



THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Cotutelle internationale: Université d'Abomey-Calavi(UAC)

Présentée et soutenue par

Habib AGUEDJOU

Le 24 mars 2022

**Caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle dans l'océan
Atlantique tropical et leurs interactions avec l'atmosphère.**

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace**

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Climat**

Unité de recherche :

LEGOS - Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale

Thèse dirigée par

Isabelle DADOU, Ezinvi BALOÏTCHA et Alexis CHAIGNEAU

Jury

M. Xavier CARTON, Rapporteur

M. Andrea DOGLIOLI, Rapporteur

M. Moacyr ARAUJO, Examineur

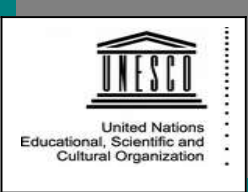
M. Daouda MAMA, Examineur

M. Alexandre STEGNER, Examineur

Mme Isabelle DADOU, Directrice de thèse

M. Alexis CHAIGNEAU, Co-directeur de thèse

M. Ezinvi BALOÏTCHA, Co-directeur de thèse



**Université d'Abomey-Calavi (UAC), BENIN
 Faculté des Sciences et Techniques (FAST)
 Chaire Internationale en Physique Mathématique et
 Applications
 (CIPMA - Chaire UNESCO)**

N°..... PhD/CIPMA/UAC/2022

Cotutelle internationale : Université Toulouse 3 – Paul Sabatier

**Caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle dans
 l'océan Atlantique tropical et leurs interactions avec
 l'atmosphère**

Thèse de doctorat
 en
Océanographie Physique

Présenté par

Habib Micaël A. AGUEDJOU

Directeurs de thèse : Ezinvi BALOÏTCHA, Isabelle DADOU, & Alexis CHAIGNEAU

Jury :

- Président** : Daouda MAMA, Professeur, UAC, Abomey-Calavi, Bénin
- Examineurs:** Moacyr ARAUJO, Professeur, UFPE, Recife, Brésil
 Alexandre STEGNER, Maître de conférence, HDR, Ecole Polytechnique, France
 Zacharie SOHOU, Maître de conférence, UAC, IRHOB, Cotonou, Bénin
- Rapporteurs** : Xavier CARTON, Professeur, HDR, UBO, Brest, France
 Andrea DOGLIOLI, Maître de conférence, HDR, MIO, Marseille, France
- Directeurs** : Ezinvi BAOÏTCHA, Professeur, UAC, CIPMA, Abomey-Calavi, Bénin
 Isabelle DADOU, Professeur, HDR, UPS, LEGOS, Toulouse, France
 Alexis CHAIGNEAU, HDR, IRD, LEGOS, Toulouse, France

Abomey-Calavi, Rép. du Bénin, 24/03/2022

À

Hyacinthe KOUDEDJI

Merci pour ton rôle de père.

Remerciement

Cette thèse marque la fin d'une longue aventure et en même temps le début d'une autre. Mais pour l'instant, je me dois de marquer une pause et d'exprimer ma gratitude à toutes ces personnes sans qui cette aventure n'aurait peut-être jamais eu lieu ou de manière aussi exceptionnelle. Qui remercier ? Tout le monde ! Oui, tout le monde. En premier, mes directeurs de thèse. A vous Isabelle Dadou, Alexis Chaigneau, merci pour m'avoir permis de faire ma thèse en France. Ce fut pour moi un grand plaisir de travailler avec vous, à commencer par mon stage de master. Merci pour votre pédagogie et votre patience. Je ne saurai vous remercier à hauteur de ce que vous avez fait de moi. Auprès de vous j'ai tout (ré) appris (croyez-moi). Je me dois aussi de dire merci à Yves Morel mon Co-encadrant et surtout pour son amitié. Merci Yves pour ta disponibilité que tu n'as jamais ménagée à chaque fois que j'en exprimais le besoin (En Viso, par mail, au téléphone, en présentiel et tout). Si j'ai retenu un seul élément qui s'invite dans toutes nos discussions et dans toutes tes explications, c'est bien sûr *la vorticité potentielle* ! Et bien, c'est une quantité physique indispensable dans la compréhension de la dynamique tourbillonnaire, thématique de ma thèse. Je remercie également Ezinvi Baloïtcha pour avoir co-dirigé ma thèse et pour son implication dans toutes les étapes administratives (Ah oui ! les choses n'auraient pas été aussi faciles sans toi). Je dis merci à l'ex directeur du LEGOS, Alexandre Ganachaud et à l'actuel directeur Frédéric Marin, à tous les chercheurs ainsi qu'à tout le personnel administratif du laboratoire. A la CIPMA et à son président, je dis un sincère MERCI, de même qu'à tout le personnel administratif. Je remercie particulièrement Patrick Pinet pour les belles occasions de distraction durant mes séjours à Toulouse. Je remercie tous mes collègues thésards de Cotonou et de Toulouse, ainsi que ceux avec qui j'ai eu d'occasions de rencontre et de discussion pendant mes déplacements (conférences, écoles d'été et autres). Merci à tous mes amis à qui je demande pardon de ne pouvoir en énumérer aucun ici (vous êtes tellement nombreux !). Merci à Jérôme Poupinet et à cette magnifique communauté rwandaise que j'ai connue à Toulouse. Que vous êtes formidables ! Je remercie ma famille pour m'avoir soutenu durant tout mon cursus académique et surtout pour être toujours présente tel un bouclier. Merci à mon épouse et à nos enfants d'avoir accepté de vivre ce sacrifice de mes longues absences. Merci à vous ! Vous êtes les meilleurs. Enfin je remercie tout le monde ! Tout n'était pas parfait, mais de tout, je retiens le côté positif. L'aventure continue.

Résumé

Cette thèse est basée sur la description de la dynamique à mésoéchelle dans l’océan Atlantique tropical (TAO), et des processus physiques qui la caractérisent. À partir de l’analyse de données satellite et *in situ*, cette thèse étudie i) les caractéristiques des tourbillons et leur variation saisonnière, ii) la structure verticale thermohaline des tourbillons et les mécanismes à la base de leur formation, et iii) leur interaction avec le flux de chaleur et d’eau douce à l’interface air-mer.

Dans une première partie, à partir des données altimétriques de hauteur de mer de 1993 à 2016, nous montrons que les tourbillons cycloniques et anticycloniques sont principalement formés au bord est du bassin et qu’ils se propagent d’est en ouest avec des durées de vie typiques de 1 – 5 mois. Ces tourbillons ont des amplitudes, rayons et EKE de $\sim 1 - 5$ cm, $30 - \sim 90$ km, et $\sim 50 - 350$ $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ respectivement, et qui présentent des variations saisonnières marquées, notamment dans la rétroflexion du courant nord-Brésil (NBC) et à l’ouest du contre-courant nord équatorial (NECC). Les instabilités barotropes sont en majorité responsables de la formation des tourbillons dans le NECC, mais au niveau de la rétroflexion du NBC, les processus de formation sont plus complexes même si les instabilités baroclines semblent jouer un rôle prépondérant.

Dans une deuxième partie, la structure verticale thermohaline des tourbillons a été étudiée dans deux systèmes de coordonnées, en les Co-localisant avec les profils de température/salinité (θ/S) des flotteurs Argo, sur la période 2000 – 2017. En coordonnées Z (profondeur), les anomalies de θ/S dans les tourbillons sont majoritairement induites par le déplacement vertical des isopycnes lié au passage des tourbillons. Dans les régions équatoriales, ces anomalies sont maximales dans la pycnocline et les tourbillons ont une extension verticale de 200 à 500 m. Par contre, entre les latitudes $|15^\circ - 30^\circ|$, les anomalies sont plus profondes et les tourbillons ont une signature jusqu’à 800-1000 m. En coordonnées isopycnales (densité), les anomalies de θ/S peuvent être positives, négatives ou non significatives (négligeables) quelle que soit la nature du tourbillon. Près de la moitié des tourbillons ont des anomalies de θ/S non significatives en leur lieu de formation, suggérant que des processus frictionnels sont à l’origine de leur formation. L’autre moitié est composée à plus de 70% de tourbillons de subsurface, et seraient formés par mélange diapycnal ou par advection isopycnale de masse d’eau à grande échelle.

Dans une troisième partie, l’interaction des tourbillons avec les flux de chaleur et d’eau douce à l’interface air-mer a été abordée à partir des données satellite de température et salinité de surface de la mer (SST, SSS), des flux de chaleur et d’eau douce. Dans les tourbillons, les

anomalies de SST induisent proportionnellement des anomalies de flux de chaleur latente, sensible et infrarouge. De plus, les tourbillons contribuent à environ 10 % de la variabilité totale des flux de chaleur. Cependant, contrairement à d'autres régions océaniques, aucun lien direct n'a été mis en évidence entre ces anomalies de flux de chaleur et de précipitations au-dessus des tourbillons dans le TAO. Néanmoins, dans la zone de convergence intertropicale (ITCZ), une corrélation significative mais faible existe, suggérant que les tourbillons peuvent moduler les flux de chaleur et d'eau douce dans cette région. Quant aux anomalies de SSS dans les tourbillons, leur variabilité représente jusqu'à 30% de la variabilité totale et au niveau de l'ITCZ et le flux d'eau douce atmosphérique jouerait un rôle important dans leur variabilité. Enfin, même si les advections horizontale et verticale et le mélange vertical, sources d'anomalies des SST/SSS des tourbillons ont été partiellement mis en lumière, l'utilisation future de modèles numériques à haute résolution sera nécessaire pour comprendre le rôle de chacun de ces processus.

Mots clés : tourbillon de mésoéchelle, océan Atlantique tropical, structure verticale, interactions océan-atmosphère, mécanismes de génération des tourbillons, observations satellite et *in situ*.

Abstract

This thesis is based on mesoscale dynamics in the tropical Atlantic Ocean (TAO), and involved physical processes. From the analysis of satellite and in situ data, it aims to study i) eddy characteristics and their seasonal variation, ii) eddy vertical thermohaline structure and main processes driving their formation, and iii) eddy interaction with heat and freshwater fluxes at air-sea interface.

Firstly, using sea level altimetry data from 1993 to 2016, we showed that cyclonic eddies (CEs) and anticyclonic eddies (AEs) are mainly formed at the eastern boundaries of the basin and propagate westwards with typical lifetimes of 1-5 months. They have amplitudes, radii, and EKE of $\sim 1-5$ cm, $\sim 30-90$ km, and $\sim 50-350$ $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$, respectively. These characteristics exhibit a marked seasonal variation, especially in the North Brazil Current (NBC) retroflexion and in the western part of the North Equatorial Countercurrent (NECC). Barotropic instabilities are the main mechanisms that drive eddy formation in the western part of NECC, but in the NBC retroflexion, eddy formation processes are more complex even if baroclinic instabilities seem to play a significant role.

Secondly, eddy vertical thermohaline structures were studied in two different coordinate systems. Eddies were colocalized with temperature/salinity (θ/S) profiles from Argo floats, over the period 2000-2017. In Z (depth) coordinates, θ/S anomalies inside eddies are mostly induced by the vertical isopycnal displacement due to eddy passage. In equatorial regions, anomalies are maximal in the pycnocline layer and eddies have a vertical extension of 200-500 m. Contrastingly, between latitudes $|15^\circ-30^\circ|$, anomalies are deeper and eddies have a signature down to 800-1000 m depth. In isopycnal (density) coordinates, θ/S anomalies can be positive, negative, or non-significant (negligible) regardless eddy polarities. Nearly half of eddies have non-significant θ/S anomalies at their formation sites, suggesting that frictional processes are responsible of their formation. The other half is composed of more than 70% of subsurface eddies, and would be formed by diapycnal mixing or large-scale isopycnal water mass advection.

Thirdly, eddy interaction with heat and freshwater fluxes at the air-sea interface was studied using satellite sea surface temperature and salinity (SST, SSS), heat and freshwater fluxes data. Within eddies, SST anomalies induce proportionally latent and sensible heat flux and infrared flux anomalies. Furthermore, eddies contribute about 10% of the total heat flux variability. However, in contrast to other ocean regions, no direct link was found between heat flux and precipitation anomalies over eddies in the TAO. Nevertheless, in the Intertropical Convergence

Zone (ITCZ), a significant but weak correlation was found, suggesting that eddies may modulate heat and freshwater fluxes in this region. Concerning SSS anomalies in eddies, their variability represents up to 30% of the total variability. Underneath ITCZ, atmospheric freshwater fluxes would play an important role in their variability. Finally, even if horizontal and vertical advection and vertical mixing, sources of eddy SST/SSS anomalies, have been partially highlighted, future investigations using high resolution numerical models are needed to more understand the role of each process.

Key words: mesoscale eddies, tropical Atlantic Ocean, vertical structure, air-sea interactions, Eddy generation mechanisms, *in situ* and satellite observations.

Liste des acronymes

AD: Angola dome

ADT: Absolute Dynamic Topography

AEs: Anticyclonic eddies

AR: Agulhas Rings

BC: Brazil Current

BeC : Benguela current

CEs : Cyclonic eddies

EU : Equatorial Undercurrent

GC : Guinea current

GD : Guinea dome

HN : Hémisphère Nord

HS : Hémisphère Sud

ITCZ : Intertropical Convergence Zone

LHF : Latente Heat flux

LOCEAN : Laboratoire d'Océanographie et du Climat : Expérimentations et Approches Numériques

MDT: Mean Dynamic Topography

NASA: Nation Aeronautics and Space Administration

NBCR: North Brazil Current Retroflexion

NBUC: Nord Brazil undercurrent

NEC: Nord Equatorial Current

NECC: North Equatorial Countercurrent

NEUC: North Equatorial Undercurrent

NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration

OISST: Optimum Interpolation Sea surface temperature

SAC: South Atlantic current

SEC: South Equatorial Current

SEUC: South Equatorial Undercurrent

SHF: Sensible Heat flux

SLA: Sea Level Anomaly

SSH: Sea Surface Height

SSS: Sea surface salinity

SST: Sea surface temperature

TAO: Tropical Atlantic Ocean

TMPA: Tropical Rainfall Measuring Mission Multi-Satellite Precipitation Analysis

Table des matières

Remerciement.....	ii
Résumé.....	iii
Abstract	v
Liste des acronymes	vii
Table des matières.....	ix
Liste des figures	xii
Liste des tableaux.....	xix
Introduction.....	1
Chapitre 1: Dynamique à grande-échelle et tourbillon dans le TAO.	4
1.1 Circulation atmosphérique et océanique à grande échelle.....	4
1.1.1 Flux de chaleur, d'eau douce et circulation atmosphérique à la surface océanique	4
1.1.2 Circulation océanique de surface	8
1.1.3 Circulation océanique de subsurface.....	11
1.2 Les Propriétés thermohalines des masses d'eau.....	11
1.2.1 La température de surface	11
1.2.2 La salinité de surface.....	12
1.2.3 Les différentes masses d'eau.....	13
1.3 Les tourbillons de mésoéchelle	17
1.3.1 Définition et principales caractéristiques	17
1.3.2 Mécanismes de formation des tourbillons.....	21
1.3.3 Exemples de tourbillons types dans le TAO	24
1.3.4 Les TIWs et les TIVs	28
Chapitre 2: Données et méthodes	30
2.1 Données.....	30
2.1.1 Les données altimétriques	30
2.1.2 Les données de température et de salinité de surface.....	34
2.1.3 Les données de flux de chaleur latente et sensible.....	35
2.1.4 Les données de précipitations	36
2.1.5 Les données <i>in situ</i> de température et salinité des flotteurs Argo.....	37
2.2 Méthodes.....	40
2.2.1 Détection et suivi des tourbillons.....	40
2.2.2 Prétraitement des profils de T/S Argo.....	44

2.2.3	Colocalisation des tourbillons avec les flotteurs Argo et calcul des anomalies....	45
2.2.4	Anomalies de SST, SSS, flux de chaleur latente et sensible et de précipitation à la surface des tourbillons.....	47
Chapitre 3: Les tourbillons de mésoéchelle dans le TAO et leur variabilité saisonnière par altimétrie		
3.1	Contexte et objectifs.....	51
3.2	Tourbillons de mésoéchelle dans le TAO et leur variabilité saisonnière.....	51
3.2.1	Résumé d'article.....	51
3.2.2	Article: Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and their seasonal variability.....	52
3.3	Détectabilité des tourbillons par altimétrie.....	62
3.3.1	Limitation dans la bande équatoriale.....	62
3.3.2	Distinction entre tourbillons cohérents et structures ondulatoires.....	63
3.4	Conclusions.....	65
Chapitre 4: Structures verticales thermohalines des tourbillons et processus physiques à l'origine de leur formation		
4.1	Contexte et objectifs.....	67
4.2	Anomalies $\theta - S$ observées dans les tourbillons en coordonnées Z	67
4.2.1	Distribution spatiale des anomalies $\theta - S$	67
4.2.2	Déplacement vertical des isopycnes induits par les tourbillons.....	71
4.3	Anomalies $\theta - S$ observées en coordonnées isopycnales dans les tourbillons récemment formés et mécanismes de leur génération.....	73
4.3.1	Résumé d'article.....	73
4.3.2	Article :.....	74
4.4	Distribution spatiale des anomalies de température isopycnales moyennes dans le TAO	102
4.5	Conclusion.....	105
Chapitre 5: Interactions océan-atmosphère à l'échelle des tourbillons dans le TAO		
5.1	Contexte et objectifs.....	107
5.2	Signature des tourbillons sur la SST et les flux de chaleur.....	108
5.2.1	Distribution spatiale des anomalies de SST dans les tourbillons chauds et froids	108
5.2.2	Distribution spatiale des anomalies de flux de chaleur et de flux infra-rouge associés aux tourbillons.....	111

5.2.3	Analyses composites des anomalies de SST et de flux de chaleur dans les tourbillons.....	113
5.2.4	Composantes axisymétriques et non-axisymétrique des composites.....	115
5.2.5	Flux de chaleur et précipitation à l'échelle des tourbillons.....	120
5.3	Signature des tourbillons sur la SSS	122
5.3.1	Distribution spatiale des anomalies de SSS dans les tourbillons salés et doux...	122
5.3.2	Analyses composites des anomalies de SSS dans les tourbillons	124
5.3.3	Composantes axisymétriques et non-axisymétriques des composites de SSS....	126
5.4	Influence des flux E-P sur la SSS dans les tourbillons	128
5.5	Conclusion.....	132
Chapitre 6: Conclusions générales et perspectives		134
6.1	Conclusions générales	134
6.2	Perspectives.....	136
Références bibliographiques		140

Liste des figures

- Figure 1-1 Moyenne globale du flux net à la surface océanique obtenue des données de OMIP (Ocean Model Intercomparison Project)/ERA40-Forcing. (D'après Röske, 2005).....5
- Figure 1-2 Moyennes mensuelles des précipitations (en couleur), des vents (en flèches) en a) février et en b) juillet dans le TAO entre 2010 et 2016. Les précipitations et les vents sont obtenus des données de TRMM 3B42 et ASCAT respectivement. Les positions moyennes de la zone de convergence intertropicale (ITCZ) sont représentées sur chaque figure par une ligne épaisse horizontale en bleu. Les zones de haute et basse pression (HP et BP) atmosphériques sont également indiquées.5
- Figure 1-3 a) Représentation schématique de la circulation de Hadley (D'après Fiehn, 2018) et b) moyenne journalière du flux d'eau douce atmosphérique (E – P) sur la période 2010-2016. Les positions moyennes et extrêmes de l'ITCZ sont indiquées en b par les courbes noires en gras continues et en pointillées.6
- Figure 1-4 Représentation schématique du système des courants dans l'océan Atlantique tropical. Les courants de surface sont représentés en lignes noires continues et ceux de subsurface en lignes noires discontinues. Les zones frontales du Cap Vert (CVFZ) et d'Angola/Benguela (ABF) sont représentées par les lignes rouges discontinues. Les principaux courants sont : Brazil Current (BC), North Brazil Current (NBC), North Brazil Current Retroflexion (NBCR), North Brazil Undercurrent (NBUC), Canary Current (CC), Azores Current (AzC), North Equatorial Current (NEC), North Equatorial Countercurrent (NECC), northern, central, and southern branches of South Equatorial Current (nSEC, cSEC, sSEC), Guinea Current (GC), Angola Current (AC), Angola Dome (AD), Guinea Dome (GD), South Equatorial Countercurrent (SECC), Equatorial Undercurrent (EUC), North Equatorial Undercurrent (NEUC), South Equatorial Undercurrent (SEUC), Guyana Current (GuC), Benguela Current (BeC), Mauritania Current (MC), Agulhas Rings (AR), South Atlantic Current (SAC). Poleward Undercurrent (PUC). Le fond de couleur

représente la topographie dynamique moyenne de la surface océanique et les boîtes en pointillée sont définies pour représenter les diagrammes θ/S (voir Figure 1-6)9

Figure 1-5 a) SST et b) SSS moyennes dans l’océan Atlantique tropical sur la période 2010-2017. Les contours noirs représentent les écarts-type..... 12

Figure 1-6 Diagramme θ/S des masses d’eau dans les sous-régions B1 à B6 (représentées sur la Figure 1-4) obtenu des flotteurs Argo de 2000 à 2017. Les flèches et les cercles indiquent les caractéristiques θ/S des masses d’eau spécifiques. 14

Figure 1-7 Sections verticales de température et de salinité moyennes entre a, c) 10 – 40 °W et entre b,d) 10°N-10°S dans le TAO, obtenues à partir de la climatologie World Ocean Atlas (Locarnini et al., 2018; Zweng et al., 2018). Les contours noirs continus et avec des pointillés représentent les niveaux isopycnaux moyens σ_θ . Les différentes masses d’eau : TSW : Tropical Surface Water, NAW : North Atlantic Water, SAW : South Atlantic Water, STUW : Subtropical Underwater, SACW : South Atlantic Central Water, North Atlantic Central Water, AAIW : Antarctic Intermediate Water. 15

Figure 1-8 Carte globale d'anomalie du niveau de la mer (en cm) du 10-04-2010, faisant apparaître des structures tourbillonnaires de mésoéchelle. Les anomalies positives et négatives correspondent respectivement aux tourbillons anticycloniques et cycloniques. 18

Figure 1-9 Illustration des tourbillons cycloniques **a**) de surface et **c**) de subsurface et des tourbillons anticycloniques **b**) de surface et **d**) de subsurface. (Assassi et al., 2014 ; 2016)..... 19

Figure 1-10 Exemples de structures verticales en température et salinité des tourbillons. Source : Sandalyuk & Belonenko, 2021..... 20

Figure 1-11 Trajectoires de tourbillons cycloniques (en bleu) et anticycloniques (en rouge), d’après Chelton et al., 2011 20

Figure 1-12 Différentes configurations d’anomalie de PV qui satisfont les conditions d’instabilité **a**) barotrope et **b**) barocline d’après Morel & McWilliams, 2001. Q représente la vorticité potentielle désignée par PV dans le texte. Les flèches représentent les sens des gradients de Q. 21

Figure 1-13 Illustration des principaux mécanismes de création d'anomalie de vorticité potentielle (PV). (D'après Assene et al., 2020)	23
Figure 1-14 Trajectoires de tourbillons issus de la rétroflexion du a) NBC et du b) courant des Aiguilles (d'après Fratantoni & Richardson, 2005 et Guerra et al., 2018). Les points rouges en b représentent les lieux de dissipation des tourbillons.	26
Figure 2-1 Satellites altimétriques : missions passées, en cours et futures (d'après Taburet et al., 2019).....	31
Figure 2-2 Principe de de la mesure altimétrique. Crédit CLS	32
Figure 2-3 Schéma simplifié a) d'un flotteur Argo et b) des étapes d'un cycle de mesures Argo. (source : www.euro-argo.eu).....	38
Figure 2-4 Distribution a) temporelle et b) spatiale du nombre de profil Argo disponible entre 2000 et 2017. La distribution en b est faite dans des pixels de $3^{\circ} \times 3^{\circ}$	39
Figure 2-5 Exemple de de tourbillons détectés à partir de l'ADT. Les points noirs et magenta représentent les centres des cyclones et des anticyclones, respectivement. Les bords des tourbillons sont délimités par les contours en gras.....	41
Figure 2-6 Illustration des différentes configurations des contours des tourbillons aux dates t et t+dt (dt =1 jour). Les traits pleins représentent le contour du tourbillon à la date t, et les pointillés représentent les différents contours possibles à la date t+ dt (d'après Pegliasco,2015).....	43
Figure 2-7 Exemple de a) SST brute (30/05/2015), décomposée en b) SST à grande échelle basse fréquence et c) SST à mésoéchelle (anomalie). Les tourbillons d) détectés sur les champs ADT correspondants sont e) colocalisés avec le champs d'anomalie de SST. Le champ d'anomalie de ADT en d est également obtenu en filtrant le champ ADT du même jour. Les tourbillons cycloniques sont représentés par des contours en gras et les anticycloniques par des contours fins.	48
Figure 2-8 a) Illustration de la région centrale du tourbillon où l'anomalie moyenne est calculée et b) exemple de composite moyenne de SST grande échelle basse fréquence (GE BF) dans les	

tourbillons entre le centre et deux fois leur rayon. Le contour en trait plein en a) représente le bord du tourbillon. Celui en pointillé délimite la région centrale. Le point en noir est le centre du tourbillon. En b), le bord des tourbillons est représenté par le cercle normalisé de rayon $R = 1$. 49

Figure 2-9 Schéma récapitulatif des données et méthodes utilisées 50

Figure 3-1 Evolution spatio-temporelle de la structure en PV (1ère ligne) et en SLA (2ème ligne) d'un tourbillon localisé en subsurface durant sa propagation au sud de l'équateur. Source (Assene, 2019)..... 63

Figure 3-2 a) Histogramme du rapport $r = \beta_{\text{vortex}}/\beta$ dans l'hémisphère nord (courbes continues) et dans l'hémisphère sud (courbes discontinues) et b) distribution spatiale de r 65

Figure 4-1 Anomalies moyennes de a) θ et de b) S observées entre 0 et 1000 m de profondeur dans les tourbillons cycloniques (en bleu) et anticycloniques (en rouge) dans le TAO et dans des sous-régions de $15^\circ \times 15^\circ$ en longitude/latitude. Les moyennes annuelles de température (SST) et de salinité (SSS) de surface issues du World Ocean Atlas 2018 (Locarnini et al., 2018 ; Zweng et al., 2018) sont représentées en couleur en a et b. Les nombres de profils moyennés dans chaque sous-région sont indiqués en bleu (cyclones) et en rouge (anticyclones). Les chiffres en noir indiquent le maximum de la fréquence moyenne de Brunt Väisälä ($\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) également pour chaque sous-région..... 68

Figure 4-2 Illustration des anomalies de a,b) θ et de c,d) S engendrées par des déplacements verticaux des profils moyens de θ et S . Les flèches rouges et bleues en a et c indiquent respectivement l'approfondissement et la remontée des isopycnes. 70

Figure 4-3 Déplacements verticaux des isopycnes observés dans les cyclones (en bleu) et les anticyclones (en rouge). Une anomalie positive (négative) signifie un approfondissement (une remontée) des isopycnes dans les tourbillons. 71

Figure 4-4 Anomalies moyennes de θ isopycnale observées dans tous les tourbillons anticycloniques de a) surface et de b) subsurface dans les sous-régions de $15^\circ \times 15^\circ$. La couleur de fond représente la moyenne annuelle de θ entre les surfaces surfaces isopycnales $\sigma = 24$ et 26

kg.m-3 en a et entre $\sigma = 26$ et 27.5 kg.m-3 en b déduite de World Ocean Atlas 2018 (Locarnini et al., 2018 ; Zweng et al., 2018). Les courbes rouges et bleues représentent les anomalies des anticyclones chauds et froids tandis que les courbes noires représentent les anticyclones ayant des anomalies non-significatives.	103
Figure 4-5 Même chose que la Figure 4-4 pour les cyclones.....	104
Figure 5-1 Couverture spatiale des tourbillons a) chauds et b) froids par pixel de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ pour la période 2010-2016 et c) dominance spatiale des tourbillons chauds et froids.	109
Figure 5-2 Distribution spatiale des anomalies moyennes de SST dans les tourbillons a) chauds et b) froids. Les lignes continues et discontinues représentent les positions moyennes et extrêmes de l'ITCZ. Les pixels contenant moins de 25 tourbillons sont masqués en blanc en c et d et ne sont pas considérés dans nos analyses.	110
Figure 5-3 Anomalie moyenne de flux a-b) de chaleur latente (LHF), c-d) de chaleur sensible (SHF) et e-f) infra-rouge (IRF) dans les tourbillons chauds et froids dans le TAO	111
Figure 5-4 Relation entre les anomalies de SST et les anomalies de flux de chaleur latente et sensible associés aux tourbillons pour l'ensemble du TAO.....	113
Figure 5-5 Composites des anomalies moyennes des anomalies de SST dans les tourbillons de l'hémisphère Nord (ligne du haut) et Sud (ligne du bas) dans les tourbillons a, b,e,f) anticycloniques et c,d,g,h) cycloniques. Pour chaque cas, N et Rm indiquent le nombre et le rayon moyen des tourbillons plus ou moins l'écart-type. Les cercles de rayon R représentent les contours externes normalisés des tourbillons.....	114
Figure 5-6 Composites des anomalies de flux de chaleur a-h) latente (LHF) et i-p) sensible (SHF) dans l'hémisphère nord (a-d et i-l) et dans l'hémisphère sud (e-h et m-p) dans les tourbillons cycloniques et anticycloniques. N et Rm représentent les mêmes indications que pour la Figure 5-5.....	115

Figure 5-7 Schéma illustratif des advections a,b) horizontales et c,d) verticales induites par les tourbillons a,c) cycloniques et b,d) anticycloniques dans l'hémisphère Nord (adapté de Gaube et al., (2015) et Delcroix et al., (2018)).....	116
Figure 5-8 Distribution spatiale de la décomposition des anomalies de SST en composantes a,c) axisymétriques et b,d) non-axisymétriques dans AEs a-b) chauds et c-d) froids. Les vitesses géostrophiques moyennes des tourbillons sont représentées par les flèches. Pour plus de visibilité, les sens de rotation des tourbillons dans l'Hémisphère Nord (HN) et Sud (HS) sont matérialisés en b et d. Les chiffres en gras en b et d indiquent pour chaque composite, le ratio du maximum d'anomalie axisymétrique et du maximum absolu d'anomalie non-axisymétrique à l'intérieur des tourbillons.....	117
Figure 5-9 Comme pour la Figure 5-8, cas des CEs	118
Figure 5-10 a) Anomalies de SST non axisymétriques (en valeurs absolues) au sein des CEs (en bleu) et AEs (en rouge) en fonction des gradients horizontaux à grande échelle et basse fréquence de SST et b) variations saisonnières (en %) des AEs froids et CEs chauds dans les hémisphères Nord et Sud. Les gradients horizontaux (ΔSST) sont assimilés à la différence des moyennes de SST GE BF entre les boîtes B1 et B2 en a. Les barres verticales en a sont les déviations standards.	119
Figure 5-11 Distribution spatiale des anomalies moyennes de précipitation dans les tourbillons a) chauds et b) froids et c) coefficient de corrélation entre les anomalies de flux de chaleur et de précipitation. La boîte en noir délimite la zone de maximum de précipitation.....	121
Figure 5-12 Couverture spatiale des tourbillons a) salés et b) doux par pixel de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ pour la période 2010-2016 et c) dominance spatiale des tourbillons chauds et froids.	122
Figure 5-13 Distribution spatiale des anomalies moyennes de SSS dans les tourbillons a) salés et b) doux. Les pixels avec moins de 25 tourbillons sont masqués en blanc. Les boîtes en noir délimitent les zones influencées par les panaches des fleuves Amazone et Congo.	123

Figure 5-14 Composites des anomalies moyennes de SSS dans les tourbillons de l’Hémisphère Nord (ligne du haut) et Sud (ligne du bas) dans les tourbillons a, b,e,f) anticycloniques et c,d,g,h) cycloniques. N indique le nombre de tourbillons. Les cercles de rayon R représentent les contours externes normalisés des tourbillons.....	125
Figure 5-15 Comme pour la Figure 5-8, cas des anomalies de SSS dans les AEs.....	126
Figure 5-16 Comme pour la Figure 5-8 : cas des anomalies de SSS dans les CEs.....	127
Figure 5-17 Anomalies de SSS non axisymétriques (en valeurs absolues) dans les CEs (en bleu) et AEs (en rouge) en fonction des gradients horizontaux de SSS GE BF.....	128
Figure 5-18 Anomalies moyennes de flux E – P dans les tourbillons a) salés et b) doux et coefficient de corrélation entre les anomalies de E – P et de SSS dans les tourbillons. Les boîtes B délimitent la zone de maximum de précipitation.	128
Figure 5-19 Composites moyennes des variations du flux E – P et de SSS associées au niveau de l’ITCZ : cas des AEs	131
Figure 5-20 Composites moyennes des variations du flux E – P et de SSS associées au niveau de l’ITCZ : cas des CEs	131

Liste des tableaux

Tableau 5.1: Statistiques des tourbillons chauds et froids dans le TAO sur la période 2010-2016	109
Tableau 5.2: Statistiques des tourbillons salés et doux dans le TAO sur la période 2010-2016.	124
Tableau 5.3: Statistiques des tourbillons en fonction des variations de SSS et du flux E – P associés dans la région équatoriale au niveau de l’ITCZ	130

Introduction

L'océan recouvre plus de 70 % de la surface terrestre et contient également plus de 97 % du volume total d'eau liquide sur la surface terrestre. L'océan possède une très grande capacité thermique qui lui permet de stocker une importante quantité d'énergie thermique qu'il redistribue à travers sa circulation. Au contact avec l'atmosphère, l'océan échange également d'énergie sous forme de quantité de mouvement et de chaleur, régulant ainsi le climat. Le rôle important qu'il joue dans la régulation du climat, mais aussi dans la productivité et la biodiversité, suscite beaucoup d'intérêt et d'études. Depuis les 20 – 30 dernières années, la constellation de satellites d'observation de l'océan et les réseaux de capteurs *in situ* de plus en plus denses dans l'océan, permettent l'observation et l'étude des processus océaniques de plus en plus aisées à des échelles spatio-temporelles de plus en plus petites. La dynamique à mésoéchelle, objet d'étude principal de ma thèse, regroupe les processus physiques d'échelles intermédiaires entre les échelles synoptiques et les échelles inférieures. Dans l'océan, la mésoéchelle est caractérisée par des échelles spatiales de l'ordre de ~100 km en moyenne et par des échelles temporelles de quelques jours à quelques mois, voire l'année. La dynamique océanique à mésoéchelle est essentiellement composée de structures tourbillonnaires, de filaments et de fronts. Les tourbillons de mésoéchelle sont présents partout dans l'océan global et jouent un rôle majeur dans le transport et la redistribution d'énergie et de traceurs comme la chaleur, le sel, les nutriments ou d'autres propriétés physiques et biogéochimiques à l'intérieur de l'océan. Au cours de ma thèse, nous nous intéressons donc aux tourbillons de mésoéchelle en particulier dans l'océan Atlantique tropical (30 °N – 30 °S).

L'océan Atlantique tropical représente une région importante pour la circulation océanique notamment la circulation thermohaline. De ce fait, il a une contribution non-négligeable dans les échanges interhémisphériques de traceurs et de masses d'eau à travers les courants à grande-échelle et à mésoéchelle (e.g. *Thomas & Zhai, 2013 ; Saenko et al., 2018*). De nombreuses études ont contribué à la compréhension de sa structure à grande échelle (circulation, masses d'eau, température, salinité, échanges océan-atmosphère, ...). Par contre, relativement peu se sont intéressées à sa dynamique à mésoéchelle, même si des travaux ont été conduits dans des régions aux caractéristiques très particulières comme dans les systèmes upwelling de bords est au Canarie/Sénégal et au Benguela (e.g. *Gutknecht et al., 2013 ; Pegliasco et al., 2015*) ou encore dans la rétroflexion du courant Nord-Brésilien et courant des Aiguilles (e.g., *Penven et al., 2001 ; Garraffo et al., 2003 ; Goni & Johns, 2003 ; Fratantoni & Richardson, 2006 ; Rubio et al., 2009 ;*

Laxenaire et al., 2018), ou encore dans le sillage des îles Canaries (e.g. *Arístegui et al., 1994 ; 1997*). Vu leur importance et les rôles qu'ils jouent, tels que démontrés dans de nombreuses régions océaniques (e.g *Morrow & Le Traon, 2012 ; Rousselet et al., 2016 ; Petrenko et al., 2017*), cette thèse s'intéresse aux tourbillons de mésoéchelle, leurs caractéristiques, les mécanismes possibles à la base de leur formation et leur potentiel rôle dans les échanges océan-atmosphère. Les trois principales questions scientifiques de ma thèse sont les suivantes :

- i. Quelles sont les caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle dans l'océan Atlantique tropical et quelles sont leurs variabilités saisonnières ?
- ii. Quelle est la structure verticale thermohaline des tourbillons dans l'océan Atlantique tropical et quels sont les mécanismes possibles à la source de leur formation ?
- iii. Comment la signature thermohaline à la surface des tourbillons impacte-t-elle ou est-elle impactée par l'atmosphère ?

Pour répondre à cette série de questions, nous disposons entre autres de plusieurs jeux de données d'observation satellitaires et *in situ* comme :

- Les données altimétriques de hauteur de mer,
- Les données *in situ* de profils de température et de salinité des flotteurs Argo,
- Les données satellite de température et salinité de surface
- Les données satellite de flux turbulents et de précipitations.

Dans la suite, ce manuscrit est organisé en 6 chapitres. Après exposition des questions scientifiques principales de ma thèse ci-dessus, le chapitre 1 fait l'état des connaissances sur les caractéristiques à grande échelle de l'océan Atlantique tropical, notamment la circulation atmosphérique et océanique, les masses d'eau suivi de la dynamique à mésoéchelle, ses mécanismes de forçage et ses caractéristiques dans l'océan Atlantique tropical. Le chapitre 2 procède à la description des différents jeux de données exploitées durant cette thèse et les méthodologies utilisées, suivi de trois chapitres sur les principaux résultats de ma thèse. Tout d'abord, les principales caractéristiques des tourbillons observés par altimétrie et leur variabilité saisonnière sont exposées au chapitre 3. Dans le chapitre 4, la structure verticale thermohaline des tourbillons de mésoéchelle, ainsi que les mécanismes à la source de leur génération sont analysés, suivi du chapitre 5 qui aborde l'influence des tourbillons de mésoéchelle sur les échanges océan-

atmosphère dans l'océan Atlantique tropical. Le chapitre 6 donne les conclusions générales et les perspectives de cette thèse.

Chapitre 1: Dynamique à grande-échelle et tourbillon dans le TAO.

1.1 Circulation atmosphérique et océanique à grande échelle

1.1.1 Flux de chaleur, d'eau douce et circulation atmosphérique à la surface océanique

Le flux solaire dont les variations spatio-temporelles déterminent les différents climats à l'échelle du globe, constituent la principale source d'énergie des océans. De plus, la forme irrégulière de la surface terrestre fait des océans tropicaux, les régions océaniques les plus exposés aux radiations solaires. Ainsi, dans les régions tropicales, et du fait également de la grande capacité thermique de l'eau, l'océan absorbe une grande partie de l'énergie reçue qu'il redistribue ensuite par les courants océaniques. L'autre partie de l'énergie reçue est réémise vers l'atmosphère sous forme de i) rayonnement infrarouge (dans les grandes longueurs d'ondes), de ii) chaleurs latente (évaporation) et de iii) chaleur sensible (conduction). Le bilan net des flux de chaleur à la surface océanique est défini par l'équation (1-1) (e.g. *Jayakrishnan & Babu, 2013 ; Pinker et al., 2014*). Il est déduit de l'équilibre entre les flux de chaleur entrants et sortants à travers la surface océanique

$$Q_{\text{net}} = Q_{\text{SW}} - (Q_{\text{LW}} + Q_{\text{SH}} + Q_{\text{LH}}) \quad (1-1)$$

Les Q_i représentent respectivement de gauche vers la droite, le flux de chaleur net à la surface océanique, le flux radiatif entrant (rayonnement solaire) ; le flux radiatif sortant (rayonnement infrarouge) ; le flux de chaleur sensible (qui peut être entrant ou sortant en fonction de la différence de température entre l'air et la surface océanique) et enfin le flux de chaleur latente (qui dépend aussi de la différence d'humidité spécifique entre l'air et la surface océanique). La distribution spatiale du flux de chaleur net à la surface de l'océan montre que les régions tropicales ont un bilan énergétique excédentaire. Ce bilan est par contre déficitaire vers les plus hautes latitudes (Figure 1-1)

Ce bilan net positif des flux de chaleur dans les régions tropicales entraîne un réchauffement de la surface océanique et en conséquence des masses d'air de la basse couche atmosphérique qui deviennent moins denses. Il se crée alors une zone de basse pression (BP)

atmosphérique vers laquelle affluent les masses d'air plus froides et plus denses venant des zones de hautes pressions

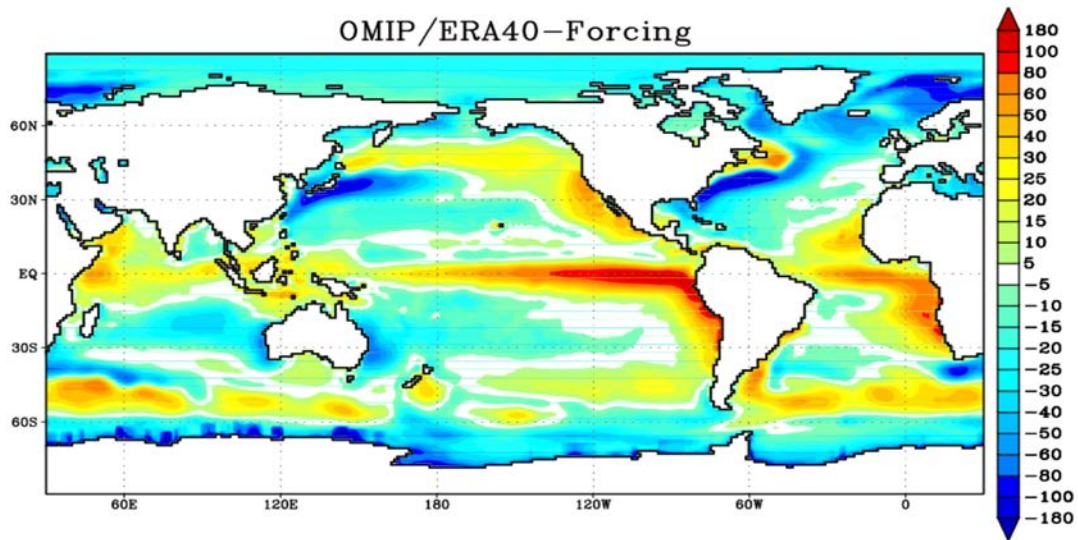


Figure 1-1 Moyenne globale du flux net à la surface océanique obtenue des données de OMIP (Ocean Model Intercomparison Project)/ERA40-Forcing. (D'après Röske, 2005)

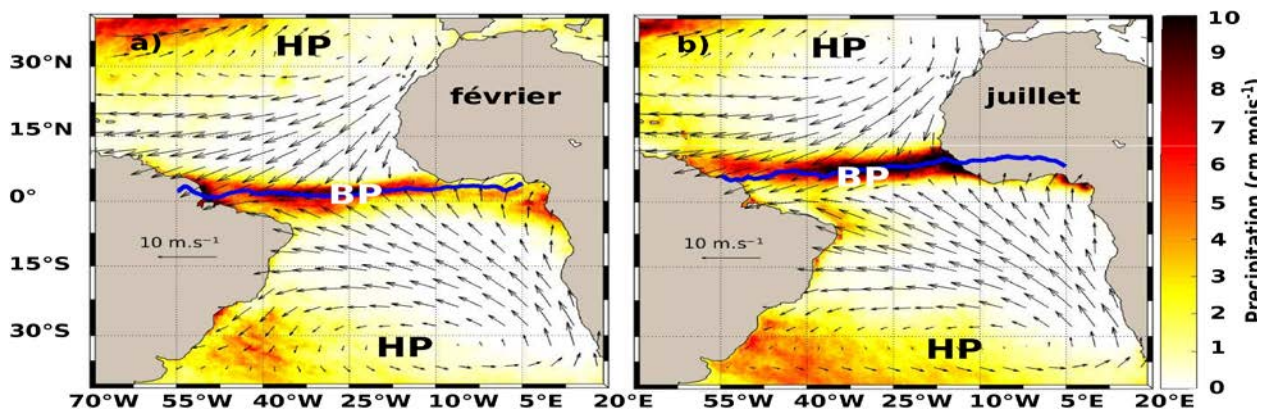


Figure 1-2 Moyennes mensuelles des précipitations (en couleur), des vents (en flèches) en a) février et en b) juillet dans le TAO entre 2010 et 2016. Les précipitations et les vents sont obtenus des données de TRMM 3B42 et ASCAT respectivement. Les positions moyennes de la zone de convergence intertropicale (ITCZ) sont représentées sur chaque figure par une ligne épaisse horizontale en bleu. Les zones de haute et basse pression (HP et BP) atmosphériques sont également indiquées.

(HP) situées dans les régions subtropicales. Dans l’océan Atlantique tropical (TAO), la circulation atmosphérique est principalement composée des centres de HP constitués par les anticyclones subtropicaux des Açores dans l’hémisphère Nord (HN) et de Sainte-Hélène dans l’hémisphère Sud (HS) et des centres de BP localisés proche de l’équateur (Figure 1-2). Dans les zones de BP, siège également un mécanisme de forte convection atmosphérique par lequel les masses d’air (chargées d’humidité du fait de l’évaporation à la surface océanique) réchauffées s’élèvent en altitude jusqu’à la tropopause. Ces mouvements convectifs assurent le renouvellement des flux d’air des HP vers les BP. Dans la tropopause, la vapeur d’eau contenue dans l’air se condense, forme des nuages qui précipiteront plus tard sous forme d’eau liquide. L’air sec issu de cette condensation se dirige respectivement vers le Nord et vers le Sud dans les HN et HS pour être repris dans les courants descendants des anticyclones subtropicaux. Au contact de la surface océanique dans ces régions subtropicales, les masses d’air sont à nouveau rechargées en humidité et le cycle recommence. L’ensemble de ces mécanismes forme la circulation de Hadley (Figure 1-3a).

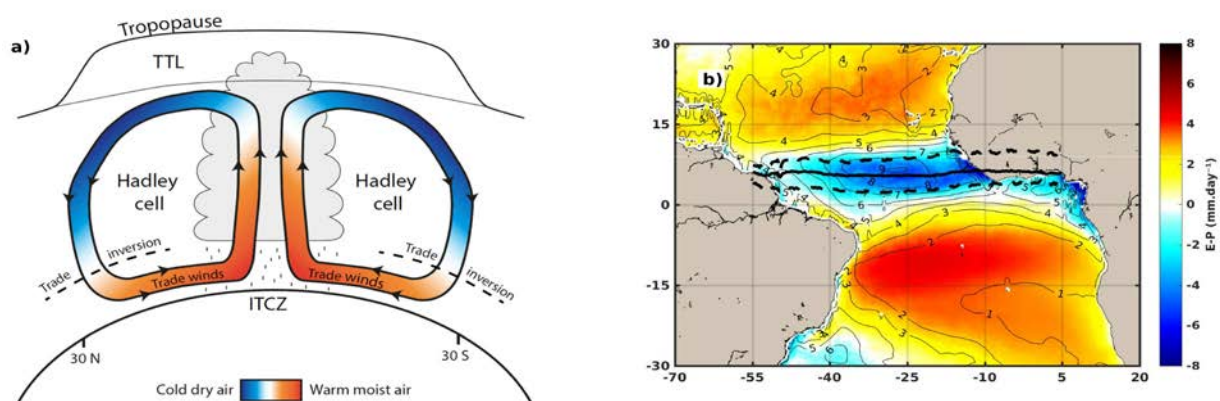


Figure 1-3 a) Représentation schématique de la circulation de Hadley (D’après Fiehn, 2018) et b) moyenne journalière du flux d’eau douce atmosphérique ($E - P$) sur la période 2010-2016. Les positions moyennes et extrêmes de l’ITCZ sont indiquées en b par les courbes noires en gras continues et en pointillées.

Les circulations anticycloniques autour des zones de HP engendrent des vents d’est ou alizés dans les tropiques. On distingue alors les alizés du nord-est et les alizés du sud-est respectivement dans l’HN et l’HS qui convergent tous vers l’équateur. Dans le TAO, la zone de convergence de ces alizés, appelée zone de convergence intertropicale (ITCZ, *Intertropical*

Convergence Zone), est rythmée par une forte migration méridienne et saisonnière entre les latitudes 2 °N et 10 °N (Eichhorn & n Bader, 2017 ; Pickers et al., 2017 ; Nnamchi et al., 2021). En hiver boréal (janvier-mars), on observe une intensification des alizés du nord-est qui repoussent l'ITCZ vers le sud en la maintenant proche de l'équateur (Figure 1-2a). Au contraire, pendant l'été boréal, ce sont les alizés du sud-est qui s'intensifient, entraînant la migration de l'ITCZ vers le Nord (Figure 1-2b).

L'ITCZ est également une zone très convective, caractérisée par de fortes précipitations (Figure 1-2). Sa migration méridienne régule les précipitations et d'une manière générale le climat dans les régions tropicales (e.g. Visbeck, 2002 ; Maloney & Shaman, 2008, Xie & Carton, 2004). En plus des évaporations, les précipitations représentent aussi des processus par lesquels l'océan et l'atmosphère échangent de l'eau douce. Dans le TAO, la moyenne mensuelle des précipitations dans les régions de l'ITCZ varie entre 8 et 10 cm mois⁻¹ (Figure 1-2). Au contraire, dans les régions subtropicales, la moyenne des précipitations est inférieure à 4 cm mois⁻¹, ce qui fait de ces régions des zones de très faible précipitation comparées aux régions équatoriales. Ces régions sont en fait dominées par les processus d'évaporation, en raison des flux de chaleur latente de l'océan vers l'atmosphère qui sont encore forts. Le bilan d'évaporation – précipitations indique alors un excès de précipitation au niveau de l'ITCZ et un excès d'évaporation dans les régions subtropicales notamment dans les centres des gyres subtropicaux des HN et HS (Figure 1-3b).

La migration méridienne de l'ITCZ impacte fortement la pluviométrie dans les pays riverains du golfe de Guinée et ceux au nord-est du continent Sud-Américain. En effet, lorsque les alizés du sud-est franchissent la ligne équatoriale, en raison de la force de Coriolis, ils deviennent des vents d'ouest. Ce changement de direction des vents, principalement à l'est du bassin et pendant l'été boréal (Figure 1-2b), favorise la circulation de masses d'air chargées d'humidité vers le continent Ouest-Africain. C'est ce mécanisme qui donne naissance au phénomène de la mousson ouest-africaine conduisant à un maximum de précipitation dans les pays côtiers et du Sahel en Afrique de l'Ouest notamment en été boréal (Ta et al., 2016 ; Raj et al., 2019). De même, à l'ouest du bassin, précisément au nord-est du continent Sud-Américain, les alizés sont également à l'origine de la mousson nord-brésilienne qui s'intensifie au printemps boréal (Carvalho & Oyama, 2013 ; Cavalcanti, 2015). De ce fait l'ITCZ a un impact potentiel sur les activités humaines dans les pays côtiers du TAO.

1.1.2 Circulation océanique de surface

Les vents sont les principaux forçages de la circulation océanique de surface. En effet, au contact de l'océan, les vents exercent une friction tangente à la surface océanique, mettant en mouvement les eaux superficielles. Dans le TAO, la circulation est relativement complexe. Elle est notamment composée des deux gyres subtropicaux des HN et HS, des systèmes de courants équatoriaux zonaux et des courants de bords Est et Ouest, aussi bien en surface qu'en subsurface (Figure 1-4). La frontière Nord du gyre subtropical de l'H.N. est constituée par le courant des Açores (AzC, *Azores Current*) qui s'écoule vers l'Est à environ 35°N jusqu'aux côtes africaines. Ce courant prend sa source dans la zone de transition du système du Gulf Stream et du Courant Nord Atlantique (Klein & Siedler, 1989) et alimente la majeure partie des eaux de surface à l'Est du bassin (Käse & Siedler, 1982 ; Käse et al., 1985 ; Sy, 1988). A l'approche des côtes africaines, l'AzC se sépare en deux branches autour de l'île de Madère. Sa branche est constitue la source principale du Courant des Canaries (CC, *Canary Current*) près des îles Canaries (Zhou et al. 2000 ; Mason et al., 2011). Le CC, qui forme en même temps le bord Est du gyre subtropical Nord (Mason et al., 2011), longe les côtes africaines en surface en direction de l'équateur entre 30°N et 10°N (Aristegui et al., 2009). C'est un courant large d'environ 1000 km avec une profondeur avoisinant ~800 m qui s'écoule à une vitesse de l'ordre de 0.8 m s⁻¹ en été boréal (Machín et al. 2006 ; Mason et al., 2011). Ses eaux sont relativement froides influencées par les eaux issues du système d'upwelling des Canaries (Lathuilière et al., 2008 ; Mason et al., 2011). A l'approche des îles du Cap Vert à ~15°N, le CC se détache des côtes africaines pour alimenter le Courant Nord Equatorial (NEC, *Nord Equatorial Current*) au Nord de la zone frontale du Cap Vert (CVFZ, voir Figure 1-4) (Stramma & Schott, 1999).

Le NEC dont l'étendue est comprise entre les latitudes 7°N et 20°N (Schott et al, 2002) circule vers le sud-ouest et constitue la frontière sud du gyre subtropical nord (e.g *Boullès et al., 1999 ; Stramma & Schott, 1999*). La vitesse du NEC varie entre 12 et 15 cm s⁻¹, maximale en été boréal et minimale durant le printemps (Arnault, 1987). C'est l'un des principaux courants zonaux qui prennent place dans la région équatoriale. Au Sud du NEC, le contre-courant Nord Equatorial (NECC, *North Equatorial Countercurrent*) s'écoule vers l'Est en surface, en moyenne entre les latitudes 3-10°N (Peterson & Stramma 1991 ; Boullès et al., 1999). À l'approche des côtes africaines, ce courant bifurque pour alimenter d'une part la circulation cyclonique du Dôme de Guinée (GD, *Guinea Dome*) (Doi et al., 2009) et le Courant de Mauritanie (MC, *Mauritania Current*). D'autre part le NECC constitue avec le CC les principales sources du courant de Guinée (GC, *Guinea Current*) (Richardson & Reverdin, 1987 ; Binet 1997). Ce dernier longe les côtes, au

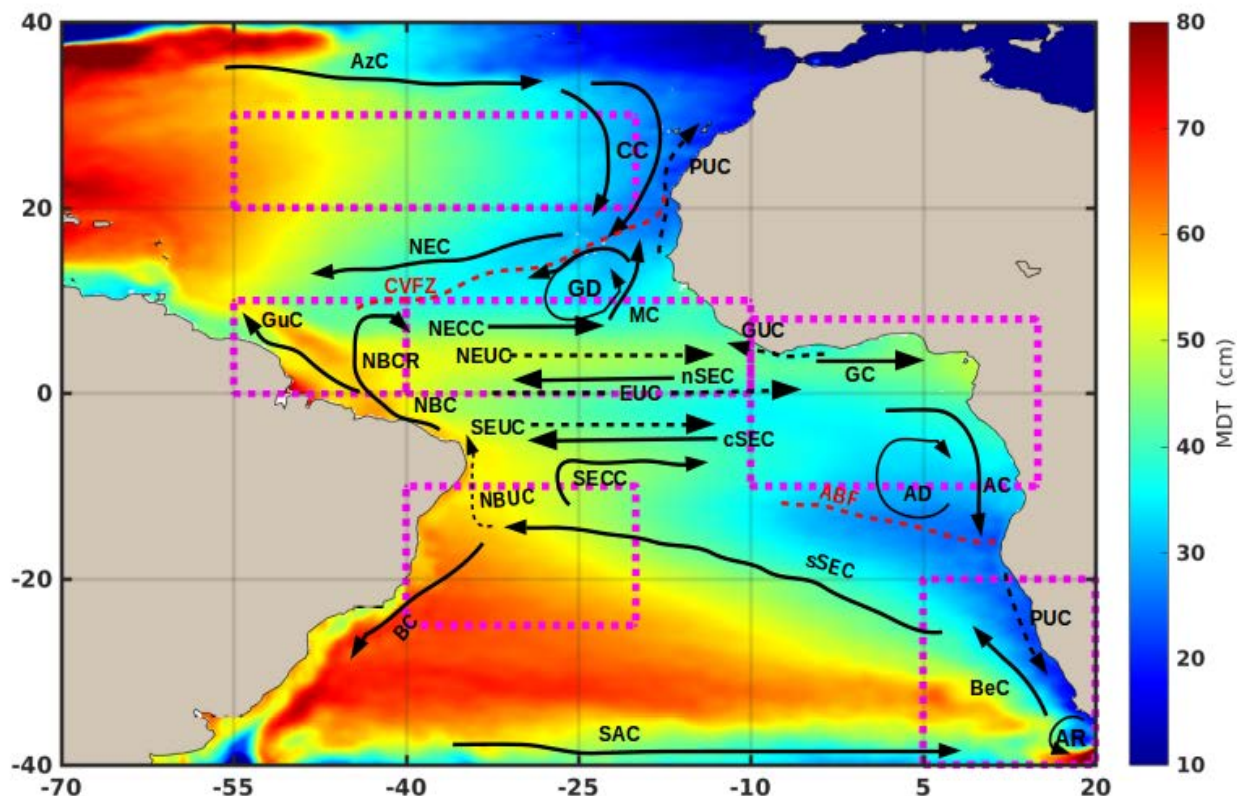


Figure 1-4 Représentation schématique du système des courants dans l'océan Atlantique tropical. Les courants de surface sont représentés en lignes noires continues et ceux de subsurface en lignes noires discontinues. Les zones frontales du Cap Vert (CVFZ) et d'Angola/Benguela (ABF) sont représentées par les lignes rouges discontinues. Les principaux courants sont : Brazil Current (BC), North Brazil Current (NBC), North Brazil Current Retroflexion (NBCR), North Brazil Undercurrent (NBUC), Canary Current (CC), Azores Current (AzC), North Equatorial Current (NEC), North Equatorial Countercurrent (NECC), northern, central, and southern branches of South Equatorial Current (nSEC, cSEC, sSEC), Guinea Current (GC), Angola Current (AC), Angola Dome (AD), Guinea Dome (GD), South Equatorial Countercurrent (SECC), Equatorial Undercurrent (EUC), North Equatorial Undercurrent (NEUC), South Equatorial Undercurrent (SEUC), Guyana Current (GuC), Benguela Current (BeC), Mauritania Current (MC), Agulhas Rings (AR), South Atlantic Current (SAC). Poleward Undercurrent (PUC). Le fond de couleur représente la topographie dynamique moyenne de la surface océanique et les boîtes en pointillée sont définies pour représenter les diagrammes θ/S (voir Figure 1-6)

Nord du golfe de Guinée à $\sim 3^\circ\text{N}$ à une vitesse d'environ 1 m s^{-1} à $\sim 5^\circ\text{W}$ (Richardson & Reverdin 1987).

Dans l’H.S., le gyre subtropical est limité à sa frontière Nord par la branche sud du Courant Sud Equatorial (sSEC, *South Equatorial current*). Ce courant, principalement alimenté par le courant de Benguela (BeC, *Benguela Current*), traverse le bassin Atlantique du Sud-Est vers le Nord-Ouest. En atteignant les côtes sud-américaines le sSEC bifurque entre les latitudes 12-15°S (Schott et al., 2004) pour former le Courant du Brésil (BC, *Brazil Current*) et en grande partie le Sous Courant Nord-Brésilien (NBUC, *North Brazil Undercurrent*) (Stramma & England, 1999 ; Silva & Araujo., 2009 ; Soutelino et al., 2011). Le BC circule vers le sud-ouest longeant les côtes sud-est du Brésil et constitue la branche ouest du gyre subtropical sud. C’est un courant dont la profondeur varie entre 450 et 750 m (Campos et al., 1996 ; da Silveira et al., 2004). Le NBUC, joint en surface par la branche centrale du SEC (cSEC) à ~ 5°S, forme le Courant Nord Brésilien (NBC, *North Brazil Current*) (Stramma et al., 1995 ; Bourlès et al., 1999 ; Dossa et al., 2021). Le NBC et le NBUC circulent le long des côtes nord-brésiliennes (Bourlès et al., 1999 ; Dossa et al., 2021), transportant des eaux chaudes et salées de l’H.S. vers l’H.N. Entre juillet et février, le NBC se détache majoritairement des côtes brésiliennes entre les latitudes 7 – 8 °N, puis recircule vers l’est en formant la rétroflexion du Brésil et alimente le NECC dont il constitue la principale source. Le NECC est aussi alimenté par le NEC et la branche nord du SEC (nSEC) (Fonseca et al., 2004). Cette rétroflexion est aussi associée à la formation et au détachement de grands tourbillons anticycloniques, aussi connus comme anneaux anticycloniques (*anticyclonic rings*), qui se propagent vers les Antilles (e.g. Fratantoni & Richardson, 2005). Le reste de l’année, notamment au printemps boréal, la rétroflexion du NBC et le NECC faiblissent complètement du fait de la migration vers l’équateur de l’ITCZ et du relâchement des alizées du sud-est (Garraffo et al., 2003 ; Fonseca et al., 2004). L’autre partie du NBC continue vers le Nord-Ouest pour alimenter le Courant de la Guyane (Condie 1991). La plupart des courants équatoriaux de surface peuvent s’étendre jusqu’à 500 m en profondeur (Stramma & Schott, 1999).

Les variations saisonnières des vents, à la surface de l’océan conditionnent celles de la circulation océanique de surface dans le TAO. En effet, pendant l’hiver-printemps boréal lorsque les vents sont faibles à l’équateur, l’ITCZ est à sa position la plus méridionale et les courants équatoriaux deviennent également faibles. Certains courants comme le NECC et la rétroflexion du NBC faiblissent complètement et deviennent même absents (e.g. Garraffo et al., 2003 ; Fonseca et al., 2004). En revanche durant l’été et l’automne boréal, lorsque les vents deviennent plus intenses à l’équateur avec le renforcement des alizés du sud-est, les courants équatoriaux s’intensifient et il y a rétablissement et intensification de la rétroflexion du NBC et du NECC (e.g. Garraffo et al., 2003 ; Fonseca et al., 2004).

1.1.3 Circulation océanique de subsurface

Les courants de subsurface sont principalement constitués du sous courant Équatorial (EUC, *Equatorial Undercurrent*), centré sur l'équateur, et de ses branches nord et sud que sont le Sous Courant Nord Équatorial (NEUC) et le Sous Courant Sud Équatorial (SEUC), circulant quasiment vers l'Est. Le NEUC est principalement alimenté par la réflexion du NBUC (*Bourlès et al., 1999a*). Par contre la source alimentant le SEUC n'est pas encore clairement définie et fait objet de débat « contradictoire ». En effet *Bourlès et al., (1999a)* ont montré que le NBUC s'affaiblit et réfléchit pour alimenter le SEUC, contrairement à *Schott et al., (1998)* qui avait plus tôt observé que le SEUC est alimenté par la réflexion de la branche équatoriale du SEC (eSEC). Plus tard *Goes et al., (2005)* confirme que le NBUC et le eSEC alimentent tous le SEUC, mais récemment *Dossa et al., (2021)* ont montré, à partir des données de campagne, que le SEUC n'est pas alimenté par le NBUC mais plutôt par le cSEC et le eSEC au moins en automne australe. Au bord Est du bassin on observe également le sous courant de Guinée (GUC, *Guinea Undercurrent*), collé à la côte vers $\sim 4^\circ\text{N}$ (*Herbert et al., 2016*). On note aussi la présence du sous courant des Canaries aussi connu par l'appellation PUC (*Poleward Undercurrent*). C'est un courant côtier qui circule vers le Nord, entre le Cap Vert ($\sim 15^\circ\text{N}$) et le Cap Beddouza au Maroc (33°N) et qui se situe entre 100 et 300 m en profondeur avec une largeur d'une cinquantaine de kilomètre (*Machín et al., 2006*). Dans l'H.S. et le Sud-Est du TAO, en dessous et en sens opposé du BeC, s'écoule le sous-courant de Benguela constituant aussi un PUC. Ce courant circule vers le Sud, le long du talus continental en transportant des eaux tropicales (*Garzoli & Gordon, 1996 ; Shannon & Nelson, 1996*). Son cœur peut atteindre 500 m en profondeur entre les latitudes $25\text{-}27^\circ\text{S}$ (*Veitch et al., 2010*). Au Nord-Est du continent sud-américain et vers le Sud, s'écoule le sous courant de la Guyane (GuC, *Guiana Undercurrent*) qui sert aussi de canal au NEC pour alimenter le NEUC et le EUC (*Stramma & Schott, 1999*).

1.2 Les Propriétés thermohalines des masses d'eau

1.2.1 La température de surface

La moyenne annuelle de la température de surface de l'océan (SST) dans le TAO varie entre 14 et 29°C (Figure 1-5a). Les eaux de surface les plus chaudes se répartissent dans la région équatoriale, en raison du flux solaire fort, et à l'ouest du bassin. Au contraire les eaux de surface plus froides sont localisées à l'est du bassin, notamment dans les systèmes d'upwelling de bords

est (EBUS) des Canaries et du Benguela, sièges d’upwelling intenses forcés par les alizés advectant des eaux froides en surface. En général, dans le TAO, le cycle annuel de la SST est dominé par le flux océan-atmosphère (Xie & Carton 2004 ; Yu *et al.*, 2006 ; Scannell & Mcphaden, 2018 ; Cabos *et al.*, 2019). En effet dans le TAO, les interactions océan atmosphère sont très intenses et les variabilités saisonnières océaniques sont modulées par la migration méridienne de l’ITCZ. Les processus océaniques jouent également un rôle important dans des régions spécifiques. Par exemple à l’équateur, les mélanges turbulents engendrés par les cisaillements verticaux entre les courants zonaux contribuent au refroidissement de la couche de mélange notamment en été boréal (e.g. Foltz *et al.*, 2013). Ces mélanges turbulents avec l’upwelling équatorial et côtier, les advections horizontales d’eau froides vers l’Ouest sont responsables du refroidissement intenses formant la langue d’eau froide au sud de l’équateur en été boréal. La SST est également influencée par les modes interannuels de variabilité que sont le mode équatorial ou Atlantic Niño et le mode méridien (e.g. Cabos *et al.*, 2019 ; Foltz *et al.*, 2019). Cependant, la variabilité interannuelle étant faibles comparée au cycle saisonnier, elle ne sera pas abordée dans cette thèse.

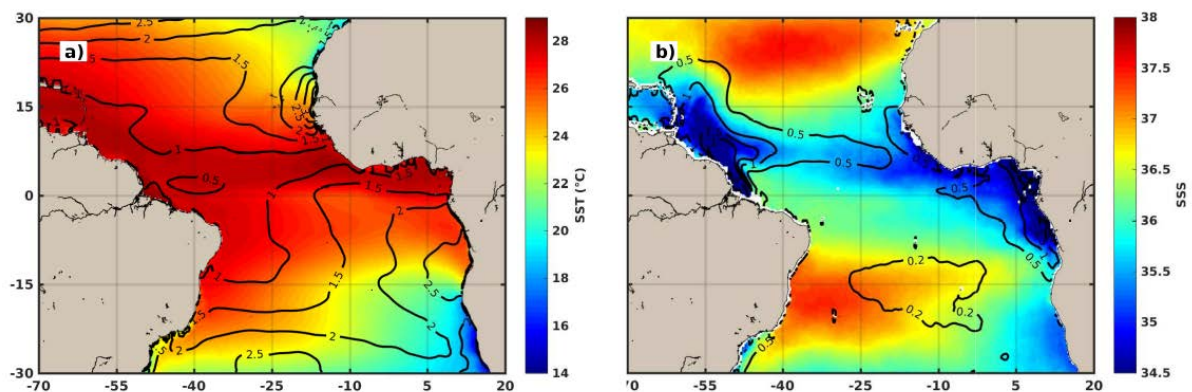


Figure 1-5 a) SST et b) SSS moyennes dans l’océan Atlantique tropical sur la période 2010-2017. Les contours noirs représentent les écarts-type..

1.2.2 La salinité de surface

Dans le TAO, la salinité de surface (SSS) est inégalement distribuée (Figure 1-5b). Les plus faibles SSS dans le TAO sont observées dans les régions côtières de grandes décharges fluviales (Amazone, Congo et Orénoque et Niger) et dans la région équatoriale $\sim (0 - 10^\circ\text{N})$ en raison des fortes précipitations dues à la présence de L’ITCZ (Figure 1-2). Par contre les eaux de

surface les plus salées ($SSS > 37$) sont localisées dans les gyres subtropicaux des HN et HS. Dans ces régions, les évaporations excèdent largement les précipitations (Figure 1-3b). A l'échelle saisonnière, en fonction des régions océaniques les variabilités de la SSS dépendent de plusieurs processus. Par exemple à l'ouest du TAO, ce sont les décharges fluviales (Amazone et Orénoque) et les advections horizontales qui expliquent les variations saisonnières de la SSS (Foltz *et al.*, 2004 ; Da-Allada *et al.*, 2013). Dans la région équatoriale, les précipitations sont les principales causes de variabilité de la SSS (Da-Allada *et al.*, 2013 ; Camara *et al.*, 2015 ; Awo *et al.*, 2018). Les mélanges verticaux jouent également un rôle important (Camara *et al.*, 2015). A l'Est du bassin, près des côtes africaines, les décharges du Congo et du Niger, ainsi que les advections verticales et mélanges verticaux modulent la SSS (Da-Allada *et al.*, 2013 ; Camara *et al.*, 2015). Dans chacune de ces régions spécifiques, les variabilités interannuelles de ces processus en lien avec les deux principaux modes de variabilité (mode zonal et mode méridien) expliquent aussi les variabilités interannuelles de la SSS (e.g. Awo *et al.*, 2018).

1.2.3 Les différentes masses d'eau

La circulation océanique transporte des masses d'eau ayant des propriétés particulières et qui se distribuent verticalement en fonction de leurs densités et donc de leurs caractéristiques thermohalines. En conséquence, les masses d'eau les plus légères, en surface, submergent les plus denses qui sont dans les couches plus profondes (Figure 1-6). Dans l'ordre, de la surface vers les fonds marins des océans subtropicaux, nous distinguons les eaux de surface, les eaux centrales, les eaux intermédiaires et les eaux profondes. Dans cette thèse, nous nous intéresserons aux masses d'eau situées dans les 1000 premiers mètres de profondeur et leurs propriétés température (θ) et salinité (S). Il s'agira donc des eaux de surface, des eaux centrales et des eaux intermédiaires.

Les couches de surface dans les régions équatoriales, sont occupées par les eaux tropicales de surface (TSW, *tropical surface water*) qui occupent la couche de mélange (Stramma & Schott, 1999). Ce sont des eaux relativement chaudes ($T > 27^\circ\text{C}$) et peu salées ($S < 36$) du fait des fortes précipitations dans ces régions influencées par l'ITCZ (Figure 1-3b). En dessous de cette couche superficielle, se trouve la thermocline où on observe une décroissance rapide de la température. L'isotherme 20°C y est souvent prise pour la base de la TSW et correspond approximativement à l'isopycne 25.8 kg m^{-3} (e.g. Stramma *et al.* 2005). Sous la TSW, se trouvent les eaux de maximum de salinité (SMW, *salinity maximum water*) ou encore les eaux subtropicales de subsurface (STUW, *Subtropical Underwater*) (Stramma & Schott, 1999 ; Stramma *et al.* 2005). Elles sont caractérisées par un maximum de salinité situé au-dessus de la thermocline (a, c), en moyenne à 100 m de profondeur (Bourlès *et al.*, 1999 ; Stramma & Schott, 1999 ; Stramma *et al.*, 2005a-b).

Ces eaux sont initialement formées au centre des gyres subtropicaux des HN et HS du fait de l'excès d'évaporation dans ces régions. En conséquence, il en résulte une forte salinisation des eaux de surface, qui deviennent plus denses et subducent en formant les eaux tropicales Atlantique Nord et Sud (NAW, *Northern Atlantic Water* et SAW, *Southern Atlantic Water*) (a, c) (Tsuchiya et al., 1992 ; Stramma & Schott, 1999 ; Bourlès et al., 1999 ; Stramma et al., 2005a-b). Ces eaux sont transportées vers l'équateur par l'intermédiaire du NEC et du sSEC et vont donc former la STUW (Bourlès et al., 1999b). A l'ouest du bassin, entre les latitudes 10°S et 15°N et au Nord-Est des côtes brésiliennes, Bourlès et al., (1999b), ont observé que les eaux venant du Sud et du Nord ont une salinité relativement forte ($S > 37$) sur les isopycnes 25.0 et 25.5 kg m^{-3} respectivement. Ces mêmes auteurs ont également observé un troisième type de SMW, ayant ses origines à l'Est du bassin et dénommée *Eastern Atlantic Water* (EAW), mais dont le maximum de salinité d'environ 36 est relativement plus faible que les deux précédents. L'EAW est transportée vers l'Ouest du bassin par le nSEC et le bord sud du NEC.

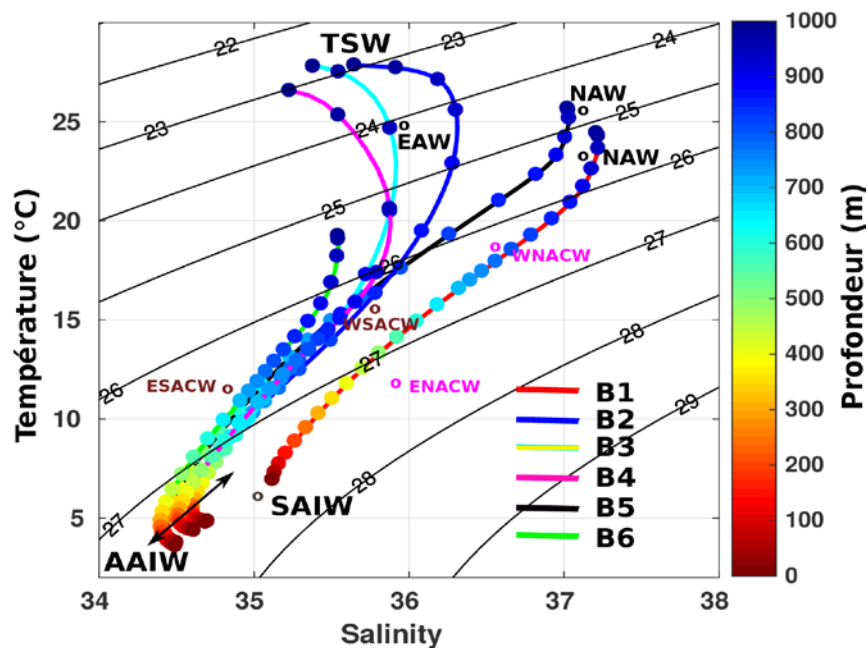


Figure 1-6 Diagramme θ/S des masses d'eau dans les sous-régions B1 à B6 (représentées sur la Figure 1-4) obtenu des flotteurs Argo de 2000 à 2017. Les flèches et les cercles indiquent les caractéristiques θ/S des masses d'eau spécifiques.

