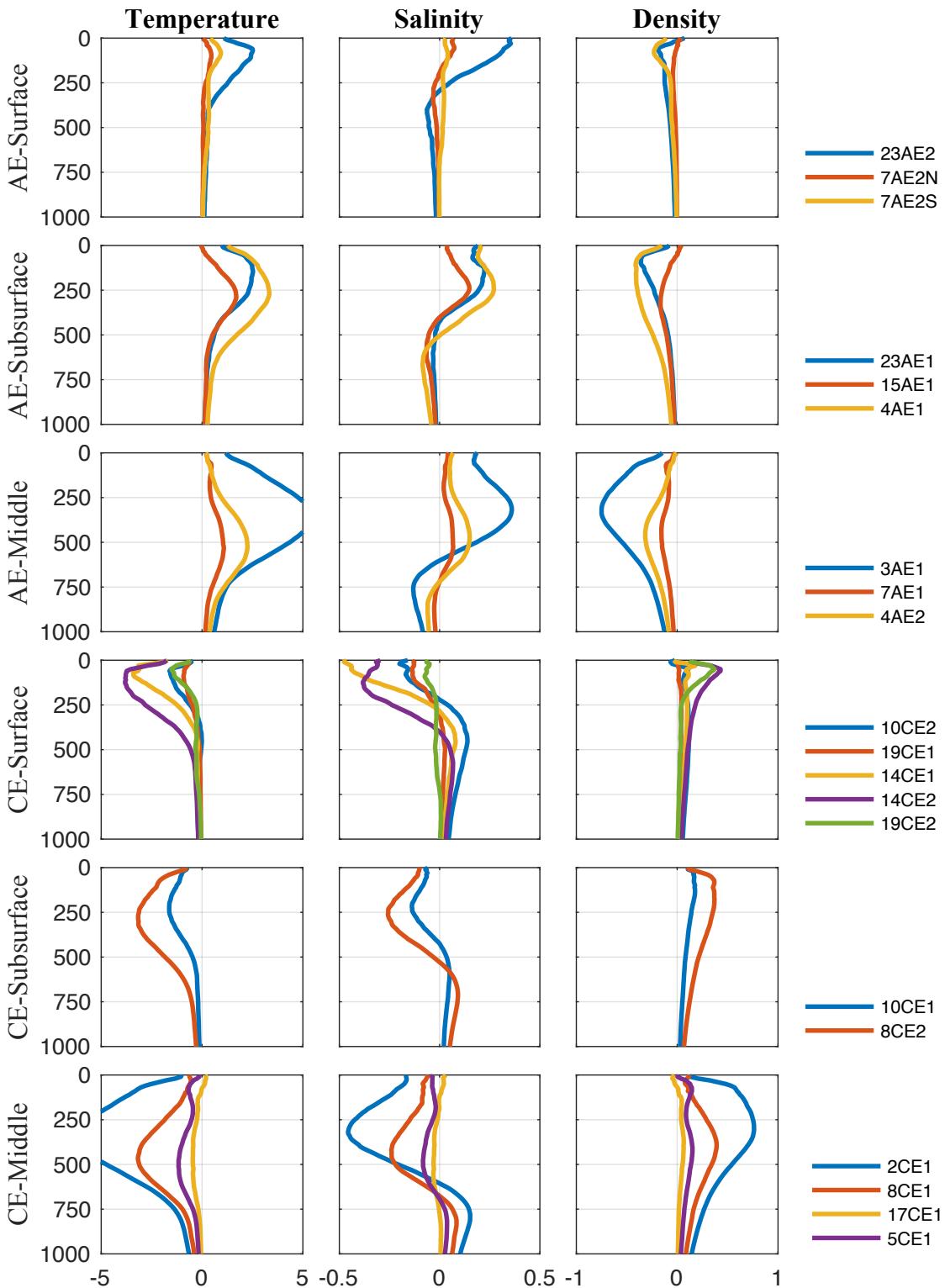


图 4-18 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 分组剖面图, 从上至下依次为 AE 和 CE 的表层组、次表层组、中层组, 从左至右依次为位温异常剖面、盐度异常剖面、位密异常剖面, 最右侧标注该组剖面包含的集合名称

Figure 4-18 Mean profiles in HAC clusters based on CMEMS and Argo. From top to bottom, there are surface group, subsurface group, middle group of AE and CE. From left to right, there are anomaly profiles of potential temperature, salinity and potential density. The cluster names are marked on the right

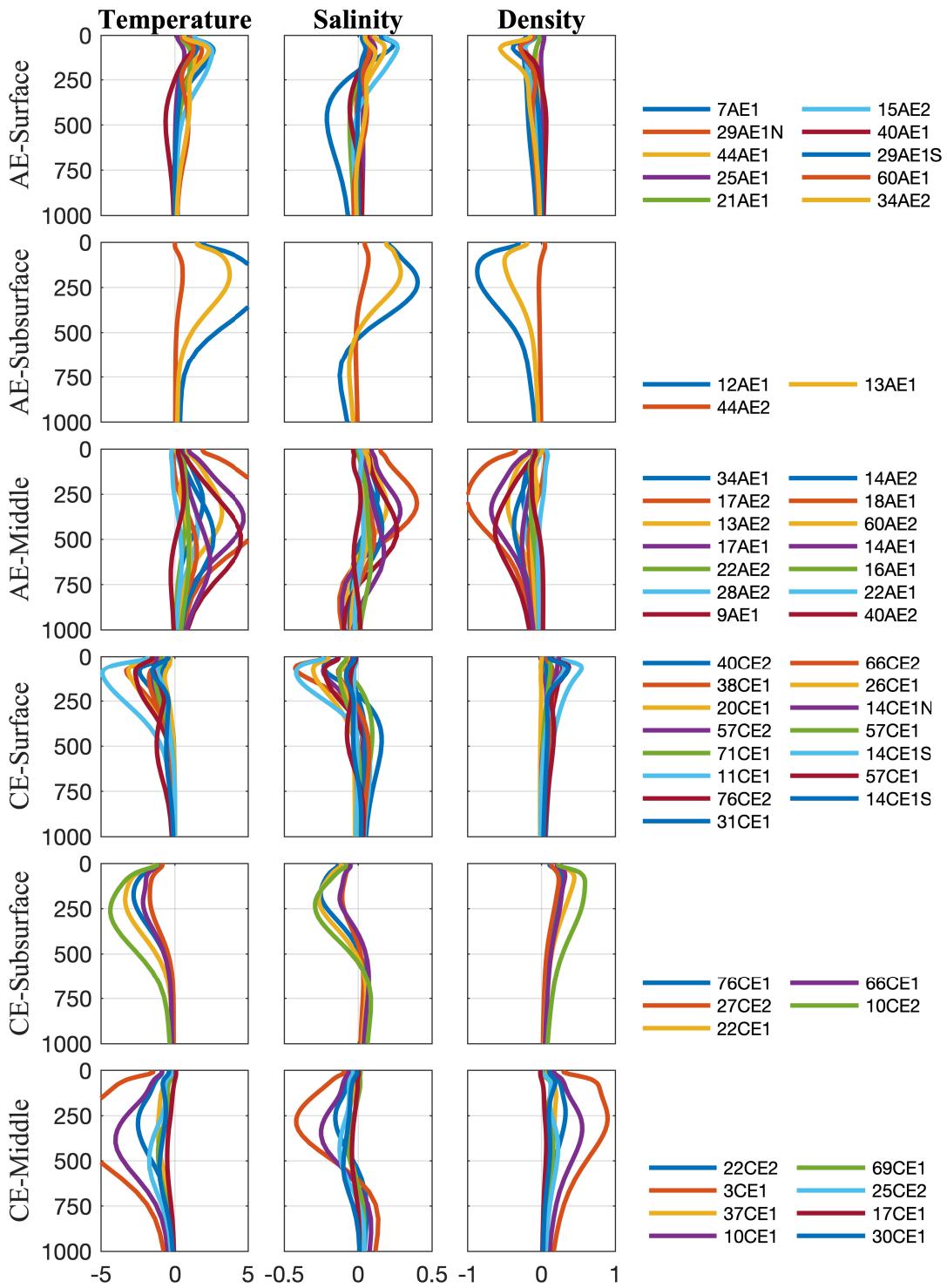


图 4-19 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组剖面图，从上至下依次为 AE 和 CE 的表层组、次表层组、中层组，从左至右依次为位温异常剖面、盐度异常剖面、位密异常剖面，最右侧标注该组剖面包含的集合名称

Figure 4-19 Mean profiles in HAC clusters based on FORA-WNP30. From top to bottom, there are surface group, subsurface group, middle group of AE and CE. From left to right, there are anomaly profiles of potential temperature, salinity and potential density. The cluster names are marked on the right

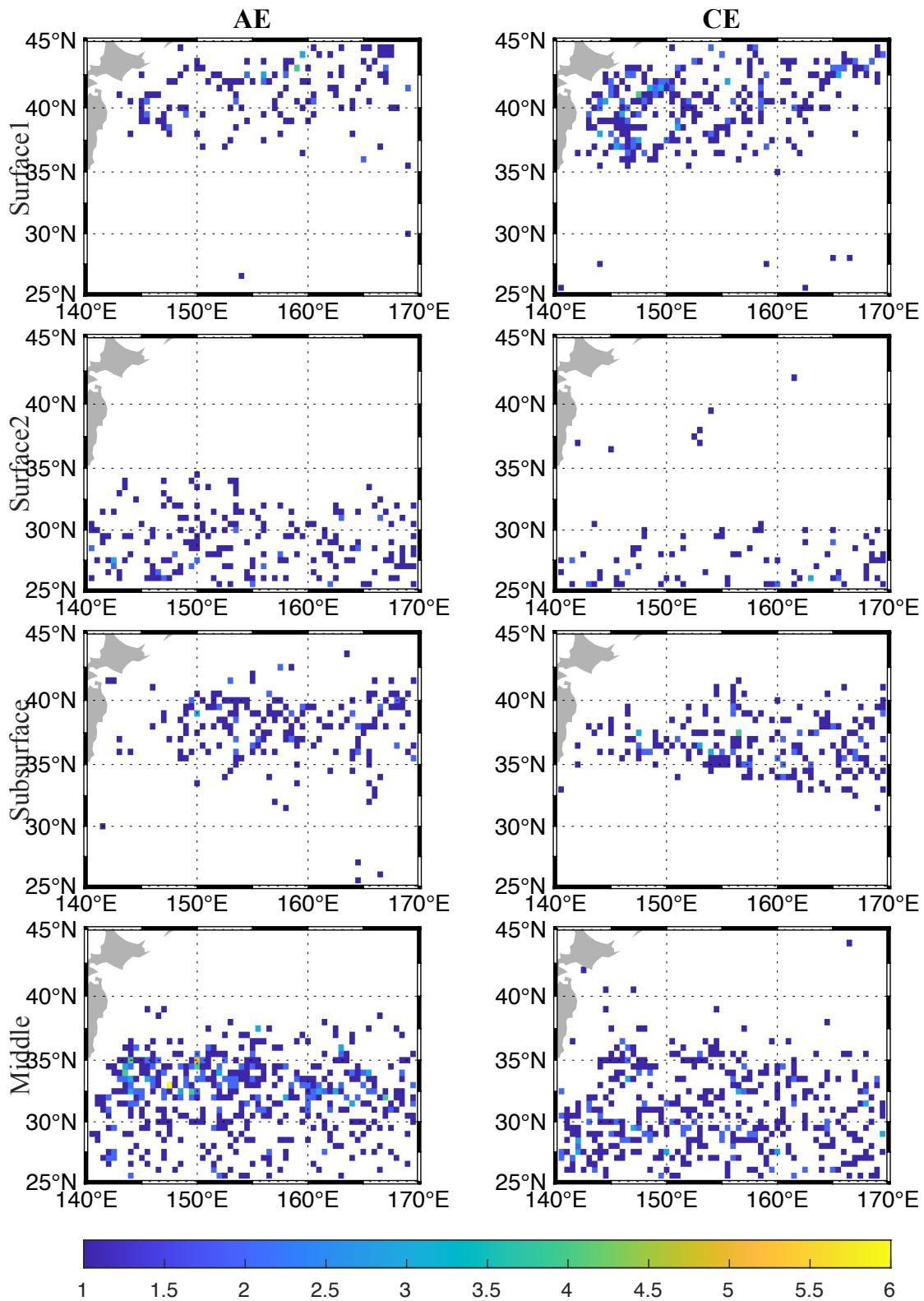


图 4-20 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 分组生成地

Figure 4-20 The eddy birth area of HAC groups based on CMEMS and Argo

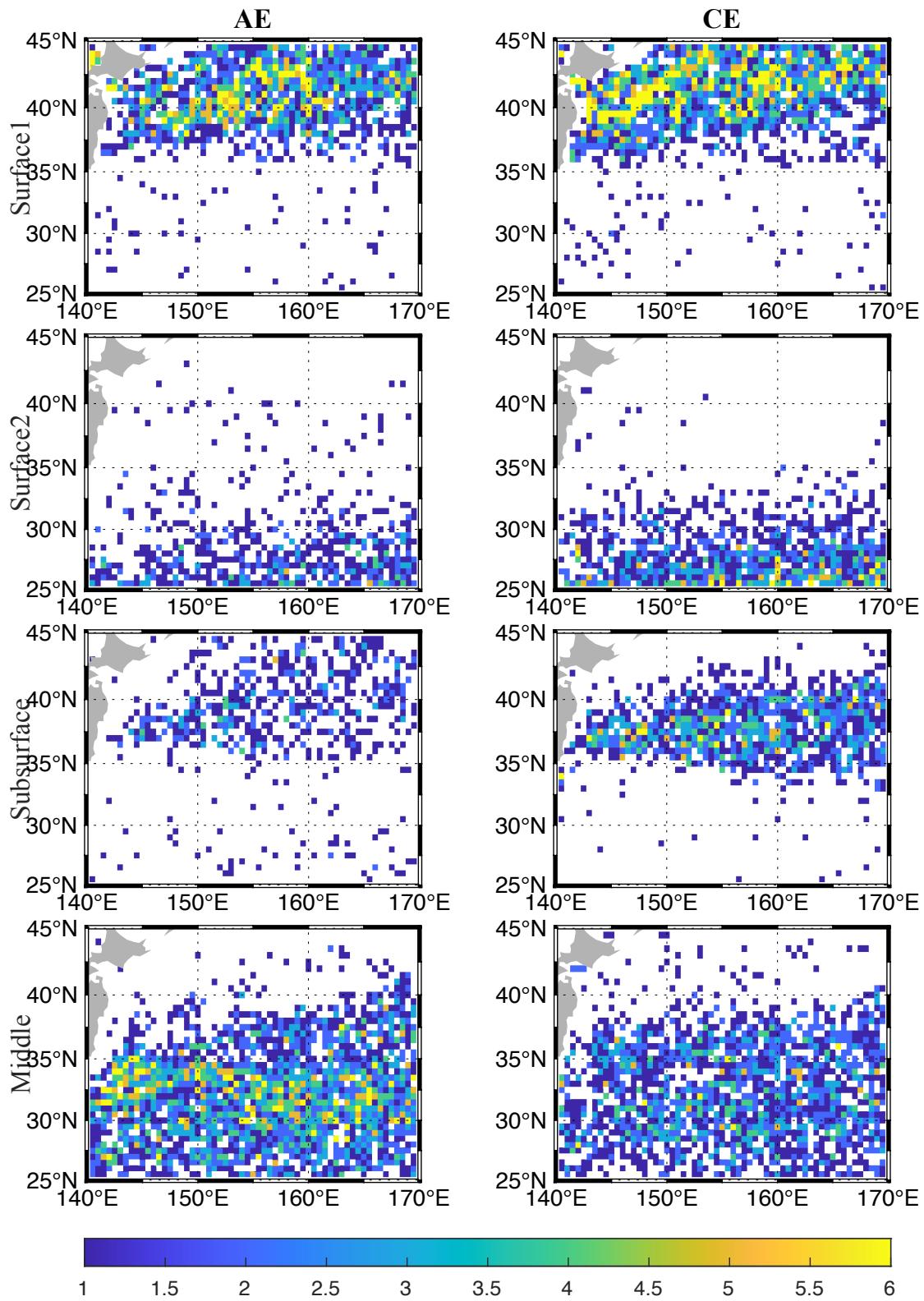


图 4-21 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组生成地

Figure 4-21 The eddy birth area of HAC groups based on FORA-WNP30

4.2.2 涡旋溯源分析

在传统的认识中，KE 区域的涡旋来源非常单一即黑潮流轴附近由于黑潮射流的不稳定性甩出涡旋（或称流环），这部分涡旋在传播过程中有的重新进入黑潮射流，有的经过拆分或合并形成新的涡旋，在涡旋传播过程中一部分涡旋逐渐产生了经向偏移逐渐向极、向赤道传播，而 OE 区域由于亲潮流较弱不足以生成涡旋。有的学者认为在 KOE 区域涡旋的生成源地均为 KE 流轴，KE 南北两侧的涡旋垂直结构的区别与南北局地的背景层结有关（Dong et al., 2017）；有的学者认为在 KE 区域除了由主轴不稳定产生的大尺寸流涡，KE 主轴两侧的区域也可以由剪切不稳定性生成小尺寸涡旋（Ji et al., 2018）；也有学者利用线性不稳定性分析算出在 OE 区域的密度流和层结背景下能够产生较浅的涡旋结构，同时在 KE 区域能够发展出较深结构的涡旋（Jing et al., 2019）。

为了获取各 HAC 分组下涡旋垂直异常剖面核心层的温盐图解，我们首先定义涡旋垂直异常剖面的核心层为异常值超过温盐异常极值的一半所在层的交集。这一定义下的核心层通常小于涡旋影响层的厚度，但可以更好的揭示涡旋所包裹水体的水团特征。在获得了涡旋温盐异常的核心层后，即可获得核心层内的原始温盐图解（见图4-22和4-23）。在 CMEMS 结合 ARGO 的数据下，AE 的表层 1 组位于 20-140m，AE 的表层 2 组位于 10-170m，AE 的次表层组位于 40-360m，AE 的中层组位于 190-600m，CE 的表层 1 组位于 10-200m，CE 的表层 2 组位于 20-150m，CE 的次表层组位于 70-390m，CE 的中层组位于 130-560m；在 FORA-WNP30 数据下，AE 的表层 1 组位于 0-200m，AE 的表层 2 组位于 30-180m，AE 的次表层组位于 40-340m，AE 的中层组位于 140-570m，CE 的表层 1 组位于 20-210m，CE 的表层 2 组位于 40-190m，CE 的次表层组位于 40-370m，CE 的中层组位于 110-510m。

AE 的表层 1 组中涡旋核心层主要包含的是过渡区模态水（Transition Region Mode Water, TRMW, $\theta=5.0\text{-}7.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $S=33.6\text{-}33.9\text{ psu}$, $\sigma_{\theta}=26.4\text{-}26.7\text{ kg m}^{-3}$ ），表层 2 组中主要包含的是北太平洋副热带模态水（North Pacific Subtropical Mode Water, STMW, $\theta=16.0\text{-}21.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $S=34.65\text{-}34.95\text{ psu}$, $\sigma_{\theta}=24.2\text{-}25.6\text{ kg m}^{-3}$ ），次表层组主要包含轻-中部模态水（Lighter Central Mode Water, L-CMW, $\theta=10.0\text{-}16.0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $S=34.30\text{-}34.65\text{ psu}$, $\sigma_{\theta}=25.4\text{-}26.3\text{ kg m}^{-3}$ ），中层主要包含 STMW。

CE 的表层 1 组中涡旋核心层主要包含的是鄂霍次克海模态水（Okhotsk Sea

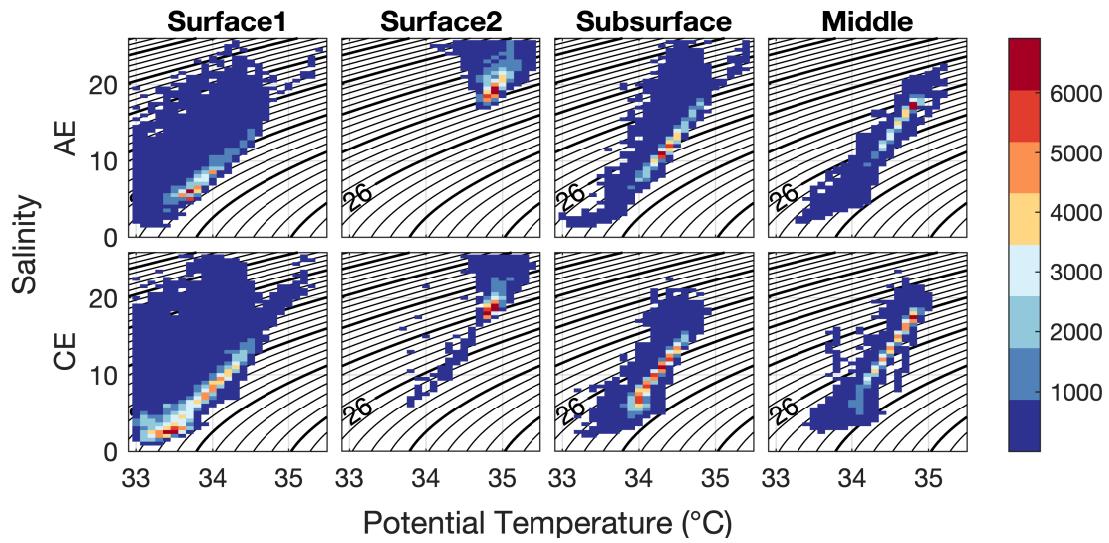


图 4-22 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 分组温盐图

Figure 4-22 The Temperature-Salinity diagram of HAC group based on CMEMS and Argo

