



HAL
open science

Le rôle de la dynamique océanique et atmosphérique en Atlantique Nord sur le fonctionnement de l'upwelling ouest-africain

Lala Kounta Diop

► **To cite this version:**

Lala Kounta Diop. Le rôle de la dynamique océanique et atmosphérique en Atlantique Nord sur le fonctionnement de l'upwelling ouest-africain. Océan, Atmosphère. Sorbonne Université; Université Cheikh Anta Diop (Dakar, Sénégal; 1957-...), 2019. Français. NNT : 2019SORUS649 . tel-03363982

HAL Id: tel-03363982

<https://theses.hal.science/tel-03363982v1>

Submitted on 4 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



SORBONNE UNIVERSITÉ - Paris

École doctorale « Sciences de l'environnement d'Ile de France »

UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

École doctorale « Physique Chimie Sciences de l'Ingénieur et de l'Univers »

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Océanographie Physique

Présentée par Lala KOUNTA DIOP

Le rôle de la dynamique océanique et atmosphérique en Atlantique nord sur le fonctionnement de l'upwelling ouest-africain.

Soutenue le 05/07/2019 devant le jury composé de :

Pr. Francis CODRON	Sorbonne Université	Président
Dr. Pierrick PENVEN	IRD-LPO	Rapporteur
Dr. Boris DEWITTE	CNRS-LEGOS	Rapporteur
Pr. Oumar KA	UCAD-FST	Examineur
Dr. Bamol SOW	UASZ-LOSEC	Examineur
Dr. Saidou M. SALL	UCAD-ESP	Examineur
Dr. Xavier CAPET	CNRS-UPMC	Directeur
Pr. Amadou T. GAYE	UCAD-ESP	Co-Directeur

Résumé

Cette thèse avait pour objectif de mieux comprendre le rôle de la dynamique océanique et atmosphérique régionale sur le fonctionnement de l'upwelling ouest africain.

La première partie est consacrée à l'étude du cycle saisonnier, de la dynamique et de l'origine des masses d'eau du courant de bord qui alimente l'upwelling ouest africain. Ce courant est situé sur la pente continentale et est dénommé WABC (pour West African poleward Boundary Current en anglais). Son lien avec la circulation à l'échelle de l'Atlantique Tropical Nord Est (ATNE) est aussi étudié. Les résultats obtenus sont principalement basés sur des sorties de simulations numériques avec une configuration régionale du modèle NEMO (TROP025).

Le WABC est constitué d'un sous courant dirigé vers le pôle (communément appelé Poleward Under Current (PUC) en anglais) et d'un courant de surface également dirigé vers le pôle et fréquemment appelé courant de Mauritanie (Mauritania Current en anglais ; MC). Le WABC est présent quasiment toute l'année. Il est visible en surface (en l'absence du jet d'upwelling côtier) et s'étend jusqu'à ~ 250 m de profondeur ou $\sigma = 26.7$ en gamme de densité. Son transport méridien vers le nord est la conséquence des gradients de pression baroclines mis en place par le vent et aussi d'un rotationnel de vent positif le long des côtes ouest africaines. L'étude du cycle saisonnier a permis de montrer que le WABC présente deux pics de transport dans l'année : un premier en Avril-Mai et un second en Octobre-Novembre. Ce cycle semi-annuel du WABC résulte de l'activité des ondes côtières générées par les fluctuations du forçage par le vent. Le premier pic est causé par une relaxation des vents locaux (dans la zone côtière ouest africaine). Pour le second pic automnal la zone de forçage est distante et principalement située dans le golfe de Guinée. La quantité d'eau transportée par le WABC est estimée à 1 Sv en moyenne annuelle. Du fait de la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude (effet β), les ondes côtières associées à la variation du WABC donnent naissance à des ondes de Rossby se propageant vers l'ouest. Les caractéristiques de ces ondes qui changent suivant la latitude, sont mises en évidence dans la thèse.