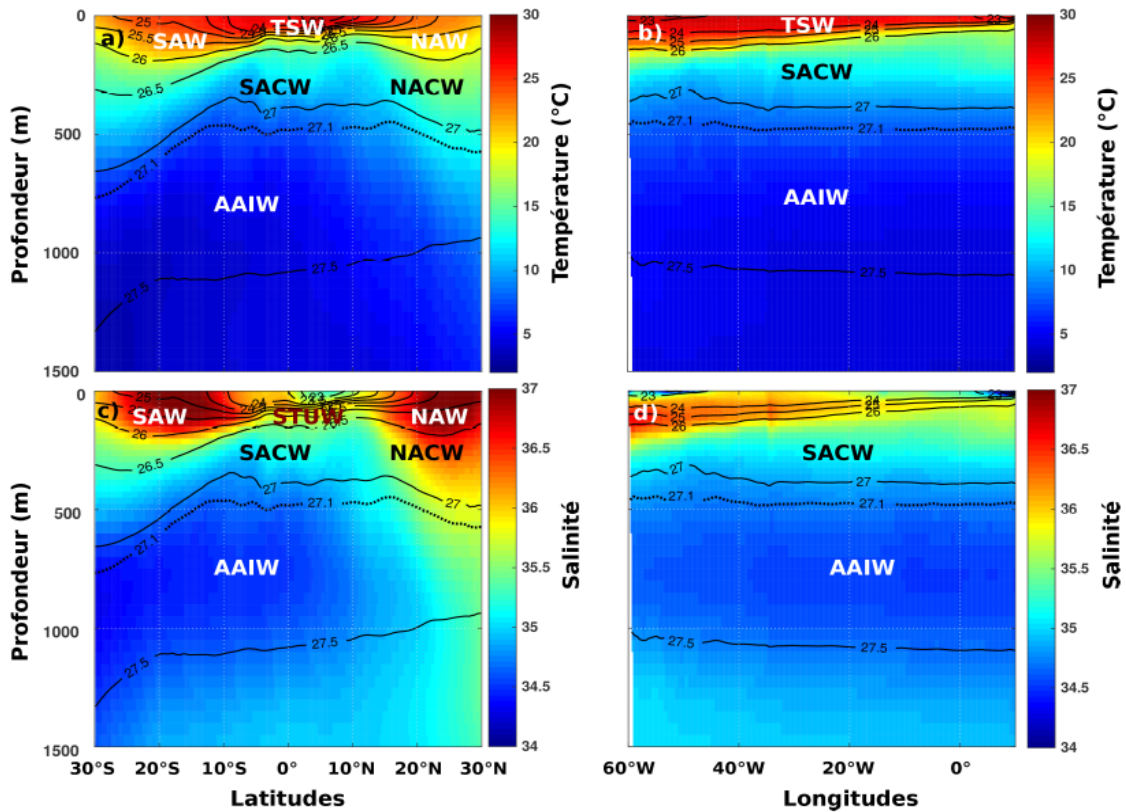


Figure 1-7 Sections verticales de température et de salinité moyennes entre a, c) 10 – 40 °W et entre b,d) 10°N-10°S dans le TAO, obtenues à partir de la climatologie World Ocean Atlas (Locarnini et al., 2018; Zweng et al., 2018). Les contours noirs continus et avec des pointillés représentent les niveaux isopycnaux moyens σ_θ . Les différentes masses d'eau : TSW : Tropical Surface Water, NAW : North Atlantic Water, SAW : South Atlantic Water, STUW : Subtropical Underwater, SACW : South Atlantic Central Water, North Atlantic Central Water, AAIW : Antarctic Intermediate Water.

Les eaux centrales sont situées juste en dessous des eaux de surface et s'étendent verticalement jusqu'à l'isopycne $\sim 27.1 \text{ kg m}^{-3}$, correspondant à environ 500 m de profondeur (Stramma & Schott, 1999 ; Stramma et al., 2005). Elles sont caractérisées par une relation θ/S quasi linéaire entre les isopycnes 25.8 et 27.1 kg m^{-3} (e.g. Stramma et al., 2005b) et sont formées dans les deux hémisphères. On distingue donc les Eaux Centrales de l'Atlantique Nord (NACW ; North Atlantic Central Water) et les Eaux Centrales de l'Atlantique Sud (SACW ; South Atlantic Central Water). La SACW couvre la majorité du TAO, et se présente sous deux formes selon les

régions de sa formation. La première forme de SACW est la SACW de l'ouest (WSACW, *Western SACW*), qui est moins dense et circule dans le gyre subtropical sud (*Stramma & Schott., 1999*). Elle est formée au Sud-Ouest près du front subtropical, entre 25-60°W de longitude et 30-45°S de latitude, par la rencontre de la SMW, de l'Eau Modale Subtropicale (STMW, *Subtropical Mode Water*) advectée par le BC vers le sud et de l'Eau Modale Subantarctique (SAMW, *Subantarctic Mode Water*) advectée par le courant des Malouines en provenance du sud (*Alvarez et al., 2014*). La deuxième forme de SACW est la SACW de l'Est (ESACW, *Eastern SACW*), qui est une forme modifiée des eaux centrales de l'océan Indien, puisqu'elle présente des caractéristiques typiques de ces dernières (*Stramma et Schott., 1999*). En effet, au sud-ouest du continent africain, l'eau centrale de l'océan Indien (ICW ; *Indian Central Water*) transportée par le courant des Aiguilles (*De Ruijter, 1982 ; Lutjeharms et van Ballegooyen, 1988*) rencontre la WSACW advectée par le courant de l'Atlantique Sud (SAC, *South Atlantic Current* voir Figure 1-4) avec laquelle elle se mélange en plus grande proportion (*Peterson & Stramma, 1991 ; Stramma et Schott., 1999 ; Liu & Tanhau., 2019*).

La ESACW est ensuite transportée par le sSEC depuis sa région de formation, au Sud-Ouest du continent africain, vers le plateau continental brésilien où le sSEC bifurque pour former le BC et les NBUC. La NACW se distingue facilement de la SACW puisqu'elle est plus chaude et plus salée (Figure 1-6 & a, c). La frontière entre les deux masses d'eau centrales est connue sous le nom de zone frontale du Cap Vert (CVFZ, *Cape Verde Frontal Zone*). Cette frontière s'étend presque zonalement sur tout le bassin (*Lozier et al., 1995*), suivant en moyenne la latitude 15°N en prenant une orientation sud-ouest nord-est à l'Est de 30°W jusqu'à l'approche du continent africain (Figure 1-4 ; *Sverdrup et al. 1942 ; Tomczak 1984*). Verticalement, la frontière entre la NACW et la SACW à l'Est du bassin est inclinée et forme une pente vers le nord en surface et vers le sud en profondeur, les eaux centrales du Sud surmontant donc celle du Nord. Par contre vers l'ouest du bassin, cette frontière présente une orientation quasiment verticale (*Stramma et Schott., 1999*).

Dans le TAO, les principales masses d'eau rencontrées dans les couches intermédiaires du TAO sont les eaux Antarctiques intermédiaires (AAIW, *Antarctic Intermediate water*). Elles sont formées à l'Est du Passage de Drake dans l'océan Atlantique sud entre 40 – 55 °S (*Stramma & England, 1999 ; Liu & Tanhua., 2021*) d'où elles plongent puis se propagent vers le Nord jusqu'à ~ 30°N (*Kirchner et al., 2009 ; Alvarez et al., 2014*). Ce sont des eaux de minimum de salinité (Figure 1-6 &), mais très riches en oxygène (e.g. *Stramma & England, 1999, Liu & Tanhua., 2021*). Leur température est généralement inférieure à 3.5°C et elles occupent la couche isopycnale

~ 27 – 32 kg m⁻³ entre ~ 500 et 1200 – 1500 m de profondeur (*Piola & Georgi, 1982 ; Talley, 1996 ; Stramma & Schott, 1999 ; Stramma & England, 1999*). Au nord du TAO, on trouve des traces de l'eau subarctique intermédiaire (SAIW, *Subarctic Intermediate Water*) et ayant des températures supérieures à 4.5 °C (e.g. *Liu et al., 2021*).

1.3 Les tourbillons de mésoéchelle

1.3.1 Définition et principales caractéristiques

Les tourbillons océaniques de mésoéchelle, ou de moyenne échelle, sont des structures approximativement circulaires qui se superposent à la circulation océanique de grande-échelle. Ils sont observés dans tous les océans (*Chaigneau & Pizarro, 2005 ; Chaigneau et al. 2008 ; 2009 ; 2011 ; Fu et al., 2010 ; Chelton et al., 2011 ; Zhang et al., 2013 ; Gaube et al., 2014 ; Sun et al., 2018 ; Zhan et al., 2019 ; Pegliasco et al., 2015 ; 2021*), et sont facilement identifiés sur les cartes altimétriques de hauteur de mer (Figure 1-8), de même que sur les images satellites de température ou de chlorophylle de surface. Leur taille, de quelques dizaines à quelques centaines de km, varie en fonction de la latitude en augmentant des pôles vers l'équateur, similairement au rayon de déformation de Rossby (e.g. *Chelton et al., 1998 ; 2011 ; Fu et al., 2010*). Les tourbillons s'étendent aussi verticalement et peuvent donc impacter l'océan intérieur sur plusieurs centaines de mètres (*Chaigneau et al., 2011 ; Pegliasco et al., 2015 ; Keppler et al., 2018 ; Sun et al., 2018 ; Sandalyuk & Belonenko, 2021*). Ils se forment puis se dissipent dans l'océan et ont des durées de vie allant de quelques jours à plusieurs années, pour les structures les plus cohérentes et les plus intenses.

De manière similaire aux cyclones et anticyclones atmosphériques, il existe dans l'océan des tourbillons cycloniques (CEs) et anticycloniques (AEs), qui se distinguent par leur sens de rotation. Les CEs (AEs, respectivement) sont toujours associés à des creux (bosses) de hauteur de mer à la surface océanique (Figure 1-9). Ainsi, par équilibre géostrophique entre les forces de pression et la force de Coriolis liée à la rotation de la terre, les AEs de HN ont une vorticité négative et un sens de rotation horaire tandis que les CEs ont une vorticité positive et un sens de rotation anti-horaire. Par contre dans l'HS, comme la force de Coriolis a une direction opposée, les sens de rotation des tourbillons sont inversés. En fonction de la profondeur où se situe le maximum de vorticité et de rotation, les tourbillons peuvent être catégorisés comme étant de surface ou de subsurface. Généralement, les AEs de surface ont un cœur plus chaud et plus salé que leur

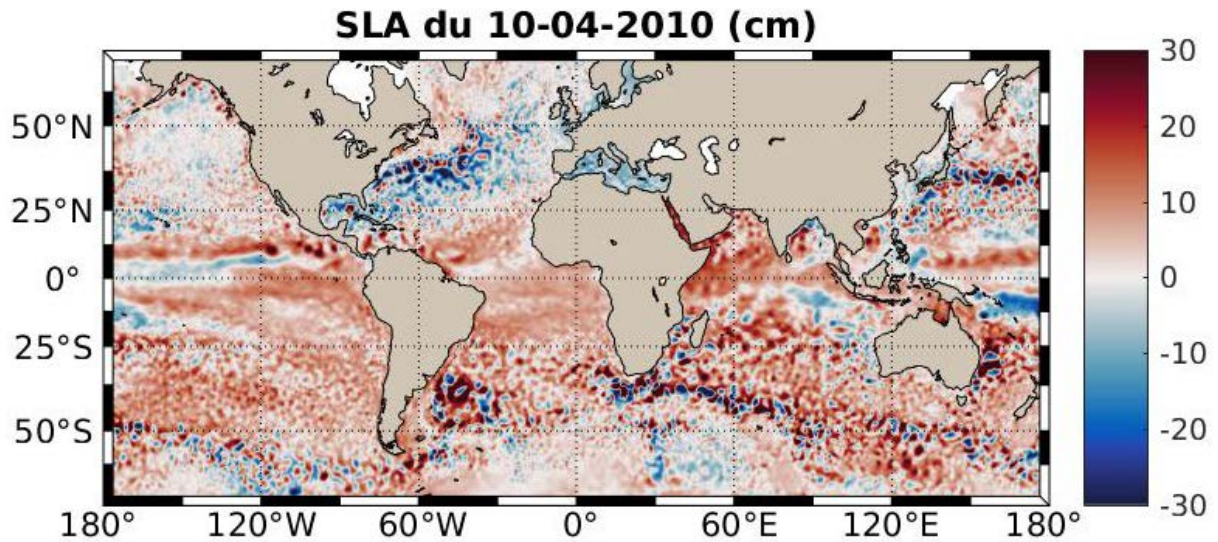


Figure 1-8 Carte globale d'anomalie du niveau de la mer (en cm) du 10-04-2010, faisant apparaître des structures tourbillonnaires de mésoéchelle. Les anomalies positives et négatives correspondent respectivement aux tourbillons anticycloniques et cycloniques.

environnement, contrairement aux CEs qui ont un cœur plus froid et moins salé ou plus doux (Figure 1-10) (e.g. ; Chaigneau et al., 2011 ; Pegliasco et al., 2015 ; Keppler et al., 2018 ; Sun et al., 2018 ; Zhan et al., 2019). Cependant, il n'est pas rare d'observer des CEs plus chauds et des AEs plus froids (Figure 1-9c-d ; Assassi et al., 2014 ; 2016). Ces catégories de tourbillons, appelés tourbillons « anormaux » par Liu et al., (2021), ont généralement leurs cœurs en subsurface (Figure 1-9c-d ; Assassi et al., 2016).

Dynamiquement, les tourbillons induisent en leur intérieur et localement, des mouvements verticaux qui diffèrent selon qu'il s'agisse des CEs ou des AEs, et de tourbillons de surface ou de subsurface. Ainsi, les CEs de surface sont caractérisés par une remontée des isopycnes (*upwelling*) tandis que les AEs de surface se caractérisent par un approfondissement (*downwelling*) des isopycnes (Figure 1-9a-b). Dans les CEs de subsurface, on observe une remontée des isopycnes situées en dessous du cœur des tourbillons, et un approfondissement de celles situées au-dessus (Figure 1-9c). Au contraire, dans les AEs de subsurface, il y a un écartement des isopycnes autour du cœur des tourbillons induisant une remontée des isopycnes situées au-dessus et un approfondissement des isopycnes situées en dessous (Figure 1-9d). Les AEs de subsurface sont aussi connus sous l'appellation « mode-water eddies » ou tourbillons intra-thermoclines (e.g., McGillicuddy et al., 2007 ; Hormazabal et al., 2013 ; Czeschel et al., 2018) et peuvent être

caractérisés par un intérieur plus froid et plus doux que leur environnement extérieur (e.g. *Schütte et al., 2016*). Ces mécanismes d’upwelling et de downwelling expliquent la variation du niveau de la mer et généralement les anomalies de température chaudes et froides observées à la surface des tourbillons.

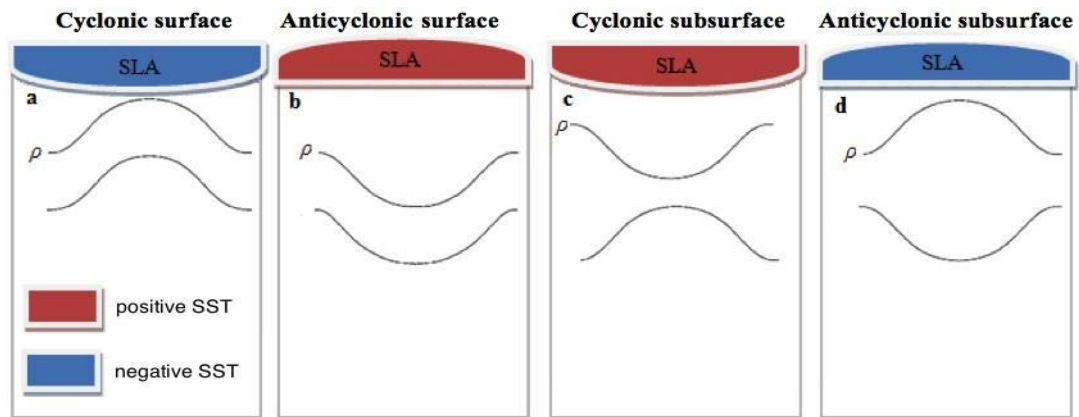


Figure 1-9 Illustration des tourbillons cycloniques a) de surface et c) de subsurface et des tourbillons anticycloniques b) de surface et d) de subsurface. (Assassi et al., 2014 ; 2016)

Les tourbillons de mésoéchelle sont des structures dynamiques non-stationnaires, et se propagent généralement d’Est en Ouest sur de longues distances, sous l’effet β planétaire (Figure 1-11). En moyenne, la distance de propagation des tourbillons dans l’océan global est d’environ 550 km, les plus intenses pouvant se déplacer sur plusieurs milliers de kilomètres (*Chelton et al., 2011*). Ils sont donc capables de traverser entièrement le bassin Atlantique tropical d’Est en Ouest (*Guerra et al., 2018 ; Laxenaire et al., 2018 ; 2019 ; 2020*). Certains tourbillons, compte-tenu de l’influence des courants intenses qui les entourent, ou celle de la topographie sous-marine, peuvent se propager dans le sens inverse, c’est-à-dire de l’Ouest vers l’Est. C’est le cas par exemple des tourbillons du Kuroshio ou encore ceux de l’océan Austral entraînés par le courant Circumpolaire (*Fu, 2009 ; Chelton et al., 2011 ; Ni et al., 2020*).

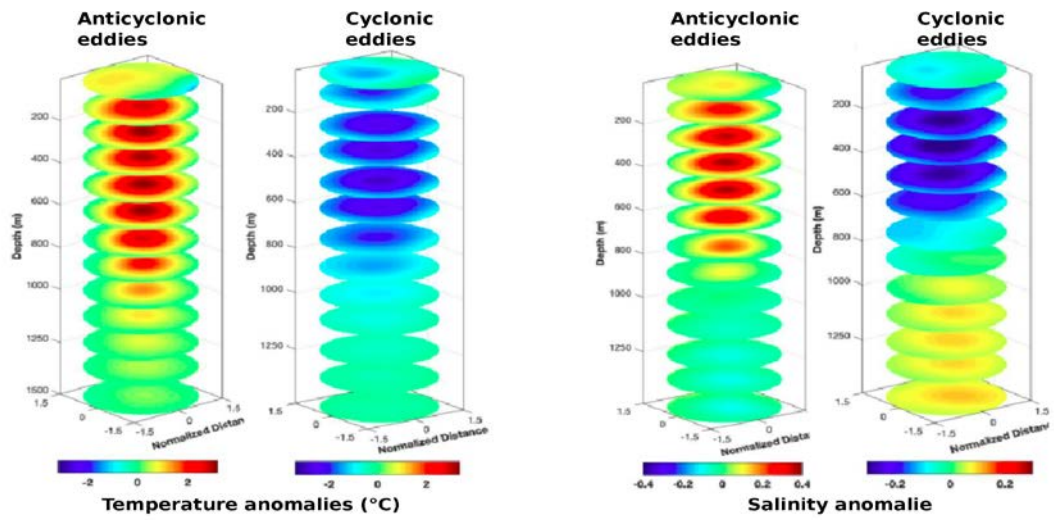


Figure 1-10 Exemples de structures verticales en température et salinité des tourbillons. Source : Sandalyuk & Belonenko, 2021

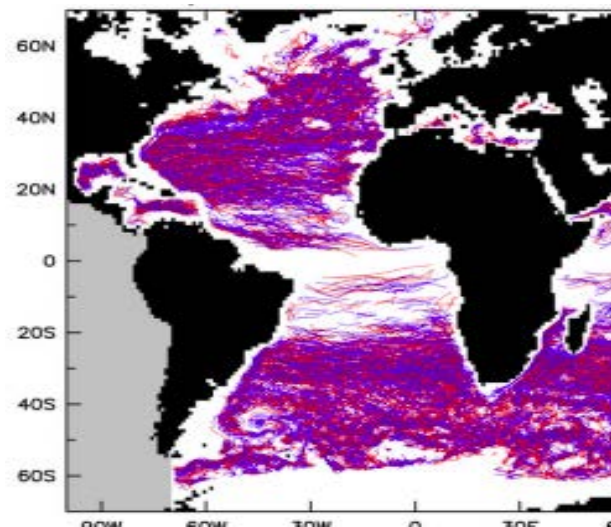


Figure 1-11 Trajectoires de tourbillons cycloniques (en bleu) et anticycloniques (en rouge), d'après Chelton et al., 2011

1.3.2 Mécanismes de formation des tourbillons

Les mécanismes connus de formation des tourbillons de mésoéchelle reposent principalement sur l'instabilité des courants de grande échelle. Le développement d'une instabilité est associé à des cisaillements horizontaux et/ou verticaux conduisant respectivement à des instabilités de type barotrope et/ou barocline, qui s'accompagnent d'un transfert d'énergie de la grande-échelle vers les petites échelles (e.g., *von Schuckmann et al., 2008*). Dans le cas d'une instabilité barotrope, l'énergie cinétique des tourbillons formés provient de l'énergie cinétique moyenne de la circulation à grande-échelle. En revanche, pour une instabilité barocline, c'est l'énergie potentielle à grande-échelle qui est convertie en énergie cinétique tourbillonnaire (e.g., *von Schuckmann et al., 2008*).

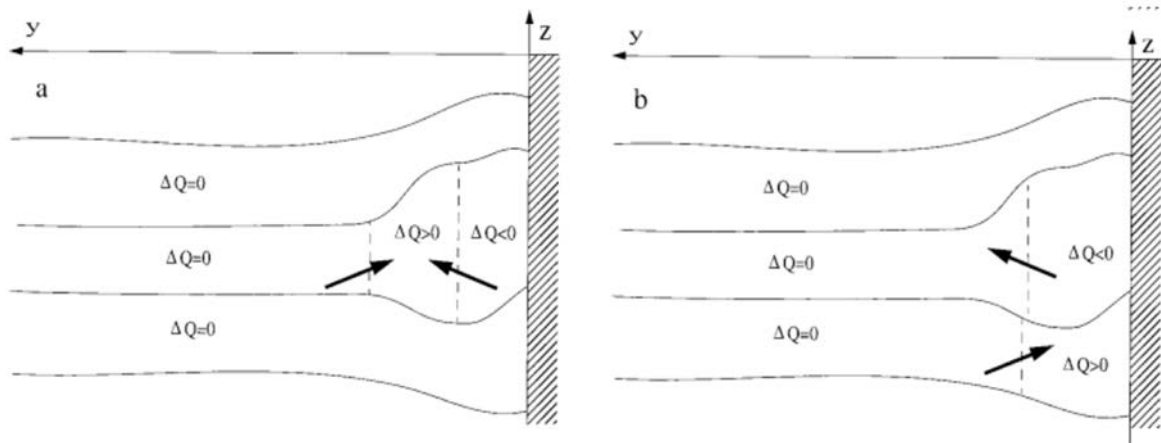


Figure 1-12 Différentes configurations d'anomalie de PV qui satisfont les conditions d'instabilité **a)** barotrope et **b)** barocline d'après Morel & McWilliams, 2001. Q représente la vorticité potentielle désignée par PV dans le texte. Les flèches représentent les sens des gradients de Q

Par ailleurs, les instabilités barotropes et baroclines sont intimement liées à la structure en vorticité potentielle (PV) des courants moyens, et de ce lien ressortent les conditions générales d'instabilité d'un courant de grande-échelle (*Charney & Stern, 1962*). La PV est une quantité physique importante dans l'étude de la dynamique des structures tourbillonnaires de mésoéchelle, et se conserve pour chaque particule de fluide dans les conditions adiabatiques. Selon *Charney & Stern (1962)*, la condition nécessaire d'instabilité dans une circulation grande-échelle initialement stable est qu'il existe dans l'écoulement, un front de PV où le gradient de PV change de signe.

Ainsi donc, si le gradient de PV change de signe horizontalement (le long des surfaces isopycnales) il se développe une instabilité de type barotrope. En revanche si ce changement de signe a lieu sur la verticale, l'instabilité est barocline (Figure 1-12a-b) (voir aussi *Morel & McWilliams, 2001*). La formation d'un tourbillon est donc étroitement liée à la structure en PV de la circulation grande-échelle dont il est issu.

La PV étant une quantité conservée pour chaque particule de fluide en condition adiabatique, un courant initialement stable ne peut devenir instable, c'est-à-dire que sa structure en PV ne peut se détériorer, que s'il y a intervention d'un phénomène ou d'un mécanisme diabatique modifiant cette structure. Cette modification de la PV s'accompagne de la création d'une anomalie de PV. D'après *Ertel, (1942)* et sous l'approximation de Boussinesq (la densité $\rho = \rho_0 = \text{constante}$), la PV peut s'écrire par l'équation (1-2) :

$$PV = -(\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} \rho \quad (1-2)$$

En considérant l'équation non-hydrostatique de la dynamique d'une particule de fluide, toujours sous l'approximation de Boussinesq :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{U}}{dt} + \vec{f} \times \vec{U} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho_0} - \vec{g} \frac{\rho}{\rho_0} + \vec{F} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \\ \frac{d\rho}{dt} = \dot{\rho} \end{cases} \quad (1-3)$$

Avec $\vec{U} = (u, v, w)$, le champ de vitesse des particules de fluide, \vec{f} , le vecteur de Coriolis, P la pression, \vec{g} la gravité pointée vers le centre de la terre, \vec{F} et $\dot{\rho}$ les forçages non conservatifs, ρ la densité et ρ_0 la densité moyenne et $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$ l'opérateur de dérivée particulaire. On obtient l'équation de l'évolution lagrangienne de la PV de Ertel sous la forme de l'équation (1-4) (*Morel et al., 2019*)

$$\frac{dPV}{dt} = \frac{\partial PV}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} PV = -(\vec{\nabla} \times \vec{F}) \cdot \vec{\nabla} \rho - (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} \dot{\rho} \quad (1-4)$$

On en déduit l'équation d'évolution temporelle de la PV :

$$\frac{\partial PV}{\partial t} = -\vec{U} \cdot \vec{\nabla} PV - (\vec{\nabla} \times \vec{F}) \cdot \vec{\nabla} \rho - (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla} \dot{\rho} \quad (1-5)$$

De l'équation (1-5), il ressort que la formation d'une anomalie locale de PV peut être induite d'une part par l'advection adiabatique d'une particule dans (ou à travers) le champ de gradient grande-échelle de PV. C'est ce que représente le premier terme à droite de l'équation (1-5). Le deuxième et le troisième terme sont les termes de forçages dus à la friction et au mélange diapycnal respectivement.

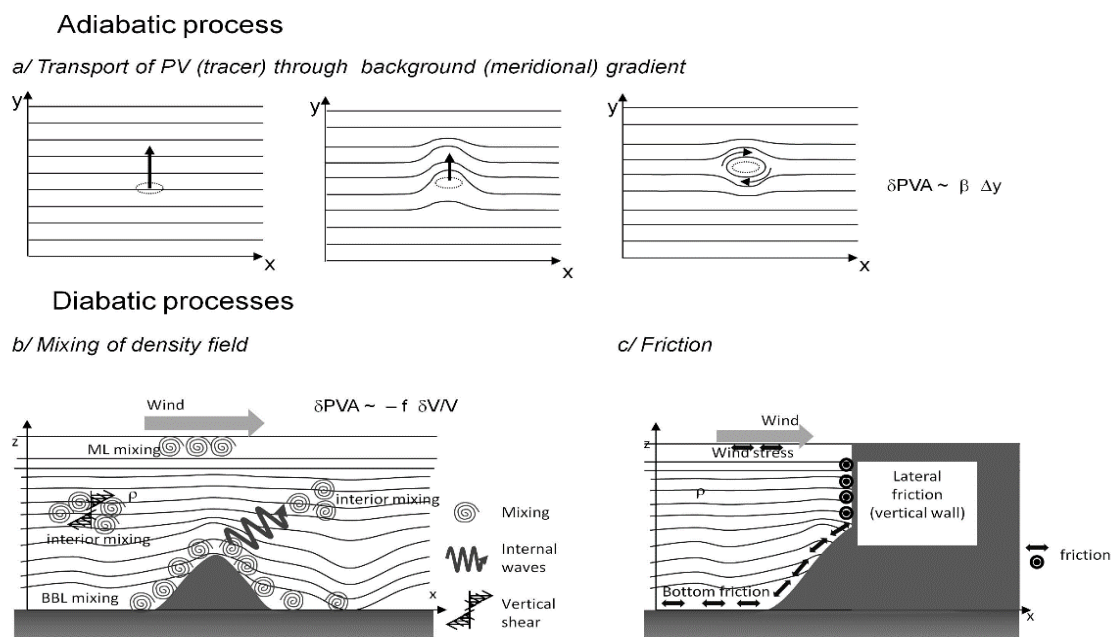


Figure 1-13 Illustration des principaux mécanismes de création d'anomalie de vorticité potentielle (PV). (D'après Assene et al., 2020)

Les mécanismes de création d'anomalie de PV sont donc classés suivant deux modes. Le premier, adiabatique, se produit lorsque les particules de fluide se déplacent perpendiculairement (ou non parallèlement) aux lignes de PV égales, comme par exemple un déplacement méridien de particules de fluide dans le champ planétaire où l'effet beta (la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude) est associé à une variation méridienne de la vorticité potentielle (Figure 1-13a). Dans ce cas, la particule, tout en conservant sa PV, va voir son environnement en PV changer, ce qui se traduit par la création d'anomalie de PV et donc de gradients locaux qui peuvent conduire à une instabilité puis à la formation de structures tourbillonnaires. Le second, un peu plus complexe fait intervenir des phénomènes non conservatifs comme le mélange vertical et/ou la friction (tension de vent en surface, friction latérale ou de fond ...) (Figure 1-13b). Pour ce dernier cas,

lorsque l'anomalie de PV est créée par du mélange vertical, cela s'accompagne nécessairement de la création d'une anomalie de traceur (θ , S, ...). Au contraire la friction (Figure 1-13c) ne peut que créer des anomalies de PV, mais pas d'anomalie de traceur (e.g. *Morel et al., 2019 ; Assene et al., 2020*). En conséquence, comme nous le verrons plus en détail au chapitre 5, lorsqu'un tourbillon est nouvellement formé, l'analyse de sa structure interne en traceur (θ ou S, ...) principalement le long des surfaces isopycnales peut donner des indices permettant de déduire les mécanismes initiaux à la base de sa formation. L'analyse de ces différents processus dans la formation des tourbillons de mésoéchelle dans l'océan Atlantique tropical constitue l'un des objectifs de cette thèse.

Mis à part les mécanismes d'instabilités barotrope ou barocline, les tourbillons peuvent aussi se créer par des processus locaux. Par exemple les interactions entre les courants de grande-échelle, ou les forçages topographiques (les îles, les monts sous-marins, les talus et plateaux continentaux, etc.) sur les courants (*Castelao & Barth, 2006 ; Piedeleu et al., 2009 ; Meunier et al., 2012*) peuvent conduire à la formation de tourbillons de mésoéchelle.

1.3.3 Exemples de tourbillons types dans le TAO

D'important travaux ont été conduits au cours des trois décennies passées sur les tourbillons dans différentes régions du TAO en s'appuyant en particulier sur le développement des observations altimétriques et des modèles numériques. L'objectif commun de ces travaux était de comprendre la dynamique de ces structures dans des régions particulières telles que les systèmes d'upwelling de bord Est des Canaries et du Benguela (*Aristégui et al., 1994 ; Capet et al., 2008 ; Chaigneau et al., 2009 ; Rubio et al., 2009 ; Capet et al., 2014 ; Pegliasco et al., 2015*), les réflexions du NBC (*Fratantoni et al., 1995 ; Hong, 1996 ; Barnier et al., 2001 ; Fratantoni & Glickson, 2002 ; Goni & Johns, 2003 ; Garraffo et al., 2003 ; Fratantoni & Richardson, 2006*) et du courant des Aiguilles (e.g. *Biastoch & Krauss 1999 ; Penven et al., 2001 ; Doglioli et al., 2007 ; Speich et al., 2006 ; Densausse et al., 2010a-b ; Laxenaire et al., 2018 ; 2019*) ou encore dans les régions frontales comme celle du Cap Vert (*Schütte et al., 2016*).

La réflexion du NBC, en plus de l'alimentation du système de courants d'Est, favorise également la formation et le détachement de gros tourbillons anticycloniques aussi appelés des anneaux (*Johns et al., 1990 ; Didden & Schott, 1993 ; Goni & Johns, 2001, Garraffo et al., 2003*). Leur taille moyenne est d'environ 200 à 300 km en diamètre et peuvent s'étendre jusqu'à ~ 900 m

en profondeur (e.g. *Fratantoni & Richardson, 2006*). Ils peuvent être de surface ou de subsurface en fonction de la profondeur du maximum de rotation (e.g. *Garraffo et al., 2003*). Leurs trajectoires longent les côtes Nord-Est du continent sud-américain en direction de la mer des Caraïbes (Figure 1-14a). En surface, ils ont des vitesses de rotation et de propagation moyenne de ~ 90 à 100 cm s^{-1} et $\sim 15 \text{ cm s}^{-1}$ respectivement (e.g. *Didden & Schott, 1993 ; Fratantoni & Richardson, 2006*). Ils sont donc fortement non linéaires et assurent de ce fait, le transport inter- hémisphérique de masses d'eau chaudes issues des régions équatoriales et de l'Hémisphère Sud vers le Nord. Le transport assuré par ces tourbillons, estimé à partir des données des satellites TOPEX/Poseidon et Sea-WIFS est d'environ 5 à 6 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) en moyenne chaque année (*Goni & Johns, 2001 ; Fratantoni & Glickson, 2002*). *Garraffo et al. (2003)*, en utilisant un modèle numérique, ont estimé qu'environ 6.6 à 7.5 Sv de volume d'eau sont transportés annuellement par les tourbillons, représentant $\sim 40 \%$ du volume total du transport méridien interhémisphérique des eaux de surface dans cette région. Il convient alors de noter le rôle crucial que jouent les tourbillons de cette région dans la circulation océanique globale. Des tourbillons cycloniques y sont également observés, cependant ils sont moins persistants (*Didden & Schott, 1993 ; Fratantoni & Richardson, 2005*). Ils sont également plus petits, moins profonds, et ont des vitesses de rotation quatre fois plus faibles que les anticyclones (*Fratantoni & Richardson, 2006*).

De façon analogue, la forte instabilité qui caractérise la réflexion du courant des Aiguilles constitue la principale source de formation de gros tourbillons au sud du continent Africain (e.g. *Lutjeharms, 2006 ; Speich et al., 2006*). Ces tourbillons, formés d'eaux chaudes et salées en provenance de l'océan Indien, se propagent vers l'océan Atlantique sud, assurant ainsi la liaison et les échanges entre les deux bassins océaniques. À travers ces échanges de masse d'eau, les tourbillons assurent la continuité du circuit de la circulation thermohaline globale (e.g. *Lutjeharms, 2006 ; Backeberg et al., 2012 ; Biastoch et al., 2009 ; 2015*) et sont pour ce fait responsables de l'infiltration des eaux de l'océan Indien vers l'Atlantique (*Souza et al., 2011*). On estime le volume d'eau transporté par ces tourbillons vers l'océan Atlantique à $\sim 9 \text{ Sv}$ en moyenne (*Souza et al., 2011*). Ils se propagent zonalement, parfois durant plusieurs années pour rejoindre le bord Ouest de l'Atlantique sud (Figure 1-14b) (*Guerra et al., 2018 ; Laxenaire et al., 2018 ; 2019 ; 2020*). Tout comme pour la NBC, les tourbillons de la réflexion des Aiguilles sont relativement de grande taille, avec des diamètres de l'ordre de $\sim 350 \text{ km}$ en moyenne, mais avec une vitesse de propagation de $\sim 9 \text{ cm s}^{-1}$ (*Sandalyuk & Belonenko, 2021*) relativement faible. Ils sont également pour la plupart très profonds avec des extensions verticales comprises entre 1000 et 1500 m (*Souza et al., 2011 ; Sandalyuk & Belonenko, 2021*). En surface, ils ont une forte signature altimétrique avec des amplitudes (différences de hauteur de mer entre le centre et le bord)

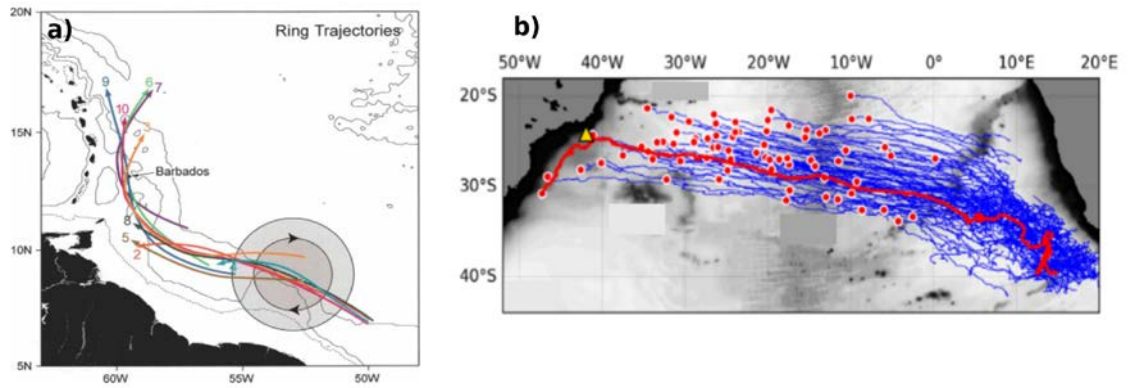


Figure 1-14 Trajectoires de tourbillons issus de la rétroflexion du a) NBC et du b) courant des Aiguilles (d'après Fratantoni & Richardson, 2005 et Guerra et al., 2018). Les points rouges en b représentent les lieux de dissipation des tourbillons.

pouvant atteindre 30 à 50 cm en phase de maturité (Villa Bôas et al., 2015 ; Sandalyuk & Belonenko, 2021). Cela leur confère de fortes signatures en SST et dans les échanges océan-atmosphère notamment des flux turbulents (Villa Bôas et al., 2015), à l'instar de ceux du Gulf Stream ou de la Confluence des Malouines (Jin & Yu, 2013 ; Leyba et al., 2017 ; Bellucci et al., 2021). En effet, au niveau de la rétroflexion des Aiguilles, les tourbillons peuvent contribuer jusqu'à 20 % de la variabilité totale du flux turbulent (Villa Bôas et al., 2015). De même, une étude récente a montré qu'ils ont un impact conséquent sur le flux de carbone à l'interface océan-atmosphère et joueraient un rôle clé dans la rapide acidification de l'océan notamment de la SACW (Orselli et al., 2019). Cependant bien que les régions équatoriales soient moins énergétiques et moins peuplées en structures tourbillonnaires (e.g. Chelton et al., 2011), leur signature sur les interactions océan-atmosphère est peu documentée.

Comme tous les systèmes d'upwelling de bord Est (EBUS), les systèmes d'upwelling de Canaries et de Benguela sont très dynamiques et de ce fait sont le siège d'intenses activités à mésoéchelle (Aristégui et al., 1994 ; Chaigneau et al., 2009, Meunier et al., 2012 ; Gutknecht et al., 2013 ; Pegliasco et al., 2015). Dans le système d'upwelling des Canaries, la présence de nombreuses îles (Canaries, Cap Vert, et Madères) qui déstabilisent les courants océaniques grandes échelles dont notamment le CC, conduisent à la formation des tourbillons (Aristégui et al., 1994 ; Chaigneau et al., 2009 ; Gutknecht et al., 2013 ; Pegliasco et al., 2015). Les interactions entre les courants de surface et les sous-courants côtiers, sources d'instabilités baroclines génèrent aussi un nombre important de tourbillons s'intensifiant en subsurface (Pegliasco et al., 2015). Par ailleurs,

le rotationnel de la tension du vent, causée par la présence des îles Canaries, constitue une source potentielle de génération de tourbillons (*Arístégui et al., 1997*).

Dans le système d'upwelling du Benguela, l'activité tourbillonnaire est influencée par la présence de tourbillons provenant de la réflexion des Aiguilles notamment les anticyclones (e.g. *Hardman-Mountford et al., 2003*). Cependant la dynamique locale, caractérisée par les fronts d'upwelling ainsi que des courants de surface et de subsurface sont favorables aux instabilités conduisant à la formation des tourbillons et des filaments (*Blanke et al., 2002 ; 2005 ; Weeks et al., 2006 ; Rubio et al., 2009*). De même, l'interaction des tourbillons issus de la réflexion des Aiguilles avec les monts sous-marins engendrent la subdivision des tourbillons faisant parfois naître des dipôles (*Schouten et al., 2000 ; Herbette et al., 2003 ; Dencausse et al., 2010a*). Généralement les tourbillons dans ces régions ont des amplitudes de l'ordre de 4 à 8 cm durant leur phase de maturité et des rayons moyens de ~ 100 km avec des vitesses de propagation de ~ 5 – 10 cm s⁻¹ (*Chaigneau et al., 2009 ; Sangrà, 2015 ; Pegliasco et al., 2015*). Les plus robustes peuvent vivre 5 à 6 mois en moyenne et se déplacer sur une distance de plus de 400 km vers l'océan au large (*Pegliasco et al., 2015*). Les études des propriétés thermohalines des tourbillons dans ces deux régions montrent que ces derniers peuvent impacter l'océan intérieur jusqu'à 800 – 1000 m en profondeur (*Lutjeharms et al., 2000 ; Rubio et al., 2009 ; Pegliasco et al., 2015*). Une autre caractéristique très particulière de ces deux régions est la forte productivité biologique du fait des processus d'upwelling advectant à la surface de l'océan des eaux froides et très riches en nutriments. Les tourbillons, durant leur propagation, transportent d'important volume d'eau riches en nutriment vers les zones oligotrophiques du large et jouent ainsi un rôle fondamental dans la redistribution des nutriments, sources de la productivité biologique marine, et la diversification des espèces marines (e.g. *Hutchings et al., 1998 ; Gutknecht et al., 2013*).

Les bords ouest sont aussi caractérisés par d'intenses activités à mésoéchelle qui émergent des instabilités des courants de bord ouest qui sont très énergétiques (e.g. *Pilo et al., 2015*). Au sud-est du continent Sud-Américain, les cisaillements verticaux entre le BC et le courant intermédiaire de bord ouest (IWBC, *Intermediate Western Boundary Current*) génèrent des instabilités barocline. Ces instabilités baroclines conduisent à la formation des méandres desquels se détachent des tourbillons de mésoéchelle (*Silveira et al., 2008 ; Mano et al., 2009 ; Soutelino et al., 2013 ; Rocha et al., 2014*). La topographie côtière et la bathymétrie peuvent également induire la formation des méandres dans le BC (e.g. *Campos et al., 1995 ; 1996*). Les amplitudes et rayons moyens de ces tourbillons peuvent atteindre 30 à 40cm et 100 à 120 km respectivement (*Villa Bôas et al., 2015*). Contraints par les côtes, ces tourbillons se propagent vers le sud. En plus

de l'action des vents côtiers, les tourbillons cycloniques contribuent à l'intensification des upwellings près du cap de Sao Tomé (~ 22 °S) (Calado *et al.*, 2010).

1.3.4 Les TIWs et les TIVs

Les ondes d'instabilité tropicale (TIWs, *Tropical Instability Waves*), sont des perturbations (oscillations méridiennes) des fronts de SST de part et d'autre de l'équateur, dans la bande de latitude ~ (5 °N – 5 °S) et qui se propagent vers l'ouest (Kennan & Flament, 2000 ; Chelton *et al.*, 2000 ; Foltz *et al.*, 2004a ; Willett *et al.*, 2006 ; Dutrieux *et al.*, 2008 ; Ubelmann & Fu, 2011). Ces perturbations, observables dans les océans Pacifique et Atlantique, ont des échelles spatiales typiques de ~ 1000 km (e.g. Chavez *et al.*, 1999) et sont identifiables sur les données satellite de SST, d'altimétrie de hauteur de mer et de concentration de surface en chlorophylle-a. Il existe deux classes de TIWs : celles qui sont des ondes de Rossby localisées autour de la latitude 5° et qui ont des périodes de ~33 jours, et celles qui ont des périodes de ~17 jours qui ont des caractéristiques similaires à celles des ondes de Yanai à l'équateur (e.g. Lyman *et al.* 2007).

Les TIWs peuvent déferler en structures tourbillonnaires, généralement anticycloniques appelées vortex d'instabilité tropicale (TIVs, *Tropical Instability Vortices*) (Flament *et al.*, 1996 ; Kennan & Flament, 2000 ; Ubelman & Fu, 2011). Les TIVs sont donc des structures tourbillonnaires situées relativement proche de l'équateur. Dans l'océan Atlantique, ces vortex sont caractérisés par des diamètres de l'ordre de 400 à 500 km, des vitesses de propagation avoisinant 40 cm s⁻¹ et des vitesses de rotation pouvant atteindre 110 cm s⁻¹ (Foltz *et al.*, 2004). Ils ont donc un caractère non linéaire et de ce fait peuvent transporter des masses et des traceurs sur de longues distances. Les principaux mécanismes responsables de la génération des TIWs et des TIVs sont les instabilités barotropes et baroclines. Ces instabilités résultent respectivement des cisaillements horizontaux (instabilités barotropes) et verticaux (instabilités baroclines) des courants équatoriaux de surface et de subsurface (e.g. von Schuckmann *et al.*, 2008). Les instabilités barotropes se caractérisent par une conversion de l'énergie cinétique des courants moyens grande-échelle vers l'énergie cinétique tourbillonnaire (EKE, *Eddy Kinetic Energy*) à plus petites échelles dont la mésoéchelle. Par contre, pour les instabilités baroclines, c'est plutôt l'énergie potentielle des courants moyens qui est convertie en EKE. Les instabilités mixtes se produisent également lorsque les instabilités barotropes et baroclines se développent simultanément.

De la même manière que les tourbillons hors régions équatoriales, les TIVs jouent aussi un rôle important notamment dans les échanges océan-atmosphère, dans les transports

interhémisphériques de masses d'eau, la redistribution de la chaleur et sur la productivité biologique et (*Foltz et al., 2004 ; Menkes et al., 2006 ; Jochum & Murtugudde, 2006*). Un nombre important d'études a été consacré à la description des structures horizontales des TIVs dans le TAO, contrairement à leurs structures verticales qui semblent peu documentées. Néanmoins, quelques études notamment numériques, abordant cette question ont montré que certains TIVs peuvent s'étendre verticalement jusqu'à la thermocline soit en moyenne à 150 m tandis que d'autres restent confinées dans la couche de mélange (e.g. *Foltz et al., 2004 ; Dutrieux et al., 2008*).

Chapitre 2: Données et méthodes

*“Quiconque persévère dans sa recherche est
amené tôt ou tard à changer de méthode”*

J. W. Goethe

Dans ce chapitre, nous décrivons les principales données exploitées durant cette thèse ainsi que les différentes méthodes utilisées. Les données sont essentiellement constituées d'observations satellitaires et de données *in-situ*. Il s'agit des données de hauteur de mer et d'anomalie de hauteur de mer, des données de température et salinité, ainsi que des données de flux de surface que sont les flux de chaleur latente et sensible et les précipitations.

2.1 Données

2.1.1 Les données altimétriques

L'altimétrie satellitaire est une technique spatiale permettant de mesurer et de cartographier la topographie de surface des océans. Son utilité est d'une très grande importance car ces mesures possèdent une couverture globale avec une résolution spatio-temporelle régulière, actuellement de 0.25° et 1 jour pour les produits combinés. Les premières origines de l'altimétrie remontent vers la fin des années 1970, avec le tout premier satellite altimétrique, dénommé Geos-3 (*Geodynamics Experimental Ocean Satellite*), mis en orbite en avril 1975 (*Stanley, 1979*). Cependant, il a fallu attendre août 1992 pour que le satellite Topex/Poséidon, développé conjointement par la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA, USA) et le Centre National d'Études Spatiales (CNES, France), soit mis en orbite, marquant ainsi le début d'une nouvelle ère dans le domaine de l'océanographie, celle de l'océanographie spatiale. Depuis lors, grâce aux progrès technologiques, d'autres satellites altimètres de plus en plus performants en termes de précision et de résolutions spatio-temporelles ont été mis en orbite au fil du temps (*Dufau et al., 2016*). La constellation de ces satellites et l'exploitation des données issues de ces mesures ont amélioré au cours du temps la cartographie du niveau de la mer depuis les grandes échelles (~ 1000 km) jusqu'à la mésoéchelle (~ 100 km) et donc la compréhension de la dynamique de l'océan à ces échelles. Cela permet également de comprendre le rôle de l'océan dans la dynamique du climat actuel et future, grâce à l'assimilation des données altimétriques dans les modèles numériques de prévision climatique

(Hermozo, 2018). La Figure 2-1 montre la chronologie des différentes missions altimétriques passées, en cours et à venir, comme par exemple la mission SWOT (*Surface Water Ocean Topography*) dont le lancement est imminent (fin 2022). Cette mission satellitale fournira des données en deux dimensions et à très haute résolution des niveaux d’eaux aussi bien de l’océan (résolution 15 km) que des eaux continentales (rivières, lacs (résolution 100 m)) (Morrow et al., 2019)

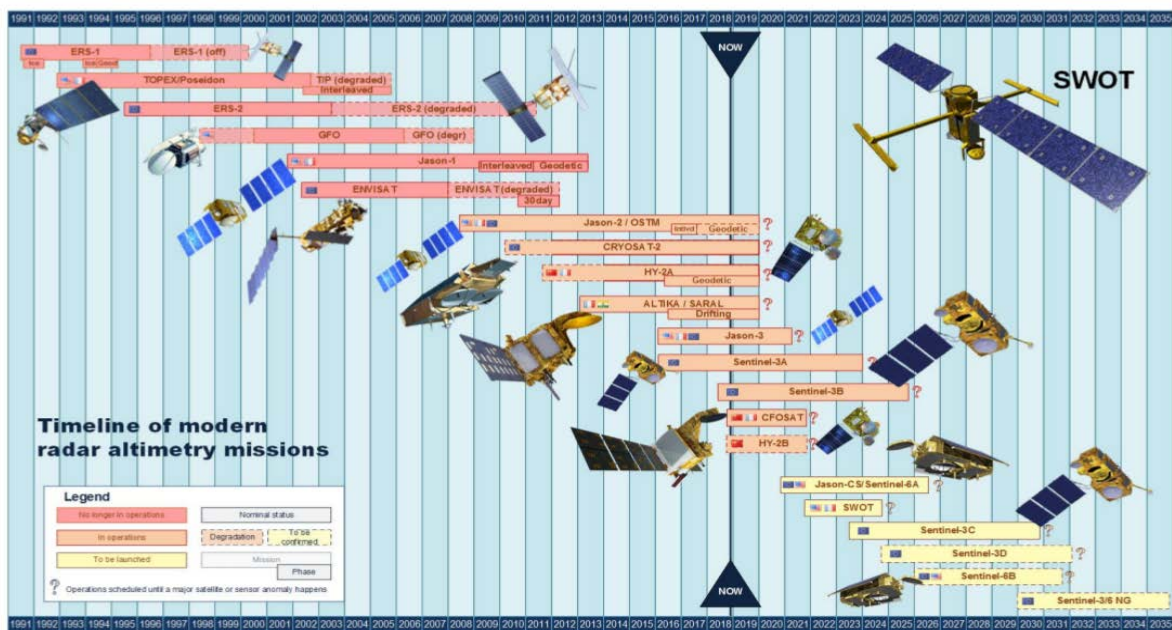


Figure 2-1 Satellites altimétriques : missions passées, en cours et futures (d’après Taburet et al., 2019)

Il est important de noter que la mesure altimétrique fait intervenir un grand nombre de composantes : allant du satellite lui-même, à la propagation de l’onde électromagnétique radar entre le satellite et la surface de la mer, jusqu’aux propriétés de la surface de la mer. Ici, nous nous contentons de décrire brièvement le fonctionnement d’un altimètre et d’énumérer les principales perturbations qui affectent la mesure ainsi que les diverses corrections effectuées. En effet, l’altimètre embarqué sur le satellite émet un faisceau d’ondes radar à très hautes fréquences. Le faisceau incident, arrivé au contact de la surface océanique, est réfléchi vers l’altimètre qui évalue l’intervalle de temps aller-retour Δt des ondes électromagnétiques, grâce à une horloge de précision également embarquée à bord du satellite. La distance d entre le satellite et la cible (surface

océanique) peut ainsi être déduite connaissant la vitesse des ondes. Cette distance d est obtenue par l'équation (2-1)

$$d = \frac{C \times \Delta t}{2} \quad (2-1)$$

C représente la vitesse de propagation des ondes radar (avoisinant la vitesse de la lumière). La hauteur de la mer (SSH, *Sea Surface Height*), la topographie dynamique absolue de la surface océanique (ADT, *Absolute Dynamic Topography* – voir section suivante) et beaucoup d'autres paramètres comme les champs de vitesses géostrophiques et leurs variabilités peuvent être estimés à partir de ces mesures. L'ADT est calculée en référence au géoïde (Ssalto/Duacs User Handbook, 2016 & Figure 2-2). Le géoïde est une surface équipotentielle de pesanteur, qui est considéré comme le niveau "zéro" de l'océan, c'est-à-dire la hauteur qu'aurait la surface océanique en l'absence de tout forçage et mouvement. Autrefois, le géoïde n'étant pas très bien connu, notamment en précision, l'ellipsoïde de référence (modèle mathématique approximant la forme 3D de la terre et correspondant à la référence des hauteurs dans le système altimétrique (Figure 2-2) était utilisée dans le calcul de la SSH. L'équation (2-2) permet donc de calculer la SSH à partir de l'altitude (ou orbite) H du satellite référencée à l'ellipsoïde de référence et de la distance d .

$$SSH = H - d \quad (2-2)$$

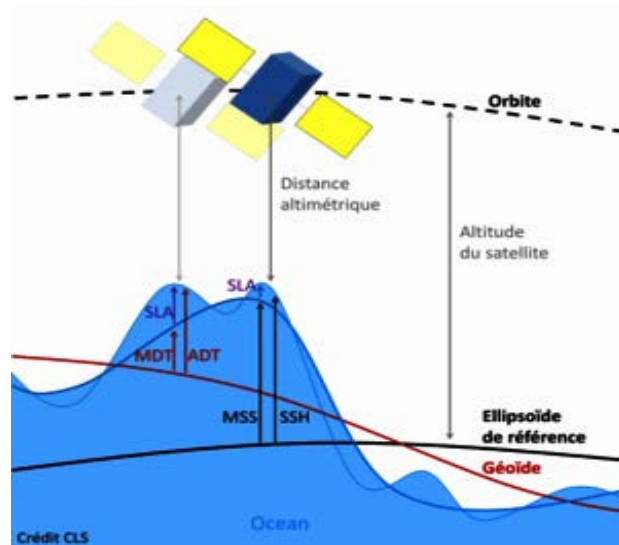


Figure 2-2 Principe de de la mesure altimétrique. Crédit CLS

En réalité, certaines composantes atmosphériques telles que les particules en suspension et l'humidité influencent la propagation des ondes électromagnétiques et sur la qualité des données qui en découlent. On procède alors à la correction de ces effets (*e.g. Hermozo, 2018*). De même, il est important de soustraire toutes les composantes qui ne sont pas liées à la circulation océanique de large ou méso-échelle comme les marées océanique, terrestre, solide et polaires, etc. (pour plus de détails, voir <https://www.aviso.altimetry.fr/fr/donnees/produits/produits-indicateurs-oceaniques/evolution-du-niveau-moyen-des-mers-vu-par-les-altimetres/calcul-du-niveau-moyen-a-partir-de-donnees-altimetriques.html>)

Les produits d'altimétrie utilisés dans mon travail de thèse sont l'anomalie de niveau de la mer (SLA, *Sea Level Anomaly*) et l'ADT sur une grille régulière 2D. Ils sont obtenus par la combinaison des données altimétriques acquises le long des traces au sol des satellites altimétriques et interpolées sur une grille régulière de résolution spatiale $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ en longitude/latitude et à une fréquence temporelle journalière. Toutes les procédures de traitement et de distribution de ces données sont assurées par le CMEMS (*Copernicus Marine Environment Monitoring Service*, <https://marine.copernicus.eu/>) qui les met en accès libre aux utilisateurs. A chaque pas de temps (en jour) et en chaque point de grille, la SLA est obtenue en soustrayant de la hauteur de la mer (SSH, *Sea Surface Height*) le niveau moyen de la mer (MSS, *Mean Sea Surface*) calculé sur 20 ans (1993-2012) par l'équation (2-3)

$$SLA = SSH - MSS \quad (2-3)$$

L'ADT est calculée en référence au géoïde (*Ssalto/Duacs User Handbook, 2016 et Fig. 3.1.2*) et est obtenue par la somme de la SLA référencée à la moyenne sur 20 ans et de la topographie dynamique moyenne (MDT, *Mean Dynamics Topography*) (Equation (2-4)).

$$ADT = MDT + SLA \quad (2-4)$$

La MDT correspond à la hauteur moyenne de la mer référencée au géoïde, c'est-à-dire la hauteur induite par les courant permanents (*Rio et al., 2014 ; SSALTO/DUACS, 2014*). Le géoïde est estimé à partir d'un modèle prenant en compte les données des missions gravimétriques (GOCE et GRACE) et les données in situ (*e.g. Mulet et al., 2021*). Les détails relatifs aux traitements des données brutes d'altimétrie, aux différentes méthodes d'interpolation et de filtrage sont présentés par *Pujol et al., (2016)* et *Taburet et al. (2019)*.

La SLA constitue un excellent outil d'observation dans l'étude des tourbillons océaniques de mésoéchelle et de ce fait, a largement servi à la détection des tourbillons, l'étude de leurs propriétés aussi bien dans l'océan global (e.g. *Fu et al., 2010 ; Chelton et al., 2011*) que dans des bassins et domaines régionaux (e.g. *Pegliasco et al., 2015 ; Keppler et al., 2018 ; Sun et al., 2018*). Cependant, de récentes études ont montré que l'ADT présente plus d'avantage dans la détection et le suivi des tourbillons et réduit les biais liés à de possibles intrusions d'artefact dans la population des tourbillons identifiés en prenant en compte les courants moyens. Par exemple, *Pegliasco et al., (2021)* à la suite de leur étude menée dans la mer Méditerranée ont recommandé l'usage de l'ADT pour la détection et le suivi des tourbillons. Toutefois cela n'empêche pas la SLA de demeurer un outil de choix dans de nombreuses études sur la dynamique océanique à mésoéchelle. Nous nous en servons donc pour la détection et le suivi des tourbillons de mésoéchelle, dans l'océan Atlantique Tropical (TAO - *Tropical Atlantic Ocean*) entre janvier 1993 et juin 2016, et de l'ADT de janvier 2000 à décembre 2017 dans deux études que j'ai menées pendant ma thèse. Les techniques de détection et de suivi des tourbillons à partir des cartes altimétriques journalières sont décrites dans la section 2.2.1.

2.1.2 Les données de température et de salinité de surface

Le produit de température de surface (SST) exploité dans cette thèse est le produit OISST (*Optimum Interpolation Sea Surface Temperature*), version V2.1 de la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*). Historiquement, ce produit est issu de la combinaison de données de SST provenant des mesures in situ effectuées par des navires, celles acquises par les mouillages, les bouées dérivantes de surface répandues à travers l'océan global, ainsi que celles issues de la série de satellites météorologiques NOAA7 à 19 (entre 1982 et 2015). Ces satellites sont munis de radiomètres à très hautes résolutions spatiales (*AVHRR, Advanced Very High Resolution Radiometer*) qui mesurent de façon indirecte la SST grâce aux flux infrarouges (e.g. *Huang et al., 2021*). Les données issues d'observations des satellites météorologiques MetOp-A depuis 2009 et MetOp-B depuis 2016 ont ensuite été ajoutées. Certains satellites sont équipés de capteurs micro-ondes (*AMSR, Advanced Microwave Scanning Radiometer*) permettant d'effectuer une mesure même en présence de nuage. Dans ma thèse, les données utilisées sont celles issues de mesure infra-rouge de type AVHRR, version V2.1. Cette nouvelle version contient également les données *in situ* de SST issues des flotteurs Argo, pour les profondeurs inférieures à 5 m (*Huang et al., 2021*). L'ensemble de ces données in situ sert en même temps au préalable à calibrer ou à ajuster les données satellites (e.g. *Reynolds et al., 2007*). Ce produit multi-plateforme de données offre ainsi une bonne couverture spatiale et une bonne résolution spatio-temporelle. L'ensemble

de ces données est interpolé sur une grille régulière de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ en longitude/latitude avec une fréquence temporelle journalière. Les algorithmes utilisés pour cette interpolation optimale sont détaillés dans *Reynolds et al. (2007)*. Les données de SST exploitées dans cette thèse couvrent la période de juin 2010 à juin 2017.

Afin d'analyser la signature en salinité des tourbillons à la surface de l'océan, nous avons exploité le produit satellitaire SMOS (*Soil and Moisture Ocean Salinity*). Les données de salinité de ce produit sont acquises grâce aux radiomètres interféromètres embarqués à bord du satellite héliosynchrone, mis en orbite polaire depuis 2009 et qui porte le même nom. Les algorithmes et traitements des données brutes de salinité de surface de la mer (SSS- *Sea Surface Salinity*) sont détaillées par *Font et al. (2010)*. Le produit que nous avons utilisé est celui distribué par le centre d'expertise du Centre Aval de Traitement des Données SMOS (CATDS) du LOCEAN (*Laboratoire d'Océanographie et du Climat : Expérimentations et Approches Numériques*). Il s'agit de la version v5 dénommée CEC-Locean L3 Debiased v5 (*Boutin et al., 2018*), sur la période 2010 - 2016 et disponible suivant le lien <https://www.catds.fr/Products/Available-products-from-CEC-OS/CEC-Locean-L3-Debiased-v5>. Dans cette version tout comme dans les précédentes, les données brutes ont été interpolées sur une grille régulière de $25 \text{ km} \times 25 \text{ km}$, et filtrées au moyen d'un filtre Gaussien d'une fréquence de coupure de 9 jours. Cette version présente aussi l'avantage d'une réduction des biais dont une bonne partie était due à l'interférence des fréquences radio (*Boutin et al., 2018*).

2.1.3 Les données de flux de chaleur latente et sensible.

L'influence des tourbillons sur les échanges océan-atmosphère, notamment sur les flux turbulents, à la surface océanique est analysée à partir des données de flux de chaleur latente et sensible distribuées par l'Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer (*IFREMER*) et est accessible suivant le lien <https://wwz.ifremer.fr/oceanheatflux/>. Ce sont des produits interpolés avec une résolution spatiale de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ et journalières, et issus du projet de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) visant à quantifier avec plus de précision les échanges de chaleur à l'interface océan-atmosphère (*ESA OHF, European Spatial Agency Ocean Heat Flux*). Ces flux sont estimés à partir de formulations dites bulks à partir des vents, des températures de la surface océaniques et de l'air ainsi que de l'humidité spécifique de l'air au-dessus de l'océan et celle à la surface océanique. Ces paramètres sont principalement extraits des observations satellites, des modèles empiriques et des réanalyses ERA-interim (*Bentamy et al, 2003 ; 2004 ; 2013 ; 2017a ; b*). En particulier, les températures de surface océanique et de l'air à 10 m sont respectivement obtenues des observations OISST et des réanalyses ERA-Interim respectivement.

Les vents à 10 m sont extraits des scattéromètres disponibles durant la période 1992-2018 et aussi des radiomètres (Special Sensor Microwave Imager et WindSat), tandis que l'humidité spécifique de l'air à 10 m est obtenue au moyen d'un modèle empirique à partir de la température de brillance. Ces différents paramètres permettent de quantifier les flux de chaleur sensible (SHF) et latente (LHF) à partir des équations (2-5) et (2-6) (e.g. Pinker et al., 2014)

$$SHF = \rho C_p C_h V (\theta_s - \theta_a) \quad (2-5)$$

$$LHF = \rho C_E L_v V (q_s - q_a) \quad (2-6)$$

Dans ces équation, ρ désigne la masse volumique de l'air en kg m^{-3} , C_p , la capacité calorifique spécifique de l'air à pression constante (en $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$), C_h et C_e , les coefficients d'échange de flux de chaleur sensible et latente, respectivement et dépendant de V , θ_s et θ_a . L_v , la chaleur latente d'évaporation (en J kg^{-1}) et V , l'intensité de la vitesse du vent (en m s^{-1}). $(\theta_s - \theta_a)$ et $(q_s - q_a)$ sont les différences de températures (en $^\circ\text{K}$) et d'humidités spécifiques de la surface océanique et celle de l'air à 10 m d'altitude, respectivement. L'humidité spécifique se définit comme le rapport de la masse d'eau contenue dans l'air sur la masse d'air humide et s'exprime donc en kg kg^{-1} . Les flux LHF et SHF s'expriment en W m^{-2}). Dans cette étude nous nous sommes intéressés à la période allant de 2010 à 2017. Le flux infra-rouge (IR) ou rayonnement à grandes longueurs d'ondes émis par l'océan vers l'atmosphère a été également estimé. Ce flux est calculé à partir des champs de température de surface OISST par l'équation (2-7)

$$IR = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2-7)$$

$\varepsilon = 0.97$ (Bellenger & Duver 2009) et $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ représentent l'émissivité de la surface océanique et la constante de Boltzmann et T la température de surface de la mer en degré Kelvin ($^\circ\text{K}$).

2.1.4 Les données de précipitations

L'analyse de l'influence des précipitations sur la salinité à la surface des tourbillons est faite en utilisant les données de précipitations TMPA (*Tropical Rainfall Measuring Mission Multi-satellite Precipitation Analysis*) version 3B42 et distribuée par la NASA (https://disc.gsfc.nasa.gov/datasets/TRMM_3B42_Daily_7/). C'est un produit d'observations satellitaires issu d'une constellation de satellites avec des capteurs infra-rouges et micro-ondes et

dédié à la mesure des précipitations entre les latitudes 50°N et 50°S (Huffman et al., 1997 ; 2007 ; 2010). Les données sont disponibles sur une grille régulière de 0.25° × 0.25° en longitude/latitude avec une résolution temporelle initiale de 3 heures. Les données journalières utilisées pendant ma thèse sont obtenues par un simple cumul journalier des données valides en toutes les 3 heures (https://disc.gsfc.nasa.gov/datasets/TRMM_3B42_Daily_7) et couvre la période de 2010 à 2017.

Le flux d'eau douce influençant la variabilité de la salinité de surface dans l'océan s'exprime sous la forme (E-P-R) où E représente les termes d'évaporation, P les précipitations, et R les décharges fluviales ou Runoff (en anglais). Le Runoff n'étant important que dans les région côtière (Da-Allada et al., 2013 ; Houndegnonto et al., 2021), nous ne prendrons en compte que les deux premiers termes E et P. Le flux d'évaporation est estimé à partir de la température de surface de la mer (SST) et de la chaleur latente (LHF). Le flux d'évaporation (E) peut s'exprimer selon la relation (2-8) (Yu, 2007)

$$E = \frac{LHF}{\rho L_v} \quad (2-8)$$

ρ représente la densité de l'océan en surface en kg m⁻³ et L_v , la chaleur latente d'évaporation en J kg⁻¹. L_v s'expriment en fonction de la SST par l'équation (2-9) (e.g. Yu, 2007)

$$L_v = [2.501 - (0.00237 \times SST)] \times 10^6 \quad (2-9)$$

2.1.5 Les données *in situ* de température et salinité des flotteurs Argo

Le programme Argo est un programme international dont la mission est la collecte de données de température (T) et de salinité (S) *in situ* dans l'océan mondial, de la surface jusqu'à ~2000 m de profondeur. Ces données sont recueillies au moyen de flotteurs dérivants autonomes (Figure 2-3a), équipés chacun d'une sonde *CTD* (*Conductivity – Temperature – Depth*), qui effectue des cycles répétitifs de descente et de montée. Le cycle de mesure, peut être décomposée et résumée en deux phases (Figure 2-3b). Durant la première, les flotteurs font une immersion à une profondeur nominale de ~1000 m appelée profondeur de dérive où ils vont séjourner plusieurs jours (typiquement 10 jours). Après une dizaine de jour, ils plongent jusqu'à ~2000 m et remontent jusqu'en surface en réalisant un profil vertical de T et S. Cette phase est celle de la mission proprement dite, durant laquelle les données de T et S sont enregistrées. Arrivés à la surface, les flotteurs transmettent par satellites les données recueillies aux centres de collecte de données, en

même temps que leurs coordonnées géographiques, la date, l'heure, l'identifiant du flotteur, etc. Un cycle de descente-montée dure donc environ 10 jours et chaque flotteur a une durée de vie d'environ quatre ans, ce qui correspond à un nombre de cycle possible d'environ 150. Les détails relatifs aux caractéristiques des flotteurs et de leur fonctionnement sont disponibles à l'adresse suivante : <https://www.ARGO.ucsd.edu/>.

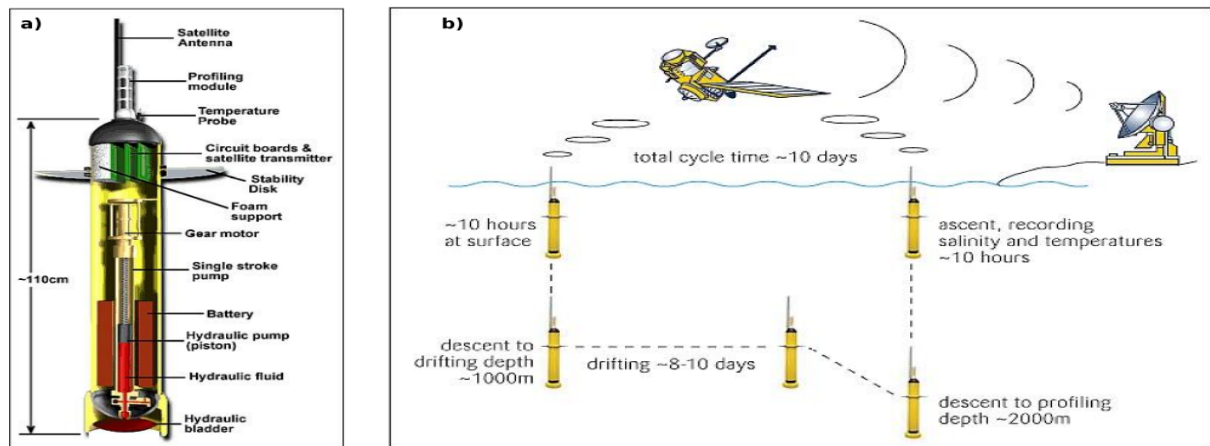


Figure 2-3 Schéma simplifié a) d'un flotteur Argo et b) des étapes d'un cycle de mesures Argo.
(source : www.euro-argo.eu)

Les données de T et de S acquises et transmises aux centres de collecte et de traitement subissent un premier contrôle de qualité suivant un même standard et sont ensuite mises à la disposition de la communauté scientifique. Il existe plusieurs plateformes d'accès à ces données. Les données utilisées dans cette thèse sont accessibles sur la plateforme Coriolis (<https://www.coriolis.eu.org>). Deux classes de données sont disponibles selon le niveau ou mode de contrôle de qualité : les données fournies en temps réel (*real time*) et celles en temps différé (*delayed time*). La première, comme son nom l'indique est presque disponible en temps réel après un contrôle quasi-automatique des données transmises par les flotteurs. Ce type de contrôle prend en compte la vérification de paramètres importants comme la position du flotteur, la date de transmission des données, l'absence d'inversion de pression et de densité sur la verticale, etc. Par contre les données en temps différé passent par une série de contrôles plus rigoureux avant d'être déclarées bonnes pour utilisation ou pas. Ces contrôles supplémentaires permettent de classer les données des profils en plusieurs catégories en fonction de leur qualité : ainsi on a la catégorie des bonnes données, prêtes à être utilisées et qui portent l'étiquette « *Good* », la catégorie des moins ou probablement bonnes, « *Probably good* » dont les utilisateurs peuvent se servir après

vérification. Il y a également la catégorie des données de qualité douteuse (« *Probably bad* ») et enfin celles de la catégorie des mauvaises données (« *Bad* ») qui présentent plusieurs incohérences et qui ne sont pas conseillées pour être utilisées. Les détails des traitements et classifications sont accessibles dans le manuel d'utilisateur suivant le lien <https://www.argodatamgt.org/content/download/15699/102401/file/argo-quality-control-manual-version2.8.pdf>.

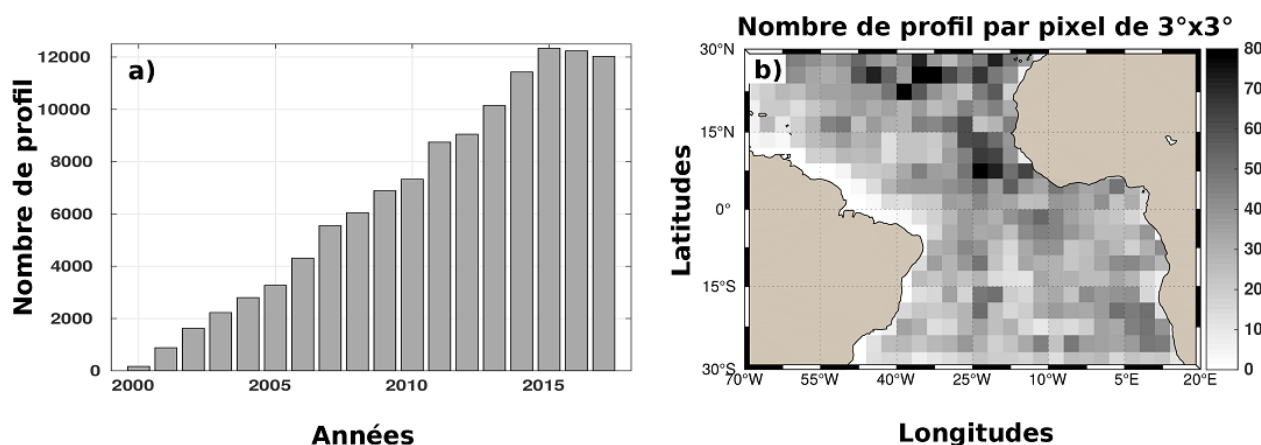


Figure 2-4 Distribution a) temporelle et b) spatiale du nombre de profil Argo disponible entre 2000 et 2017. La distribution en b est faite dans des pixels de 3°x3°.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés aux jeux de données en temps différé et des deux premières catégories « *good et Probably good* » qui sont de meilleure qualité comparée aux autres catégories avec une précision de ± 0.002 °C pour la T et de ± 0.01 pour la S (<https://argo.ucsd.edu/data/data-faq/#reD>). Néanmoins, pour nous assurer que tous les profils utilisés sont de bonne qualité, nous avons procédé à une série de contrôles supplémentaires afin de supprimer les données présentant des caractéristiques douteuses.