Mode Water, OSMW, $\theta=0.1\text{--}2\text{ }^{\circ}\text{C}$, $S=33.3\text{--}33.8\text{psu}$, $\sigma_{\theta}=26.7\text{--}27.0\text{ kg m}^{-3}$) 和重-中部模态水 (Denser Central Mode Water, D-CMW, $\theta=8\text{--}10.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $S=33.8\text{--}34.2\text{psu}$, $\sigma_{\theta}=26.1\text{--}26.5\text{ kg m}^{-3}$)，表层 2 组中主要包含的是 STMW，次表层组主要包含 L-CMW 和 D-CMW，中层主要包含 STMW 和 L-CMW。

为了找到 KOE 区域 HAC 分组下各组涡旋的真实来源，我们将 HAC 分组后的涡旋轨迹放到 TOEddies 算法中回溯和推演对应涡旋的父代和子代，并将每一代涡旋的生成地根据代数赋予不同的颜色标记在地图中（见图4-24和4-25）。各组涡旋的父代与子代生成点位置与各组涡旋轨迹所在位置基本相似，随着代数的增加可以看出各组涡旋更早的源头位置，但大多数涡旋的父子代关系不超过 3 代。在各组中 AE 与 CE 的分布也基本相似，不同的是表面 1 组的 AE 主要集中在 SAF 附近，而同组的 CE 更多的出现在 OY 一线，且 OY 上游存在大量高代数父代 CE 聚集，说明表面 1 组的 CE 主要源头是 OY。受涡旋识别的边界效应影响，研究区域的东边界存在大量子父代涡旋，在扩大研究边界后，我们发现表面 2 组和中层组的涡旋除了局地生成为主之外还存在源头来自太平洋中部的高代数父代涡旋（图片未展示）。而次表层组的涡旋并不存在东边界聚集的情况，代表其主要生成位置为局地生成。

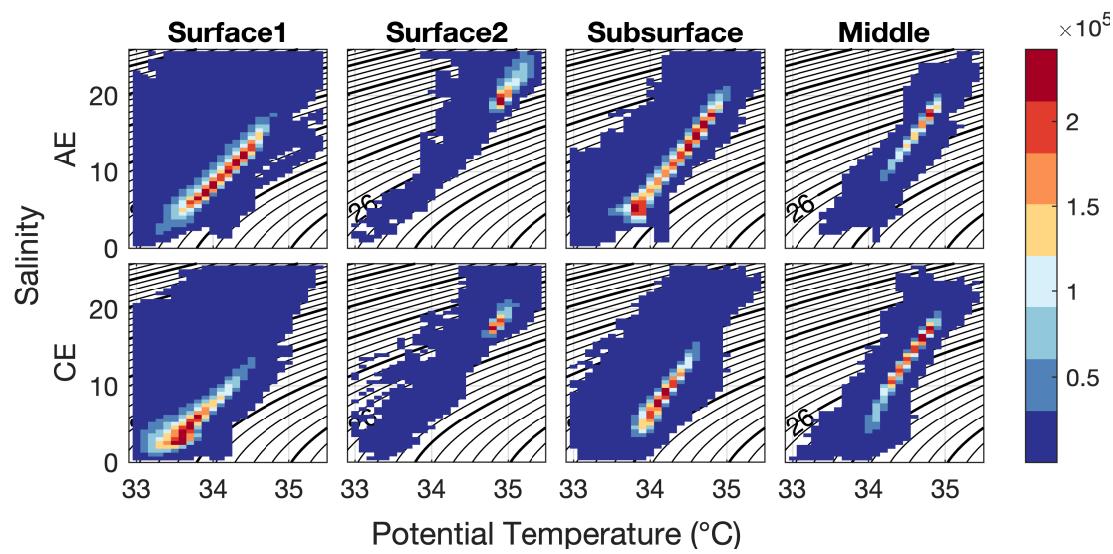


图 4-23 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组温盐图

Figure 4-23 The Temperature-Salinity diagram of HAC group based on FORA-WNP30

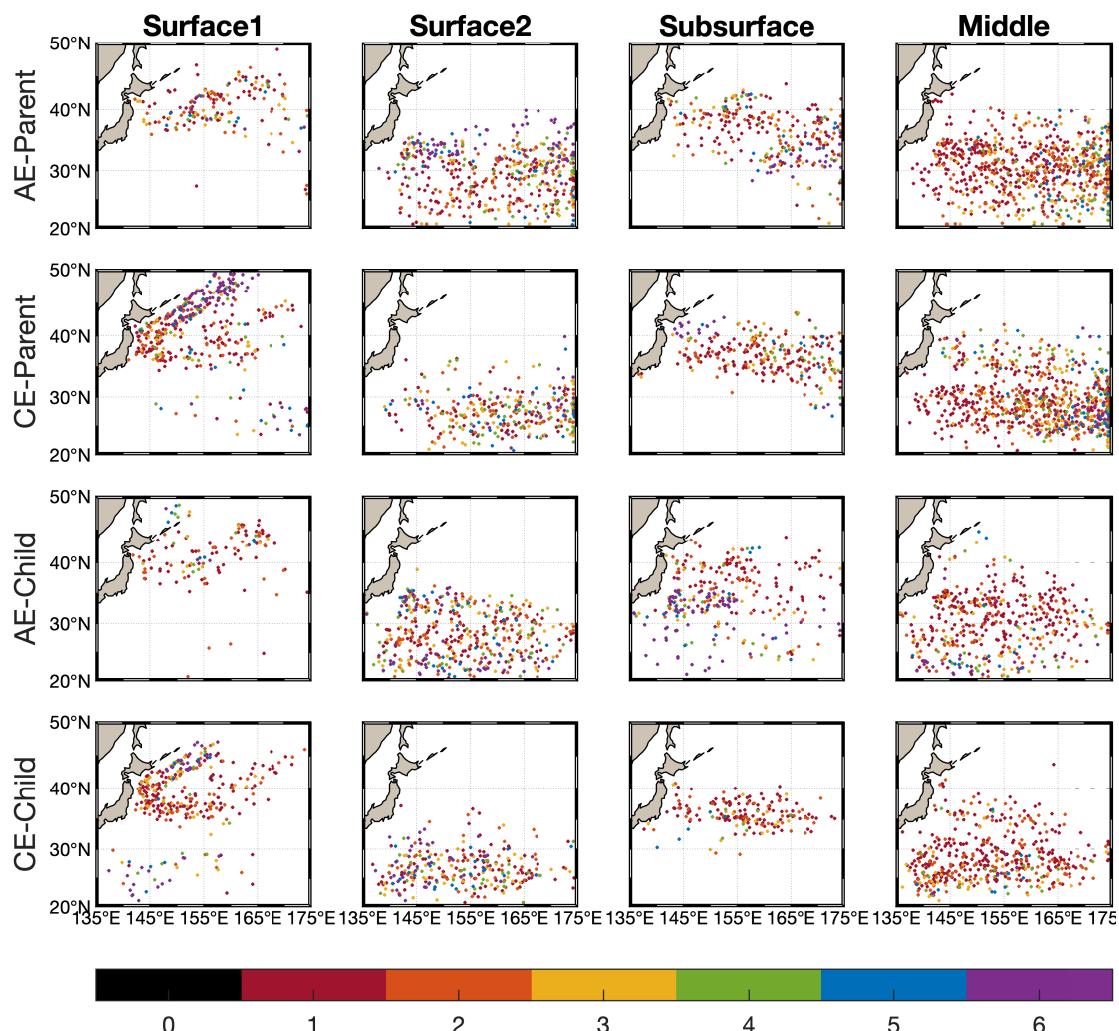


图 4-24 基于 CMEMS 数据的涡旋 HAC 分组父子代生成地(颜色代表代次, 第 6 代及以上的父代和子代涡旋颜色与第 6 代相同)

Figure 4-24 The birth area of parent&child in HAC groups based on CMEMS and Argo. Colors indicate the generation number

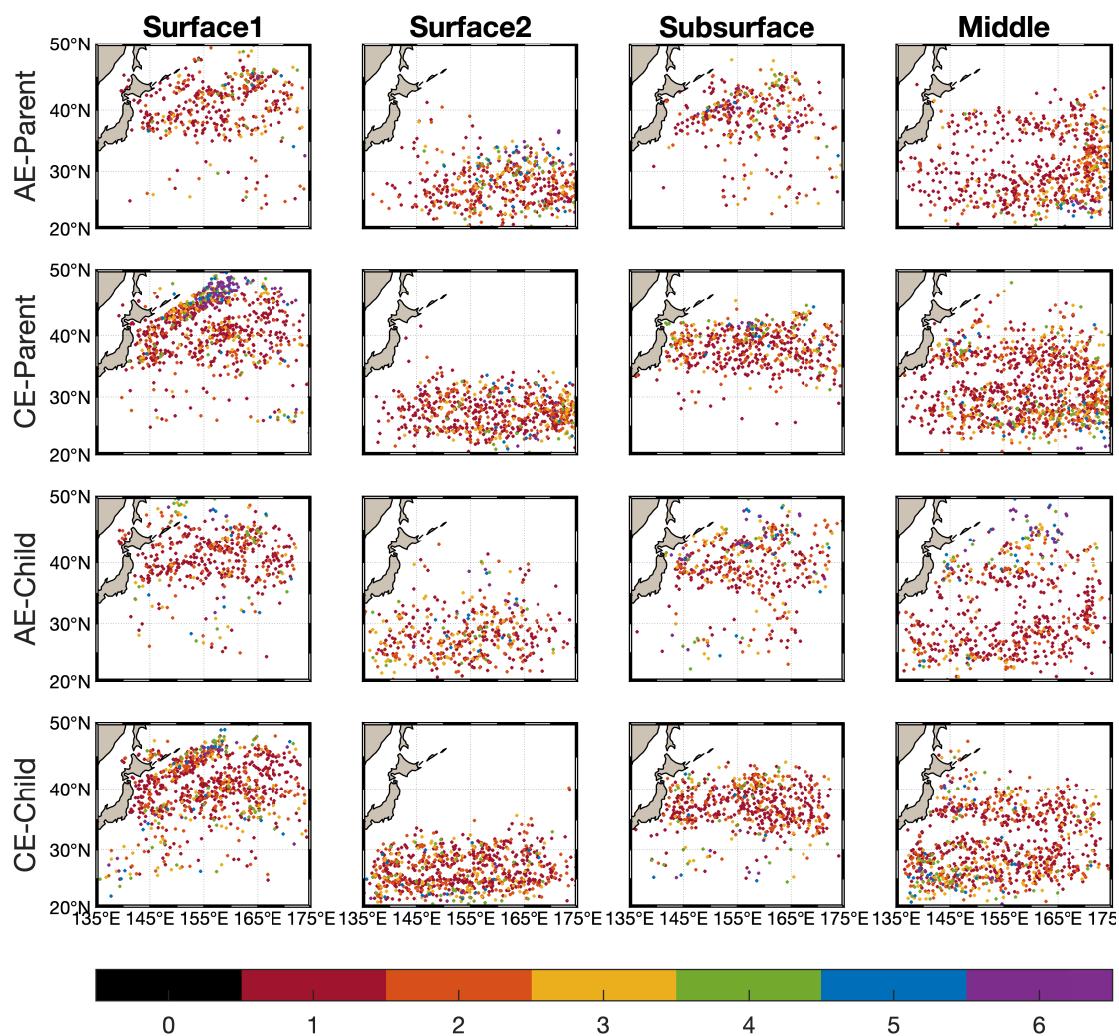


图 4-25 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组父子代生成地 (颜色代表代次, 第 6 代及以上的父代和子代涡旋颜色与第 6 代相同)

Figure 4-25 The birth area of parent&child in HAC groups based on FORA-WNP30. Colors indicate the generation number

另外, 我们利用小节2.2.4中提到的改进的黑潮脱离流环识别技术对CMEMS数据源的各组HAC分组涡旋进行流环及其子代识别, 判断各组涡旋存在多少比例属于黑潮脱离流环或流环的子代。我们发现 AE 中表层 1 型存在 3.64-13.04% 的流环或其子代, 表层 2 型中存在 1.93% 的流环或其子代, 次表层型中存在 9.76-32% 的流环及其子代, 中层型中存在 4.32-36.36% 的流环及其子代; 在 CE 的表层 1 型中不存在流环及其子代, 表层 2 型中存在 2.15% 的流环及其子代, 在次表层型中存在 0.94-11.02% 的流环及其子代, 在中层型中存在 1.87-37.35% 的流环及其子代。由此可见, 表层 1 型的 AE 存在小比例从黑潮脱离流环传播过去的可能, 而表层 1 型的 CE 则与黑潮流环无关, 表面 2 型的 AE 或 CE 与黑潮流环

的关系较弱。次表层型和中型的 AE 和 CE 都存在一定程度上属于黑潮脱离流环或其子代。

4.3 垂直结构影响因素

[Pegliasco et al. \(2015\)](#); [Keppler et al. \(2018\)](#) 等总结涡旋的垂直结构有几大影响因素：生成不稳定性的环流系统结构、涡旋核心附近自身引起的上升/下沉过程引起的位移、涡旋传播过程中所穿越流场的气候态背景的变化情况、海洋表层的海气相互作用过程、跨密度面混合、涡旋生成阶段捕获水团的水平平流。为了探究以上影响因素对于黑潮-亲潮延伸体各个子区域涡旋垂直结构的空间变异性存在的潜在可能，我们将对涡旋垂直结构的影响过程分为两个阶段：涡旋生成阶段和涡旋传播阶段。

4.3.1 涡旋生成阶段

在涡旋的生成阶段主要存在两种涡旋垂直结构的影响因素：分别是生成涡旋的不稳定环流结构和涡旋自身旋转引起的等密线抬升和下压过程。

首先，涡旋生成于存在不稳定性的海流结构中。不稳定扰动从平均流中获取能量（正压不稳定）或从有效位能中获取能量（斜压不稳定）从而发展成涡旋。例如[Ji et al. \(2018\)](#) 就曾讨论过黑潮延伸体区域存在的两种生成涡旋的不稳定性，分别是对于较大尺寸涡旋的蜿蜒不稳定（例如流环的脱落）和针对较小尺寸涡旋的水平剪切不稳定性（即正压不稳定）。同样的，[Jing et al. \(2019\)](#) 也曾讨论过在黑潮和亲潮自身的层结背景下，在准地转框架中通过线性斜压不稳定性分析也能发展出黑潮延伸体和亲潮延伸体对应观测的涡旋结构。这里我们参考[Jing et al. \(2019\)](#) 的研究方法，利用线性不稳定分析讨论 HAC 不同分组中涡旋的可能生成机制。

为进一步探究每种涡旋的潜在生成机制，我们进行了线性斜压不稳定性分析（LBI，linear baroclinic instability analysis）。由于观测数据的限制，我们使用 FORA-WNP30 数据代替 Argo 剖面来进行 LBI 分析。

不同于其他通过欧拉角度进行 LBI 的研究，我们的 LBI 分析是从拉格朗日视角出发的，即我们对每个单独涡旋轨迹的生成过程进行 LBI 分析。通过 TOEddies 算法追踪涡旋的父子关系，我们可以捕捉到任何涡旋的真实起源。为了生成涡旋起源的背景场，我们选择涡旋的重心作为背景场的中心，并在涡旋的实际生成日期上进行了 61×41 格的空间平均和 31 天的后向时间平均，以 $\theta/S/U/V$ 场为背

景场。我们保留了 50m 至底部的整个水柱，以消除混合层的影响。

LBI 分析基于无粘准地转位涡 (QGPV, quasi-geostrophic potential vorticity) 方程，是关于线性化平均流 $\mathbf{U} = U(z)\vec{i} + V(z)\vec{j}$ 和平均位势涡度 $Q = \beta y + \vec{k} \cdot \nabla \times \mathbf{U} - g/\rho_0 \partial_z(f\rho/N^2)$ 的方程，假设海洋内区有一刚性顶盖和变化的海底结构。参考 Feng et al. (2022) 和 Smith (2007) 中有关线性稳定性理论，QGPV 方程可以写作

$$q_t + \mathbf{U} \cdot \nabla q + \mathbf{u} \cdot \nabla Q = 0, \quad -H < z < 0 \quad \text{式 (4-1)}$$

$$\Phi_{zt} + \mathbf{U} \cdot \nabla \Phi_z + \mathbf{u} \cdot \nabla (\Phi_z + f^{-1} N^2 \eta) = 0, \quad z = 0, -H, \quad \text{式 (4-2)}$$

其中 $q = \nabla^2 \Phi + \Gamma \Phi$ 是 QGPV 方程的涡旋项， $\Gamma = \partial_z(f^2/N^2 \partial_z)$ 是涡度拉伸算符， $\mathbf{u} = -\Phi_y \vec{i} + \Phi_x \vec{j}$ 是涡旋速度场，其中 $\Phi = \Phi(x, y, z, t)$ 是水平涡旋的流函数， $\nabla \Phi_z = V_z \vec{i} - U_z \vec{j}$ 通过热成风关系正比于平均的浮力水平梯度， η 是海底地形深度。 ∇Q 是 \mathbf{Q} 的水平梯度，可以写作

$$\nabla Q = Q_x \vec{i} + Q_y \vec{j} = (\Gamma V + \nabla^2 V) \vec{i} + (\beta - \Gamma U - \nabla^2 U) \vec{j} \quad \text{式 (4-3)}$$

其中 β 是局地行星涡度梯度， $N^2 = -gd\bar{\rho}/\rho_0 dz$ 是浮性频率， $\bar{\rho}$ 是中性密度， ρ_0 是参考密度， f 是科氏参数。为了获得波解，我们首先设涡旋的流函数为 $\Phi = \Psi(z)e^{i(K \cdot x - \omega t)}$ ，从而转变成解线性特征值问题：

$$(\mathbf{K} \cdot \mathbf{U} - \omega)(\Gamma - |K|^2)\Psi = -\Pi\Psi, \quad -H < z < 0 \quad \text{式 (4-4)}$$

$$(\mathbf{K} \cdot \mathbf{U} - \omega)\Psi_z = \Lambda\Psi, \quad z = 0, -H \quad \text{式 (4-5)}$$

其中 $\mathbf{K} = (K_x, K_y)$ 为波数矢量，同时 $|K|^2 = K_x^2 + K_y^2$ ，另外

$$\Pi = K_x Q_y - K_y Q_x \quad \text{式 (4-6)}$$

$$\Lambda = K_x (U_z - N^2 \alpha_y/f) + K_y (V_z + N^2 \alpha_x/f) \quad \text{式 (4-7)}$$

为了找到中尺度不稳定性最强以及增长速度最快的 BCI 模态，这个 BCI 模态应对应于波数空间中增长率场的峰值，同时 K_x 或 K_y 应在 0.1-4 倍 K_{def} 范

围内，该范围可排除亚中尺度和更小的尺度。扫描波数空间 K_x 和 K_y 的间隔为 $0.1K_{def}$ ，其中 K_{def} 表示局部第一斜压变形半径 R_{def} 的倒数， R_{def} 的计算方法取自 Chelton et al. (1998)。由于我们的涡旋检测算法是基于海表信号的，可能的 BCI 模式只能是“Charney_s”类型 (Feng et al., 2021)。因此，我们只保留表面增强型的 BCI 模态。

图 4-26 中显示的曲线是函数箱形图 (functional boxplot, Sun et al., 2011; Genton et al., 2020) 的中位数剖面，该剖面为聚类结果中一类剖面中的一条剖面。如图 4-26 所示，我们展示了 $|\psi|^2$ 的垂直结构，可以将其与每个簇中根据涡旋最大速度边界估算的 EKE 的垂直剖面进行比较。我们发现“表层 1 组”与“次表层组”的不稳定剖面相似，因此在图像中将这两个 HAC 分组合并绘制。因此前三列所展示的分组分别是 HAC 分组中的“表层 1 组”与“次表层组”的并集，“中层型组”，以及“表层 2 组”。所有三个组都是表面增强的，但衰减剖面的形状不同。最快衰减的组是表面型，其 e 折深度仅为 90m。第二快衰减组是上层型，其中上部 170m 层相对较强。此外，最深层次的 LBI 不稳定结构是中层型，从表面至 260m 有显著衰减。三种不同 LBI 剖面形状揭示了三类不同的斜压不稳定结构。由此，三个簇的涡旋可以通过三种不同的斜压不稳定垂直结构进行解释，而其他可能的生成机制未被讨论，需要在未来的研究中进行探究。

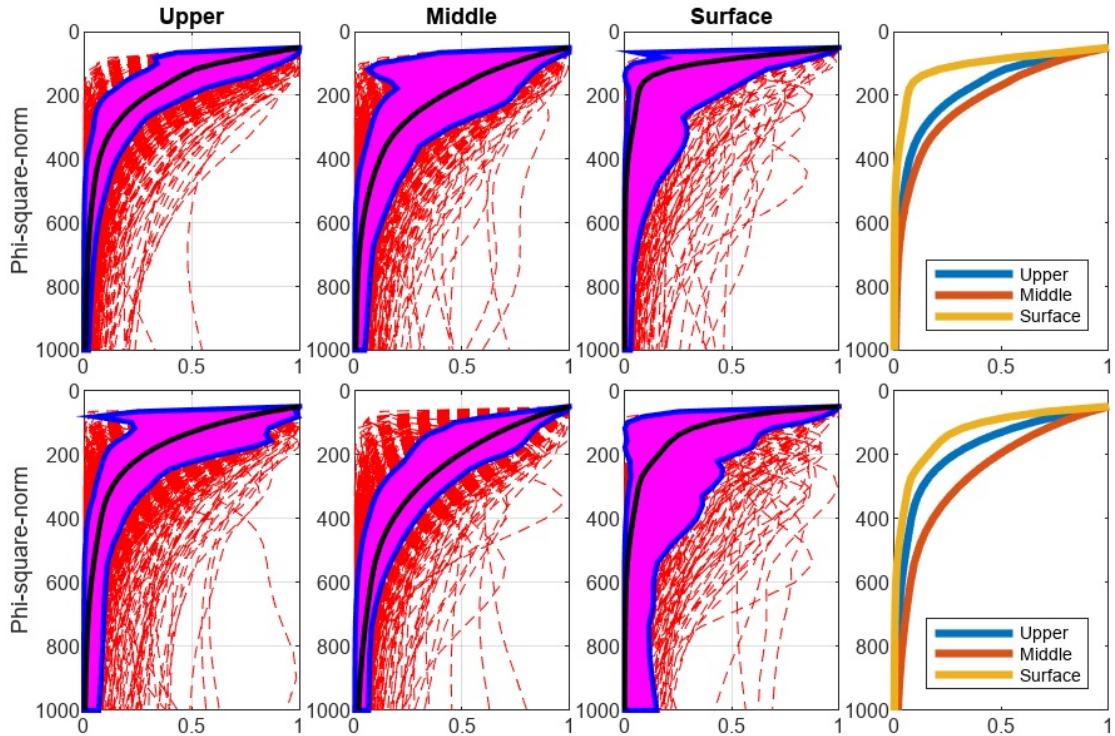


图 4-26 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组 LBI 表面模态流函数的平方剖面。其中 Upper 组代表 HAC 分组中“表层 1 组”与“次表层组”的并集, Middle 组代表 HAC 分组中的“中层型组”, Surface 组代表 HAC 分组中的“表层 2 组”。第一行为 AE, 第二行为 CE。第 1-3 列使用函数箱型图, 图中黑线代表函数中位剖面, 品红色区域为 50% 中心聚集区域, 红色虚线为中心聚集区以外区域。第 4 列为第 1-3 列中黑色实心线的合并结果

Figure 4-26 Vertical profiles of LBI surface mode $|\psi|^2$ in HAC groups based on FORA-WNP30. Upper group represents the union of the Surface 1 group and the Subsurface group in HAC grouping, Middle group represents the Mid-layer group in HAC grouping, and Surface group represents the Surface 2 group in HAC grouping. The first three columns use boxplot to show the data distribution, where the solid black line represents the median profile of the data, the magenta area represents the 50% central aggregation region, and the red dashed line represents the region outside the 50% central aggregation region. The fourth column shows the merged result of the solid black lines in the first three columns.