L'étude de l'origine des masses d'eau du WABC a permis de clarifier le lien entre le WABC et la circulation dans l'ATNE. En effet, les masses d'eau transportées par le WABC sont amenées par le sous courant nord équatorial et sont principalement situées dans la thermocline (100-240 m). Elles subissent de fortes recirculations et une advection moyenne faible (≤ 1 cm/s) dans la "shadow zone" avant d'être amenées par le WABC. Cette étude nous a aussi permis de montrer que la circulation au nord du dôme de Guinée (notamment la recirculation vers l'ouest associée à la présence du dôme de Guinée) tend à être surestimée lorsque les vitesses sont calculées à partir de l'équation du vent thermique avec des niveaux de références peu profonds. En effet, la prise en compte des gradients

thermohalins profonds est importante et tend à renforcer l'advection vers le nord-est dans l'ATNE.

La dernière partie de la thèse a concerné l'étude des modes de variabilité atmosphérique grandes échelles qui modulent, aux échelles de temps synoptiques, l'intensité des vents d'upwelling le long des côtes sénégalaises. Les analyses menées sur des données de réanalyses (Era-Interim) montrent que les fluctuations du vent, à ces échelles de temps et dans cette zone, sont principalement liées à l'intensité et la position de l'anticyclone des Açores, de l'anticyclone Saharo-Libyen et de la dépression Saharo-sahélienne. La variabilité du régime de vent à Dakar en lien avec ENSO s'explique notamment par la manière dont ces centres d'action sont affectés par ce mode de variabilité climatique.

Mots clés : *upwelling ouest africain, courant, vent, onde côtière, circulation océanique, circulation atmosphérique.*

Abstract

This Ph.D thesis aimed to better understand the role of regional oceanic and atmospheric dynamics in the modulation of upwelling in West African seaboard.

Using an eddy permitting simulation (TROP025), the first part investigates the dynamics, seasonal cycle and origin of waters masses advected by the poleward current which feeds the west african coastal upwelling. This current is called WABC for West African poleward Boundary Current and located along the continental slope. The connection of the WABC with the regional circulation in the Eastern Tropical North Atlantic (ETNA) is also investigated.

The WABC is composed of a poleward undercurrent (PUC) and of a surface-intensified current also toward the pole and frequently referred to as Mauritania Current (MC). It is present most of the year. In the absence of an equatorward upwelling jet the WABC is thus present at the surface and extends down to $\sim 250m$ depth or $\sigma = 26.7$ in density range. Its poleward transport is a direct consequence of baroclinic alongshore pressure gradients set up by the alongshore wind and also of positive wind stress curl along the West African seaboard. The investigation of the seasonal cycle of the WABC showed that it exhibits two peaks of transport : a first one in April-May and a second one in October-November. This seasonal cycle results from coastal trapped wave activity generated by fluctuations of the wind forcing. The first peak is explained by local wind changes (i.e along the west african seaboard) while the second peak is mainly due to a remote forcing (wind fluctuations in the Gulf of Guinea). The WABC transport is estimated at 1 Sv in annual mean. Due to the beta (β) effect, coastal wave propagation underlying WABC variability is subjected to scattering and gives rise to Rossby wave activity hundreds of kilometers offshore. The characteristics of these Rossby Waves which exhibit rapid meridional changes over a few degrees of latitude, are described in the thesis.

The investigation of the origin of waters masses transported in the WABC showed a high connection between the WABC and the broader ETNA circulation. More specifically, waters masses carried by the WABC are brought into the ETNA by the north equatorial under current and they are located for the most part in the thermocline (100-240 m). These waters masses undergo strong recirculations and a weak mean advection (≤ 1 cm/s) before being advected by the WABC. Additional analyses show that, the mean westward flow thought to be located in the northern part of the Guinea dome by some previous studies may not exist. Specifically it is found that circulations calculated using the thermal wind balance with shallow no motion reference levels overestimate the westward flow tendency in the ETNA. In fact, taking into account the deep thermohaline gradients is important and tends to reinforce northeastern advection in the ETNA.