Notre base de données brutes acquises de 2000 à 2017 est constituée d'environ 144000 profils. Le nombre de profils disponibles a augmenté de façon quasi-linéaire au cours du temps comme le montre la Figure 2-4a. En effet, d'un nombre de profils disponibles inférieur à 200 durant l'année 2000, on en est parvenu à plus de 12000 profils réalisés pendant l'année 2017, avec une meilleure couverture spatio-temporelle pour l'étude des processus océaniques à moyenne échelle dans le TAO. La Figure 2-4b montre la distribution spatiale des profils Argo disponibles

dans des pixels de $3^\circ \times 3^\circ$. Sur cette figure, on peut remarquer que l'hémisphère Nord est relativement plus couvert notamment dans sa partie est entre les latitudes 3°N et 30°N . La différence de répartition spatiale du nombre de flotteur entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud pourrait être la cause d'un nombre plus faible de flotteurs piégés dans les structures tourbillonnaires dans l'hémisphère sud (voir chapitre 4). Les régions côtières sont quasiment dépourvues de flotteurs, en lien avec la bathymétrie moins profonde de ces régions, constituées pour la plupart de plateaux et talus continentaux ayant des profondeurs inférieures à 1000 m.

Les profils de T et de S issus des flotteurs Argo seront exploités en combinaison avec les données altimétriques afin notamment d'analyser les structures thermohalines verticales des tourbillons et d'étudier les processus physiques forçant les instabilités barotropes et baroclines, causes principales connues de la formation des tourbillons de mésoéchelle. Les détails relatifs à la méthodologie sont présentés à la section 2.2.3 de ce chapitre.

2.2 Méthodes

2.2.1 Détection et suivi des tourbillons

La signature des tourbillons de mésoéchelle s'observe sur les cartes altimétriques par des creux (minimums locaux de hauteur de mer) pour les tourbillons cycloniques, et des bosses (maximums locaux de hauteur de mer) pour les tourbillons anticycloniques. Plusieurs techniques et algorithmes ont été développés et appliqués au cours du temps afin d'identifier avec précision les structures tourbillonnaires. Les tourbillons étant des structures en rotation, les toutes premières techniques d'identification automatique étaient basées sur les propriétés des courants océaniques tels les champs de vitesses et donc les champs de vorticité et de déformation des champs de courants (e.g. *Isern-Fontanet et al., 2003 ; Morrow et al., 2004 ; Chelton et al., 2007*). D'autres techniques d'identifications des tourbillons sont basées sur leurs propriétés spatiales et temporelles avec par exemple la décomposition des signaux par analyse en ondelettes (*Doglioli et al., 2007*). Une autre technique basée sur le paramètre d'Okubo-Weiss compare le taux de rotation du courant (vorticité) à son taux de déformation totale (cisaillement + étirement) (e.g. *Chelton et al., 2007 ; Chaigneau et al., 2008*). Ainsi donc, pour qu'un tourbillon existe, le taux de rotation du champ de courant doit logiquement être dominant par rapport à la déformation (*Isern-Fontanet et al., 2003 ; 2006 ; Morrow et al., 2004 ; Chelton et al., 2007 ; Chaigneau et al., 2008*). Cependant une difficulté majeure est qu'il faut fixer un seuil à partir duquel la détection du tourbillon est

considérée comme robuste. Le choix de ce seuil peut entraîner la détection de structures douteuses ou au contraire l'élimination de structures cohérentes (*Basdevant & Philipovitch, 1994 ; Chaigneau et al., 2008*). Pour pallier à cette difficulté de précision dans la détection des tourbillons, l'approche géométrique a été par la suite proposée et largement utilisée de par son efficacité pour la détection des tourbillons (e.g *Nencioli et al., 2010*). Celle-ci ne nécessite pas la définition d'un seuil mais se base uniquement sur les propriétés géométriques des courants c'est-à-dire de la fonction de courant. Les tourbillons étant en équilibre géostrophique en première approximation, cette fonction de courant se superpose aux contours de hauteur de mer (e.g. *Chaigneau et al., 2008 ; 2009*).

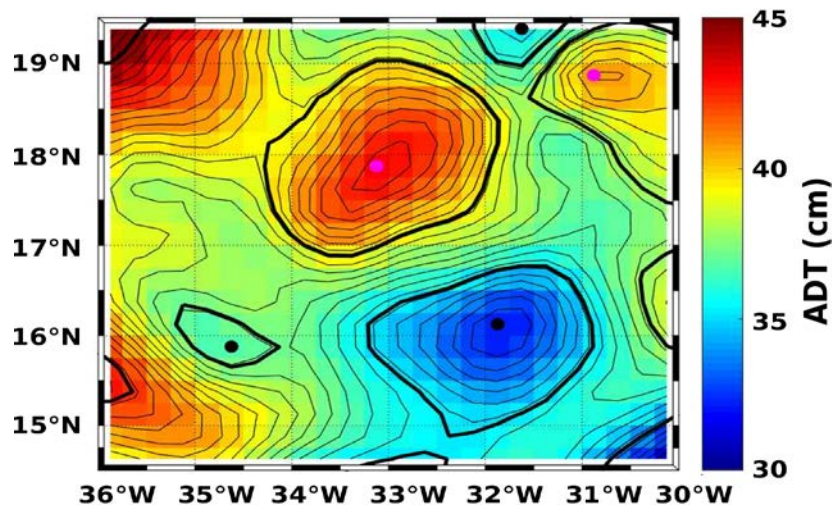


Figure 2-5 Exemple de de tourbillons détectés à partir de l'ADT. Les points noirs et magenta représentent les centres des cyclones et des anticyclones, respectivement. Les bords des tourbillons sont délimités par les contours en gras.

L'algorithme par approche géométrique utilisé dans ma thèse pour la détection des tourbillons est celui développé par *Chaigneau et al., (2008 ; 2009)* et *Pegliasco et al. (2015)*. La technique utilisée, qui a été appliquée dans de nombreuses régions océaniques, se résume en deux étapes : la définition du centre du tourbillon et de celle de son bord. Le centre d'un tourbillon correspond à un maximum (minimum) local de SLA ou de ADT (selon le cas) pour un tourbillon anticyclonique (cyclonique, respectivement). Le bord du tourbillon est représenté par le contour fermé externe de SLA ou de ADT, le plus éloigné possible du centre du tourbillon et entourant uniquement le centre identifié (Figure 2-5). Pour chaque tourbillon identifié, on peut calculer les valeurs de ces caractéristiques comme l'amplitude, le rayon, et l'énergie cinétique (EKE, *Eddy*

Kinetic Energy). L'amplitude A du tourbillon est la différence en valeur absolue entre le niveau moyen de la mer correspondant à son bord (H_{bord}) et le niveau de la mer en son centre (H_{centre}) (équation (2-10)). Le rayon R du tourbillon ou rayon équivalent est le rayon qu'aurait un disque ayant la même aire que celle de la surface du tourbillons (équation (2-11)). L'EKE est calculée à partir du champ de vitesse géostrophique $\vec{U} = (u, v)$ à la surface le tourbillon (équation (2-12)).

$$A = |H_{\text{bord}} - H_{\text{center}}| \quad (2-10)$$

$$R = \sqrt{\frac{\text{Aire du tourbillon}}{\pi}} \quad (2-11)$$

$$\begin{cases} EKE = \frac{u^2 + v^2}{2} \\ (u, v) = \frac{g}{f} \left(-\frac{\partial \eta}{\partial y}, \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (2-12)$$

Le paramètre de Coriolis, la gravité et le niveau de la mer sont désignés respectivement par f , g et η . L'EKE d'un tourbillon est la moyenne des EKE calculées à la surface du dit tourbillon en chaque point de grille. Les tourbillons de mésoéchelle étant des structures dynamiques se propageant potentiellement sur de longues distances après leur formation, il est important de les suivre dans le temps et donc de construire leurs trajectoires. Celles-ci ont également gagné en précision au cours du temps notamment avec le passage de la fréquence hebdomadaire à la fréquence journalière des cartes altimétriques. Les détails du fonctionnement de cet algorithme sont décrits par *Pegliasco et al.* (2015) dont nous en présentons ici l'essentiel. Une trajectoire est construite à partir de tourbillons d'une même polarité (cyclonique ou anticyclonique). Ainsi donc, deux tourbillons identifiés respectivement à deux dates consécutives t et $t+1$ (t en jour) appartiendront à la même trajectoire si leurs contours s'intersectent. Le cas le plus simple est celui illustré la Figure 2-6d. Cependant il arrive parfois qu'on observe plusieurs intersections à la date $t+1$ (Figure 2-6c). Dans ce cas, une fonction de coût est calculée pour déterminer le tourbillon dont les caractéristiques sont plus proches de celui détecté à la date t . Cette fonction de coût est fonction des amplitudes (A), rayons (R) et énergies cinétiques (EKE) des tourbillons impliqués et est définie par l'équation (2-13).

$$CF = \sqrt{\left(\frac{\Delta R - \overline{\Delta R}}{\sigma_{\Delta R}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A - \overline{\Delta A}}{\sigma_{\Delta A}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta EKE - \overline{\Delta EKE}}{\sigma_{\Delta EKE}} \right)^2} \quad (2-13)$$

ΔR , ΔA et ΔEKE sont les variations des rayons, des amplitudes et de l'énergie cinétique tourbillonnaire entre le tourbillon détecté à la date t et ceux détectés à la date $t+1$. Les barres supérieures représentent des variations moyennes calculées à partir de 1000 trajectoires construites à partir d'intersections uniques et les termes σ représentent les déviations standards correspondant à ces variations. Le tourbillon détecté à la date $t+1$ dont les caractéristiques R , A et EKE minimisent la fonction de coût CF est celui appartenant donc à la trajectoire. Pour les cas e et f de la Figure 2-6, les tourbillons de la date $t + 1$ sont considérés comme appartenant à la trajectoire. Lorsqu' aucune intersection n'est observée à la date $t+1$ ni à $t+2$ (Figure 2-6b), le tourbillon est considéré comme dissipé et son point de dissipation est le lieu où il est repéré pour la dernière fois. Ce point marque également la fin de la trajectoire du tourbillon.

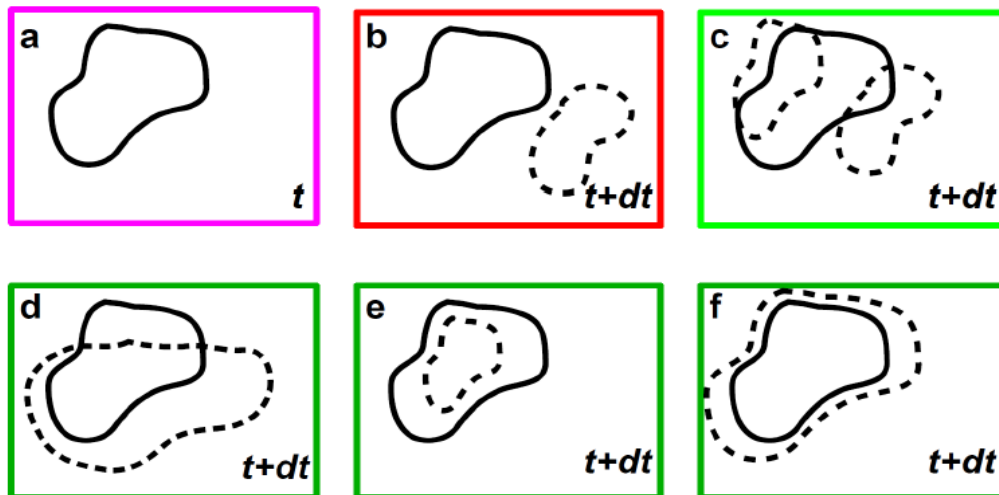


Figure 2-6 Illustration des différentes configurations des contours des tourbillons aux dates t et $t+dt$ ($dt = 1$ jour). Les traits pleins représentent le contour du tourbillon à la date t , et les pointillés représentent les différents contours possibles à la date $t+ dt$ (d'après Pegliasco, 2015)

Dans la famille des trajectoires, on distingue deux catégories : les trajectoires principales, et les trajectoires secondaires. Les principales sont celles construites à partir d'une succession d'intersections des contours de tourbillons. Les trajectoires secondaires sont celles qui interceptent une autre trajectoire déjà identifiée (trajectoire principale) et fusionnent avec celles-ci (il y a donc

fusion de deux tourbillons). Dans ce cas la trajectoire principale continue et la trajectoire secondaire est stoppée. Un autre type de trajectoire secondaire peut être formé lorsqu'à un instant donné le tourbillon d'une trajectoire principale se divise en deux. Dans ce cas, on identifie également le tourbillon appartenant à la trajectoire principale par application de la fonction de coût. Une trajectoire secondaire prend effet à partir du deuxième tourbillon. Dans l'objectif de ne garder que les structures les plus robustes et cohérentes, nous avons retenu uniquement tout au long de cette thèse, les tourbillons ayant une durée de vie minimale de 30 jours, et dont les valeurs médianes des amplitudes et rayons le long des trajectoires sont supérieures à 1 cm et 30 km respectivement.

2.2.2 Prétraitement des profils de T/S Argo

Les profils verticaux de T/S utilisés pendant ma thèse sont soumis à une procédure de prétraitement, afin de ne retenir que les plus robustes. Ce prétraitement est similaire à celui utilisé par *Chaigneau et al. (2011)*, *Pegliasco et al. (2015)* ou *Kepler et al. (2018)*. Ne sont retenus dans un premier temps, que les profils pour lesquels :

- La première donnée est acquise à moins de 15 m de profondeur et la donnée la plus profonde se situe à plus de 950 m. Cela permet d'une part de représenter correctement la couche de mélange et d'autre part, d'avoir des profils profonds permettant d'estimer une hauteur dynamique relative à un niveau de référence de 950 m.
- Au minimum 30 données sont acquises entre la surface et 950 m de profondeur.
- Les écarts de profondeur dz entre deux données successives entre la surface et le fond, ne dépassent pas une certaine limite fixée telle que : $dz < 25$ m entre la surface et 150 m, $dz < 50$ m entre 150 et 300 m de profondeur, $dz < 75$ m entre 300 et 500 m de profondeur et enfin $dz < 100$ m pour les profondeurs dépassant 500 m. Ces deux derniers critères permettent d'avoir une résolution verticale satisfaisante et d'interpoler correctement les profils sur des niveaux standards.

Un contrôle visuel supplémentaire de qualité des profils T-S est fait. Ce procédé consiste à visualiser dans des régions océaniques relativement homogènes ($5^\circ \times 5^\circ$) des ensembles de

profils afin d'éliminer visuellement ceux qui s'écartent trop de l'enveloppe moyenne de l'ensemble et paraissent suspects.

Dans un troisième temps, nous procédons à une interpolation sur la verticale de tous les profils retenus, entre la surface et 950 m de la façon suivante : i) tous les 5m entre la surface (0 m) et 300 m de profondeur (la valeur de surface étant prise comme égale à la première donnée acquise dans les 15 premiers mètres), ii) tous les 10 m entre 300 m et la profondeur maximale d'acquisition. Environ 10 % des profils ont une profondeur maximale comprise entre 950 et 1000 m et plus de la moitié entre 1800 et 2000 m. Pour cela, dans la suite de cette thèse les profils sont interpolés entre 0 et 1000 m.

Après l'interpolation verticale, les températures potentielle (θ) sont calculées pour chaque profil et un dernier contrôle est effectué. Il s'agit d'écarter les profils qui présenteraient des valeurs aberrantes de θ ou S à une profondeur donnée, relativement aux profils environnants. Pour ce faire, dans des fenêtres glissantes de $2^\circ \times 2^\circ$, nous éliminons tous les profils interpolés qui présentent des valeurs de θ ou S sortant de l'enveloppe $M \pm 3\sigma$ (où M est la moyenne de θ ou S et σ la déviation standard). Au final, 114440 profils représentant ~80 % des profils disponibles avant prétraitement (144033 profils) ont pu satisfaire aux exigences requises et nous serviront donc pour l'étude des propriétés thermohalines des tourbillons dans le TAO.

L'un des objectifs de ma thèse étant d'analyser les structures verticales des tourbillons le long de surfaces isopycnales, nous avons par une méthode d'interpolation simple (linéaire), projeté, les profils de θ/S entre 0 et ~ 1000 m de profondeur sur des niveaux isopycnaux fixes. Les profils obtenus sont donc désormais représentés en coordonnées isopycnales. L'axe des densités varie du niveau $\sigma_\theta = 21 \text{ kg m}^{-3}$ à $\sigma_\theta = 27.5 \text{ kg m}^{-3}$, avec un incrément de 0.1 kg m^{-3} . Les anomalies isopycnales correspondantes sont calculées suivant les mêmes méthodologies que celles décrites dans la section précédente.

2.2.3 Colocalisation des tourbillons avec les flotteurs Argo et calcul des anomalies

Chaque flotteur Argo étant référencé par sa position, la date à laquelle il remonte en surface et bien d'autres paramètres d'identification, il devient très facile de repérer sa position par rapport à celle d'un tourbillon sur une carte altimétrique pour la même date. Il se présente alors deux cas possibles, soit le flotteur est observé à l'intérieur d'un tourbillon (cyclonique ou anticyclonique) ou en dehors de tout tourbillon. Environ 13 % des profils ont fait surface dans des tourbillons

cycloniques et ~12.5 % dans des anticyclones, le reste des profils étant en dehors des tourbillons et en termes de trajectoire, un peu plus de 30 % des trajectoires des tourbillons cycloniques et anticycloniques ont été échantillonnées une fois au moins

Les anomalies de température/salinité (θ/S) ont été calculées à partir des profils ARGO retenus afin d'estimer l'impact des tourbillons sur les propriétés thermohalines de l'océan. Pour chaque profil, acquis dans un tourbillon ou non, les anomalies de θ/S sont calculée en retranchant un profil moyen calculé localement et représentatif de la moyenne à grande échelle. Ainsi donc, pour chaque profil P_i , nous définissons un profil d'anomalies P'_i tel que :

$$P'_i = P_i - P_m \quad (2-14)$$

P_m représente le profil moyen associé au profil P_i . P_m est calculé à partir d'un ensemble de profils (P_j) qui satisfont 3 critères spatio-temporels : les profils doivent être i) situés à une distance maximale de 200 km du profil P_i , ii) acquis en dehors de tout tourbillon, iii) acquis dans un intervalle de temps de 30 jours avant ou après le profil P_i indépendamment des années. Ce dernier critère permet de prendre en compte les variabilités saisonnières à grande échelle. Ainsi donc, si on considère par exemple un profil P_i ayant fait surface le 15/03/2002, P_m sera calculé à partir de tous les profils hors tourbillons acquis entre le 15/02 et le 15/04, indépendamment de l'année, sur toute la période d'étude, et situés dans un rayon de 200 km autour de P_i .

Cette méthode de calcul de la moyenne climatologique, uniquement à partir des profils Argo hors tourbillons, présente un double avantage. D'une part, ces moyennes représentent au mieux les caractéristiques thermohalines à grande échelle de l'océan autour du tourbillon et en tenant compte des variations saisonnières. D'autre part, les structures tourbillonnaires, du moins celles détectées dans les cartes altimétriques avec la méthodologie expliquée ci-dessus (section 2.2.1) n'influencent pas ces profils moyens. En effet, les tourbillons par leurs propriétés thermohalines et dynamiques, engendrent des différences de θ/S qu'il est important de ne pas considérer dans le calcul des moyennes climatologiques. Cette méthodologie a également été adoptée dans plusieurs études (*e.g. Castelao, 2014, Pegliasco et al, 2015, Sun et al., 2018*). Cependant, dans ma thèse, contrairement aux études précédentes où P_m est calculé par une simple moyenne arithmétique, nous avons adopté une méthode de moyenne pondérée en affectant à chacun des profils P_j un poids, fonction de sa distance radiale r_j et de l'intervalle de temps t_j séparant les profils P_j du profil P_i . P_m est donc défini par l'équation (2-15)

$$P_m = \frac{1}{\sum \Omega_j(r_j, t_j)} \sum \Omega_j(r_j, t_j) \cdot P_j \quad (2-15)$$

Ω_j représente le poids associé à chaque profil P_j et est calculé par :

$$\Omega_j(r_j, t_j) = e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{r_j}{\Delta R} \right)^2 + \left(\frac{t_j}{\Delta t} \right)^2 \right]} \quad (2-16)$$

ΔR et Δt sont des constantes, que nous fixons ici égales à 100 km et 15 jours et qui représentent la moitié de la distance radiale et de l'intervalle de temps autour du profil P_i . Le calcul de P_m est valide si le nombre de profil P_j atteint un minimum requis de 10 profils, soit le double du minimum fixé par *Pegliasco, (2015)*. Pour les profils ne remplissant pas cette condition, les profils moyens n'ont pas été calculés. Ces derniers représentent moins de 1 % des profils retenus après l'étape de prétraitement et sont majoritairement localisés proche des côtes. Notons qu'en moyenne ~ 40 profils hors tourbillon ont servi au calcul des profils moyens, et dans ~ 50 % des cas les profils moyens ont été calculés avec plus 35 profils hors tourbillons.

2.2.4 Anomalies de SST, SSS, flux de chaleur latente et sensible et de précipitation à la surface des tourbillons.

Rappelons que tous les produits de données de surface utilisés sont des produits journaliers, à l'exception de la SSS qui a une fréquence de quatre jours. Nous avons sous-échantillonné les produits aux mêmes dates que la SSS donc tous les quatre jours également. Cependant avant l'étape de sous-échantillonnage, ces données journalières ont été, tout comme celles de la SSS (*Boutin et al., 2018*) préfiltrées temporellement au moyen d'une filtre gaussien de 9 jours dans le but d'éliminer les très hautes fréquences qui ne sont pas prises en compte dans nos analyses de la dynamique à mésoéchelle. Cette technique de pré-filtrage a récemment été appliquée dans l'océan Pacifique tropical (*Delcroix et al., 2018*).

Après avoir appliqué ces étapes de filtrage et sous-échantillonnage, nous avons procédé au calcul des champs d'anomalies correspondantes. Ces anomalies sont obtenues par une décomposition spatio-temporelle des champs bruts en appliquant un filtre passe-haut permettant de ne garder que les signaux de mésoéchelle associés aux échelles des tourbillons. Le filtre appliqué est un filtre de Hanning de fenêtre spatiale $6^\circ \times 6^\circ$ en longitude/latitude et de 120 jours en temps. Ces caractéristiques du filtre ont été choisies en nous basant sur les travaux de *Delcroix et al. (2018)* qui ont trouvé, par un test de sensibilité, que les résultats sont très peu modifiés

lorsqu'on fait varier les caractéristiques du filtre autour de ces valeurs. Ainsi les signaux des structures physiques océaniques de très grande échelle spatiale et de basse fréquence temporelle, comme les ondes de Rossby sont écartées de nos analyses. Enfin les anomalies associées aux tourbillons sont obtenues en colocalisant les tourbillons détectés avec les champs filtrés correspondant aux mêmes dates. La Figure 2-7 illustre pour le cas de la température, le champ brut de SST du 30-05-2015 et les champs de SST de grande échelle et de mésoéchelle correspondantes, avec la colocalisation des tourbillons détectés à la même date. La SST totale (Figure 2-7a), bien que dominée par le SST grande échelle basse fréquence (Figure 2-7b), est aussi constituées des fluctuation mésoéchelle (Figure 2-7c).

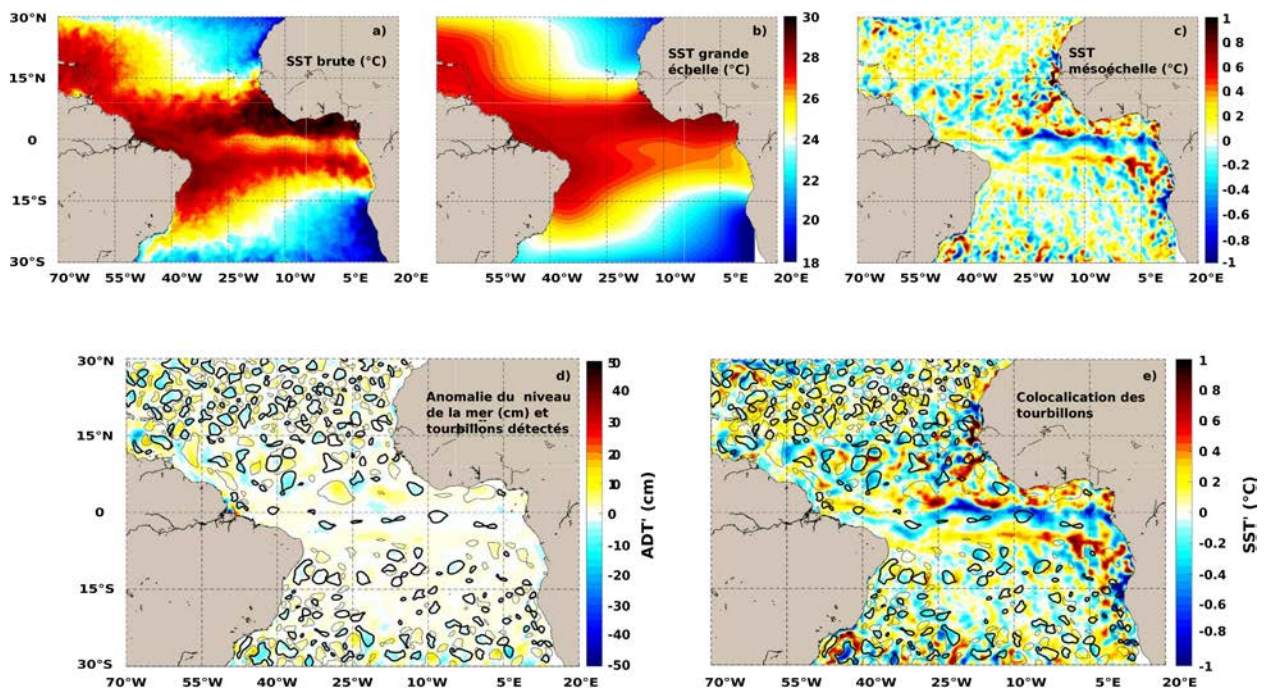


Figure 2-7 Exemple de a) SST brute (30/05/2015), décomposée en b) SST à grande échelle basse fréquence et c) SST à mésoéchelle (anomalie). Les tourbillons d) détectés sur les champs ADT correspondants sont e) colocalisés avec le champs d'anomalie de SST. Le champ d'anomalie de ADT en d est également obtenu en filtrant le champ ADT du même jour. Les tourbillons cycloniques sont représentés par des contours en gras et les anticycloniques par des contours fins.

En plus de leur signature altimétrique, les tourbillons peuvent aussi apparaître clairement sur les cartes de SST (e.g. Castellani, 2006 ; Zhang et al., 2015). Habituellement, les analyses composites révèlent des anomalies plus chaudes pour les tourbillons anticycloniques et plus froides

pour les tourbillons cycloniques (*e.g.* Hausmann & Czaja, 2012 ; Ji *et al.*, 2020). Cependant, de récentes études ont révélé qu'il n'est pas rare de faire des observations contraires, c'est-à-dire des tourbillons anticycloniques (cycloniques) relativement plus froids (chauds) que leur environnement (*e.g.* Sun *et al.*, 2019 ; Liu *et al.*, 2020 ; 2021). Tenant compte de cet aspect, nous avons d'abord procédé à une classification des tourbillons chauds et froids, salés et doux en surface en calculant les moyennes d'anomalie de SST/SSS dans la région centrale de chaque tourbillon. Cette région est définie de sorte que le rayon de son contour soit les 2/3 de celui du tourbillon (donc une homothétie dont le centre est celui du tourbillon et de rapport $k = 2/3$; Figure 2-8a). Les bords des tourbillons ont été écartés pour éviter les biais qu'engendreraient les masses d'eau périphériques. Un tourbillon est chaud si l'anomalie moyenne dans son cœur est positive, et froid si au contraire, cette moyenne est négative.

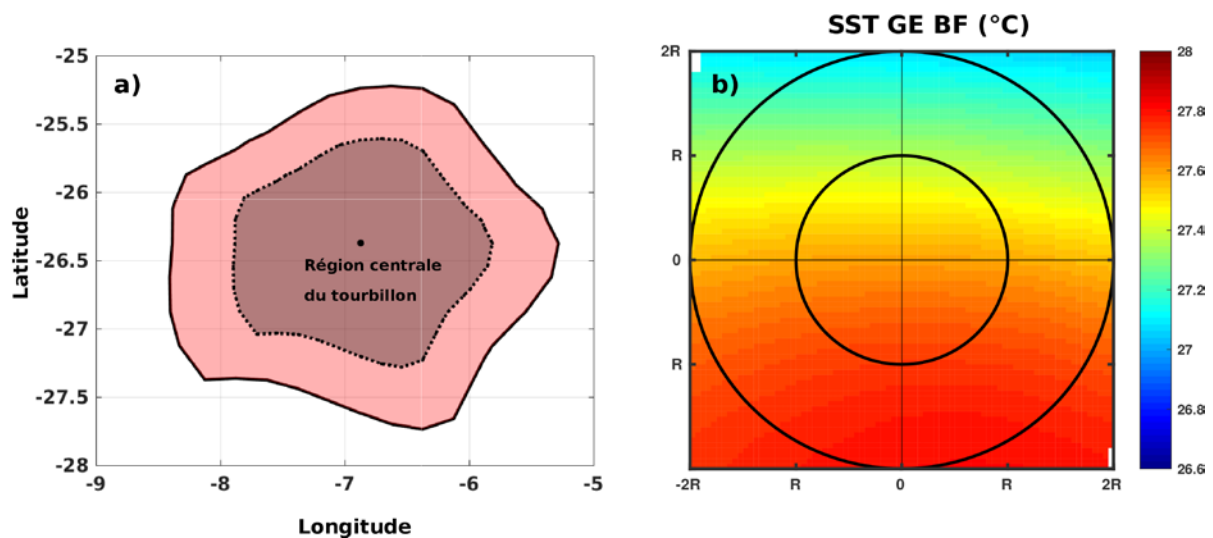


Figure 2-8 a) Illustration de la région centrale du tourbillon où l'anomalie moyenne est calculée et b) exemple de composite moyenne de SST grande échelle basse fréquence (GE BF) dans les tourbillons entre le centre et deux fois leur rayon. Le contour en trait plein en a) représente le bord du tourbillon. Celui en pointillé délimite la région centrale. Le point en noir est le centre du tourbillon. En b), le bord des tourbillons est représenté par le cercle normalisé de rayon $R = 1$.

Les composites moyennes des anomalies dans les tourbillons ont été construites en normalisant au préalable la taille de chaque tourbillon entre 0 et 1 (correspondant respectivement au centre et au rayon du tourbillon). Par la suite, les anomalies sont interpolées sur une grille cartésienne à deux dimensions entre les centres et deux fois le rayon des tourbillons. Dans le cas de la SST et des flux de chaleur, les composites sont obtenus en tournant les gradients de SST

grande échelle suivant l'axe méridien tel que $\partial(SST)/\partial y < 0$, c'est-à-dire que les SST les plus chaudes au Sud et les plus froides au Nord, comme l'illustre la Figure 2-8b. La même procédure est appliquée pour la SSS grande échelle concernant les anomalies de SSS. Cette technique de rotation permet de maintenir les gradients grande-échelle dans une même direction afin de ressortir les probables effets d'advection horizontale (e.g. *Gaube et al. 2015 ; Delcroix et al., 2018*).

Les différentes données et méthodes utilisées dans cette thèse sont résumées par ci-dessous (Figure 2-9)

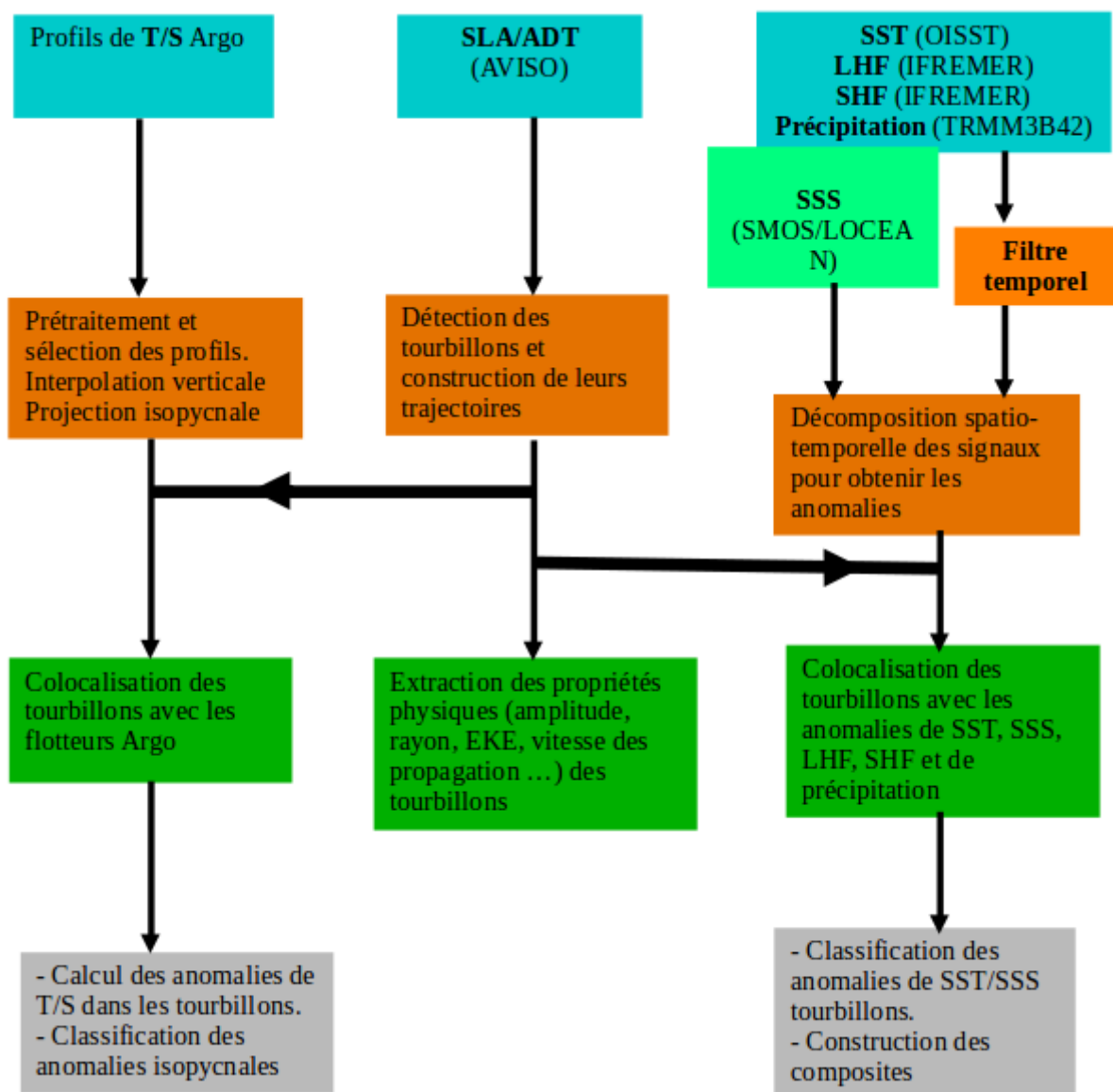


Figure 2-9 Schéma récapitulatif des données et méthodes utilisées

Chapitre 3: Les tourbillons de mésoéchelle dans le TAO et leur variabilité saisonnière par altimétrie

3.1 Contexte et objectifs

Comme nous l'avons énoncé dans le chapitre 1, le premier objectif général de cette thèse est d'étudier les caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle telles qu'observées à partir des données altimétriques dans le TAO. Dans ce chapitre, nous étudions donc ces caractéristiques à l'échelle du bassin et nous discutons également de leur saisonnalité ainsi que des mécanismes impliqués dans la formation des tourbillons dans la zone d'étude, notamment dans la réflexion du courant Nord Brésil (NBC) et dans la partie ouest du Contre-Courant Nord Equatorial (NECC). L'essentiel de cette étude se présente ici sous forme d'un article que nous avons publié dans *Geophysical Research Letter* (<https://doi.org/10.1029/2019GL083925>) et dont nous donnons une reproduction intégrale.

3.2 Tourbillons de mésoéchelle dans le TAO et leur variabilité saisonnière.

3.2.1 Résumé d'article

Nous avons étudié les caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle dans l'océan Atlantique tropical (TAO), en analysant 23 ans de données d'anomalies du niveau de la mer (SLA). Les tourbillons observés sont principalement générés dans les systèmes d'upwelling de bord est et aux bords ouest notamment le long du courant du Brésil. Leur vitesse de propagation vers l'Ouest atteint 20 cm/s en région équatoriale et décroît vers les hautes latitudes. Leurs amplitudes varient de 1 à 5 cm. Les tourbillons ayant les plus grands rayons et les plus énergétiques sont observés dans la région équatoriale, en particulier dans la réflexion du Courant Nord Brésilien (NBC). Le cycle saisonnier des caractéristiques des tourbillons montre des amplitudes plus fortes dans la réflexion du NBC et à l'ouest du Contre-courant Nord Équatorial (NECC). Nous avons défini un indice, basé uniquement sur des données altimétriques pour estimer la probabilité que l'instabilité barotrope des courants moyens de surface soit responsable de la génération des

tourbillons. Nous avons trouvé que ce processus d'instabilité barotrope, lié au cisaillement horizontal des courants moyens et à un transfert d'énergie cinétique entre la grande échelle et la mésoéchelle, joue un rôle fondamental dans la formation des tourbillons dans la partie Ouest du NECC. Par contre, d'autres mécanismes, tels que les instabilités baroclines pourraient être impliquées dans la formation des tourbillons au niveau de la réflexion du NBC.

3.2.2 Article: Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and their seasonal variability

Geophysical Research Letters

RESEARCH LETTER

10.1029/2019GL083925

Key Points:

- Mesoscale eddies in the tropical Atlantic ocean have amplitudes, radii, and kinetic energies of 1–5 cm, 30–100 km, and 50–100 cm²/s², respectively
- Seasonal cycle of eddy properties has the highest amplitude in the NBC retroflection and in the western part of the NECC
- Barotropic instability is the main mechanism for eddy generation in the western part of the NECC

Correspondence to:

H. M. A. Aguedjou and I. Dadou, micael.aguedjou@legos.obs-mip.fr; isabelle.dadou@legos.obs-mip.fr

Citation:

Aguedjou, H. M. A., Dadou, I., Chaigneau, A., Morel, Y., & Alory, G. (2019). Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and their seasonal variability. *Geophysical Research Letters*, 46. <https://doi.org/10.1029/2019GL083925>

Received 31 MAY 2019

Accepted 17 SEP 2019

Accepted article online 10 OCT 2019

Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and Their Seasonal Variability

H. M. A. Aguedjou^{1,2} , I. Dadou¹, A. Chaigneau^{1,2,3} , Y. Morel¹ , and G. Alory¹ 

¹Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiale, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France, ²International Chair in Mathematical Physics and Applications (ICMPA-UNESCO Chair), University of Abomey-Calavi, Cotonou, Benin, ³Institut de Recherches Halieutiques et Océanologiques du Bénin (IRHOB), Cotonou, Benin

Abstract We study mesoscale eddy characteristics in the tropical Atlantic Ocean, using 23 years of daily altimetry sea level anomalies. Eddies are mainly generated in the eastern boundary upwelling systems and in the Brazil Current region. Their westward propagation speed reaches 20 cm/s in equatorial areas, decreasing with latitudes. They present typical amplitudes of 1–5 cm. The largest and most energetic eddies are observed in the equatorial region, especially in the North Brazil Current (NBC) retroflection. The seasonal cycle of the eddy characteristics shows higher amplitudes along the NBC retroflection and the western part of the North Equatorial Countercurrent. A new criterion, based on altimetry data, determines the probability that barotropic instability of mean surface currents is responsible for eddy generation. We find a strong likelihood that the latter plays a key role along the North Equatorial Countercurrent, whereas other mechanisms must be invoked for the NBC region.

Plain Language Summary The kinetic energy in the ocean is dominated by mesoscale eddies that are quasi-circular structures having typical spatial scales of 10 to 100 km. Eddies have a clear signature in sea surface height measured by satellite altimeters and play a significant role in the transport and redistribution of water masses, heat, and biogeochemical properties throughout the oceans. In this work, we use 23 years of satellite altimetry data in the tropical Atlantic Ocean to analyze eddy properties (size, amplitude, kinetic energy, and vorticity) at the basin scale and their seasonal variability. Although they are more numerous on the borders of the subtropical gyres, the most energetic and largest eddies are found in the equatorial region. Eddy characteristics exhibit the strongest seasonal cycle in the North Brazil Current retroflection and the western part of the North Equatorial Countercurrent. In this latter region, eddy genesis is due to barotropic instabilities resulting from the horizontal shear of the large-scale currents, whereas in the North Brazil Current retroflection other processes have to be considered.

1. Introduction

The development of altimetry has fostered a more advanced understanding of the ocean circulation and revealed that mesoscale eddies are a key component of ocean dynamics containing most of the ocean kinetic energy (e.g., Fu et al., 2010). Mesoscale eddies have spatial scales of the order of a few tens to several hundred kilometers. Cyclonic (CE) and anticyclonic (AE) eddies have lifespans from days to months and can travel several hundreds to thousands of kilometers across ocean basins (e.g., Chelton et al., 2011). Although they can form and dissipate almost everywhere in the ocean (Fu et al., 2010), long-lived eddies are preferentially formed in the eastern part of oceanic basins or along energetic currents (e.g., Chelton et al., 2011). During their formation, mesoscale eddies trap water mass characteristics in their core and thus play an important role in the redistribution of physical and biogeochemical properties in the global ocean. They can also strongly impact the primary production (e.g., Dadou et al., 1996; McGillicuddy, 2016; Rousselet et al., 2016) and higher trophic levels (Domokos et al., 2007; Logerwell & Smith, 2001).

In the tropical Atlantic Ocean (TAO), both the Canary and Benguela eastern boundary upwelling systems (EBUS) are hot spots for the generation of mesoscale eddies (e.g., Chaigneau et al., 2009; Gutknecht et al., 2013; Pegliasco et al., 2015) through barotropic/baroclinic instability or other mechanisms such as interaction of the large-scale circulation with islands, topographic features, coastline geometry, or strong local wind shear (e.g., Aristégui et al., 1994; Chaigneau et al., 2009; Djakouré et al., 2014). Forty to sixty percent of the

eddies formed in this EBUS are subsurface intensified with a vertical extent down to 800-m depth (Pegliasco et al., 2015). Energetic eddies are also generated in the Agulhas retroflexion and propagate westward across the south Atlantic (e.g., Laxenaire et al., 2018; Penven et al., 2001). In the western part of the Atlantic, the generation of large isolated warm-core vortices exceeding 450 km in diameter occurs in the North Brazil Current (NBC) retroflexion propagating toward the Caribbean Sea (e.g., Fratantoni & Richardson, 2006; Garraffo et al., 2003; Goni & Johns, 2003). Likewise, the equatorial Atlantic is also the site of tropical instability waves or vortices (TIW-TIV, e.g., Caltabiano et al., 2005; Athié & Marin, 2008) that are formed by the horizontal and vertical shears of the zonal current systems especially between the North Equatorial Countercurrent (NECC) and the South Equatorial Current (SEC) and between the SEC and the Equatorial Undercurrent (e.g., von Schuckmann et al., 2008). TIV have typical radii of $\sim 300\text{--}500$ km and are confined in the upper thermocline (Dutrieux et al., 2008; Flament et al., 1996; Willett et al., 2006). Numerical models allow detailed analysis of the mesoscale dynamics. For instance, Foltz et al. (2004) and Holmes et al. (2014) have shown that meridional advection and the wind stress reinforce the negative potential vorticity (PV) anomaly of TIW and TIV.

Most studies focused on particular areas, eastern and western boundary, so that the description of mesoscale eddy properties and their seasonal variability at the scale of the TAO remain poorly documented. Refined diagnostics performed in numerical studies are also difficult to reproduce with observations, and there is a need for new diagnostics that can be applied more generally to various data sets, allowing more direct comparisons.

The purpose of the present study is to focus on the observed characteristics (size, lifetime, kinetic energy, amplitude, etc.) of the mesoscale eddies in the TAO and their seasonal variability. A diagnostic, based on altimetric data only, is also proposed to investigate whether eddies could be formed by barotropic instability of the mean circulation or if other mechanisms must be invoked.

2. Data and Methods

2.1. Altimetry Data: Sea Level Anomaly and Geostrophic Current

The data set used in this study is the Salto/Duacs gridded product of sea level anomalies (SLA) and geostrophic currents distributed by the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (<http://marine.copernicus.eu/>). The SLA product was computed relative to a 20-year (1993–2012) mean (see for details Duacs/AVISO+, 2014; Pujol et al., 2016). This product is based on sea surface height measurements from multimission altimeters since 1992 optimally interpolated daily onto a $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ longitude/latitude grid (Ducet et al., 2000; Le Traon et al., 1998). In our study, we used SLA and geostrophic currents in the TAO (70° W to 16° E; 30° N to 30° S) for the time period extending from January 1993 to December 2015.

2.2. Eddy Detection and Tracking Algorithm

Mesoscale eddies were identified on the daily SLA maps, using the eddy detection algorithm developed by Chaigneau et al. (2008, 2009). Eddy centers correspond to local extrema in SLA (maxima for AE and minima for CE), whereas eddy edges correspond to the outermost closed SLA contour around each detected eddy center. An eddy is considered as valid if it contains at least four connected grid points, which approximately correspond to a minimal radius of ~ 20 km, given the resolution of the altimetric product. For each identified eddy, several properties can be inferred such as its amplitude, equivalent radius, or mean eddy kinetic energy (EKE, computed from geostrophic currents). Eddy life cycles are investigated along eddy trajectories constructed using the algorithm developed by Pegliasco et al. (2015). In this study, we only retained eddies having a lifetime higher than 30 days and a median amplitude and radius greater than 1 cm and 30 km, respectively.

Barotropic/baroclinic instabilities can be analyzed in terms of energy fluxes (e.g., Oliveira et al., 2009). An alternative is Charney and Stern (1962) criterion (see also Cushman-Roisin, 1994) that states that, for parallel sheared currents, instability is likely when the gradient of PV of the mean flow changes sign. For barotropic flows, PV reduces to the absolute vorticity ($\zeta + f$) of the large-scale flow (Rayleigh, 1880), where f is the Coriolis parameter and ζ the relative vorticity computed from the geostrophic velocities. In Cartesian coordinates (x, y) ,

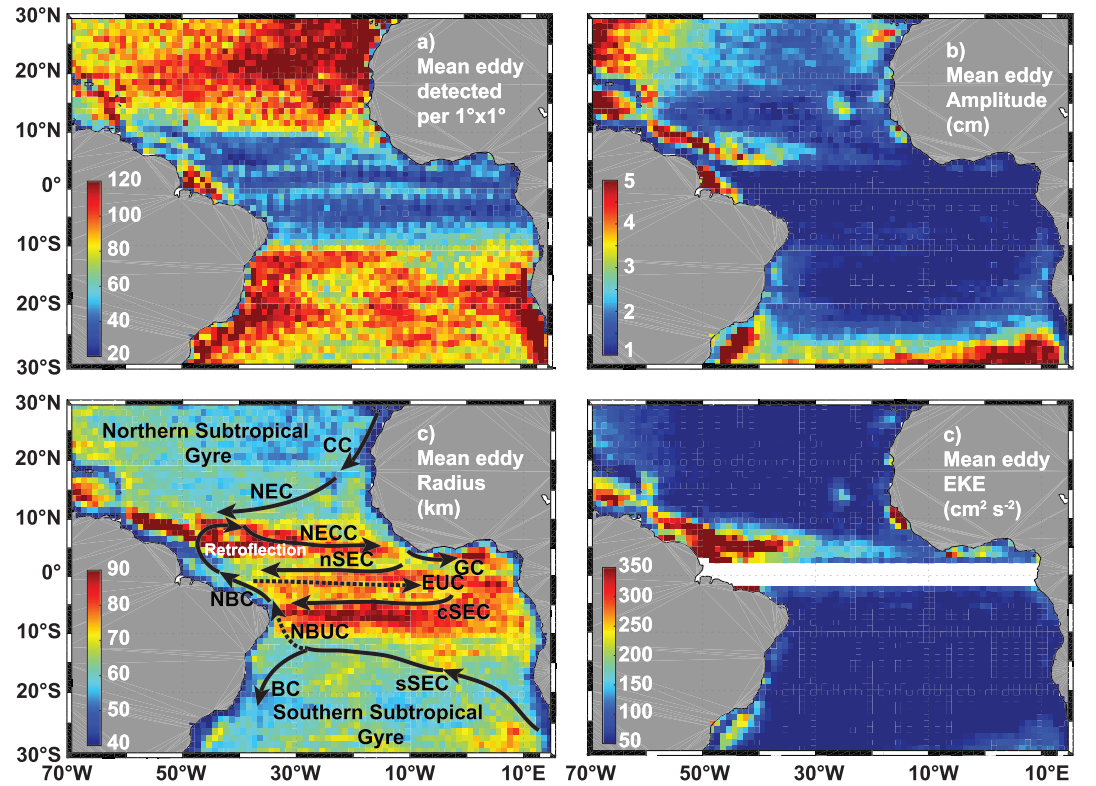


Figure 1. Mean eddy properties over the 1993–2015 period: (a) Annual number of detected eddies, (b) eddy amplitude (cm), (c) eddy radius (km), and (d) eddy kinetic energy (cm^2/s^2). Main currents are superimposed on (c): Brazil current (BC); North Brazil Undercurrent (NBUC); North Brazil Current (NBC); Guinea Current (GC); southern, central, and northern branch of South Equatorial Current (sSEC, cSEC, and nSEC); North Equatorial Current (NEC); North Equatorial Countercurrent (NECC); Equatorial Undercurrent (EUC).

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1)$$

The Rayleigh (1880) criterion was extended to nonparallel steady currents, provided that the gradient of the vorticity field is computed perpendicularly to the local current, representing the preferential direction for the growth of perturbations (Arnold, 1965; Drazin & Howard, 1966). In the present geostrophic context, the local gradient of absolute vorticity (C) is thus computed as

$$C = \vec{\nabla} \cdot (f + \zeta) \cdot \vec{n} \quad (2)$$

where $\vec{n} = \vec{\nabla}\psi / (\|\vec{\nabla}\psi\|)$ is the unit vector perpendicular to geostrophic streamlines and $\psi = (-g/f)$. SSH is the stream function.

Barotropic instability is associated with a change of sign of C and is thus likely to occur in regions with weak values of C . Thus, in order to evaluate eddy generation mechanisms, we compute C from the seasonal mean (monthly average) geostrophic circulation and evaluate whether eddies are generated in region of weak C values or not.

3. Results

3.1. Mean Eddy Properties in the Tropical Atlantic Ocean

In the TAO, more than 32,000 vortices were detected and tracked over the study period. There is no clear geographical preference for CE and AE (representing respectively 52% and ~48%) in the TAO as also observed in the global ocean (e.g., Chelton et al., 2011). Figure 1a shows the mean annual number of eddy per square

degree that were detected in daily SLA maps between 1993 and 2015. A higher number of eddies were observed in the eastern part of the TAO particularly in the Canary and Benguela EBUS where up to 120 eddies per square degree per year were identified as well as in the western boundary along the Brazil Current (BC) and around 20°S and 20°N in the South and North Atlantic gyres. In contrast, a weaker number of eddies were observed in the equatorial region between 12°N and 12°S, coherent with previous studies (e.g., Chelton et al., 2011; Fu et al., 2010).

The spatial distribution of eddy properties shows that eddies have amplitudes of 1 to 6 cm (Figure 1b) and more than 40% of these long-lived eddies have an amplitude of ~2 cm. The largest amplitudes are observed (i) along the western boundary currents and (ii) south of 25°S mainly associated with AE Agulhas rings that are formed at the Agulhas retroflection and propagate westward across the south Atlantic ocean (e.g., Laxenaire et al., 2018).

Although eddy radii typically range from 60 to 90 km (Figure 1c), they can reach up to 150 km in the equatorial region (12°S to 12°N). Poleward of $\pm 12^\circ$, radii decrease in agreement with the theoretical Rossby deformation radii (Chelton et al., 1998). However at midlatitudes ($\sim 30^\circ$), the observed eddy radii are almost twice the first baroclinic Rossby radius of deformation, probably due to nonlinear processes or eddy coalescence (Chaigneau et al., 2009; Fu et al., 2010). The largest eddies are observed in the western TAO along the north-eastern Brazilian coast, due to the shedding of large eddies by the NBC retroflection (Fratantoni & Richardson, 2006; Garraffo et al., 2003; Goni & Johns, 2003).

On average, eddies are characterized by relatively weak EKE of less than $150 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ (Figure 1d). However, for the most energetic eddies, located between 2°N and 6°N especially near the NBC retroflection and along the northern Brazilian coast, EKE reaches $500 \text{ cm}^2/\text{s}^2$. In the Southern Hemisphere, energetic structures are located along the southeastern Brazilian coast from 24°S to 30°S. Another area with moderate EKE of $\sim 200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ is located in the northern part of the Guinea Gulf along the Guinea current off the African coast. Note that the patch of relatively high EKE values centered at 15°W and 10°N is spurious and likely due to the interference of the altimeters with the Bijagós Archipelago and the surrounding region characterized by a shallow bathymetry (<200-m depth).

3.2. Eddy Generation, Propagation, and Lifespan

Eddies are mainly generated in the EBUS (Figure 2a) and along the BC where the interaction with the topography and the Brazilian coastline favors eddy genesis (Soutelino et al., 2011). Also, a relatively high number of mesoscale eddies are generated in the North Atlantic subtropical gyre, in the latitude band extending from 12°N to 30°N (Figure 2a). This contrasts with the Southern Hemisphere where fewer eddies are formed off-shore between $\sim 25^\circ\text{W}$ and 10°E .

The longest-lived eddies are generated in the subtropical gyres, especially in the Southern Hemisphere where eddies generated in this area tend to live for ~ 150 days (Figure 2d). Statistics show that the mean eddy lifespan in the TAO is ~ 100 days whereas $\sim 40\%$ of the eddies have a lifetime of less than 50 days. Due to the β effect, almost all the TAO eddies propagate westward (Cushman-Roisin, 1994). Equatorial eddies move faster than off-equatorial eddies with propagation speeds of 15–30 cm/s (Figure 2d).

Based on the results seen in Figure 1a, we further divide the TAO into three subregions to examine the mean temporal evolution of eddy properties during their life cycle: the northern region (12–30°N), the equatorial region (12°S to 12°N), and the southern region (12–30°S). In general, mesoscale eddies show a growing phase, occurring during the first 20% of their lifetime, during which their amplitudes, EKE, and radii strongly increase. Although the maximum values of the eddy characteristics are reached at half the eddy lifespan, eddy properties show a plateau-like structure between 20% and 80% of their life cycle where only slight changes are observed. During the last 20% of their life cycle they exhibit a decaying phase during which their amplitudes, EKE, and radii strongly decrease. On average, eddy amplitudes change from ~ 0.5 to ~ 3 cm in all three regions (Figure 2b) and eddy radii from 30 to 70 km in the northern and southern regions and up to ~ 100 km within the central region (Figure 2e). EKE shows almost the same evolution with very weak maximum values lower than $100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ in the two off-equatorial regions and $\sim 500 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ in the equatorial region (Figure 2c). The relatively weak eddy amplitudes (<1 cm) and radii (<40–50 km) observed at the beginning and end of the eddy life cycles (Figures 2b and 2e) are supposedly below the altimeters' capability of resolving such small-scale structure (e.g., Ballarotta et al., 2019; Chelton et al., 2011). However, our results

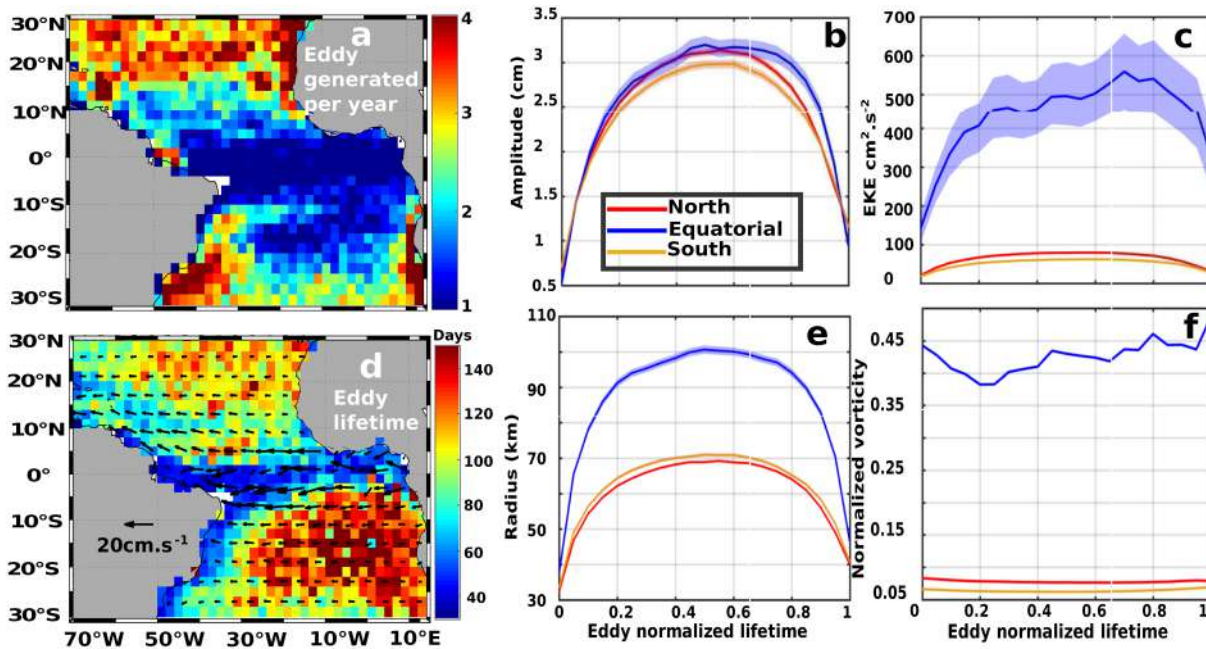


Figure 2. (a) Number of eddies generated annually per $2^\circ \times 2^\circ$ bin, and (d) eddy lifetime at birth locations (days). Arrows indicate eddy propagation speeds in centimeters per second. Ensemble mean (solid lines) and standard error (shading areas) of eddy (b) amplitude, (c) kinetic energy (EKE), (e) radii, and (f) normalized vorticity as a function of lifetime for the long-lived eddies.

are similar to Chen and Han (2019) and likely robust, since eddy characteristics are associated with a relatively high signal-to-noise ratio during their mature phase, and the observed dome-shape of their temporal evolution (Figure 2) is effectively part of the eddy life cycles (e.g., Pegliasco et al., 2015; Samelson et al., 2013).

During their lifespan, eddy normalized vorticity, ζ/f , is less than 1 and almost constant, in all three regions though 10 times higher in the equatorial region (Figure 2f). Very weak values of $\zeta/f \approx 0.07$ suggest that mesoscale eddies are in geostrophic equilibrium in the off-equatorial regions. In contrast, normalized vorticity values of 0.4–0.5 suggest that ageostrophic motions might be an important component of the eddy dynamics in the equatorial region between 12°N and 12°S .

3.3. Eddy Seasonal Variability

The seasonal cycles of eddy properties were computed in $2^\circ \times 2^\circ$ boxes from the 23-year period of SLA data (Figure 3). The amplitude of these seasonal cycles was determined for each eddy property as the difference between the maximum and minimum of the 12 monthly averages. In general, for each eddy property, the seasonal cycle amplitude is enhanced in (i) the western part of the TAO, (ii) along the $3\text{--}8^\circ\text{S}$ latitude band, and/or (iii) south of 24°S (Figure 3). However, the most striking features are the maximum seasonal variability observed in the region ($30\text{--}54^\circ\text{W}$; $2\text{--}10^\circ\text{N}$) delimited by red boxes in Figures 3a–3c. In this region, which embeds the NBC retroflection and the western part of the NECC, the seasonal cycle amplitude, computed relative to the annual mean value, reaches 1.5 cm for eddy amplitude, 25 km for eddy radius, and $200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ for EKE representing $\sim 60\%$, $\sim 33\%$, and $\sim 50\%$ of the mean values, respectively. The NBC retroflection and the eastward flowing NECC exhibit a strong seasonal variability (Fonseca et al., 2004; Garraffo et al., 2003; Johns et al., 1990) and are associated with regular eddy shedding (Garraffo et al., 2003; Goni & Johns, 2001; Johns et al., 1990). We thus now focus on this particular region.

Figures 3d and 3e show the number of AE and CE trajectories that were generated locally over the 23-year period and passing through each $1^\circ \times 1^\circ$ pixel. We further delimited two subregions: NECC box and NBC box (numbered 1 and 2, respectively, in Figures 3d and 3e). More than 85% of eddies generated in NECC box have a northwestward propagation and do not propagate through the NBC retroflection area (Figures 3d and 3e). Eddies generated within the NBC box propagate northwestward along the Brazilian

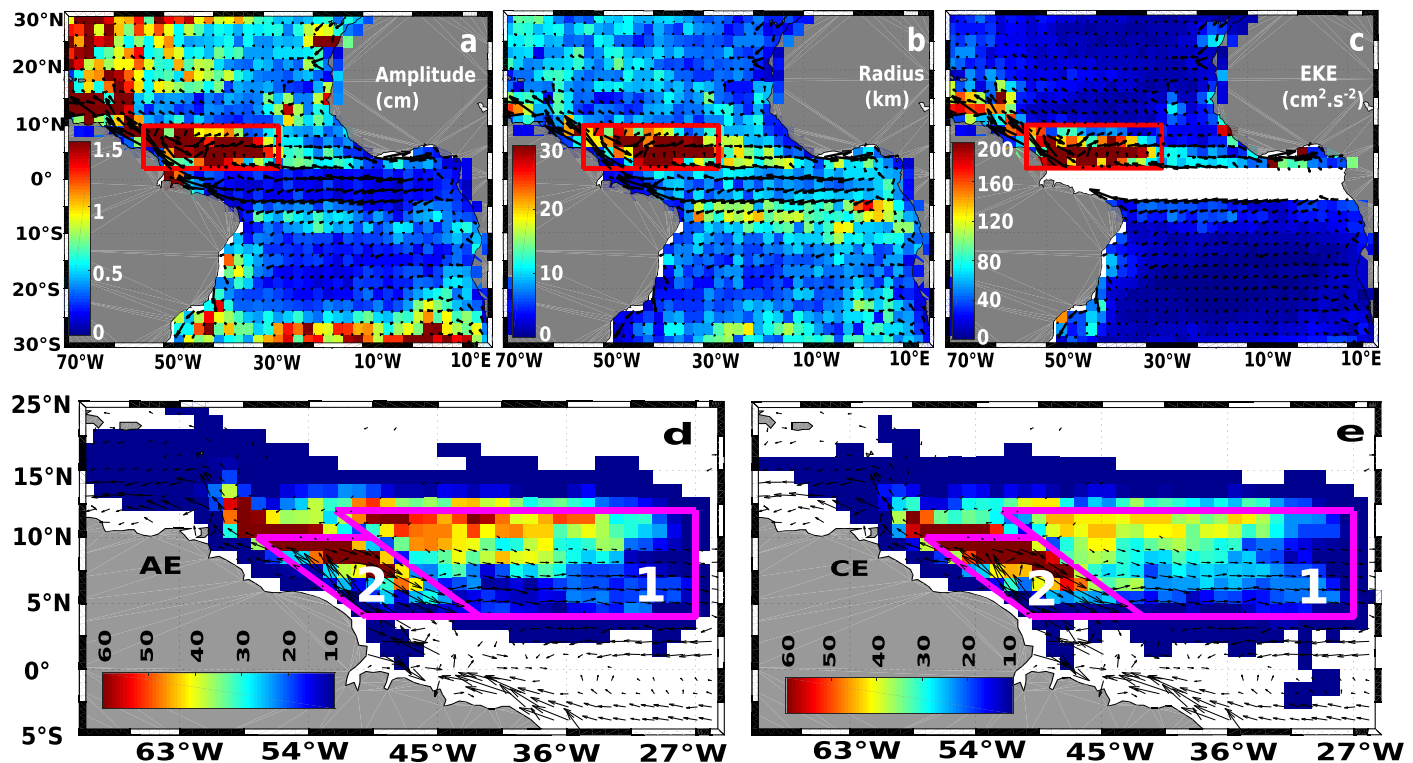


Figure 3. Amplitude of the seasonal cycle of the (a) eddy amplitudes (cm), (b) eddy radii (km), and (c) EKE (cm^2/s^2). (d, e) Number of AE and CE trajectories that cross each $1^\circ \times 1^\circ$ pixel during the study period (1993–2015). Black arrows represent the mean large-scale currents obtained from near-surface drifters. North Equatorial Countercurrent and North Brazil Current boxes are also represented (respectively labeled 1 and 2). EKE = eddy kinetic energy; AE anticyclonic eddy; CE cyclonic eddy.

coast as previously observed (e.g., Fratantoni & Richardson, 2006; Goni & Johns, 2003). Both boxes exhibit a marked seasonal cycle for eddy properties, but their amplitude and phase strongly differ. In the NECC box, AE and CE show similar seasonal variations, with maximum values in winter (December–February) and minimum values in late spring/early summer except for radii whose minimum values are observed in August–September (Figures 4a, 4b, and 4d). Normalized eddy relative vorticity shows minimum values during spring (April–May) and maximum values in early fall (September–October) in the NECC box (Figure 4c). In the NBC box, CE do not show a significant variability in amplitude, radius, EKE, and vorticity, while minimum values for AE are reached in early spring. The relatively high values of normalized vorticity in that box suggest that eddies are much more ageostrophic.

The number of new eddies generated over the study period exhibits a strong seasonal cycle with a minimum of one eddy per year generated during spring (April–May) and a maximum of three during late summer (August–September) within the NECC box. In contrast, in the NBC box, the seasonal cycle of eddy generation is less clear, except for CE that tend to be preferentially formed in late spring and early summer (Figures 4e and 4f).

Figures 4e and 4f also display the monthly variations of large-scale relative vorticity, computed from the geostrophic currents climatology. It shows in both boxes a clear annual cycle and a weak semiannual variability with two minima during spring and fall and two maxima in early winter and early summer. This is associated with variations of zonal equatorial currents especially the NECC, the northern branch of the SEC (nSEC), and with the variation of the NBC retroflection (e.g., Fonseca et al., 2004; Garraffo et al., 2003). Similar seasonal variability was obtained for current shear and strain using both geostrophic and total surface current climatology from drifters' data (not shown).

To investigate the mechanism driving eddy generation, we computed C for the mean seasonal (monthly averaged) currents using equation (2). The eddy generation positions were superimposed on maps of C for every

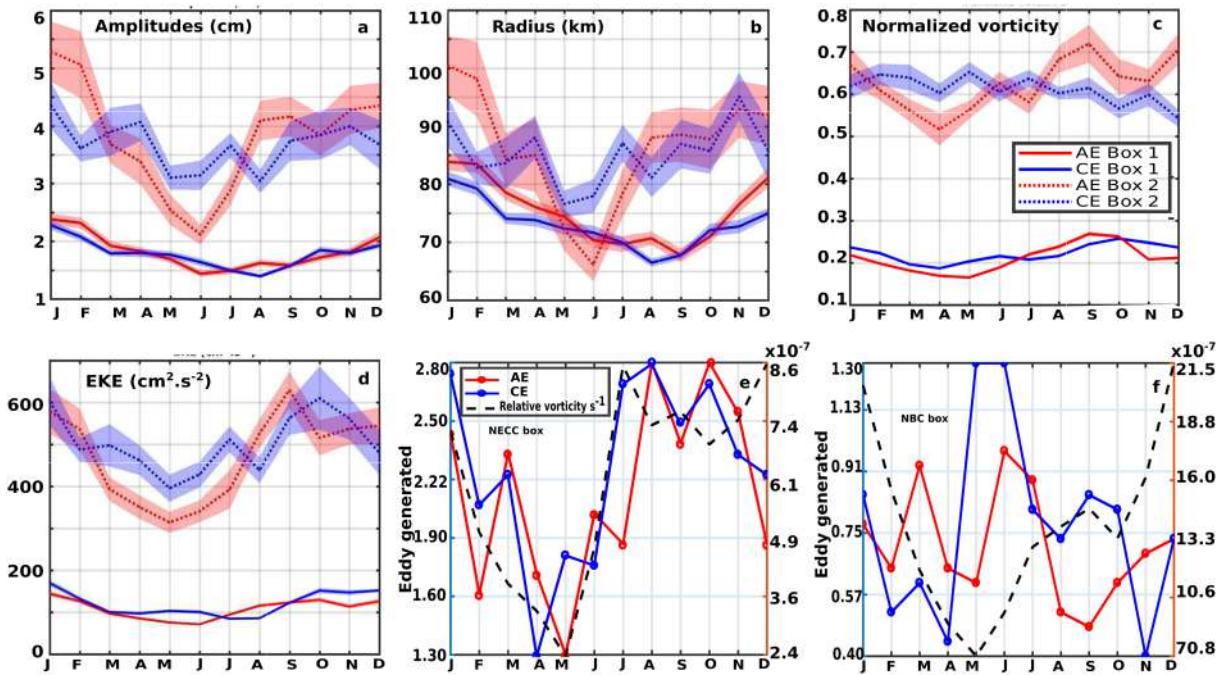


Figure 4. Seasonal cycle of eddy properties. (a) amplitude (cm), (b) radius (km), (c) normalized vorticity, and (d) EKE (cm^2/s^2) for AE (red lines) and CE (blue lines) in NECC (solid lines—Box 1) and NBC (dotted lines—Box 2) boxes shown in Figure 3; (e, f) Seasonal cycle of AE and CE (in red and blue, respectively) generated and the seasonal cycle of the relative vorticity (black dotted lines) of geostrophic current within NECC (Box 1) and NBC boxes (Box 2) shown in Figure 3. Shading areas are standard errors evaluated using Student's test with 95% significance level. EKE = eddy kinetic energy; AE anticyclonic eddy; CE cyclonic eddy; NECC = North Equatorial Countercurrent; NBC = North Brazil Current.

month. Figure 5a shows the result for January. In the NECC box, most eddies are generated in regions where C is close to 0. This is further underlined in Figure 5b, which shows that most eddies are formed in regions of weak C values ($\sim 55\%$ within $\pm 0.2 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$ and 75% within $\pm 0.3 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$ within the NECC box). This indicates that barotropic instability, associated with the horizontal shear of the surface currents, is probably the main mechanism of eddy generation along the NECC. In contrast, in the NBC box, eddy formation sites do not show a clear tendency (Figures 5a and 5b show that only 25% of eddy generation occur within $\pm 0.2 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$), suggesting that other mechanisms have to be invoked for eddy generation. Also note that vorticity gradient is negative over most of the NBC box. This is consistent with Johns et al. (1990) and da Silveira et al. (2000), who suggested that eddy shedding in the retroflection is more likely related to baroclinic instability. Other processes, based on nonstationarity of the flow, have also been proposed, such as retroflection imbalance (Nof & Pichevin, 1996) or wave reflection (Castelao, 2011; Ma, 1996).

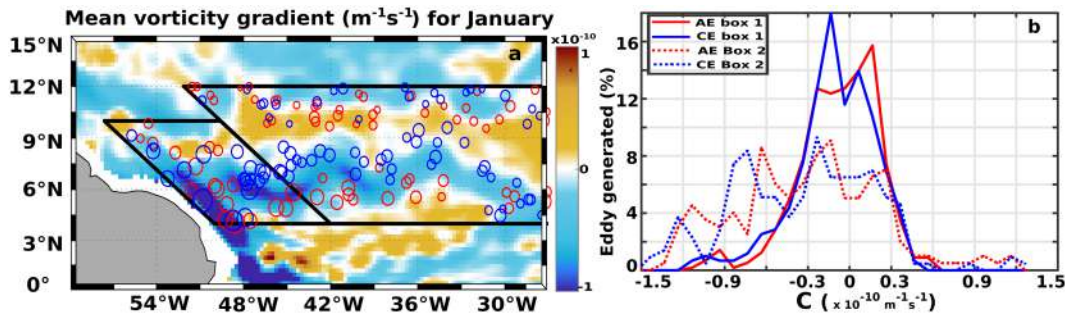


Figure 5. (a) Mean gradient of the absolute vorticity (C) of the large-scale currents in January (color shading) and location of the long-lived eddies generated in January between 1993 and 2015 (blue and red circles for CE and AE, respectively). The size of circles is proportional to the mean eddy relative vorticity. (b) Distributions of the percentage of eddies as a function of the gradient of the large-scale relative vorticity ($\text{m}^{-1}\text{s}^{-2}$) at the eddy generation sites for all eddies generated between 1993 and 2015.

4. Conclusions

In this study we proposed a more detailed description of the eddy characteristics in the real ocean and an original method to evaluate whether or not barotropic instability is likely to explain eddy generation. We first applied automatic eddy detection and tracking algorithms on 23 years of daily altimetry SLA to characterize mesoscale eddies in the TAO. About 32,000 eddy trajectories were identified. Vortices are mainly generated in the eastern part of the Atlantic ocean, especially in the Canary and Benguela/Angola EBUS and in the western boundary along the BC. The detected eddies present typical amplitudes, radii, and EKE of around 2–5 cm, 30–100 km, and 50–100 cm²/s², respectively. The most energetic eddies are observed in the equatorial region, in particular in the retroflexion of the NBC. They propagate westward almost zonally during several weeks, with velocities reaching 20 cm/s in the equatorial band, and less than 5 cm/s at higher latitudes. On average, mesoscale eddies show a growing, a mature, and a decaying phase during the first 20%, the intermediate 20–80% and the last 20% of their life cycle, respectively.

The seasonal cycle of the main eddy characteristics shows large amplitudes in specific regions of the TAO and in particular in the NBC retroflexion and along the western part of the NECC. In these regions, the seasonal variability of the eddy amplitudes, radii, and EKE reach about 60%, 35%, and 50% of their mean values, respectively. A new method, based on Rayleigh (1880) criterion applied to the surface geostrophic current from altimetry, has been proposed to evaluate whether barotropic instability is responsible for eddy generation or not. It has been successfully applied to the NECC, east of the NBC retroflexion, where barotropic instability is likely to occur due to horizontal shear of the large-scale currents. In contrast, in the NBC retroflexion region, other processes, such as baroclinic instability, have to be involved. The proposed method relies on assumptions and has some obvious limitations as it only evaluates barotropic instability and does not indicate the most likely mechanism in general. Other processes are generally related to the vertical structure of the stratification and currents and cannot be assessed with altimetry data alone. Future studies based on a combination of satellite measurements and in situ data or on high-resolution modeling should be conducted to determine the physical mechanisms responsible for the eddy generation in the NBC retroflexion. Our results rely on satellite observations of sea surface height alone and are thus useful to build new diagnostics for observation/model comparisons.