上一节中的结果（图4-18和4-19）已经清晰的展示出 HAC 不同分组下涡旋对不同区域产生了不同深度的影响, 以及其在空间中的位置（图4-20和4-21）。为了评估不同分组下涡旋垂直结构来自涡旋自身属性还是来自不同区域背景场的垂直层化变化, 我们首先计算了涡旋内平均等密线的垂直位移。对于给定的涡旋, 在层化更强的区域的等温、等盐、等密线的位移也更强。AE 和 CE 内的垂直位移可由以下方程计算:

$$\mathbf{r}(z) = -\frac{\rho'(z)}{\partial \rho(z)/\partial z} \quad \text{式 (4-8)}$$

其中 ρ' 为密度异常剖面, $\partial\rho(z)/\partial z$ 为密度异常剖面对应的气候态平均密度剖面的垂直梯度。对于 Argo 剖面, 我们选取涡旋核心边界内的全部剖面, 有的剖面可能距离涡旋中心较远, 因此导致垂直位移的平均剖面在个别层存在异常峰值。而对于 FORA-WNP30 数据, 我们选取了涡旋重心附近的 4 个剖面合成为一个进行计算, 更能反应涡旋中心处各层的最大垂直位移。

如图4-27和4-28, HAC 各分组中涡旋旋转引起的涡旋内垂直位移存在显著不同。首先可以发现的典型特征是每一分组中的 50-100m 附近均存在较大的垂直位移, 这一位移很可能与 KOE 区域活跃的海气相互作用有关。表层 1、2 组, 在 300m 以下 AE 与 CE 均存在正压效应式的上下一致的垂直位移, 区别在于表面 1 组的涡旋造成了约 50m 的垂向位移, 而表面 2 组的涡旋引起的垂向位移则明显小了很多约 10-25m, 到达 1000m 深处仅有 5m 的垂直位移; 次表层组和中层组结则与表层组明显不同, 次表层组和中层组的 AE 存在明显的位移峰值位于 350m 和 500m, 且造成了 150m 和 125m 的等密线垂直抬升, 而同组的 CE 位移峰值则更浅一些位于 200m 和 300m, 并造成了 100m 左右的垂直抬升。可见, 由涡旋自身旋转引起的涡旋内部水柱的抬升或下压对于次表层组和中层组的 AE 和 CE 均造成了不同程度的影响, 而对于表层组的涡旋影响则停留在 200m 以浅的深度。

涡旋生成阶段两种影响因素在涡旋水平传播后就不再持续影响涡旋, 而涡旋内的温盐异常可能来自于涡旋对不同区域水团的捕获和平流或局地跨密度面混合, 从而影响涡旋的垂直结构。

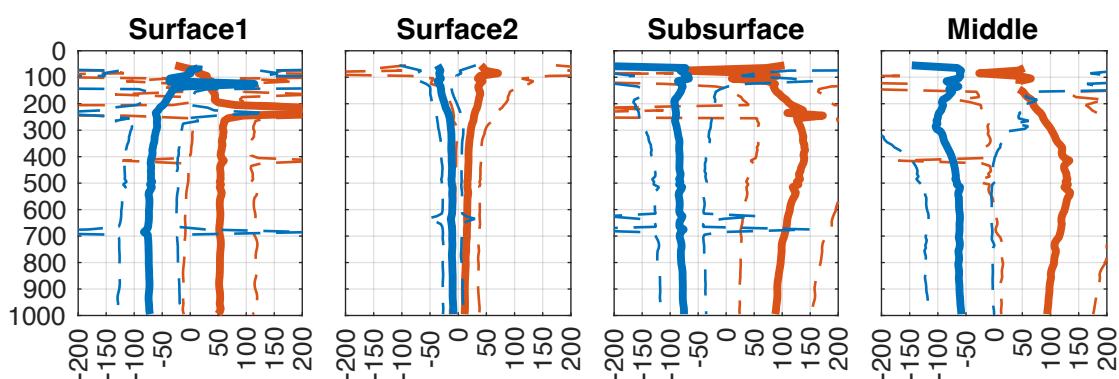


图 4-27 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 分组涡致垂直位移, 红色和蓝色分别代表 AE 和 CE, 实线代表各层的平均值, 虚线代表正负标准差

Figure 4-27 Vertical displacement of eddies in HAC groups based on CMEMS and Argo. Red and blue represent AE and CE, the dashed line represent positive and negative standard deviation

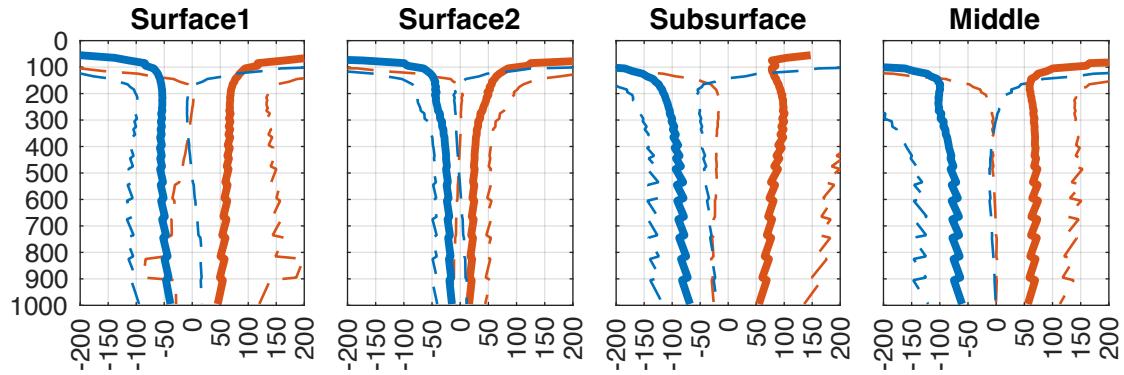


图 4-28 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组涡致垂直位移，其它同4-27

Figure 4-28 Vertical displacement of eddies in HAC groups based on FORA-WNP30. Others are same as 4-27

4.3.2 涡旋传播阶段

涡旋传播过程中途经水域的温盐背景场在涡旋垂直结构的演化过程中常常也扮演着重要的角色。不像许多近岸的上升流或下沉流区域，KOE 区域的涡旋由于主要以西向传播为主，所经区域的背景场常常并没有很大的变化（如图4-29和4-30），在 HAC 的各分组涡旋所经过的温度、盐度和密度背景场基本保持不变，因此在 KOE 区域涡旋途经的背景场并没有给此区域的涡旋垂直结构带来太大的变化。

尽管相对变化不大的涡旋途径背景场没有对涡旋垂直结构带来明显的变化，但涡旋传播过程中的局地影响也不容忽视。这里传播过程中的局地影响是相对于涡旋生成阶段的不稳定性来考虑的。在上一小节中我们使用 LBI 分析了涡旋生成阶段背景场的影响，但 LBI 分析存在着一定的限制。第一，LBI 分析仅考虑了由斜压不稳定方式生成的中尺度涡；第二，LBI 分析并没有将局地层化对于涡旋垂直结构的调整过程考虑在内 Pedlosky (1987)。在实际观测中，涡旋的流函数常常由第一斜压模 $\psi(z)$ 和正压模态共同主导 Zhang et al. (2013)，其中第一斜压模是由 Sturm-Liouville 特征值问题计算得来 Gill (1982)。这一主导揭示了对于背景层化和行星旋转的局地调整作用对于涡旋垂直结构的重要作用。

为了评估在涡旋生成阶段的斜压不稳定性和涡旋传播过程中的局地调整作用对于涡旋垂直结构的影响，我们首先归一化各个涡旋的密度异常 σ' 剖面，使其变化范围投影至 0 到 1。使用同样归一化的的斜压不稳定模态 $|\varphi_z|$ 和第一斜压模态 $|\psi_z|$ 来拟合归一化的 σ' ，并使用拟合模型中 R^2 来评估拟合结果。

当使用 $|\varphi_z|$ 和 $|\psi_z|$ 共同作为拟合模型的输入变量时， σ' 的拟合结果在定量

上十分接近真值，并且能够捕获到不同涡旋聚类的垂直结构（图4-31）。 R^2 的中位数在不同涡旋极性和类型中变化范围是 0.76-0.89，显著高于单独使用 $|\varphi_z|$ 或 $|\psi_z|$ 作为拟合模型输入变量时的结果。这因此揭示了涡旋在出生阶段的斜压不稳定性和传播过程中的局地调整过程对于涡旋垂直结构均发挥了重要的作用，并且一定程度上解释了不同类型的涡旋垂直结构。

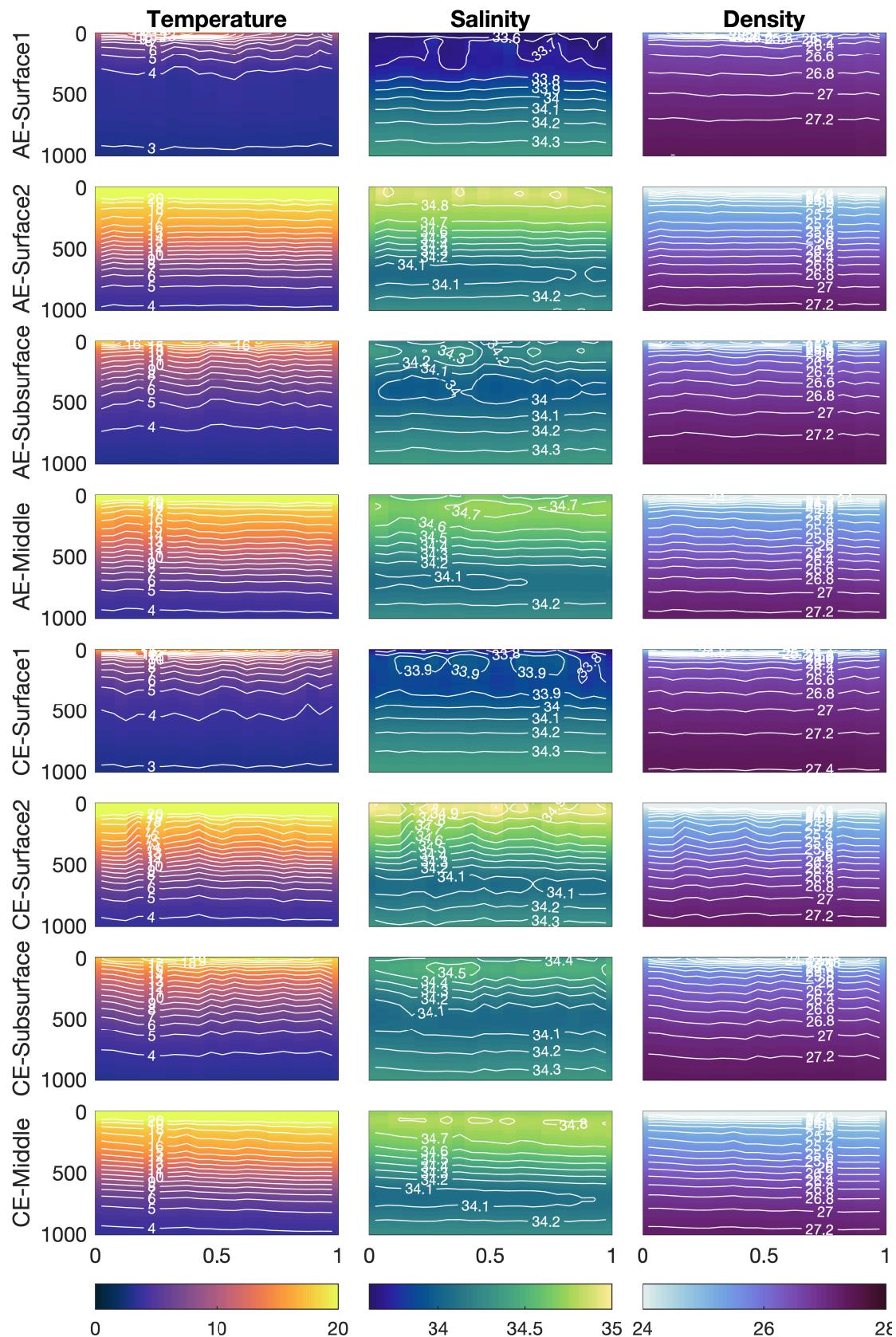


图 4-29 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 分组背景场剖面演化，横坐标为标准化涡旋生命期，纵坐标为深度

Figure 4-29 Evolution on background field of eddies in HAC group based on CMEMS and Argo. X-axis is normalized lifetime, and y-axis is depth

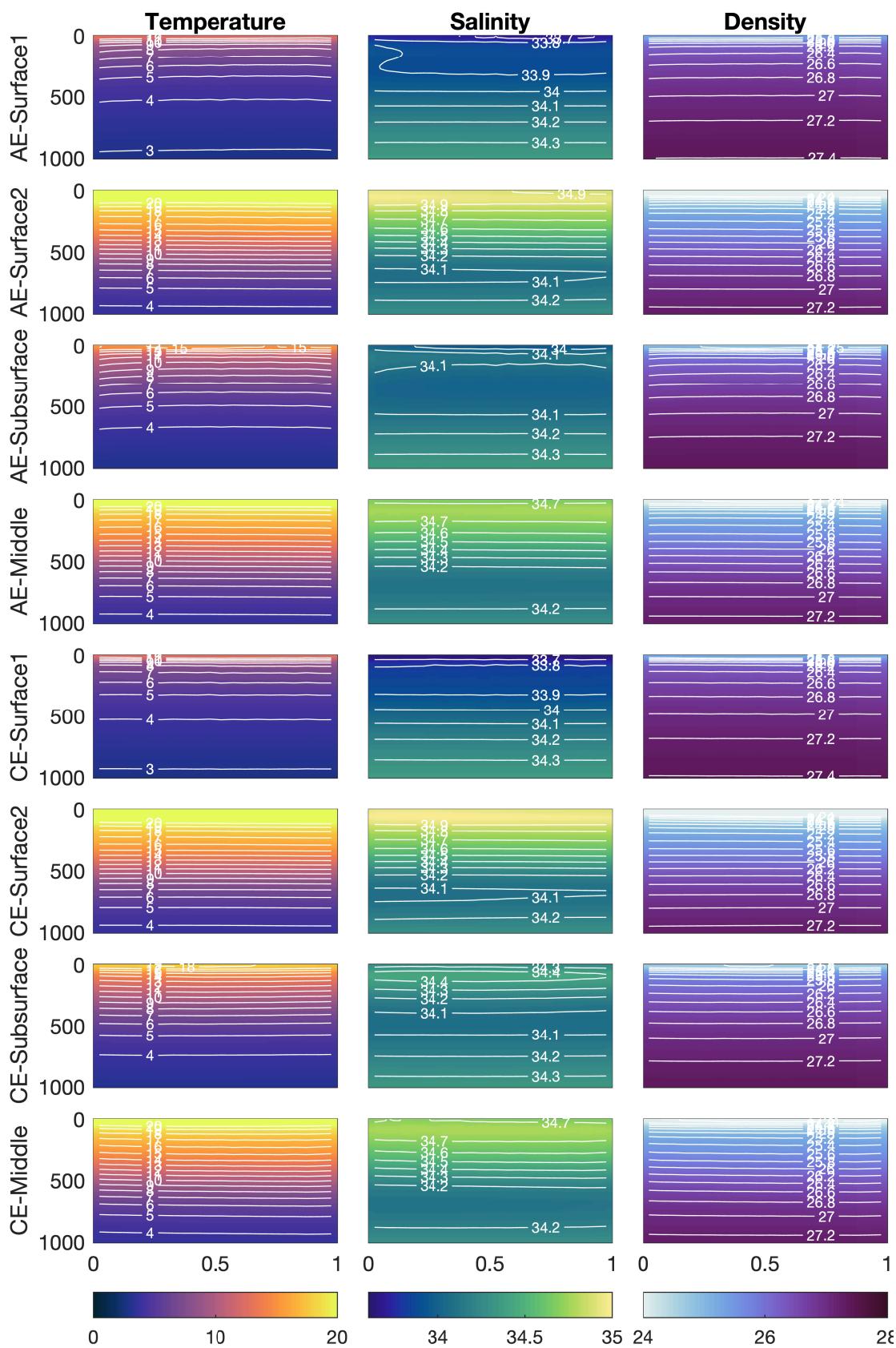


图 4-30 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组背景场剖面演化，横坐标为标准化涡旋生命周期，纵坐标为深度

Figure 4-30 Evolution on background field of eddies in HAC group based on FORA-WNP30. X-axis is normalized lifetime, and y-axis is depth

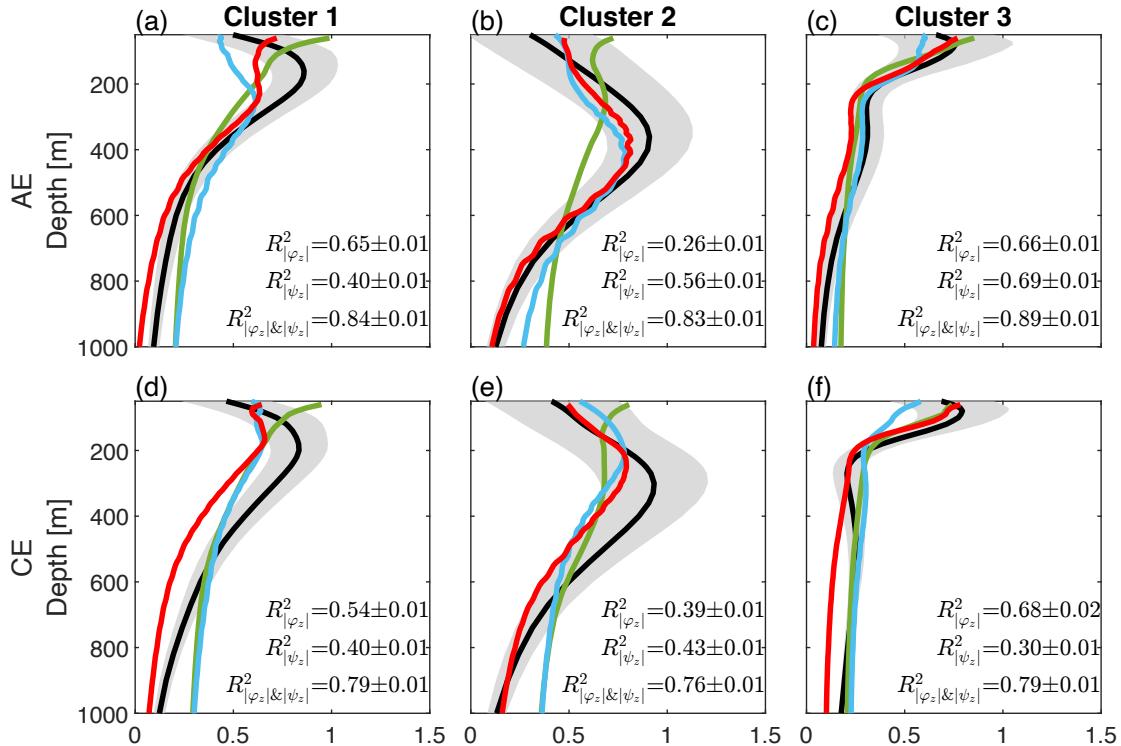


图 4-31 归一化的 σ' (黑色) 垂直剖面以及基于归一化 $|\varphi_z|$ (绿色) 和 $|\psi_z|$ (蓝色) 一起二者组合 (红色) 的线性拟合剖面。每条剖面对应函数箱型图中的中位剖面, 灰色阴影为 σ' 的标准差。每个子图中的数字展示了 R^2 的中位数和 95% 置信区间。Cluster1 为表层 1 组和次表层组的并集, Cluster2 为中层型组, Cluster3 为表层 2 组。

Figure 4-31 Vertical profiles of normalized σ' (black) and its prediction from linear regression to normalized $|\varphi_z|$ (green), normalized $|\psi_z|$ (blue) and their combination (red) for AEs (a-c) and CEs (d-f) of different clusters. Each profile corresponds to the median profile in the functional boxplots, and the gray shading is the standard deviation of σ' . The numbers in each panel show the median R^2 and its confidence interval. Cluster 1 is the combination of Surface 1 group and Subsurface group. Cluster 2 is the Mid-layer group, while cluster 3 is the Surface 2 group.