In the last part of the thesis, large scale atmospheric variability modes which mo-

dulate the intensity of upwelling winds along the senegalese coast at synoptic scale are investigated. Analyses are based on reanalysis data (Era-Interim) and show that wind fluctuation along the Senegalese coast, at these time scales, are mainly due to modulation of the intensity and position of the Azores high, Saharo-Libyan anticyclone and Saharan-sahelien heat low. The variability of the wind regime in Dakar in relation to ENSO can be rationalized in terms of impact on these centers of action by this mode of interannuel variability.

Key words : *west african upwelling, current, wind, coastal wave, ocean circulation, atmospheric circulation.*

Dédicaces

À mes parents, sources intarissables d'amour, de courage et de motivation. Vous êtes à la base de tout et à vous je dois tout. Aucun mot n'es assez fort pour exprimer l'amour et la reconnaissance que j'ai pour vous. Que dieu vous garde.

À mon mari, mon amour. Depuis que nos chemins ce sont croisés, tu n'as cessé de m'épauler et de m'encourager. Tu m'as apporté stabilité. Ton amour est ma force.

A mes enfants, vous qui illuminez ma vie. Maman vous aime très fort.

Remerciements

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans l'implication et le soutien de certaines personnes que j'aimerais remercier.

Tout d'abord mes remerciements à Xavier Capet, mon encadreur et directeur de thèse. En écrivant ces quelques lignes, je mesure le chemin parcouru pendant ces 4 années. Cette thèse aurait été différente sans ton engagement sans faille. Merci pour ta rigueur, ta disponibilité et ta patience. Tu as toujours cru en moi même quand je pensais en être incapable. Pour tout ce que tu m'as inculqué et appris, je te remercie du fond du cœur.

Je remercie aussi le professeur Amadou Thierno Gaye, mon encadreur depuis le master et Co-directeur de cette thèse. Merci pour la confiance que vous m'avez accordé dès mes premiers pas dans le monde de la recherche. Vous m'avez toujours guidé et encouragé.

Mes sincères remerciements à ces personnes qui ont participé de près ou de loin à cette thèse. Je veux nommer Julien Jouanno, Nicolas Kolodziejczyk et Vincent Moron qui m'ont beaucoup aidé. Merci aussi à Éric Machu, Bamol Sow et Juliette Mignot. Vos aides, sans même le savoir, ont rendu cette thèse enrichissante.

Je remercie également mes rapporteurs, Dr. Pierrick Penven et Dr. Boris Dewitte, d'avoir accepté d'évaluer ce travail.

Merci aux professeurs Oumar Kâ et Francis Codron qui ont accepté de présider mon Jury de thèse.

J'associe à mes remerciements Christophe Hourdin, Julie Deshayes et Alban Lazar qui m'ont beaucoup aidé lors de mes séjours au LOCEAN.

Je tiens aussi à remercier le professeur Saidou Moustapha Sall, directeur du laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan Siméon Fongang (LPAO-SF) et examinateur de cette thèse pour les conseils et le soutien qu'il m'a prodigués.

Je remercie aussi les membres du laboratoire LPAOS-SF pour tout l'aide qu'ils m'ont apporté. Mention spéciale à mes deux inconditionnels : Dr. Siny Ndoye et Aissatou Faye. L'un est devenu mon mentor et l'autre ma jumelle. Nos relations dépassent maintenant le cadre professionnel. Vous m'avez soutenu et épaulé tout au long de cette thèse, je vous remercie d'être toujours là pour moi.