Acknowledgments

This work was supported by the Alti-ETAO project founded by the French National Center for Space Studies (CNES) through the Ocean Surface Topography Science Team (OSTST) and supported by the French National Institute of Sciences of the Universe (INSU/CNRS). This work is also a contribution to the junior team “SAFUME” associated with the French National Research Institute for Development (IRD) and to the EU H2020 TRIATLAS project under Grant Agreement 817578. M. Aguedjou was supported by a PhD fellowship from the IRD and the Cultural Cooperation and Action Service (SCAC) of the French Embassy in Benin. We thank Xavier Carton for useful discussions. The gridded altimetry data were produced by SSALTO/DUACS and distributed by the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (<http://marine.copernicus.eu/>)

References

- Aristégui, J., Sangra, P., Hernandez-Leon, S., Canton, M., Hernandez-Guerra, A., & Kerling, J. L. (1994). Island-induced eddies in the Canary islands. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 41(10), 1509–1525. [https://doi.org/10.1016/09670637\(94\)90058-2](https://doi.org/10.1016/09670637(94)90058-2)
- Arnold, V. I. (1965). "On the conditions of nonlinear stability of plane steady curvilinear flows of an ideal fluid," Dokl. Akad. Nauk SSSR, 162, 975. In Russian.
- Athié, G., & Marin, F. (2008). Cross-equatorial structure and temporal modulation of intraseasonal variability at the surface of the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 113, C08020. <https://doi.org/10.1029/2007JC004332>
- Ballarotta, M., Ubelmann, C., Pujol, M.-I., Taburet, G., Fournier, F., Legeais, J.-F., et al. (2019). On the resolutions of ocean altimetry maps. *Ocean Science Discussions*, 156, 1, 27. <https://doi.org/10.5194/os-2018-156>
- Caltabiano, A. C. V., Robinson, I. S., & Pezzi, L. P. (2005). Multi-year observations of instability waves in the tropical Atlantic Ocean. *Ocean Science Discussions*, 2, 1–35.
- Castelao, G. (2011). "The internal structure, seasonality, and generation mechanisms of surface North Brazil Current Rings". Open Access Dissertations. Paper 703.
- Chaigneau, A., Eldin, G., & Dewitte, B. (2009). Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). *Progress in Oceanography*, 83(1–4), 117–123. <https://doi.org/10.1016/j.pocan.2009.07.012>
- Chaigneau, A., Gizolme, A., & Grados, C. (2008). Mesoscale eddies off Peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns. *Progress in Oceanography*, 79(2–4), 106–119. <https://doi.org/10.1016/j.pocan.2008.10.013>
- Charney, J. G., & Stern, M. E. (1962). On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 19(2), 159–172. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1962\)019<0159:OTSOIB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1962)019<0159:OTSOIB>2.0.CO;2)
- Chelton, D. B., deSzoeke, R. A., Schlax, M. G., El Naggar, K., & Siwertz, N. (1998). Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *Journal of Physical Oceanography*, 28(3), 433–460. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2)
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2), 167–216. <https://doi.org/10.1016/j.pocan.2011.01.002>
- Chen, G., & Han, G. (2019). Contrasting short-lived with long-lived mesoscale eddies in the global ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124, 3149–3167. <https://doi.org/10.1029/2019JC014983>
- Cushman-Roisin, B. (1994). *Introduction to geophysical dynamics* (p. 320). Upper Saddle River, NJ: Prentice-Hall.
- da Silveira, I. C. A., Brown, W. S., & Flierl, G. R. (2000). Dynamics of the North Brazil current retroflexion region of the Western Tropical Atlantic Experiment observations. *Journal of Geophysical Research*, 105(C12), 28,559–28,583. <https://doi.org/10.1029/2000JC900129>
- Dadou, I., Garçon, V., Andersen, V., Flierl, G. R., & Davis, C. S. (1996). Impact, of the North Equatorial Current meandering on a pelagic ecosystem: A modeling approach. *Journal of Marine Research*, 54(2), 311–342. <https://doi.org/10.1357/0022240963213411>

- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Veitch, J., & Koné, V. (2014). Costally trapped eddies in the north of the Gulf of Guinea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *119*, 6805–6819. <https://doi.org/10.1002/2014JC010243>
- Domokos, R., Seki, M. P., Polovina, J. J., & Donald, R. H. (2007). Oceanographic investigation of the American Samoa albacore (*Thunnus alalunga*) habitat and longline fishing grounds. *Fisheries Oceanography*, *16*(6), 555–572. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2419.2007.00451.x>
- Drazin, P. G., & Howard, L. N. (1966). Hydrodynamic stability of parallel flow of inviscid fluid. In G. G. Chernyi, H. L. Dryden, P. Germain, L. Howarth, W. Olszak, W. Prager, R. F. Probststein, & H. Ziegler (Eds.), *Advances in Applied Mechanics* (Vol. 9, pp. 1–89). New York: Elsevier.
- Ducet, N., le Traon, P.-Y., & Reverdun, G. (2000). Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *Journal of Geophysical Research*, *105*(C8), 19,477–19,498. <https://doi.org/10.1029/2000JC900063>
- Dutrieux, P., Menkes, C. E., Vialard, J., Flament, P., & Blanke, B. (2008). Lagrangian study of tropical instability vortices in the Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, *38*(2), 400–417. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3763.1>
- Flament, P., Kennan, A., Knox, R., Niiler, P., & Bernstein, R. (1996). The three dimensional structure of an upper ocean vortex in the tropical Pacific Ocean. *Nature*, *383*(6601), 610–613. <https://doi.org/10.1038/383610a0>
- Foltz, G. R., Carton, J. A., & Chassignet, E. P. (2004). Tropical instability vortices in the Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, *109*, C03029. <https://doi.org/10.1029/2003JC001942>
- Fonseca, C. A., Goni, G. J., Johns, W. E., & Campos, E. J. D. (2004). Investigation of the North Brazil Current retroflection and North Equatorial Countercurrent variability. *Geophysical Research Letters*, *31*, L21304. <https://doi.org/10.1029/2004GL020054>
- Fratantoni, D. M., & Richardson, P. L. (2006). The evolution and demise of North Brazil Current rings. *Journal of Physical Oceanography*, *36*(7), 1241–1264. <https://doi.org/10.1175/JPO2907.1>
- Fu, L. L., Chelton, D. B., Le Traon, P. Y., & Morrow, R. (2010). Eddy dynamics from satellite altimetry. *Oceanography*, *23*(4), 14–25. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2010.02>
- Garraffo, Z. D., Johns, W. E., Chassignet, E. P., & Goni, G. J. (2003). North Brazil Current rings and transport of southern waters in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic. In G. J. Goni & P. Malanotte-Rizzoli (Eds.), *Interhemispheric Water exchange in the Atlantic Ocean, Elsevier Oceanographic Series 68* (pp. 375–409). Amsterdam: Elsevier.
- Goni, G. J., & Johns, W. E. (2001). A census of North Brazil Current rings observed from TOPEX/POSEIDON altimetry: 1992–1998. *Geophysical Research Letters*, *28*(1), 1–4. <https://doi.org/10.1029/2000GL011717>
- Goni, G. J., & Johns, W. E. (2003). Synoptic study of warm rings in the North Brazil Current retroflection using satellite altimetry. In G. J. Goni, & P. Malanotte-Rizzoli (Eds.), *Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean, Elsevier Oceanography Series* (Vol. 68, pp. 335–356). Amsterdam: Elsevier.
- Gutknecht, E., Dadou, I., le Vu, B., Cambon, G., Sudre, J., Garçon, V., et al. (2013). Coupled physical/biogeochemical modeling including O₂-dependent processes in the eastern boundary upwelling systems: Application in the Benguela. *Biogeosciences*, *10*(6), 3559–3591. <https://doi.org/10.5194/bg-10-3559-2013>
- Holmes, R. M., Thomas, L. N., Thompson, L., & Darr, D. (2014). Potential vorticity dynamics of tropical instability vortices. *Journal of Physical Oceanography*, *44*(3), 995–1011. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0157.1>
- Johns, W. E., Lee, T. N., Schott, F. A., Zantopp, R., & Evans, R. H. (1990). The North Brazil Current retroflection: Seasonal structure and eddy variability. *Journal of Geophysical Research*, *95*(C12), 22,103–22,120. <https://doi.org/10.1029/JC095iC12p22103>
- Laxenaire, R., Speich, S., Blanke, B., Chaigneau, A., Pegliasco, C., & Stegner, A. (2018). Anticyclonic eddies connecting the western boundaries of Indian and Atlantic Oceans. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *123*(11), 7651–7677. <https://doi.org/10.1029/2018JC014270>
- Le Traon, P.-Y., Nadal, F., & Ducet, N. (1998). An improved mapping method of multisatellite altimeter data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *15*(2), 522–534. [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(1998\)015<0522:AIMMOM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(1998)015<0522:AIMMOM>2.0.CO;2)
- Logerwell, E. A., & Smith, P. E. (2001). Mesoscale eddies and survival of late stage Pacific sardine (*Sardinops sagax*) larvae. *Fisheries Oceanography*, *10*(1), 13–25. <https://doi.org/10.1046/j.1365-2419.2001.00152.x>
- Ma, H. (1996). The dynamics of North Brazil Current retroflection eddies. *Journal of Marine Research*, *54*(1), 35–53. <https://doi.org/10.1357/0022240963213493>
- McGillicuddy, D. J. Jr. (2016). Mechanisms of physical-biological-biogeochemical interaction at the oceanic mesoscale. *Annual Review of Marine Science*, *8*(1), 125–159. <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-010814-015606>
- Nof, D., & Pichevin, T. (1996). The retroflection paradox. *Journal of Physical Oceanography*, *26*(11), 2344–2358. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1996\)026<2344:TRP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)026<2344:TRP>2.0.CO;2)
- Oliveira, L. R., Piola, A. R., Mata, M. M., & Soares, I. D. (2009). Brazil Current surface circulation and energetics observed from drifting buoys. *Journal of Geophysical Research*, *114*, C10006. <https://doi.org/10.1029/2008JC004900>
- Pegliasco, C., Chaigneau, A., & Morrow, R. (2015). Main eddy vertical structures observed in the four major eastern boundary upwelling systems. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *120*, 6008–6033. <https://doi.org/10.1002/2015JC010950>
- Penven, P., Lutjehams, J. R. E., Marchesiello, P., Roy, C., & Weeks, S. J. (2001). Generation of cyclonic eddies by the Agulhas current in the lee of the Agulhas Bank. *Geophysical Research Letters*, *27*, 1055–1058. <https://doi.org/10.1029/2000GL011760>
- Pujol, M.-I., Faugère, Y., Taburet, G., Dupuy, S., Pelloquin, C., Ablain, M., & Picot, N. (2016). DUACS DT2014: The new multi-mission altimeter data set reprocessed over 20 years. *Ocean Science*, *12*(5), 1067–1090. <https://doi.org/10.5194/os-12-1067-2016>
- Rayleigh, L. (1880). On the stability or instability of certain fluid motions. *Proceedings of the London Mathematical Society*, *11*, 57–70.
- Rousselet, L., Doglioli, A., Maes, C., Blanke, B., & Petrenko, A. (2016). Impacts of meso-to submesoscale features on the ocean circulation in the Coral Sea. Ocean Sciences Meeting 2016, Feb 2016, La Nouvelle-Orléans, LA, United States. Hal-01289131
- Samelson, R., Schlax, M., & Chelton, D. (2013). Randomness, symmetry and scaling of mesoscale eddy life cycles. *Journal of Physical Oceanography*, *44*, 1012–1029. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0161.1>
- Soutelino, R. G., da Silveira, I. C. A., Gangopadhyay, A., & Miranda, J. A. (2011). Is the Brazil Current eddy-dominated to the north of 20°S. *Geophysical Research Letters*, *38*, L03607. <https://doi.org/10.1029/2010GL046276>
- von Schuckmann, K., Brandt, P., & Eden, C. (2008). Generation of tropical instability waves in the Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, *113*, C08034. <https://doi.org/10.1029/2007JC004712>
- Willett, C., Leben, R., & Lavin, M. (2006). Eddies and tropical instability waves in the eastern tropical Pacific: A review. *Progress in Oceanography*, *69*(2-4), 218–238. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2006.03.010>

3.3 Détectabilité des tourbillons par altimétrie

3.3.1 Limitation dans la bande équatoriale

La distribution spatiale des tourbillons dans le TAO a montré un très faible nombre de tourbillons dans la bande de latitude $\sim 12^{\circ}\text{S} - 12^{\circ}\text{N}$ par rapport aux plus hautes latitudes. Cette caractéristique est commune aux régions équatoriales qui sont reconnues comme « désertiques » c'est-à-dire très pauvre en activité tourbillonnaire (*e.g. Fu et al., 2010 ; Chelton et al., 2011*). Les tourbillons de mésoéchelle pour la plupart, engendrent une déformation de la surface océanique (des creux pour les cyclones et des bosses pour les anticyclones), et donc sont facilement détectables par leur signature altimétrique. Si selon *Chelton et al. (2011)*, le faible nombre de structures tourbillonnaires identifiées dans les basses latitudes est dû en partie à leurs très grandes tailles du fait du rayon de déformation de Rossby qui y est aussi très grand (~ 250 km), d'autres raisons peuvent être envisagées pour expliquer ce nombre limité de tourbillons par altimétrie.

En effet, des tourbillons existent, s'intensifiant en subsurface, avec une faible ou inexistante signature en surface, ce qui rend leur détection difficile voire impossible par altimétrie. Dans une étude récente basée sur des simulations numériques haute résolution ($1/12^{\circ}$), *Assene 2019 et Assene et al (2020)* ont pu identifier dans la région équatoriale dans le TAO, de forte signature significative en vorticité potentielle mais qui ne possèdent aucune signature en anomalie de hauteur de mer (Figure 3-1). Le tourbillon identifié sur la Figure 3-1 est formé dans la bande équatoriale à $\sim 4^{\circ}\text{E}$ et $\sim 3^{\circ}\text{S}$ puis s'est propagé zonalement jusqu'à $\sim 10^{\circ}\text{W}$ avant de se dissiper. Il a gardé durant toute sa durée de vie une structure en PV bien cohérente entre les isopycnes $\sigma_{\theta} \sim 25.2$ et $\sigma_{\theta} \sim 26.5$ situées entre 100 et 300 m de profondeur, mais aucun signal en surface pouvant permettre de le détecter n'a été observé (Figure 3-1).

De façon similaire, en combinant des données d'observation et de modèle numérique, *Schütte et al. (2021)* ont estimé qu'environ 30 % des tourbillons dans l'océan tropical seraient « cachés » en subsurface en n'ayant aucune signature de surface pouvant permettre de les détecter par altimétrie. Le recensement exhaustif des tourbillons dans l'océan, n'est donc pas possible à partir des seules données satellites, ce qui au premier ordre constitue une source d'incertitudes dans l'évaluation des processus océaniques inhérents à l'activité de mésoéchelle. Le développement de nouvelles techniques de détection qui prennent en compte à la fois tous les

tourbillons ayant une signature en surface, donc visibles par altimétrie, et ceux qui n'en présentent aucune s'avère nécessaire, en particulier dans les régions très proches de l'équateur.

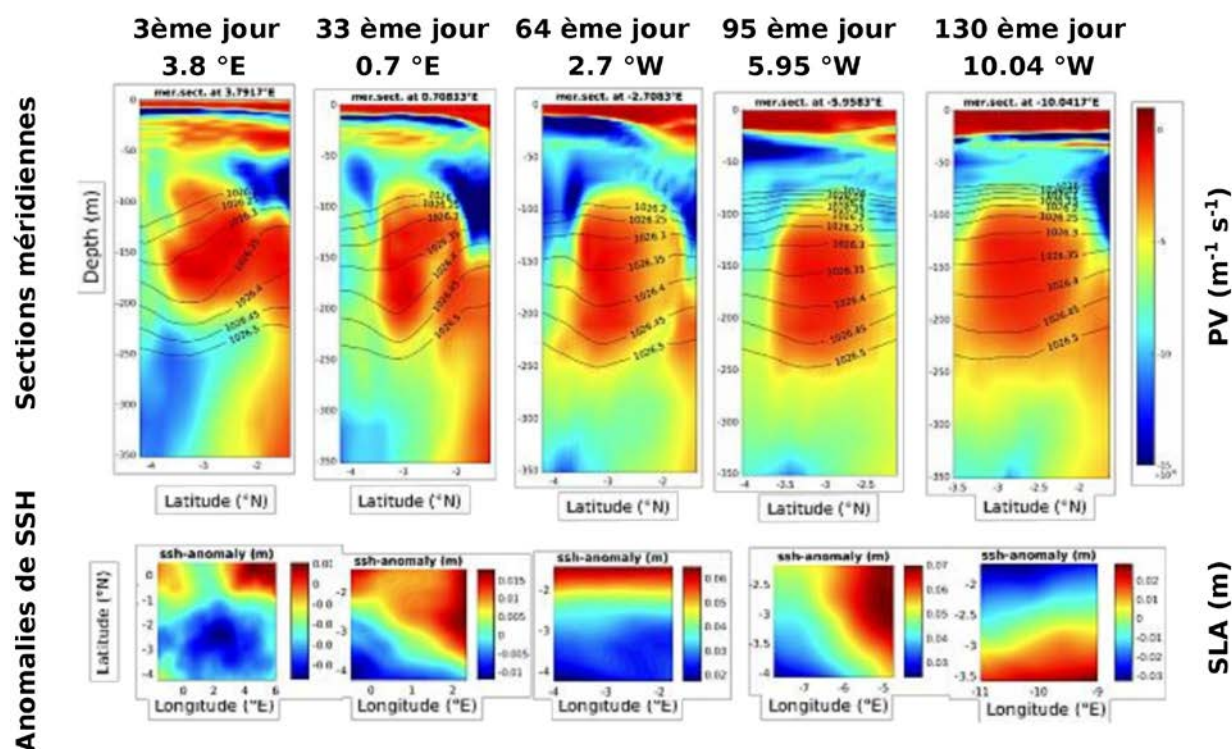


Figure 3-1 Evolution spatio-temporelle de la structure en PV (1ère ligne) et en SLA (2ème ligne) d'un tourbillon localisé en subsurface durant sa propagation au sud de l'équateur.

Source (Assene, 2019)

3.3.2 Distinction entre tourbillons cohérents et structures ondulatoires

Certaines structures tourbillonnaires, détectées par altimétrie, ont l'apparence d'un tourbillon cohérent, du fait des contours fermés qui les caractérisent eux aussi, mais qui au contraire ont un caractère ondulatoire et donc linéaire. Ces structures sont facilement dispersées sous l'effet bêta planétaire et n'ont donc pas la capacité de piéger et de transporter des masses dans l'océan. Nous proposons de discuter dans cette section de la proportion que représentent ces structures ondulatoires et de leur distribution spatiale, comparées aux tourbillons cohérents. Pour ce faire, une approche basée sur la comparaison du gradient de vorticité potentielle des structures « tourbillonnaires » et du gradient de vorticité planétaire β a été proposée pour définir un critère permettant de les distinguer. Les études antérieures (Chelton *et al.*, 2011) se basaient sur la vorticité seule pour évaluer les tourbillons non-linéaires. Or c'est bien la vorticité potentielle qui

est le bon paramètre à considérer et dans la pratique la vorticité sous-évalue la vorticité potentielle d'un tourbillon de mésoéchelle. La vorticité potentielle est toutefois difficile à évaluer de façon rigoureuse à partir d'observation, en particulier car une mesure de la stratification est nécessaire. Sous certaines hypothèses, on peut toutefois donner une estimation de l'anomalie globale de vorticité potentielle d'un tourbillon. L'essentiel de cette approche, qui avait été élaboré durant mon stage de M2 (Aguedjou, 2017), est basé en effet sur trois hypothèses fondamentales que sont :

- L'hypothèse de l'équilibre géostrophique de tous les tourbillons identifiés
- L'hypothèse de la forme gaussienne de la surface des tourbillons
- L'hypothèse d'un océan représenté par un modèle à deux couches de densité ρ_1 et ρ_2 , la couche de fond étant supposée plus faible dynamiquement. On suppose aussi dans ce cas que les tourbillons sont plus intenses dans la couche de surface.

Sous ces approximations, le gradient de vorticité potentielle d'un tourbillon entre son centre et son bord peut s'écrire :

$$\beta_{vortex} = \frac{\zeta_{max}}{R} \left(1 + \frac{R^2}{R_d^2}\right) \quad (3-1)$$

ζ_{max} représente la vorticité au centre du tourbillon, R le rayon du tourbillon, et R_d le rayon de déformation de Rossby correspondant à la position du tourbillon. Le rapport $r = \beta_{vortex} / \beta$, (où $\beta = df/dy$) permet de mesurer la non-linéarité d'un tourbillon et sa résistance à la dispersion sous forme d'ondes de Rossby liées à l'effet β planétaire et sa capacité à transporter avec lui la masse d'eau contenue dans son cœur. En particulier, la distinction entre une structure tourbillonnaire cohérente et une structure plutôt ondulatoire se fait pour une valeur de $r \sim 1$ et, en théorie, la durée de vie des tourbillons est aussi croissante avec r .

Moins de 6 % de tous les tourbillons identifiés sur les champs SLA ont un caractère ondulatoire. Toutefois, on note de fortes disparités entre les hémisphères dans le TAO. En particulier dans l'hémisphère sud, plus de 15 % des structures identifiées ont un rapport $r < 1$. Au contraire, dans l'hémisphère nord, cette proportion représente moins de 3 % des structures identifiées (Figure 3-2.a). Géographiquement, ces structures ondulatoires sont localisées, en majorité dans le gyre subtropical sud (Figure 3-2.b). Dans cette région, les amplitudes et énergies cinétiques des tourbillons sont également les plus faibles (Aguedjou *et al.*, 2019), ce qui est bien évidemment en lien avec cette forte proportion de structure à caractère ondulatoire. Il faut noter que la bande de latitude 2 ° N-S, n'est pas prise en compte du fait du paramètre de Coriolis qui est

proche de zéro. Cela constitue l'une des limites de cette distinction quand on sait que dans cette bande de latitude les structures tourbillonnaires ont une tendance beaucoup plus linéaire que non-linéaire. Au final, nos résultats sont cohérents avec ceux de *Chelton et al., 2011* qui montraient que plus de 90 % des tourbillons des régions tropicales (20° N-S) sont cohérents, en comparant les vitesses de rotation des tourbillons à leurs vitesses de propagation. Ils sont toutefois basés sur une approche plus rigoureuse de la dynamique non-linéaire. A noter aussi que seul l'effet beta planétaire a été pris en compte dans les évaluations jusque-là, alors qu'il faudrait stricto-sensu utiliser la valeur du gradient total de vorticité potentielle, comprenant les courants de grande échelle. La prise en compte de ce paramètre est d'autant plus importante dans la bande tropicale ou les courants de grande échelle ont de très forts cisaillements horizontaux et sont donc certainement associés à des forts gradients de vorticité potentielle.

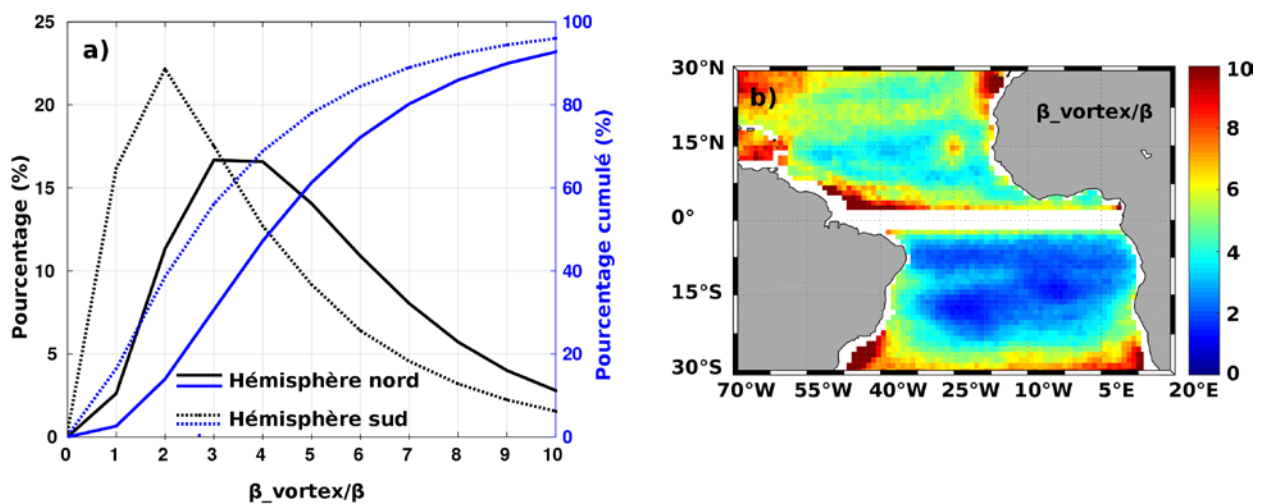


Figure 3-2 a) Histogramme du rapport $r = \beta_{\text{vortex}}/\beta$ dans l'hémisphère nord (courbes continues) et dans l'hémisphère sud (courbes discontinues) et b) distribution spatiale de r .

3.4 Conclusions

Nous avons exposé dans ce chapitre, les caractéristiques des tourbillons de mésoéchelle dans le TAO en utilisant uniquement des observations altimétriques d'anomalie de hauteur de mer. Plus de 32000 trajectoires de tourbillons (cycloniques et anticycloniques) ont été identifiées durant la période 1993-2016. La distribution spatiale des caractéristiques montre des amplitudes et rayons

moyens variant de 1 à 6 cm et de 60 à 90 km respectivement, avec des EKE moyennes inférieures à $150 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$. Par ailleurs, les régions de fortes activités tourbillonnaires sont les bords est et ouest du bassin, contrairement aux régions équatoriales $\sim (12^\circ\text{N} - 12^\circ\text{S})$ où très peu de tourbillons ont été identifiés. Ce déficit de tourbillons ne peut pas être dû à l'absence de formation de tourbillons dans cette région aux caractéristiques très particulières avec des courants zonaux très énergétiques, un paramètre de Coriolis proche de zéro et de sa dynamique presque linéaire. En effet, il a été montré dans un modèle numérique haute résolution (voir Assene et al., 2020), étude dans laquelle je suis co-auteur, qu'il existe des tourbillons intensifiés dans l'océan intérieur mais qui ne donnent aucune signature altimétrique en surface. Cette étude confirme bien la présence de tourbillons de subsurface dans la bande équatoriale, sans aucune signature détectable en surface. Cependant la distribution spatio-temporelle de telles structures reste encore inconnue et non confirmées dans les données in situ à notre connaissance. L'étude approfondie de ces types de structure dans les régions équatoriales requiert l'utilisation d'un modèle réaliste haute résolution.

Les variations saisonnières des amplitudes, rayon et énergie cinétique des tourbillons sont plus marquées à l'ouest du bassin, dans la réflexion du NBC et dans la partie ouest du NECC. Par ailleurs, nous avons mis en évidence qu'à l'ouest du NECC, la génération des tourbillons est liée à de l'instabilité barotrope du NECC, du fait des cisaillements horizontaux du NECC d'une part et d'autre part entre les NECC et la nSEC. Par contre dans la réflexion du NBC, la formation des tourbillons ne peut pas être expliquée par de l'instabilité barotrope et l'hypothèse d'un possible processus dominé par de l'instabilité barocline est formulée.

Dans cette étude, nous n'avons utilisé que des données altimétriques, et cela limite nos analyses uniquement en surface. Cependant les tourbillons étant des structures tri-dimensionnelles dans l'espace, il est important de connaître leurs structures verticales. C'est à cette préoccupation que nous nous intéresserons dans le prochain chapitre, en exploitant les données altimétriques conjointement avec les observations *in-situ*. Cela nous permettra également d'étudier les processus physiques en amont des instabilités (barotropes et baroclines), principaux mécanismes de formation des tourbillons.

Chapitre 4: Structures verticales thermohalines des tourbillons et processus physiques à l'origine de leur formation

4.1 Contexte et objectifs.

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les caractéristiques de surface des tourbillons et leur cycle saisonnier grâce aux données altimétriques. Puisque les tourbillons s'étendent verticalement dans l'océan et impactent les couches profondes de la colonne d'eau, la question qui logiquement fait suite est « quelle est la structure verticale thermohaline des tourbillons dans l'océan Atlantique tropical ? ». Le présent chapitre s'inscrit donc dans la continuité du précédent et se donne pour objectif d'apporter une réponse à cette question en utilisant conjointement les données altimétriques et les données des flotteurs Argo. Par ailleurs, les instabilités barotropes ont été mises en évidence comme étant l'un des principaux mécanismes par lequel les tourbillons se forment à l'ouest du bassin. Dans ce même ordre d'idées, ce chapitre se propose aussi de pousser un peu plus loin nos investigations, par une analyse qualitative des différents processus physiques probablement à l'origine de la formation de ces tourbillons.

Dans la suite de ce chapitre, nous étudions donc dans un premier temps les structures verticales des tourbillons en température et salinité telles qu'observées avec les données Argo en coordonnées Z (profondeur). Dans un deuxième temps, nous menons des analyses similaires mais en coordonnées isopycnales (densité) et pour les tourbillons nouvellement formés. Cela permet de déduire qualitativement les principaux mécanismes à l'origine de la formation des tourbillons. La troisième partie sera consacrée à l'étude de la structure isopycnale moyenne de tous les tourbillons échantillonnés par les flotteurs Argo dans le TAO.

4.2 Anomalies θ - S observées dans les tourbillons en coordonnées Z

4.2.1 Distribution spatiale des anomalies θ - S

Les profils d'anomalie de température et de salinité (θ et S) dans les tourbillons ont été moyennés spatialement dans des sous-régions de $15^\circ \times 15^\circ$ en longitude/latitude (Figure 4-1a).

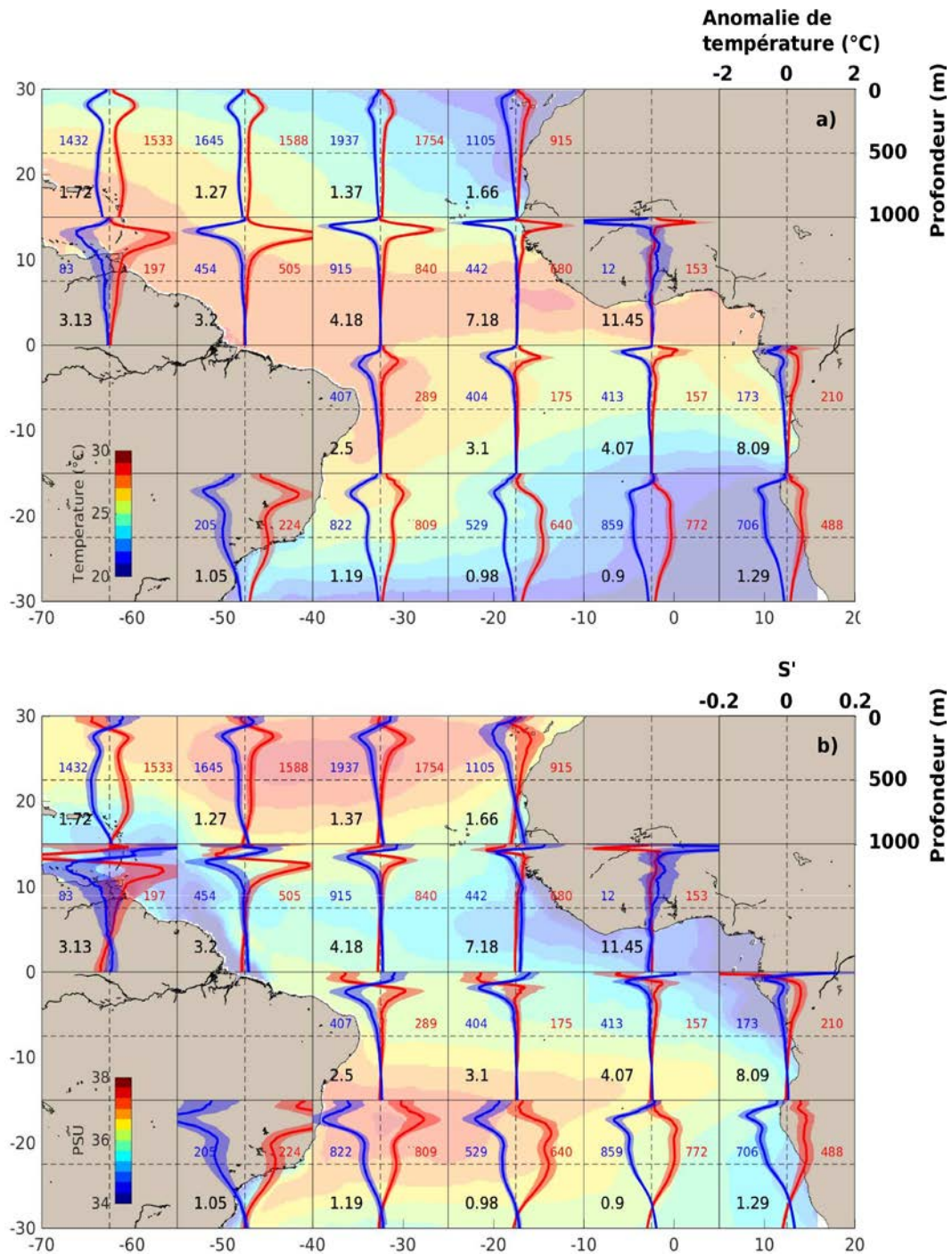


Figure 4-1 Anomalies moyennes de a) θ et de b) S observées entre 0 et 1000 m de profondeur dans les tourbillons cycloniques (en bleu) et anticycloniques (en rouge) dans le TAO et dans des sous-régions de $15^\circ \times 15^\circ$ en longitude/latitude. Les moyennes annuelles de température (SST) et de salinité (SSS) de surface issues du World Ocean Atlas 2018 (Locarnini et al., 2018 ; Zweng et al., 2018) sont représentées en couleur en a et b. Les nombres de profils moyennés dans chaque sous-région sont indiqués en bleu (cyclones) et en rouge (anticyclones). Les chiffres en noir indiquent le maximum de la fréquence moyenne de Brunt Väisälä ($\times 10^{-4} s^{-1}$) également pour chaque sous-région.

Les structures verticales obtenues montrent comme espéré des anomalies positives de θ dans les anticyclones (AEs) et négatives dans les cyclones (CEs). La profondeur jusqu'à laquelle les tourbillons ont un impact sur la structure thermohaline de la colonne d'eau varie de 200 à 500 m entre $15^\circ\text{S} - 15^\circ\text{N}$, et peut atteindre ~ 1000 m et plus dans les moyennes latitudes jusque $|30^\circ|$.

Dans les régions équatoriales ($15^\circ\text{S} - 15^\circ\text{N}$), les maximums d'anomalies de θ sont localisés entre ~ 100 et 300 m de profondeur sans distinction de polarité, avec une tendance à l'approfondissement des anomalies d'est en ouest. Cela est consistant avec la pente de la profondeur moyenne de la pycnocline dans cette bande de latitude qui passe d'une dizaine de mètres à l'est à plus de 150 m à l'Ouest. Les mêmes observations sont valables pour les anomalies de salinité dans ces bandes de latitude (Figure 4-1.b). Au Nord de l'équateur, les anomalies moyenne dans les tourbillons sont relativement plus fortes pouvant atteindre $\pm 2^\circ\text{C}$ en θ et ± 0.2 en S, notamment à l'ouest de 40°W . Par contre ces anomalies sont relativement faibles entre $0 - 15^\circ\text{S}$ et oscillent respectivement autour de $\pm 0.5^\circ\text{C}$ et ± 0.1 . Ces anomalies plus élevées sont consistantes avec les maximums de stratification qui sont également plus élevé au Nord de l'équateur. Ces maximums de stratification sont localisés presque aux mêmes profondeurs que les maximums d'anomalies θ et de S. La stratification joue donc un rôle dans la création des anomalies.

Entre les latitudes $|15^\circ| - |30^\circ|$, de l'Est à l'Ouest, on observe parfois deux maximums d'anomalies (l'un proche de la surface vers $200 - 300$ m et l'autre, plus profond $500 - 1000$ m). La présence de ces deux maximums d'anomalies peut être interprétée soit par l'existence dans ces régions, de types de tourbillons s'intensifiant les uns en surface et les autres en subsurface soit par la présence tourbillons s'intensifiant à la fois en surface et en subsurface, c'est-à-dire présentant un double cœur aligné verticalement. Les anomalies moyennes de θ et de S sont de l'ordre de ± 0.5 à $\pm 1.5^\circ\text{C}$ et de ± 0.1 à $- 0.3$ respectivement. On note également une inversion d'anomalie de salinité pour les CEs et AEs dans plusieurs sous-régions en surface entre 0 et 100 m en moyenne, et plus remarquable aussi en profondeur entre les bandes de latitude $|15^\circ| - |30^\circ|$ et aussi à l'ouest entre $0 - 15^\circ\text{N}$, ce qui ne s'observe pas en θ (Figure 4-1a, b). Ces inversions d'anomalie de salinité sont potentiellement dues aux effets combinés des déplacements verticaux des isopycnes et de la structure verticale du profil moyen de la salinité des masses d'eau dans ces régions. En effet, les anticyclones de surface étant caractérisés par un approfondissement des isopycnes (e.g. *Assassi et al., 2016*), ces mouvements verticaux vont entraîner les eaux de surface relativement moins salées vers les couches sous-jacentes, contenant des eaux de maximum de salinité (section 1.2.3 et). Il en résulte alors une anomalie de salinité négative en surface $\sim (0 - 100$ m). A l'opposé, dans les

cyclones, on observe une remontée des eaux de maximum de salinité vers la surface créant ainsi une anomalie de salinité positive. De façon analogue au sud-est du bassin, des inversions d'anomalies de salinité sont présentes en profondeur vers ~ 800 m, comme déjà rapportées dans une précédente étude (Pegliasco, 2015 ; Pegliasco et al., 2015). Elles sont dues à la présence de la AAIW relativement moins salée que la SACW située au-dessus (Figure 1-6).

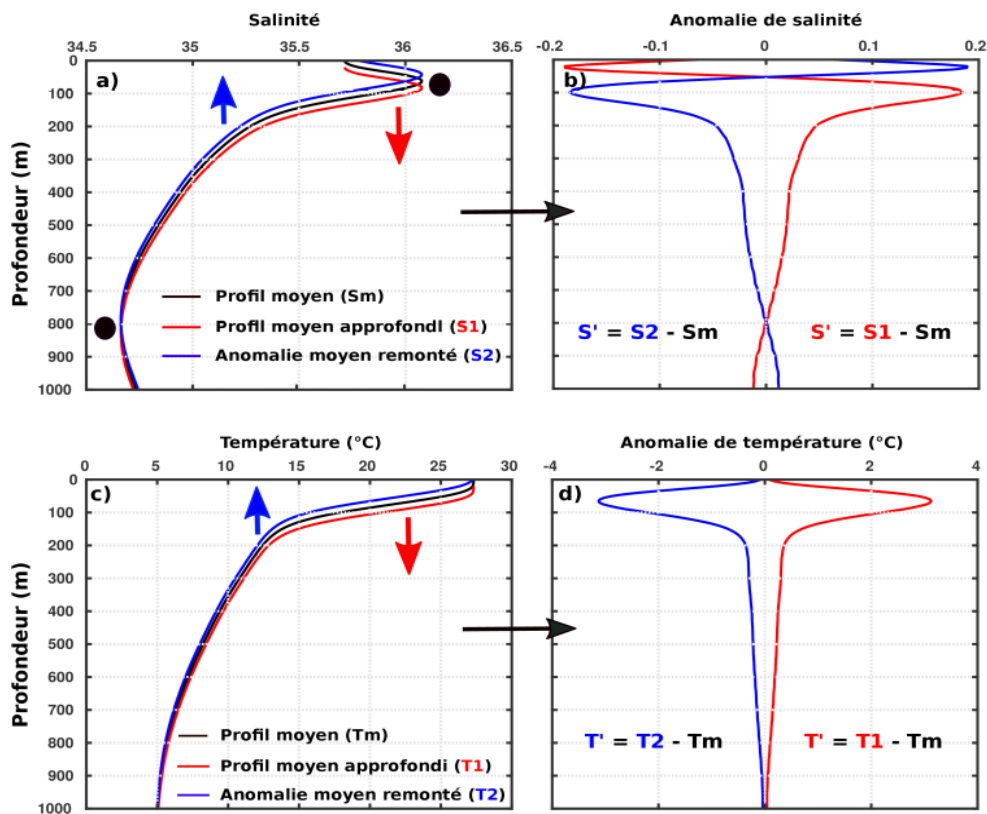


Figure 4-2 Illustration des anomalies de a,b) θ et de c,d) S engendrées par des déplacements verticaux des profils moyens de θ et S . Les flèches rouges et bleues en a et c indiquent respectivement l'approfondissement et la remontée des isopycnes.

L'illustration de ces processus pour une sous-région arbitrairement choisie (25 – 40 °W ; 0 – 15 °N) est faite par la Figure 4-2. Les profils moyens de θ et S dans ladite sous-région ont été artificiellement déplacés de 20 m en moyenne vers le haut puis vers bas, comme on l'observerait dans les tourbillons cycloniques et anticycloniques respectivement (Figure 4-1a, b). Les anomalies engendrées par les déplacements des isopycnes sont respectivement négatives et positives dans toute la colonne d'eau pour la θ , mais présentent des inversions à ~ 50 m et à ~ 800 m pour la salinité (Figure 4-2b, d). Ces inversions sont donc dues aux renversements de salinité, comme le montre le profil moyen, le premier marqué par le maximum de salinité à ~ 50 m et le second par

le minimum de salinité à ~ 800 m (Figure 4-2.a). Dans le cas général dans le TAO ces inversions sont d'autant plus marquées que le maximum ou le minimum de salinité dans la colonne d'eau est important. On n'observe pas d'inversion de signe pour les anomalies de θ car les profils de θ sont monotones dans la colonne d'eau. Les pompages à l'intérieur des tourbillons, se traduisant par les déplacements verticaux (remontées/approfondissement) des isopycnes, couplés avec les gradients verticaux expliquent donc principalement les anomalies de θ/S observées en coordonnées Z (e.g. Pegliasco, 2015 ; Keppler et al., 2018).

4.2.2 Déplacement vertical des isopycnes induits par les tourbillons

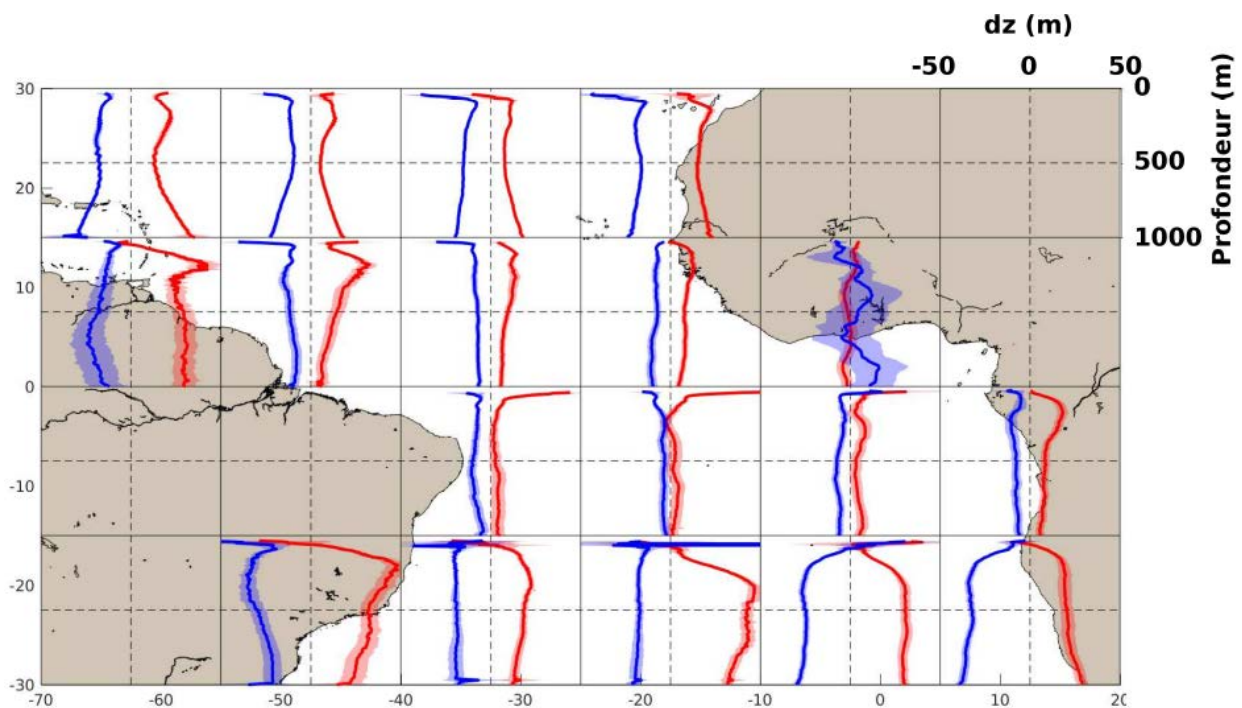


Figure 4-3 Déplacements verticaux des isopycnes observés dans les cyclones (en bleu) et les anticyclones (en rouge). Une anomalie positive (négative) signifie un approfondissement (une remontée) des isopycnes dans les tourbillons.

La Figure 4-3 montre les déplacements moyens des isopycnes dans les tourbillons anticycloniques et cycloniques par rapport à la profondeur des isopycnes du milieu environnant hors tourbillon également dans les mêmes sous-régions de $15^\circ \times 15^\circ$. Les déplacements verticaux $r(z)$ des isopycnes ont été calculés pour les AEs et CEs par l'équation (4-1) (Castelao, 2014). Dans cette équation, $\theta'(z)$ est l'anomalie de température dans le tourbillon considéré et $\partial\theta(z)/\partial z$

représente le gradient vertical de la climatologie locale de température correspondant au profil et précédemment calculée.

$$r(z) = -\frac{\theta'(z)}{\partial\theta(z)/\partial z} \quad (4-1)$$

En moyenne, les isopycnes sont approfondies ou remontées de ± 10 à ± 40 m par rapport au milieu environnant extérieur aux tourbillons. Ces déplacements verticaux présentent une variabilité spatiale considérable. Dans la bande de latitude $15^\circ\text{S} - 30^\circ\text{S}$, on observe des remontées et des approfondissements de l'ordre de 20 à 40 m. C'est dans cette bande de latitude que les plus fortes anomalies de θ et S sont observées (Figure 4-1.a,b). Au nord de 15°N , les mouvements verticaux sont relativement plus modérés. Au contraire, entre 15°S et 15°N , les déplacements verticaux sont les plus faibles observées, en moyenne entre $\pm 10 - 15$ m entre 150 et 1000 m de profondeur, à l'exception de la zone à l'ouest de 40°W , composée majoritairement des tourbillons issus de la rétroflexion du NBC, qui génèrent aussi de fortes anomalies de θ et S . Bien qu'à l'Est de 40°W et entre 15°S et 15°N , on peut observer des mouvement isopycnaux dans toute la colonne d'eau, les anomalies de θ et S engendrées ne se limite qu'au maximum au 500 premier mètres. Cela pourrait s'expliquer par le faible gradient de θ et S en dessous de 300 m de profondeur (). Dans les couches très proches de la surface, très représentatives de la couche de mélange, les déplacements verticaux des isopycnes sont difficiles à interpréter. Cela pourrait être lié aux différents processus, comme les interactions avec l'atmosphère (flux de chaleur et flux d'eau douce), ou à la turbulence dans couche de mélange. Dans certaines études, comme celle de *Keppler et al. (2018)*, la couche de mélange est écartée et n'est pas prise en compte dans l'évaluation des déplacements verticaux des isopycnes.

Au final, nous retenons que les anomalies de θ et S observées dans les tourbillons sont liées en grande partie aux effets locaux des mouvements verticaux des isopycnes induits par les tourbillons eux-mêmes et des gradients verticaux de θ et S . Cependant, ces anomalies dépendent également des caractéristiques des masses d'eau piégées initialement dans les tourbillons depuis leurs formations et qui sont transportées le long des surfaces isopycnales, mais qui sont faibles et donc dominées par celles dues aux mouvements verticaux. La section suivante va s'intéresser à ces anomalies isopycnales dans les tourbillons principalement sur leur lieu de formation.

4.3 Anomalies θ -S observées en coordonnées isopycnales dans les tourbillons récemment formés et mécanismes de leur génération.

Dans cette section, nous présentons la structure thermohaline des tourbillons le long de surfaces isopycnales. Nous nous intéressons plus particulièrement aux tourbillons nouvellement formés et proposons une approche originale qui permet, à partir de leur structure thermohaline, de déterminer les processus impliqués dans la formation de ces tourbillons. Les résultats obtenus ont fait l'objet d'un article publié dans le *Journal of Geophysical Research (JGR)* en 2021. Nous en donnons ici une reproduction intégrale (<https://doi.org/10.1029/2021JC017630>).

4.3.1 Résumé d'article







En utilisant 18 années de données altimétriques de hauteur de mer et de profils de θ /S, provenant des flotteurs Argo, nous avons analysé les anomalies isopycnales de θ /S dans les tourbillons nouvellement formés dans le TAO. Nos résultats ont montré qu'en coordonnées isopycnales, les CEs et les AEs, peuvent avoir aussi bien des θ /S positives, négatives ou non significatives. La moitié environ des tourbillons échantillonnés sur leur lieu de formation ont des θ non significatives. L'autre moitié présentent par contre des θ significatives (positive ou négative), avec des valeurs typiques de l'ordre $\pm 0.5^\circ\text{C}$, et plus de 70% d'entre eux possèdent une signature en dessous de la pycnocline (subsurface).

Nous avons ensuite procédé à l'analyse de la structure verticale des tourbillons nouvellement formés dans trois sous-régions, sélectionnées pour leurs régimes dynamiques et nombre de flotteurs Argo disponibles. De manière un peu contre-intuitive, nos résultats ont montré une dominance d'anticyclones de subsurface froids et de cyclones de subsurface chauds, probablement due à l'advection isopycnale de vorticité potentielle (PV) et de θ à grande échelle. La PV est un paramètre clé dans la formation et la dynamique des tourbillons. L'advection isopycnale, la friction ou le mélange diapycnal peuvent être impliqués dans la formation d'anomalies de PV qui conduit ensuite à la génération des tourbillons. Cependant, il est difficile d'évaluer la PV à mésoéchelle à partir d'observations satellitaires ou de données *in-situ*. Dans cette étude, nous proposons d'utiliser les anomalies de θ /S dans les tourbillons pour analyser les processus qui pourraient être impliqués dans la transformation de la PV générant ces tourbillons. Pour cela, nous nous basons sur le principe selon lequel, les tourbillons créés par mélange diapycnal ou par advection isopycnale de masses d'eau sont associés à des anomalies de PV et

nécessairement à des anomalies significatives de θ/S . En revanche, les forçages frictionnels créent également des anomalies de PV mais ne modifient pas la θ/S . Nous avons estimé que dans le TAO, environ la moitié des tourbillons étaient formés par des forçages frictionnels et l'autre moitié par mélange diapycnal ou advection de masses d'eau à grande échelle. Bien que ces résultats demeurent qualitatifs, les diagnostics proposés sont pertinents pour la validation de modèles réalistes et donc utiles pour analyser les sources d'anomalies de PV dans l'océan.

4.3.2 Article :

What Can We Learn From Observed Temperature and Salinity Isopycnal Anomalies at Eddy Generation Sites? Application in the Tropical Atlantic Ocean

H. M. A. Aguedjou^{1,2} , A. Chaigneau^{1,2,3} , I. Dadou¹, Y. Morel¹ , C. Pegliasco⁴ ,
C. Y. Da-Allada^{2,3,5} , and E. Baloitcha² 

¹LEGOS, University of Toulouse, CNRS, IRD, CNES, UT3, Toulouse, France, ²CIPMA/UAC, Cotonou, Benin, ³IRHOB, Cotonou, Benin, ⁴CLS, Ramonville Saint-Agne, France, ⁵UNSTIM, Abomey, Benin

Key Points:

- At their generation site, 50% of observed eddies have nonsignificant isopycnal temperature/salinity (θ/S) anomalies in the tropical Atlantic Ocean (TAO)
- On density coordinates, both cyclonic eddy (CEs) and anticyclonic eddies (AEs) can exhibit significant positive, negative, or nonsignificant isopycnal θ/S anomalies
- We discuss the relationship between isopycnal θ/S and PV anomalies and how they can inform us on their generation mechanisms

Correspondence to:

H. M. A. Aguedjou,
micael.agedjou@legos.obs-mip.fr

Citation:

Aguedjou, H. M. A., Chaigneau, A., Dadou, I., Morel, Y., Pegliasco, C., Da-Allada, C. Y., & Baloitcha, E. (2021). What can we learn from observed temperature and salinity isopycnal anomalies at eddy generation sites? Application in the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 126, e2021JC017630. <https://doi.org/10.1029/2021JC017630>

Received 3 JUN 2021
Accepted 8 OCT 2021

Abstract Based on 18 years of satellite altimetry data and temperature/salinity (θ/S) profiles from Argo floats, we analyze the isopycnal θ/S anomalies (θ'/S') within newborn eddies in the tropical Atlantic Ocean (TAO). Our results show that on density-coordinates, both anticyclonic eddies (AEs) and cyclonic eddies (CEs) can exhibit positive, negative, or nonsignificant θ'/S' . Almost half of the sampled eddies do not have significant θ'/S' at their generation site. The other half exhibits significant positive or negative θ' , up to $\pm 0.5^\circ\text{C}$ typically. More than 70% of them have a subsurface signature. Refined analyses of the vertical structure of new-born eddies in three selected subregions show the dominance of cold (warm) subsurface AEs (CEs) likely due to isopycnal advection of large-scale potential vorticity (PV) and θ . PV is a key parameter to analyze eddy generation and dynamics. Isopycnal advection, friction or diapycnal mixing can be involved in the generation of PV anomalies from which vortices can then emerge. However, it is difficult to evaluate PV at mesoscale. In this study, we propose to combine θ'/S' and PV anomalies to analyze which process could be involved in its transformation in the ocean. We argue that eddies created by diapycnal mixing or isopycnal advection of water-masses are associated with PV anomalies and significant θ'/S' . In contrast, a frictional forcing also creates PV anomalies but without modifying θ/S . Even though our results remain qualitative, the proposed diagnostics can be of interest to validate realistic models and then use them to analyze the PV anomaly sources.

Plain Language Summary Mesoscale vortices are common features in the global ocean, having typical length scales of 10–100 km and lifespans from several weeks to several months or even years for the more energetic structures. The vorticity of these quasicircular rotating structures emerging from large-scale currents can be formed by several physical processes: isopycnal advection of a water mass, friction (wind stress, bottom stress), or diapycnal mixing. In this study, we first analyze the vertical structure of temperature/salinity in the eddies at their generation site. Based on the analysis of satellite and in situ data in the tropical Atlantic Ocean, we show that $\sim 50\%$ of the eddies do not present significant isopycnal temperature anomalies when they are generated. In contrast, the remaining $\sim 50\%$ of eddies present significant isopycnal temperature anomalies, but with unexpected numerous cold anticyclones and warm cyclones. We then discuss the link between the potential vorticity and isopycnal temperature anomalies, showing combinations of the previous physical processes involved have to be invoked to explain the observed eddy characteristics.

1. Introduction

The Tropical Atlantic Ocean (TAO) is a key region for the interhemispheric exchange of heat, salt and mass by thermohaline circulation, large-scale currents and mesoscale eddies (e.g., Saenko et al., 2018; Thomas & Zhai, 2013). In the TAO, the upper ocean circulation is mainly composed of (a) equatorial limbs of the North and South Atlantic anticyclonic subtropical gyres, (b) zonal equatorial currents and (c) near-coastal current systems (Figure 1). In the surface layer of the North and South Atlantic subtropical gyres, the salty North and South Atlantic Waters (NAW and SAW, respectively; Figure 1a) have maximum salinities exceeding 37 in their formation region with densities of $\sim 25.0\text{--}25.5\text{ kg m}^{-3}$ (Bourlès et al., 1999; Kirchner et al., 2009; Stramma & Schott, 1999; Stramma, Juttl, & Schafstall, 2005; Stramma, Rhein, et al., 2005; Tsuchiya et al., 1992). In contrast, in the surface layer of the equatorial Atlantic, is found the relatively warm

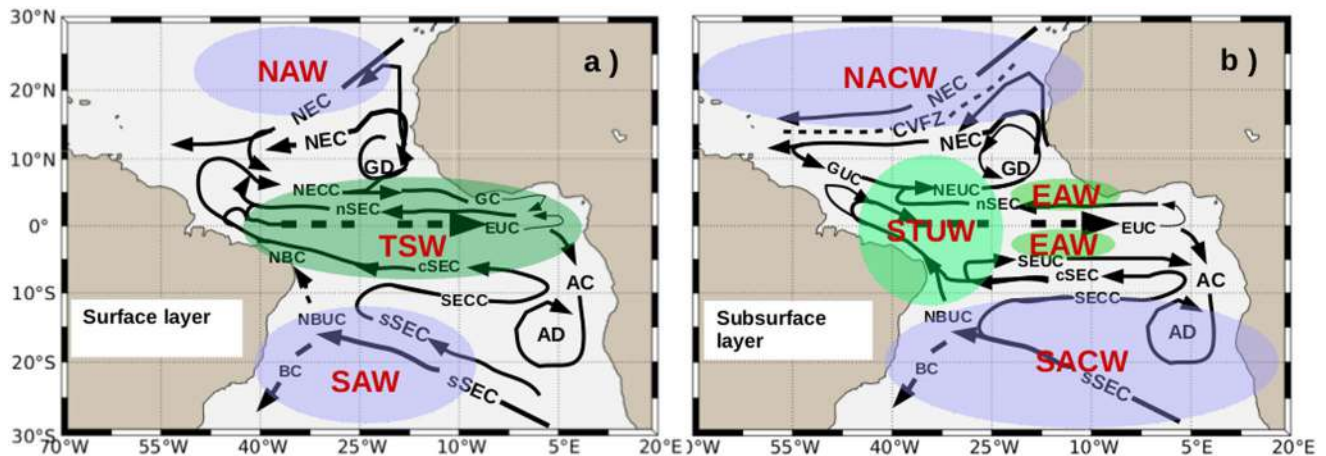


Figure 1. Schematic view of (a) surface and (b) subsurface circulation in the tropical Atlantic Ocean (TAO) (adapted from Stramma & Schott, 1999). Main currents are: Brazil Current (BC), North Brazil Current (NBC), North Brazil Undercurrent (NBUC), North Equatorial Current (NEC), North Equatorial Countercurrent (NECC), northern, central, and southern branches of South Equatorial Current (nSEC, cSEC, sSEC), Guinea Current (GC), Angola Current (AC), Angola Dome (AD), Guinea Dome (GD), South Equatorial Countercurrent (SECC), Equatorial Undercurrent (EUC), North Equatorial Undercurrent (NEUC), South Equatorial Undercurrent (SEUC), Guiana Undercurrent (GUC). Tropical surface water-masses and central water-masses are also indicated: Tropical Surface water (TSW), Northern, southern and eastern tropical Atlantic water (NAW, SAW, EAW), Subtropical Underwater (STUW), North and South Atlantic Central Water (NACW, SACW).

and fresh Tropical Surface Water (TSW; Figure 1a) with densities lower than 24.5 kg m^{-3} (e.g., Stramma & Schott, 1999; Stramma, Juttl, & Schafstall, 2005; Stramma, Rhein, et al., 2005; Thomas & Zhai, 2013; Tomczak & Godfrey, 1994; Tsuchiya et al., 1992). Fraction of NAW and SAW is advected west-equatorward by the North Equatorial Current (NEC) and the southern South Equatorial Current (sSEC), respectively (Figure 1a). In the equatorial region, this fraction subducts and spreads below the lighter TSW forming a subsurface S maximum in the upper thermocline, known as Subtropical Underwater (STUW; Figure 1b) within the density range $\sigma_\theta \sim 24.5\text{--}26.3 \text{ kg m}^{-3}$ (Snowden & Molinari, 2003; Stramma & Schott, 1999; Stramma, Rhein, et al., 2005; Tsuchiya et al., 1992). In the upper thermocline of the eastern TAO, another salinity maximum water, known as East Atlantic Water (EAW), is observed, but noticeably fresher than the STUW (Bourlès et al., 1999; Kirchner et al., 2009; Urbano et al., 2008; Wilson et al., 1994).

Underneath the surface waters are found the North and South Atlantic Central Waters (NACW and SACW, respectively; Figure 1b). They are characterized by a linear temperature-salinity (θ -S) relationship in the density range $\sigma_\theta \sim 25.8\text{--}27.1 \text{ kg m}^{-3}$ (e.g., Emery, 2003; Liu & Tanhua, 2019) and are connected at around 15°N (Emery & Meincke, 1986; Stramma & Schott, 1999; Stramma, Rhein, et al., 2005; Sverdrup et al., 1942). Below the base of the pycnocline ($\sigma_\theta > 26.0 \text{ kg m}^{-3}$), water-masses present θ -S properties close to the Atlantic Subarctic Intermediate Water (ASIW) in the Northern TAO and Antarctic Intermediate Water (AAIW) in the Southern TAO (e.g., Emery, 2003).

Although the relatively complex large-scale circulation shown in Figure 1 is important for the redistribution of water-masses, mesoscale eddies are also known to play a key role in the transfer and redistribution of energy, heat, salt, and physical/biogeochemical properties from their generation regions to their dissipation sites (e.g., Chaigneau et al., 2011; Gaube et al., 2014; McGillicuddy, 2016). They contribute to the mixing and redistribution of water-masses through several mechanisms such as eddy horizontal stirring, eddy-induced upwelling/downwelling, subduction or trapping and self-advection over long distances across the basin (e.g., Chelton et al., 2011; Herbette et al., 2004; McWilliams & Flierl, 1979), being able to connect eastern and western boundaries (e.g., Laxenaire et al., 2018).

Eddy evolutions also strongly depend on their dynamical properties, in particular their potential vorticity (PV) signature which is a key quantity to analyze the formation and dynamics of eddies. Indeed, the core of an eddy in geostrophic equilibrium is necessarily associated with a significant isopycnal PV anomaly, from which the vorticity or stratification of the eddy core can be determined (Herbette et al., 2003; Hoskins et al., 1985; Morel & McWilliams, 1997). Since PV is also conserved for fluid particles in adiabatic

and frictionless evolution, the formation of a PV anomaly (and of an eddy subsequently) is necessarily associated with either adiabatic displacement of particles in a background PV gradient, or friction or diapycnal mixing (including the diabatic transformation associated with atmospheric heat and salt fluxes). Many studies have shown how vortices can be formed by the displacement of particles in a background PV gradient. Meridional advection on the planetary beta-plane (Wang, 2005), interaction of currents with sea-mounts, islands, or continental shelves (Aristégui et al., 1994; Herbette et al., 2004) can also be interpreted as creation of PV anomalies by isopycnal advection of particles. These processes are thought to play a significant role in the formation of mesoscale eddies at least in some regions of the TAO, such as east of the North Brazil Current (NBC) retroflection (e.g., Aguedjou et al., 2019). Some recent studies have shown that nonconservative forcings could also lead to the generation of strong PV anomalies and vortices. Indeed, theoretical and numerical studies have shown that diapycnal mixing (Haynes and McIntyre, 1987, 1990; Morel & McWilliams, 2001) and frictional effects, associated with lateral viscous layers (Akueteve & Wirth, 2015; D'Asaro, 1988; Morel & McWilliams, 2001), the wind (Holmes & Thomas, 2016; Holmes et al., 2014; Morel et al., 2006; Thomas, 2005) or with the bottom boundary layer (Benthuisen & Thomas, 2012; Gula et al., 2015, 2016; Morvan et al., 2019), are all efficient mechanisms that can modify PV, create PV anomalies and subsequently vortical structures (Assene et al., 2020; Morel et al., 2019). Finally, also note that the well-known formation of eddies by barotropic and/or baroclinic instabilities of mean currents is related to the existence of isopycnal PV gradient of opposite signs and can be interpreted as the result of the creation of opposite sign PV anomalies or dipolar vortical structures (Charney & Stern, 1962; Morel & McWilliams, 2001). The mechanisms responsible for the determination of the PV structure of the unstable mean current is thus of fundamental importance too.

If, as noted above, there now exist several studies analyzing the origin of the processes (adiabatic, frictional, or diapycnal mixing) involved in the generation of PV anomalies and subsequent formation of eddies in numerical simulations, it remains to be evaluated in nature. This is important because friction and diapycnal mixing are parameterized in numerical models, so numerical results have to be taken cautiously as long as they are not confirmed by observations. However, this is very challenging since the calculation of PV and its evolution require a three-dimensional description of currents and stratification. As such, the detailed diagnostics of PV evolution done in numerical simulation are impossible to reproduce for the real ocean. However, in the present study, we propose to separate mechanisms depending on their combined effects on the transformation of PV and transformation of θ/S . Indeed, it has been shown that diapycnal mixing or advection of water masses can lead to significant PV modification accompanied by isopycnal θ/S anomalies (θ'/S'), whose sign and strength can be evaluated from in situ data. In contrast, the effect of frictional forcings is more difficult to evaluate but friction is expected to create PV anomalies too with very weak isopycnal θ'/S' . We thus argue that isopycnal θ'/S' in vortex cores, where we know there exists significant PV anomalies, can be used to analyze some mechanisms at the origin of the transformation of PV in the real ocean, and represent a first step for the validation of numerical models in this respect.

In this study, based on observations, we thus propose to combine in-situ θ/S measurements with satellite altimetry data to estimate the isopycnal temperature/salinity anomalies (θ'/S') of eddy cores at their generation sites in the TAO. In Section 2, we describe the datasets and methods used to characterize θ'/S' inside eddies. In Section 3, we first present θ/S characteristics of the large-scale water masses over selected isopycnal levels. Second, we show case studies of θ'/S' inside individual eddies to illustrate that θ'/S' computed from isopycnal levels can strongly differ from the ones obtained along isobaric levels. Third, we characterize the θ/S isopycnal structure of eddies in the entire TAO and focus in some particular areas of the northern TAO. These diagnostics help (a) to estimate the fraction of eddies that can participate to the trapping and redistribution of heat and salt through isopycnal advection in the TAO and (b) to depict the mean isopycnal θ'/S' in surface and subsurface new-born eddies. Finally, the possibility to infer where diapycnal mixing, isopycnal advection and/or frictional effects could play a significant role in the generation of PV anomalies forming eddy cores and determining their dynamical characteristics is discussed in Section 4, as well as the coherency of this information with the known dynamical features of the TAO.

2. Data and Methods

2.1. Altimetry Data and Eddy Tracking

Mesoscale eddies are identified and tracked in the TAO from daily maps of the Salto/Duacs absolute dynamic topography (ADT) gridded product. This multimission satellite altimetry product, was optimally interpolated onto a $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ longitude/latitude daily grid (Ducet et al., 2000; Le Traon et al., 1998; Pujol et al., 2016) and is freely distributed by the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (<http://marine.copernicus.eu/>).

Eddies were identified from January 2000 to December 2017, using the widely used algorithm developed by Chaigneau et al. (2008, 2009). An eddy is identified by its center, corresponding to a local extremum in ADT, being maximum for an anticyclonic eddy (AE) and minimum for a cyclonic eddy (CE), and its external edge which corresponds to the outermost closed ADT contour around each detected eddy center. Eddy trajectories are constructed according to their polarity (cyclonic or anticyclonic) using the algorithm developed by Pegliasco et al. (2015). Briefly, this algorithm considers as part of the same trajectory, overlapping eddies with the same polarity detected at time t and $t + 1$ day. If several eddies overlap, a cost function is computed to determine the most similar eddy at the time $t + 1$ day. When no overlapping eddy is found neither at time $t + 1$ day nor $t + 2$ days, the trajectory is stopped and the eddy is considered as dissipated. This eddy tracking algorithm is also able to successfully identify eddy-merging or eddy-splitting events (16% of the long-lived tracked eddies) that frequently occur in the ocean (e.g., Laxenaire et al., 2018; Pegliasco et al., 2015). As in Aguedjou et al. (2019), in order to consider only long-lived and coherent structures, we retained eddies lasting more than 30 days and having amplitudes and radii greater than 1 cm and 30 km, respectively. A total of $\sim 7,800$ long-lived AEs and $\sim 8,100$ long-lived CEs were detected in the TAO between 2000 and 2017. Readers interested in more detail regarding the main characteristics and seasonality of these eddies are invited to refer to Aguedjou et al. (2019).

2.2. Argo Data

2.2.1. Argo Data Processing

The vertical/isopycnal structure of mesoscale eddies is investigated using θ/S profiles acquired by Argo floats in the TAO during the 2000–2017 period. These data were collected and made freely available by the Coriolis project and programs that contribute to it (<http://www.coriolis.eu.org>). In the TAO, a total of 144,033 θ/S profiles, flagged as good or probably good by the Coriolis Data Center, were quality controlled following Chaigneau et al. (2011) and Pegliasco et al. (2015). First, we retained profiles for which: (a) the shallowest data is not deeper than 15 m depth and the deepest acquisition is below 950 m depth, (b) at least 30 data are available between the surface and 950 m depth, and (c) the depth difference between two consecutive data does not exceed a given threshold (25 m for the 0–150 m layer, 50 m for the 150–300 m layer, 75 m for the 300–500 m layer, and 100 m below 500 m depth). Second, each profile was visually inspected and was systematically discarded if it presented a suspicious θ/S profile. The remaining 114,440 profiles (Figure 2a), representing $\sim 80\%$ of the original database, were then linearly interpolated every 5 m from the surface to 300 m depth, and every 10 m below. We here assumed that the shallowest values (within 0–15 m depth) were representative of the surface values. The spatial distribution of the retained Argo profiles is rather homogeneous in the TAO, except along continental shelves or around islands, where Argo floats cannot reach their nominal parking depths (Figure 2a). About 55% of these profiles were acquired in the Northern Hemisphere, due to the higher number of international cruises and Argo float deployments in this region. The temporal distribution of valid Argo profiles in the TAO shows a linear increase from ~ 200 yearly profiles in 2000– $\sim 12,000$ yearly profiles after 2017 (Figure 2b).

2.2.2. Argo Data Within New-Born Eddies

The 114,440 retained θ/S profiles were then classified into three categories depending on whether Argo floats surfaced within AEs or CEs (detected from altimetry) or outside eddies. However, along their trajectories, TAO eddies exhibit a three-step evolution composed of growth, mature and decay phases (Aguedjou et al., 2019; Pegliasco et al., 2015; Sun et al., 2018). During the growth phase of the eddies, which extends

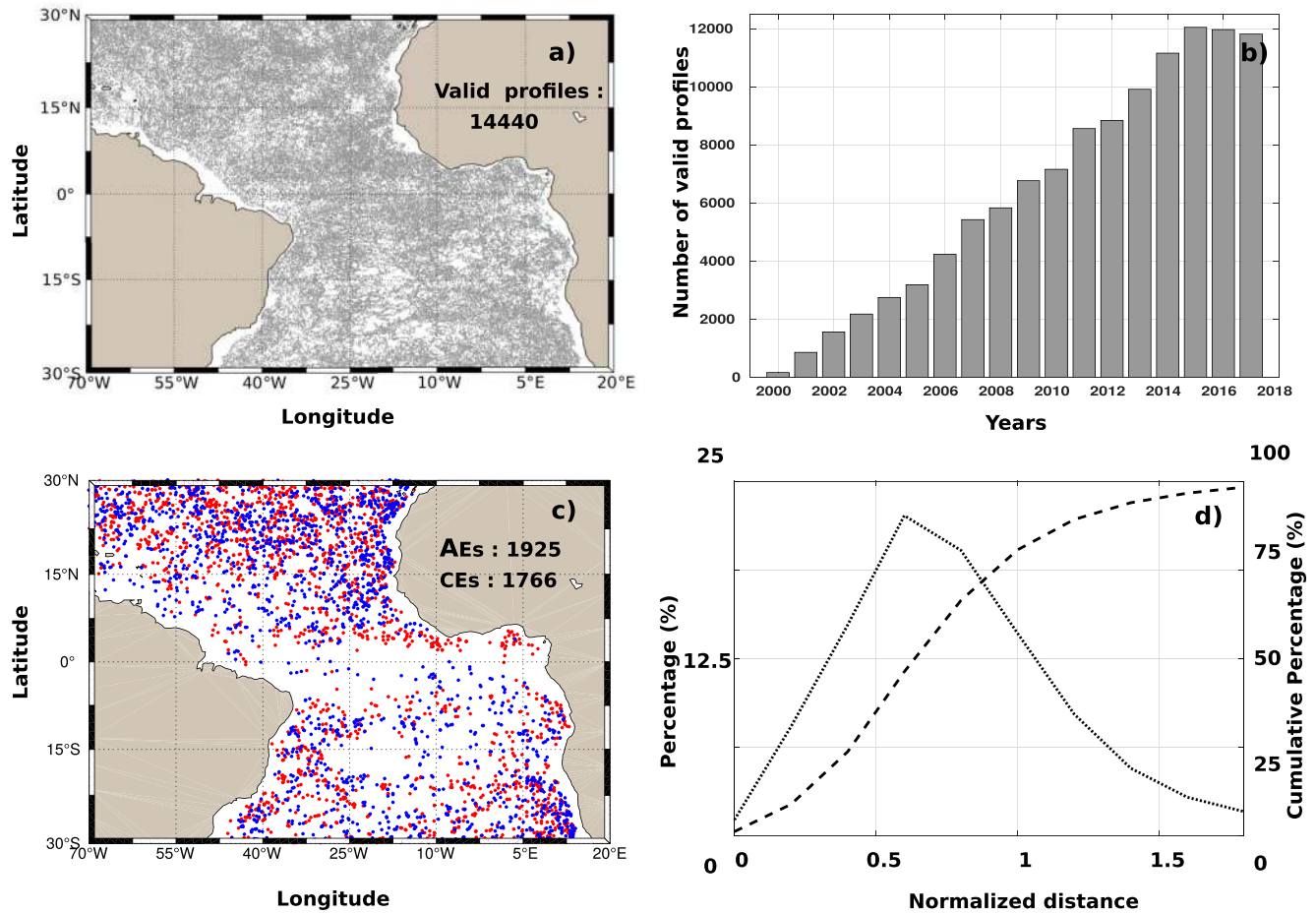


Figure 2. Spatio-temporal distribution of Argo floats in the tropical Atlantic Ocean (TAO): (a) Spatial and (b) temporal distribution of valid Argo profiles, (c) spatial distribution of Argo profiles that surfaced within anticyclonic eddies (AEs, red dots) and cyclonic eddies (CEs, blue dots), (d) Histogram (dotted line, left axis) and cumulative distribution (dashed line, right axis) of the normalized radial distance of Argo floats to eddy centers. Normalized distances were obtained dividing the distance (in km) by the equivalent eddy radius.

over the first ~30% of their lifespan, their radius, amplitude, and kinetic energy strongly increase (Aguedjou et al., 2019; Pegliasco et al., 2015; Sun et al., 2018). Also during this phase, eddies traveled on average 200 km from their generation sites (See Appendix A3 and Figure A4d). Thus, in order to investigate the isopycnal structure of new-born eddies, close to their generation sites, and infer the physical mechanisms involved in their generation, we only retained θ/S profiles acquired by Argo floats that surfaced within eddies located closer than 200 km from their formation sites (Figure 2c). Around ~25% of the ~16,000 long-lived eddy trajectories were sampled within 200 km from their birth sites and are thus retained for the analysis of the thermohaline structure of newborn eddies presented in Section 3.4. The spatial distribution of the Argo floats that sampled these newborn eddies is shown in Figure 2c. Note that varying the distance between 100 and 300 km do not change the main results and discussion drawn in this study (not shown). We thus selected 200 km, which is a good compromise between being close enough from the eddy formation sites and having a satisfactory number of eddies sampled by Argo floats.