4.4 生命演化过程中的结构变化

4.4.1 非涡旋事件中涡旋的结构变化

为了探讨涡旋垂直结构在传播过程中的演化趋势, 我们计算了两套数据下涡旋内剖面在标准化时间内的演化 (图4-32和4-33)。值得注意的是, CMEMS 结合 ARGO 数据的剖面取自 CMEMS 涡旋的核心边界内的全部 Argo 异常剖面, 不考虑异常剖面距离涡旋重心的距离, 由于涡旋对背景温盐场的影响随中心向边界递减, 虽然这样做能够大略的提供涡旋的垂直异常结构, 但在平均意义上无疑减弱了各涡旋的结构特征。为了规避这一客观缺陷, 在计算 FORA-WNP30 格点化数据时我们选取涡旋重心附近最近的 4 条垂直剖面平均成 1 条代表该涡旋的中心剖面。

在实测数据中，涡旋的异常结构在涡旋传播过程中几乎不存在垂直方向的位移，且异常强度也基本不发生改变，这一结果可能受 Argo 剖面的平均过程影响。而在再分析数据中，涡旋的异常结构尽管也不存在垂直方向的演化，但其强度随其生命期的发展期、平稳期和衰退期存在由弱变强再变弱的过程，这一过程与3章中的涡旋特征量演化过程中的时间反演对称基本一致。

4.4.2 涡旋事件中涡旋的结构变化

从再分析数据中得到的 5100 条 AE (6371 条 CE) 轨迹中，涵盖至少一个涡旋事件的 AE (CE) 中有 1250 (1877) 个分裂事件和 1624 (2168) 个合并事件，其中一个涡旋可能发生多个涡旋事件，而 AE (CE) 的非事件涡旋轨迹则有 2226 (2326) 条。为研究涡旋事件（合并和分裂）期间涡旋的垂直结构变化，我们将异常极值深度作为垂直结构变化的指标。将事件发生日期作为零点，涡旋事件前后 15 天的异常极值深度变化的最大值被视为每个涡旋事件的垂直结构变化值。正(负)值表示涡旋核心上移(下移)。在没有任何涡旋事件的涡旋轨迹中，涡旋轨迹每 15 天的异常极值深度变化被用作基准。

图4-34展示了具有涡旋事件和没有涡旋事件的涡旋轨迹的涡旋垂直结构(位势温度、盐度和位势密度)变化的概率密度函数，图像中仅显示正值即涡旋事件中涡旋核心变化显著高于基准的概率密度。结果表明，在涡旋事件前后，结构变化约为 70 米或更大。敏感性实验表明，对于 10-15 天的步长，存在显著的垂直结构变化，而实验结果并不敏感于步长的调整(未附图)。此外，我们尝试使用异常极值厚度作为指标，但发现这个指标比涡旋的极大值不显著(未附图)。

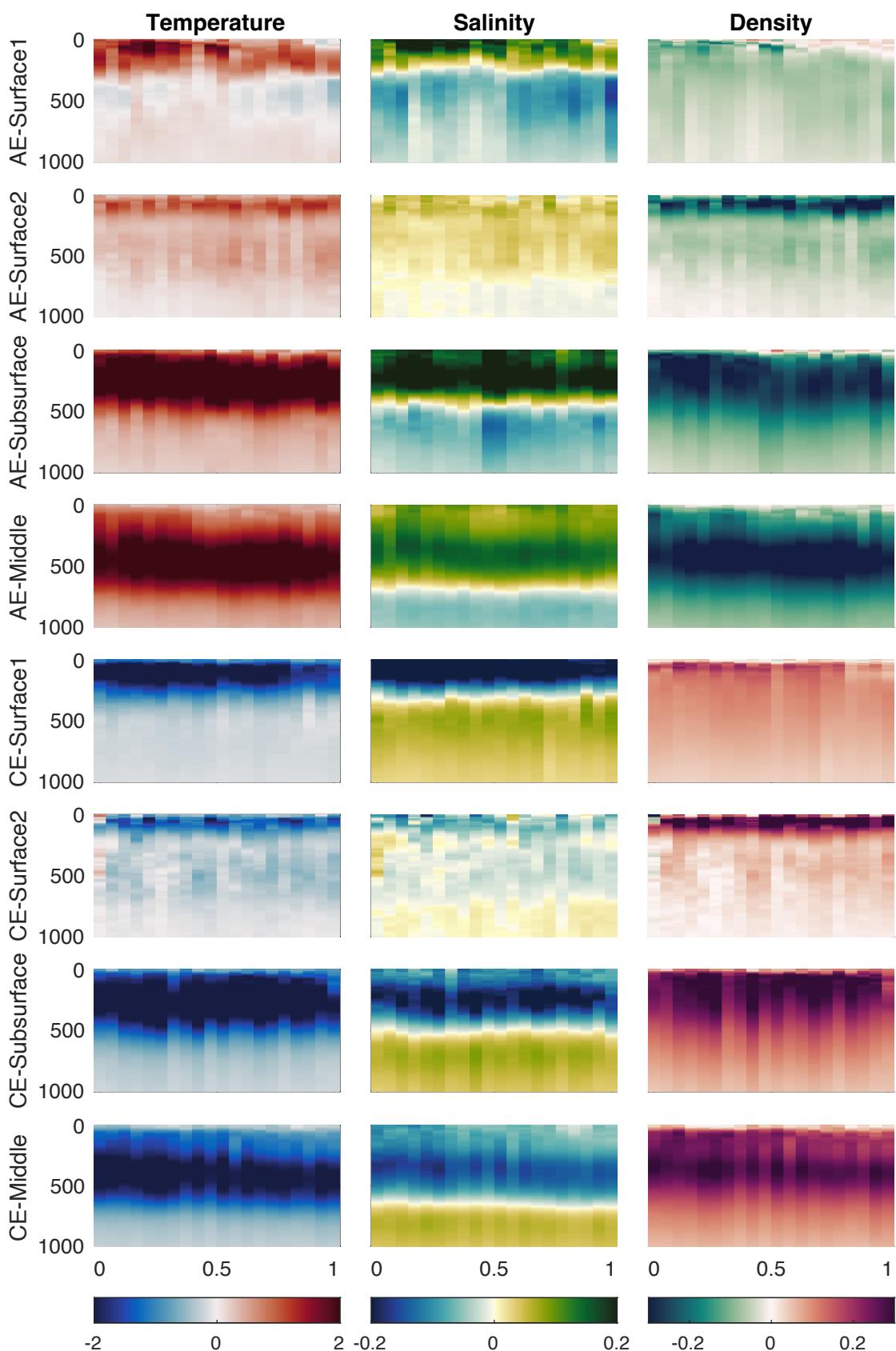


图 4-32 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的涡旋 HAC 分组异常剖面演化，横坐标为标准化涡旋生命期，纵坐标为深度

Figure 4-32 Evolution on anomaly field of eddies in HAC group based on CMEMS and Argo. X-axis is normalized lifetime, and y-axis is depth

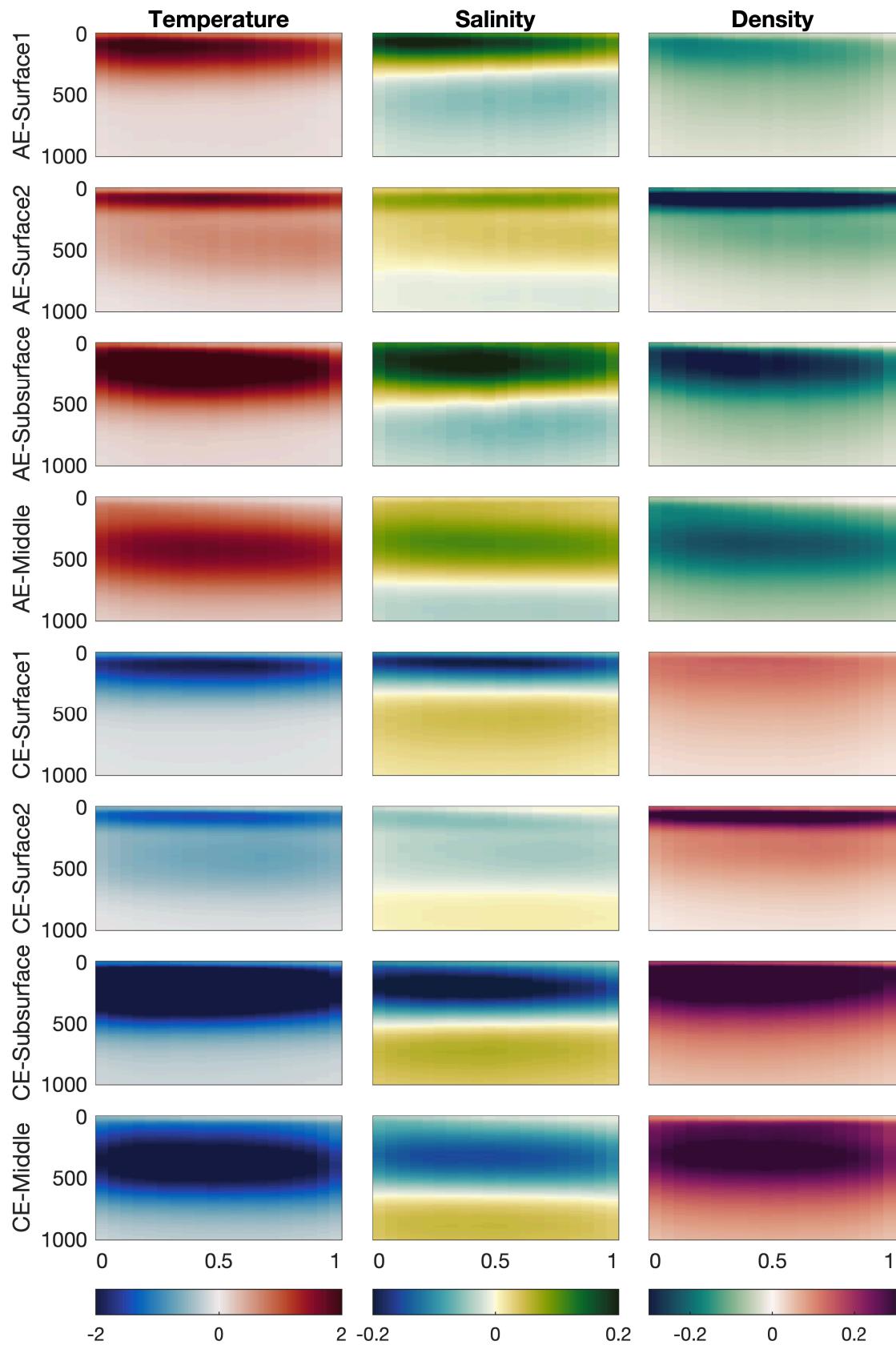


图 4-33 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋 HAC 分组异常剖面演化，横坐标为标准化涡旋生命期，纵坐标为深度

Figure 4-33 Evolution on anomaly field of eddies in HAC group based on FORA-WNP30. X-axis is normalized lifetime, and y-axis is depth

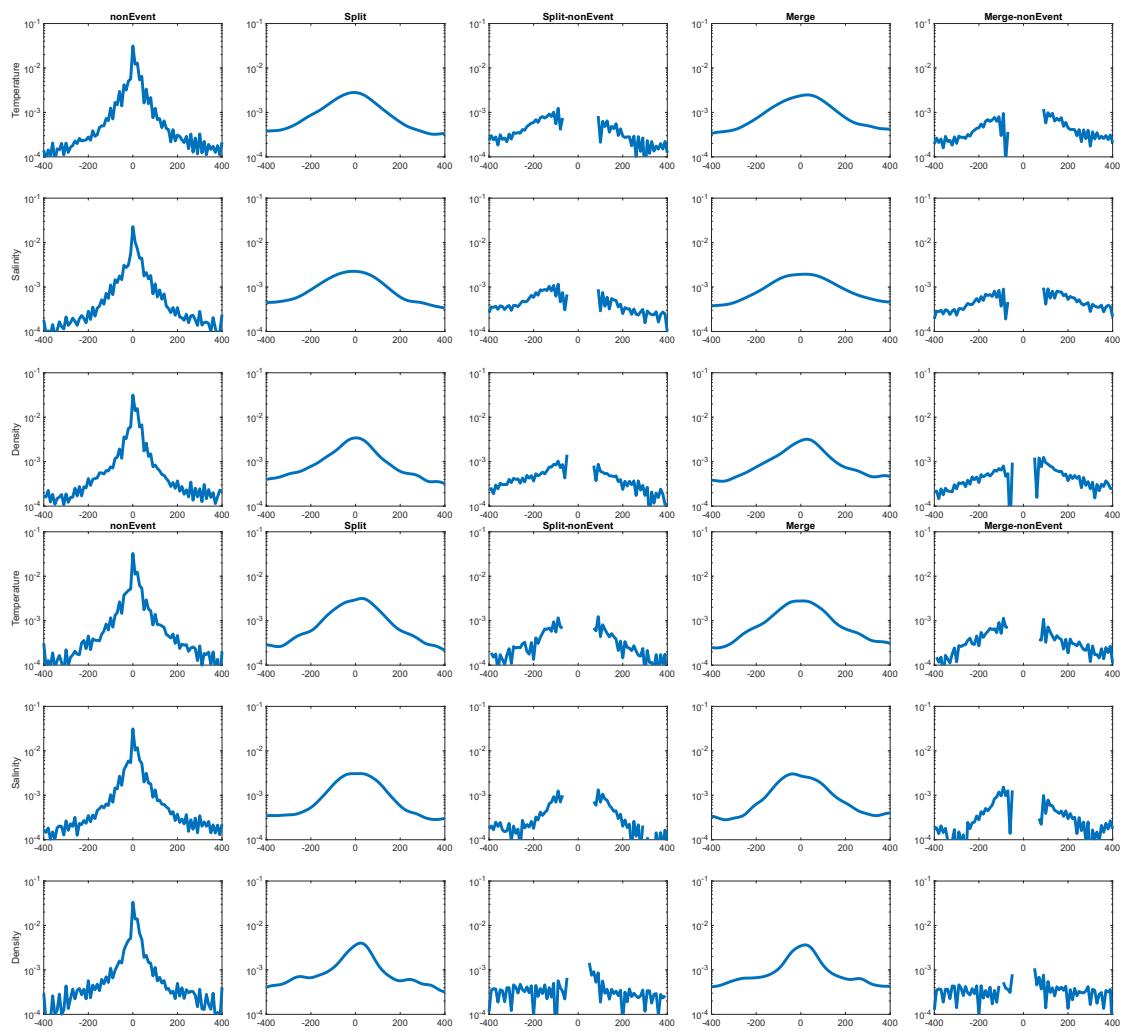


图 4-34 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋事件中涡旋垂向结构变化的概率密度函数。x 轴为涡旋垂直结构的变化，正值为上移，负值为下移；y 轴为半对数坐标，仅显示正值，负值数据未显示。第 1-3 行代表 AE，第 4-6 行代表 CE；第 1、4 行为温度，第 2、5 行为盐度，第 3、6 行为密度；第 1 列为非涡旋事件中的涡旋，第 2、4 列分别代表拆分和合并时间中的涡旋，第 3、5 列分别代表第 2、4 列与第 1 列之差。

Figure 4-34 Probability density functions (PDF) on vertical structure change of eddies during eddy event based on FORA-WNP30. The x-axis is the change in the vertical structure of the eddies, with positive values shifted up and negative values shifted down; the y-axis is the semi-logarithmic coordinate, with only positive values shown and negative data not shown. Rows 1-3 represent AE, rows 4-6 represent CE; rows 1 and 4 represent temperature, rows 2 and 5 represent salinity, and rows 3 and 6 represent density; column 1 represents eddies in non-eddy events, columns 2 and 4 represent eddies in split and merged times, respectively, and columns 3 and 5 represent the difference between columns 2 and 4 and column 1, respectively.

4.5 本章小结

本章将升序层级聚类技术 (HAC) 应用于上一章中获得的两套 TOEddies 涡旋树状数据集，根据不同涡旋的垂直结构在数学上的相似性将数据集中的涡旋进行聚类分析，得到了几种研究区域中的主要涡旋垂直结构类型，并对这些类型

的涡旋进行溯源分析。讨论造成不同涡旋垂直结构类型的主要原因，并提出影响涡旋垂直结构的影响因素。

在CMEMS结合Argo、FORA-WNP30的两套TOEddies涡旋数据集中，HAC聚类分析的结果中AE与CE均存在四种主要类型的涡旋，分别是表层1组、表层2组、次表层组和中层组。其中表层1组与次表层组、表层2组与中层组在空间分布上均有所重叠，这也是前人研究中涡旋垂直结构容易出现较厚涡旋异常层或双核异常涡旋的原因。

在本研究区域中，各组涡旋按源地细分大致有以下几类：对于AE来说，第一类为KE北侧特别是OYI、SAF附近和SAB以北的AE生成于局地，其异常结构出现在70-100m深，OYI下游的AE较强，有OSMW性质，而其它涡旋则具有TRMW和DCMW的性质，这一类AE在到达日本沿岸时向东北转向；第二类为KE主轴到SAB以南的区域，这部分涡旋主要结构出现在100-350m深，较强的涡旋主要来自于KE的脱落或脱落流环的子代，一般位于KE的中上游，具有STMW和LCMW的性质，而较弱的涡旋主要在局地产生位于KE的中下游，这一类涡旋仅具有LCMW的性质；第三类为KE以南MLF以北的AE，异常结构出现在500m以下，主要为局地和北太平洋中部产生，具有STMW和LCMW的性质；第四类为KE南部和RG区域的AE，异常结构停留在90m深附近，异常强度较弱，一般为局地和北太平洋中东部产生，具有STMW的性质。

对于CE来说，第一类CE位于KE以北特别是SAB以北的区域，包含OY和局地生成，异常结构在80-120m，异常结构较薄，具有OSMW和DCMW的性质；第二类CE位于KE主轴至SAB以南，异常结构位于120-230m深，具有LCMW的性质，位于KE中上游的CE异常强度较强，而位于中下游的则稍弱；第三类位于KE南侧，异常深度随纬度减小而逐渐加深，强度逐渐降低，从270m加深到510m，由局地和太平洋中部产生；第四类位于RG区域，异常结构仅达50m深，主要为STMW的性质，生成于源地和太平洋中部。

涡旋的垂直结构以及其对途经水域温盐场的影响（温度、盐度、密度异常）很大程度上取决于涡旋生命期中生成阶段被涡旋包裹的水体，其次涡旋自身旋转引起的涡旋内水体垂直上升或下沉运动也一定程度影响了其垂直结构，另外也会受到涡旋传播途经水域大尺度温盐背景场的影响。

结合前人的研究和本研究，我们不难总结出涡旋垂直结构在其生命周期中

的变化情况：在涡旋的生成阶段，在强流附近的涡旋从平均流中获取能量通过斜压不稳定机制从强流中脱落流环，而强流边缘的涡旋通过剪切不稳定机制生成涡旋。四类 HAC 分组的涡旋经 LBI 分析可以得到三类不同不稳定结构的 LBI 剖面，由此可以发现各类涡旋生成机制的差异性。生成的涡旋由于其自身的旋转引起其包裹的源地水体发生垂向位移，从而偏离原本的温盐背景场，造成涡旋在垂向上的异常结构的出现。涡旋在生成后的调整过程中，局地层化和行星旋转对涡旋的垂直结构同样存在影响。在涡旋的传播阶段，途经区域的温盐背景层结不存在较大的垂直起伏，因此非涡旋事件中的涡旋异常结构没有受到途经海域的背景层结影响，从而使本研究区域的涡旋异常结构在演化过程中保持相对稳定；而经历涡旋事件（拆分与合并）过程的涡旋核心在涡旋事件发生的前后发生了较大幅度的上升或下降，相比较于无涡旋事件发生的涡旋，其垂直结构发生了超过 70m 的显著变化。

5 总结与展望

5.1 总结

黑潮-亲潮延伸体海域位于北太平洋亚热带环流圈和亚极地环流圈的交汇之处，水文特征复杂且多变，是全球涡动能最强的区域之一。对黑潮-亲潮延伸体区域中尺度涡进行系统的研究对于理解西北太平洋的物质能量运输和海气相互作用有重要的意义，也对人们理解中尺度现象在全球海洋多尺度变异中的作用提供帮助。本文基于长期卫星遥感数据和原位观测浮标，结合再分析数据验证比对，对黑潮-亲潮延伸体海域中尺度涡的表面特征、垂直结构和生成源地进行了全面系统的分析，主要研究结论如下：

- (1) 在黑潮-亲潮延伸体海域比较了不同子区域下气旋涡 (CE) 与反气旋涡 (AE) 在表面特征上的异同 (见表3-1和3-2)，获得了不同区域下各特征量的演化特征，进一步细化了前人对本研究区域中尺度涡特征的理解。各子区域中各个涡旋特征量在标准化的生命周期中具有显著的时间反演特性和五分位式的演化过程。
- (2) 在黑潮-亲潮延伸体海域比较了不同分辨率的 CMEMS 卫星高度计数据和 FORA-WNP30 再分析数据在同一涡旋识别追踪算法 TOEddies 下的涡旋统计结果。高分辨率数据识别到的涡旋比低分辨率数据识别的涡旋拥有更多的涡旋、更短的寿命、更小的振幅、半径、EKE、切向速度、传播距离、非线性参数等，但传播速度、EI、平均涡度和平均变形率等上表现更大。
- (3) 获得黑潮-亲潮延伸体海域内多个子区域内的合成涡旋三维结构，在与前人研究存在良好吻合的基础上，进一步细化了空间变异性。本文首次利用层级聚类法对黑潮-亲潮延伸体海域中尺度涡数据集进行聚类分析和水团分析，拆解出四种主要涡旋垂直结构，分别是异常结构在 70-120m 深的生成于 SAB 以北具有 OSMW 性质的表面 1 型涡旋、异常结构在 100-500m 深的生成于 SAB 以南 KE 以北具有 LCMW 性质的次表面型涡旋、异常结构在 500m 以深的生成于 KE 以南具有 STMW 和 LCMW 性质的中层型涡旋，以及异常结构在 50-90m 深的生成于 RG 区域具有 STMW 性质表面 2 型涡旋。其中表面 1 型的 AE 在传播到达日本沿岸时向东北转向，而对应类型的 CE 则并没有显著的转向。空间上表面 1 型涡旋和次表层型涡旋，表面 2 型涡旋和中层型涡旋存在空间交叉，是前人研究

过程中涡旋垂直结构出现过于宽厚或双核结构的主要原因。

(4) 涡旋垂直异常结构与涡旋生成的源地位置有直接的关系, 本文首次利用带有父子代树状关系网络的 TOEddies 涡旋数据集对涡旋源地进行追踪。表面 1 型涡旋和表面 2 型涡旋的生成来自于 OE 和 RG 区域较浅的亲潮和亚热带流系, 因此生成了涡旋结构较浅的涡旋, 其中表面 1 型的 AE 主要生成源头来自于 SAF 锋面附近, 而对应的 CE 则来自于亲潮入侵流; 而次表层型涡旋和中层型涡旋来自黑潮延伸体及其两侧的临近区域, 因此生成了涡旋结构较深的涡旋, 同时该涡旋结构深度随纬度的减小而加深; 表面 2 型涡旋与中层型涡旋一部分源头也来自于北太平洋中部海域; 各类涡旋存在着不同类型的斜压不稳定生成机制; 本文系统的讨论了涡旋垂直结构存在的多种影响因素, 异常结构中异常极大值的深度主要由涡旋旋转造成的涡旋内水柱垂直位移决定, 在生成后的传播过程中, 涡旋的垂直异常结构基本保持不变, 这与本区域涡旋传播过程中途经海域的背景场层化结构保持稳定有关。

(5) 涡旋事件 (合并和拆分) 前后涡旋垂直结构存在显著变化。相比较于非涡旋事件的涡旋, 涡旋事件前后涡旋核心存在超过 70m 的显著变化。而非涡旋事件中的涡旋垂直结构在整个生命周期中保持相对不变。

5.2 主要创新点

黑潮-亲潮延伸体海域流系复杂多变, 与之相关的涡旋生成、涡旋传播、涡旋消亡过程存在较强的空间变异性, 同时在这一区域涡旋的垂直结构也存在多种类型。尽管已有许多研究关注这一区域的涡旋性质和结构, 但受限于实测数据的稀缺, 常常忽视了这一区域的涡旋空间变异性, 特别是涡旋垂直结构的空间变异性难以得到系统的分析。另外, 受限于涡旋识别和追踪算法的限制, 无法准确的提出涡旋的真实源地和全生命轨迹。因此, 应用卫星高度计联合 Argo 浮标作为观测数据并结合再分析数据、应用 TOEddies 涡旋识别追踪算法以及应用升序层级聚类分析使得前人研究中的不足得到弥补。本文的主要创新点有:

1. 将同一涡旋识别算法 TOEddies 应用于两种不同分辨率的海表面高度数据, 发现了涡旋识别结果的显著差异。这一差异揭示了目前涡旋研究中存在潜在的涡旋特征量低估和高估问题, 为将来高分辨率卫星资料出现后的涡旋研究提供统计支撑。

2. 使用 CMEMS 卫星高度计数据联合 Argo 浮标数据应用联合定位技术作为观测数据，同时使用 FORA-WNP30 再分析数据作为高分辨率格点化数据，分别制作中尺度涡数据集，全面研究该区域不同子区域下的涡旋属性。
3. 使用 TOEddies 涡旋识别追踪算法制作该区域中尺度涡的树状网络数据集，首次获得该区域涡旋的包含涡旋相互作用（包含合并和拆分等）的父子代关系，结合水团分析为涡旋溯源提供依据。
4. 应用升序层级聚类分析，根据涡旋的温度、盐度、密度异常垂直结构获取该区域多个典型垂直结构，揭示了各类涡旋的线性不稳定生成机制，并提出该区域涡旋垂直结构的主要影响因素。
5. 阐明了在涡旋事件（拆分和合并）和非涡旋事件生命演化过程中的涡旋垂直结构变化特点。

5.3 不足与展望

本文在研究过程中仍存在许多不足，且对于这一研究区域的中尺度涡仍有许多问题还需要进一步研究和讨论。例如，本区域中尺度涡在出生时、耗散时和发生涡涡相互作用时，涡旋结构发生怎样的变化，涡旋能量进行了怎样的转移？本区域海表面高度变异高值区与海表温度变异高值区分布不对称性的原因是什么，不同垂直结构的涡旋在其中发挥了怎样的作用？涡旋在发生涡旋事件（拆分和合并）过程中的垂直结构变化的动力机制是什么？

海洋现象的研究离不开海洋观测与数据，世界各国积累了大量对于海表多种要素的卫星观测、对于海洋内部多种要素的剖面仪和锚系浮标数据，以及模式同化数据等海量数据。对于物理海洋学者来说，除了传统研究中常用的海洋和大气中运动学、动力学和热力学要素外，近年来与生物化学等学科有关的海洋要素也越来越多的成为我们的研究对象。相信未来随着科技的进步，更高时空分辨率的卫星观测资料、更大覆盖率的海洋观测网络、更智能且具备自主航行能力的水下剖面仪或水下观测机器人，将为我们提供更多更好的观测数据。那么在中尺度涡和亚中尺度涡的识别和追踪中，如何更加智能的利用多种要素数据，如何结合深度神经网络/人工智能的涡旋识别和基于传统物理参量的涡旋识别从而提供更精准的识别？在中尺度涡的结构研究中，如何综合利用和挖掘大数据中多种要素在涡旋结构中的表现？以上问题都值得我们未来进一步探索。

附录 A 图片

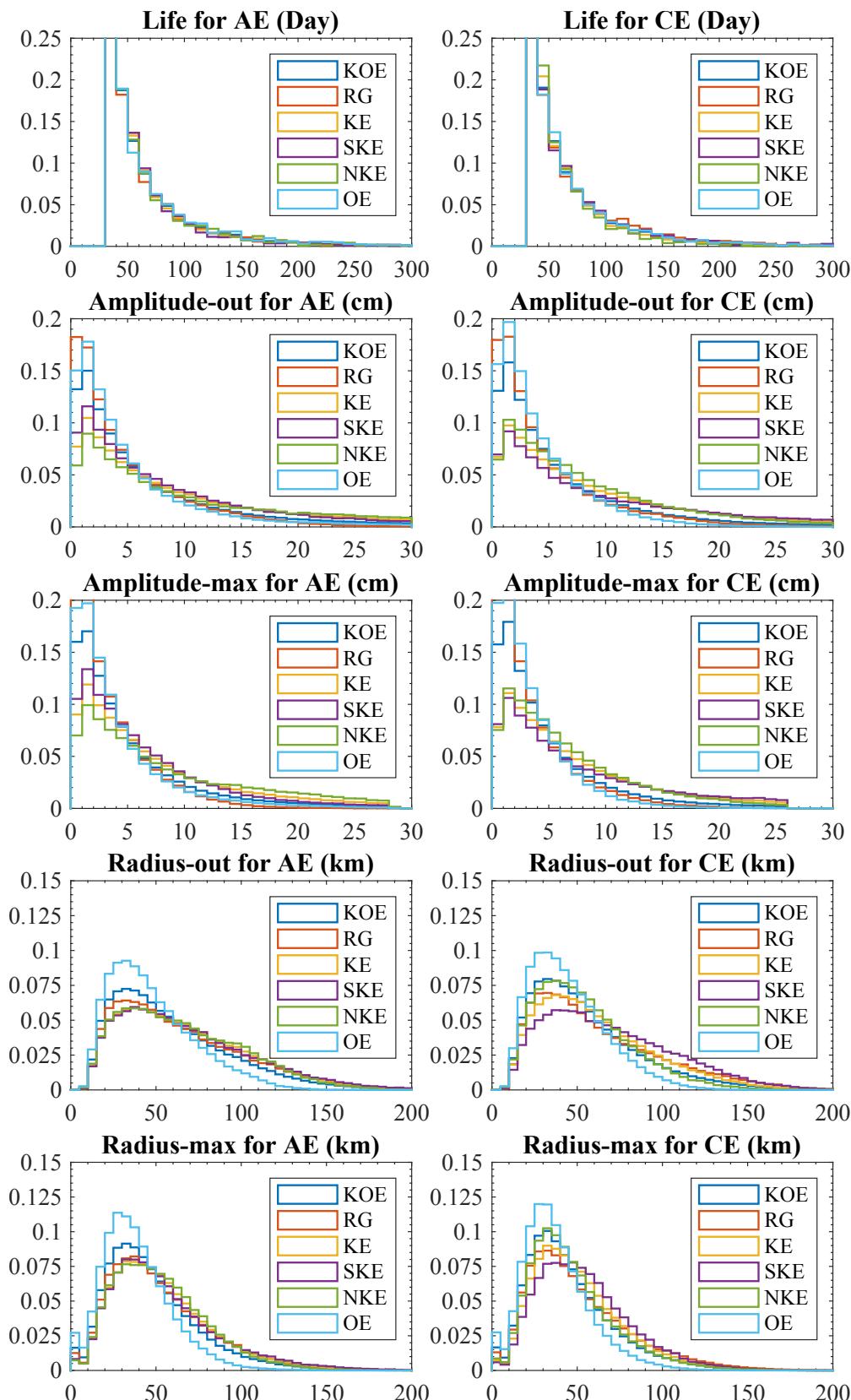


图 A-1 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋寿命、最外振幅、核心振幅、最外半径、核心半径直方图

Figure A-1 Histogram on eddy life, outer-most amplitude, core amplitude, outer-most radius and core radius based on FORA-WNP30¹²⁵

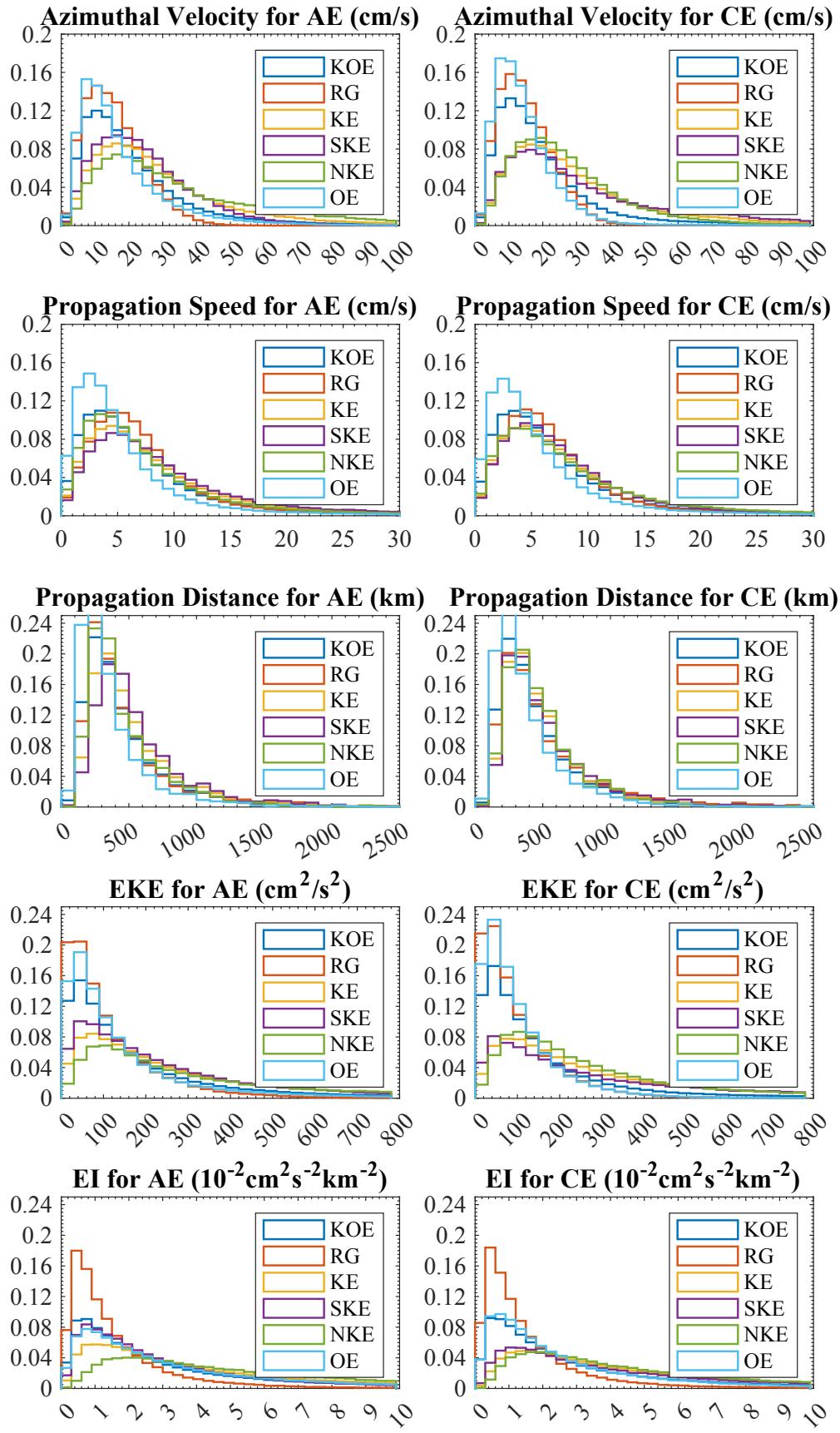


图 A-2 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋切向速度、传播速度、传播距离、EKE、EI 直方图
 Figure A-2 Histogram on eddy azimuthal velocity, propagating speed, propagating distance, EKE and EI based on FORA-WNP30

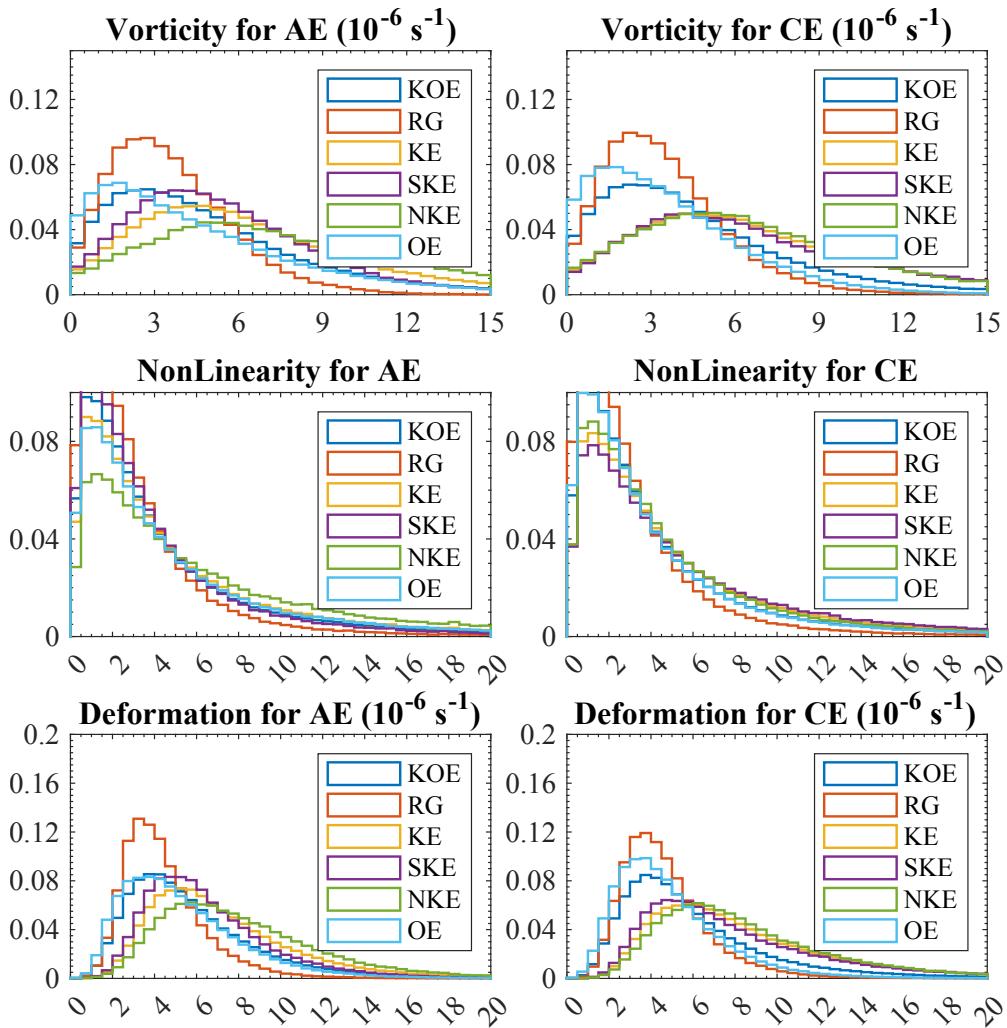


图 A-3 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋涡度、非线性、变形率直方图

Figure A-3 Histogram on eddy vorticity, nonlinear parameter and deformation rate based on FORA-WNP30

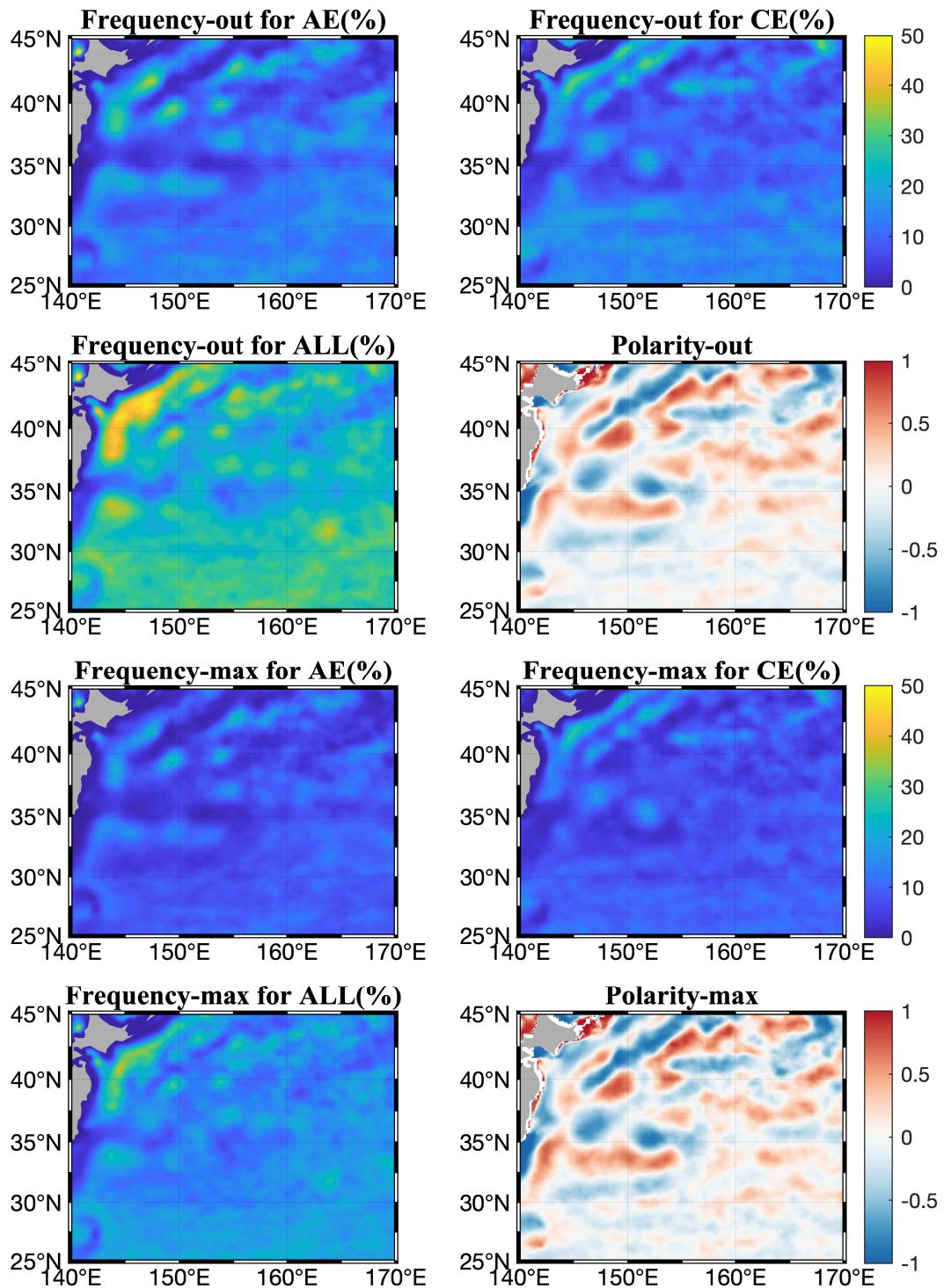


图 A-4 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋覆盖率（出现频率）、极性空间分布图

Figure A-4 Distribution on eddy coverage percentage and polarity based on FORA-WNP30