Figure 2d shows the mean distribution of Argo floats that surfaced within newborn eddies, as a function of the normalized radial distance from eddy centers. A normalized distance equals to 1 corresponds to the equivalent eddy radius inferred from the area enclosed by the ADT contour of the eddy-edge. Within these new-born eddies, 50% (75%, respectively) of the Argo floats surfaced within a normalized distance of 2/3 (0.9) the eddy equivalent radius from the eddy center (Figure 2d). About 20% surfaced at a normalized radial distance higher than 1. This occurs when eddies are deformed and the profilers surface between the equivalent radii and eddy edges.

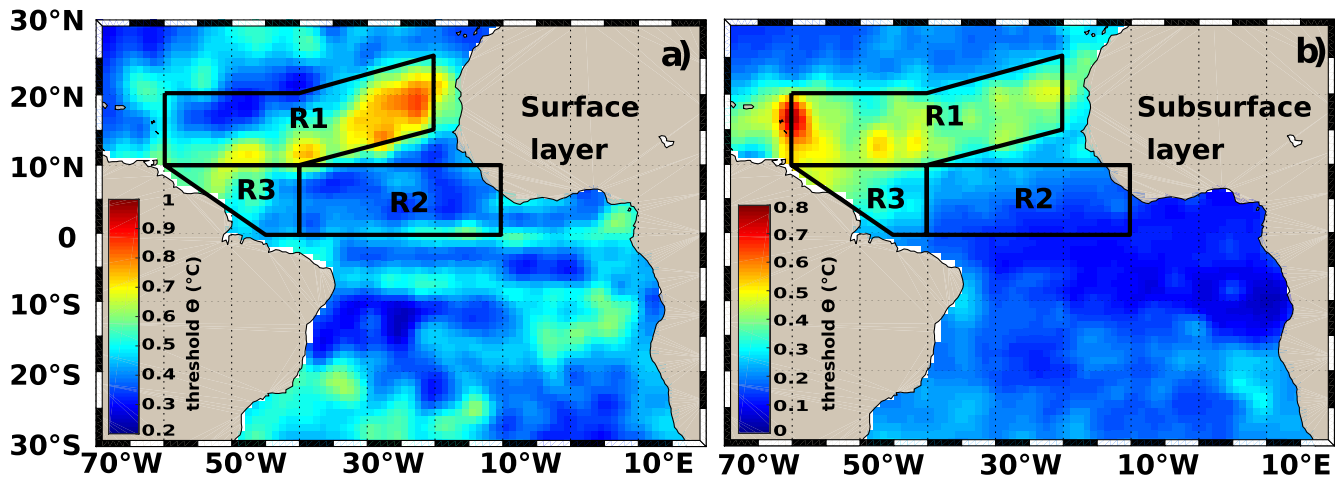


Figure 3. Annual mean of the isopycnal temperature anomaly threshold within the (a) surface and (b) subsurface layers. Three dynamically different subregions (R1, R2, R3) used in this study are delimited in black (see in-text description of these regions). Surface layer extends from the mixed layer depth to the base of the pycnocline, whereas subsurface layer extends below the pycnocline to 1,000 m depth.

2.3. Isopycnal Temperature Anomalies in Newborn Eddies

These depth-dependent θ/S profiles were first projected onto density-coordinates (here density refers to potential density referenced to the sea-surface). Second, isopycnal θ' and S' , were inferred for each profile by removing a local climatological profile representative of the large-scale background, also computed on density-coordinates. In a similar way to Castela (2014) and Pegliasco et al. (2015), local climatological profiles (\bar{P}), were obtained by weighted arithmetic means of all the available profiles (P_i) acquired outside eddies, within a radius of 200 km and separated by less than ± 30 days (independently of the year) from the date of the considered profile within the eddy (see Appendix A1). Selecting outside-eddy profiles collected no more than 30 days apart of the day of the year in which the eddy profile was collected, allows us to filter out unwanted θ/S seasonal variations.

Vortices were then further classified into three main categories, depending on whether isopycnal θ' were (a) significant (positive or negative) in the surface layer, extending from the surface to the base of the pycnocline, (b) significant (positive or negative) in the subsurface layer below the base of the pycnocline, or (c) not significant neither above nor below the pycnocline (see Appendix A). The corresponding eddies are then qualified as surface eddies, subsurface eddies or eddies with non-significant anomalies, respectively. Eddies having both surface and subsurface significant isopycnal θ' are considered as subsurface eddies. Note that the nature (surface or subsurface) of the eddies is often defined based on kinematic properties such as geostrophic velocity (e.g., Chaigneau et al., 2011; Pegliasco et al., 2015), vorticity (e.g., Assene et al., 2020), or Okubo-Weiss parameter (e.g., Xu et al., 2019). Here, in contrast, it is the vertical position of the significant isopycnal θ' within the eddies (above or below the pycnocline, respectively) that defines their nature (surface or subsurface).

In order to determine whether θ' within eddies are significant or not, an isopycnal θ' threshold was defined in a $1^\circ \times 1^\circ$ longitude/latitude grid at seasonal scale, from Argo profiles that surfaced outside eddies (see Appendix). Figures 3a and 3b show the annual mean of θ' thresholds for the surface and subsurface layers, respectively. In general, a given θ' profile acquired within an eddy is significant within the surface layer when the square root of its quadratic mean values (see Equation A4 in Appendix) integrated over the surface layer is greater than 0.2°C–0.5°C, except for some regions such as the frontal zone separating NAW from TSW, where θ' threshold reaches up to 0.8°C (Figure 3a). In contrast, threshold values of θ' within the subsurface layer are much lower and generally less than 0.3°C. However, around the frontal zone along which the NEC is flowing, high θ' threshold values are still noticed reaching up to 0.8°C (Figure 3b). Note that a classification based on Student's t -tests was also performed and led to similar results at a 99% confidence level. For a given density, θ' and S' are proportional and of the same sign, so that isopycnal maps of θ' or S' are similar by definition. We thus hereinafter only focus on θ' along isopycnal levels.

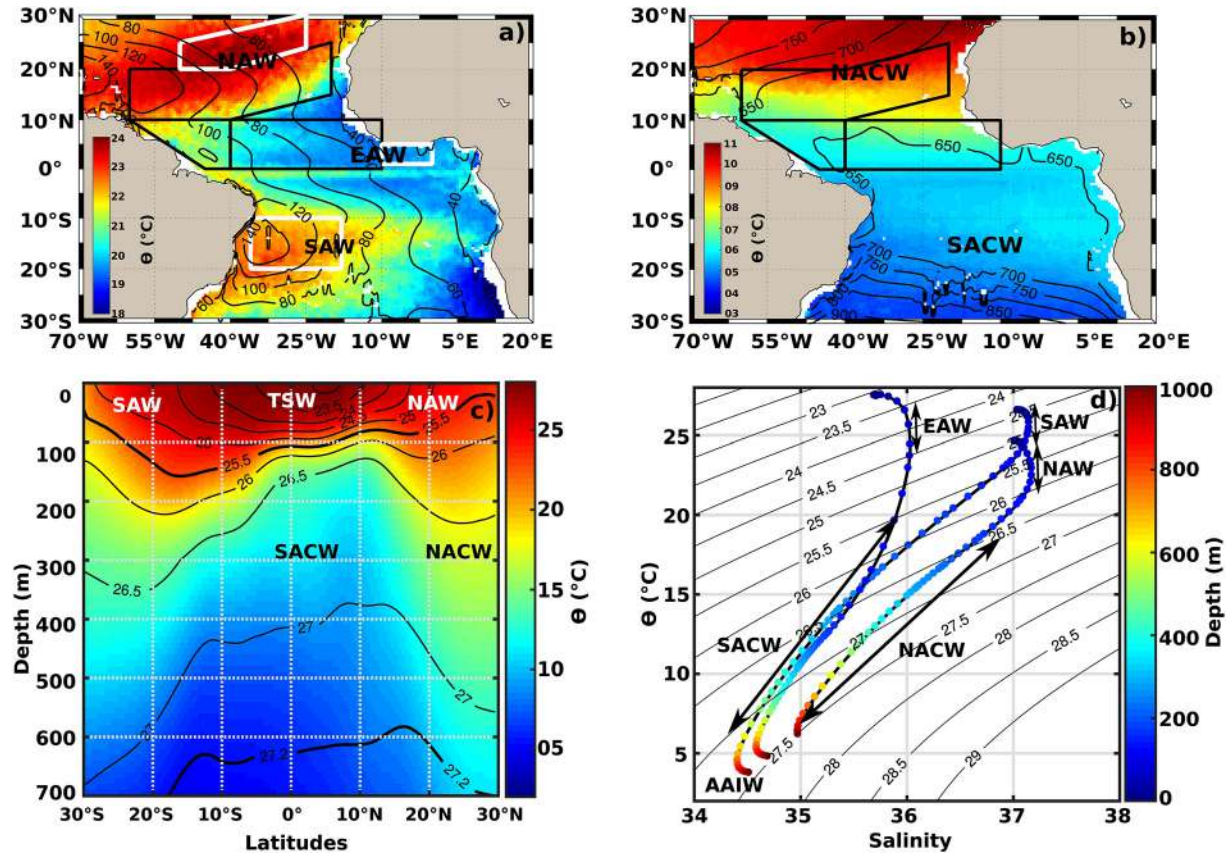


Figure 4. Large-scale temperature distribution (in $^{\circ}\text{C}$) on (a) $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ and (b) $\sigma_\theta = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$. Black contours correspond to the depth (in m) of the corresponding σ_θ layer, whereas black boxes delimit the R1–R3 subregions. (c) Mean meridional temperature section along 35°W ; black contours depict σ_θ levels. (d) Mean θ/S diagram and main water-masses observed within the three white boxes delimited in (a). Water-masses: NAW: North Atlantic Water; SAW: South Atlantic Water; TSW: Tropical Surface Water; EAW: Eastern Atlantic Water; NACW: North Atlantic Central Water; SACW: South Atlantic Central Water; AAIW: Antarctic Intermediate Water.

It is important to note that the ocean mixed layer is the site of intense ocean-atmosphere interactions that impact the mixed-layer properties from diurnal to inter-annual timescales (e.g., Guemas et al., 2011; Rugg et al., 2016). For instance, diurnal variations of the solar heating can modify the daily mean SST by about a $0.3^{\circ}\text{--}0.5^{\circ}\text{C}$ (even greater for extreme events) in the TAO (e.g., Gentemann et al., 2008; Guemas et al., 2011; Wenegrat & McPhaden, 2015). Similarly, interannual variations of $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ are commonly observed in the TAO (e.g., Carton et al., 1996; Foltz et al., 2019; Rugg et al., 2016). Thus, using Argo floats' data within the mixed-layer induces relatively strong positive or negative θ/S anomalies that are not directly related to eddy dynamics and are difficult to interpret. Also, this high variability, can lead to a misclassification of eddies as the eddy signal in the mixed layer can be more variable than below the mixed layer. Thus in this study, surface eddies refer to eddies having significant θ' between the base of the mixed layer to the base of the pycnocline.

3. Results

3.1. Large-Scale Distribution of Isopycnal Temperature in the TAO

In order to better understand the eddy signature on θ along isopycnal surfaces, we first briefly depict the large-scale water-mass θ distribution in the TAO along two isopycnal levels. As such, Figure 4 presents the mean θ on $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_\theta = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ levels, obtained from Argo floats that surfaced outside eddies. These two particular σ_θ levels were retained because the maximum isopycnal θ' within surface/sub-surface eddies are mostly observed close to $\sigma_\theta = 25.5/27.2 \text{ kg m}^{-3}$ (see Figure 7). On the shallower/lighter density-level, we can observe the noticeable warmer areas located within the subtropical gyres, where NAW

and SAW are located (Figures 4a and 4d). On $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ isopycnal, these water-masses θ ranges from 24°C to 24.5°C and 22°C–23°C, respectively (Figures 4a and 4d). The along-isopycnal θ decreases equatorward from the gyre centers. In the eastern TAO, where EAW is originated, θ decreases to $\sim 20^\circ\text{C}$ and S is lower than 36 (see also on Figure 4d). Along the equator a relative warm core ($\theta \sim 22^\circ\text{C}$) water-mass is advected eastward by the EUC (see Figures 1 and 4a). The θ of this water-mass slightly decreases eastward and the water-mass is also characterized by relatively high salinities (not shown but see, e.g., Da-Allada et al., 2017; Hormann & Brandt, 2007; Kolodziejczyk et al., 2009). Finally, in the eastern boundary upwelling systems (Canary and Benguela), the mean θ is lower than 18°C on $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ due to the presence of the wind-forced coastal upwelling (Figure 4a). The $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ isopycnal layer deepens from $\sim 40 \text{ m}$ in the eastern TAO to $\sim 140 \text{ m}$ in the western TAO at latitudes of $\pm 20^\circ$ (black lines in Figure 4a). The westward deepening of this isopycnal layer, which is associated with the lower part of the thermocline/pycnocline, is reduced along the equator where its depth varies from 50 m in the Gulf of Guinea to $\sim 100 \text{ m}$ off Brazil.

On the $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ ($\sigma_\theta = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$, respectively) density layer, θ distribution shows a strong isopycnal θ front that separates the warmer and saltier NAW (NACW) from the colder and fresher EAW (SACW) and extends across the basin. East of $\sim 30^\circ\text{W}$, this front is known as the Cape Verde Frontal Zone (CVFZ) (Martinez-Marrero et al., 2008; Pérez-Rodríguez et al., 2001; Tiedemann et al., 2018; Zenk et al., 1991), which is an active area of water-mass exchange associated with the formation of mesoscale eddies (e.g., Dadou et al., 1996; Schütte et al., 2016). However, we hereafter simply refer to the frontal zone to indicate the connection area between NACW and SACW. The NEC flows along this frontal zone, which is oriented southwestward from 20°N in the eastern TAO to 10°N in the western TAO (see also Figure 1). This front is clearly visible down to $\sigma_\theta = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ (Figure 4b) where it is more diffuse and the strongest θ gradients are observed southward, between 10°N and the equator. At this density level, the frontal zone is much more zonal, and NACW and SACW have typical θ of 10°C – 11°C and 5°C – 6°C , respectively (Figures 4b and 4d). The mean depth of this isopycnal level is of $\sim 650 \text{ m}$ in a large part of the TAO (black lines in Figure 4b), and deepens to 750–900 m poleward of latitudes $\pm 20^\circ$.

Figure 4c presents the meridional θ section at 35°W . Warmer waters with θ greater than 20°C are located above the $\sigma_\theta = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ isopycnal layer and are associated with the previously described NAW, SAW, and TSW. TSW is the warmest water-mass, with θ reaching 28°C around the equator, but exhibits the lowest surface salinity of 35.5–36 (not shown) due to the excess of precipitation to evaporation in this area. Below the $\sigma_\theta = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ density layer, there are the distinguishable warmer NACW and cooler SACW, separated by the θ front that becomes more diffuse below $\sigma_\theta = 27.0 \text{ kg m}^{-3}$.

θ/S diagrams and the main water-mass characteristics found in the TAO are depicted in Figure 4d. They were constructed from Argo floats that surfaced outside eddies within the northern, southern and eastern parts of the TAO (see boxes delimited in white in Figure 4a). This Figure confirms that TSW is much fresher and lighter than NAW or SAW and that NACW is warmer and saltier than SACW along isopycnal levels.

3.2. Case Studies of Isodepth Versus Isopycnal Temperature Anomalies in Mesoscale Eddies

Estimates of θ and S anomalies within an eddy can strongly differ whether we use a depth-coordinate system, where the local vertical displacement of isopycnal levels strongly impacts θ'/S' , or a density-coordinate system. In order to better familiarize the reader with this concept, and to help the interpretation of the results described in the following Sections, we here describe θ' observed in three individual mesoscale AEs at their generation sites, using both the depth- and density-coordinate systems. These three eddies (AE1, AE2, and AE3, respectively), detected by their ADT signature, were sampled by Argo floats in the western (AE1, Figure 5a), central (AE2, Figure 5b) and eastern parts (AE3, Figure 5c) of the northern TAO. As typically observed in the TAO (Aguedjou et al., 2019), they have amplitudes of ~ 2 – 4 cm , radii of ~ 70 – 100 km , eddy kinetic energies of 85 – $100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, and mean vorticities of 2 – $5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Although the three eddies were sampled by Argo floats within their core, AE1 and AE2 were sampled relatively close to their edge (Figures 5a and 5b), whereas A3 was sampled in the vicinity of its center (Figure 5c). As expected for AEs, θ' observed using a depth-coordinate system are mainly positive for the three case-study eddies (Figures 4d–4f, magenta lines). Indeed, in depth-coordinates, the isopycnal deepening

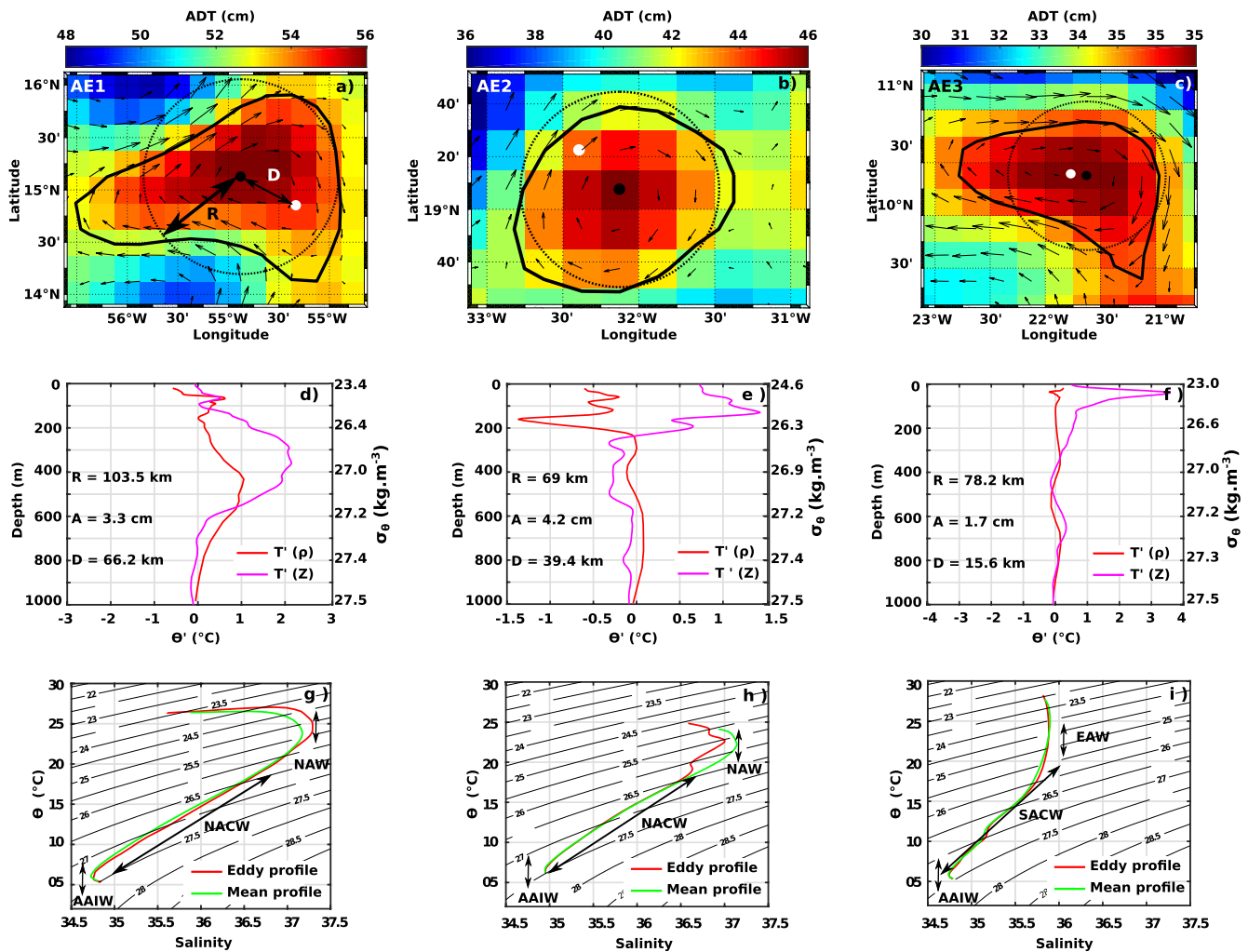


Figure 5. Density-coordinate anomalies compared to depth coordinate anomalies for three case-study anticyclonic eddies. (a–c) Eddy characteristics in AVISO maps. Black and white dots correspond to the eddy centers and the location of surfaced Argo floats, respectively, black contours delimit eddy edges whereas dotted circles represent the contours of the disc corresponding to eddy areas. (d–f) Temperature anomalies observed within eddies in depth coordinates (magenta lines) and in density-coordinates (red lines). R , A , and D indicate the eddy radius, amplitude and the distance of the surfaced Argo float to the eddy center. (g–i) θ - S diagram obtained within eddies (red lines) and for the mean climatology at the same location (green curves). Water-masses: NAW: North Atlantic Water; EAW: Eastern Atlantic Water; NACW: North Atlantic Central Water; SACW: South Atlantic Central Water; AAIW: Antarctic Intermediate Water.

(rising, respectively) occurring inside AEs (CEs), is the main driver of the observed positive (negative) θ' (e.g., Assassi et al., 2016; Keppler et al., 2018).

The θ' computed in depth-coordinates (Figure 5d, magenta line) suggest that AE1 is a subsurface eddy with a core extending from 100 to 600 m depth. These anomalies are in part due to the observed ~ 14 m deepening of the subsurface isopycnal levels in AE1 (not shown). However, θ' computed in density-coordinates (but plotted in Figure 5d as a function of depth by associating each isopycnal level to its depth in the analyzed profile), are also significantly positive in the $\sigma_\theta \sim 25.0$ – 27.4 kg m^{-3} isopycnal layer located between 100 and 800 m depth, with the maximum of $\sim 1^\circ\text{C}$ reached slightly below $\sigma_\theta = 27.0$ (Figure 5d, red line). These positive isopycnal θ' suggest that diapycnal mixing or isopycnal advection from remote regions occurred during the formation of AE1. Figure 5g compares the θ/S diagrams for the Argo profile acquired inside the vortex (red) and the corresponding climatological profile obtained from profiles outside eddies (green). It can be misleading since there exists strong discrepancies between both profiles in low-density ranges ($\sigma_\theta = 24.0$ – 25.5 kg m^{-3}) (Figure 5d). However, given the curvatures of isopycnal lines and of the vertical profiles, the strongest isopycnal eddy θ/S anomalies are obtained in the subsurface layer containing NACW.

Thus, for this particular AE1 case-study, θ' are located in subsurface and of the same sign (positive) for both coordinate systems.

In AE2, θ' computed in depth-coordinates are positive between the surface and 250 m depth, and slightly negative below 250 m (magenta line in Figure 5e). The maximum anomaly is of $\sim 1.5^\circ\text{C}$ at ~ 150 m depth, thus AE2 is likely a surface eddy. In A2, these positive anomalies are associated with a deepening of the near-surface isopycnal levels by ~ 45 m (not shown). However, when computing θ' in density-coordinates, AE2 is characterized by negative θ' in the surface layers reaching maximum negative anomalies of -1.5°C for $\sigma_\theta \sim 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ at ~ 170 m depth (red line in Figure 5e). Again, these strong negative isopycnal θ' suggest that AE2 contains water from a remote region having distinct θ - S characteristics, or that diapycnal mixing, likely associated with air-sea fluxes, locally modified the thermohaline structure of the water column. AE2 clearly illustrates the differences that can exist when using depth- versus density-coordinates to compute θ/S anomalies.

Finally, in AE3, significant positive θ' computed from depth-coordinates are observed from the surface to 200 m depth (Figure 5f) with maximum anomalies of $\sim 3.5^\circ\text{C}$ observed at ~ 50 m depth. However, isopycnal θ' show that this eddy does not contain significant water-mass anomalies relative to the background large-scale environment (Figure 5f). Thus, θ' observed in depth-coordinates only result from the local deepening of ~ 12 m observed for the near-surface isopycnal layers (not shown). The isopycnal θ - S structure within AE3 is similar to the one usually observed in this region, with EAW and SACW in the surface and subsurface layers, respectively (Figure 5i).

To summarize, based on three case-study AEs, we have shown that isopycnal θ' anomalies can strongly differ from anomalies computed from the more commonly used depth-coordinate system. Obviously, similar conclusions hold for CEs that generally depict negative anomalies in depth-coordinate system, but that can show positive, negative or nonsignificant anomalies in density-coordinate system. These discrepancies are problematic, in particular for the estimates of anomalous heat or salt eddy contents, and their associated transports, which are commonly computed in depth-coordinates instead of using density-coordinates.

3.3. Spatial Distribution of Isopycnal Temperature Anomalies in TAO New-Born Eddies

Figure 6 shows the spatial distribution of surface and subsurface eddies, as well as eddies with non-significant anomalies at their generation sites in the TAO. These sampled newborn eddies have a mean amplitude, radius and lifespan of ~ 3 cm, ~ 90 km, and 150 days, respectively. These mean values are associated with standard errors of ~ 0.2 cm, ~ 2 km, and ~ 7 days, respectively. A first striking result is that about half of the analyzed newborn AEs and CEs have a weak and nonsignificant isopycnal θ' relatively to their local environment at their generation site, with their mean θ' ranging mostly between $\pm 0.1^\circ\text{C}$. They cover all areas and their spatial distribution is quite identical for AEs and CEs (Figures 6e and 6f). Although not associated with significant isopycnal θ' , these eddies are associated with an average vertical displacement of ± 10 m of their isopycnal levels, similar to those observed in eddies with significant anomalies, which shows that both type of vortices are associated with dynamical signature of similar strength. Likewise, Chen et al. (2021) reported that eddies induce an average vertical displacement of the pycnocline of the same order of magnitude in tropical regions. As a result of the pycnocline vertical displacement, more than 90% of the new-born eddies that do not have significant isopycnal θ' anomalies, exhibit significant θ' in depth coordinates.

Thus, about half of the new-born eddies have significant θ' anomalies at their generation sites (Figures 6a–6d). Around 25% of these eddies are surface eddies whereas the remaining ($\sim 75\%$) exhibit significant subsurface θ' . Note however, that $\sim 30\%$ of these subsurface eddies also exhibit significant surface anomalies. The spatial distribution of AEs and CEs having significant isopycnal θ' is almost similar in surface and subsurface layers (Figures 6a–6d). In the Southern Hemisphere, eddies with significant θ' are very few and their maximum isopycnal θ' ($\pm 0.3^\circ\text{C}$) are observed around the Benguela upwelling system. In contrast, in the Northern Hemisphere, positive and negative θ' are more similarly distributed with magnitude reaching up to $\pm 0.8^\circ\text{C}$ along the frontal zone (Figures 6a and 6b). Within the subsurface layer, AEs and CEs in the Northern Hemisphere are mostly characterized by negative and positive θ' , respectively, contrary to what is observed in the Southern Hemisphere (Figures 6c and 6d). Again, this observed dominance of relatively

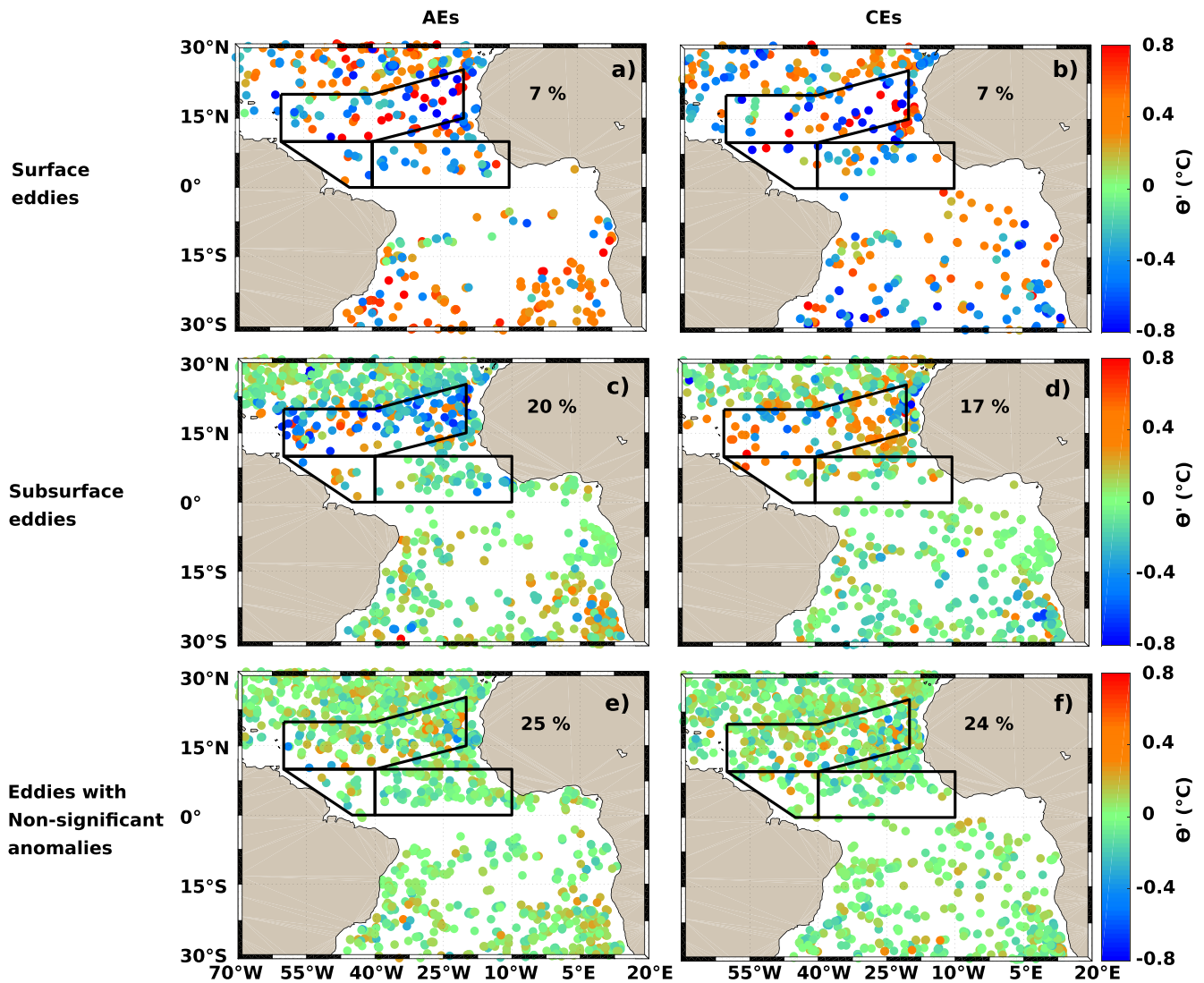


Figure 6. Spatial distribution of isopycnal temperature anomalies within new-born eddies. (a and b) Significant surface θ' within anticyclonic eddies (AEs) and cyclonic eddies (CEs). (c and d) Significant subsurface θ' within AEs and CEs. (e and f) nonsignificant θ' within AEs and CEs. Black boxes delimit the R1–R3 subregions. Numbers indicate the percentage of sampled eddies for each category.

cold AEs and warm CEs in subsurface is unusual when working in depth-coordinates where the sign of the anomalies is largely driven by the deepening/rising of isopycnal layers (see Section 3.2).

As described in Section 1, different mechanisms can create PV anomalies and generate eddies. However, depending on the involved mechanisms, the newly formed eddies either have isopycnal θ'/S' or not. Frictional mechanisms such as wind, lateral friction, or current shear, produce PV anomalies without creating isopycnal θ'/S' . In contrast, the formation of PV anomalies by advection of water-masses with different characteristics or by diapycnal mixing is associated with isopycnal θ'/S' . Thus, from the results obtained above, we can conclude that about 50% of the TAO eddies are likely formed by frictional mechanisms, whereas 50% are likely formed by diapycnal mixing or lateral advection of distinct water-masses. The majority of these new-born eddies have distinct θ'/S' in subsurface isopycnal layers with cold anomalies in AEs and warm anomalies for CEs in the Northern TAO. We decided to further study this area in the following section.

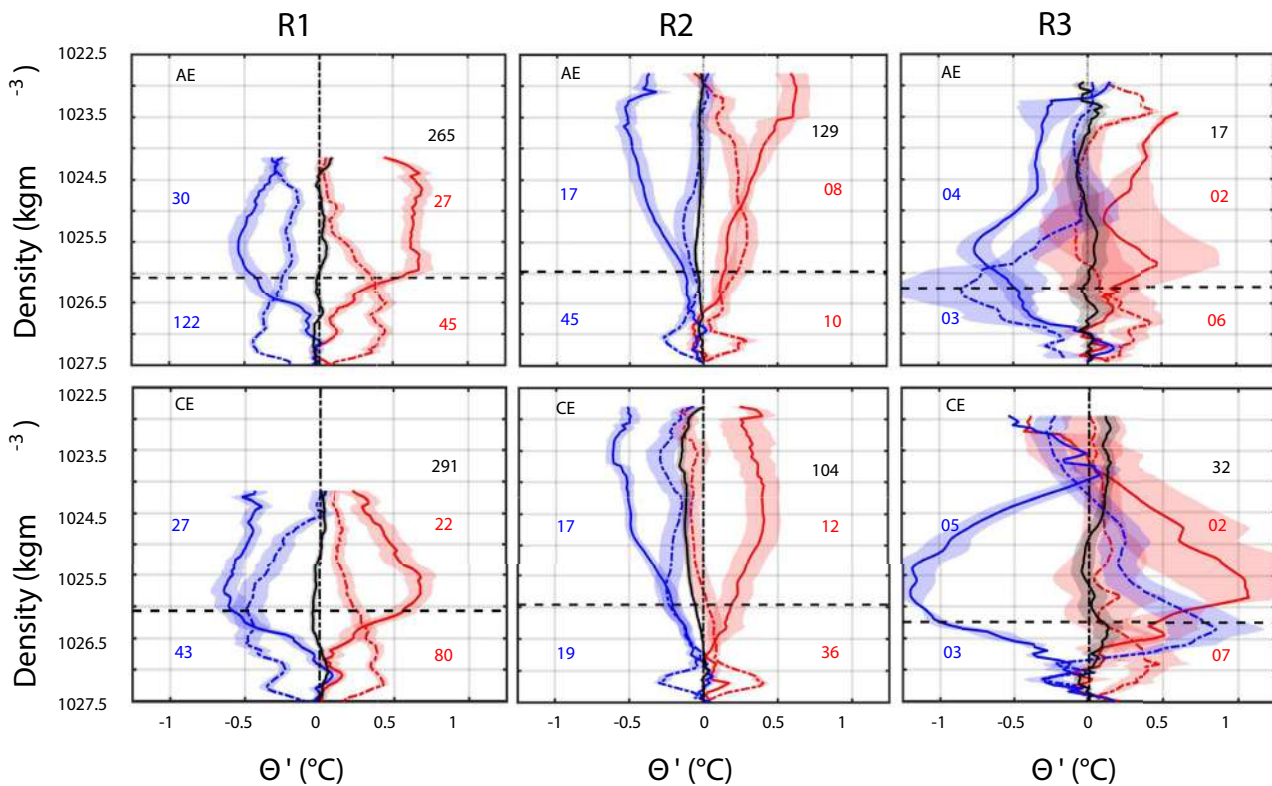


Figure 7. Mean isopycnal temperature structures of newborn (a–c) anticyclonic (AEs) and (d–f) cyclonic (CEs) eddies within three subregions (R1–R3). Significant surface and subsurface anomalies are represented in solid and dashed lines, respectively, whereas positive anomalies are in red and negative anomalies in blue. Non-significant anomalies are represented in black. For each subplot, black numbers indicate the number of sampled eddies having non-significant θ' , the right red top (bottom, respectively) numbers indicate the number of surface (subsurface) eddies with positive anomalies and the left blue top (bottom, respectively) numbers indicate the number of surface (subsurface) eddies with negative anomalies. Shading areas correspond to standard errors of the means, evaluated using Student's t -test with a significance level of 95%. For each subregion, the horizontal dashed line corresponds to the base of the pycnocline that delimits the surface and subsurface layers.

3.4. Eddy Isopycnal Structures in Selected Northern TAO Regions

Three subregions (R1–R3, see Figures 3–6) were defined according to their large-scale dynamics and characteristics (Figures 1, 3, 4a, and 4b). R1 extends along the frontal zone separating NACW from SACW (Figure 3). The westward NEC which flows along the frontal zone is mainly fed by the eastern branch of the North Atlantic subtropical gyre but also by the northern branch of the Guinean Dome (Figure 1). Further west, a part of the NEC retroflects cyclonically and feeds both the eastward North Equatorial Counter Current (NECC) and the eastward North Equatorial Undercurrent (NEUC) (Figures 1a and 1b; e.g., Stramma & Schott, 1999; Bourlès et al., 1999; Schott et al., 2004). The large-scale isopycnal θ distribution (Figure 4) shows that the NEC flows along the frontal zone that separates relatively warm and salty waters of the North Atlantic subtropical gyre from cooler and fresher waters of the equatorial Atlantic Ocean (Figure 4). This frontal zone is known to exhibit strong meanderings and eddy generations (e.g., Aguedjou et al., 2019; Dadou et al., 1996; Schütte et al., 2016). In R2, that extends from north-east Brazil to West Africa between 0°N and 10°N (Figure 6), is found the zonal equatorial dynamics (Figure 1). In this region, strong instabilities are frequently observed, in particular due to the horizontal shear between the nSEC and NECC (Figure 1) (e.g., Aguedjou et al., 2019; Athié & Marin, 2008; Kelly et al., 1995; von Schuckmann et al., 2008; Weisberg & Weingartner, 1988). Finally, subregion R3 includes the NBC retroflexion (Figures 1a and 1b), and is populated by relatively large and energetic eddies whose surface properties (size, amplitude, eddy kinetic energy) exhibit a strong seasonal variability (e.g., Aguedjou et al., 2019).

Figure 7 shows for these three subregions the mean vertical θ' profiles inside newborn AEs and CEs using density coordinates. As already discussed, the three sub-regions show a high number of non-significant anomaly profiles representing 40%–60% of observed eddies (Figure 7, in black).

In R1, ~75% of the new-born eddies (AEs and CEs) having a significant θ' are subsurface eddies (Figures 7a and 7d). Surface AEs (solid lines in Figure 7a) and CEs (solid lines in Figure 7d) are characterized by average θ' of ± 0.5 – 0.7°C between $\sigma_\theta \sim 25.5$ and 26.0 kg m^{-3} . Subsurface AEs (dotted lines in Figure 7a) and CEs (dotted lines in Figure 7d) show maximum anomalies of $\pm 0.4^\circ\text{C}$ between $\sigma_\theta \sim 27 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_\theta \sim 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ except subsurface cold CEs whose mean anomaly of -0.5°C is found between $\sigma_\theta \sim 26$ – 26.5 kg m^{-3} . Interestingly, around 73% (65%, respectively) of these subsurface eddies are cold (warm) for AEs (CEs).

In R2, the surface eddies have strong anomalies of $\pm 0.5^\circ\text{C}$ just below the mixed layer, with the maximum located in the density range of the eastward NECC and the westward nSEC, which carry relatively warm and cold water, respectively (Figures 1 and 4a). In the subsurface layer, similarly to what is observed in R1 with a lower contrast with the surface layer, ~65% of the CEs and ~70% of the AEs that present a significant θ' are of subsurface (Figures 7b and 7e). Around 82% (65%, respectively) of the subsurface sampled AEs (CEs) have cold (warm) anomalies and their maximum anomalies of $\sim \pm 0.3^\circ\text{C}$ are located at $\sigma_\theta \sim 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ (Figures 7b and 7e).

In R3 (Figures 7c and 7f), unlike in the two previous areas, very few newborn eddies were sampled by Argo floats. Moreover ~55% of the AEs and ~65% of the CEs sampled at their generation sites do not exhibit significant θ' . The remaining sampled newborn eddies are characterized by relatively large anomalies, reaching $\pm 1^\circ\text{C}$ for CEs and $\sim \pm 0.7^\circ\text{C}$ for AEs. Note that the relatively small number of sampled eddies is due both to the very few number of Argo floats in R3 and to the reduced size of this area. AEs characterized by positive θ' (red lines in Figure 7c) show anomalies of $\sim 0.5^\circ\text{C}$, observed at $\sigma_\theta = 26 \text{ kg m}^{-3}$ for surface AEs, and $\sigma_\theta = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ for subsurface AEs. Surface CEs predominantly show strong positive and negative anomalies that are maximum at $\sigma_\theta = 25.5 \text{ kg m}^{-3}$ (solid lines in Figure 7). In contrast, subsurface CEs mainly show positive θ' of 0.5°C at the base of the pycnocline or at $\sigma_\theta \sim 27 \text{ kg m}^{-3}$ (dotted lines in Figure 7f). Note that the three profiles classified as cold subsurface CEs (blue dotted line in Figure 7e) are characterized by strong positive anomalies between $\sigma_\theta = 24.5 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_\theta = 26.7 \text{ kg m}^{-3}$ and weak negative anomalies in deeper levels. Integrated in the water column, these deeper negative anomalies, that occupy a thicker layer, prevail and lead to a negative heat content anomaly that explains the classification of these profiles as cold subsurface CEs. In R3, the sampled new-born eddies were mainly formed on the eastern flank of the NBC retroflection (not shown), where relatively strong θ gradients exist. In the subsurface layer, isopycnal mixing of NACW and SACW takes place (e.g., Kirchner et al., 2009).

4. Qualitative Analysis and Discussion

4.1. Eddy Vertical Structure and Potential Implications for Heat and Salt Transports

The first striking result of our analysis, underlined in Figure 6, is that about half of the analyzed eddies have nonsignificant isopycnal θ'/S' at their generation site. The other half is highly dominated by subsurface eddies, with the strongest anomalies within the frontal zone in the Northern Hemisphere. The high number of subsurface eddies obtained in our study have been also previously reported in different areas of the TAO, from both numerical simulations and in-situ data. For instance, in the Canary and Benguela upwelling systems, Pegliasco et al. (2015) estimated that subsurface eddies represent between 40% and 60% of the total number of eddies. Although their analysis was based on depth-coordinates and did not specifically focused on new-born eddies, these authors also showed that 40%–60% of the sampled eddies do not have statistically significant θ'/S' , in agreement with our results. Other studies also revealed the presence and persistence of subsurface structures in various parts of the TAO, in the eastern and western boundary currents regions and in the subtropical gyres (e.g., Amores et al., 2017; Assene et al., 2020; Garraffo et al., 2003; Laxenaire et al., 2020; Schütte et al., 2016). However, as already discussed by Pegliasco et al. (2015), the high number of subsurface eddies could be influenced by a slight sampling bias in Argo data. Indeed, Argo floats drift for 10 days at a nominal parking depth of 500–1,000 m and may therefore be preferentially trapped within subsurface eddies that reach these depths.

In terms of tracer transport, our results would suggest that only half of the analyzed eddies (eddies with significant anomalies) might potentially contribute to the heat and salt transport within the basin. However, the efficiency of the eddies to redistribute heat and salt through isopycnal advection from their formation region strongly depends on the ambient θ/S characteristics at their dissipation sites and whether or not the trapped and transported water-masses exhibit similar properties than the ambient ones. In the same way, other significant processes such as diapycnal mixing along eddy trajectories, local eddy-stirring transport associated with the lateral advection of large-scale thermohaline gradients (e.g., Sun et al., 2019) were not considered in our estimation. Making a precise quantification of the eddy heat/salt transport exceeds the scope of this study. However, it is important to recall that θ'/S' computed in depth-coordinates are largely influenced by the vertical displacement of isopycnal layers and do not reflect the net effect of eddy heat and salt contents that participate to the redistribution of heat and salt in the global ocean. As such, isopycnal coordinates must be considered when evaluating heat/salt transport by eddies.

4.2. Effect of Isopycnal Advection, Friction, and Diapycnal Mixing on the Generation of PV Anomalies

The equation of conservation of momentum and density can be written as

$$\frac{d}{dt}\vec{U} + \vec{f} \times \vec{U} = \frac{\vec{\nabla}P}{\rho_o} - \vec{g} \frac{\rho}{\rho_o} + \vec{F} \quad (1)$$

$$\nabla(\vec{U}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}\rho = \dot{\rho} \quad (3)$$

where $\vec{U} = (u, v, w)$ is the velocity field, \vec{f} is the Earth rotation vector, whose projection on the local vertical axis defines the Coriolis parameter f , P is the pressure, ρ the density of seawater, and ρ_o a mean density, \vec{g} is the gravity, $\frac{d}{dt} = \partial_t + u\partial_x + v\partial_y + w\partial_z$ is the Lagrangian derivative. Finally \vec{F} and $\dot{\rho}$ are nonconservative terms respectively representing frictional effects (acting on momentum) and diapycnal mixing (acting on θ and/or S and finally modifying the particle potential density). As shown by Ertel (1942; see also Assene et al., 2020; Morel et al., 2019; Muller, 2006), we can define a generalized PV as:

$$PV = -(\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \vec{\nabla}Z(\rho) \quad (4)$$

The traditional Ertel PV (obtained with $Z(\rho) = \rho$) is dominated by the signature of the pycnocline, so that the dynamical signal associated with isopycnal variations of PV is difficult to identify. In the following, we will use the rescaled PV, as proposed in Delpech et al. (2020) and Assene et al. (2020), determined by choosing $Z(\rho^*) = z$ for a specific location, where the density profile $\rho^*(z)$ is typical of the stratification of the area. The rescaled PV is close to the quasi-geostrophic PV and scales as a vorticity with a reference PV value at rest close to f . Its evolution equation is (see Muller, 2006):

$$\frac{\partial PV}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \cdot PV + \vec{F} \cdot \vec{\nabla}Z(\rho) + (\vec{\nabla} \times \vec{U} + \vec{f}) \cdot \dot{Z}(\rho)) \quad (5)$$

This equation shows that PV anomalies can be formed by adiabatic displacement of water parcels in a background PV gradient, frictional effects (associated with the forcing term \vec{F}) and diapycnal mixing (associated with the forcing terms $\dot{\rho}$ and $\dot{Z}(\rho) = \partial_\rho Z(\rho)\dot{\rho}$). We assume the modification of PV and θ takes place in water masses of larger scale currents, and that vortices emerging from these currents keep similar characteristics. Figure 8 qualitatively describes the expected effects of the identified three main mechanisms on both the formation of PV and θ anomalies. First, since a water mass has specific isopycnal θ (and S) but generally also PV signatures, the adiabatic displacement of a water mass to a region with different characteristics potentially leads to the generation of eddies whose cores contain both PV and θ anomalies (Figures 8a and 8b). Second, if both diapycnal fluxes $\dot{\rho}$ and frictional effects \vec{F} can generate significant PV anomalies and potentially strong eddies (Figures 8c and 8e) (see Morel et al., 2019 and references therein), only diapycnal fluxes (induced by mixing or atmospheric fluxes) are also associated with a modification of the θ/S properties and the generation of isopycnal θ anomalies (Figures 8c and 8d). It is interesting to notice that interior mixing (Figures 8c and 8d) generates new isopycnal characteristics (green patch in Figure 8d)

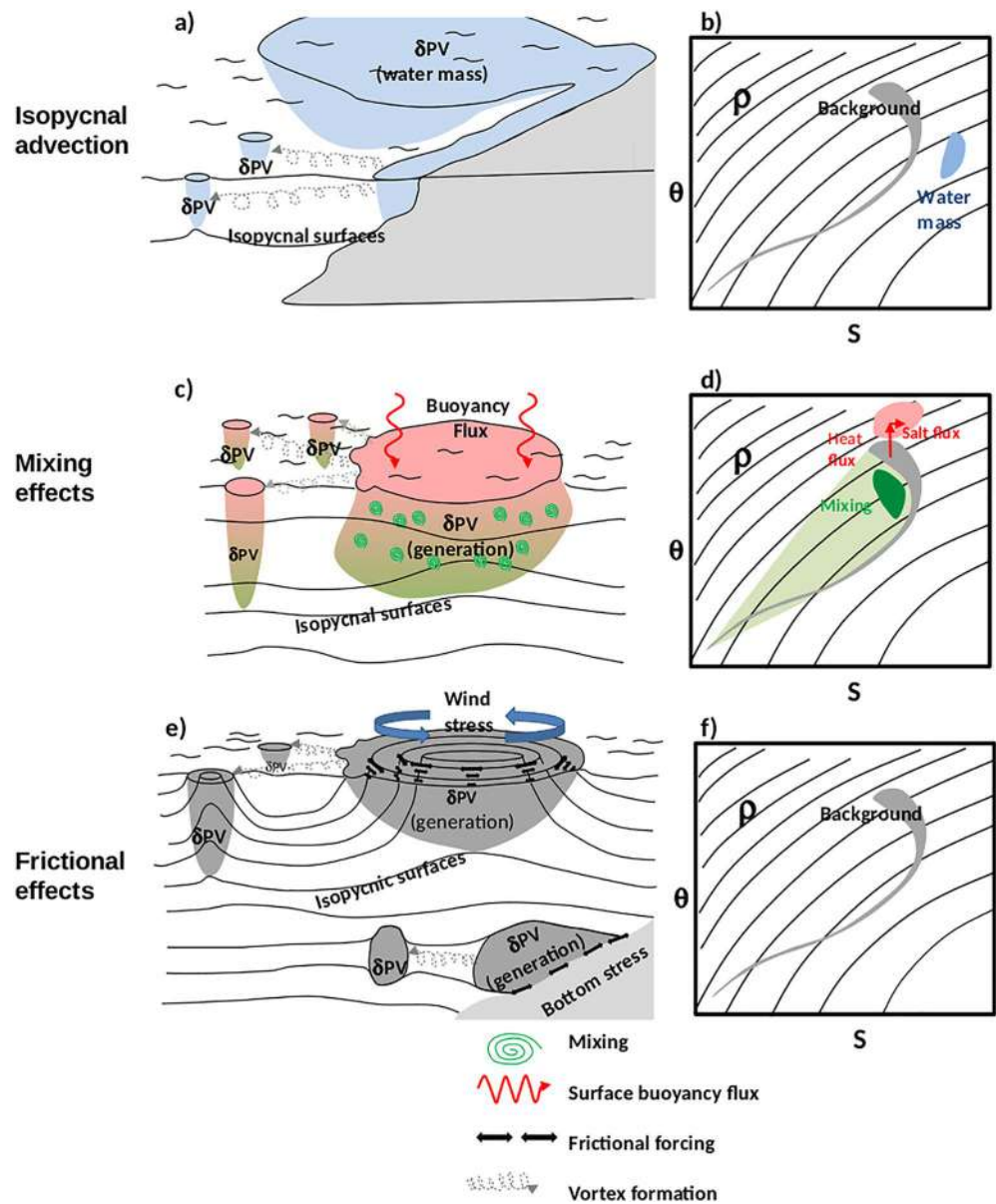


Figure 8. Qualitative analysis of the combined effects of specific mechanisms on the creation of potential vorticity (PV) (left column) and corresponding θ/S diagrams (right column). (a and b) Advection of specific water-mass (in blue) in a region with different PV and θ/S characteristics (in white/black). (c and d) Creation of PV anomalies by diapycnal mixing (green) and atmospheric buoyancy fluxes (red); These mechanisms also create θ/S anomalies. (e and f) Frictional effects associated with surface wind or bottom stress; This mechanism is the only one that does not create θ/S anomalies. θ/S diagrams representative of the background are in black.

that necessarily remain in the convex envelope of the initial background θ/S profile (light green area, see Penney et al., 2020), whereas atmospheric fluxes can substantially alter the initial θ/S properties of waters (red characteristics). In contrast, the frictional term acts on momentum and thus on PV (Figure 8e), but does not affect other tracers, so that no isopycnal θ anomalies are expected (Figure 8f). To conclude, among the mechanisms that can lead to the formation of PV anomalies and eddies, friction is the only one which does not create isopycnal θ anomalies.

If a rigorous evaluation of the PV production rate requires 3D fields, as explained in Assene et al. (2020), we can simplify Equation 5 to estimate order of magnitudes for some terms. First, in a background PV gradient β_{bg} , isopycnal advection of water parcel will generate a PV anomaly

$$\delta PV = \beta_{bg} \delta Y \quad (6)$$

where δY represents the displacement of the fluid parcels along the PV gradient. Similarly, for this adiabatic process, an isopycnal temperature anomaly is created with

$$\delta \theta = \gamma_{bg} \delta Y \quad (7)$$

where γ_{bg} is the background temperature gradient (assumed to be in the same direction as the PV gradient for simplicity).

The effect of diapycnal mixing on PV is controlled by the impermeability theorem (Haynes & McIntyre, 1987). This powerful principle allows to evaluate the modification of PV within a layer subject to diapycnal fluxes. We get (see Haynes & McIntyre, 1987; Morel & McWilliams, 2001)

$$\delta PV = -f \frac{\delta V}{V} \quad (8)$$

where V is the initial volume of the region undergoing mixing and δV is its variation associated with mixing. In contrast, the evolution temperature, in a layer subject to mixing, depends on values of temperature in adjacent layers. It can be roughly estimated considering a volume V of water in a layer, having an initial temperature θ_i mixes with a volume δV of an adjacent layer having a temperature θ_a . The modification of temperature in the initial layer is then:

$$\delta \theta = \frac{\delta V}{V + \delta V} (\theta_a - \theta_i) \quad (9)$$

Finally, the effect of friction is more complicated to evaluate, as it depends on details of the wind or bottom stress structure and stratification close to the boundary but it is known to yield important PV changes too (see Benthuisen & Thomas, 2012; Gula et al., 2015, 2016; Morel et al., 2006; Thomas, 2005), but the frictional forcing term does not modify temperature or salinity.

In order to analyze the effect of these processes, we computed a mean large-scale rescaled PV, calculated using Equation 4, where \bar{U} is the geostrophic velocity field computed from the World Ocean Atlas θ/S climatology (Locarnini et al., 2018; Zweng et al., 2018) with a level of no motion at 1,000 m depth and where the reference profile to define $Z(\rho)$ is chosen at 27°W, 7.5°N, a dynamically less intense area corresponding also to a lower surface density. Figures 9a and 9c show the spatial distribution of the obtained rescaled PV, averaged within both a near-surface ($\sigma_\theta = 25.75\text{--}26.5 \text{ kg m}^{-3}$) and a subsurface layer ($\sigma_\theta = 26.9\text{--}27.4 \text{ kg m}^{-3}$). For each layer, the mean θ distribution is also shown by black contours (Figures 9a and 9c).

In R1, a reservoir of relatively strong (weak, respectively) positive PV, associated with relatively cold (warm) water is observed on the southern (northern) edge of the thermal front in the surface layer (Figure 9a). Thus in this layer, an isopycnal PV advection tends to generate either (a) positive PV anomalies associated with negative θ' , leading to the formation of cold core surface CEs, or (b) negative PV anomalies associated with positive θ' , leading to the generation of warm-core surface AEs. This PV/ θ relationship is better depicted in Figure 9b. In contrast, in R2, maximum positive PV are associated with warmer θ , suggesting that isopycnal advection tends to generate cold AEs and warm CEs in the surface layer of this region (Figures 9a and 9b). In R3, as shown in Figure 9b, the PV/ θ relationship is more complex and not strictly monotonic, suggesting that both warm and cold CEs and AEs can be generated by isopycnal advection, although the general tendency is closer to the R2 region (cold AEs and warm CEs). From Figure 7, we indeed observed a higher number of cold AEs in the surface layer in R2 and R3, representing ~66% of the significant surface eddies.

In R1, the background gradient of PV is $\beta_{bg} \sim 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, similar to the planetary beta (but note the gradient has opposite orientation here). The background gradient of temperature has the same direction and we can estimate $\gamma_{bg} \sim 4 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$. From Equations 6 and 7 we can thus estimate that to create an eddy with significant vorticity and PV anomaly, say $\delta PV \sim \pm 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, by isopycnal advection, fluid parcels must be displaced by $\delta Y \sim 500 \text{ km}$. This yields a temperature anomaly $\delta \theta \sim \pm 2^\circ\text{C}$ (positive for AEs and negative for CEs) which is three to four times the commonly observed anomalies in the area for these types of vortices. Thus, even for vortices whose PV and temperature anomalies are coherent with the background fields and could possibly be generated by isopycnal advection, other processes probably play a role in their generation. Evaluating

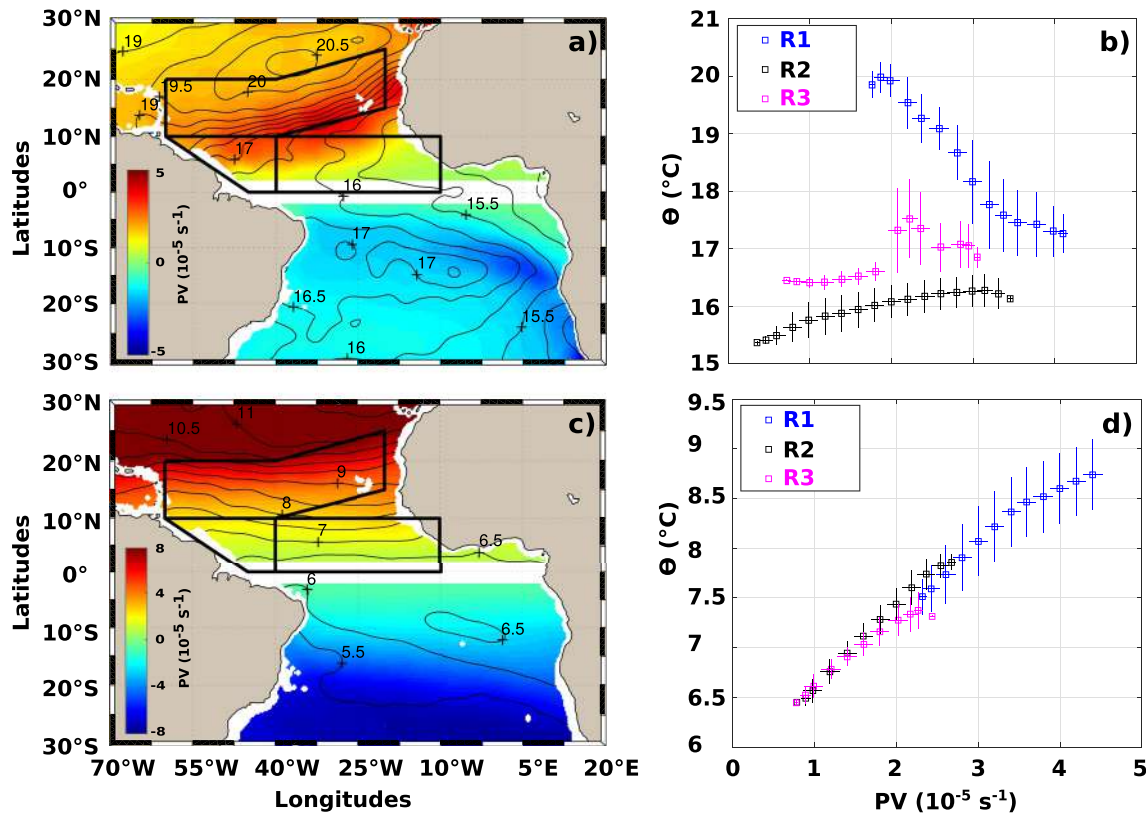


Figure 9. Large-scale rescaled potential vorticity (PV, color shading) and θ (in $^{\circ}\text{C}$, black contours), averaged between (a) $\sigma_{\theta} = 25.75\text{--}26.5 \text{ kg m}^{-3}$ and (c) $\sigma_{\theta} = 26.9\text{--}27.4 \text{ kg m}^{-3}$. Black boxes delimit the R1–R3 subregions. (b and d) PV/ θ relationships in R1–R3 subregions. PV (and corresponding θ) were averaged in intervals of $0.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (dots) and the corresponding standard deviations are indicated by solid lines.

the possible influence of diapycnal mixing of the near surface layer with the deeper subsurface one, Equation 8 shows that a relative increase of volume $\delta V/V \sim 0.25$ is necessary to reach $\delta PV \sim 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (using $f \sim 4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$). Taking a temperature difference of $\theta_1 - \theta_a \sim 5^{\circ}\text{C}$ between adjacent layers, we get $\delta\theta \sim 1^{\circ}\text{C}$, about two times the observed anomalies in the area, so atmospheric fluxes, or other processes, also probably have to be taken into account if diapycnal mixing is to explain the characteristics of observed eddy structures. As mentioned above, it is difficult to evaluate the effect of a frictional term, but this mechanism creates PV anomalies without modifications of the isopycnal temperature, so it cannot explain alone the formation of eddies with significant temperature anomalies. We can conclude that in region R1, in the near surface layer, the PV and temperature structure of most eddies are probably determined by a combination of processes to explain the observed limited temperature anomalies while still leading to significant PV anomaly, and vorticity.

PV/ θ relationships were also examined in the subsurface layer where we note a general northward increase of both the PV and θ (Figure 9c). This distribution, as well as the main PV/ θ relationship shown in Figure 9d, suggests that large-scale isopycnal advection leads to the formation of cold subsurface AEs and warm subsurface CEs in the TAO. Thus, isopycnal advection likely explains the dominance (65%–80% of the subsurface structures) of warm CEs and cold AEs observed from the Argo profiles in R1 and R2 (Figure 7). For other eddies, similar analysis as proposed above can be performed and yield the same conclusions: a combination of processes is necessary to explain some of the observed eddy structures.

Note that the PV (and temperature) structure of eddies without significant isopycnal θ'/S' signature could be explained by frictional effects alone. Since they are present everywhere and represent about half the eddy population, this would suggest that wind and bottom stress are important mechanisms in the transformation of PV and creation of PV anomalies feeding the core of eddies in the TAO. Likewise, it is tempting to argue that friction could also explain the generation of PV anomalies for vortices exhibiting significant but unstructured θ'/S' signature. Note that even a constant wind (with weak Ekman pumping effects) is able to modify

PV along a front (Thomas, 2005), a process that also leads to the destabilization of upwelling currents (Morel et al., 2006), strong modification of Ekman drift (Morel & Thomas, 2009), or the reinforcement of preexisting vortical structures (Holmes et al., 2014). However, this remains hypothetical, and specific combinations of advection and mixing can also be imagined to explain the observed structures. In fact, up to now, we did not find a way to evaluate the influence of friction in the transformation of PV from observations alone.

4.3. Limitations of the Study

Diagnostics proposed in this study remain mostly qualitative, but, to our knowledge, it is the first attempt to analyze the importance of nonconservative effects in the generation of eddies and their associated θ/S and PV properties using only observations. The respective influence of the wind-stress and diapycnal mixing in the formation of vortices can serve as reference for realistic numerical models, for which these processes are parameterized. Given the reasonable number of eddies sampled in this study, the statistics calculated here are thought to be significant, but could obviously be refined in the future, when more observations become available.

Although our classification of significant versus nonsignificant θ/S' is robust, it is important to point out some limitations of our diagnostics. First, the fact that eddies must be sampled at their generation (± 200 km) sites strongly reduces the number of analyzed eddies.

Second, some of Argo profiles classified as outside eddy profiles might have sampled vortices, which were not detectable by altimetry, as it has been highlighted by previous studies (e.g., Assene et al., 2020; Garraffo et al., 2003). The isopycnal θ climatology, obtained from profiles supposedly acquired outside eddies and used to evaluate eddy anomalies could be slightly spoiled by this effect. However, given the very large number of Argo profiles available, we believe this remains marginal.

Third, the exact location, relative to the eddy-centers, of Argo floats that surfaced within eddies were not considered when calculating the eddy θ/S' (Figure 2d). However, both theoretically and practically, Argo vertical profiles are on average acquired at a distance of $2/3$ of the equivalent eddy radius from the eddy center (e.g., Chaigneau & Pizarro, 2005; Pegliasco et al., 2015, Figure 2d). Although it may slightly impact our results, eddy cores can generally be considered as homogeneous in θ/S and the general discussion on the mechanisms involved in the generation of θ/S' , that shape the whole eddy structure from the eddy center to the eddy edge, remains valid.

Fourth, in Figure 8, we assumed the PV and θ characteristics of eddies are determined by the properties of the water-mass forming their cores, so the generation process itself is adiabatic (such as baroclinic/barotropic instabilities, overshoot of a current at a cape, ...). Friction or mixing could act during the formation process, and we can even imagine that they directly create eddies. This is the case for the formation of eddies by local wind or bottom stress in the lee of islands (e.g., Ioannou et al., 2020; Pullen et al., 2008) or local convection (McWilliams, 1985). However, we think these events do not modify our interpretation as even at local scales advection, friction or mixing have the same qualitative effects on PV and θ/S' . One may also wonder how the complex eddy dynamics, characterized by frequently observed merging or splitting events, may influence our results. In our study, which focused on the eddy isopycnal structure close to the eddy generation sites, only splitting events can be problematic because the eddy tracking algorithm considers that a new eddy is formed at the separation site of the parent trajectory (e.g., Laxenaire et al., 2018; Pegliasco et al., 2015). However, among the $\sim 3,700$ new-born eddies sampled by Argo floats in the TAO, only ~ 590 (16%) were associated with splitting events. Excluding these eddies from the analyses did not alter the main results and conclusions drawn in this study. However, this point could deserve special consideration in future investigations.

Fifth, although satellite altimetry has been proven to be an efficient approach to identify and track subsurface eddies (e.g., Ciani et al., 2017), the exact position of the birth location of subsurface eddies could be slightly biased using altimeter data. Indeed, subsurface eddies do not necessarily have a clear signature on sea surface height which prevents their identification in altimetry maps (e.g., Assene et al., 2020). Therefore, in our study, some subsurface eddies could have been formed a few days/weeks before being detected by altimetry. However, quantifying such biases is not possible without using three-dimensional numerical simulations (e.g., Ciani et al., 2017), what is beyond the scope of the present study.

Sixth, we argued that the effect of a frictional forcing term \bar{F} (Equation 1) on PV modification (Equation 5) is difficult to assess. An additional difficulty is that frictional processes are generally also accompanied with diapycnal mixing. This is indeed generally the case for the wind stress, which can thus be expected to lead to modification of θ/S too. However, strong mixing is usually associated with convection generated by atmospheric heat fluxes, or strong vertical shear in ocean currents. Without such strong preconditioning, diapycnal mixing associated with the wind or bottom stress is expected to be weak, with θ'/S' remaining nonsignificant.

Finally, Classification of eddies with significant versus nonsignificant temperature anomalies relies on thresholds defined according to the local background variability and computed from Argo profiles that surfaced outside eddies (Appendix A2). This variability represents the typical anomaly a particle can get when displaced adiabatically over a typical vortex diameter. Thus a vortex whose core has an isopycnal θ' below the threshold must have gained its PV anomaly from processes that do not significantly alter the local water masses, which is typical of friction. We used the 80th percentile of this variability to define θ' threshold, since the isopycnal θ' profiles are distinguishably different from those of eddies with significant θ' (see Figures 5d–5f, and 7). The number of identified eddies obviously depend on the choice of the percentile but the proportion of eddies with non-significant θ' remains important as long as the chosen percentile remains reasonable (the proportion is still 40% when choosing the 70th percentile, it reaches 70% when choosing the 90th percentile). Likewise, results are also sensitive the confidence level chosen for the performed Student's t -test. Indeed, the more we decrease the confidence level of the Student's t -test, the more we increase the number of significant anomalies.

5. Summary and Perspectives

Combining 18 years of satellite altimetry and θ/S data acquired by Argo floats in the TAO, we first showed that isopycnal θ'/S' can strongly differ from the ones obtained using depth coordinates. Indeed, although AE (CE, respectively) mostly induced positive (negative) θ'/S' in depth coordinates, both AE and CE can exhibit positive, negative, or nonsignificant isopycnal θ'/S' . We then focused on the vertical structure of eddies close to their generation site, to investigate the proportion and distribution of newborn eddies and found that half of the total analyzed new-born eddies in the TAO are characterized by nonsignificant θ' . In contrast, the second half, composed of 70% of subsurface, and of 30% of near-surface eddies, likely involve diapycnal mixing and/or lateral advection. As a consequence, in terms of tracer transport, our results would suggest that eddies that are generated with a significant θ'/S' mostly contribute to heat and salt transport in the TAO.

Refined diagnostics in three selected subregions in the northern TAO, were proposed. Along the frontal zone and in the northern equatorial subregions, the mean vertical structure of eddies is dominated by subsurface eddies with maximum anomalies reaching up to $\pm 0.5^\circ\text{C}$ mostly found between $\sigma_\theta = 27$ and 27.2 kg m^{-3} isopycnal layers. For these subsurface eddies, $\sim 75\%$ of AEs exhibit a negative maximum θ' whereas $\sim 65\%$ of CEs maximum θ' are positive. In the third subregion, within the NBC retroreflection, results are questionable because of the reduced number of eddies sampled by Argo profiles at their generation sites.

We then proposed qualitative diagnostics based on the links between θ'/S' and PV anomalies under the influence of isopycnal advection, friction or diapycnal mixing. For eddies with significant anomalies, in the surface layer, PV/θ relationships suggest that isopycnal water-mass advection can explain the generation of PV anomalies of cold core AEs observed in R2 and R3 areas. In contrast, in R1, isopycnal advection would preferentially lead to the generation of cold core CEs and warm AEs. But observations show no preference in θ' . Thus isopycnal advection alone cannot explain our diagnostics and, to modify PV or θ'/S' structures of water masses, other processes must be involved too. Both the wind-stress or diapycnal mixing can explain the observations and, even though we think friction is probably a key process to explain the observed characteristics, it seems difficult to prove that one process is more important than the other. Additional diagnostics can be imagined to further analyze the relative influence of each process. For instance, friction associated with the wind stress is probably sensitive to the position of the ITCZ in the studied region, leading to weaker stress in summer in R1, when the ITCZ migrates from the equator to this region. Preliminary analysis has shown that the production rate of eddies with non-significant θ'/S' drastically drops during summer, which could be a sign that friction is indeed a major mechanism for the generation of PV and

vortices in this region. However, this drop also exists for some other vortex types, and the atmospheric heat fluxes also vary seasonally, so the interpretation is not easy and deeper analyses are necessary before concluding. In the subsurface-layer, water-mass advection is also suggested to explain the formation of PV anomalies of warm (cold, respectively) core CEs (AEs) especially in R1 and R2, which indeed corresponds to the distribution dominantly observed.

As far as perspectives are concerned, this study provide a new diagnostics that can be useful for numerical models. As mentioned above, frictional and diapycnal mixing effects are parameterized in the models, and thus imperfectly represented. Given the qualitative link between these processes and the transformation of both PV and isopycnal θ'/S' fields, combined diagnostics involving isopycnal θ'/S' and vorticity of eddies is thus challenging for numerical results. In particular, since a major fraction of the observed eddies are associated with nonsignificant θ/S anomalies, frictional effects are thought to play a major role in the generation of their PV structure. Parameterizations of frictional effects are very difficult to evaluate and remain one of the Achilles's heel of circulation models at mesoscale. The proposed diagnostics can thus be very useful to compare different parameterizations. Further, it would be interesting to combine isopycnal θ/S structures with trajectories to infer the long term behavior of specific long-lived eddies, having been sampled at different times by Argo floats, to analyze the evolution of their heat/salt contents. The present general approach can also be applied to other regions to infer the relative contribution of friction and diapycnal mixing or isopycnal advection in the PV sources forming the core of eddies, using only observations, particularly in energetic areas such as the Gulf Stream and Kuroshio or in specific regions where wind-stress curl lead to the eddy generation (Canary, Ierapetra, etc.). Finally, when a significant number of Argo floats will be equipped with biogeochemical sensors (dissolved oxygen, nutrients, chlorophyll-a, ...), it will be very interesting to evaluate if there exists some structuring in the transport of biogeochemical tracers by AEs and CEs, in particular in the TAO. Indeed, combining different tracers with different sources and sinks can help to more precisely identify the physical mechanisms responsible for the transformation of the water characteristics, including their PV.

Appendix A: Determination of the Significance of Eddy Temperature Anomalies

A1. Weighted Arithmetic Means

Isopycnal θ'/S' were computed for each Argo profile acquired within a newborn eddy by removing a local climatological profile representative of the large-scale background, also computed on density coordinates. These local climatological profiles (\bar{P}) were obtained by weighted arithmetic means of all the available profiles (P_i) acquired outside eddies, within a radius of 200 km and separated by less than ± 30 days (independently of the year) from the date of the considered profile. Weighted arithmetic mean profiles (\bar{P}) were computed by Equation A1:

$$\bar{P} = \frac{1}{\sum \Omega_i(r_i, t_i)} \sum \Omega_i(r_i, t_i) \cdot P_i(\rho) \quad (\text{A1})$$

where Ω_i are the weights, assigned to each profile, which depend on the distance (r_i) and time (t_i) of the profile P_i (outside eddies) from the considered profile (located inside the eddy):

$$\Omega_i(r_i, t_i) = e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{r_i}{\Delta R} \right)^2 + \left(\frac{t_i}{\Delta t} \right)^2 \right]} \quad (\text{A2})$$

where $\Delta R = 100$ km and $\Delta t = 15$ days are the typical length and time scales. The choice of ΔR and Δt does not significantly alters \bar{P} and the results presented in the study.