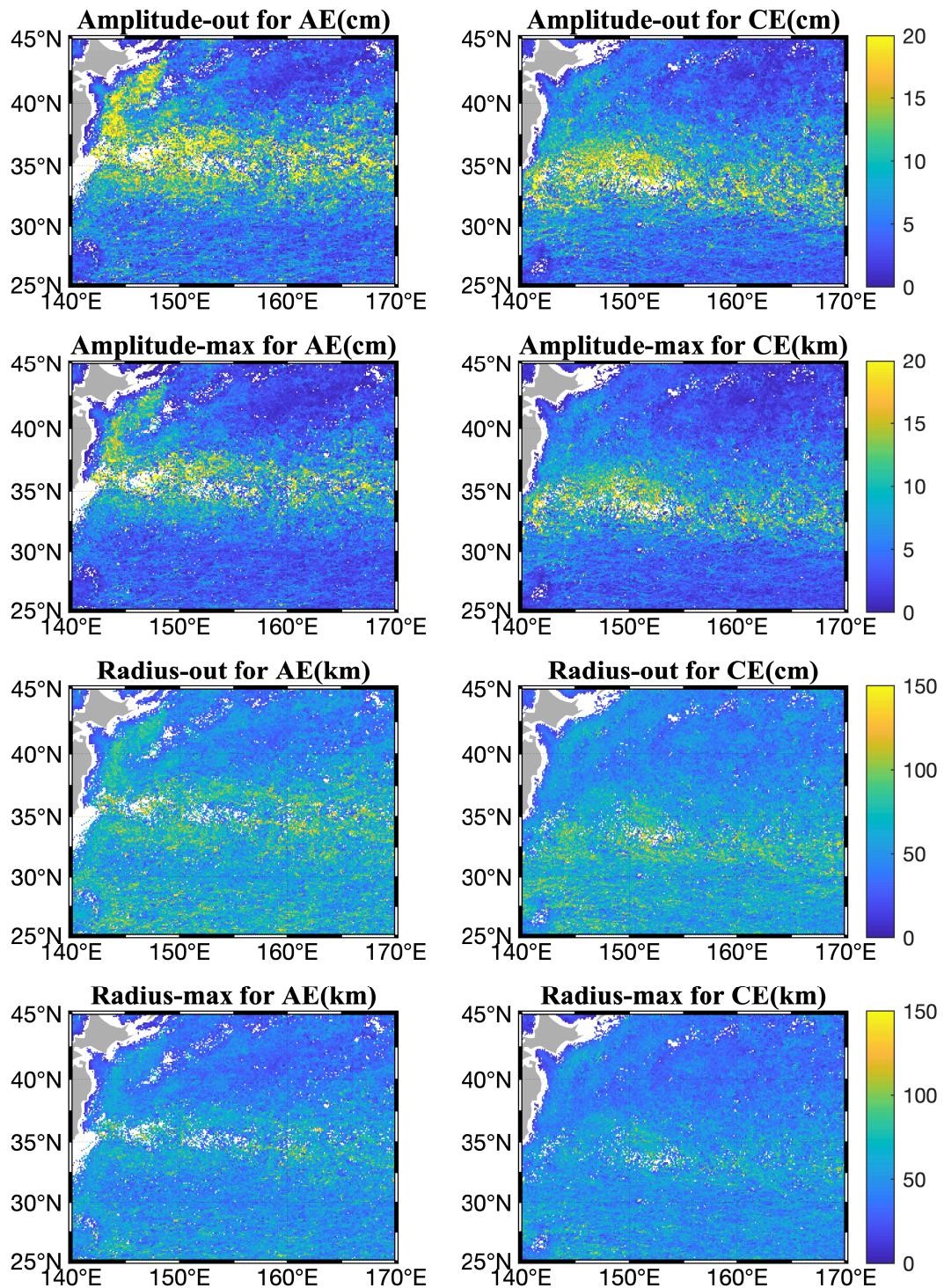


图 A-5 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋振幅与半径分布图

Figure A-5 Distribution on eddy amplitude and radius based on FORA-WNP30

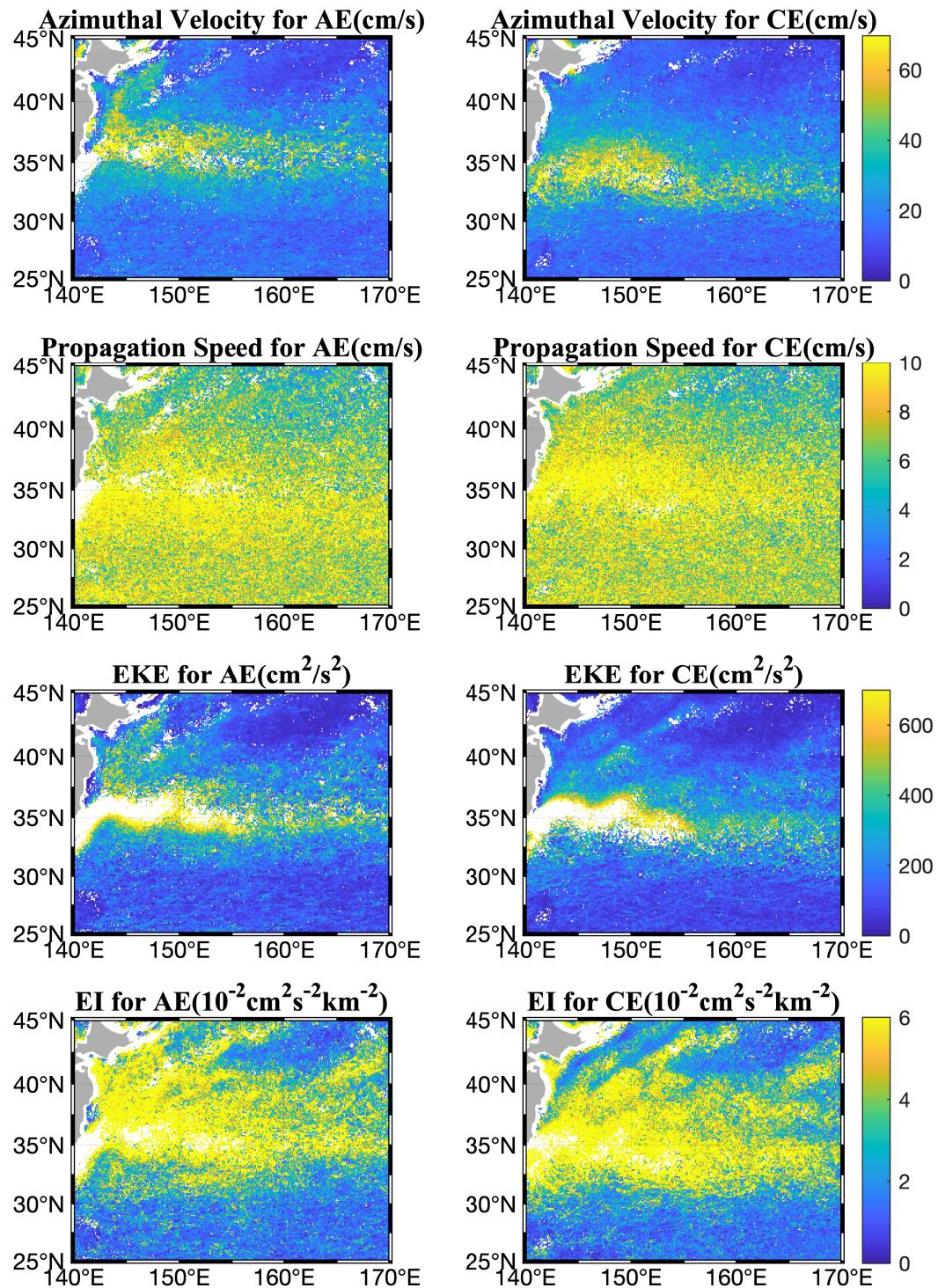


图 A-6 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋切向速度与传播速度分布图

Figure A-6 Distribution on eddy azimuthal velocity and propagating speed based on FORA-WNP30

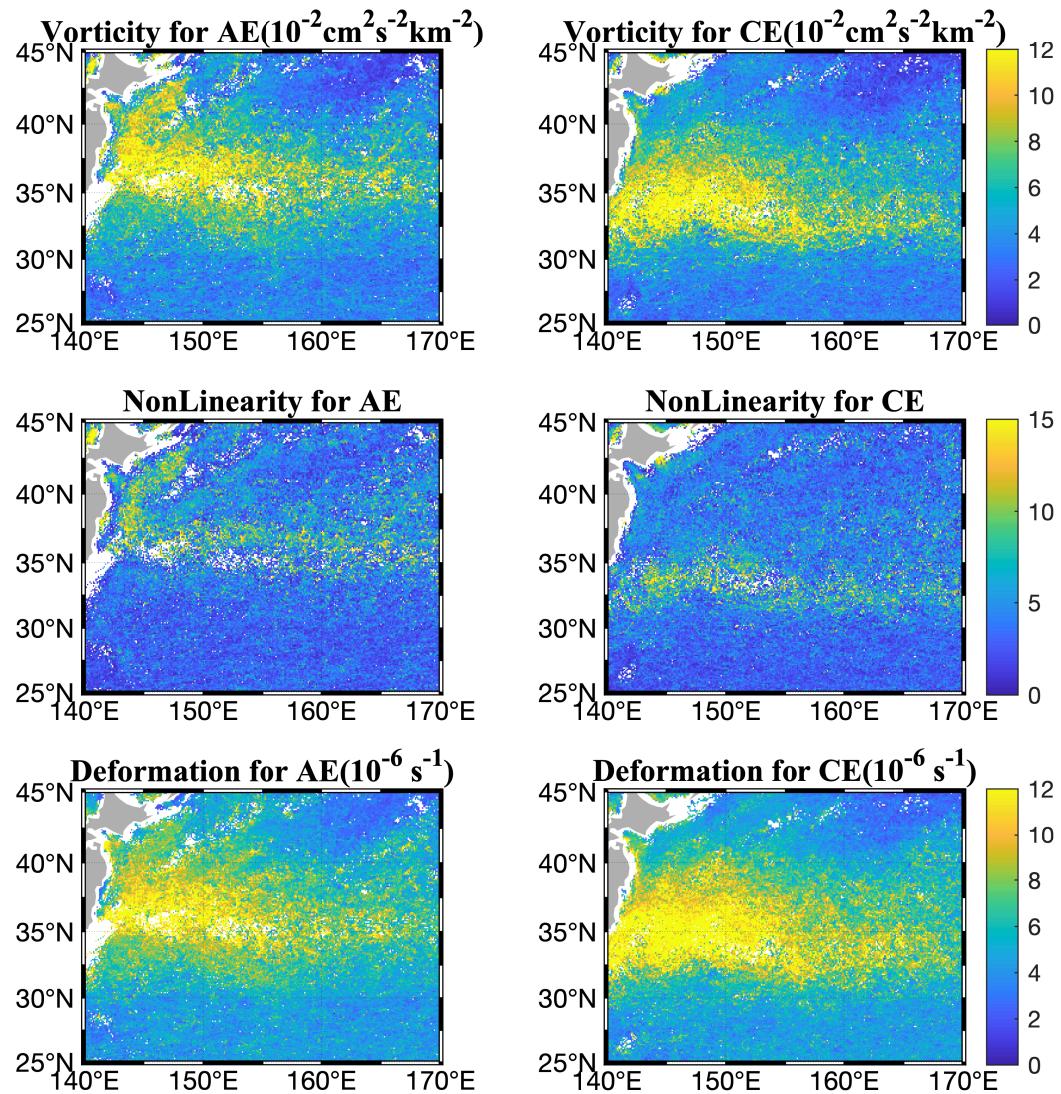


图 A-7 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋涡度、非线性参数、变形率分布图

Figure A-7 Distribution on eddy nonlinear parameter and deformation rate based on FORA-WNP30

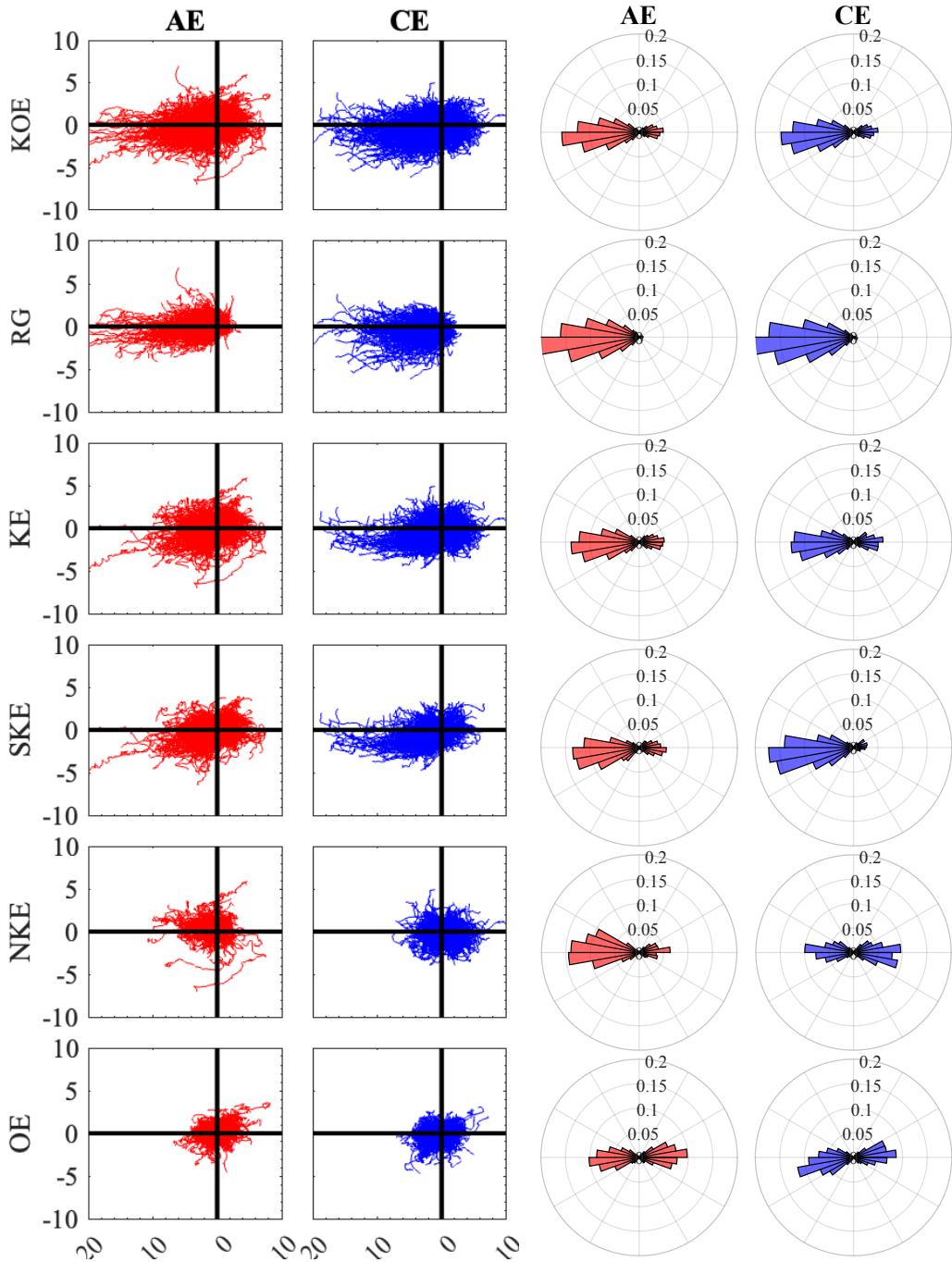


图 A-8 基于 FORA-WNP30 数据的涡旋轨迹合成图和涡旋位移角度统计概率，第一、三列和第二、四列分别为 AE 和 CE，第一行至第六行分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体 (KE)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域，图中所有涡旋的起点被平移至 (0,0) 原点，x-y 坐标轴分别代表涡旋轨迹的经度和纬度位移值

Figure A-8 The synthetic graph of the eddy trajectory and the probability of the displacement angle based on the FORA-WNP30 data (the displacement distance exceeds 1°). The first to sixth rows represent Kuroshio-Oyashio Extension (KOE), Recirculation Gyre (RG), Kuroshio Extension (KE), Southern Kuroshio Extension (SKE), Northern Kuroshio Extension (NKE), and Oyashio Extension (OE) , the birth points of all eddies are translated to the (0,0), and the x-y coordinates represent the longitude and latitude displacement respectively

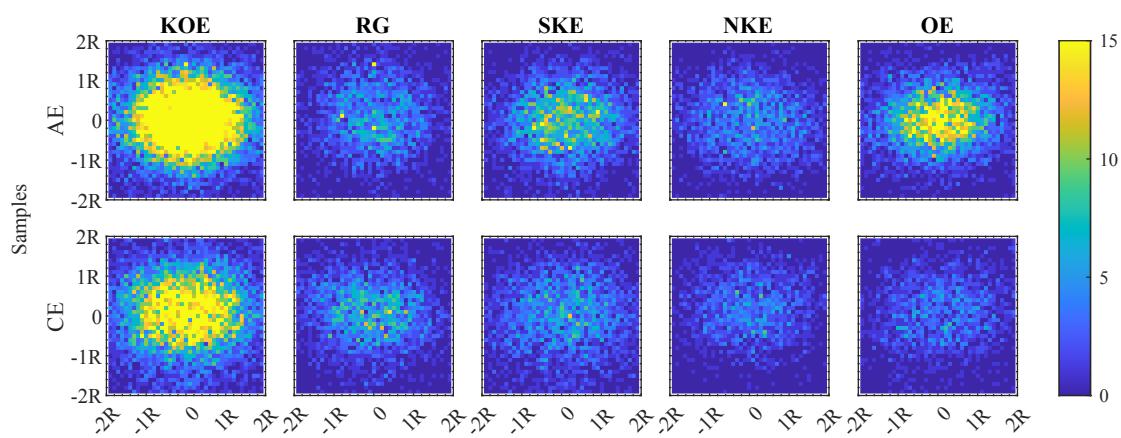


图 A-9 基于 CMEMS 的合成涡旋的 Argo 浮标采样数, 第一和第二行分别代表 AE 和 CE 合成涡旋, 第一列至第五列分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域, 横轴为纬向标准化半径, 纵轴为经向标准化半径, 涡旋中心选取 ADT 极值, 半径选取核心半径进行标准化, Argo 浮标选取涡旋最外边界内的浮标, 标准化半径步长为 0.1, 采样数超过 15 的与 15 同色
Figure A-9 Argo sampling number of composite eddies based on CMEMS and Argo. The rows represent AE and CE, and the first to fifth rows represent Kuroshio-Oyashio Extension (KOE), Recirculation Gyre (RG), Southern Kuroshio Extension (SKE), Northern Kuroshio Extension (NKE), and Oyashio Extension (OE)

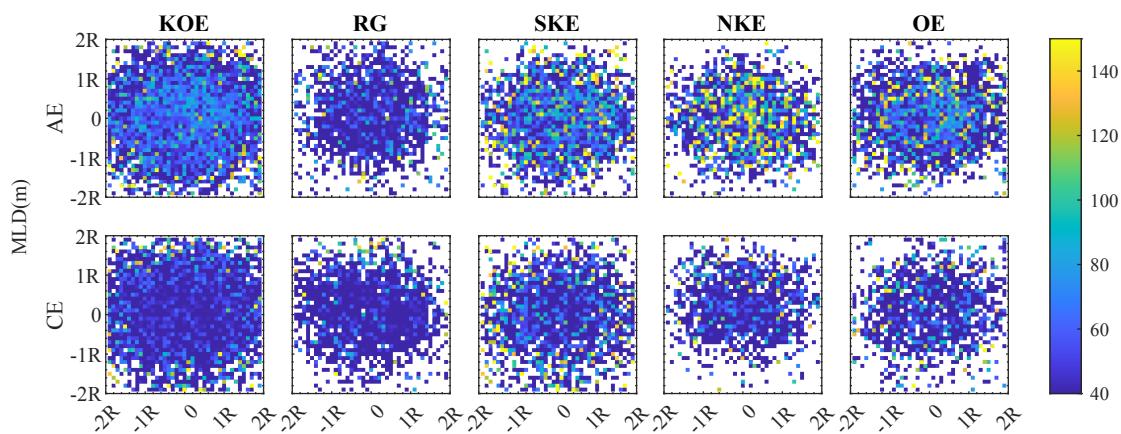


图 A-10 基于 CMEMS 和 ARGO 数据的合成涡旋的混合层深度 (MLD), 第一和第二行分别代表 AE 和 CE 合成涡旋, 第一列至第五列分别代表黑潮-亲潮延伸体 (KOE)、再循环水流涡 (RG)、黑潮延伸体南侧 (SKE)、黑潮延伸体北侧 (NKE) 和亲潮延伸体 (OE) 区域, 横轴为纬向标准化半径, 纵轴为经向标准化半径, 半径选取核心半径进行标准化, Argo 浮标选取涡旋最外边界内的浮标, 标准化半径步长为 0.1, 数值超过 150 的与 150 同色
Figure A-10 Mixed layer depth(MLD) of composite eddies based on CMEMS and Argo. Others are same as A-9

参考文献

- [1] Stammer D, Wunsch C, 1999. Temporal changes in eddy energy of the oceans[J]. Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography, 46(1): 77-108.
- [2] Chelton D B, Schlax M G, Samelson R M, et al., 2007. Global observations of large oceanic eddies[J]. Geophysical Research Letters, 34(15).
- [3] Chelton D B, Schlax M G, Samelson R M, 2011. Global observations of nonlinear mesoscale eddies[J]. Progress in Oceanography, 91(2): 167-216.
- [4] McWilliams J C, 1985. Submesoscale, coherent vortices in the ocean[J]. Reviews of Geophysics, 23(2): 165.
- [5] Flierl G R, 1981. Particle motions in large-amplitude wave fields[J]. Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics, 18(1-2): 39-74.
- [6] Chaigneau A, Gizolme A, Grados C, 2008. Mesoscale eddies off Peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns[J]. Progress in Oceanography, 79(2-4): 106-119.
- [7] Zhang Z, Wang W, Qiu B, 2014. Oceanic mass transport by mesoscale eddies[J]. Science, 345(6194): 322-324.
- [8] Robinson A R, Leslie W G, 1985. Estimation and prediction of oceanic Eddy fields[J]. Progress in Oceanography, 14: 485-510.
- [9] Roemmich D, Gilson J, 2001. Eddy Transport of Heat and Thermocline Waters in the North Pacific: A Key to Interannual/Decadal Climate Variability?[J]. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY, 31: 13.
- [10] Jayne S R, Hogg N G, Waterman S N, et al., 2009. The Kuroshio Extension and its recirculation gyres[J]. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 56(12): 2088-2099.
- [11] Biastoch A, Böning C W, Schwarzkopf F U, et al., 2009. Increase in Agulhas leakage due to poleward shift of Southern Hemisphere westerlies[J]. Nature, 462(7272): 495-498.
- [12] Nagai T, Gruber N, Frenzel H, et al., 2015. Dominant role of eddies and filaments in the offshore transport of carbon and nutrients in the California Current System: DOMINANT ROLE OF EDDIES AND FILAMENTS[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 120 (8): 5318-5341.
- [13] Kida S, Mitsudera H, Aoki S, et al., 2015. Oceanic fronts and jets around Japan: A review [J]. Journal of Oceanography, 71(5): 469-497.
- [14] Capet X, McWilliams J C, Molemaker M J, et al., 2008. Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part I: Flow Structure, Eddy Flux, and Observational

- Tests[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 38(1): 29-43.
- [15] Lachkar Z, Gruber N, 2012. A comparative study of biological production in eastern boundary upwelling systems using an artificial neural network[J]. *Biogeosciences*, 9(1): 293-308.
- [16] Frenger I, Gruber N, Knutti R, et al., 2013. Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall[J]. *Nature Geoscience*, 6(8): 608-612.
- [17] Marshall D, 1997. Subduction of water masses in an eddying ocean[J]. *Journal of Marine Research*, 55(2): 201-222.
- [18] Qiu B, Scott R B, Chen S, 2008. Length Scales of Eddy Generation and Nonlinear Evolution of the Seasonally Modulated South Pacific Subtropical Countercurrent[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 38(7): 1515-1528.
- [19] Xu L, Xie S P, McClean J L, et al., 2014. Mesoscale eddy effects on the subduction of North Pacific mode waters[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(8): 4867-4886.
- [20] McGillicuddy D J, Anderson L A, Bates N R, et al., 2007. Eddy/Wind Interactions Stimulate Extraordinary Mid-Ocean Plankton Blooms[J]. *Science*, 316(5827): 1021-1026.
- [21] Mahadevan A, Thomas L N, Tandon A, 2008. Comment on "Eddy/Wind Interactions Stimulate Extraordinary Mid-Ocean Plankton Blooms"[J]. *Science*, 320(5875): 448-448.
- [22] Gaube P, McGillicuddy Jr. D J, Chelton D B, et al., 2014. Regional variations in the influence of mesoscale eddies on near-surface chlorophyll[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(12): 8195-8220.
- [23] Zhang Y, Chen X, Dong C, 2019. Anatomy of a Cyclonic Eddy in the Kuroshio Extension Based on High-Resolution Observations[J]. *Atmosphere*, 10(9): 553.
- [24] Chaigneau A, Le Texier M, Eldin G, et al., 2011. Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C11).
- [25] Kurian J, Colas F, Capet X, et al., 2011. Eddy properties in the California Current System[J]. *Journal of Geophysical Research*, 116(C8): C08027.
- [26] 张志伟, 2016. 南海北部中尺度涡的三维结构与生消机制研究[D]. 中国海洋大学.
- [27] Iselin C O, 1936. A study of the circulation of the western North Atlantic[R]. Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution.
- [28] Cullen V, 2005. Down to the Sea for Science: 75 Years of Ocean Research Education & Exploration at the Woods Hole Oceanographic Institution[M]. Woods Hole Oceanographic Inst.
- [29] Spilhaus A F, 1940. A detailed study of the surface layers of the ocean in the neighborhood of the gulf stream with the aid of rapid measuring hydrographic instruments[J]. 3(1): 51-75.
- [30] Iselin C O, Fuglister F C, 1948. Some recent developments in the study of the Gulf Stream

- [J]. Journal of Marine Research, 7(3): 317-329.
- [31] Stockman V B, Koshlyakov M N, Ozmidov R V, et al., 1969. Long-term measurements of the physical field variability on oceanic polygons, as a new stage in the ocean research[J]. Doklady akademii nauk, 186(5): 1070-1073.
- [32] Brekhovskikh A L M, Fedorov K N, Fomin L M, et al., 1971. Large-scale multi-buoy experiment in the Tropical Atlantic[J]. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 18(12): 1189-1206.
- [33] Koshlyakov M N, Belokopytov V N, 2020. Mesoscale Eddies in the Open Ocean: Review of Experimental Investigations[J]. Physical Oceanography, 27(6).
- [34] Group T M, 1978. The Mid-Ocean Dynamics Experiment[J]. Deep Sea Research, 25(10): 859-910.
- [35] Hartline B K, 1979. POLYMODE: Exploring the Undersea Weather[J]. Science, 205(4406): 571-573.
- [36] THE RING GROUP, 1981. Gulf Stream Cold-Core Rings: Their Physics, Chemistry, and Biology[J]. Science, 212(4499): 1091-1100.
- [37] Chelton D B, Schlax M G, 1996. Global Observations of Oceanic Rossby Waves[J]. Science, 272(5259): 234-238.
- [38] LeBlond P H, Mysak L A, 1978. Waves in the ocean[M]. Amsterdam; New York; New York: Elsevier Scientific Pub. Co. ; Distributors for the U.S. and Canada, Elsevier/North Holland.
- [39] Osychny V, Cornillon P, 2004. Properties of Rossby Waves in the North Atlantic Estimated from Satellite Data[J]. Journal of Physical Oceanography, 34(1): 61-76.
- [40] Lin X, Wu D, Li Q, et al., 2005. An Amplification Mechanism of Intraseasonal Long Rossby Wave in Subtropical Ocean[J]. Journal of Oceanography, 61(2): 369-378.
- [41] 张永垂, 张立凤, 2009. 北太平洋 Rossby 波研究进展[J]. 地球科学进展, 24(11): 1219.
- [42] Kessler W S, 1990. Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 95(C4): 5183-5217.
- [43] Meyers G, 1979. On the Annual Rossby Wave in the Tropical North Pacific Ocean[J].
- [44] Qiu B, Miao W, Ller P M, 1997. Propagation and Decay of Forced and Free Baroclinic Rossby Waves in Off-Equatorial Oceans[J]. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY, 27: 13.
- [45] Leonardi A P, Morey S L, O'Brien J J, 2002. Interannual Variability in the Eastern Subtropical North Pacific Ocean[J]. Journal of Physical Oceanography, 32(6): 1824-1837.
- [46] White W, Chao Y, Tai C, 1998. Coupling of Biennial Oceanic Rossby Waves with the Overlying Atmosphere in the Pacific Basin[J].
- [47] Uz B M, Yoder J A, Osychny V, 2001. Pumping of nutrients to ocean surface waters by the

- action of propagating planetary waves[J]. *Nature*, 409(6820): 597-600.
- [48] Killworth P D, Chelton D B, de Szoeke R A, 1997. The Speed of Observed and Theoretical Long Extratropical Planetary Waves[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 27(9): 1946-1966.
- [49] Tailleux R, McWilliams J C, 2000. Acceleration, Creation, and Depletion of Wind-Driven, Baroclinic Rossby Waves over an Ocean Ridge[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 30(9): 2186-2213.
- [50] Tailleux R, McWilliams J C, 2001. The Effect of Bottom Pressure Decoupling on the Speed of Extratropical, Baroclinic Rossby Waves[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 31(6): 1461-1476.
- [51] Chelton D B, Schlax M G, Lyman J M, et al., 2003. Equatorially trapped Rossby waves in the presence of meridionally sheared baroclinic flow in the Pacific Ocean[J]. *Progress in Oceanography*, 2(56): 323-380.
- [52] Challenor P G, Cipollini P, Cromwell D, 2001. Use of the 3D Radon Transform to Examine the Properties of Oceanic Rossby Waves[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18(9): 1558-1566.
- [53] 张正光, 2014. 中尺度涡[D]. 中国海洋大学.
- [54] McWilliams J, Flierl G, 1979. On the evolution of isolated, nonlinear vortices[J].
- [55] Cushman-Roisin B, Tang B, Chassignet E P, 1990. Westward Motion of Mesoscale Eddies [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 20(5): 758-768.
- [56] Early J, Samelson R, Chelton D, 2011. The Evolution and Propagation of Quasigeostrophic Ocean Eddies[J].
- [57] Morrow R, Birol F, Griffin D, et al., 2004. Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies[J]. *Geophysical Research Letters*, 31(24).
- [58] Isoguchi O, Kawamura H, 2003. Eddies advected by time-dependent Sverdrup circulation in the western boundary of the subarctic North Pacific[J]. *Geophysical Research Letters*, 30 (15): OCE 1-1 - 1-4.
- [59] Hughes C W, Jones M S, Carnochan S, 1998. Use of transient features to identify eastward currents in the Southern Ocean[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 103(C2): 2929-2943.
- [60] Fu L L, 2009. Pattern and velocity of propagation of the global ocean eddy variability[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 114(C11).
- [61] Brachet S, Le Traon P Y, Le Provost C, 2004. Mesoscale variability from a high-resolution model and from altimeter data in the North Atlantic Ocean[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 109(C12).

- [62] Calil P, Richards K, Jia Y, et al., 2008. Eddy activity in the lee of the Hawaiian Islands[J].
- [63] Sangrà P, Pascual A, Rodríguez-Santana Á, et al., 2009. The Canary Eddy Corridor: A major pathway for long-lived eddies in the subtropical North Atlantic[J]. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 56(12): 2100-2114.
- [64] Chaigneau A, Eldin G, Dewitte B, 2009. Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007)[J]. Progress in Oceanography, 83(1-4): 117-123.
- [65] Capet X, McWilliams J C, Molemaker M J, et al., 2008. Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part III: Energy Balance and Flux[J]. Journal of Physical Oceanography, 38(10): 2256-2269.
- [66] Chelton D B, Gaube P, Schlax M G, et al., 2011. The Influence of Nonlinear Mesoscale Eddies on Near-Surface Oceanic Chlorophyll[J]. Science, 334(6054): 328-332.
- [67] Gaube P, Chelton D B, Samelson R M, et al., 2015. Satellite Observations of Mesoscale Eddy-Induced Ekman Pumping[J]. Journal of Physical Oceanography, 45(1): 104-132.
- [68] Morrow R, Le Traon P Y, 2012. Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry[J]. Advances in Space Research, 50(8): 1062-1076.
- [69] Mahadevan A, 2014. Eddy effects on biogeochemistry[J]. Nature, 506(7487): 168-169.
- [70] Villas Bôas A B, Sato O T, Chaigneau A, et al., 2015. The signature of mesoscale eddies on the air-sea turbulent heat fluxes in the South Atlantic Ocean[J]. Geophysical Research Letters, 42(6): 1856-1862.
- [71] Ma X, Chang P, Saravanan R, et al., 2015. Distant Influence of Kuroshio Eddies on North Pacific Weather Patterns?[J]. Scientific Reports, 5(1): 17785.
- [72] Chaigneau A, Pizarro O, 2005. Eddy characteristics in the eastern South Pacific[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 110(C6).
- [73] Li C, Zhang Z, Zhao W, et al., 2017. A statistical study on the subthermocline submesoscale eddies in the northwestern Pacific Ocean based on Argo data: STEs IN NORTHWESTERN PACIFIC[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 122(5): 3586-3598.
- [74] Zhu R, Chen Z, Zhang Z, et al., 2021. Subthermocline Eddies in the Kuroshio Extension Region Observed by Mooring Arrays[J]. Journal of Physical Oceanography, 51(2): 439-455.
- [75] Sun W, Dong C, Wang R, et al., 2017. Vertical structure anomalies of oceanic eddies in the Kuroshio Extension region[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 122(2): 1476-1496.
- [76] Dong D, Brandt P, Chang P, et al., 2017. Mesoscale Eddies in the Northwestern Pacific Ocean: Three-Dimensional Eddy Structures and Heat/Salt Transports[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 122(12): 9795-9813.
- [77] 董迪, 2017. 基于卫星遥感和现场观测的黑潮延伸区中尺度涡旋研究[D]. 中国科学院大学 (中国科学院遥感与数字地球研究所).

- [78] Yang G, Wang F, Li Y, et al., 2013. Mesoscale eddies in the northwestern subtropical Pacific Ocean: Statistical characteristics and three-dimensional structures[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(4): 1906-1925.
- [79] 杨光, 2013. 西北太平洋中尺度涡旋研究[D]. 中国科学院研究生院（海洋研究所）.
- [80] 王茹, 李海艳, 孟雷, 2019. 北太平洋黑潮延伸体区域和副热带逆流区域中尺度涡能量特征研究[J]. *海洋学报*, 41(11): 1-14.
- [81] Keppler L, Cravatte S, Chaigneau A, et al., 2018. Observed Characteristics and Vertical Structure of Mesoscale Eddies in the Southwest Tropical Pacific[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(4): 2731-2756.
- [82] 郑聪聪, 阎忠辉, 梁永春, 等, 2017. 北太平洋中尺度涡温度垂直结构区域差别分析[J]. *海洋预报*, 34(3): 10-16.
- [83] Castelao R M, 2014. Mesoscale eddies in the South Atlantic Bight and the Gulf Stream Recirculation region: Vertical structure[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119 (3): 2048-2065.
- [84] Mason E, Pascual A, Gaube P, et al., 2017. Subregional characterization of mesoscale eddies across the Brazil- Malvinas Confluence[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122 (4): 3329-3357.
- [85] Amores A, Melnichenko O, Maximenko N, 2017. Coherent mesoscale eddies in the North Atlantic subtropical gyre: 3-D structure and transport with application to the salinity maximum: MESOSCALE EDDIES IN THE NORTH ATLANTIC[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(1): 23-41.
- [86] Schütte F, Brandt P, Karstensen J, 2016. Occurrence and characteristics of mesoscale eddies in the tropical northeastern Atlantic Ocean[J]. *Ocean Science*, 12(3): 663-685.
- [87] Yang G, Yu W, Yuan Y, et al., 2015. Characteristics, vertical structures, and heat/salt transports of mesoscale eddies in the southeastern tropical Indian Ocean[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(10): 6733-6750.
- [88] Dilmahamod A F, Aguiar-González B, Penven P, et al., 2018. SIDDIES Corridor: A Major East-West Pathway of Long-Lived Surface and Subsurface Eddies Crossing the Subtropical South Indian Ocean[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(8): 5406-5425.
- [89] Frenger I, Münnich M, Gruber N, et al., 2015. Southern Ocean eddy phenomenology[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(11): 7413-7449.
- [90] 郑全安, 谢玲玲, 郑志文, 等, 2017. 南海中尺度涡研究进展[J]. *海洋科学进展*, 35(2): 131-158.
- [91] He Q, Zhan H, Cai S, et al., 2018. A New Assessment of Mesoscale Eddies in the South China Sea: Surface Features, Three-Dimensional Structures, and Thermohaline Transports

- [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 123(7): 4906-4929.
- [92] 谢旭丹, 王静, 储小青, 等, 2018. 南海中尺度涡温盐异常三维结构[J]. 海洋学报, 40(04): 1-14.
- [93] de Marez C, L'Hégaret P, Morvan M, et al., 2019. On the 3D structure of eddies in the Arabian Sea[J]. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 150: 103057.
- [94] Liu Z, Liao G, Hu X, et al., 2020. Aspect Ratio of Eddies Inferred From Argo Floats and Satellite Altimeter Data in the Ocean[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 125(1): e2019JC015555.
- [95] 陈戈, 杨杰, 田丰林, 等, 2021. 海洋涡旋遥感: 进展与挑战[J]. 遥感学报, 25(1): 302-322.
- [96] Saunders P M, 1971. Anticyclonic eddies formed from shoreward meanders of the Gulf Stream[J]. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 18(12): 1207-1219.
- [97] Gotthardt G A, Potocsky G J, 1974. Life Cycle of a Gulf Stream Anticyclonic Eddy Observed from Several Oceanographic Platforms[J]. Journal of Physical Oceanography, 4(1): 131-134.
- [98] Stumpf H G, Rao P K, 1975. Evolution of Gulf Stream Eddies as Seen in Satellite Infrared Imagery[J]. Journal of Physical Oceanography, 5(2): 388-393.
- [99] Stumpf H G, Legeckis R V, 1977. Satellite Observations of Mesoscale Eddy Dynamics in the Eastern Tropical Pacific Ocean[J]. Journal of Physical Oceanography, 7(5): 648-658.
- [100] Palacios D M, Bograd S J, 2005. A census of Tehuantepec and Papagayo eddies in the north-eastern tropical Pacific[J]. Geophysical Research Letters, 32(23).
- [101] McWilliams J C, Weiss J B, Yavneh I, 1999. The vortices of homogeneous geostrophic turbulence[J]. Journal of Fluid Mechanics, 401: 1-26.
- [102] Okubo A, 1970. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences[J]. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 17(3): 445-454.
- [103] Weiss J, 1991. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics[J]. Physica D: Nonlinear Phenomena, 48(2-3): 273-294.
- [104] Isern-Fontanet J, García-Ladona E, Font J, 2003. Identification of Marine Eddies from Altimetric Maps[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 20(5): 772-778.
- [105] Penven P, Echevin V, Pasapera J, et al., 2005. Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modeling approach[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 110(C10).
- [106] Henson S A, Thomas A C, 2008. A census of oceanic anticyclonic eddies in the Gulf of Alaska[J]. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 55(2): 163-176.
- [107] 董昌明, 2015. 海洋涡旋探测与分析[M]. 科学出版社.
- [108] Sadarjoen I A, Post F H, 2000. Detection, quantification, and tracking of vortices using stream-