A2. Temperature Anomaly Threshold

In order to determine whether θ'/S' obtained within newborn eddies are significant or not, a climatology of monthly isopycnal θ' thresholds was computed on a $1^\circ \times 1^\circ$ longitude/latitude grid within surface and subsurface layers. The surface layer extends from the base of the mixed layer to the base of the seasonal pycnocline and the subsurface layer extends from the base of the pycnocline to the deepest isopycnal level (Figure A1). As in de Boyer Montégut et al. (2004), the mixed layer depth was defined as the depth where

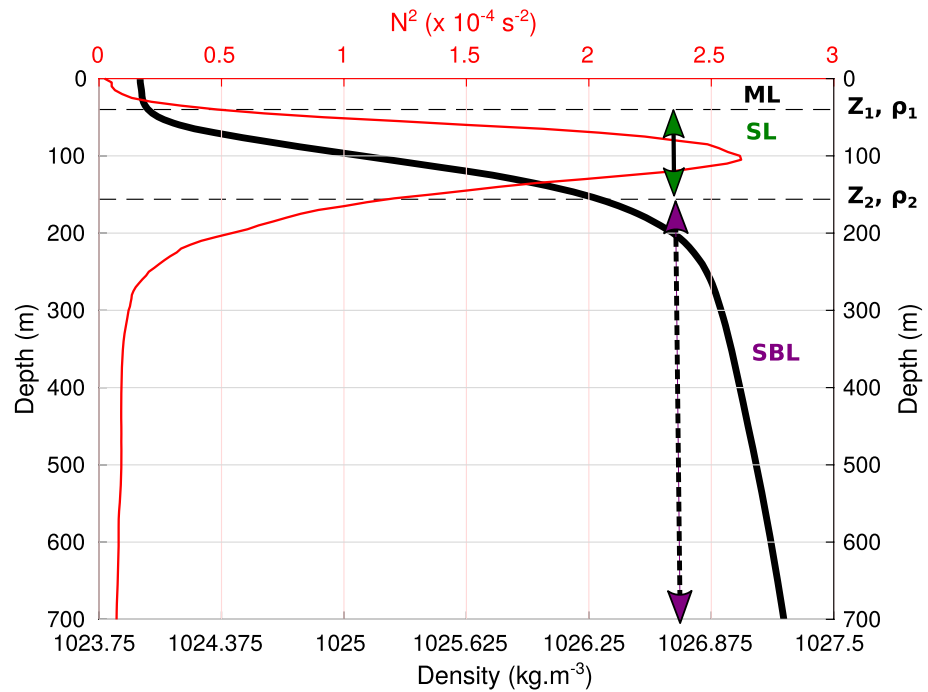


Figure A1. Mean density (black curve) and square buoyancy frequency (N^2 , red curve) profiles at a given grid location showing the mixed (ML), surface (SL), and subsurface (SBL) layers. (Z_1, ρ_1) and (Z_2, ρ_2) are the mixed layer and the base of the pycnocline depths and densities.

the density increased by 0.03 kg m^{-3} from its value at 10 m depth. The reference depth was chosen at 10 m in order to avoid the strong diurnal cycle that occurs in the first few meters of the ocean (de Boyer Montégut et al., 2004). The base of the pycnocline was determined as the depth of fluid layer possessing one half of the maximum of the squared buoyancy frequency (see Cheng & Hsu, 2014). The square buoyancy is defined as:

$$N^2 = \frac{-g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \quad (\text{A3})$$

where g , ρ , and z , are gravity, density, and depth, respectively.

Typically, the surface layer extends from $\sigma_\theta \sim 22 \text{ kg m}^{-3}$ to $\sigma_\theta \sim 26 \text{ kg m}^{-3}$ density layers in equatorial regions (15°N – 15°S), and from $\sigma_\theta \sim 25 \text{ kg m}^{-3}$ to $\sigma_\theta \sim 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ at midlatitudes (15° – 30°). In both areas, the subsurface layer extend from the base of the surface layer to $\sigma_\theta \sim 27.5 \text{ kg m}^{-3}$. In both the surface and subsurface layers (Figure A1), the monthly climatological θ' thresholds were computed at each grid point as follows: first, we selected all the profiles within 200 km around the grid point, that surfaced outside eddies during the corresponding month (regardless of the year). Second, we computed for each profile, the square root of the quadratic mean of θ' integrated over the layer thickness using Equation A4.

$$M_1 = \sqrt{\frac{1}{\sum h(\rho_i)} \sum h(\rho_i) \cdot (\theta'(\rho_i))^2} \quad (\text{A4})$$

where $h(\rho_i)$ and $\theta'(\rho_i)$ are the thickness and the θ' of the isopycnal layer ρ_i . Third, we retained the 80th percentile of M_1 values as the monthly θ' threshold at the considered gridpoint. This percentile was carefully chosen after a sensitivity study and is considered as significantly different from noise. For accuracy reasons, at least 30 monthly profiles are required around the grid-point to compute the threshold. Figures A2 and A3 show the monthly θ' threshold distributions for the surface and subsurface layers. Note the relatively high θ' threshold within the frontal zone throughout the year in both layers. No strong seasonality was observed, except a slight increase of the θ' threshold value in February in the surface layer (Figure A2).

Isopycnal θ' observed in an eddy is considered as significant if its M_1 values in surface and/or subsurface are higher than the corresponding thresholds shown in Figures A2 and A3. In contrast, if M_1 values in the eddy

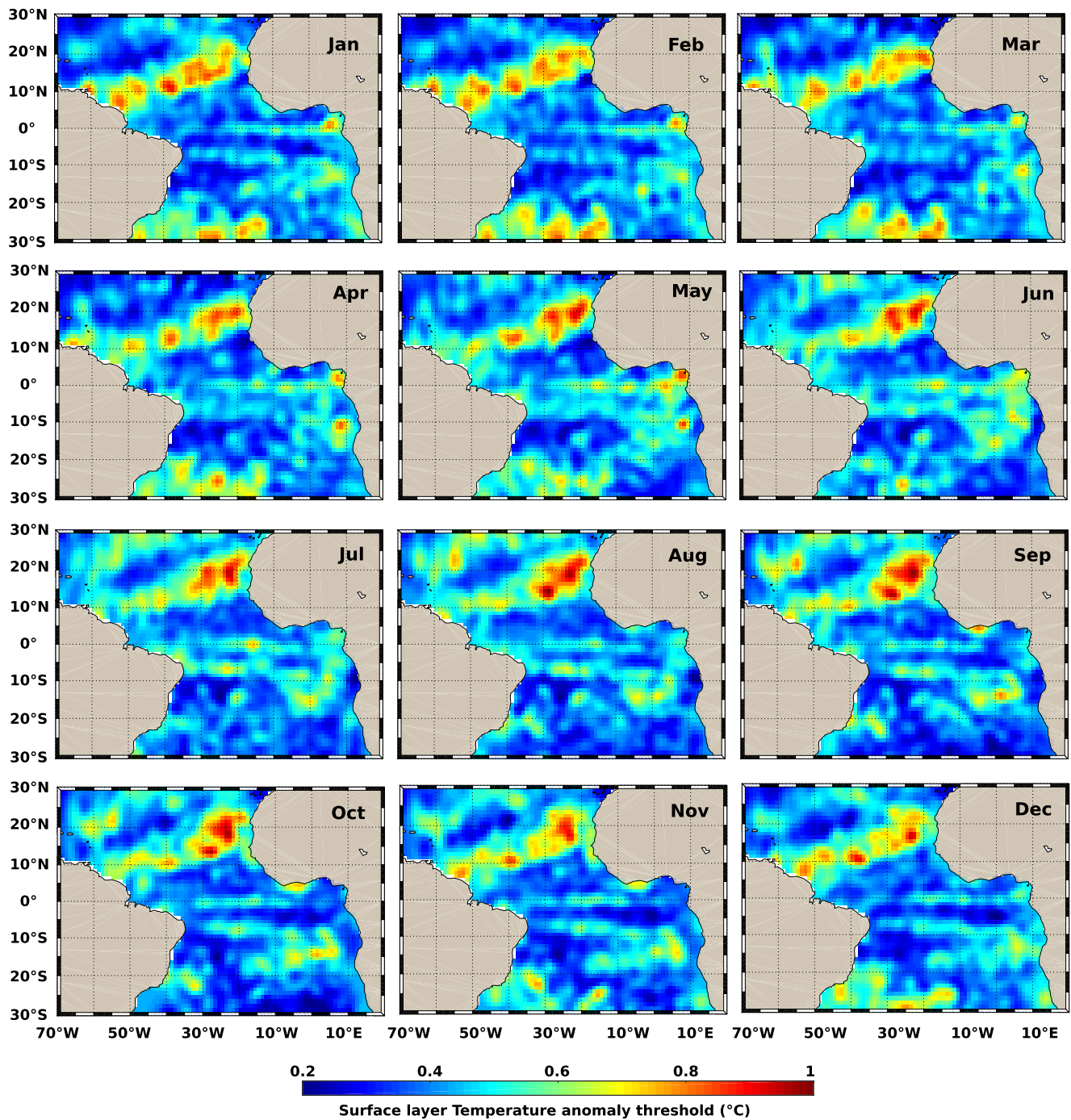


Figure A2. Monthly mean of the temperature anomaly threshold within the surface layer.

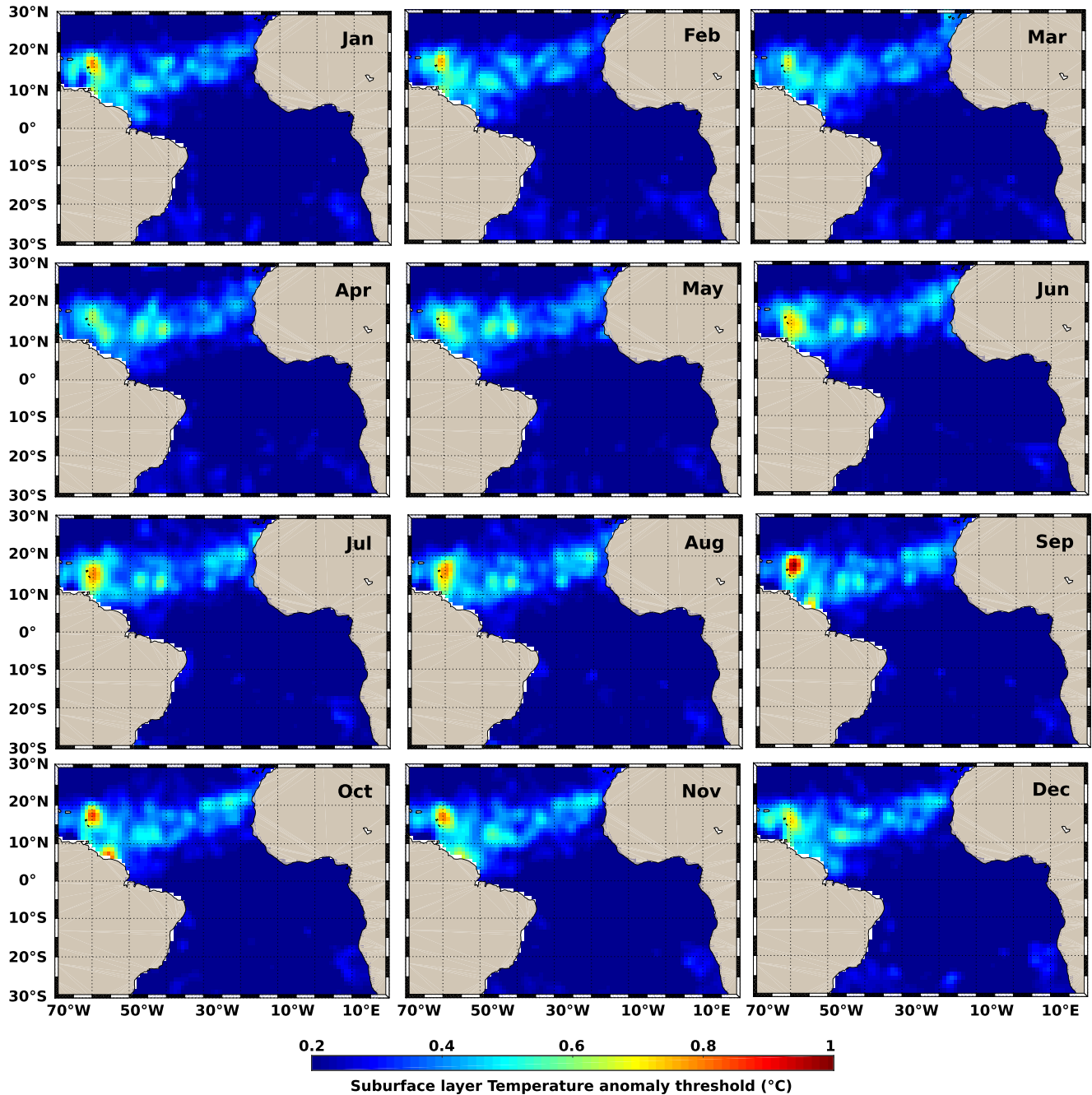


Figure A3. Monthly mean of the temperature anomaly threshold within the subsurface layer.

are lower than the corresponding thresholds in both the surface and subsurface layers, eddy anomalies are classified as nonsignificant. When an anomaly is significant in a given layer, its sign is given by that of the mean θ' computed over the layer, as follow:

$$M_2 = \frac{1}{\sum h(\rho_i)} \sum h(\rho_i) \cdot (\theta'(\rho_i)) \quad (\text{A5})$$

A similar method was used by Itoh and Yasuda (2010) to identify warm and cold eddies in the northwestern Pacific ocean.

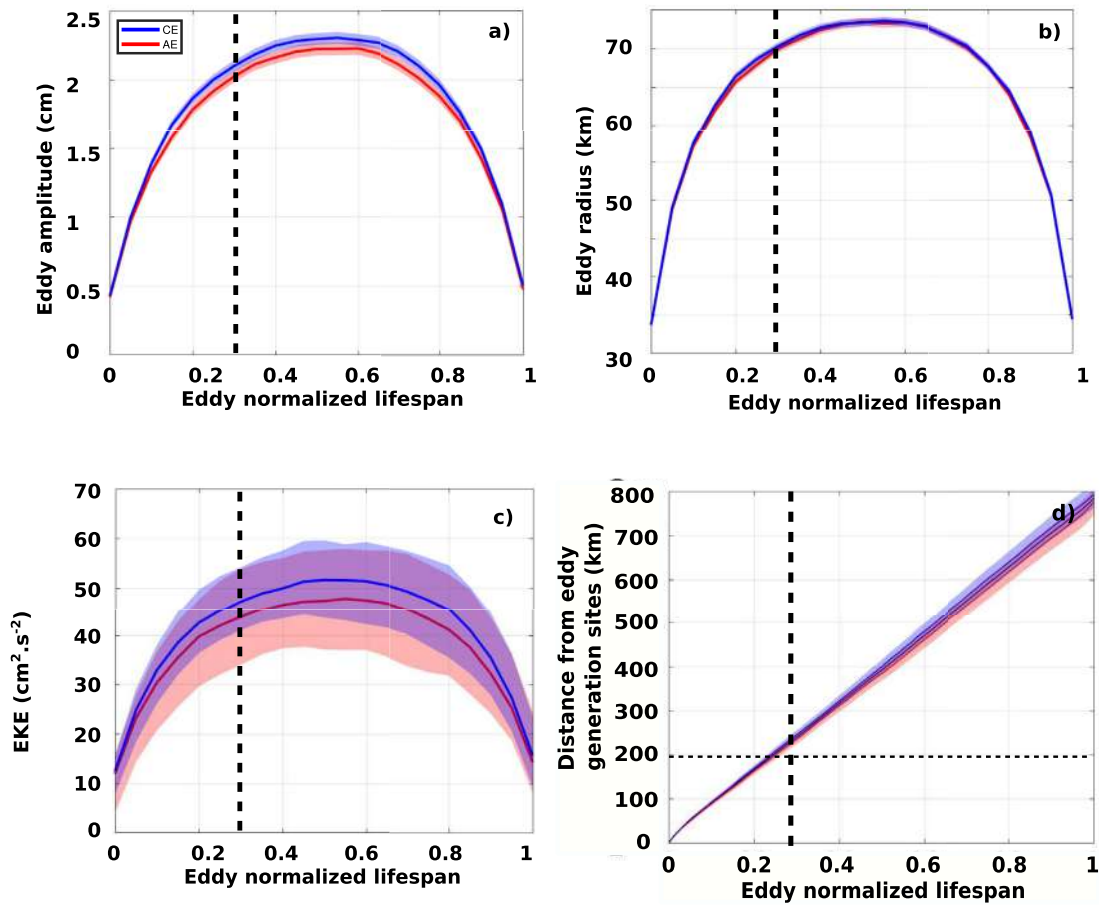


Figure A4. Mean eddy (a) amplitude, (b) radius, (c) kinetic energy (EKE), and (d) propagation distance as a function of normalized lifespan. Vertical dashed lines delimit the eddy growth phase from the mature phase, and correspond to 30% of eddy lifespan and the horizontal dashed line indicates the 200 km distance. Shading areas correspond to standard errors around the mean.

A3. Mean Eddy Dynamic Properties

The mean evolution of the study eddy properties (amplitude, radius, and kinetic energy), similarly to what has been already observed by several observational (e.g., Aguedjou et al., 2019; Pegliasco et al., 2015; Sun et al., 2018) and numerical (Kurian et al., 2011) studies, follows three main phases during eddy life-cycle: the growth phase, the maturity phase and the decaying phase (Figures A4a–A4c). The first 20%–30% of eddy lifespan represents eddy growth phase during which eddy properties strongly increase, whereas the maturity phase corresponds to a plateau-like evolution of the mean properties representing 20%–30% to ~80% of eddy lifespan. The decaying phase is the last phase of eddy life-cycle during which eddy properties decrease rapidly. During the growth phase, TAO eddies travel on average over 200 km (Figure A4d).

Data Availability Statement

Gridded altimetry data were produced by SSALTO/DUACS and distributed by the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (<http://marine.copernicus.eu/>) and Argo data were collected and made freely available by the Coriolis project and programs that contribute to it (<http://www.coriolis.eu.org>).

Acknowledgments

This work was supported by the Alti-ETAO project founded by the French National Center for Space Studies (CNES) through the Ocean Surface Topography Science Team (OSTST) and supported by the French National Institute of Sciences of the Universe (INSU/CNRS). This work is also a contribution to the junior team “SAFUME” (JEAI-SAFUME) associated with the French National Research Institute for Development (IRD) and to the EU H2020 TRIATLAS project under grant agreement 817578. M. Aguedjou was supported by a PhD fellowship from the IRD and the Cultural Action and Cooperation Service (SCAC) of the French Embassy in Benin. The authors sincerely thank the three anonymous reviewers for their constructive criticism and comments, which greatly improved the quality of this study.

References

Aguedjou, H. M. A., Dadou, I., Chaigneau, A., Morel, Y., & Alory, G. (2019). Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and their seasonal variability. *Geophysical Research Letters*, *46*, 12156–12164. <https://doi.org/10.1029/2019GL083925>

Akuetevei, C. Q. C., & Wirth, A. (2015). Dynamics of turbulent western-boundary currents at low latitude in a shallow-water model. *Ocean Science*, *11*, 471–481. <https://doi.org/10.5194/os-11-471-2015>

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. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *122*(1), 23–41. <https://doi.org/10.1002/2016jc012256>

Aristégui, J., Sangra, P., Hernandez-Leon, S., Canton, M., Hernandez-Guerra, A., & Kerling, J. L. (1994). Island-induced eddies in the Canary Islands. *Deep-Sea Research Part I Oceanographic Research Papers*, *41*(10), 1509–1525. [https://doi.org/10.1016/0967-0637\(94\)90058-2](https://doi.org/10.1016/0967-0637(94)90058-2)

Assassi, C., Morel, Y., Vandermeirsch, F., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Morrow, R., et al. (2016). An index to distinguish surface- and subsurface-intensified vortices from surface observations. *Journal of Physical Oceanography*, *46*(8), 2529–2552. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0122.1>

Assene, F., Morel, Y., Delpech, A., Aguedjou, M., Jouanno, J., Cravatte, S., et al. (2020). From mixing to the large scale circulation: How the inverse cascade is involved in the formation of the subsurface currents in the Gulf of Guinea. *Fluid*, *5*(3), 147. <https://doi.org/10.3390/fluids5030147>

Athié, G., & Marin, F. (2008). Cross-equatorial structure and temporal modulation of intraseasonal variability at the surface of the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, *113*, C08020. <https://doi.org/10.1029/2007jc004332>

Benthuyssen, J., & Thomas, L. (2012). Friction and diapycnal mixing at a slope: Boundary control of potential vorticity. *Journal of Physical Oceanography*, *42*, 1509–1523. <https://doi.org/10.1175/jpo-d-11-0130.1>

Bourlès, B., Gouriou, Y., & Chuchla, R. (1999). On the circulation in the upper layer of the western equatorial Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, *104*, 21151–21170. <https://doi.org/10.1029/1999jc900058>

Carton, J. A., Cao, X., Giese, B. S., & da Silva, A. M. (1996). Decadal and interannual SST variability in the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, *26*, 1165–1175. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1996\)026<1165:daisvi>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1996)026<1165:daisvi>2.0.co;2)

Castelao, R. M. (2014). Mesoscale eddies in the South Atlantic Bight and the Gulf Stream Recirculation region: Vertical structure. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *119*, 2048–2065. <https://doi.org/10.1002/2014jc009796>

Chaigneau, A., Eldin, G., & Dewitte, B. (2009). Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). *Progress in Oceanography*, *83*(1–4), 117–123. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2009.07.012>

Chaigneau, A., Gizolme, A., & Grados, C. (2008). Mesoscale eddies off Peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns. *Progress in Oceanography*, *79*(2–4), 106–119. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2008.10.013>

Chaigneau, A., Le Texier, A., Eldin, G., Grados, C., & Pizarro, O. (2011). Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats. *Journal of Geophysical Research*, *116*(C11). <https://doi.org/10.1029/2011jc007134>

Chaigneau, A., & Pizarro, O. (2005). Eddy characteristics in the eastern South Pacific. *Journal of Geophysical Research*, *110*, C06005. <https://doi.org/10.1029/2004jc002815>

Charney, J. G., & Stern, M. E. (1962). On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *19*(2), 1591–1621. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1962\)019<0159:otsoib>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1962)019<0159:otsoib>2.0.co;2)

Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, *91*(2), 167–216. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>

Chen, X., Li, H., & CaoChen, C. G. (2021). Eddy-induced pycnocline depth displacement over the global ocean. *Journal of Marine Systems*, *221*, 103577. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2021.103577>

Cheng, M.-H., & Hsu, J. R.-C. (2014). Effects of varying pycnocline thickness on interfacial wave generation and propagation. *Ocean Engineering*, *88*, 34–45. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2014.05.018>

Ciani, D., Carton, X., Aguiar, A. B., Peliz, A., Bashmachnikov, I., Jenna, F., et al. (2017). Surface signature of Mediterranean water eddies in a long-term high-resolution simulation. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, *130*, 12–29. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.10.001>

Da-Allada, Y. C., Jouanno, J., Gaillard, F., Kolodziejczyk, N., Maes, C., Reul, N., et al. (2017). Importance of the Equatorial Undercurrent on the sea surface salinity in the eastern equatorial Atlantic in boreal spring. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *122*, 521–538. <https://doi.org/10.1002/2016jc012342>

Dadou, I., Garçon, V., Andersen, V., Flierl, G. R., & Davis, C. S. (1996). Impact of the North Equatorial Current meandering on a pelagic ecosystem: A modeling approach. *Journal of Marine Research*, *54*, 311–342. <https://doi.org/10.1357/0022240963213411>

D’Asaro, E. A. (1988). Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *93*(C6), 6685–6693.

de Boyer Montégut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., & Iudicone, D. (2004). Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *Journal of Geophysical Research*, *109*, C12003. <https://doi.org/10.1029/2004JC002378>

Delpech, A., Cravatte, S., Marin, F., MorelGronchi, Y. E., & Kestenare, E. (2020). Observed tracer fields structuration by middepth zonal jets in the tropical Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, *50*, 281–304. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0132.1>

Ducet, N., Le Traon, P.-Y., & Reverdun, G. (2000). Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *Journal of Geophysical Research*, *105*(C819), 19477–19498. <https://doi.org/10.1029/2000jc900063>

Emery, W. J. (2003). Water types and water masses. *Ocean circulation* (pp. 1556–1567). Elsevier Sci. <https://doi.org/10.1016/b0-12-227090-8/00279-7>

Emery, W. J., & Meincke, J. (1986). Global water masses: Summary and review. *Oceanologica Acta*, *9*(4), 344–383.

Ertel, H. (1942). On hydrodynamic eddy theorems. *Physikalische Zeitschrift*, *43*, 526–529.

Foltz, G. R., Brandt, P., Richter, I., Rodriguez-Fonseca, B., Hernandez, F., Dengler, M., et al. (2019). The tropical Atlantic observing system. *Frontiers in Marine Science*, *6*, 206. <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00206>

Garraffo, Z. D., Johns, W. E., Chassignet, E. P., & Goni, G. J. (2003). North Brazil Current rings and transport of southern waters in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic. In G. J. Goni, & P. Malanotte-Rizzoli (Eds.), *Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean. Elsevier oceanographic series* (pp. 375–409). Elsevier. [https://doi.org/10.1016/s0422-9894\(03\)80155-1](https://doi.org/10.1016/s0422-9894(03)80155-1)

Gaube, P., Mcgillcuddy, D. J., Chelton, D. B., Behrenfeld, M. J., & Strutton, P. G. (2014). Regional variations in the influence of mesoscale eddies on near-surface chlorophyll. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *119*(12), 8195–8220. <https://doi.org/10.1002/2014jc010111>

Gentemann, C. L., Minnett, P. J., Le Borgne, P., & Merchant, C. J. (2008). Multi-satellite measurements of large diurnal warming events. *Geophysical Research Letters*, *35*, L22602. <https://doi.org/10.1029/2008GL035730>

- Guemas, V., Salas-Méla, D., Kageyama, M., Giordani, H., & Voltaire, A. (2011). Impact of the ocean mixed layer diurnal variations on the intraseasonal variability of Sea Surface Temperatures in the Atlantic Ocean. *Journal of Climate*, 24(12), 2889–2914. <https://doi.org/10.1175/2010JCLI3660.1>
- Gula, J., Molemaker, M., & McWilliams, J. (2015). Topographic vorticity generation, submesoscale instability and vortex street formation in the Gulf Stream. *Geophysical Research Letters*, 42, 4054–4062. <https://doi.org/10.1002/2015gl063731>
- Gula, J., Molemaker, M., & McWilliams, J. (2016). Topographic generation of submesoscale centrifugal instability and energy dissipation. *Nature Communications*, 7, 12811. <https://doi.org/10.1038/ncomms12811>
- Haynes, P., & McIntyre, M. (1987). On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(5), 828–841. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1987\)044<0828:oteova>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1987)044<0828:oteova>2.0.co;2)
- Haynes, P., & McIntyre, M. (1990). On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(16), 2021–2031. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1990\)047<2021:otcait>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1990)047<2021:otcait>2.0.co;2)
- Herbette, S., Morel, Y., & Arhan, M. (2003). Erosion of a surface vortex by a seamount. *Journal of Physical Oceanography*, 33, 1664–1679. <https://doi.org/10.1175/2382.1>
- Herbette, S., Morel, Y., & Arhan, M. (2004). Subduction of a Surface vortex under an outcropping front. *Journal of Physical Oceanography*, 34, 1610–1627. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2004\)034<1610:soasvu>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2004)034<1610:soasvu>2.0.co;2)
- Holmes, R. M., & Thomas, L. N. (2016). Modulation of tropical instability wave intensity by equatorial Kelvin waves. *Journal of Physical Oceanography*, 46, 2623–2643. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-16-0064.1>
- Holmes, R. M., Thomas, L. N., Thompson, L., & Darr, D. (2014). Potential vorticity dynamics of tropical instability vortices. *Journal of Physical Oceanography*, 44, 995–1011. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0157.1>
- Hormann, V., & Brandt, P. (2007). Atlantic equatorial undercurrent and associated cold tongue variability. *Journal of Geophysical Research*, 112, C06017. <https://doi.org/10.1029/2006JC003931>
- Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., & Robertson, A. W. (1985). On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111, 877–946.
- Ioannou, A., Stegner, A., Dumas, F., & Le Vu, B. (2020). Three-dimensional evolution of mesoscale anticyclones in the Lee of Crete. *Frontiers in Marine Science*, 7, 1019. <https://doi.org/10.3389/fmars.2020.609156>
- Itoh, S., & Yasuda, I. (2010). Water mass structure of warm and cold anticyclonic eddies in the western boundary region of the Subarctic North Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 40(12), 2624–2642. <https://doi.org/10.1175/2010jpo4475.1>
- Kelly, B., Meyers, S., & O'Brien, J. (1995). On a generating mechanism for Yanai waves and the 25-day oscillation. *Journal of Geophysical Research*, 100, 10589–10612. <https://doi.org/10.1029/94jc02911>
- Keppler, L., Cravatte, S., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Gourdeau, L., & Singh, A. (2018). Observed characteristics and vertical structure of mesoscale eddies in the southwest tropical Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(4), 2731–2756. <https://doi.org/10.1002/2017jc013712>
- Kirchner, K., Rhein, M., Hüttl-Kabus, S., & Böning, C. W. (2009). On the spreading of South Atlantic Water into the northern hemisphere. *Journal of Geophysical Research*, 114, C05019. <https://doi.org/10.1029/2008jc005165>
- Kolodziejczyk, N., Bourlès, B., Marin, F., Grelet, J., & Chuchla, R. (2009). Seasonal variability of the Equatorial Undercurrent at 10°W as inferred from recent in situ observations. *Journal of Geophysical Research*, 114, C06014. <https://doi.org/10.1029/2008JC004976>
- Kurian, J., Colas, F., Capet, X., McWilliams, J. C., & Chelton, D. B. (2011). Eddy properties in the California Current System. *Journal of Geophysical Research*, 116, C08027. <https://doi.org/10.1029/2010JC006895>
- Laxenaire, R., Speich, S., Blanke, B., Chaigneau, A., Pegliasco, C., & Stegner, A. (2018). Anticyclonic eddies connecting the western boundaries of Indian and Atlantic Oceans. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(11), 7651–7677. <https://doi.org/10.1029/2018jc014270>
- Laxenaire, R., Speich, S., & Stegner, A. (2020). Agulhas ring heat content and transport in the South Atlantic estimated by combining satellite altimetry and Argo profiling floats data. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125, e2019JC015511. <https://doi.org/10.1029/2019jc015511>
- Le Traon, P.-Y., Nadal, F., & Ducet, N. (1998). An improved mapping method of multisatellite altimeter data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 522–534. [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(1998\)015<0522:aimmom>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(1998)015<0522:aimmom>2.0.co;2)
- Liu, M., & Tanhua, T. (2019). Characteristics of water masses in the Atlantic Ocean based on GLODAPv2 data. *Ocean Science Discussions*. <https://doi.org/10.5194/os-2018-139>
- Locarnini, R. A., Mishonov, A. V., Baranova, O. K., Boyer, M. M., Zweng, H. E., Garcia, J. R., et al. (2018). In A. Mishonov (Ed.), *World ocean atlas 2018, volume 1: Temperature* (p. 52). NOAA Atlas NESDIS.
- Martinez-Marrero, A., Rodríguez-Santana, A., Hernández-Guerra, A., Fraile-Nuez, E., López-Laatzén, F., Vèlez-Belchí, P., & Parrilla, G. (2008). Distribution of water masses and diapycnal mixing in the Cape Verde Frontal Zone. *Geophysical Research Letters*, 35, L07609. <https://doi.org/10.1029/2008gl033229>
- McGillicuddy, D. J. (2016). Mechanisms of physical-biological-biogeochemical interaction at the oceanic mesoscale. *Annual Review of Marine Science*, 8(1), 125–159. <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-010814-015606>
- McWilliams, G., & Flierl, R. (1979). On the evolution of isolated, nonlinear vortices. *Journal of Physical Oceanography*, 9, 1155–1182. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1979\)009<1155:oteoin>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1979)009<1155:oteoin>2.0.co;2)
- McWilliams, J. C. (1985). Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, 23(2), 165–182. <https://doi.org/10.1029/RG023i002p00165>
- Morel, Y., Darr, D., & Talandier, C. (2006). Possible sources driving the potential vorticity structure and long-wave instability of coastal upwelling and downwelling currents. *Journal of Physical Oceanography*, 36, 875–896. <https://doi.org/10.1175/jpo2899.1>
- Morel, Y., Gula, J., & Ponte, A. (2019). Potential vorticity diagnostics based on balances between volume integral and boundary conditions. *Ocean Modelling*, 138, 23–35. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2019.04.004>
- Morel, Y., & McWilliams, J. (2001). Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic currents. *Journal of Physical Oceanography*, 31, 2280–2296. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<2280:eoiaadm>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2280:eoiaadm>2.0.co;2)
- Morel, Y., & Thomas, L. (2009). Ekman drift and vortical structures. *Ocean Modelling*, 27, 185–197. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.01.002>
- Morel, Y. G., & McWilliams, J. C. (1997). Evolution of isolated interior vortices in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 27, 727–748. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1997\)027<0727:eoivi>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1997)027<0727:eoivi>2.0.co;2)
- Morvan, M., L'Hégaret, P., Carton, X., Gula, J., Vic, C., de Marez, C., et al. (2019). The life cycle of submesoscale eddies generated by topographic interactions. *Ocean Science*, 15(6), 1531–1543. <https://doi.org/10.5194/os-15-1531-2019>
- Muller, P. (2006). *The equations of oceanic motions*. Cambridge University Press.

- Pegliasco, C., Chaigneau, A., & Morrow, R. (2015). Main eddy vertical structures observed in the four major Eastern boundary upwelling systems. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *120*, 6008–6033. <https://doi.org/10.1002/2015jc010950>
- Penney, J., Morel, Y., Haynes, P., Auclair, F., & Nguyen, C. (2020). Diapycnal mixing of passive tracers by Kelvin–Helmholtz instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, *900*, A26. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.483>
- Pérez-Rodríguez, P., Pelegri, J. L., & Marrero-Díaz, A. (2001). Dynamical characteristics of the Cape Verde frontal zone. *Scientia Marina*, *65*, 241–250. <https://doi.org/10.3989/scimar.2001.65s1241>
- Pujol, M.-L., Faugère, Y., Taburet, G., Dupuy, S., Pelloquin, C., Ablain, M., & Picot, N. (2016). DUACS DT2014: The new multi-mission altimeter data set reprocessed over 20 years. *Ocean Science*, *12*(5), 1067–1090. <https://doi.org/10.5194/os-12-1067-2016>
- Pullen, J., Doyle, J. D., May, P., Chavanne, C., Flamant, P., & Arnone, R. A. (2008). Monsoon surges trigger oceanic eddy formation and propagation in the lee of the Philippine Islands. *Geophysical Research Letters*, *35*, L07604. <https://doi.org/10.1029/2007GL033109>
- Rugg, A., Foltz, G. R., & Perez, R. C. (2016). Role of mixed layer dynamics in tropical North Atlantic interannual sea surface temperature variability. *Journal of Climate*, *29*(22), 8083–8101. <https://doi.org/10.1175/jcli-d-15-0867.1>
- Saenko, O. A., Yang, D., & Gregory, J. M. (2018). Impact of mesoscale eddy transfer on heat uptake in an eddy-parameterizing ocean model. *Journal of Climate*, *31*(20), 8589–8606. <https://doi.org/10.1175/jcli-d-18-0186.1>
- Schott, F. A., McCreary, J. P., & Johnson, G. C. (2004). Shallow overturning circulations of the tropical-subtropical oceans. In C. S.-P. Wang, Xie, & J. A. Carton (Eds.), *Earth climate: The ocean-atmosphere interaction*, *Geophys. Monogr. Ser.* (pp. 261–304). AGU. <https://doi.org/10.1029/147GM15>
- Schütte, F., Brandt, P., & Karstensen, J. (2016). Occurrence and characteristics of mesoscale eddies in the tropical northeastern Atlantic Ocean. *Ocean Science*, *12*(3), 663–685. <https://doi.org/10.5194/os-12-663-2016>
- Snowden, D., & Molinari, R. (2003). Subtropical cells in the Atlantic Ocean: An observational summary. In G. Goni, & P. Malanotte-Rizzoli (Eds.), *Interhemispheric water exchange in the Atlantic Ocean*. *Elsevier Oceanogr. Ser.* (pp. 287–312). [https://doi.org/10.1016/s0422-9894\(03\)80151-4](https://doi.org/10.1016/s0422-9894(03)80151-4)
- Stramma, L., Juttl, S., & Schafstall, J. (2005). Water masses and currents in the upper tropical northeast Atlantic off northwest Africa. *Journal of Geophysical Research*, *110*, C12006. <https://doi.org/10.1029/2005JC002939>
- Stramma, L., Rhein, M., Brandt, P., Dengler, M., Böning, C., & Walter, M. (2005). Upper ocean circulation in the western tropical Atlantic in boreal fall 2000. *Deep-Sea Research I*, *52*, 221–240. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2004.07.021>
- Stramma, L., & Schott, F. (1999). The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, *46*, 279–303. [https://doi.org/10.1016/s0967-0645\(98\)00109-x](https://doi.org/10.1016/s0967-0645(98)00109-x)
- Sun, B., Liu, C., & Wang, F. (2019). Global meridional eddy heat transport inferred from Argo and altimetry observations. *Scientific Reports*, *9*, 1345. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-38069-2>
- Sun, W., Dong, C., Tan, W., Liu, Y., He, Y., & Wang, J. (2018). Vertical structure anomalies of oceanic eddies and eddy-induced transports in the South China Sea. *Remote Sensing*, *10*, 795. <https://doi.org/10.3390/rs10050795>
- Sverdrup, H. U., Johnson, M. W., & Fleming, R. H. (1942). *The Oceans. Their physics, chemistry, and general biology* (p. 1087). Prentice-Hall.
- Thomas, L. N. (2005). Destruction of potential vorticity by winds. *Journal of Physical Oceanography*, *35*, 2457–2466. <https://doi.org/10.1175/JPO2830.1>
- Thomas, M. D., & Zhai, X. (2013). Eddy-induced variability of the meridional overturning circulation in a model of the North Atlantic. *Geophysical Research Letters*, *40*, 2742–2747. <https://doi.org/10.1002/grl.50532>
- Tiedemann, M., Fock, H. O., Döring, J., Badji, L. B., & Möllmann, C. (2018). Water masses and oceanic eddy regulation of larval fish assemblages along the Cape Verde frontal zone. *Journal of Marine Systems*, *183*, 42–55. <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2018.03.004>
- Tomczak, M., & Godfrey, J. S. (1994). *Regional oceanography: An introduction* (p. 422). Elsevier.
- Tsuchiya, M., Talley, L. D., & McCartney, M. S. (1992). An eastern Atlantic section from Iceland southward across the equator. *Deep-Sea Research*, *39*, 1885–1917. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(92\)90004-d](https://doi.org/10.1016/0198-0149(92)90004-d)
- Urbano, D. F., De Almeida, R. A. F., & Nobre, P. (2008). Equatorial Undercurrent and North Equatorial Countercurrent at 38°W: A new perspective from direct velocity data. *Journal of Geophysical Research*, *113*, C04041. <https://doi.org/10.1029/2007JC004215>
- von Schuckmann, K., Brandt, P., & Eden, C. (2008). Generation of tropical instability waves in the Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, *113*(C8). <https://doi.org/10.1029/2007jc004712>
- Wang, C. (2005). Subthermocline tropical cells and equatorial subsurface countercurrents. *Deep-Sea Research Part A Oceanographic Research Papers*, *52*, 123–135. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2004.08.009>
- Weisberg, R. H., & Weingartner, T. J. (1988). Instability waves in the equatorial Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, *18*, 1641–1657. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1988\)018<1641:iwitea>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018<1641:iwitea>2.0.co;2)
- Wenegrat, J. O., & McPhaden, M. J. (2015). Dynamics of the surface layer diurnal cycle in the equatorial Atlantic Ocean (0, 23 W). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *120*, 563–581. <https://doi.org/10.1002/2014JC010504>
- Wilson, W., Johns, E., & Molinari, R. (1994). Upper layer circulation in the western tropical North Atlantic Ocean during August 1989. *Journal of Geophysical Research*, *99*, 22513–22523. <https://doi.org/10.1029/94jc02066>
- Xu, A., Yu, F., & Nan, F. (2019). Study of subsurface eddy properties in northwestern Pacific Ocean based on an eddy-resolving OGCM. *Ocean Dynamics*, *69*, 463–474. <https://doi.org/10.1007/s10236-019-01255-5>
- Zenk, W., Klein, B., & Schröder, M. (1991). Cape Verde frontal zone. *Deep-Sea Research*, *38*, S505–S530. [https://doi.org/10.1016/s0198-0149\(12\)80022-7](https://doi.org/10.1016/s0198-0149(12)80022-7)
- Zweng, M. M., Reagan, J. R., Seidov, D., Boyer, T., Locarnini, R. A., Garcia, H., et al. (2018). In A. Mishonov (Ed.), *World ocean atlas 2018, volume 2: Salinity* (p. 50). NOAA Atlas NESDIS.

4.4 Distribution spatiale des anomalies de température isopycnales moyennes dans le TAO

La section précédente s'est focalisée sur la structure des anomalies de θ isopycnale des tourbillons au tout début de leur cycle de vie. Dans cette section, nous présentons la structure moyenne isopycnale de tous les tourbillons échantillonnés sur l'ensemble de leur durée de vie. Les figure 4.4 et 4.5 montrent la distribution spatiale des anomalies moyennes de θ isopycnales des anticyclones, des cyclones avec des anomalies significatives (de surface et de subsurface) et ceux avec des anomalies non-significatives. Globalement pour les anticyclones de surface (Figure 4-4 a), la répartition spatiale des anomalies de θ est quasi-uniforme entre les latitudes 15°N - 15°S . Les valeurs moyennes de ces anomalies sont de l'ordre de $\pm 0.6 - 0.7^{\circ}\text{C}$, bien que 2 à 3 fois plus faible que celles qui étaient observées dans le cas des anomalies en coordonnées Z (Figure 4-1). Dans la région du golfe de Guinée, les anticyclones ont majoritairement des anomalies isopycnales non-significatives, avec une absence totale d'anticyclones froids de surface. Cela pourrait être lié au faible nombre de tourbillons identifiés (voir chapitre 3) et au nombre limité de tourbillons échantillonnés par les flotteurs Argo. Dans les bandes de latitudes $15 - 30^{\circ}$ dans les deux hémisphères, les anomalies moyennes en surface sont du même ordre de grandeur ; cependant, les anticyclones y sont plus chauds en surface ($\theta' \sim 0.8^{\circ}\text{C}$) comparés à ceux des régions équatoriales ($\theta' \sim 0.6^{\circ}\text{C}$). Du fait de la densité de surface plus élevée dans ces bandes de latitude ($\sigma > 25 \text{ kg m}^{-3}$) peu, ou presque pas d'anomalies, sont observées dans les couches de densité inférieure à 25 kg m^{-3} . Quant aux anticyclones de subsurface (Figure 4-4b), aucune structuration spatiale particulière n'est observée. Les anomalies moyennes y sont environ deux fois plus faibles qu'en surface, dans l'ensemble du bassin, excepté la région au Nord-Est du continent Sud-Américain, où elles peuvent atteindre $\pm 0.8^{\circ}\text{C}$ vers $\sigma \sim 27 \text{ kg m}^{-3}$. De même, autour de la zone frontale ($\sim 15^{\circ}\text{N}$) entre les NACW et SACW (Figure 4-4 b), les anticyclones de subsurface sont majoritairement plus froids comme cela a été précédemment observé pour les tourbillons échantillonnés sur leurs sites de formation. Cela peut s'expliquer par le fait que la majorité des tourbillons formés dans cette région ne se propagent pas très loin de leur lieu de formation, ce qui leur permet de garder une certaine stabilité de leur structure thermohaline.

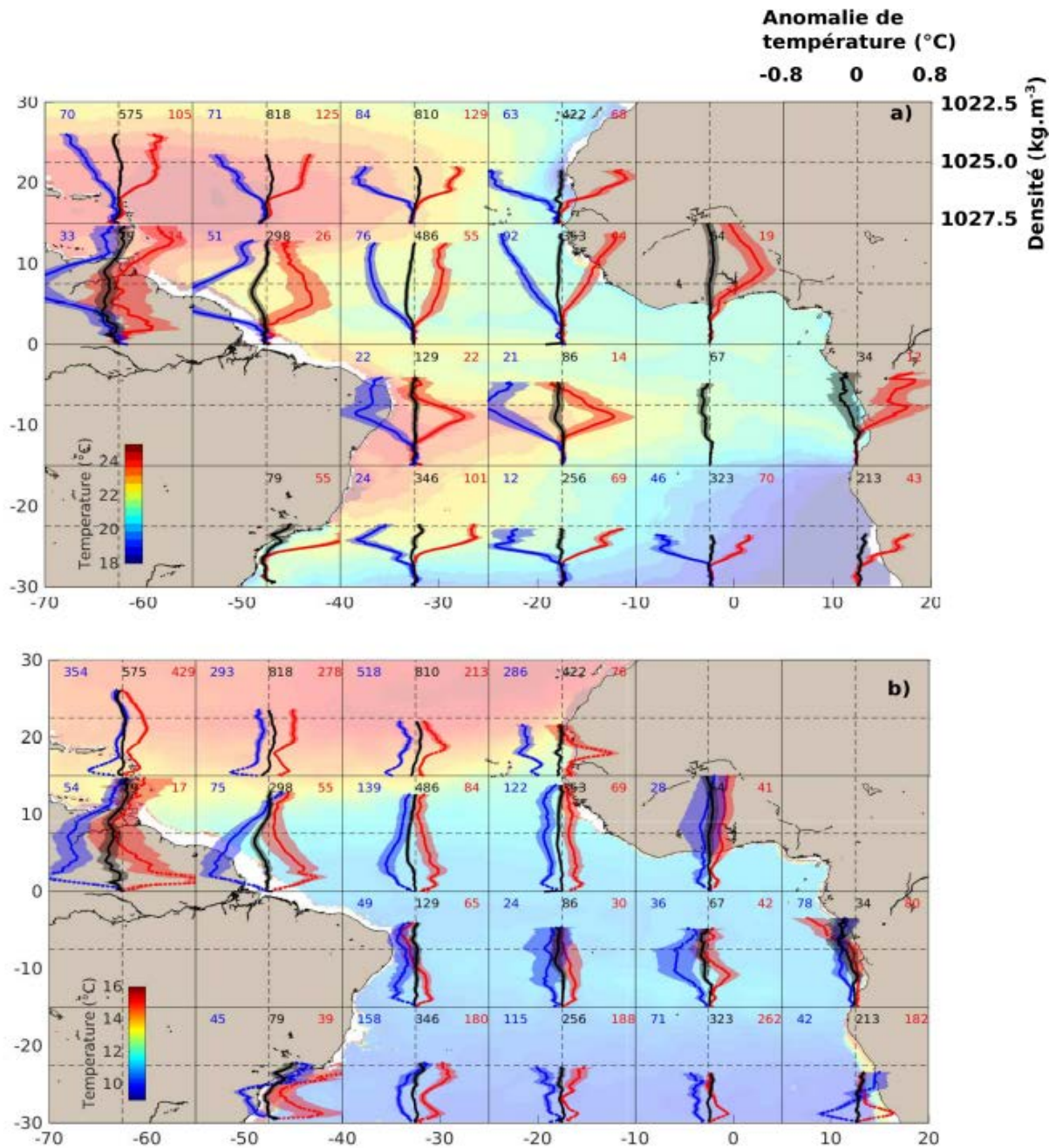


Figure 4-4 Anomalies moyennes de θ isopycnale observées dans tous les tourbillons anticycloniques de a) surface et de b) subsurface dans les sous-régions de $15^\circ \times 15^\circ$. La couleur de fond représente la moyenne annuelle de θ entre les surfaces surfaces isopycnales $\sigma = 24$ et 26 kg.m^{-3} en a et entre $\sigma = 26$ et 27.5 kg.m^{-3} en b déduite de World Ocean Atlas 2018 (Locarnini et al., 2018 ; Zweng et al., 2018). Les courbes rouges et bleues représentent les anomalies des anticyclones chauds et froids tandis que les courbes noires représentent les anticyclones ayant des anomalies non-significatives.

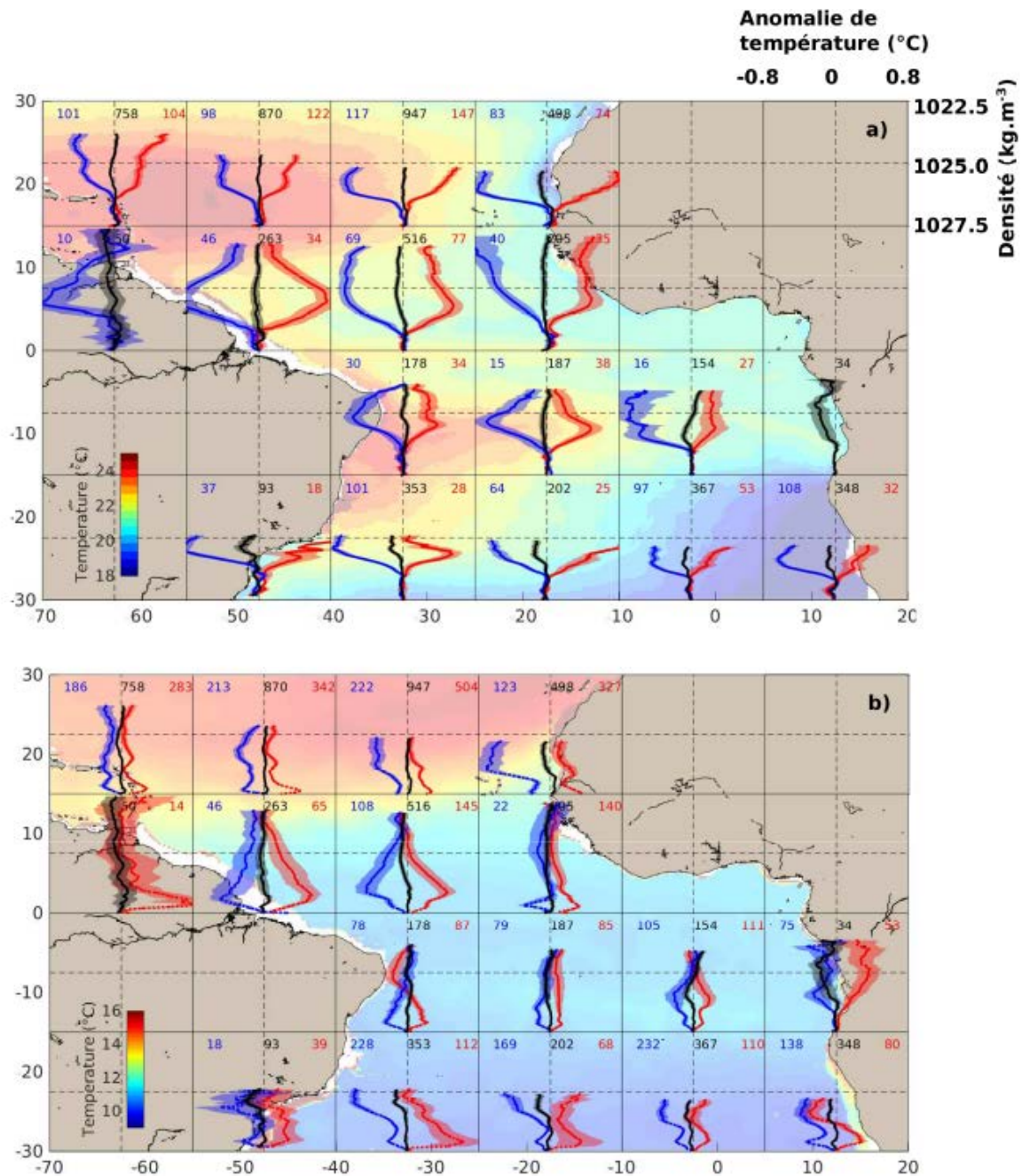


Figure 4-5 Même chose que la Figure 4-4 pour les cyclones

Les tourbillons cycloniques sont caractérisés par une distribution semblable à celle des anticyclones aussi bien en surface qu'en subsurface (Figure 4-5). Comme pour les cyclones échantillonnés en leur lieu de formation, on note également une prépondérance de cyclones chauds notamment dans l'hémisphère Nord dans la zone frontale entre NACW et SACW, contrairement aux anticyclones qui y sont plus froids. De même, la proportion de tourbillons sans anomalie reste aussi importante que celle pour les tourbillons nouvellement formés. Ces observations montrent la

stabilité des structures isopycnales des tourbillons pendant leur cycle de vie bien que dans leur ensemble, ils peuvent se propager dans des environnements aux propriétés thermohalines différentes. De plus, étant donné que l'océan tropical est relativement plus stratifié et donc beaucoup moins assujéti aux mouvements de convection, cela limiterait les mélanges qui seraient à l'origine de la modification des caractéristiques thermohalines le long des surface isopycnales. En conséquence, nos résultats réactualisent une question importante concernant le transport net « effectif » de traceurs dans l'océan par les tourbillons. Question que je n'ai pas pu aborder dans ma thèse à partir des seules observations in situ et satellite et qui constitue un potentiel objet de recherche future.

4.5 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre, la structure verticale des tourbillons dans le TAO. En coordonnées Z comme cela avait été déjà rapporté par bon nombre d'études, les anomalies de θ/S sont positives (négatives) à l'intérieur des tourbillons anticycloniques (cycloniques). La distribution spatiale des anomalies moyennes de θ/S en coordonnées-Z montre que pour les régions équatoriales, l'impact des tourbillons est peu profond et se limite entre 200 et 500 m de profondeur en moyenne, avec des maximums d'anomalies pouvant atteindre $\pm 2^\circ\text{C}$ pour la température et ± 0.2 pour la salinité. Ces maximums d'anomalies ont également tendance à suivre la pente est-ouest de la pycnocline, avec des maximums d'anomalies plus (moins) profonds et plus forts à l'ouest (est) du bassin. Vers les plus haute latitudes (15- 30°) les tourbillons peuvent influencer l'océan intérieur jusqu'à 1000 m de profondeur dans les deux hémisphères. Dans ces régions les tourbillons présentent de doubles maximums d'anomalie, indiquant soit la présence simultanée des tourbillons de surface et de subsurface soit des tourbillons ayant des doubles cœurs alignés verticalement. Ces anomalies observées sont majoritairement dues aux mouvements verticaux des isopycnes induits par le passage des tourbillons. En moyenne ces isopycnes peuvent remonter ou s'approfondir jusqu'à ± 40 m vers les moyennes latitudes. En revanche, ces déplacements sont limités à une dizaine de mètre dans les régions équatoriales.

En coordonnées isopycnales, la structure thermohaline des tourbillons est bien distincte. Un tourbillon cyclonique ou anticyclonique peut être associé à une anomalie de θ/S isopycnale positive, négative ou non significative. En appliquant une méthode de classification des anomalies à l'intérieur des tourbillons nouvellement formés, nos analyses ont montré que près de la moitié d'entre eux sont formés avec des anomalies non significative. L'autre moitié, ayant des anomalies

significatives, est constituée de plus de 70 % de tourbillons de subsurface ayant leur maximum d'anomalies sous la pycnocline.

Nous avons proposé un diagnostic permettant de déduire les mécanismes à l'origine de la formation des tourbillons à partir des anomalies isopycnales observées. Ainsi, les tourbillons formés avec des anomalies significatives de θ/S seraient formés par mélange diapycnal ou par advection de masse d'eau ayant des origines lointaines et des caractéristiques thermoclines distinctes de celles du milieu de formation des tourbillons. En revanche, ceux formés avec des anomalies de θ isopycnales non significatives seraient plutôt formés à partir des processus frictionnels dont principalement la tension de vent en surface. Ce diagnostic nous permet de tirer la conclusion selon laquelle, qualitativement, les processus de friction d'une part et les processus de mélange et d'advection isopycnale d'autre part sont les principaux mécanismes à l'origine des instabilités (baroclines/barotropes) conduisant à la formation des tourbillons dans le TAO. Cependant nous n'avons pas pu faire une évaluation quantitative de la contribution de chacun des processus. Cette quantification requiert d'effectuer un bilan complet de PV avec la modélisation numérique haute résolution ce que je n'ai pas eu le temps de faire pendant ma thèse. Toutefois, les résultats obtenus des analyses basées uniquement sur des observations (satellite et in situ) sont d'une importance fondamentale et pourraient servir dans le développement de modèles numériques, pour lesquels les effets frictionnels sont paramétrés, ou encore de comparer des configurations basées sur différentes paramétrisations avec nos résultats basés sur des observations.

Chapitre 5: Interactions océan-atmosphère à l'échelle des tourbillons dans le TAO

5.1 Contexte et objectifs

Les caractéristiques physiques des tourbillons de mésoéchelle ont été étudiées dans les deux chapitres précédents en utilisant les données satellite d'altimétrie et des mesures *in situ* obtenues des flotteurs Argo dans le TAO. Les mécanismes possibles pouvant expliquer la formation de ces tourbillons ont été également explorés. Dans le présent chapitre, nous allons étudier le rôle des tourbillons sur les flux de chaleur et d'eau douce entre l'océan et l'atmosphère. En effet, il a été montré dans certaines régions océaniques que les tourbillons anticycloniques (AEs), ayant généralement une anomalie de température de surface (SST) positive, entraînent une intensification des flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère qui induisent à leur tour une augmentation des mouvements convectifs, de la couverture nuageuse et des précipitations (e.g. *Frenger et al., 2013, Liu et al., 2018*). Au contraire, les tourbillons cycloniques (CEs) ont pour la plupart une anomalie négative de SST et donc induisent une réduction des flux de chaleur vers l'atmosphère et en conséquence une réduction des mouvements convectifs, de la couverture nuageuse et des précipitations.

Dans le TAO, ces mécanismes d'action et de rétroaction entre l'océan et l'atmosphère dans les tourbillons n'ont jamais fait l'objet d'étude particulière. Par ailleurs, il a récemment été montré que les AEs (CEs) peuvent avoir des anomalies négatives (positives) de SST (e.g. *Liu et al., 2021*), comme cela a aussi été vu dans le chapitre précédent en ce qui concerne la structure verticale des tourbillons. L'un des objectifs de ce chapitre est donc d'étudier les anomalies de SST dans les tourbillons (AEs et CEs) du TAO, et de déterminer leur impact sur les anomalies de flux turbulents et de flux infra-rouge à l'interface océan-atmosphère. Il sera aussi question de voir s'il existe à l'échelle du TAO, un lien entre les anomalies de flux turbulent et les anomalies de précipitation dans les tourbillons comme observé dans d'autres régions océaniques.

De plus, la salinité de surface de l'océan (SSS) à grande-échelle, dans la région équatoriale du TAO est majoritairement contrôlée par le flux d'eau douce atmosphériques notamment les précipitations (e.g. *Foltz et al., 2004 ; Da-Allada et al., 2013*). Cependant, aucune étude n'a encore été menée l'éventuel rôle des précipitations sur les variations de la SSS à mésoéchelle, donc dans

les tourbillons dans cette région. Le second objectif de ce chapitre est d'étudier d'une part, les anomalies de SSS dans les tourbillons et d'autre part le rôle que le flux d'eau douce atmosphérique (évaporation, précipitation) jouerait dans la variation de la SSS dans les tourbillons, principalement dans la zone de convergence intertropicale (ITCZ).

Ces différents objectifs s'articulent donc autour de trois questions scientifiques que sont :

- Quelle est la signature des tourbillons sur les anomalies de SST, de flux de chaleur et de flux infrarouges et quels sont les processus physiques à l'origine de ces anomalies dans le TAO ?
- Est-ce qu'il existe un lien entre les anomalies de flux de chaleur et les anomalies de précipitation à la surface des tourbillons dans le TAO ?
- Quel est l'effet des flux d'eau douce (évaporation et précipitation) sur la SSS des tourbillons dans le TAO ?

Pour explorer ces différentes questions, nous disposons principalement des données satellite de SST, de SSS, de flux de chaleur latente et sensible et de précipitation. Ces différents jeux de données utilisés ainsi que les différentes méthodes appliquées sont décrits dans le chapitre 3.

5.2 Signature des tourbillons sur la SST et les flux de chaleur

5.2.1 Distribution spatiale des anomalies de SST dans les tourbillons chauds et froids

Les tourbillons considérés dans cette étude sont ceux identifiés entre 2010 et 2016 à partir des données d'altimétrie. Pour chaque tourbillon identifié, et en fonction de leur signature en anomalie de SST, on distingue les tourbillons « froids », ayant des anomalies négatives, et les tourbillons « chauds », ayant des anomalies positives. En effet, indépendamment de leur polarité (AEs ou CEs), on s'attend à ce que les tourbillons impactent différemment les flux à l'interface, selon qu'ils sont chauds ou froids.

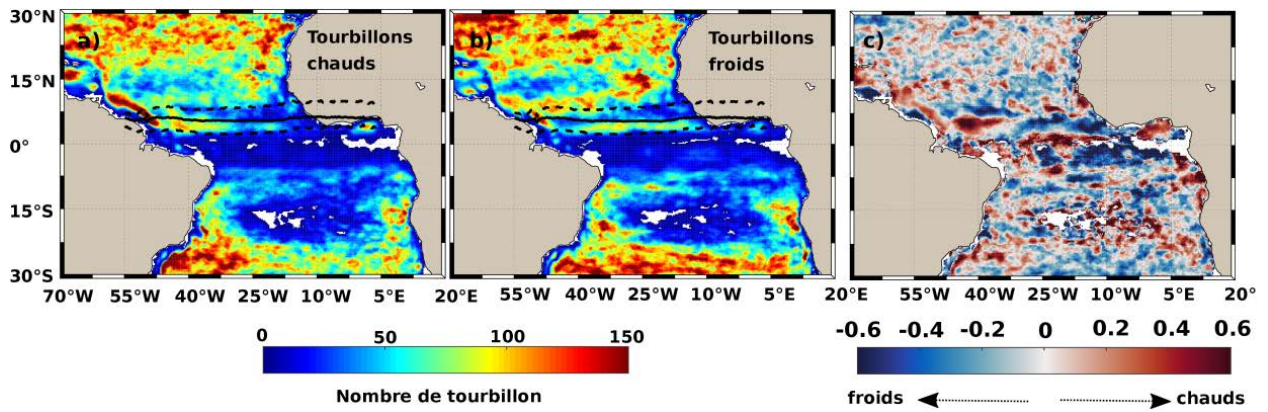


Figure 5-1 Couverture spatiale des tourbillons a) chauds et b) froids par pixel de $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$ pour la période 2010-2016 et c) dominance spatiale des tourbillons chauds et froids.

Tableau 5.1: Statistiques des tourbillons chauds et froids dans le TAO sur la période 2010-2016

	Cyclones		Anticyclones	
	Nombre et pourcentage	SST' Moy. \pm std *	Nombre et pourcentage	SST' Moy. \pm std *
Tourbillons « chauds » (SST' > 0)	30041 (38 %)	0.10 ± 0.04 °C	43098 (61 %)	0.13 ± 0.05 °C
Tourbillons « froids » (SST' < 0)	49015 (62 %)	-0.15 ± 0.06 °C	27551 (39 %)	-0.11 ± 0.05 °C
Total	79056 (100%)	-	70649 (100%)	-

* moyenne \pm déviation standard

Environ 60% des CE (AEs) possèdent des anomalies négatives (positives) de SST et 40% des anomalies positives (négatives) (Tableau 1). Cette proportion de 40% de CE chauds et d'AEs froids est légèrement plus élevée que dans l'océan global où environ un tiers des CE (AEs) possèdent des anomalies positives (négatives) de SST (e.g. Liu et al., 2021). Les distributions spatiales, indépendamment des polarités, des tourbillons chauds et froids sont relativement similaires (Figure 5-1a, b). Afin de faire émerger d'éventuelles zones préférentiellement peuplées par des tourbillons chauds ou froids, nous calculons un indice F tel que :

$$F = \frac{N_c - N_f}{N_c + N_f} \quad (5-1)$$

N_c et N_f représentent respectivement en chaque point de grille le nombre de tourbillons chauds et de tourbillons froids. La distribution de F est relativement complexe (Figure 5-1c) et bruitée, et ne montre pas de grandes zones préférentiellement occupées par des tourbillons chauds ou froids.

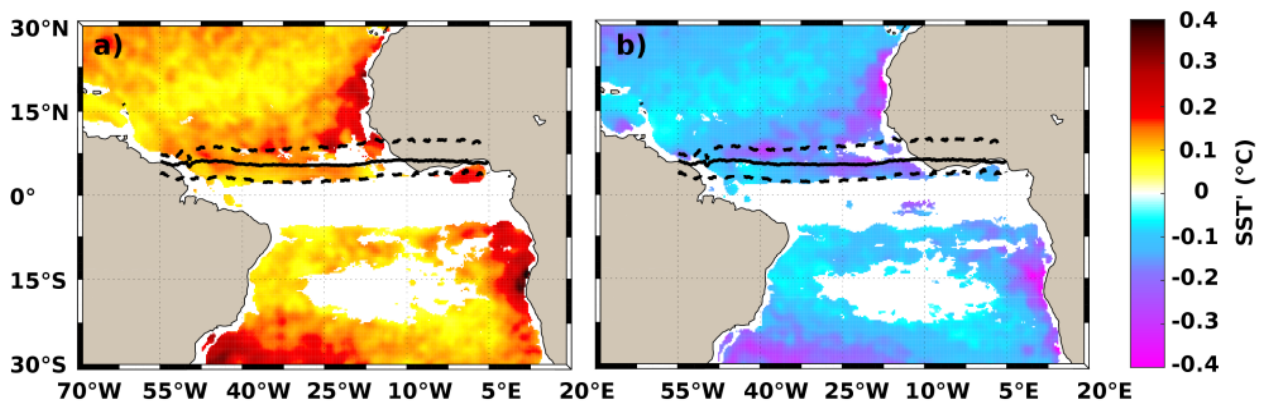


Figure 5-2 Distribution spatiale des anomalies moyennes de SST dans les tourbillons a) chauds et b) froids. Les lignes continues et discontinues représentent les positions moyennes et extrêmes de l'ITCZ. Les pixels contenant moins de 25 tourbillons sont masqués en blanc en c et d et ne sont pas considérés dans nos analyses.

La Figure 5-2 montre les distributions spatiales des anomalies moyennes de SST observées dans les tourbillons chauds et froids. Ces distributions sont similaires entre les 2 types de tourbillon. Les anomalies maximales de $\sim \pm 0.4^\circ\text{C}$, sont principalement observées i) aux bords est près des côtes africaines, ii) dans les régions équatoriales proches de la zone de convergence intertropicale (ITCZ) et iii) au sud-ouest du bassin à l'ouest de 20°W . En général, ces régions sont caractérisées par un nombre relativement plus élevé de tourbillons comparé aux autres régions du bassin quoique ces régions ne soient pas forcément les plus énergétiques (e.g. *Aguedjou et al., 2019*). Dans le reste du bassin les anomalies de SST se situent autour de $\pm 0.2^\circ\text{C}$, et les plus faibles valeurs de SST sont observées dans les gyres subtropicaux (Figure 5-2a, b).

5.2.2 Distribution spatiale des anomalies de flux de chaleur et de flux infra-rouge associés aux tourbillons.

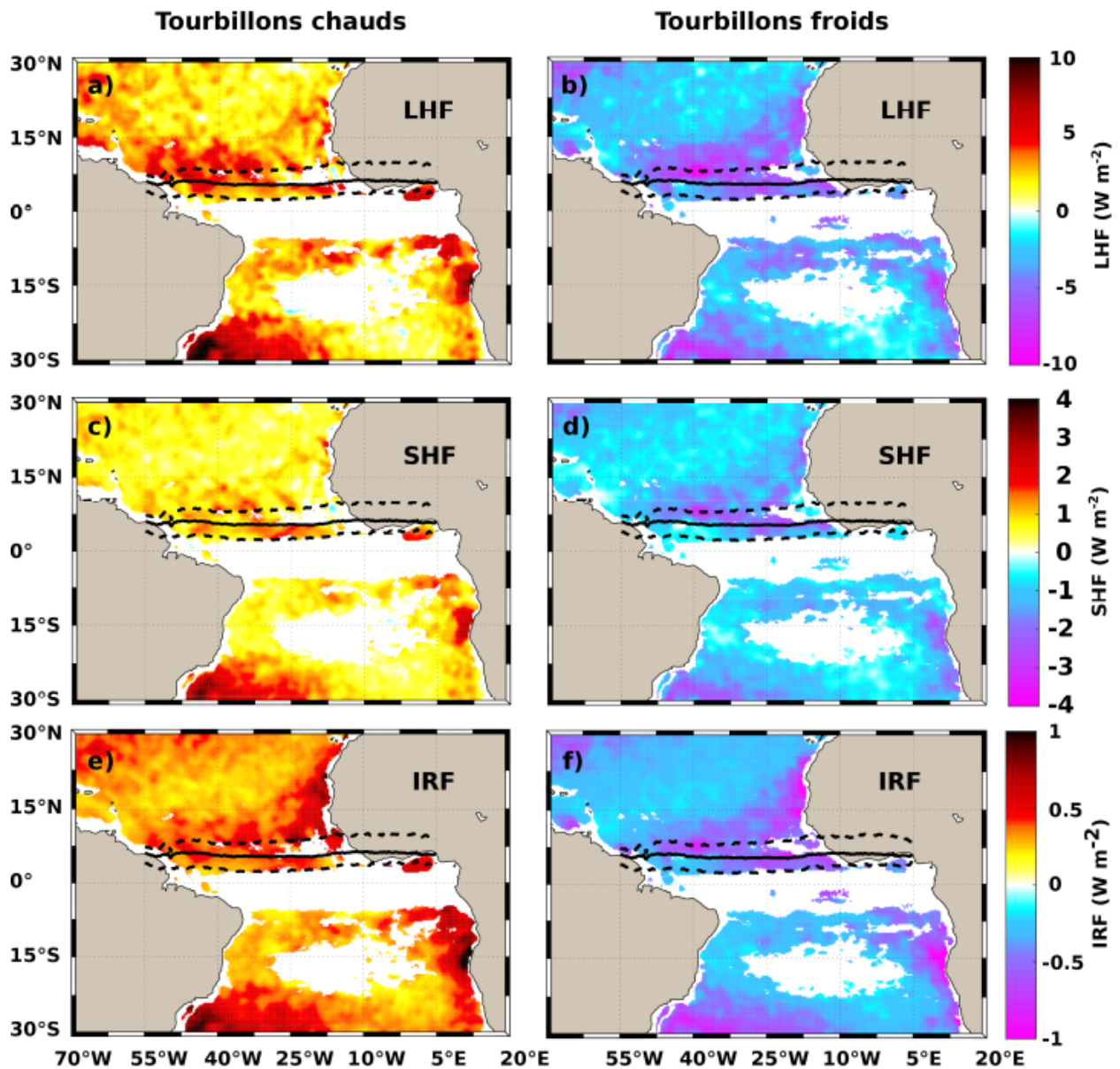


Figure 5-3 Anomalie moyenne de flux **a-b** de chaleur latente (**LHF**), **c-d** de chaleur sensible (**SHF**) et **e-f** infra-rouge (**IRF**) dans les tourbillons chauds et froids dans le TAO

Les anomalies de flux de chaleur latente et sensible à l'interface air-mer dans les tourbillons, présentent presque les mêmes signatures spatiales que celles des anomalies de SST (Figure 5-4). Les valeurs maximales des anomalies sont de l'ordre de $\pm 10 \text{ W m}^{-2}$ pour le flux de

chaleur latente et de $\pm 4 \text{ W m}^{-2}$ pour le flux de chaleur sensible (Figure 5-4a-d). Un flux positif de chaleur indique une perte de chaleur de l'océan vers l'atmosphère, et inversement un flux négatif constitue un gain de chaleur par l'océan. Ces anomalies représentent 10 à 20 % de la moyenne des flux de chaleur sur la période d'étude. La variabilité de ces anomalies à mésoéchelle par rapport à la variabilité totale des flux de chaleur est de moins de 10 % dans la plupart des régions mais peut atteindre les 25 % dans l'ITCZ et dans les deux systèmes d'upwelling de bord Est (Canaries et Benguela). Ces valeurs montrent aussi que les flux associés aux tourbillons dans le TAO sont relativement plus faibles comparé aux régions de fortes instabilités, telles que dans la réflexion du courant des Aiguilles où ils sont de l'ordre de $\sim \pm 20 \text{ W m}^{-2}$ (Villas Boas et al. 2015), ou encore dans la confluence des courants du Brésil et des Malouines où le flux de chaleur latente dans les tourbillons peut atteindre à certains endroits $\pm 80 \text{ W m}^{-2}$ (Leyba et al., 2017).

Le flux infra-rouge ou rayonnement à grandes longueurs d'ondes, représente l'énergie réémise vers l'atmosphère par la surface océanique. Les Figure 5-4e-f montrent que les anomalies de ces flux associées aux tourbillons sont plus faibles que celles des flux de chaleur latente et sensible (flux turbulents) avec des anomalies maximales de l'ordre de $\pm 1 \text{ W m}^{-2}$. Elles présentent la même répartition spatiale que les anomalies de SST et des flux turbulents. Ces résultats indiquent que les tourbillons n'auraient, en conséquence, pas d'influence majeure sur le flux infra-rouge ascendant dans l'océan Atlantique tropical, comparée à celle des flux turbulents.

A partir de l'analyse des Figure 5-2 et Figure 5-3, nous étudions maintenant les relations moyennes entre les anomalies de SST dans les tourbillons et les anomalies de flux de chaleur latente et sensible à l'interface air-mer (Figure 5-4). Ainsi la Figure 5-4 a été établie pour tout le domaine, en faisant correspondre les anomalies moyennes des flux de chaleur à celles des SST dans des intervalles de $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$. Il existe une très forte relation linéaire entre les anomalies de SST et de flux de chaleur latente et sensible associées aux tourbillons avec des coefficients de corrélation de 0.94 et 0.93 respectivement. En moyenne un accroissement de l'anomalie de SST de $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ par les tourbillons engendre une augmentation des flux de chaleur latente et sensible de 2.5 et 0.8 W m^{-2} , respectivement. Cependant, bien que variant linéairement avec la SST, ces flux peuvent également être influencés par d'autres paramètres comme les vents ou les gradients verticaux de température et d'humidité entre la surface océanique et l'atmosphère. Les résultats obtenus sont consistants avec ceux d'études précédentes menées dans les régions énergétiques telles que la réflexion du courant Aiguilles ou dans l'Atlantique Sud-Ouest (Villas Boas et al., 2015 ; Leyba et al., 2017 ; Liu et al., 2020). Bien que non montré, les flux de chaleur sont également liés aux caractéristiques de surface telles que l'amplitude des tourbillons, comme

observé par *Villas Bôas et al. (2015)*. Plus l'amplitude d'un tourbillon est forte, plus ce tourbillon possède une forte anomalie de SST et en conséquence est associé à un flux turbulent important (non montré).