- line geometry[J]. 9.
- [109] Nencioli F, Dong C, 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[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 27(3): 564-579.
- [110] Dong C, Nencioli F, Liu Y, et al., 2011. An Automated Approach to Detect Oceanic Eddies From Satellite Remotely Sensed Sea Surface Temperature Data[J]. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, 8(6): 1055-1059.
- [111] Dong C, Lin X, Liu Y, et al., 2012. Three-dimensional oceanic eddy analysis in the Southern California Bight from a numerical product[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 117 (C7).
- [112] Petersen M R, Williams S J, Maltrud M E, et al., 2013. A three-dimensional eddy census of a high-resolution global ocean simulation: 3-D GLOBAL EDDY CENSUS[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 118(4): 1759-1774.
- [113] Lin X, Dong C, Chen D, et al., 2015. Three-dimensional properties of mesoscale eddies in the South China Sea based on eddy-resolving model output[J]. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 99: 46-64.
- [114] Souza J M a C, de Boyer Montégut C, Le Traon P Y, 2011. Comparison between three implementations of automatic identification algorithms for the quantification and characterization of mesoscale eddies in the South Atlantic Ocean[J]. Ocean Science, 7(3): 317-334.
- [115] Isern-Fontanet J, García-Ladona E, Font J, 2006. Vortices of the Mediterranean Sea: An Altimetric Perspective[J]. Journal of Physical Oceanography, 36(1): 87-103.
- [116] Laxenaire R, Speich S, Blanke B, et al., 2018. Anticyclonic Eddies Connecting the Western Boundaries of Indian and Atlantic Oceans[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 123 (11): 7651-7677.
- [117] Dong C, Liu Y, Lumpkin R, et al., 2011. A Scheme to Identify Loops from Trajectories of Oceanic Surface Drifters: An Application in the Kuroshio Extension Region[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 28(9): 1167-1176.
- [118] Griffa A, Lumpkin R, Veneziani M, 2008. Cyclonic and anticyclonic motion in the upper ocean[J]. Geophysical Research Letters, 35(1).
- [119] Glenn S M, Ebbesmeyer C C, 1993. Drifting buoy observations of a loop current anticyclonic eddy[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 98(C11): 20105-20119.
- [120] Beron-Vera F J, Olascoaga M J, Goni G J, 2008. Oceanic mesoscale eddies as revealed by Lagrangian coherent structures[J]. Geophysical Research Letters, 35(12).
- [121] Boebel O, Lutjeharms J, Schmid C, et al., 2003. The Cape Cauldron: A regime of turbulent

- inter-ocean exchange[J]. Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography, 50(1): 57-86.
- [122] 郝滢洁, 2017. 基于卷积神经网络的海洋中尺度涡旋检测算法研究[D]. 山东科技大学.
- [123] Lguensat R, Sun M, Fablet R, et al., 2018. EddyNet: A Deep Neural Network For Pixel-Wise Classification of Oceanic Eddies[C]//IGARSS 2018 - 2018 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium. 1764-1767.
- [124] Duo Z, Wang W, Wang H, 2019. Oceanic Mesoscale Eddy Detection Method Based on Deep Learning[J]. Remote Sensing, 11(16): 1921.
- [125] Zhao H, Shi J, Qi X, et al., 2017. Pyramid Scene Parsing Network[C]//Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. 2881-2890.
- [126] Moschos E, Schwander O, Stegner A, et al., 2020. Deep-SST-Eddies: A Deep Learning Framework to Detect Oceanic Eddies in Sea Surface Temperature Images[C]//ICASSP 2020 - 2020 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP). 4307-4311.
- [127] Bai X, Wang C, Li C, 2019. A Strempath-Based RCNN Approach to Ocean Eddy Detection [J]. IEEE Access, 7: 106336-106345.
- [128] Du Y, Song W, He Q, et al., 2019. Deep learning with multi-scale feature fusion in remote sensing for automatic oceanic eddy detection[J]. Information Fusion, 49: 89-99.
- [129] Fan Z, Zhong G, 2019. SymmetricNet: A mesoscale eddy detection method based on multivariate fusion data[J]. arXiv:1909.13411 [cs].
- [130] Zhang Z, Zhang Y, Wang W, et al., 2013. Universal structure of mesoscale eddies in the ocean [J]. Geophysical Research Letters, 40(14): 3677-3681.
- [131] Riser S C, 1986. The Structure,Dynamics, and Originof a Small-ScaleLens of Water in the Western North Atlantic Thermocline[J]. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY, 16: 19.
- [132] Lukas R, Santiago-Mandujano F, 2001. Extreme water mass anomaly observed in the Hawaii ocean time-series[J]. Geophysical Research Letters, 28(15): 2931-2934.
- [133] Rossby T, Flagg C, Ortner P, et al., 2011. A tale of two eddies: Diagnosing coherent eddies through acoustic remote sensing[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 116(C12).
- [134] Pegliasco C, Chaigneau A, Morrow R, 2015. Main eddy vertical structures observed in the four major Eastern Boundary Upwelling Systems[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 120(9): 6008-6033.
- [135] Feng L, Liu C, Köhl A, et al., 2021. Four Types of Baroclinic Instability Waves in the Global Oceans and the Implications for the Vertical Structure of Mesoscale Eddies[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 126(3).

- [136] Armi L, Zenk W, 1984. Large Lenses of Highly Saline Mediterranean Water[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 14(10): 1560-1576.
- [137] Dugan J P, Mied R P, Mignerey P C, et al., 1982. Compact, intrathermocline eddies in the Sargasso Sea[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 87(C1): 385-393.
- [138] Kostianoy A, Belkin I, 1989. A Survey of Observations on Intrathermocline Eddies in the World Ocean[M]//Elsevier Oceanography Series: volume 50. Elsevier: 821-841.
- [139] Zenk W, Klein B, Schroder M, 1991. Cape Verde Frontal Zone[J]. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 38: S505-S530.
- [140] Bower A S, Armi L, Ambar I, 1995. Direct evidence of meddy formation off the southwestern coast of Portugal[J]. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 42(9): 1621-1630.
- [141] Richardson P L, Price J F, Walsh D, et al., 1989. Tracking Three Meddies with SOFAR Floats [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 19(3): 371-383.
- [142] Taupier-Letage I, 2003. Biological response to mesoscale eddies in the Algerian Basin[J]. *Journal of Geophysical Research*, 108(C8): 3245.
- [143] Shapiro G, Meschanov S, 1991. Distribution and spreading of Red Sea Water and salt lens formation in the northwest Indian Ocean[J]. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 38(1): 21-34.
- [144] Molemaker M J, McWilliams J C, Dewar W K, 2015. Submesoscale Instability and Generation of Mesoscale Anticyclones near a Separation of the California Undercurrent[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 45(3): 613-629.
- [145] Zhang Z, Li P, Xu L, et al., 2015. Subthermocline eddies observed by rapid-sampling Argo floats in the subtropical northwestern Pacific Ocean in Spring 2014[J]. *Geophysical Research Letters*, 42(15): 6438-6445.
- [146] Stramma L, Bange H W, Czeschel R, et al., 2013. On the role of mesoscale eddies for the biological productivity and biogeochemistry in the eastern tropical Pacific Ocean off Peru[J]. *Biogeosciences*, 10(11): 7293-7306.
- [147] Colas F, McWilliams J C, Capet X, et al., 2012. Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system[J]. *Climate Dynamics*, 39(1-2): 509-529.
- [148] Combes V, Hormazabal S, Di Lorenzo E, 2015. Interannual variability of the subsurface eddy field in the Southeast Pacific: EDDY VARIABILITY-SOUTHEAST PACIFIC[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(7): 4907-4924.
- [149] Thomsen S, Kanzow T, Krahmann G, et al., 2016. The formation of a subsurface anticyclonic eddy in the Peru- Chile Undercurrent and its impact on the near-coastal salinity, oxygen, and nutrient distributions[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(1): 476-501.

- [150] Nof D, Pichevin T, Sprintall J, 2002. “Tedgies” and the Origin of the Leeuwin Current[J]. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY, 32: 18.
- [151] Zhang Z, Tian J, Qiu B, et al., 2016. Observed 3D Structure, Generation, and Dissipation of Oceanic Mesoscale Eddies in the South China Sea[J]. Scientific Reports, 6(1): 24349.
- [152] Maze G, Mercier H, Fablet R, et al., 2017. Coherent heat patterns revealed by unsupervised classification of Argo temperature profiles in the North Atlantic Ocean[J]. Progress in Oceanography, 151: 275-292.
- [153] Jones D C, Holt H J, Meijers A J S, et al., 2019. Unsupervised Clustering of Southern Ocean Argo Float Temperature Profiles[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 124(1): 390-402.
- [154] Rosso I, Mazloff M R, Talley L D, et al., 2020. Water Mass and Biogeochemical Variability in the Kerguelen Sector of the Southern Ocean: A Machine Learning Approach for a Mixing Hot Spot[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 125(3): e2019JC015877.
- [155] Boehme L, Rosso I, 2021. Classifying Oceanographic Structures in the Amundsen Sea, Antarctica[J]. Geophysical Research Letters, 48(5): e2020GL089412.
- [156] Houghton I A, Wilson J D, 2020. El Niño Detection Via Unsupervised Clustering of Argo Temperature Profiles[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 125(9): e2019JC015947.
- [157] Sambe F, Suga T, 2022. Unsupervised Clustering of Argo Temperature and Salinity Profiles in the Mid-Latitude Northwest Pacific Ocean and Revealed Influence of the Kuroshio Extension Variability on the Vertical Structure Distribution[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 127(3): e2021JC018138.
- [158] Itoh S, Yasuda I, 2010. Characteristics of Mesoscale Eddies in the Kuroshio–Oyashio Extension Region Detected from the Distribution of the Sea Surface Height Anomaly[J]. Journal of Physical Oceanography, 40(5): 1018-1034.
- [159] Meng Y, Liu H, Lin P, et al., 2021. Oceanic mesoscale eddy in the Kuroshio extension: Comparison of four datasets: 黑潮延伸体海洋中尺度涡旋: 四套数据的比较[J]. Atmospheric and Oceanic Science Letters, 14(1): 100011.
- [160] Li Q Y, Sun L, Lin S F, 2016. GEM: A dynamic tracking model for mesoscale eddies in the ocean[J]. Ocean Science, 12(6): 1249-1267.
- [161] Faghmous J H, Frenger I, Yao Y, et al., 2015. A daily global mesoscale ocean eddy dataset from satellite altimetry[J]. Scientific Data, 2(1): 150028.
- [162] Dong D, Brandt P, Schütte F, et al., 2016. A new eddy detection method with object segmentation strategies for satellite altimetry[C]//2016 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS). 5827-5830.
- [163] Sasaki Y N, Minobe S, 2015. Climatological mean features and interannual to decadal vari-

- ability of ring formations in the Kuroshio Extension region[J]. *Journal of Oceanography*, 71(5): 499-509.
- [164] 丁雅楠, 靖春生, 邱云, 2019. 黑潮延伸体区域脱落涡旋的时空特征分析[J]. *海洋学报*, 41(5): 47-58.
- [165] Ding M, Lin P, Liu H, et al., 2020. Lagrangian eddy kinetic energy of ocean mesoscale eddies and its application to the Northwestern Pacific[J]. *Scientific Reports*, 10(1): 12791.
- [166] 胡冬, 陈希, 毛科峰, 等, 2018. 黑潮延伸体邻近区域中尺度涡特征统计分析[J]. *海洋与湖沼*, 49(03): 497-511.
- [167] Ji J, Dong C, Zhang B, et al., 2018. Oceanic Eddy Characteristics and Generation Mechanisms in the Kuroshio Extension Region[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(11): 8548-8567.
- [168] Liu Y, Dong C, Guan Y, et al., 2012. Eddy analysis in the subtropical zonal band of the North Pacific Ocean[J]. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 68: 54-67.
- [169] Sun W, Dong C, Tan W, et al., 2018. Vertical Structure Anomalies of Oceanic Eddies and Eddy-Induced Transports in the South China Sea[J]. *Remote Sensing*, 10(5): 795.
- [170] Samelson R M, Schlax M G, Chelton D B, 2014. Randomness, Symmetry, and Scaling of Mesoscale Eddy Life Cycles[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 44(3): 1012-1029.
- [171] Yang H, Qiu B, Chang P, et al., 2018. Decadal Variability of Eddy Characteristics and Energistics in the Kuroshio Extension: Unstable Versus Stable States[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(9): 6653-6669.
- [172] Kitano K, 1975. Some Properties of the Warm Eddies Generated in the Confluence Zone of the Kuroshio and Oyashio Currents[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 5(2): 245-252.
- [173] Yasuda I, Okuda K, Hirai M, 1992. Evolution of a Kuroshio warm-core ring—variability of the hydrographic structure[J]. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 39: S131-S161.
- [174] Wong A P S, Wijffels S E, Riser S C, et al., 2020. Argo Data 1999–2019: Two Million Temperature-Salinity Profiles and Subsurface Velocity Observations From a Global Array of Profiling Floats[J]. *Frontiers in Marine Science*, 7.
- [175] Laxenaire R, Speich S, Stegner A, 2019. Evolution of the Thermohaline Structure of One Agulhas Ring Reconstructed from Satellite Altimetry and Argo Floats[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(12): 8969-9003.
- [176] McDougall T J, Barker P M, 2011. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox[M]. 3.06.12 ed. SCOR/IAPSO WG127.
- [177] Barker P M, McDougall T J, 2020. Two Interpolation Methods Using Multiply-Rotated Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomials[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Tech-*

- nology, 37(4): 605-619.
- [178] Boyer T P, Garcia H E, Locarnini R A, et al., 2018. World Ocean Atlas 2018[M]. NOAA National Centers for Environmental Information.
- [179] Locarnini R A, Mishonov A V, Baranova O K, et al., 2019. World ocean atlas 2018, volume 1: Temperature[M]. A. Mishonov Technical Ed.; NOAA Atlas NESDIS 81.
- [180] Zweng M M, Reagan J R, Seidov D, et al., 2019. World ocean atlas 2018, volume 2: Salinity [M]. A. Mishonov Technical Ed.; NOAA Atlas NESDIS 82.
- [181] Usui N, Wakamatsu T, Tanaka Y, et al., 2017. Four-dimensional variational ocean reanalysis: A 30-year high-resolution dataset in the western North Pacific (FORA-WNP30)[J]. Journal of Oceanography, 73(2): 205-233.
- [182] Le Vu B, Stegner A, Arsouze T, 2018. Angular Momentum Eddy Detection and Tracking Algorithm (AMEDA) and Its Application to Coastal Eddy Formation[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 35(4): 739-762.
- [183] Carton X, 2001. Hydrodynamical Modeling Of Oceanic Vortices[J]. Surveys in Geophysics, 22(3): 179-263.
- [184] Ward J H, 1963. Hierarchical Grouping to Optimize an Objective Function[J]. Journal of the American Statistical Association, 58(301): 236-244.
- [185] Lebedev K V, Yoshinari H, Maximenko N A, et al., 2007. YoMaHa'07: Velocity data assessed from trajectories of Argo floats at parking level and at the sea surface[J]. IPRC Technical Note, 4(2): 1-16.
- [186] Qiu B, Chen S, 2005. Variability of the Kuroshio Extension Jet, Recirculation Gyre, and Mesoscale Eddies on Decadal Time Scales[J]. Journal of Physical Oceanography, 35(11): 2090-2103.
- [187] Gill A E, Niller P P, 1973. The theory of the seasonal variability in the ocean[J]. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 20(2): 141-177.
- [188] Qiu B, Chen S, 2005. Eddy-Induced Heat Transport in the Subtropical North Pacific from Argo, TMI, and Altimetry Measurements[J]. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY, 35: 16.
- [189] Taguchi B, Xie S P, Schneider N, et al., 2007. Decadal Variability of the Kuroshio Extension: Observations and an Eddy-Resolving Model Hindcast*[J]. Journal of Climate, 20(11): 2357-2377.
- [190] Kawamura H, Mizuno K, Toba Y, 1986. Formation process of a warm-core ring in the Kuroshio-Oyashio frontal zone—December 1981–October 1982[J]. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 33(11-12): 1617-1640.
- [191] Qiu B, 2001. Kuroshio And Oyashio Currents[M]//Encyclopedia of Ocean Sciences. Else-

- vier: 1413-1425.
- [192] Qiu B, 2019. Kuroshio and Oyashio Currents[M]//Encyclopedia of Ocean Sciences. Elsevier: 384-394.
- [193] Kawai H, 1972. Hydrography of the Kuroshio extension[J]. Kuroshio, It's physical aspects: 235-352.
- [194] Talley L D, Nagata Y, Fujimura M, et al., 1995. North Pacific Intermediate Water in the Kuroshio/Oyashio Mixed Water Region[J]. Journal of Physical Oceanography, 25(4): 475-501.
- [195] Yasuda I, Okuda K, Shimizu Y, 1996. Distribution and Modification of North Pacific Intermediate Water in the Kuroshio-Oyashio Interfrontal Zone[J]. Journal of Physical Oceanography, 26(4): 448-465.
- [196] Schneider N, Miller A J, Pierce D W, 2002. Anatomy of North Pacific Decadal Variability [J]. Journal of Climate, 15(6): 586-605.
- [197] Ding Y, Jing C, 2020. Three-dimensional thermohaline anomaly structures of rings in the Kuroshio Extension region[J]. Acta Oceanologica Sinica, 39(3): 25-35.
- [198] Morrow R, Fu L L, Arduin F, et al., 2019. Global Observations of Fine-Scale Ocean Surface Topography With the Surface Water and Ocean Topography (SWOT) Mission[J]. Frontiers in Marine Science, 6: 232.
- [199] Chen G, Yang J, Han G, 2021. Eddy morphology: Egg-like shape, overall spinning, and oceanographic implications[J]. Remote Sensing of Environment, 257: 112348.
- [200] Jing Z, Chang P, Shan X, et al., 2019. Mesoscale SST Dynamics in the Kuroshio–Oyashio Extension Region[J]. Journal of Physical Oceanography, 49(5): 1339-1352.
- [201] Masuzawa J, 1969. Subtropical mode water[J]. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 16(5): 463-472.
- [202] Nakamura H, 1996. A pycnostad on the bottom of the ventilated portion in the central subtropical North Pacific: Its distribution and formation[J]. Journal of Oceanography, 52(2): 171-188.
- [203] Suga T, Takei Y, Hanawa K, 1997. Thermostad Distribution in the North Pacific Subtropical Gyre: The Central Mode Water and the Subtropical Mode Water[J]. Journal of Physical Oceanography, 27(1): 140-152.
- [204] Yasuda I, 1997. The origin of the North Pacific Intermediate Water[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 102(C1): 893-909.
- [205] Saito H, Suga T, Hanawa K, et al., 2007. New type of pycnostad in the western subtropical-subarctic transition region of the North Pacific: Transition Region Mode Water[J]. Journal of Oceanography, 63(4): 589-600.

- [206] Sverdrup H, Johnson MW, Fleming RH, 1942. The oceans: Their physics, chemistry, and biology[M].
- [207] Suga T, Hanawa K, 1995. The Subtropical Mode Water Circulation in the North Pacific[J]. Journal of Physical Oceanography, 25(5): 958-970.
- [208] Yasuda I, 2003. Hydrographic Structure and Variability in the Kuroshio-Oyashio Transition Area[J]. Journal of Oceanography, 59(4): 389-402.
- [209] Holte J, Talley L, 2009. A New Algorithm for Finding Mixed Layer Depths with Applications to Argo Data and Subantarctic Mode Water Formation*[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 26(9): 1920-1939.
- [210] Feng L, Liu C, Köhl A, et al., 2022. Seasonality of Four Types of Baroclinic Instability in the Global Oceans[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 127(5).
- [211] Smith K S, 2007. The geography of linear baroclinic instability in Earth's oceans[J]. Journal of Marine Research, 65(5): 655-683.
- [212] Chelton D B, deSzoeke R A, Schlax M G, et al., 1998. Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation[J]. Journal of Physical Oceanography, 28(3): 433-460.
- [213] Sun Y, Genton M G, 2011. Functional Boxplots[J]. Journal of Computational and Graphical Statistics, 20(2): 316-334.
- [214] Genton M G, Sun Y, 2020. Functional Data Visualization[M]//Balakrishnan N, Colton T, Everitt B, et al. Wiley StatsRef: Statistics Reference Online. 1st ed. Wiley: 1-11.
- [215] Pedlosky J, 1987. Geophysical Fluid Dynamics[M]. New York, NY: Springer New York.
- [216] Gill A, 1982. Atmosphere-Ocean Dynamics[M]. 1st edition ed. New York: Academic Press.

致 谢

在论文的最后我想向所有帮助支持过我的亲人、朋友、老师致以崇高的敬意和真诚的感谢，感谢你们在我这些年研究生的生活中给予的生活和工作的支持。

2017 年 9 月，我开始了研究生生活，时间飞逝，我即将离开学校，走向社会，在此期间，我要特别感谢兰健教授、马超副教授、吴德星教授带我进入了物理海洋学的世界；另外还要感谢 2019 年在美国德州农工大学访问期间 iHESP 实验室的 Ping Chang 教授、Jaison Kurian 老师、傅耽师兄、马晓慧师姐带我学习和运行海气耦合模式 RCESM，领略到海洋数值模式的魅力；另外我还要感谢 2023 年在崂山实验室访问期间，荆钊教授为本论文中的一些问题提供的特别的帮助和解答；特别感谢实验室的同学，在我碰到问题的时候伸出援手，帮助我解决问题；最后我要特别感谢我的父母和未婚妻储女士，感谢你们在我过去和未来的一路陪伴。

个人简历

1993 年 1 月 30 日出生于山东省青岛市。

2011 年 9 月考入中国海洋大学海洋环境学院海洋科学专业，2015 年 6 月本科毕业并获得理学学士学位。

2015 年 9 月保送中国海洋大学海洋与大气学院物理海洋学专业研究生。

2017 年 9 月获得硕博连读资格，在中国海洋大学海洋与大气学院物理海洋学专业攻读博士学位至今。

2019 年 3 月至 2021 年 3 月，由国家留学基金委资助在美国德州农工大学海洋系联合培养。

发表的学术论文

Yao, H., Ma, C., Jing, Z., & Zhang, Z. (2023). On the vertical structure of mesoscale eddies in the Kuroshio-Oyashio extension. *Geophysical Research Letters*, 50, e2023GL105642.
<https://doi.org/10.1029/2023GL105642>