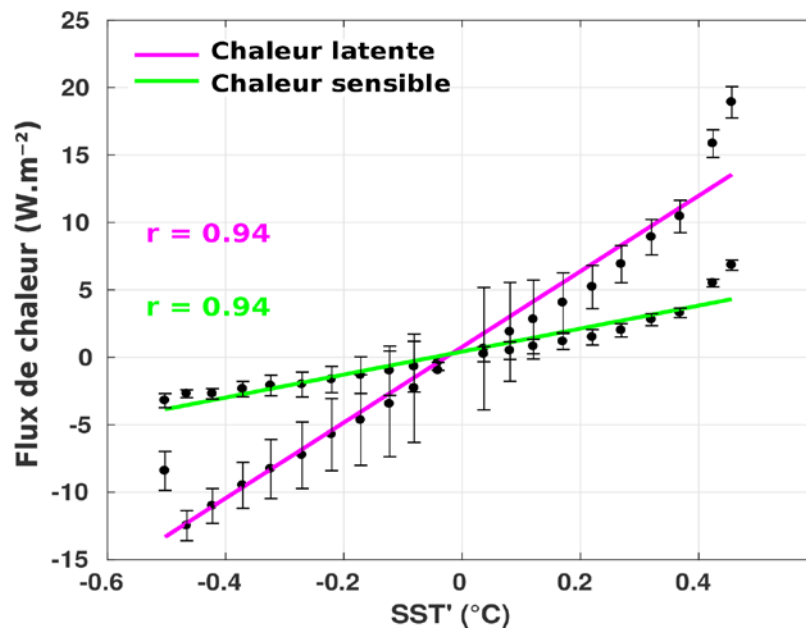


Figure 5-4 Relation entre les anomalies de SST et les anomalies de flux de chaleur latente et sensible associés aux tourbillons pour l'ensemble du TAO.

5.2.3 Analyses composites des anomalies de SST et de flux de chaleur dans les tourbillons

Des analyses composites sont réalisées séparément dans les deux hémisphères pour les AEs et les CEs en alignant les tourbillons de sorte que les gradients de SST à grande-échelle dans les tourbillons soient orienté suivant l'axe Nord-Sud (voir section 2.2). Cette méthode également appliquée dans de précédentes études (e.g. *Gaube et al. 2015 ; Delcroix et al., 2018*) permet d'aligner les gradients de SST dans un même sens (voir Figure 3.13). Pour l'ensemble des cas présentés sur la Figure 5-5, l'analyse composite montre que les anomalies ne sont pas centrées dans les tourbillons mais qu'elles sont plutôt décalées vers les bords des tourbillons. Dans l'hémisphère Nord, les maximums d'anomalies d'environ ± 0.3 °C sont localisés au Nord-Ouest pour les AEs chaud, entre le centre et le bord des tourbillons, et au Sud-Est pour les AEs froids (Figure 5-5a-b). Dans l'Hémisphère Sud, du fait du changement de signe de la vorticité et donc du sens de rotation des tourbillons, des effets similaires sont observés mais dans des directions différentes (nord-est pour les AEs chauds et sud-ouest pour les AEs froids). Par ailleurs les

anomalies moyennes sont légèrement plus fortes dans l'hémisphère Sud que celles dans l'hémisphère Nord (Figure 5-5e, f). Dans les CEs, les résultats sont identiques mais dans des directions opposées par rapport aux AEs dans les deux hémisphères (Figure 5-5c, d, g, h).

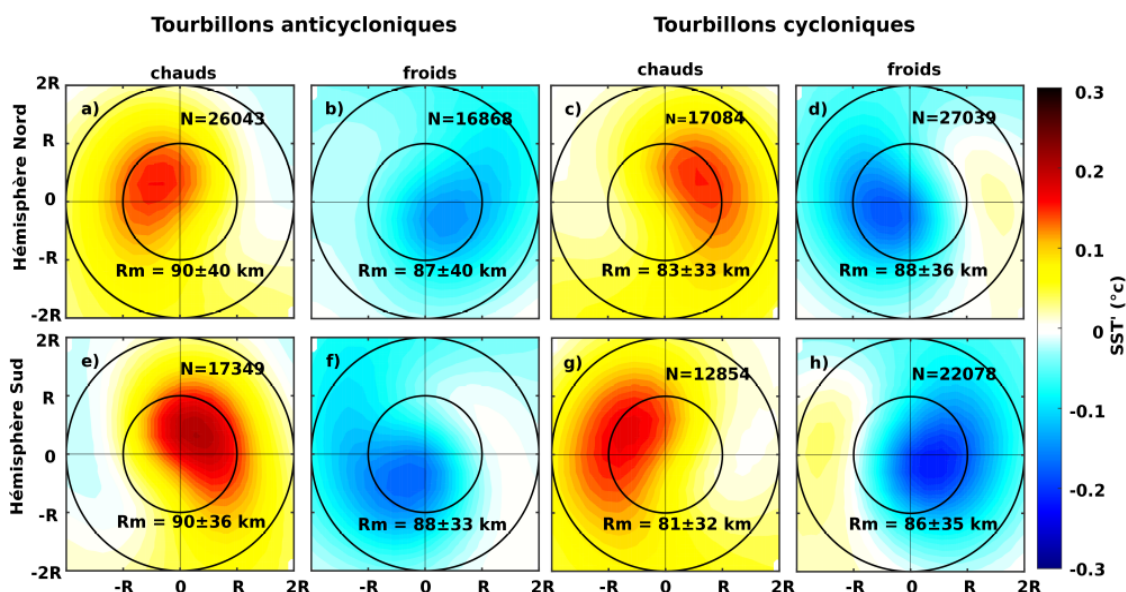


Figure 5-5 Composites des anomalies moyennes des anomalies de SST dans les tourbillons de l'hémisphère Nord (ligne du haut) et Sud (ligne du bas) dans les tourbillons a, b, e, f) anticycloniques et c, d, g, h) cycloniques. Pour chaque cas, N et Rm indiquent le nombre et le rayon moyen des tourbillons plus ou moins l'écart-type. Les cercles de rayon R représentent les contours externes normalisés des tourbillons.

Les anomalies de flux de chaleur latente et sensible étant proportionnelles à celles de SST (Figure 5-3a, b), les analyses composites des flux dans les tourbillons présentent les mêmes caractéristiques que celles observées pour la SST (Figure 5-6). Les anomalies de ces flux sont donc plus importantes vers les périphéries des tourbillons que dans leurs centres avec des valeurs maximales de $\sim \pm 8 \text{ W m}^{-2}$ et de $\sim \pm 3 \text{ W m}^{-2}$ pour les flux de chaleur latente et sensibles respectivement (Figure 5-6). Les structures de ces distributions composites moyennes suggèrent que les processus de surface tels que les advections horizontales de SST à grande-échelle par les tourbillons pourraient jouer un rôle dans la création des anomalies de SST associées aux tourbillons. La section suivante discute les différents processus d'advections horizontale et verticale en procédant à une décomposition des composites.

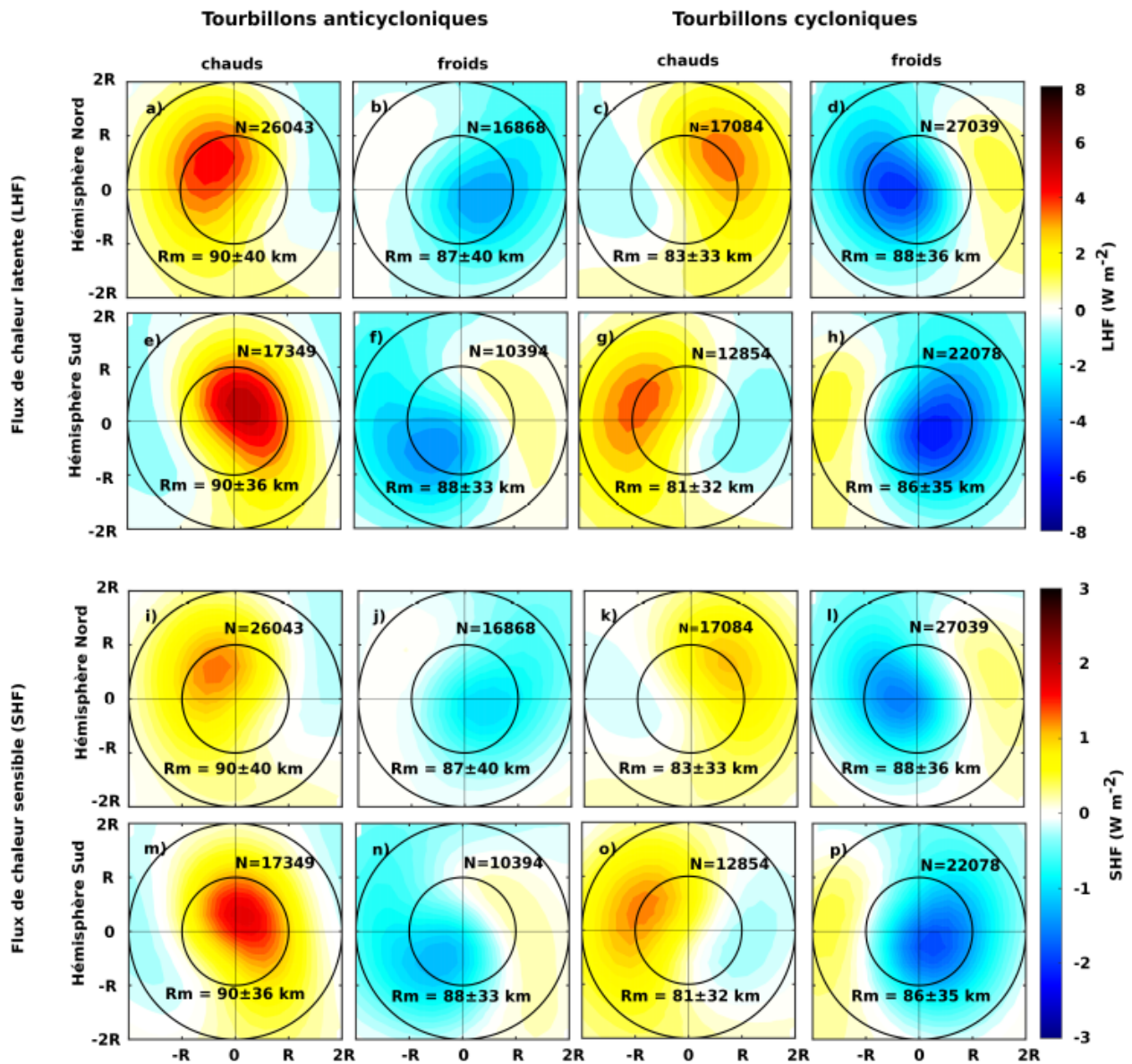


Figure 5-6 Composites des anomalies de flux de chaleur a-h) latente (LHF) et i-p) sensible (SHF) dans l'hémisphère nord (a-d et i-l) et dans l'hémisphère sud (e-h et m-p) dans les tourbillons cycloniques et anticycloniques. N et Rm représentent les mêmes indications que pour la Figure 5-5.

5.2.4 Composantes axisymétriques et non-axisymétrique des composites

Afin de fournir une première estimation des mécanismes qui gouvernent la création des anomalies de SST, les composites des anomalies de chaque type de tourbillon ont été décomposées en composantes axisymétriques et non-axisymétriques. Ces deux différentes composantes doivent

être induites par des processus physiques différents : des processus verticaux liés au pompage pour la composante axisymétrique et des processus horizontaux d'advection de gradients à grande échelle pour la composante non-axisymétrique. La Figure 5-7 schématise ces processus d'advections horizontale et verticale. En effet lorsqu'un tourbillon (AE ou CEs) se propage à travers une région de fort gradient de SST, sa rotation modifie la structure initiale des masses d'eau par advection horizontale des masses d'eau. Ce mécanisme conduit à la formation de structures non-axisymétriques avec des dipôles caractérisés par des anomalies positives (négatives) dans les régions plus froides (plus chaudes) (Figure 5-7a, b). Au contraire dans le cas des composites axisymétriques, les remontées d'eau froides des profondeurs vers les couches de surface ou l'approfondissement des masses d'eau chaude de la surface vers les profondeurs créent respectivement des anomalies négatives et positive de SST au cœur des tourbillons (Figure 5-7c, d).

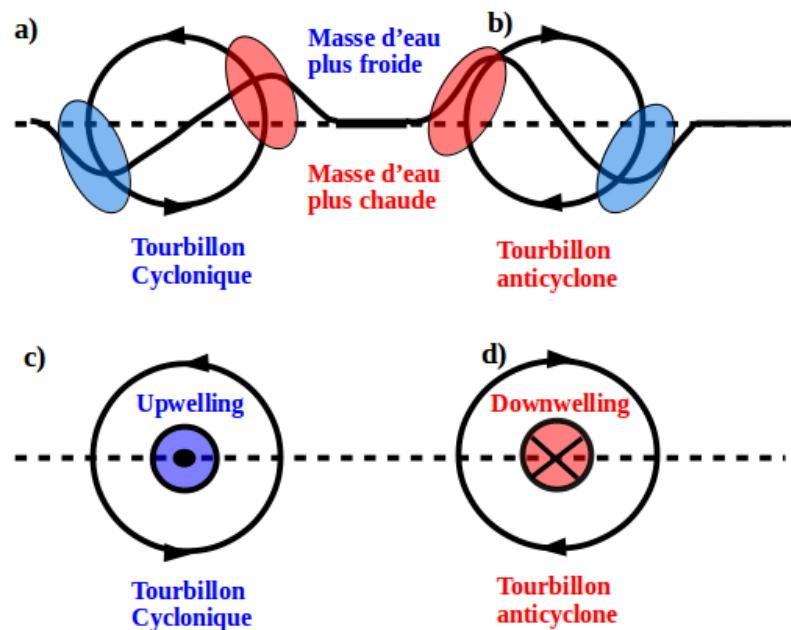


Figure 5-7 Schéma illustratif des advections a,b) horizontales et c,d) verticales induites par les tourbillons a,c) cycloniques et b,d) anticycloniques dans l'hémisphère Nord (adapté de Gaube et al., (2015) et Delcroix et al., (2018))

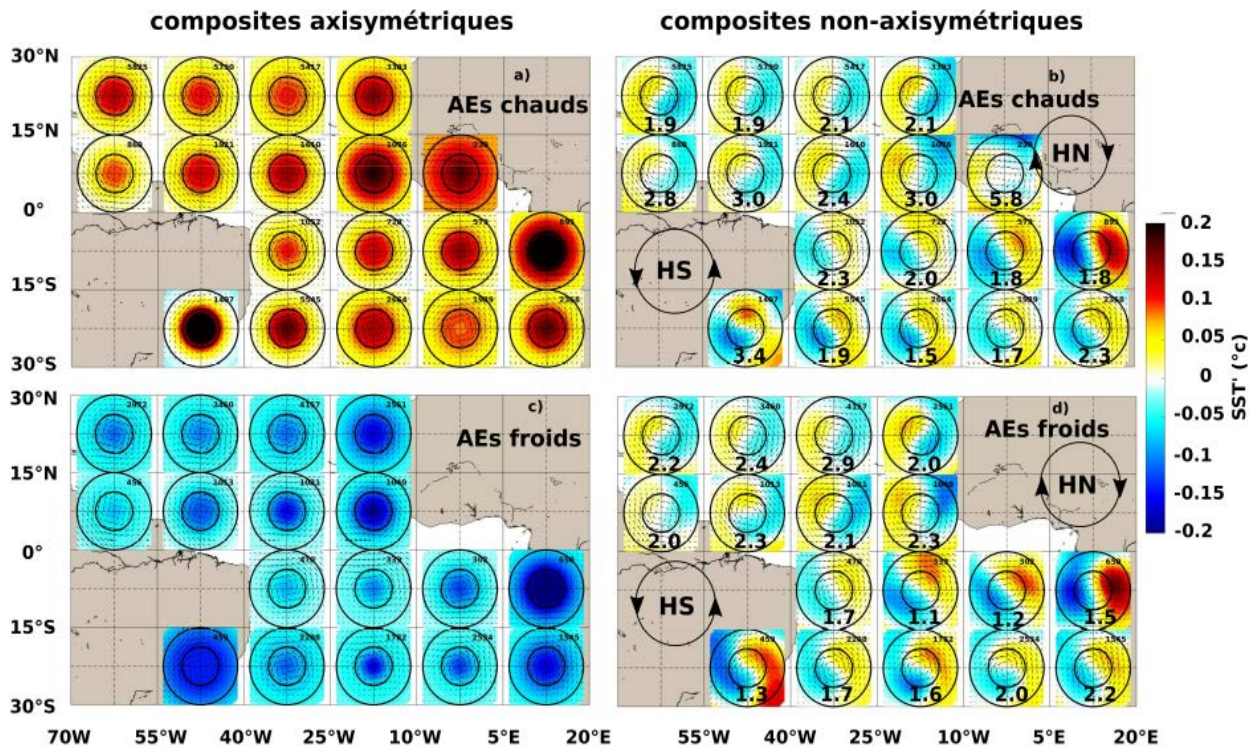


Figure 5-8 Distribution spatiale de la décomposition des anomalies de SST en composantes a,c) axisymétriques et b,d) non-axisymétriques dans AEs a-b) chauds et c-d) froids. Les vitesses géostrophiques moyennes des tourbillons sont représentées par les flèches. Pour plus de visibilité, les sens de rotation des tourbillons dans l'Hémisphère Nord (HN) et Sud (HS) sont matérialisés en b et d. Les chiffres en gras en b et d indiquent pour chaque composite, le ratio du maximum d'anomalie axisymétrique et du maximum absolu d'anomalie non-axisymétrique à l'intérieur des tourbillons.

Ces deux mécanismes sont donc mis en évidence dans les composites des anomalies de SST. La Figure 5-8 montre la distribution spatiale dans des sous régions de $15^\circ \times 15^\circ$ en longitude/latitude, des composantes axisymétriques et non-axisymétriques des anomalies de SST dans les AEs. Nous remarquons que les composantes non-axisymétriques des anomalies de SST varient très peu spatialement et sont presque identiques, que les tourbillons soient chauds ou froids (Figure 5-8b, d). Les anomalies correspondantes possèdent des valeurs de l'ordre de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ en moyenne dans tout le bassin de TAO. Les plus fortes anomalies pour cette composante sont observées dans des régions particulières comme les zones frontales d'Angola/Benguela $\sim (10^\circ\text{E}; 15^\circ\text{S})$, et de Cabo Frio $\sim (42^\circ\text{W}; 23^\circ\text{S})$ au Sud-Est du continent sud-américain (Figure 5-8b, d). En fait, ces deux régions sont caractérisées par de forts gradients horizontaux de SST, la première

marquée par la rencontre des eaux chaudes d'origine équatoriale, transportées par le courant d'Angola et des eaux froides issues de l'upwelling et transportées par le courant de Benguela (e.g. *Kirkman et al., 2016*). La seconde se caractérise par une remontée d'eaux froides dans l'upwelling de Cabo Frio, notamment durant l'été austral créant ainsi un gradient horizontal de SST allant jusqu'à 8 °C sur une dizaine de kilomètres (*Gonzalez-Rodriguez et al., 1992 ; Calil et al., 2021*).

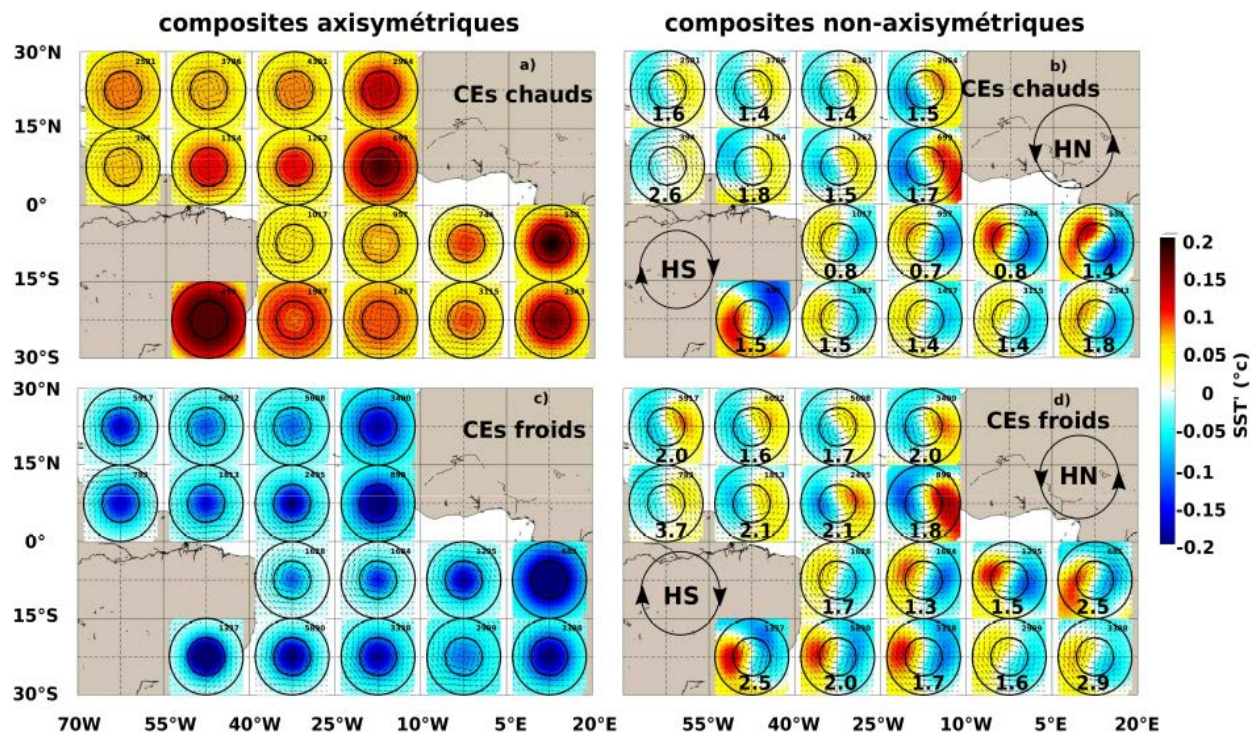


Figure 5-9 Comme pour la Figure 5-8, cas des CEs

Les mêmes observations sont valables pour les CEs (Figure 5-9b,d). Cependant, les composantes non-axisymétriques des CEs chaudes possèdent de fortes anomalies (~ 0.2 °C), à l'entrée du golfe de Guinée (10 – 25 °W ; 0 – 15 °N) (Figure 5-9). Ces fortes anomalies seraient probablement liées aux fronts de SST créés par les upwellings équatoriaux qui font remonter des eaux froides de la thermocline en surface, ou par le gradient de SST entre la langue d'eau froide et les eaux chaudes environnantes.

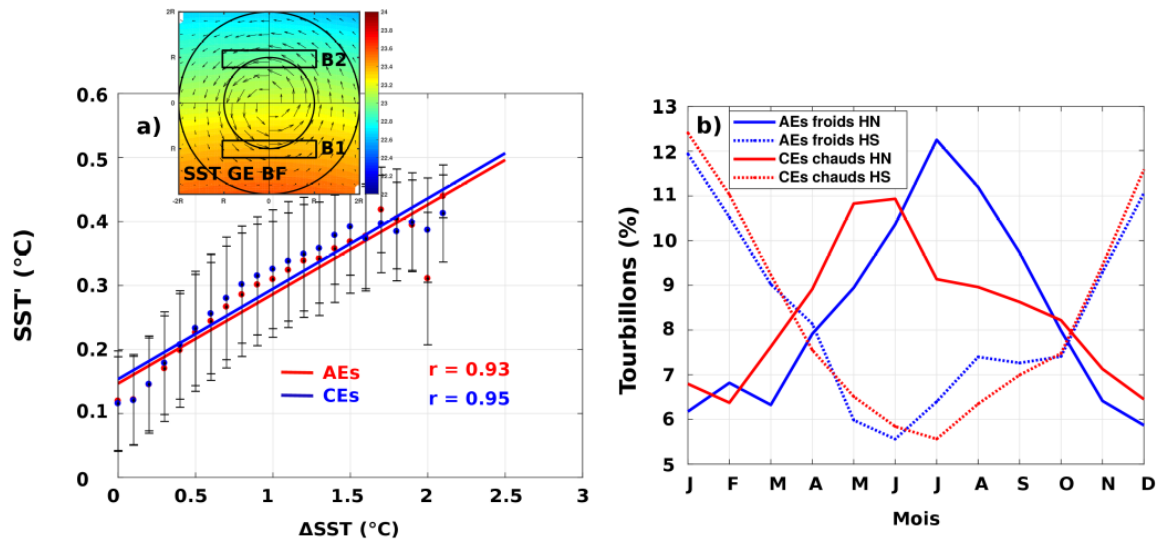


Figure 5-10 a) Anomalies de SST non axisymétriques (en valeurs absolues) au sein des CEs (en bleu) et AEs (en rouge) en fonction des gradients horizontaux à grande échelle et basse fréquence de SST et b) variations saisonnières (en %) des AEs froids et CEs chauds dans les hémisphères Nord et Sud. Les gradients horizontaux (Δ SST) sont assimilés à la différence des moyennes de SST GE BF entre les boîtes B1 et B2 en a. Les barres verticales en a sont les déviations standards.

Ainsi donc, plus les gradients horizontaux de SST à grande échelle sont forts, plus les masses d'eau advectées horizontalement par les tourbillons lors de leur passage dans ces régions induisent des anomalies plus importantes dans leur cœur. Les variabilités spatiales des anomalies non-axisymétriques de SST à mésoéchelle doivent alors être fonction des gradients moyens horizontaux de SST à grande échelle dans les régions où les tourbillons transitent. Afin de tester cette hypothèse, nous avons examiné la relation entre l'intensité des gradients de SST à grande échelle et à basse fréquence (GE BF, c'est-à-dire, sans les tourbillons) et les anomalies non-axisymétriques dans le cœur des tourbillons (Figure 5-10a). La Figure 5-10a montre une relation linéaire forte et donc une très bonne corrélation ($r \sim 0.93$ pour les AEs et $r \sim 0.95$ pour les CEs). En moyenne, une différence de SST à GE BF autour du tourbillon de 1 °C engendre une anomalie non-axisymétrique de SST de ~ 0.2 °C au sein du tourbillon. Ces résultats sont en accord avec ceux de *Gaube et al. (2015)* à l'échelle de l'océan global.

En revanche, les composantes axisymétriques, bien plus importantes, se différencient par leurs signes qui sont d'ailleurs les mêmes que ceux des anomalies moyennes observées dans les tourbillons. Les anomalies associées sont $\sim \pm 0.2$ °C en moyenne, soit le double des anomalies non-

axisymétriques (Figure 5-8a,c & Figure 5-9a,c). Les plus fortes valeurs (pouvant atteindre $\sim \pm 0.4$ °C) sont observées tout le long du bord est et aux Sud-Ouest du bassin (Figure 5-8.a,c & Figure 5-9a, c). Par ailleurs, le ratio des maximums des anomalies des composantes axisymétriques et des maxima absolus des anomalies non-axisymétriques varie entre ~ 1.5 et 2 pour la majorité des cas (Figure 5-8b,d & Figure 5-9b,d). Ces résultats suggèrent que les processus horizontaux et verticaux à l'intérieur des tourbillons auraient tous une part importante dans la création des anomalies de SST dans les tourbillons.

Les processus de mélange pourraient aussi être impliqués dans la création des anomalies observées, notamment les anomalies positives (négatives) dans les CEs (AEs). Ces processus n'ont pas été analysés dans cette étude, mais pourraient être à la base des inversions des anomalies de SST. Dans une étude très récente, *Moschos et al. (2021)* ont montré, en utilisant un modèle simple, que les mélanges verticaux modulés par les tourbillons eux-mêmes pourraient être les principaux mécanismes responsables de la création des anomalies négatives (positives) de SST dans les AEs (CEs) en mer Méditerranée. Comme le montre la Figure 5-10b, les proportions d'AEs froids et de CEs chauds dans l'hémisphère Nord (Sud) sont plus importantes durant le printemps et l'été boréal (austral). Ces résultats, en accord avec ceux de *Moschos et al. (2021)* montrent aussi que l'inversion des anomalies a lieu majoritairement au printemps-été, période où l'on assiste à l'amincissement de la couche de mélange et à la re-stratification de l'océan.

En conclusion, les advections horizontales et verticales ainsi que les mélanges verticaux seraient à l'origine des anomalies de SST dans les tourbillons. D'un autre côté, l'environnement extérieur des tourbillons durant leur propagation sont à prendre également en compte. Un tourbillon, indépendamment de sa polarité, peut paraître plus chaud ou plus froid, selon qu'il se propage à travers une région plus froide ou plus chaude (e.g. *Leyba et al., 2017*). De même, les instabilités durant la phase de dissipation pourraient également entraîner des masses d'eau environnantes vers le cœur des tourbillons, conduisant dans certains cas à une inversion d'anomalie de SST (e.g. *Sun et al., 2019*).

5.2.5 Flux de chaleur et précipitation à l'échelle des tourbillons

Dans l'ITCZ et entre les longitudes 10 °W et 40 °W, la structure spatiale moyenne des anomalies de précipitation dans les tourbillons (Figure 5-11a, b) se démarque des autres régions du bassin. Les anomalies moyennes dans ce domaine sont de l'ordre de ± 1.5 mm jour⁻¹, soit environ 15 à 20 % des précipitations moyennes journalières. Ces anomalies tendent à être corrélés positivement avec les anomalies de flux de chaleur et de SST (Figure 5-2). On observe une

tendance à la réduction (augmentation) des précipitations dans les tourbillons froids (chauds). Cependant, le coefficient de corrélation r entre les flux de chaleur et les précipitations est relativement faible ($|r| < 0.5$). Dans le reste du bassin, les anomalies moyennes de précipitation, qu'elles soient associées aux tourbillons chauds ou froids, ne montrent aucune différence dans leur distribution spatiale (Figure 5-11a, b). Dans ces régions, les anomalies oscillent autour de ± 0.5 mm jour⁻¹ et présentent un lien très faible ($|r| < 0.2$) avec les anomalies de flux de chaleur observées dans les tourbillons (Figure 5-11a-c). Il faut rappeler que ces régions sont des zones de très faibles précipitations, avec des moyennes de précipitations à grande échelle généralement inférieures 8 à 10 fois plus faible que dans les régions de l'ITCZ (Figure 1-2).

Ces observations suggèrent donc qu'à l'échelle des tourbillons, il n'existe pas de lien fort, dans l'ensemble du TAO, entre les flux de chaleur à la surface des tourbillons et les précipitations. Cependant, dans l'ITCZ, on observe une certaine concordance entre les anomalies de flux de chaleur et celles des précipitations à la surface des tourbillons, mais cela semble difficile à interpréter du fait de la faible corrélation qui existe entre elles. Cette absence de lien pourrait probablement être expliquée par le fait que les processus d'évaporation et de précipitation, faisant suite à la rétroaction atmosphérique, ne sont pas instantanés, et qu'au même moment les tourbillons ne sont pas stationnaires. Le déplacement des tourbillons et celui des masses d'air et des nuages précipitants, induiraient un déphasage spatio-temporel entre la signature de surface des tourbillons (SST et flux de chaleur) et les précipitations. Il est donc probable qu'une évaporation intense à la surface d'un tourbillon chaud engendre la formation de nuages et des précipitations en dehors du dit tourbillon. D'autre part, dans les régions extra-équatoriales où il pleut très peu, la signature en SST des tourbillons, qu'ils soient chauds ou froids influencent très peu les précipitations.

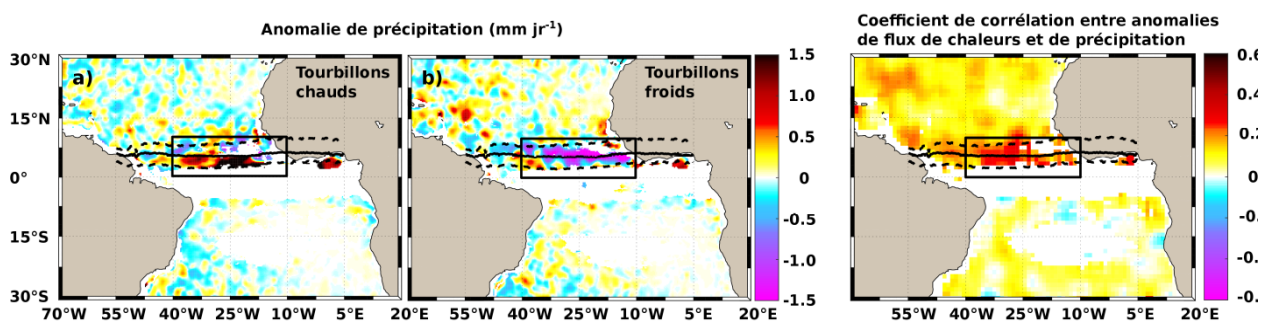


Figure 5-11 Distribution spatiale des anomalies moyennes de précipitation dans les tourbillons a) chauds et b) froids et c) coefficient de corrélation entre les anomalies de flux de chaleur et de précipitation. La boîte en noir délimite la zone de maximum de précipitation.

Ces observations faites dans le TAO sont contraires à celles obtenues dans d'autres régions océaniques, comme par exemple dans l'océan Austral, où *Frenger et al. (2013)* ont trouvé que les AEs induisent de fortes précipitations tandis que les CE les réduisent. Des résultats similaires ont été également obtenus dans les zones de fortes activités tourbillonnaires comme dans le Gulf Stream, le Kuroshio, la rétroflexion du courant des Aiguilles, le Confluence des courants du Brésil et des Malouines (*Liu et al., 2018*) ou encore dans le sud de la mer de Chine (*Liu et al., 2018*). Dans ces régions, l'activité tourbillonnaire est relativement plus intense et plus énergétique comparée à notre région d'étude qui est l'une des moins intenses (e.g. *Chelton et al., 2011*). Les précipitations y sont aussi plus intenses comparées aux régions hors de l'ITCZ étudiées ici (e.g. *Liu et al., 2018*).

5.3 Signature des tourbillons sur la SSS

5.3.1 Distribution spatiale des anomalies de SSS dans les tourbillons salés et doux

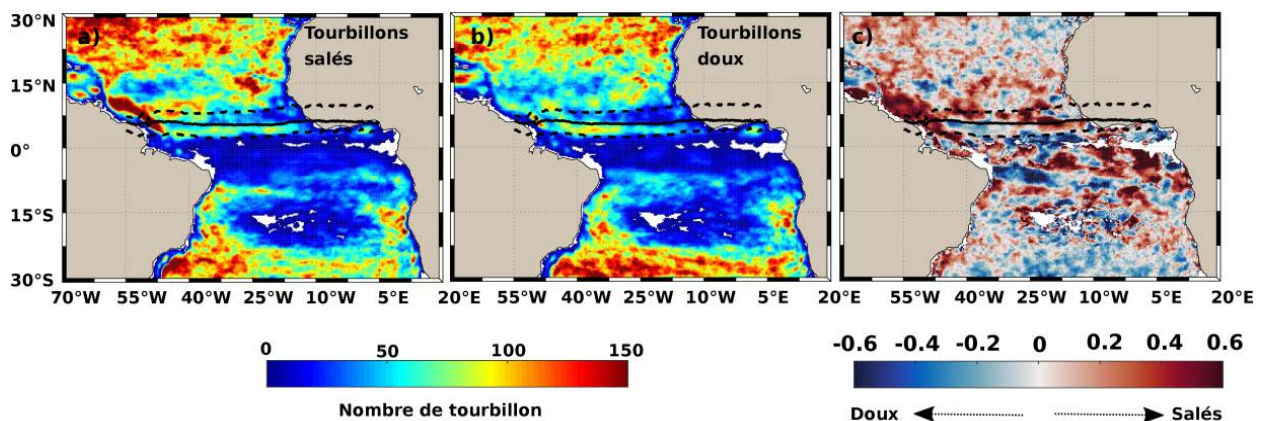


Figure 5-12 Couverture spatiale des tourbillons a) salés et b) doux par pixel de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ pour la période 2010-2016 et c) dominance spatiale des tourbillons chauds et froids.

De manière similaire à ce qui a été fait pour les tourbillons chauds et froids, les anomalies de SSS des tourbillons ont de même été regroupées en deux classes, celle des tourbillons ayant des anomalies positives, donc relativement plus salées et celle des tourbillons ayant des anomalies négatives, relativement moins salées ou plus doux. On parlera donc dans la suite de ce chapitre de tourbillons salés et de tourbillons doux. Les distributions spatiales de ces tourbillons salés et de tourbillons doux.

sont semblables et ne sont pas très différentes de celles des tourbillons chauds et froids (Figure 5-12). Cependant, on note dans certaines zones comme celle au nord-est du continent sud-américain, une prépondérance de tourbillons salés et dans d'autres au contraire, une dominance des tourbillons doux par exemple au sud de la latitude $\sim 25^\circ\text{S}$. Dans les régions équatoriales, on observe comme pour la SST, une alternance de bandes de tourbillons salés et doux (Figure 5-12c). Environ 50 % des AEs et 53% des CEs sont salés (Tableau 5.2).

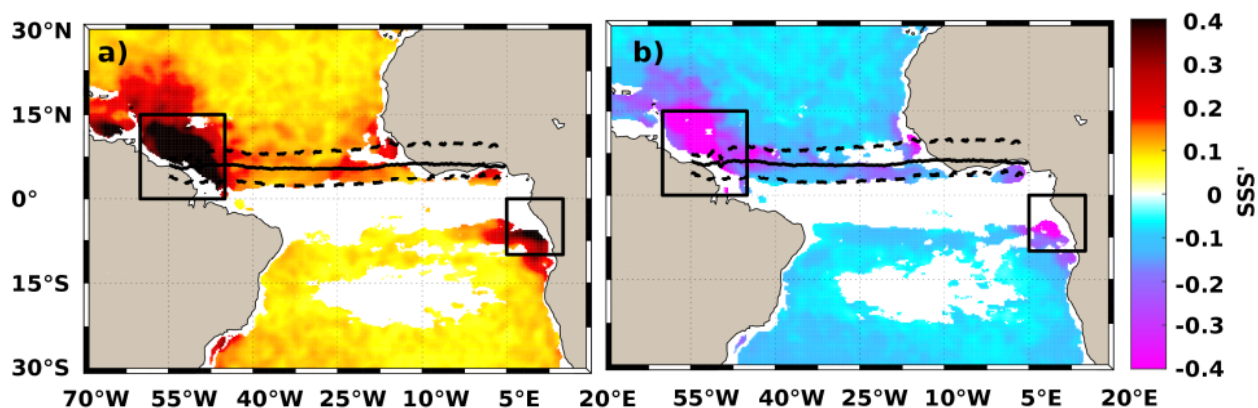


Figure 5-13 Distribution spatiale des anomalies moyennes de SSS dans les tourbillons a) salés et b) doux. Les pixels avec moins de 25 tourbillons sont masqués en blanc. Les boîtes en noir délimitent les zones influencées par les panaches des fleuves Amazone et Congo.

En moyenne, les tourbillons induisent des anomalies positives et négatives de SSS de l'ordre de ± 0.2 à ± 0.3 dans l'ensemble du TAO (Figure 5-13). La distribution spatiale des anomalies de SSS associées aux tourbillons est quasi-uniforme, sauf dans les régions influencées par les panaches des fleuves Amazone et Orénoque au nord-est du continent sud-américain et du Congo à l'Est du bassin dans lesquelles ces anomalies de SSS sont nettement plus fortes avec des valeurs parfois supérieures à l'unité (Figure 5-13a, b). Ces deux régions présentent des masses d'eau particulièrement dessalées en surface du fait des forts débits d'eaux douces des trois plus fortes décharges fluviales mondiale dans l'océan (Dai et al., 2009 ; Laraque et al., 2013). De même, dans ces deux régions, les profils verticaux de salinité montrent une forte stratification avec un maximum de sel en subsurface, sous la couche de mélange. Cela pourrait contribuer aux fortes anomalies observées par les effets de pompage et/ou advection horizontale par les tourbillons. Ces effets de pompage dans les tourbillons peuvent soit faire remonter des eaux plus salées en surface,

ou maintenir des eaux très dessalées en surface. Des études récentes ont aussi montré comment des tourbillons anticycloniques peuvent piéger des eaux très dessalées de surface à l’embouchure du fleuve Congo et les transporter vers le large notamment au moment de l’extension du panache du fleuve (Baudet, 2021).

Tableau 5.2: Statistiques des tourbillons salés et doux dans le TAO sur la période 2010-2016

	Cyclones		Anticyclones	
	Nombre et pourcentage	SSS’ Moy. ± std	Nombre et pourcentage	SSS’ Moy. ± std
Tourbillons « salés » (SSS’ > 0)	41548 (53 %)	0.13 ± 0.12	34789 (49 %)	0.12 ± 0.15
Tourbillons « doux » (SSS’ < 0)	37415 (47 %)	- 0.10 ± 0.10	35695 (51 %)	- 0.14 ± 0.15
Total	78963	-	70484	-

Dans l’ensemble du TAO, les anomalies de SSS induites par les tourbillons ne représentent en moyenne que ~ 0.5 à 1 % de la moyenne de la SSS totale sur toute la période d’étude (rapport de la moyenne temporelle des anomalies de SSS dans les tourbillons et de la moyenne temporelle de la SSS totale). Par contre, leur variabilité (rapport de la variance des anomalies de SSS dans les tourbillons et de la variance totale de SSS à toutes les échelles temporelles) peut atteindre 20 à 30 % de la variabilité totale. Cette contribution des tourbillons dans la variabilité totale de SSS, bien que non négligeable ne représente que la moitié environ de celle des tourbillons dans le Pacifique tropical où ils peuvent contribuer à hauteur de 40 à 60 % de la variabilité totale (e.g. Delcroix et al., 2018).

5.3.2 Analyses composites des anomalies de SSS dans les tourbillons

La Figure 5-14 montre, de façon analogue que pour la SST, les composites des anomalies de SSS dans tous les tourbillons à l’exception de ceux situés dans les panaches fluviaux de l’Amazonie, l’Orénoque et du Congo (les boîtes en noires de la Figure 5-13), en raison des fortes anomalies qu’ils induisent. Comme indiqué dans le paragraphe précédent, les tourbillons ayant des anomalies positives et négatives sont en proportion presque égale. Cependant, on note une légère

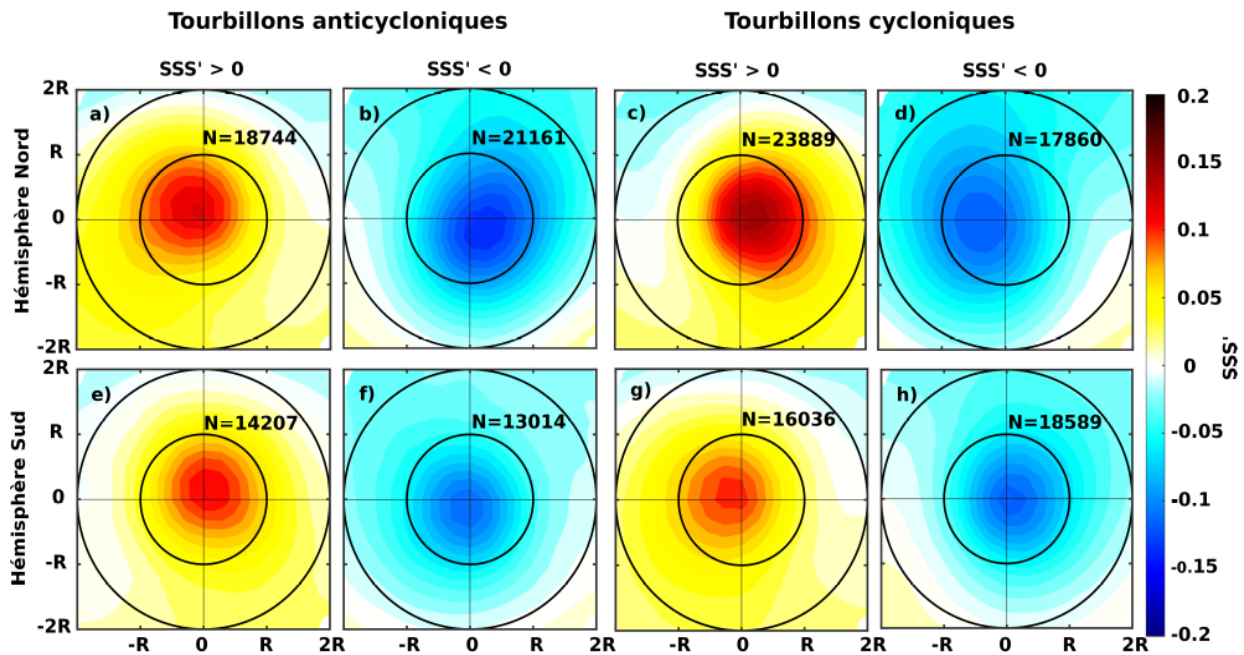


Figure 5-14 Composites des anomalies moyennes de SSS dans les tourbillons de l'Hémisphère Nord (ligne du haut) et Sud (ligne du bas) dans les tourbillons a, b,e,f) anticycloniques et c,d,g,h) cycloniques. N indique le nombre de tourbillons. Les cercles de rayon R représentent les contours externes normalisés des tourbillons.

préférence des AEs (CEs) doux (salés) dans l'Hémisphère Nord et l'inverse dans l'Hémisphère Sud. Les moyennes des composites sont comprises entre ± 0.15 et ± 0.2 , les valeurs maximales étant principalement observées dans les CEs salées et les AEs doux dans l'Hémisphère Nord (Figure 5-14b, c). Dans ces distributions composites, contrairement à celles de la SST, les anomalies sont relativement plus centrées avec les maximums très poches des centres des tourbillons. Cependant, les anomalies positives dans les AEs (CEs) sont très légèrement décalées vers le Nord-Ouest (Nord-Est) et les anomalies négatives vers le Sud-Est (Sud-Ouest) respectivement (Figure 5-14.a-d). Même chose dans l'Hémisphère Sud mais en sens inverse (Figure 5-14.e-h). Ces diverses observations suggèrent que les processus de subsurface notamment les advections verticales dues aux pompes à l'intérieur des tourbillons seraient la cause majeure de la création des anomalies de SSS à la surface des tourbillons. Les advections horizontales pourraient être aussi invoquées, ou encore le flux d'eau douce à l'interface océan-atmosphère (évaporation, précipitation).

5.3.3 Composantes axisymétriques et non-axisymétriques des composites de SSS

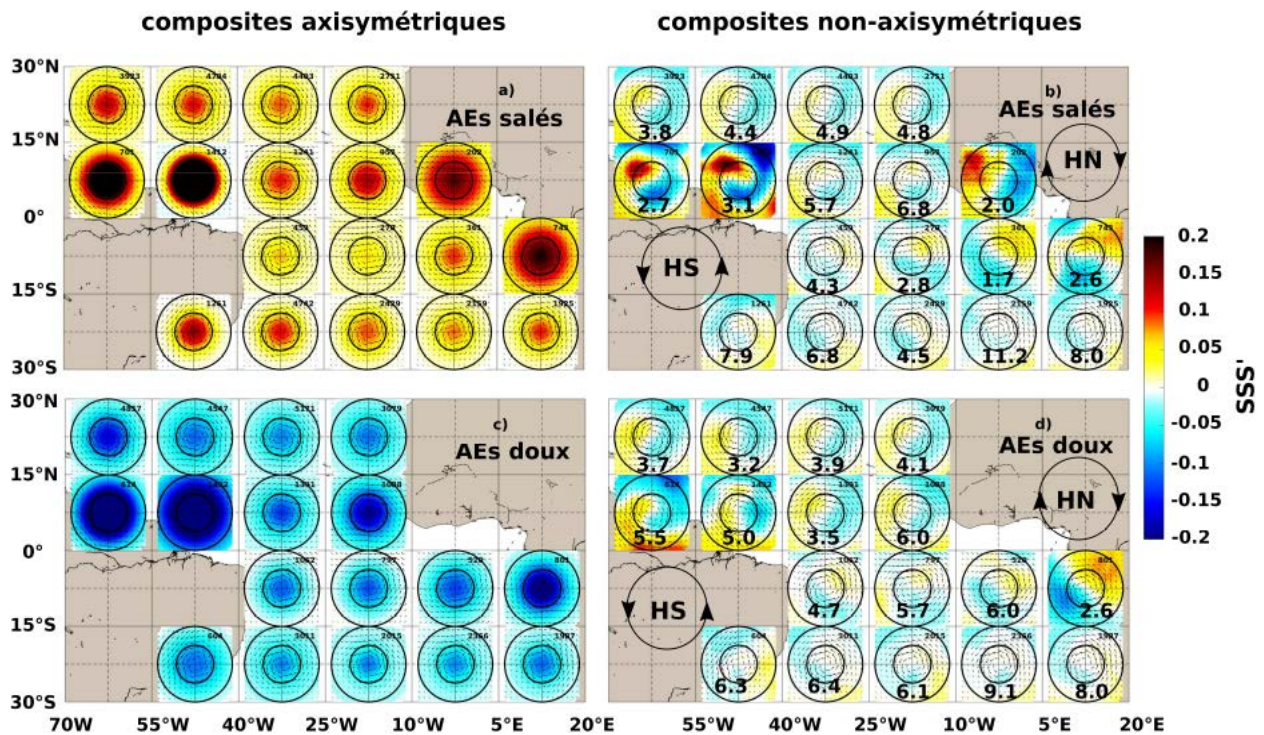


Figure 5-15 Comme pour la Figure 5-8, cas des anomalies de SSS dans les AEs

Comme pour la SST, les composites des anomalies de SSS ont été décomposées en composante axisymétrique et non-axisymétrique (Figure 5-15 & Figure 5-16). Les anomalies des composantes non-axisymétriques sont relativement faibles avec des valeurs inférieures à ± 0.05 pour la plupart des sous-régions aussi bien pour les AEs que pour les CEs, à l'exception des panaches des fleuves Amazone et Congo où elles peuvent atteindre ± 0.1 à ± 0.15 (Figure 5-15b, d & Figure 5-16b, d). Ces composantes non-axisymétriques sont également proportionnelles aux gradients de SSS à GE BF et en moyenne une variation de SSS d'une unité peut engendrer une anomalie de SSS de l'ordre de 0.3 en moyenne dans les AEs et de 0.2 pour les CEs (Figure 5-17). Les faibles anomalies moyennes des composantes non-axisymétriques signifierait que la plupart des tourbillons évoluent dans des régions relativement homogènes où la salinité de SSS GE BF varie très peu spatialement.

Les composantes axisymétriques des anomalies de SSS, centrées aux cœurs des tourbillons (AEs et CEs) sont remarquablement plus importantes que celles des composantes non-

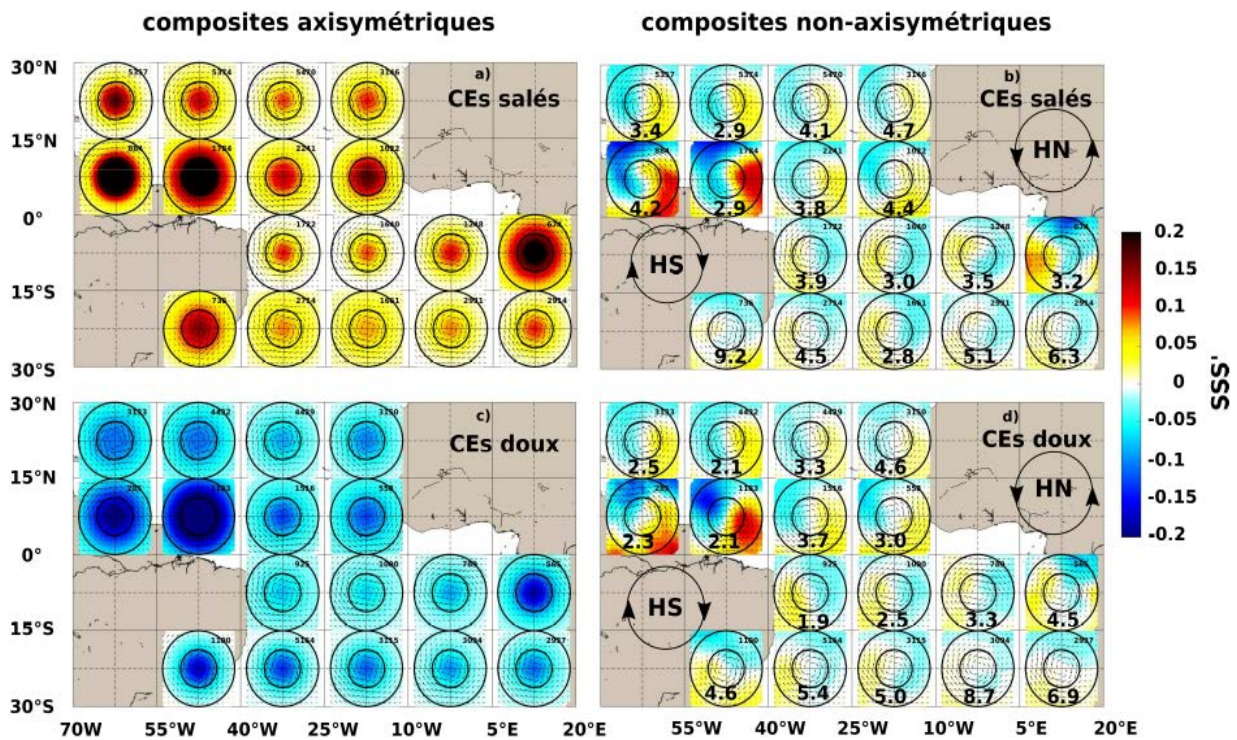


Figure 5-16 Comme pour la Figure 5-8 : cas des anomalies de SSS dans les CEs

axisymétriques. Ces composantes montrent des anomalies de ~ 0.2 en moyenne dans toutes les sous-régions mais présentent une légère variabilité spatiale. Elles sont notamment beaucoup plus fortes dans les panaches comme précédemment observées (Figure 5-15a, c & Figure 5-16a, c). De plus, les ratios entre les maximums des anomalies des composantes axisymétriques et ceux des anomalies des composantes non-axisymétriques varient de 2 à 11 (Figure 5-15b, d & Figure 5-16b, d). Cela suggère que les processus d'advections horizontales contribuent très peu à la création des anomalies de SSS, comparées aux autres processus dont les advections verticales, le mélange, ou encore les évaporations et les précipitations. La section suivante étudie le cas particulier de l'influence des évaporations et des précipitations sur la SSS dans les tourbillons dans le TAO et particulièrement dans l'ITCZ, zone de fortes précipitations.

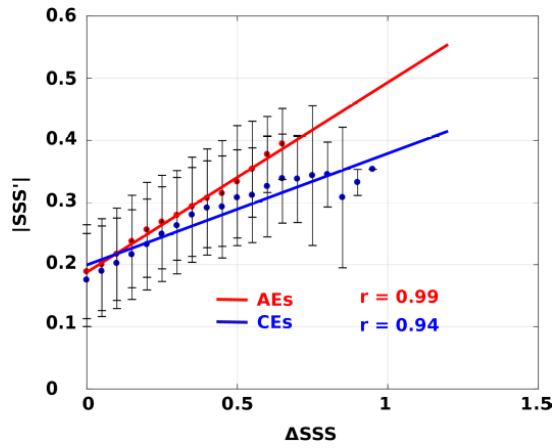


Figure 5-17 Anomalies de SSS non axisymétriques (en valeurs absolues) dans les CEs (en bleu) et AEs (en rouge) en fonction des gradients horizontaux de SSS GE BF

5.4 Influence des flux E-P sur la SSS dans les tourbillons

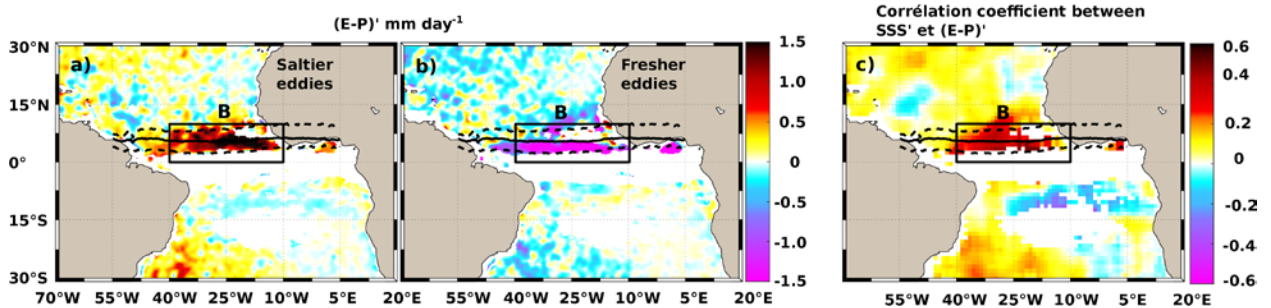


Figure 5-18 Anomalies moyennes de flux $E - P$ dans les tourbillons a) salés et b) doux et coefficient de corrélation entre les anomalies de $E - P$ et de SSS dans les tourbillons. Les boîtes B délimitent la zone de maximum de précipitation.

Les anomalies des flux d'évaporation – précipitation ($E - P$) au-dessus des tourbillons salés/doux sont relativement plus importantes dans l'ITCZ notamment à l'Est de 40°W , zone délimitée par la boîte en noir sur la Figure 5-18. Dans cette région, les anomalies sont positives

(excès d'évaporation) dans les tourbillons salés, et négatives (excès de précipitation) dans les tourbillons doux, avec des valeurs typiques de l'ordre de $\pm 1.5 \text{ mm jour}^{-1}$ (Figure 5-18a, b). Dans le reste du bassin, il y a une apparente dominance des évaporations (précipitations) dans les tourbillons salés (doux) mais avec des intensités plus faibles variant entre $\pm 0.5 \text{ mm jour}^{-1}$. Comme le montre la Figure 5-18c, les anomalies de flux E-P et les anomalies de SSS dans toutes les régions en dehors de l'ITCZ sont faiblement corrélés ($|r| < 0.2$). Par contre au niveau de l'ITCZ et notamment à l'est de 40°W (boîte B), il y a une forte corrélation ($r \sim 0.6$) entre les anomalies de E - P et de SSS (Figure 5-18c), signifiant que le flux E - P a une influence sur la SSS dans les tourbillons de ces régions.

Nous nous intéressons à cette région du TAO et proposons de faire un décompte statistique des tourbillons pour lesquels une variation de SSS serait corrélée positivement ou non avec celles du flux E - P. Pour ce faire, pour chacune des trajectoires des tourbillons identifiés, nous calculons les variations ΔSSS_t de la SSS et la moyenne $(E - P)_t$ de E - P entre les positions consécutives, puis nous regroupons les tourbillons pour lesquels ΔSSS_t et la moyenne $(E - P)_t$ sont toutes positives ou négatives et ceux pour lesquels les signes sont opposés. ΔSSS_t et $(E - P)_t$ sont calculés par les équations (5-2) et (5-3)

$$\Delta SSS_t = SSS_t - SSS_{t-1} \quad (5-2)$$

$$(E - P)_t = \frac{(E_t + E_{t-1}) - (P_t + P_{t-1})}{2} \quad (5-3)$$

Les indices $t - 1$ et t représentent les pas de temps successifs. Ainsi, une variation ΔSSS_t dans un tourbillon d'un jour à l'autre est associée au flux moyen $(E - P)_t$. La Figure 5-19 montre, pour le cas des AEs, qu'un excès d'évaporation ($E - P > 0$) peut aussi bien conduire à des variations de SSS positives que négative (Figure 5-19.a,c,d). De même pour les tourbillons ayant un excès de précipitation ($E - P < 0$), une grande majorité possède des anomalies positives de SSS, avec des anomalies de l'ordre de ± 0.2 . Ainsi donc, $\sim 62\%$ des AEs associés à un excès d'évaporation ont des anomalies positives de SSS, et 38% possédant des anomalies négatives de SSS (Tableau 5.3). Par ailleurs, plus de la moitié des AEs associés à un excès de précipitation ont des anomalies positives de SSS (Figure 5-19.b,e), or l'apport d'eau douce devrait engendrer une

dessalure à la surface des tourbillons. On observe les mêmes tendances pour les CEs, cependant, l'excès d'évaporation (de précipitation) conduit préférentiellement à des variations positives (négatives) de SSS (Figure 5-20). Ces résultats suggèrent que, dans cette région fortement dominée par les précipitations du fait de la présence de l'ITCZ, les processus atmosphériques liés aux flux d'eau douce semblent n'avoir qu'un contrôle partiel sur la SSS à mésoéchelle, à l'opposé des observations à grande échelle pour laquelle la SSS est majoritairement gouvernée par ces flux d'eau douce notamment les précipitations (Foltz *et al.*, 2004 ; Da-Allada *et al.*, 2013). En conclusion, les anomalies de SSS des tourbillons dans l'ITCZ sont potentiellement influencées aussi bien par des processus atmosphériques (évaporation et précipitation), que par les processus océaniques (advections verticales, horizontales). Cependant, il est difficile avec les jeux de données analysés, de quantifier les proportions relatives de l'influence de ces différents processus ainsi que les probables rôles des mélanges induits par les tourbillons.

Tableau 5.3: Statistiques des tourbillons en fonction des variations de SSS et du flux E – P associés dans la région équatoriale au niveau de l'ITCZ

	Nombre d'anticyclones (%)		Nombre de Cyclones (%)	
	E – P > 0	E – P < 0	E – P > 0	E – P < 0
ΔSSS > 0	563 (62 %)	770 (53 %)	655 (61 %)	464 (48 %)
ΔSSS < 0	338 (38 %)	672 (47 %)	423 (39 %)	499 (52 %)
Total	901 (100%)	1442	1078 (100%)	963

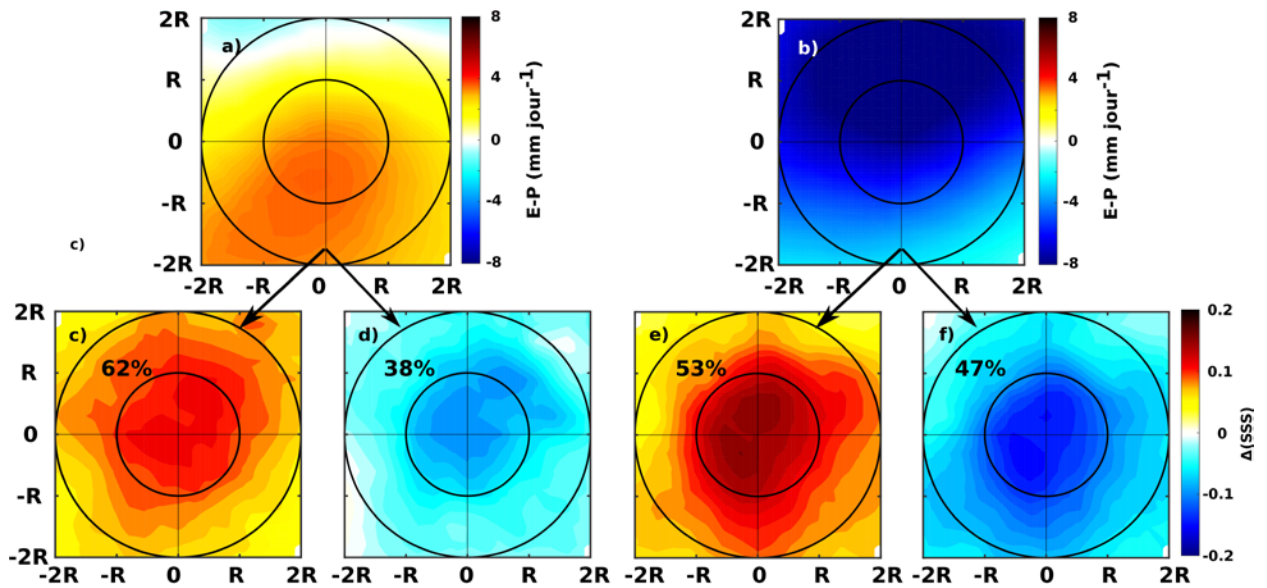


Figure 5-19 Composites moyennes des variations du flux $E - P$ et de SSS associées au niveau de l'ITCZ : cas des AEs

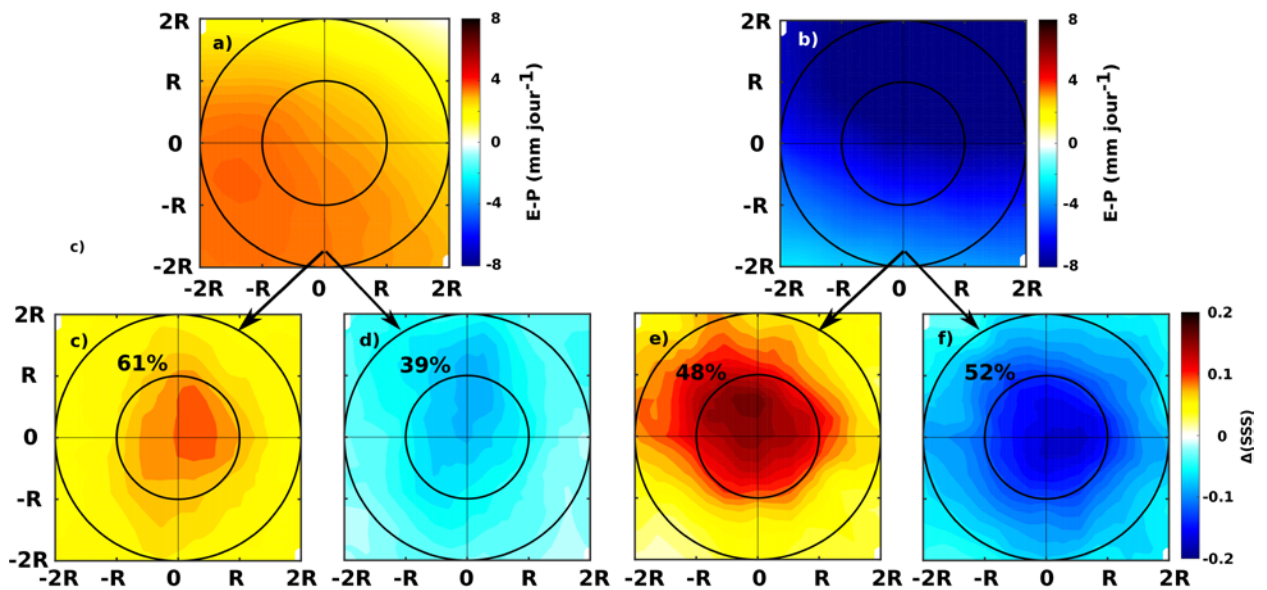


Figure 5-20 Composites moyennes des variations du flux $E - P$ et de SSS associées au niveau de l'ITCZ : cas des CEs

5.5 Conclusion

L'objectif principal de ce chapitre était d'étudier l'influence des tourbillons de mésoéchelle sur les interactions océan-atmosphère dans le TAO. En combinant plusieurs données satellitaires de température, salinité, flux turbulents et précipitations avec celles entre 2010 et 2016, nos résultats ont montré que :

- Environ 40 % des CEs et AEs du TAO ont respectivement des anomalies de SST chaudes et froides. Ils possèdent donc des anomalies de signes contraires à ce qui est habituellement admis. En moyenne, ces anomalies varient entre ± 0.4 °C et sont plus fortes sur les bords Est du bassin et dans les zones frontales. Ces anomalies de SST dans les tourbillons induisent proportionnellement des anomalies de flux de chaleur latente et sensible, avec un coefficient de proportionnalité de 25 et 8 $\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}$ respectivement. Ces flux associés aux tourbillons représentent en général moins de 10 % de la variabilité totale dans la plupart des régions du TAO. Cela est probablement dû à la faible énergie cinétique des tourbillons (e.g. *Jia et al., 2011 ; Aguedjou et al., 2019*).
- Pas de lien consistant entre les anomalies des flux de chaleur et les précipitations associés aux tourbillons. Cela pourrait probablement s'expliquer par le fait que les échelles spatio-temporelles des processus atmosphériques seraient supérieures à celles des processus océaniques à mésoéchelle, notamment dans l'ITCZ.
- En ce qui concerne la salinité, les anomalies associées aux tourbillons sont en moyenne de l'ordre de ± 0.4 , et représentent 20 à 30 % de la variabilité totale sur toute la période d'étude. Ces anomalies de SSS dans les tourbillons, selon les observations sont partiellement influencées par le flux E – P, notamment dans l'ITCZ, mais d'autres mécanismes doivent être considérés.

Les analyses composites ont montré que les anomalies de SST/SSS dans les tourbillons sont en partie dues aux advections horizontales de SST/SSS à grande échelle par les tourbillons. D'autres processus comme les advections verticales (pompage des tourbillons) ou encore des processus purement atmosphériques comme les flux de chaleur et de précipitation sont évoqués. Cependant, ces processus n'ont pas pu être mis en évidence, de même que les contributions de chacun d'eux. Cette étude permet d'avoir de nouvelles informations sur les rôles que jouent les tourbillons de mésoéchelle dans le TAO. Cependant, d'autres diagnostics pouvant

permettre de comprendre des mécanismes tels que les processus physiques à la base de la création des anomalies ainsi que la contribution de chacun d'eux, restent à déterminer.

En termes de perspectives, ce chapitre n'a pas pu aborder les réponses atmosphériques (vents, convection, transport d'humidité, etc.) aux flux de chaleur à mésoéchelle de l'océan vers l'atmosphère dans le TAO. Les analyses des principaux processus océaniques (advections horizontales et verticales, mélange) et atmosphérique (précipitation, évaporation, vent) impliqués dans la variabilité de la SST/SSS des tourbillons n'ont également pas pu être poussées plus loin. De même, certaines régions importantes, comme le golfe de Guinée n'ont pas pu être analysées dans cette étude du fait du nombre limité de structures tourbillonnaires. Il serait donc intéressant d'étudier ces différentes questions, en exploitant des jeux de données sur une période plus longue et préférentiellement issus de modèles couplés océan-atmosphère et de modèle atmosphérique haute résolution réalistes et validés par des observations. Cela permettra de faire un bilan de sel et de chaleur dans la couche de mélange à l'échelle du bassin, d'étudier plus en détail les processus physiques impliqués dans la création des anomalies observées de SST/SSS dans les tourbillons ainsi que la contribution de chacun d'eux. Par ailleurs, la modélisation couplée permettra d'explorer les rétroactions atmosphériques dans le TAO et d'identifier les potentiels rôles que pourraient jouer les tourbillons de mésoéchelle dans le flux d'humidité vers le continent Ouest Africain et plus particulièrement leur implication dans la modulation de la mousson ouest africaine.

Chapitre 6: Conclusions générales et perspectives

“ [...] les questions sont plus essentielles que les réponses, et chaque réponse devient une nouvelle question.”

Karl Jaspers

6.1 Conclusions générales

Au cours de ma thèse, je me suis intéressé à la dynamique de mésoéchelle dans l’océan Atlantique tropical (TAO). A partir de l’analyse de données satellitales et de profils verticaux de température (θ) et salinité (S) acquis par les profileurs Argo dans le TAO, les principaux objectifs de ma thèse de doctorat étaient de :

- Étudier les caractéristiques physiques de surface des tourbillons de mésoéchelle dans le TAO et leurs variations saisonnières ;
- Déterminer leurs structures thermohalines et extensions verticales ;
- Estimer les mécanismes physiques responsables de la formation de ces tourbillons ;
- Étudier les interactions entre les tourbillons et les flux de chaleur et d’eau douce à l’interface océan-atmosphère.

Dans une première partie, à partir des données altimétriques de hauteur de mer sur la période 1993-2016, plus de 32000 trajectoires de tourbillons cycloniques et anticycloniques, à proportions sensiblement égales, ont été identifiées. La bande équatoriale $\sim (12^\circ\text{N} - 12^\circ\text{S})$ se distingue des autres régions avec un très faible nombre de tourbillons identifiés. Dans l’ensemble du TAO, les tourbillons ont des amplitudes, rayons et EKE moyennes relativement plus faibles par rapport aux régions océaniques les plus énergétiques comme le Gulf Stream ou encore la réflexion des Aiguilles. Cependant, ces caractéristiques (amplitudes, rayons et EKE) possèdent une forte variabilité saisonnière notamment à l’ouest du bassin dans le contre-courant nord équatorial (NECC) et dans la réflexion du courant Nord-brésilien (NBC). Dans le NECC, les instabilités barotropes associées au cisaillement horizontal des courants de grande échelle ont été identifiées comme étant le principal mécanisme de formation des tourbillons en utilisant une méthodologie entièrement basée sur les données altimétriques. Au contraire, dans la réflexion du NBC, les processus de formation sont plus complexes et les observations altimétriques n’ont

pu permettre à elles seules de les déterminer, même si les instabilités baroclines semblent être le principal candidat.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés à la structure verticale des tourbillons et avons trouvé qu'en utilisant les coordonnées Z , les anomalies de θ/S dans les tourbillons sont essentiellement dues aux déplacements verticaux des isopycnes induits par les tourbillons, confirmant ainsi les résultats des études antérieures. Ces déplacements verticaux induits par les tourbillons, de même que l'extension verticale des tourbillons présentent une structure spatiale très variable. En particulier, les tourbillons extra-équatoriaux sont plus profonds et engendrent des mouvements verticaux plus importants que ceux des régions équatoriales. Ils présentent également de doubles structures sur la verticale, attestant de la présence de tourbillons de subsurface. En coordonnées isopycnales, les anomalies de θ dans les tourbillons peuvent être significativement positives, négatives ou non-significatives, indépendamment de leur sens de rotation. À leur formation, près de la moitié des tourbillons échantillonnés possèdent des anomalies de θ isopycnales non-significatives, suggérant qu'ils ont été formés par des processus frictionnels (frottement) qui modifient la vorticité des masses d'eau sans en altérer les propriétés thermohalines. Au contraire, l'autre moitié des tourbillons ayant des anomalies θ/S significatives à leur formation seraient formées par mélange diapycnal ou par advection isopycnale de masse d'eau à grande échelle. En effet, ces processus modifient non seulement la vorticité potentielle mais engendrent aussi des anomalies thermohalines. Ces résultats sont novateurs et permettent, à partir de données *in-situ* uniquement d'estimer les processus à l'origine des instabilités conduisant à la formation des structures tourbillonnaires.

Dans une troisième partie, nous avons étudié l'influence des tourbillons de mésoéchelle sur les flux de chaleur et d'eau douce à l'interface océan-atmosphère dans le TAO. Une part importante des tourbillons cycloniques (anticycloniques) possède des anomalies positives (négatives) de SST, contrairement à ce qui était généralement admis. Les advections horizontales et verticales et les processus de mélange verticaux sont identifiés comme les principaux processus par lesquels les anomalies de SST sont créées. Ces anomalies de SST variant en moyenne entre ± 0.4 °C, induisent proportionnellement des anomalies de flux de chaleur latente et sensible et des flux infra-rouges à la surface des tourbillons. Les taux de variation de ces flux par °C sont de $\sim +25$; $\sim +8$ et $\sim +6$ W m⁻² °C⁻¹, respectivement. Nos résultats ont aussi montré que la variabilité des flux de chaleur due aux tourbillons dans la plupart des régions du TAO représente ~ 10 % de la variabilité totale. Contrairement à ce qui est observé dans des régions d'intenses activités tourbillonnaires, aucun lien direct n'a été mis en évidence entre les flux de chaleur et les

précipitations dans les tourbillons à l'échelle du TAO. Cependant, au niveau de l'ITCZ, une corrélation significative mais relativement faible ($r < 0.5$) a été observée. L'une des causes probables serait liée au déphasage spatio-temporel entre la circulation atmosphérique des masses d'air et la propagation des tourbillons. Par ailleurs, les tourbillons qu'ils soient cycloniques ou anticycloniques, possèdent également des anomalies de SSS positives et négatives avec des proportions sensiblement égales. En moyenne, les anomalies de SSS dans les tourbillons varient entre ± 0.4 dans l'ensemble du bassin. Au niveau des panaches des fleuves Amazone, Orénoque et Congo, les anomalies de SSS sont relativement plus fortes et peuvent atteindre l'unité. La variabilité de ces anomalies à mésoéchelle représente jusqu'à 30% de la variabilité totale de SSS sur toute la période d'étude. Contrairement aux anomalies de SST, les advections horizontales seraient minoritaires comparées aux autres processus pilotant la création d'anomalie de SSS dans les tourbillons. Au niveau de l'ITCZ, zone de maximum de précipitation, en plus des advections et des mélanges verticaux, le flux d'eau douce à l'interface océan-atmosphère (évaporation – précipitation) jouerait aussi un rôle important dans la variabilité de la SSS dans les tourbillons d'après nos résultats.

6.2 Perspectives

En perspective, certains aspects fondamentaux des résultats de cette thèse devront être approfondis eu égard les limites auxquelles nous nous sommes confrontés. Par exemple, dans la réflexion du NBC où les mécanismes responsables de la formation des tourbillons n'ont pu être formellement déterminés, il serait intéressant d'investiguer sur le rôle des instabilités baroclines dans la génération des tourbillons. De même, si le faible nombre de tourbillons identifiés par altimétrie dans les régions équatoriales peut potentiellement être lié à la dynamique équatoriale quasi-linéaire (e.g. *Chelton et al., 2011*), d'autres aspects peuvent être explorés. En effet, nous savons qu'il existe aussi dans cette région des tourbillons intensifiés en subsurface qui n'ont pas de signature en hauteur de mer et ne sont donc pas détectable par altimétrie (*Assene et al., 2020*). Il serait donc intéressant d'utiliser un modèle numérique réaliste à haute résolution, reproduisant correctement les dynamiques à mésoéchelle de la réflexion du NBC et des régions équatoriales (*Dieng et al., 2021 ; Assene et al., 2020 ; Alory et al., 2021, Napolitano et al., 2021*), afin de déterminer le rôle des instabilités baroclines dans la formation des tourbillons dans la réflexion du NBC. On pourra également quantifier la proportion des tourbillons localisés en subsurface par rapport à ceux identifiés dans les données altimétriques. Ce genre d'étude permettra une avancée

vers un recensement exhaustif de toutes les structures tourbillonnaires détectables ou non dans les données altimétriques principalement dans les océans tropicaux.

En ce qui concerne la structure verticale des tourbillons, des questions importantes relatives à leurs variabilités (saisonnnières et interannuelles) ainsi qu'aux transports de chaleurs et de sel associés n'ont pas pu être abordées dans cette thèse. Ce sont d'intéressantes questions de recherche qui pourront d'une part être abordées par l'analyse des données *in-situ* de θ/S issus des flotteurs Argo et des mouillages PIRATA qui n'ont pas été exploités dans cette thèse. D'autre part, vu le nombre relativement faible de tourbillons échantillonnés par les flotteurs Argo dans le TAO, cette étude pourra être approfondie à partir d'un modèle océanique réaliste haute résolution notamment les configurations basées sur le modèle NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean; Madec & the NEMO team, 2016) au $1/12^\circ$ sur le TAO et au $1/36^\circ$ sur le golfe de Guinée développées dans le projet OSTST-AltiETAO, SWOT-GG et H2020 TRIATLAS (Dieng *et al.*, 2019 ; Assene *et al.*, 2020 ; Alory *et al.*, 2021, Napolitano *et al.*, 2021). Cela permettra aussi d'étudier les variabilités temporelles aux échelles intra-saisonnnières, saisonnières et interannuelles des transports de chaleur et de sel associés aux tourbillons. Par ailleurs, cette thèse a proposé une évaluation qualitative des principaux mécanismes (friction, mélange diapycnal, advection isopycnale), sources d'anomalie de PV, à l'origine des instabilités conduisant à la formation des tourbillons dans le TAO. Il faudra compléter ces résultats par une analyse quantitative aussi à partir d'un modèle numérique qui permettrait de déterminer les contributions de chacun des mécanismes proposés et d'identifier le (ou les) plus dominant(s) dans les différentes régions du TAO ainsi que leurs variabilités saisonnière et interannuelle. Ces diagnostics novateurs mis en place pendant cette thèse et basés uniquement sur des observations peuvent être d'une grande utilité pour les modèles océaniques dans lesquels les processus de friction et de mélange sont paramétrés, afin de tester différentes paramétrisations.

A la surface des tourbillons, les processus physiques responsables de la création des anomalies de SST/SSS dans le TAO, en particulier ceux liés à l'inversion d'anomalies de SST (positives dans les cyclones et négatives dans les anticyclones) n'ont été que partiellement discutés durant cette thèse. L'étude de ces différents processus dans le TAO pourra constituer un objet de recherche future. De même, les rétroactions atmosphériques en réponse aux flux de chaleur associés aux tourbillons et l'implication des tourbillons dans la modulation de la mousson en Afrique de l'Ouest sont toutes autant d'intéressants sujets de recherche. En effet, le déclenchement de la mousson africaine est lié au gradient de flux de chaleur notamment de chaleur latente entre l'océan et le continent (e.g. Caniaux *et al.*, 2011). En modulant donc les flux de chaleur à

l'interface océan-atmosphère, les tourbillons pourraient potentiellement influencer le déclenchement puis l'intensité de la mousson ouest-africaine. Une modélisation couplée océan-atmosphère sera un bon outil pour investiguer efficacement ces questions scientifiques.

D'une manière générale, cette thèse a permis d'élaborer de nouvelles connaissances sur la dynamique des tourbillons de mésoéchelle, notamment les différents processus à l'origine de leur formation dans le TAO. Les différentes méthodes développées au cours de cette thèse, notamment celles de la classification des anomalies isopycnales significatives et non significatives pourront d'une part être appliquées dans d'autres régions océaniques pour étudier les mécanismes à l'origine de la formation des structures tourbillonnaires. D'autre part ces méthodes pourront être utiles dans le bilan des transports « effectifs » de chaleur, de sel ou d'autres paramètres physico-biogéochimiques tel que les nutriments, les concentrations en chlorophylle et en oxygène des régions côtières vers l'océan au large comme dans les systèmes d'upwelling de bord est dans le TAO (e.g. *Gutknecht et al., 2013 ; Löscher et al., 2015*). Finalement, de récentes études ont montré comment les tourbillons de mésoéchelle peuvent influencer le flux de carbone entre l'océan et l'atmosphère dans l'océan Atlantique sud (e.g. *Orseli et al., 2019a ; 2019b*). Ces flux de carbone (CO₂) de l'océan vers l'atmosphère étant plus élevés dans les océans tropicaux (e.g. *Takahashi et al., 2014 ; Friedlingstein et al., 2019*), l'impact des tourbillons sur ces flux de carbone dans le TAO constitue un sujet de grand intérêt, notamment dans le contexte actuel de réchauffement climatique.

Le satellite SWOT (*Surface Water and Ocean Topography*) sera mis en orbite à la fin de cette année 2022 promet également une avancée notable des observations des phénomènes de petites échelles spatiales (de longueurs d'onde caractéristiques comprises entre 15 et 30 km) (e.g. *Fu et al., 2012 ; Fu & Ubelmann, 2014*). L'un des avantages de la future mission SWOT est la cartographie en 2D (interférométrie radar) de la topographie dynamique des océans, contrairement aux précédentes missions qui effectue cette cartographie en 1D (altimétrie nadir) avec des longueurs d'onde observables supérieures à 150 km (*Chelton et al., 2011 ; Morrow et al., 2019*). Les données de cette future mission permettront donc de mieux caractériser la dynamique océanique à méso et à sous-mésoéchelle. Ces données permettront également de mieux comprendre les processus aux plus fines échelles impliqués dans la formation et la dissipation des structures tourbillonnaires observées actuellement (*Morrow et al., 2019*). Dans le TAO, cette mission sera d'un grand intérêt notamment dans la détection des structures tourbillonnaires, dans les régions équatoriales et dans le golfe de Guinée (projet SWOT-GG centré sur la préparation et utilisation des premières données SWOT dans cette région) et ses régions côtières (tourbillons plus

petites tailles – résultats du projet OSTST Alti-ETAO) où relativement peu de tourbillons ont été détectés dans les données altimétriques actuelles.

Références bibliographiques

- Aguedjou, H. M. A. (2017). Dynamique de la mésoéchelle dans l'Atlantique tropical: caractérisation et cycle saisonnier. UAC, Bénin -UPS, France.
- Aguedjou, H. M. A., Chaigneau, A., Dadou, I., Morel, Y., Pegliasco, C., Da-Allada, C. Y., & Baloïtcha, E. (2021). What Can We Learn From Observed Temperature and Salinity Isopycnal Anomalies at Eddy Generation Sites? Application in the Tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 126(11), 1-27. <https://doi.org/10.1029/2021JC017630>
- Aguedjou, H. M. A., Dadou, I., Chaigneau, A., Morel, Y., & Alory, G. (2019). Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and Their Seasonal Variability *Geophysical Research Letters*. 1-9. <https://doi.org/10.1029/2019GL083925>
- Alory, G., Da-Allada, C. Y., Djakouré, S., Dadou, I., Jouanno, J., & Loemba, D. P. (2021). Coastal Upwelling Limitation by Onshore Geostrophic Flow in the Gulf of Guinea Around the Niger River Plume. *Frontiers in Marine Science*, 7, 1116. <https://doi.org/10.3389/FMARS.2020.607216/BIBTEX>
- Álvarez-Salgado, X. A., Álvarez, M., Brea, S., Mèmery, L., & Messias, M. J. (2014). Mineralization of biogenic materials in the water masses of the South Atlantic Ocean. II: Stoichiometric ratios and mineralization rates. *Progress in Oceanography*, 123, 24-37. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2013.12.009>
- Aristegui, J., Alvarez-salgado, X. A., National, S., Barton, E. D., National, S., & Hernandez-leon, S. (2006). Chapter 23 : oceanography and fisheries of the Canary current / Iberian region of the eastern North Atlantic (18a , E) Chapter 23 . OCEANOGRAPHY AND FISHERIES OF THE CANARY CURRENT / IBERIAN REGION OF THEEASTERN. May 2014.
- Arístegui, J., Sangrá, P., Hernández-León, S., Cantón, M., Hernández-Guerra, A., & Kerling, J. L. (1994). Island-induced eddies in the Canary islands. *Deep-Sea Research Part I*, 41(10), 1509-1525. [https://doi.org/10.1016/0967-0637\(94\)90058-2](https://doi.org/10.1016/0967-0637(94)90058-2)
- Arístegui, J., Tett, P., Hernández-Guerra, A., Basterretxea, G., Montero, M. F., Wild, K., Sangrá, P., Hernández-León, S., Cantón, M., García-Braun, J. A., Pacheco, M., & Barton, E. D. (1997). The influence of island-generated eddies on chlorophyll distribution: A study of mesoscale variation around Gran Canaria. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 44(1), 71-96. [https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(96\)00093-3](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(96)00093-3)

- Arístegui, Javier, Barton, E. D., Álvarez-Salgado, X. A., Santos, A. M. P., Figueiras, F. G., Kifani, S., Hernández-León, S., Mason, E., Machú, E., & Demarcq, H. (2009). Sub-regional ecosystem variability in the Canary Current upwelling. *Progress in Oceanography*, 53(1-4), 33-48. <https://doi.org/10.1016/J.POCEAN.2009.07.031>
- Arnault, S. (1987). Tropical Atlantic geostrophic currents and ship drifts. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 92(C5), 5076-5088. <https://doi.org/10.1029/JC092IC05P05076>
- Assassi, C., Morel, Y., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Vandermeirsch, F., Rosemary, M., Colas, F., Fleury, S., & Cambra, R. (2014). Detection of subsurface eddies from satellite observations. *EGUGA*, 16, 5374. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014EGUGA..16.5374A/abstract>
- Assassi, C., Morel, Y., Vandermeirsch, F., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Morrow, R., Colas, F., Fleury, S., Carton, X., Klein, P., & Cambra, R. (2016). An index to distinguish surface- and subsurface-intensified vortices from surface observations. *Journal of Physical Oceanography*, 46(8), 2529-2552. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0122.1>
- Assene, F., Morel, Y., Delpech, A., Aguedjou, M., Jouanno, J., Cravatte, S., Marin, F., Ménesguen, C., Chaigneau, A., Dadou, I., Alory, G., Holmes, R., Bourlès, B., & Koch-larrouy, A. (2020). From Mixing to the Large Scale Circulation : How the Inverse Cascade Is Involved in the Formation of the Subsurface Currents in the Gulf of Guinea. 1-36. <https://doi.org/10.3390/fluids5030147>
- Assene, M. F. B. (2019). Etude de la dynamique des tourbillons de méso-échelle dans l'Atlantique Tropical. UAC,UPS.
- Awo, F. M., Alory, G., Da-Allada, C. Y., Delcroix, T., Jouanno, J., Kestenare, E., & Baloitcha, E. (2018). Sea Surface Salinity Signature of the Tropical Atlantic Interannual Climatic Modes. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(10), 7420-7437. <https://doi.org/10.1029/2018JC013837>
- Backeberg, B. C., Penven, P., & Rouault, M. (2012). Impact of intensified Indian Ocean winds on mesoscale variability in the Agulhas system. *Nature Climate Change*, 2(8), 608-612. <https://doi.org/10.1038/nclimate1587>
- Barnier, B., Reynaud, T., Beckmann, A., Böning, C., Molines, J. M., Barnard, S., & Jia, Y. (2001). On the seasonal variability and eddies in the North Brazil Current: insights from model intercomparison experiments. *Progress in Oceanography*, 48(2-3), 195-230. [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(01\)00005-2](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(01)00005-2)

- Basdevant, C., & Philipovitch, T. (1994). On the validity of the “Weiss criterion” in two-dimensional turbulence. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 73(1-2), 17-30. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(94\)90222-4](https://doi.org/10.1016/0167-2789(94)90222-4)
- Baudet, F. (2021). Etude de la dynamiques de mésoéchelle dans le golfe de Guinée - Impact du fleuve Congo - Transfert côte-large. Université Paul Sabatier.
- Bellenger, H., & Duvel, J. P. (2009). An analysis of tropical ocean diurnal warm layers. *Journal of Climate*, 22(13), 3629-3646. <https://doi.org/10.1175/2008JCLI2598.1>
- Bellucci, A., Scoccimarro, P. J. A. E., & Haarsma, S. G. G. F. R. J. (2021). Air - Sea interaction over the Gulf Stream in an ensemble of HighResMIP present climate simulations. *Climate Dynamics*, 0123456789. <https://doi.org/10.1007/s00382-020-05573-z>
- Bentamy, A., Ayina, H. L., Queffeuilou, P., Croize-Fillon, D., & Kerbaol, V. (2007). Improved near real time surface wind resolution over the Mediterranean Sea. *Ocean Science*, 3(2), 259-271. <https://doi.org/10.5194/OS-3-259-2007>
- Bentamy, A., Piollé, J. F., Grouazel, A., Danielson, R., Gulev, S., Paul, F., Azelmat, H., Mathieu, P. P., von Schuckmann, K., Sathyendranath, S., Evers-King, H., Esau, I., Johannessen, J. A., Clayson, C. A., Pinker, R. T., Grodsky, S. A., Bourassa, M., Smith, S. R., Haines, K., ... Josey, S. A. (2017). Review and assessment of latent and sensible heat flux accuracy over the global oceans. *Remote Sensing of Environment*, 201(November 2016), 196-218. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2017.08.016>
- Bentamy, A., Rouault, M., Herve, A., Bentamy, A., Rouault, M., & Herve, A. (2004). Analysis of the remotely sensed winds : Sensitivity of ORCA model to the scatterometer wind forcing. *AGUSM*, 2004, OS34A-03. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004AGUSMOS34A..03B/abstract>
- Bentamy, A, Piollé, J. F., Grouazel, A., Danielson, R., Gulev, S., Paul, F., Azelmat, H., Mathieu, P. P., Schuckmann, K. Von, Sathyendranath, S., Evers-king, H., Esau, I., Haines, K., Valdivieso, M., Merchant, C. J., Chapron, B., Anderson, A., Hollmann, R., & Josey, S. A. (2017). Remote Sensing of Environment Review and assessment of latent and sensible heat flux accuracy over the global oceans. *Remote Sensing of Environment*, 201(September), 196-218. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2017.08.016>
- Bentamy, Abderrahim, Katsaros, K. B., Mestas-Nunez, A. M., Drennan, W. M., Forde, E. B., & Roquet, H. (2003). Satellite estimates of wind speed and latent heat flux over the global

- oceans. *Journal of Climate*, 16(4), 637-656. [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2003\)016<0637:SEOWSA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2003)016<0637:SEOWSA>2.0.CO;2)
- Biastoch, A., Böning, C. W., Schwarzkopf, F. U., & Lutjeharms, J. R. E. (2009). Increase in Agulhas leakage due to poleward shift of Southern Hemisphere westerlies. *Nature* 2009 462:7272, 462(7272), 495-498. <https://doi.org/10.1038/nature08519>
- Biastoch, Arne, Durgadoo, J. V., Morrison, A. K., Van Sebille, E., Weijer, W., & Griffies, S. M. (2015). Atlantic multi-decadal oscillation covaries with Agulhas leakage. *Nature Communications* 2015 6:1, 6(1), 1-7. <https://doi.org/10.1038/ncomms10082>
- Biastoch, Arne, & Krauss, W. (1999). The role of mesoscale eddies in the source regions of the Agulhas current. *Journal of Physical Oceanography*, 29(9), 2303-2317. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1999\)029<2303:TROMEI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1999)029<2303:TROMEI>2.0.CO;2)
- Binet, D. (1997). Climate and pelagic fisheries in the Canary and Guinea currents 1964-1993: The role of trade winds and the southern oscillation. *Oceanologica Acta*, 20(1), 177-190. <https://archimer.ifremer.fr/doc/00093/20390/>
- Blanke, B., Roy, C., Penven, P., Speich, S., McWilliams, J., & Nelson, G. (2002). Linking wind and interannual upwelling variability in a regional model of the southern Benguela. *Geophysical Research Letters*, 29(24). <https://doi.org/10.1029/2002GL015718>
- Blanke, B., Speich, S., Bentamy, A., Roy, C., & Sow, B. (2005). Modeling the structure and variability of the southern Benguela upwelling using QuikSCAT wind forcing. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C7), 1-18. <https://doi.org/10.1029/2004JC002529>
- Bourlès, B., Gouriou, Y., & Chuchla, R. (1999). On the circulation in the upper layer of the western equatorial Atlantic. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C9), 21151-21170. <https://doi.org/10.1029/1999JC900058>
- Bourles, B., Molinari, R. L., Johns, E., Wilson, W. D., & Leaman, K. D. (1999). Upper layer currents in the western tropical North Atlantic (1989–1991). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C1), 1361-1375. <https://doi.org/10.1029/1998JC900025>
- Boutin, J., Vergely, J. L., Marchand, S., D'Amico, F., Hasson, A., Kolodziejczyk, N., Reul, N., Reverdin, G., & Vialard, J. (2018). New SMOS Sea Surface Salinity with reduced systematic errors and improved variability. *Remote Sensing of Environment*, 214(August 2017), 115-134. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2018.05.022>
- Cabos, W., de la Vara, A., & Koseki, S. (2019). Tropical Atlantic Variability: Observations and

- modeling. *Atmosphere*, 10(9). <https://doi.org/10.3390/atmos10090502>
- Calado, L., da Silveira, I. C. A., Gangopadhyay, A., & de Castro, B. M. (2010). Eddy-induced upwelling off Cape São Tomé (22°S, Brazil). *Continental Shelf Research*, 30(10-11), 1181-1188. <https://doi.org/10.1016/J.CSR.2010.03.007>
- Calil, P. H. R., Suzuki, N., Baschek, B., & da Silveira, I. C. A. (2021). Filaments, fronts and eddies in the cabo frio coastal upwelling system, Brazil. *Fluids*, 6(2), 1-31. <https://doi.org/10.3390/fluids6020054>
- Camara, I., Kolodziejczyk, N., Mignot, J., Lazar, A., & Gaye, A. T. (2015). On the seasonal variations of salinity of the tropical Atlantic mixed layer. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(6), 4441-4462. <https://doi.org/10.1002/2015JC010865>
- Campos, E. J. D., Goncalves, J. E., & Ikeda, Y. (1995). Water mass characteristics and geostrophic circulation in the South Brazil Bight: summer of 1991. *Journal of Geophysical Research*, 100(C9). <https://doi.org/10.1029/95JC01724>
- Campos, E. J. D., Ikeda, Y., Castro, B. M., Gaeta, S. A., Lorenzetti, J. A., & Stevenson, M. R. (1996). Experiment studies circulation in the Western south atlantic. *Eos*, 77(27). <https://doi.org/10.1029/96EO00177>
- Caniaux, G., Giordani, H., Redelsperger, J. L., Guichard, F., Key, E., & Wade, M. (2011). Coupling between the Atlantic cold tongue and the West African monsoon in boreal spring and summer. 116, 1-17. <https://doi.org/10.1029/2010JC006570>
- Capet, A., Mason, E., Rossi, V., Troupin, C., Faugère, Y., Pujol, I., & Pascual, A. (2014). Implications of refined altimetry on estimates of mesoscale activity and eddy-driven offshore transport in the Eastern Boundary Upwelling Systems. In *Geophysical Research Letters* (Vol. 41, Numéro 21, p. 7602-7610). <https://doi.org/10.1002/2014GL061770>
- Capet, X., Colas, F., McWilliams, J. C., Penven, P., & Marchesiello, P. (2008). Eddies in Eastern Boundary Subtropical Upwelling Systems. In *Ocean Modeling in an Eddying Regime* (p. 131-147). Wiley Blackwell. <https://doi.org/10.1029/177GM10>
- Castelao, R. M. (2014). Mesoscale eddies in the South Atlantic Bight and the Gulf Stream Recirculation region: Vertical structure. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(3), 2048-2065. <https://doi.org/10.1002/2014JC009796>
- Castelao, R. M., & Barth, J. A. (2006). Upwelling around Cabo Frio, Brazil: The importance of wind stress curl. *Geophysical Research Letters*, 33(3).

<https://doi.org/10.1029/2005GL025182>

- Castellani, M. (2006). Identification of eddies from sea surface temperature maps with neural networks. *International Journal of Remote Sensing*, 27(8), 1601-1618. <https://doi.org/10.1080/01431160500462170>
- Chaigneau, A., Eldin, G., & Dewitte, B. (2009). Progress in Oceanography Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992 – 2007). *Progress in Oceanography*, 83(1-4), 117-123. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2009.07.012>
- Chaigneau, A., Gizolme, A., & Grados, C. (2008). Progress in Oceanography Mesoscale eddies off Peru in altimeter records : Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns. 79, 106-119. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2008.10.013>
- Chaigneau, A., Le Texier, M., Eldin, G., Grados, C., & Pizarro, O. (2011). Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(11), 1-16. <https://doi.org/10.1029/2011JC007134>
- Chaigneau, A., & Pizzaro, O. (2005). Eddy characteristics in the eastern South Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C6), 1-12. <https://doi.org/10.1029/2004JC002815>
- Chaney, J. G., & Stern, M. E. (1962). On the Stability of Internal Baroclinic Jets in a Rotating Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 19(2), 159-172. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1962\)019%3C0159:OTSOIB%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1962)019%3C0159:OTSOIB%3E2.0.CO;2)
- Chassignet, E. P., & Boudra, D. B. (1987). Dynamics of agulhas retroflection and ring formation in a quasi-isopycnic coordinate numerical model. *Elsevier Oceanography Series*, 45(C), 169-194. [https://doi.org/10.1016/S0422-9894\(08\)70447-1](https://doi.org/10.1016/S0422-9894(08)70447-1)
- Chavez, F. P., Strutton, P. G., Friederich, G. E., Feely, R. A., Feldman, G. C., Foley, D. G., & McPhaden, M. J. (1999). Biological and chemical response of the equatorial Pacific Ocean to the 1997-98 El Nino. *Science*, 286(5447), 2126-2131. <https://doi.org/10.1126/SCIENCE.286.5447.2126/ASSET/7B89442E-C996-4EA1-B319-899FCDE64271/ASSETS/GRAPHIC/SE4898074007.JPEG>
- Chelton, D. B., Wentz, F. J., Gentemann, C. L., De Szoeko, R. A., & Schlax, M. G. (2000). Satellite microwave SST observations of transequatorial tropical instability waves. *Geophysical Research Letters*, 27(9), 1239-1242. <https://doi.org/10.1029/1999GL011047>
- Chelton, Dudley B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear

- mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2), 167-216.
<https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>
- Chelton, Dudley B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., & de Szoeke, R. A. (2007). Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, 34(15).
<https://doi.org/10.1029/2007GL030812>
- Chelton, Dudley B., Deszoeke, R. A., Schlax, M. G., El, K., & Siwertz, N. (1998). Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation.
- Condie, S. A. (1991). Separation and recirculation of the North Brazil Current. *Journal of Marine Research*, 49(1), 1-19. <https://doi.org/10.1357/002224091784968620>
- Czeschel, R., Schütte, F., Weller, R. A., & Stramma, L. (2018). Transport , properties , and life cycles of mesoscale eddies in the eastern tropical South Pacific. 731-750.
- Da-Allada, C. Y., Alory, G., Du Penhoat, Y., Kestenare, E., Durand, F., & Hounkonnou, N. M. (2013). Seasonal mixed-layer salinity balance in the tropical Atlantic Ocean: Mean state and seasonal cycle. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(1), 332-345.
<https://doi.org/10.1029/2012JC008357>
- Da-Allada, C. Y., Jouanno, J., Gaillard, F., Kolodziejczyk, N., Maes, C., Reul, N., & Bourlès, B. (2017). Importance of the Equatorial Undercurrent on the sea surface salinity in the eastern equatorial Atlantic in boreal spring. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(1), 521-538. <https://doi.org/10.1002/2016JC012342>
- da Silveira, I. C. A., Calado, L., Castro, B. M., Cirano, M., Lima, J. A. M., & Mascarenhas, A. d. S. (2004). On the baroclinic structure of the Brazil Current-Intermediate Western Boundary Current system at 22°-3°S. *Geophysical Research Letters*, 31(14).
<https://doi.org/10.1029/2004GL020036>
- da Silveira, I. C. A., Lima, J. A. M., Schmidt, A. C. K., Ceccopieri, W., Sartori, A., Franscisco, C. P. F., & Fontes, R. F. C. (2008). Is the meander growth in the Brazil Current system off Southeast Brazil due to baroclinic instability? *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 45(3-4), 187-207. <https://doi.org/10.1016/J.DYNATMOCE.2008.01.002>
- Dai, A., Qian, T., Trenberth, K. E., & Milliman, J. D. (2009). Changes in Continental Freshwater Discharge from 1948 to 2004. *Journal of Climate*, 22(10), 2773-2792.
<https://doi.org/10.1175/2008JCLI2592.1>
- de Albuquerque Cavalcanti, I. F. (2015). The influence of extratropical Atlantic Ocean region on

- wet and dry years in north-Northeastern Brazil. *Frontiers in Environmental Science*, 3(APR), 1-10. <https://doi.org/10.3389/fenvs.2015.00034>
- de Carvalho, M. Â. V., & Oyama, M. D. (2013). Variabilidade da largura e intensidade da Zona de Convergência Intertropical atlântica: Aspectos observacionais. *Revista Brasileira de Meteorologia*, 28(3), 305-316. <https://doi.org/10.1590/S0102-77862013000300007>
- Delcroix, T., Chaigneau, A., Soviadan, D., Boutin, J., & Pegliasco, C. (2019). Eddy-Induced Salinity Changes in the Tropical Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(1), 374-389. <https://doi.org/10.1029/2018JC014394>
- Dencausse, G., Arhan, M., & Speich, S. (2010a). Routes of Agulhas rings in the southeastern Cape Basin. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 57(11), 1406-1421. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2010.07.008>
- Dencausse, G., Arhan, M., & Speich, S. (2010b). Spatio-temporal characteristics of the Agulhas Current retroflection. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 57(11), 1392-1405. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2010.07.004>
- Diden, N., & Schott, F. (1993). Eddies in the North Brazil Current retroflection region observed by Geosat altimetry. *Journal of Geophysical Research*, 98(C11). <https://doi.org/10.1029/93jc01184>
- Dieng, H. B., Dadou, I., Léger, F., Morel, Y., Jouanno, J., Lyard, F., & Allain, D. (2021). Sea level anomalies using altimetry, model and tide gauges along the African coasts in the Eastern Tropical Atlantic Ocean: Inter-comparison and temporal variability. *Advances in Space Research*, 68(2), 534-552. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.10.019>
- Doglioli, A. M., Blanke, B., Speich, S., & Lapeyre, G. (2007). Tracking coherent structures in a regional ocean model with wavelet analysis: Application to Cape Basin eddies. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 112(5), 1-12. <https://doi.org/10.1029/2006JC003952>
- Doi, T., Tozuka, T., & Yamagata, T. (2009). Interannual variability of the Guinea Dome and its possible link with the Atlantic Meridional Mode. *Climate Dynamics* 2009 33:7, 33(7), 985-998. <https://doi.org/10.1007/S00382-009-0574-Z>
- Dossa, A. N., Silva, A. C., Chaigneau, A., Eldin, G., Araujo, M., & Bertrand, A. (2021). Near-surface western boundary circulation off Northeast Brazil. *Progress in Oceanography*, 190, 102475. <https://doi.org/10.1016/J.POCEAN.2020.102475>
- Dufau, C., Orszynowicz, M., Dibarboure, G., Morrow, R., & Le Traon, P. Y. (2016). Mesoscale

- resolution capability of altimetry: Present and future. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(7), 4910-4927. <https://doi.org/10.1002/2015JC010904>
- Dutrieux, P., Menkes, C. E., Vialard, J., Flament, P., & Blanke, B. (2008). Lagrangian study of tropical instability vortices in the Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 38(2), 400-417. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3763.1>
- Eichhorn, A., & Bader, J. (2017). Impact of tropical Atlantic sea-surface temperature biases on the simulated atmospheric circulation and precipitation over the Atlantic region: An ECHAM6 model study. *Climate Dynamics*, 49(5-6), 2061-2075. <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3415-x>
- Ertel, H. (1942). Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Met. Z.*, 59, 277-281. <https://ci.nii.ac.jp/naid/10018879579>
- Fiehn, A. (2018). Transport of very short-lived substances from the Indian Ocean to the stratosphere through the Asian monsoon Dissertation Alina Fiehn (Numéro June).
- Flament, P. J., Kennan, S. C., Knox, R. A., Niiler, P. P., & Bernstein, R. L. (1996). The three-dimensional structure of an upper ocean vortex in the tropical Pacific Ocean. *Nature* 1996 383:6601, 383(6601), 610-613. <https://doi.org/10.1038/383610a0>
- Foltz, G. R., Brandt, P., Richter, I., Rodriguez-fonseca, B., Hernandez, F., Dengler, M., Rodrigues, R. R., Schmidt, J. O., Yu, L., Lefevre, N., Da Cunha, L. C., McPhaden, M. J., Araujo Filho, M. C., Karstensen, J., Hahn, J., Martín-Rey, M., Patricola, C. M., Poli, P., Zuidema, P., ... Duha, J. T. (2019). The tropical atlantic observing system. *Frontiers in Marine Science*, 6(APR), 1-36. <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00206>
- Foltz, G. R., Carton, J. A., & Chassignet, E. P. (2004a). Tropical instability vortices in the Atlantic Ocean. 109, 1-9. <https://doi.org/10.1029/2003JC001942>
- Foltz, G. R., Carton, J. A., & Chassignet, E. P. (2004b). Tropical instability vortices in the Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 109(3). <https://doi.org/10.1029/2003jc001942>
- Foltz, G. R., Grodsky, S. A., Carton, J. A., & McPhaden, M. J. (2004). Seasonal salt budget of the northwestern tropical Atlantic Ocean along 38°W. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 109(3), 1-13. <https://doi.org/10.1029/2003jc002111>
- Foltz, G. R., & McPhaden, M. J. (2009). Impact of barrier layer thickness on SST in the central

- tropical North Atlantic. *Journal of Climate*, 22(2), 285-299.
<https://doi.org/10.1175/2008JCLI2308.1>
- Foltz, G. R., Schmid, C., & Lumpkin, R. (2013). Seasonal cycle of the mixed layer heat budget in the northeastern tropical atlantic ocean. *Journal of Climate*, 26(20), 8169-8188.
<https://doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00037.1>
- Fonseca, C. A., Goni, G. J., Johns, W. E., & Campos, E. J. D. (2004). Investigation of the North Brazil Current retroflection and North Equatorial Countercurrent variability. *Geophysical Research Letters*, 31(21). <https://doi.org/10.1029/2004GL020054>
- Font, J., Camps, A., Borges, A., Martin-Neira, M., Boutin, J., Reul, N., Kerr, Y. H., Hahne, A., & Mecklenburg, S. (2010). SMOS: The challenging sea surface salinity measurement from space. *Proceedings of the IEEE*, 98(5), 649-665.
<https://doi.org/10.1109/JPROC.2009.2033096>
- Fratantoni, D. M., Johns, W. E., & Townsend, T. L. (1995). Rings of the North Brazil Current: Their structure and behavior inferred from observations and a numerical simulation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 100(C6), 10633-10654.
<https://doi.org/10.1029/95JC00925>
- Fratantoni, David M., & Glickson, D. A. (2002). North Brazil Current ring generation and evolution observed with sea WiFS. *Journal of Physical Oceanography*, 32(3), 1058-1074.
[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2002\)032<1058:NBCRGA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2002)032<1058:NBCRGA>2.0.CO;2)
- Fratantoni, David M, & Richardson, P. L. (2006). The Evolution and Demise of North Brazil Current Rings*.
- Frenger, I., Gruber, N., Knutti, R., & Münnich, M. (2013). Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nature Geoscience*, 6(8), 608-612.
<https://doi.org/10.1038/ngeo1863>
- Friedlingstein, P., Jones, M. W., O'Sullivan, M., Andrew, R. M., Hauck, J., Peters, G. P., Peters, W., Pongratz, J., Sitch, S., Le Quéré, C., DBakker, O. C. E., Canadell, J. G., Ciais, P., Jackson, R. B., Anthoni, P., Barbero, L., Bastos, A., Bastrikov, V., Becker, M., ... Zaehle, S. (2019). Global carbon budget 2019. *Earth System Science Data*, 11(4), 1783-1838.
<https://doi.org/10.5194/ESSD-11-1783-2019>
- Fu, L.-L., Chelton, D., Le Traon, P.-Y., & Morrow, R. (2011). Eddy Dynamics From Satellite Altimetry. *Oceanography*, 23(4), 14-25. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2010.02>

- Fu, L. L. (2009). Pattern and velocity of propagation of the global ocean eddy variability. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 114(11), 9-10. <https://doi.org/10.1029/2009JC005349>
- Fu, L. L., & Ubelmann, C. (2014). On the transition from profile altimeter to swath altimeter for observing global ocean surface topography. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(2), 560-568. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-13-00109.1>
- Garraffo, Z. D., Johns, W. E., Chassigneta, E. P., & Goni, G. J. (2003). North Brazil Current rings and transport of southern waters in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic. *Interhemispheric Water Exchange in the Atlantic Ocean*, 35.
- Garzoli, S. L., & Gordon, A. L. (1996). Origins and variability of the Benguela Current. *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 101(C1), 897-906. <https://doi.org/10.1029/95JC03221>
- Gaube, P., Chelton, D. B., Samelson, R. M., Schlax, M. G., & O'Neill, L. W. (2015). Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping. *Journal of Physical Oceanography*, 45(1), 104-132. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0032.1>
- Gaube, P., McGillicuddy, D. J., Chelton, D. B., Behrenfeld, M. J., & Strutton, P. G. (2014). Regional variations in the influence of mesoscale eddies on near-surface chlorophyll. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(12), 8195-8220. <https://doi.org/10.1002/2014JC010111>
- Goes, M., Molinari, R., Da Silveira, I., & Wainer, I. (2005). Retroreflections of the North Brazil Current during February 2002. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 52(4), 647-667. <https://doi.org/10.1016/J.DSR.2004.10.010>
- Goni, G. J., & Johns, W. E. (2001). A census of North Brazil current rings observed from TOPEX/POSEIDON altimetry: 1992-1998. *Geophysical Research Letters*, 28(1), 1-4. <https://doi.org/10.1029/2000GL011717>
- Gonzalez-rodriguez, E., Valentin, J. L., André, D. L., & Jacob, S. A. (1992). Upwelling and downwelling at Cabo Frio (Brazil): comparison of biomass and primary production responses. *Journal of Plankton Research*, 14(2), 289-306. <https://doi.org/10.1093/PLANKT/14.2.289>
- Guerra, L. A. A., Paiva, A. M., & Chassignet, E. P. (2018). On the translation of Agulhas rings to the western South Atlantic Ocean. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 139(January), 104-113. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2018.08.005>
- Gutknecht, E., Dadou, I., Le Vu, B., Cambon, G., Sudre, J., Garçon, V., Machu, E., Rixen, T.,

- Kock, A., Flohr, A., Paulmier, A., & Lavik, G. (2013). Climate of the Past Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems Coupled physical/biogeochemical modeling including O₂-dependent processes in the Eastern Boundary Upwelling Systems: application in the Benguela. *Biogeosciences*, 10, 3559-3591. <https://doi.org/10.5194/bg-10-3559-2013>
- Hardman-Mountford, N. J., Richardson, A. J., Agenbag, J. J., Hagen, E., Nykjaer, L., Shillington, F. A., & Villacastin, C. (2003). Ocean climate of the South East Atlantic observed from satellite data and wind models. *Progress in Oceanography*, 59(2-3), 181-221. <https://doi.org/10.1016/J.POCEAN.2003.10.001>
- Hausmann, U., & Czaja, A. (2012). The observed signature of mesoscale eddies in sea surface temperature and the associated heat transport. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 70, 60-72. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2012.08.005>
- Herbert, G., Bourlès, B., Penven, P., & Grelet, J. (2016). New insights on the upper layer circulation north of the Gulf of Guinea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(9), 6793-6815. <https://doi.org/10.1002/2016JC011959>
- Herbette, S., Morel, Y., & Arhan, M. (2003). Erosion of a surface vortex by a seamount. *Journal of Physical Oceanography*, 33(8), 1664-1679. <https://doi.org/10.1175/2382.1>
- Hermozo, L. (2018). L'estimation de la correction troposphérique humide pour l'altimétrie spatiale : l'approche variationnelle [UT3]. <https://hal.inria.fr/tel-02061448v1>
- Hong, M. (1996). The dynamics of North Brazil Current retroflection eddies. *Journal of Marine Research*, 54, 35-53.
- Hormazabal, S., Combes, V., Morales, C. E., Correa-Ramirez, M. A., Di Lorenzo, E., & Nuñez, S. (2013). Intrathermocline eddies in the coastal transition zone off central Chile (31–41°S). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(10), 4811-4821. <https://doi.org/10.1002/JGRC.20337>
- Houndegnonto, O. J., Kolodziejczyk, N., Maes, C., Bourlès, B., Da-Allada, C. Y., & Reul, N. (2021). Seasonal Variability of Freshwater Plumes in the Eastern Gulf of Guinea as Inferred From Satellite Measurements. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 126(5), 1-27. <https://doi.org/10.1029/2020JC017041>
- Huang, B., Liu, C., Banzon, V., Freeman, E., Graham, G., Hankins, B., Smith, T., & Zhang, H. M. (2021). Improvements of the Daily Optimum Interpolation Sea Surface Temperature (DOISST) Version 2.1. *Journal of Climate*, 34(8), 2923-2939. <https://doi.org/10.1175/JCLI->

- Huffman, G., & Bolvin, D. (2007). TRMM and Other data precipitation data set documentation. NASA TRMM Documentation, April, 1-25. ftp://rsd.gsfc.nasa.gov/pub/trmmdocs/3B42_3B43_doc.pdf
- Huffman, G. J., Adler, R. F., Arkin, P., Chang, A., Ferraro, R., Gruber, A., Janowiak, J., McNab, A., Rudolf, B., & Schneider, U. (1997). The Global Precipitation Climatology Project (GPCP) Combined Precipitation Dataset. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(1), 5-20. [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1997\)078](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1997)078)
- Huffman, G. J., Adler, R. F., Bolvin, D. T., & Nelkin, E. J. (2010). The TRMM Multi-Satellite Precipitation Analysis (TMPA). *Satellite Rainfall Applications for Surface Hydrology*, 3-22. https://doi.org/10.1007/978-90-481-2915-7_1
- Hutchings, L., Barange, M., Bloomer, S. F., Boyd, A. J., Crawford, R. J. M., Huggett, J. A., Kerstan, M., Korrûbel, J. L., De Oliveira, J. A. A., Painting, S. J., Richardson, A. J., Shannon, L. J., Schülein, F. H., Van Der Lingen, C. D., & Verheye, H. M. (1998). Multiple factors affecting South African anchovy recruitment in the spawning, transport and nursery areas. *South African Journal of Marine Science*, 19, 211-225. <https://doi.org/10.2989/025776198784126908>
- Isern-Fontanet, J., Chapron, B., Lapeyre, G., & Klein, P. (2006). Potential use of microwave sea surface temperatures for the estimation of ocean currents. *Geophysical Research Letters*, 33(24). <https://doi.org/10.1029/2006GL027801>
- Isern-Fontanet, Jordi, García-Ladona, E., & Font, J. (2003). Identification marine eddies from altimetric maps. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 20(5), 772-778. [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(2003\)20<772:IOMEFA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(2003)20<772:IOMEFA>2.0.CO;2)
- Jayakrishnan, P. R., & Babu, C. A. (2013). Study of the Oceanic Heat Budget Components over the Arabian Sea during the Formation and Evolution of Super Cyclone, Gonu. *Atmospheric and Climate Sciences*, 03(03), 282-290. <https://doi.org/10.4236/acs.2013.33030>
- Ji, J., Ma, J., Dong, C., Chiang, J. C. H., & Chen, D. (2020). Regional dependence of atmospheric responses to oceanic eddies in the North Pacific Ocean. *Remote Sensing*, 12(7). <https://doi.org/10.3390/rs12071161>
- Jin, X., & Yu, L. (2013). Assessing high-resolution analysis of surface heat fluxes in the Gulf Stream region. In *Journal of Geophysical Research: Oceans* (Vol. 118, Numéro 10, p.

5353-5375). <https://doi.org/10.1002/jgrc.20386>

- Jochum, M., & Murtugudde, R. (2006). Temperature Advection by Tropical Instability Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 36(4), 592-605. <https://doi.org/10.1175/JPO2870.1>
- Johns, W. E., Lee, T. N., Schott, F. A., Zantopp, R. J., & Evans, R. H. (1990). The North Brazil Current retroflection: Seasonal structure and eddy variability. *Journal of Geophysical Research*, 95(C12), 22103. <https://doi.org/10.1029/jc095ic12p22103>
- K., B. K., Adama, D., K., Y. K., Fidele, Y., & Elisee, T. (2017). West African Monsoon (WAM) and Atlantic Cold Tongue (ACT) onsets using Regional Climate Model. *Scientific Research and Essays*, 12(15), 142-154. <https://doi.org/10.5897/sre2017.6525>
- Käse, R. H., & Siedler, G. (1982). Meandering of the subtropical front south-east of the Azores. *Nature* 1982 300:5889, 300(5889), 245-246. <https://doi.org/10.1038/300245a0>
- Käse, R. H., Zenk, W., Sanford, T. B., & Hiller, W. (1985). Currents, fronts and eddy fluxes in the Canary Basin. *Progress in Oceanography*, 14(C), 231-257. [https://doi.org/10.1016/0079-6611\(85\)90013-8](https://doi.org/10.1016/0079-6611(85)90013-8)
- Kennan, S. C., & Flament, P. J. (2000). Observations of a tropical instability vortex. *Journal of Physical Oceanography*, 30(9), 2277-2301. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2000\)030<2277:OOATIV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2000)030<2277:OOATIV>2.0.CO;2)
- Keppler, L., Cravatte, S., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Gourdeau, L., & Singh, A. (2018). Observed Characteristics and Vertical Structure of Mesoscale Eddies in the Southwest Tropical Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(4), 2731-2756. <https://doi.org/10.1002/2017JC013712>
- Kirchner, K., Rhein, M., Hu, S., & Bo, C. W. (2009). On the spreading of South Atlantic Water into the Northern Hemisphere On the spreading of South Atlantic Water into the Northern Hemisphere. May 2014. <https://doi.org/10.1029/2008JC005165>
- Kirkman, S. P., Blamey, L., Lamont, T., Field, J. G., Bianchi, G., Huggett, J. A., Hutchings, L., Jackson-Veitch, J., Jarre, A., Lett, C., Lipiński, M. R., Mafwila, S. W., Pfaff, M. C., Samaai, T., Shannon, L. J., Shin, Y. J., van der Lingen, C. D., & Yemane, D. (2016). Spatial characterisation of the Benguela ecosystem for ecosystem-based management. <https://doi.org/10.2989/1814232X.2015.1125390>, 38(1), 7-22. <https://doi.org/10.2989/1814232X.2015.1125390>
- Laraque, A., Castellanos, B., Steiger, J., Lòpez, J. L., Pandi, A., Rodriguez, M., Rosales, J., Adèle,

- G., Perez, J., & Lagane, C. (2013). A comparison of the suspended and dissolved matter dynamics of two large inter-tropical rivers draining into the Atlantic Ocean: the Congo and the Orinoco. *Hydrological Processes*, 27(15), 2153-2170. <https://doi.org/10.1002/HYP.9776>
- Lathuilière, C., Echevin, V., & Lévy, M. (2008). Seasonal and intraseasonal surface chlorophyll-a variability along the northwest African coast. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C5), 5007. <https://doi.org/10.1029/2007JC004433>
- Laxenaire, R. (2019). Evolution of the Thermohaline Structure of One Agulhas Ring Reconstructed from Satellite Altimetry and Argo Floats. <https://doi.org/10.1029/2018JC014426>
- Laxenaire, R. (2020). Agulhas Ring Heat Content and Transport in the South Atlantic Estimated by Combining Satellite Altimetry and Argo Profiling Floats Data *Journal of Geophysical Research : Oceans*. 1-27.
- Laxenaire, R., Speich, S., Blanke, B., Chaigneau, A., Pegliasco, C., & Stegner, A. (2018). Anticyclonic Eddies Connecting the Western Boundaries of Indian and Atlantic Oceans. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(11), 7651-7677. <https://doi.org/10.1029/2018JC014270>
- Leyba, I. M., Saraceno, M., & Solman, S. A. (2017). Air-sea heat fluxes associated to mesoscale eddies in the Southwestern Atlantic Ocean and their dependence on different regional conditions. *Climate Dynamics*, 49(7-8), 2491-2501. <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3460-5>
- Liu, M., & Tanhua, T. (2019). Characteristics of Water Masses in the Atlantic Ocean based on GLODAPv2 data. *Ocean Science Discussions*, 1-43. <https://doi.org/10.5194/os-2018-139>
- Liu, M., & Tanhua, T. (2021). Water masses in the Atlantic Ocean: Characteristics and distributions. *Ocean Science*, 17(2), 463-486. <https://doi.org/10.5194/OS-17-463-2021>
- Liu, X., Chang, P., Kurian, J., Saravanan, R., & Lin, X. (2018). Satellite-observed precipitation response to ocean mesoscale eddies. *Journal of Climate*, 31(17), 6879-6895. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0668.1>
- Liu, Y., Yu, L., & Chen, G. (2020). Characterization of Sea Surface Temperature and Air-Sea Heat Flux Anomalies Associated With Mesoscale Eddies in the South China Sea. In *Journal of Geophysical Research: Oceans* (Vol. 125, Numéro 4). <https://doi.org/10.1029/2019JC015470>
- Liu, Y., Zheng, Q., & Li, X. (2021). Characteristics of Global Ocean Abnormal Mesoscale Eddies

- Derived From the Fusion of Sea Surface Height and Temperature Data by Deep Learning. *Geophysical Research Letters*, 48(17). <https://doi.org/10.1029/2021GL094772>
- Locarnini, R. A., Mishonov, A. V, Baranova, O. K., Boyer, T. P., Zweng, M. M., Garcia, H. E., Reagan, J. R., Seidov, D., Weathers, K. W., Paver, C. R., & Smolyar, I. V. (2018). *World Ocean Atlas 2018, Volume 1: Temperature*. 1, 52. <https://doi.org/10.18142/228>
- Löscher, C. R., Fischer, M. A., Neulinger, S. C., Fiedler, B., Philippi, M., Schütte, F., Singh, A., Hauss, H., Karstensen, J., Körtzinger, A., Künzel, S., & Schmitz, R. A. (2015). Hidden biosphere in an oxygen-deficient Atlantic open-ocean eddy: Future implications of ocean deoxygenation on primary production in the eastern tropical North Atlantic. *Biogeosciences*, 12(24), 7467-7482. <https://doi.org/10.5194/BG-12-7467-2015>
- Lozier, M. S., Owens, W. B., & Curry, R. G. (1995). The climatology of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, 36(1), 1-44. [https://doi.org/10.1016/0079-6611\(95\)00013-5](https://doi.org/10.1016/0079-6611(95)00013-5)
- Lutjeharms, J. R. E., & Ballegooyen, R. C. Van. (1988). The Retroflexion of the Agulhas Current. *Journal of Physical Oceanography*, 18(11), 1570-1583. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1988\)018](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018)
- Lutjeharms, J. R.E., Cooper, J., & Roberts, M. (2000). Upwelling at the inshore edge of the Agulhas Current. *Continental Shelf Research*, 20(7), 737-761. [https://doi.org/10.1016/S0278-4343\(99\)00092-8](https://doi.org/10.1016/S0278-4343(99)00092-8)
- Lutjeharms, Johann R E (Éd.). (2006). Introduction BT - The Agulhas Current. 1-16. https://doi.org/10.1007/3-540-37212-1_1
- Lyman, J. M., Johnson, G. C., & Kessler, W. S. (2007). Distinct 17- and 33-day tropical instability waves in subsurface observations. *Journal of Physical Oceanography*, 37(4), 855-872. <https://doi.org/10.1175/JPO3023.1>
- Machín, F., Hernández-Guerra, A., & Pelegrí, J. L. (2006). Mass fluxes in the Canary Basin. *Progress in Oceanography*, 70(2-4), 416-447. <https://doi.org/10.1016/J.POCEAN.2006.03.019>
- Maloney, E. D., & Shaman, J. (2008). Intraseasonal variability of the West African monsoon and Atlantic ITCZ. *Journal of Climate*, 21(12), 2898-2918. <https://doi.org/10.1175/2007JCLI1999.1>
- Mano, M. F., Paiva, A. M., Torres, A. R., & Coutinho, A. L. G. A. (2009). Energy flux to a cyclonic Eddy off Cabo Frio, Brazil. *Journal of Physical Oceanography*, 39(11), 2999-3010.

<https://doi.org/10.1175/2009JPO4026.1>

- Mason, E., Colas, F., Molemaker, J., Shchepetkin, A. F., Troupin, C., McWilliams, J. C., & Sangrà, P. (2011). Seasonal variability of the Canary Current: A numerical study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C6). <https://doi.org/10.1029/2010JC006665>
- McGillicuddy, D. J., Anderson, L. A., Bates, N. R., Bibby, T., Buesseler, K. O., Carlson, C. A., Davis, C. S., Ewart, C., Falkowski, P. G., Goldthwait, S. A., Hansell, D. A., Jenkins, W. J., Johnson, R., Kosnyrev, V. K., Ledwell, J. R., Li, Q. P., Siegel, D. A., & Steinberg, D. K. (2007). Eddy/Wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms. *Science*, 316(5827), 1021-1026. https://doi.org/10.1126/SCIENCE.1136256/SUPPL_FILE/MCGILLICUDDY.SOM.PDF
- Menkes, C. E. R., Vialard, J. G., Kennan, S. C., Boulanger, J. P., & Madec, G. V. (2006). A modeling study of the impact of tropical instability waves on the heat budget of the eastern equatorial Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 36(5), 847-865. <https://doi.org/10.1175/JPO2904.1>
- Meunier, T., Barton, E. D., Barreiro, B., & Torres, R. (2012). Upwelling filaments off Cap Blanc : Interaction of the NW African upwelling current and the Cape Verde frontal zone eddy field ? *117(January)*, 1-18. <https://doi.org/10.1029/2012JC007905>
- Morel, Y., & McWilliams, J. (2001). Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic currents. *Journal of Physical Oceanography*, 31(8 PART 2), 2280-2296. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<2280:eoiaadm>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2280:eoiaadm>2.0.co;2)
- Morel, Yves, Gula, J., & Ponte, A. (2019). Potential vorticity diagnostics based on balances between volume integral and boundary conditions. *Ocean Modelling*, 138(May), 23-35. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2019.04.004>
- Morrow, R., Birol, F., Griffin, D., & Sudre, J. (2004). Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies. *Geophysical Research Letters*, 31(24), 1-5. <https://doi.org/10.1029/2004GL020974>
- Morrow, R., Fu, L. L., Arduin, F., Benkiran, M., Chapron, B., Cosme, E., D'Ovidio, F., Farrar, J. T., Gille, S. T., Lapeyre, G., Le Traon, P. Y., Pascual, A., Ponte, A., Qiu, B., Rasche, N., Ubelmann, C., Wang, J., & Zaron, E. (2019). Global observations of fine-scale ocean surface topography with the Surface Water and Ocean Topography (SWOT) Mission. *Frontiers in Marine Science*, 6(APR), 1-19. <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00232>

- Morrow, R., & Le Traon, P. Y. (2012). Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Advances in Space Research*, 50(8), 1062-1076. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.09.033>
- Moschos, E., Barboni, A., & Stegner, A. (2021). Why do inverse eddy surface temperature anomalies emerge ? The case of the Mediterranean Sea. *J. Geophys. Res.*, 1-32. (in review)
- Mulet, S., Rio, M.-H., Etienne, H., Artana, C., Cancet, M., Dibarboure, G., Feng, H., Husson, R., Picot, N., Provost, C., & Strub, P. T. (2021). The new CNES-CLS18 Global Mean Dynamic Topography. *Ocean Science Discussions*, January, 1-31. <https://doi.org/10.5194/os-2020-117>
- Nagai, T., Gruber, N., Frenzel, H., Lachkar, Z., McWilliams, J. C., & Plattner, G. K. (2015). Dominant role of eddies and filaments in the offshore transport of carbon and nutrients in the California Current System. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(8), 5318-5341. <https://doi.org/10.1002/2015JC010889>
- Napolitano, D. C., Alory, G., Dadou, I., Morel, Y., & Jouanno, J. (2021). Influence of the Gulf of Guinea islands on the Atlantic Equatorial Undercurrent circulation Key Points : *J. Geophys. Res.*, (in review).
- Nencioli, F., Dong, C., Dickey, T., Washburn, L., & McWilliams, J. C. (2010). A Vector Geometry–Based Eddy Detection Algorithm and Its Application to a High-Resolution Numerical Model Product and High-Frequency Radar Surface Velocities in the Southern California Bight. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(3), 564-579. <https://doi.org/10.1175/2009JTECHO725.1>
- Ni, Q., Zhai, X., Wang, G., & Marshall, D. P. (2020). Random movement of mesoscale eddies in the global ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 50(8), 2341-2357. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0192.1>
- Nnamchi, H. C., Dike, V. N., Akinsanola, A. A., & Okoro, U. K. (2021). Leading patterns of the satellite-era summer precipitation over West Africa and associated global teleconnections. *Atmospheric Research*, 259, 105677. <https://doi.org/10.1016/J.ATMOSRES.2021.105677>
- Orselli, I. B. M., Goyet, C., Kerr, R., de Azevedo, J. L. L., Araujo, M., Galdino, F., Touratier, F., & Garcia, C. A. E. (2019). The effect of Agulhas eddies on absorption and transport of anthropogenic carbon in the South Atlantic Ocean. *Climate*, 7(6), 1-25. <https://doi.org/10.3390/CLI7060084>
- Orselli, I. B. M., Kerr, R., Azevedo, J. L. L. De, Galdino, F., Araujo, M., & Garcia, C. A. E. (2019).

- Progress in Oceanography The sea-air CO₂ net fluxes in the South Atlantic Ocean and the role played by Agulhas eddies. 170(March 2018), 40-52.
- Pegliasco, C. (2015). Structure verticale des tourbillons de mésoéchelle dans les quatre grands systèmes d'upwelling de bord est [Université Paul Sabatier - Toulouse III]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01427163>
- Pegliasco, C., Chaigneau, A., Morrow, R., & Dumas, F. (2021). Detection and tracking of mesoscale eddies in the Mediterranean Sea: A comparison between the Sea Level Anomaly and the Absolute Dynamic Topography fields. *Advances in Space Research*, 68(2), 401-419. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.03.039>
- Pegliasco, C., Chaigneau, A., & Morrow, R. (2015). Main eddy vertical structures observed in the four major Eastern Boundary Upwelling Systems. *J. Geophys. Res.*, 1-26. <https://doi.org/10.1002/2015JC010950>.Received
- Penven, P., Lutjeharms, J. R. E., Marchesiello, P., Roy, C., & Weeks, S. J. (2001). Generation of cyclonic eddies by the Agulhas Current in the lee of the Agulhas Bank. *Geophysical Research Letters*, 28(6), 1055-1058. <https://doi.org/10.1029/2000GL011760>
- Peterson, R. G., & Stramma, L. (1991). Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean. *Progress in Oceanography*, 26(1), 1-73. [https://doi.org/10.1016/0079-6611\(91\)90006-8](https://doi.org/10.1016/0079-6611(91)90006-8)
- Petrenko, A. A., Doglioli, A. M., Nencioli, F., Kersalé, M., Hu, Z., & d'Ovidio, F. (2017). A review of the LATEX project: mesoscale to submesoscale processes in a coastal environment. *Ocean Dynamics* 2017 67:3, 67(3), 513-533. <https://doi.org/10.1007/S10236-017-1040-9>
- Pickers, P. A., Manning, A. C., Sturges, W. T., Le Quéré, C., Mikaloff Fletcher, S. E., Wilson, P. A., & Etchells, A. J. (2017). In situ measurements of atmospheric O₂ and CO₂ reveal an unexpected O₂ signal over the tropical Atlantic Ocean. *Global Biogeochemical Cycles*, 31(8), 1289-1305. <https://doi.org/10.1002/2017GB005631>
- Piedeleu, M., Sangra, P., Sánchez-Vidal, A., Fabrés, J., Gordo, C., & Calafat, A. (2009). An observational study of oceanic eddy generation mechanisms by tall deep-water islands (Gran Canaria). *Geophysical Research Letters*, 36(14). <https://doi.org/10.1029/2008GL037010>
- Pilo, G. S., Mata, M. M., & Azevedo, J. L. L. (2015). Eddy surface properties and propagation at Southern Hemisphere. 629-641. <https://doi.org/10.5194/os-11-629-2015>
- Pinker, R. T., Bentamy, A., Katsaros, K. B., Ma, Y., & Li, C. (2014). Estimates of net heat fluxes over the Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(1), 410-427.

<https://doi.org/10.1002/2013JC009386>

- Piola, A. R., & Georgi, D. T. (1982). Circumpolar properties of Antarctic intermediate water and Subantarctic Mode Water. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 29(6), 687-711. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(82\)90002-4](https://doi.org/10.1016/0198-0149(82)90002-4)
- Pujol, M. I., Faugère, Y., Taburet, G., Dupuy, S., Pelloquin, C., Ablain, M., & Picot, N. (2016). DUACS DT2014: The new multi-mission altimeter data set reprocessed over 20 years. *Ocean Science*, 12(5), 1067-1090. <https://doi.org/10.5194/os-12-1067-2016>
- Raj, J., Bangalath, H. K., & Stenchikov, G. (2019). West African Monsoon: current state and future projections in a high-resolution AGCM. *Climate Dynamics*, 52(11), 6441-6461. <https://doi.org/10.1007/s00382-018-4522-7>
- Reynolds, R. W., Smith, T. M., Liu, C., Chelton, D. B., Casey, K. S., & Schlax, M. G. (2007). Daily high-resolution-blended analyses for sea surface temperature. *Journal of Climate*, 20(22), 5473-5496. <https://doi.org/10.1175/2007JCLI1824.1>
- Richardson, P. L., & Reverdin, G. (1987). Seasonal cycle of velocity in the Atlantic North Equatorial Countercurrent as measured by surface drifters, current meters, and ship drifts. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 92(C4), 3691-3708. <https://doi.org/10.1029/JC092iC04p03691>
- Rio, M. H., Pascual, A., Poulain, P. M., Menna, M., Barceló, B., & Tintoré, J. (2014). Computation of a new mean dynamic topography for the Mediterranean Sea from model outputs, altimeter measurements and oceanographic in situ data. *Ocean Science*, 10(4), 731-744. <https://doi.org/10.5194/OS-10-731-2014>
- Rocha, Cesar B., Da Silveira, I. C. A., Castro, B. M., & Lima, J. A. M. (2014). Vertical structure, energetics, and dynamics of the Brazil Current System at 22°S–28°S. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(1), 52-69. <https://doi.org/10.1002/2013JC009143>
- Rocha, Cesar Barbedo. (2013). Cesar Barbedo Rocha Energetics , baroclinic instability and models of vertical structure in the Brazil Current region.
- Roske, F. (2005). Global oceanic heat and fresh water forcing datasets based on ERA-40 and ERA-15 Reports on Earth System Science. Max-Planck Institute for Meteorology Report.
- Rousselet, L., Doglioli, A. M., Maes, C., Blanke, B., & Petrenko, A. A. (2016). Impacts of mesoscale activity on the water masses and circulation in the Coral Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(10), 7277-7289. <https://doi.org/10.1002/2016JC011861>

- Rubio, A., Blanke, B., Speich, S., Grima, N., & Roy, C. (2009). Mesoscale eddy activity in the southern Benguela upwelling system from satellite altimetry and model data. *Progress in Oceanography*, 83(1), 288-295. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2009.07.029>
- Saenko, O. A., Yang, D., & Gregory, J. M. (2018). Impact of Mesoscale Eddy Transfer on Heat Uptake in an Eddy-Parameterizing Ocean Model. *Journal of Climate*, 31(20), 8589-8606. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-18-0186.1>
- Sandalyuk, N. V., & Belonenko, T. V. (2021a). Three-dimensional structure of the mesoscale eddies in the Agulhas Current region from hydrological and altimetry data. *Russian Journal of Earth Sciences*, 21(4). <https://doi.org/10.2205/2021ES000764>
- Sandalyuk, N. V., & Belonenko, T. V. (2021b). Three-dimensional structure of the mesoscale eddies in the Agulhas Current region from hydrological and altimetry data. *Russian Journal of Earth Sciences*, 21(4), 1-19. <https://doi.org/10.2205/2021ES000764>
- Sangrà, P. (2015). Canary Islands eddies and coastal upwelling filaments off North-west Africa. <https://aquadocs.org/handle/1834/9181>
- Scannell, H. A., & McPhaden, M. J. (2018). Seasonal Mixed Layer Temperature Balance in the Southeastern Tropical Atlantic. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(8), 5557-5570. <https://doi.org/10.1029/2018JC014099>
- Schott, F. A., Dengler, M., & Schoenefeldt, R. (2002). The shallow overturning circulation of the Indian Ocean. *Progress in Oceanography*, 53(1), 57-103. [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(02\)00039-3](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(02)00039-3)
- Schott, F. A., Fischer, J., & Stramma, L. (1998). *Transports and Pathways of the Upper-Layer Circulation in the Western Tropical Atlantic. 1904-1928*. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028%3C1904:TAPOTU%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028%3C1904:TAPOTU%3E2.0.CO;2)
- Schott, F. A., McCreary, J. P., & Johnson, G. C. (2004). Shallow Overturning Circulations of the Tropical- Subtropical Oceans.
- Schouten, M. W., De Ruijter, W. P. M., Van Leeuwen, P. J., & Lutjeharms, J. R. E. (2000). Translation, decay and splitting of Agulhas rings in the southeastern Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 105(C9), 21913-21925. <https://doi.org/10.1029/1999jc000046>
- Schuckmann, K. Von, Brandt, P., & Eden, C. (2008). Generation of tropical instability waves in the Atlantic Ocean. 113(March), 1-12. <https://doi.org/10.1029/2007JC004712>

- Schütte, F., Brandt, P., & Karstensen, J. (2016). Occurrence and characteristics of mesoscale eddies in the tropical northeastern Atlantic Ocean. 663-685. <https://doi.org/10.5194/os-12-663-2016>
- Schütte, F., Frenger, I., Burmeister, K., Speich, S., & Karstensen, J. (2021). Does the interior of the ocean hide a major part of the eddy field ? 8880.
- Shannon, L. V., & Nelson, G. (1996). The Benguela: Large Scale Features and Processes and System Variability. *The South Atlantic*, 163-210. https://doi.org/10.1007/978-3-642-80353-6_9
- Siedler, G., Müller, T. J., Onken, R., Arhan, M., Mercier, H., King, B. A., & Saunders, P. M. (1996). The Zonal WOCE Sections in the South Atlantic. *The South Atlantic*, 83-104. https://doi.org/10.1007/978-3-642-80353-6_5
- Silva, A. C., & Araujo, M. (2009). Brazil as inferred from in situ measurements and numerical results *Annales Geophysicae* Circulation of the thermocline salinity maximum waters off the Northern Brazil as inferred from in situ measurements and numerical results. May. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1861-2009>
- Soutelino, R. G., Da Silveira, I. C. A., Gangopadhyay, A., & Miranda, J. A. (2011). Is the Brazil Current eddy-dominated to the north of 20°S? *Geophysical Research Letters*, 38(3). <https://doi.org/10.1029/2010GL046276>
- Soutelino, R. G., Gangopadhyay, A., & da Silveira, I. C. A. (2013). The roles of vertical shear and topography on the eddy formation near the site of origin of the Brazil Current. *Continental Shelf Research*, 70, 46-60. <https://doi.org/10.1016/J.CSR.2013.10.001>
- Souza, J. M. A. C., De Boyer Montégut, C., Cabanes, C., & Klein, P. (2011). Estimation of the Agulhas ring impacts on meridional heat fluxes and transport using ARGO floats and satellite data. *Geophysical Research Letters*, 38(21), 1-5. <https://doi.org/10.1029/2011GL049359>
- Speich, S., Lutjeharms, J. R. E., Penven, P., & Blanke, B. (2006). Role of bathymetry in Agulhas Current configuration and behaviour. 33(June), 2-6. <https://doi.org/10.1029/2006GL027157>
- Stanley, H. R. (1979). The Geos 3 project. *Journal of Geophysical Research*, 84(B8), 3779-3783. <https://doi.org/10.1029/JB084iB08p03779>
- Stramma, L., & England, M. (1999). On the water masses and mean circulation of the South Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C9), 20863-20883. <https://doi.org/10.1029/1999JC900139>

- Stramma, L., Fischer, J., & Reppin, J. (1995). The North Brazil Undercurrent. *Deep-Sea Research Part I*, 42(5), 773-795. [https://doi.org/10.1016/0967-0637\(95\)00014-W](https://doi.org/10.1016/0967-0637(95)00014-W)
- Stramma, L., Hu, S., & Schafstall, J. (2005). Water masses and currents in the upper tropical northeast Atlantic off northwest Africa. *Journal of Geophysical Research*, 110, 1-18. <https://doi.org/10.1029/2005JC002939>
- Stramma, L., & Schott, F. (1999). The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 104, 279-303.
- Sun, W., Dong, C., Tan, W., & He, Y. (2019). Statistical characteristics of cyclonic warm-core eddies and anticyclonic cold-core eddies in the North Pacific based on remote sensing data. *Remote Sensing*, 11(2). <https://doi.org/10.3390/rs11020208>
- Sun, W., Dong, C., Tan, W., Liu, Y., He, Y., & Wang, J. (2018). Vertical structure anomalies of oceanic eddies and eddy-induced transports in the South China Sea. *Remote Sensing*, 10(5). <https://doi.org/10.3390/rs10050795>
- Sy, A. (1988). Investigation of large-scale circulation patterns in the central North Atlantic: the North Atlantic current, the Azores current, and the Mediterranean Water plume in the area of the Mid-Atlantic Ridge. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 35(3), 383-413. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(88\)90017-9](https://doi.org/10.1016/0198-0149(88)90017-9)
- Ta, S., Kouadio, K. Y., Ali, K. E., Toualy, E., Aman, A., & Yoroba, F. (2016). West Africa Extreme Rainfall Events and Large-Scale Ocean Surface and Atmospheric Conditions in the Tropical Atlantic. 2016.
- Taburet, G., Sanchez-roman, A., Ballarotta, M., Pujol, M., Legeais, F., Fournier, F., Faugere, Y., & Dibarboure, G. (2019). DUACS DT-2018 : 25 years of reprocessed sea level altimeter products . January, 1-30.
- Takahashi, T., Sutherland, S. C., Chipman, D. W., Goddard, J. G., & Ho, C. (2014). Climatological distributions of pH, pCO₂, total CO₂, alkalinity, and CaCO₃ saturation in the global surface ocean, and temporal changes at selected locations. *Marine Chemistry*, 164, 95-125. <https://doi.org/10.1016/J.MARCHEM.2014.06.004>
- Talley, L. D. (1996). Antarctic Intermediate Water in the South Atlantic. *The South Atlantic*, 219-238. https://doi.org/10.1007/978-3-642-80353-6_11
- Thomas, M. D., & Zhai, X. (2013). Eddy-induced variability of the meridional overturning circulation in a model of the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, 118, 2742-2747. <https://doi.org/10.1002/grl.50532>

- Tomczak, M. (1984). Defining marine pollution: A comparison of definitions used by international conventions. *Marine Policy*, 8(4), 311-322. [https://doi.org/10.1016/0308-597X\(84\)90023-X](https://doi.org/10.1016/0308-597X(84)90023-X)
- Tsuchiya, M., Talley, L. D., & McCartney, M. S. (1992). An eastern Atlantic section from Iceland southward across the equator. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 39(11-12), 1885-1917. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(92\)90004-D](https://doi.org/10.1016/0198-0149(92)90004-D)
- Ubelmann, C., & Fu, L. L. (2011). Vorticity structures in the tropical Pacific from a numerical simulation. *Journal of Physical Oceanography*, 41(8), 1455-1464. <https://doi.org/10.1175/2011JPO4507.1>
- Veitch, J., Penven, P., & Shillington, F. (2010). Modeling Equilibrium Dynamics of the Benguela Current System. *Journal of Physical Oceanography*, 40(9), 1942-1964. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4382.1>
- Villas Bôas, A. B., Sato, O. T., Chaigneau, A., & Castelão, G. P. (2015). The signature of mesoscale eddies on the air-sea turbulent heat fluxes in the South Atlantic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 42(6), 1856-1862. <https://doi.org/10.1002/2015GL063105>
- Visbeck, M. (2002). Climate: The ocean's role in Atlantic climate variability. *Science*, 297(5590), 2223-2224. <https://doi.org/10.1126/science.1074029>
- Weeks, S. J., Barlow, R., Roy, C., & Shillington, F. A. (2006). Remotely sensed variability of temperature and chlorophyll in the southern Benguela: Upwelling frequency and phytoplankton response. *African Journal of Marine Science*, 28(3-4), 493-509. <https://doi.org/10.2989/18142320609504201>
- Willett, C. S., Leben, R. R., & Lavín, M. F. (2006). Eddies and Tropical Instability Waves in the eastern tropical Pacific: A review. *Progress in Oceanography*, 69(2-4), 218-238. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2006.03.010>
- Xie, S. P., & Carton, J. A. (2004). Tropical atlantic variability: Patterns, mechanisms, and impacts. *Geophysical Monograph Series*, 147(November 2020), 121-142. <https://doi.org/10.1029/147GM07>
- Yu, L. (2007). Global variations in oceanic evaporation (1958-2005): The role of the changing wind speed. *Journal of Climate*, 20(21), 5376-5390. <https://doi.org/10.1175/2007JCLI1714.1>
- Yu, L., Hole, W., Jin, X., Hole, W., Weller, R., & Hole, W. (2006). Role of Net Surface Heat Flux in Seasonal Variations of Sea Surface Temperature in the Tropical Atlantic Ocean Role of Net Surface Heat Flux in Seasonal Variations of Sea Surface Temperature in. December.

<https://doi.org/10.1175/JCLI3970.1>

- Zhan, P., Krokos, G., Guo, D., & Hoteit, I. (2019). Three-dimensional Signature of the Red Sea Eddies and Eddy-induced Transport: SIGNATURE OF THE RED SEA EDDIES AND EDDY-INDUCED Three-Dimensional Signature of the Red Sea Eddies and Eddy-Induced Transport. February. <https://doi.org/10.1029/2018GL081387>
- Zhang, C. H., Li, H. L., Liu, S. T., Shao, L. J., Zhao, Z., & Liu, H. W. (2015). Automatic detection of oceanic eddies in reanalyzed SST images and its application in the East China Sea. *Science China Earth Sciences*, 58(12), 2249-2259. <https://doi.org/10.1007/s11430-015-5101-y>
- Zhang, Z., Zhang, Y., Wang, W., & Huang, R. X. (2013). Universal structure of mesoscale eddies in the ocean. *Geophysical Research Letters*, 40 (14), 3677-3681. <https://doi.org/10.1002/grl.50736>
- Zhou, M., Paduan, J. D., & Niiler, P. P. (2000). Surface currents in the Canary Basin from drifter observations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 105(C9), 21893-21911. <https://doi.org/10.1029/2000JC900096>
- Zweng, M., Reagan, J., Seidov, D., Boyer, T., Locarnini, M., Garcia, H., Mishonov, A., Baranova, O., Weathers, K., Paver, C., & Smolyar, I. (2019). *World Ocean Atlas 2018, Volume 2: Salinity*. <https://doi.org/10.18142/228>