Acronymes

ATNE	– Atlantique Tropical Nord Est
AMJ	– Avril-Mai-Juin
AWA	– Ecosystem Approach to the management of fisheries and marine environment in West Africa
CC	– Canary Current
CMEMS	– Copernicus Marine Environment Monitoring Service
CMCC	– Centro Euro-Mediterraneo sui Cambiamenti Climatici
CNRS	– Centre National de Recherche Scientifique
CORA	– Coriolis dataset for Re-Analysis version
CU	– California Undercurrent
CVFZ	– Cap Verde Frontal Zone
ECMWF	– European Centre for Medium Range Weather Forecasts
ENSO	– El Niño Southern Oscillation
EUC	– Equatorial Under Current
GD	– Guinea Dome
GG	– Gulf of guinea
IFS	– Integrated Forecasting System
ISAS	– In Situ Analyse System
ISN TAC	– In Situ Thematic Centre
IU	– Indice d’Upwelling
IUC	– Indice d’Upwelling Cummulatif
JAS	– Juillet-Août-Septembre
JFM	– Janvier-Février-Mars
LEGOS	– Laboratoire d’Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales
LOPS	– Laboratoire d’Océanographie Physique et Spatiale
LOSEC	– Laboratoire d’Océanographie des Sciences de l’Environnement et du Climat
LPAO-SF	– Laboratoire de Physique de l’Atmosphère et de l’Océan Siméon-Fongang
LOCEAN	– Laboratoire d’Océanographie et du Climat : Expérimentation et Approches Numériques
MC	– Mauritanian Current
MJO	– Madden-Julian Oscillation
NACW	– North Atlantic Central Water
NAO	– North Atlantic Oscillation

NEC	– North Equatorial Current
NECC	– North Equatorial Counter Current
NERC-NOC	– Natural Environment Research Council - National Oceanography centre
NEMO	– Nucleus for European Modelling of the Ocean
NEUC	– North Equatorial Under Current
NOAA	– National Oceanic and Atmospheric Administration
OMZ	– Oxygen Minimum Zone
OND	– Octobre-Novembre-Décembre
PUC	– Poleward Under Current
PV	– Potential Vorticity
QuikSCAT	– Quick SCATerometer
RL	– Relaxation
RT	– Régime de temps
RVP	– Rotationnel de Vent Positif
SCUS	– South Canary Upwelling System
SLP	– Sea level Pression
SLA	– Sea Level Anomaly
SACW	– South Atlantic Central Water
SEC	– South Equatorial Current
TKE	– Turbulent Kinetic Energy
UCAD	– Université Cheikh Anta Diop
UASZ	– Université Assane Seck de Ziguinchor
UP	– Upwelling
UPSEN	– Upwelling du Sénégal
VOS	– Voluntary Observing Ship
WA	– West Africa
WABC	– West African poleward Boundary Current
WAC	– West African Corner
WOA	– Wolrd Ocean Atlas
ZCIT	– Zone de Convergence Inter-Tropicale

Table des matières

Liste des figures	13
Liste des tableaux	25
1 La circulation dans l'ATNE et notions fondamentales	27
1.1 La circulation dans l'ATNE	28
1.1.1 La circulation grande échelle	28
1.1.2 La circulation côtière	31
1.1.3 Les masses d'eau	32
1.2 L'upwelling des côtes sénégalaises et mauritaniennes	34
1.3 Les équations primitives et notions fondamentales	37
1.3.1 Les équations primitives	37
1.3.2 L'équilibre géostrophique	38
1.3.3 Notions de vortacité et conservation de la vortacité potentielle	39
1.3.4 Les ondes de Rossby	40
1.3.5 Les ondes de Kelvin	43
1.3.6 Transport lié au vent : le transport d'Ekman	45
1.4 Conclusion	46
2 Présentation des produits de données et évaluation	49
2.1 Présentation des produits	50
2.1.1 La simulation TROP025	50
2.1.2 Les données observations CORA4.2	51
2.2 Évaluation de TROP025	53
2.3 Conclusion	61
3 Le West African poleward Boundary Current (WABC)	63
3.1 Structure Verticale et Cycle saisonnier	64

3.1.1	Structure Verticale et cycle saisonnier à 14 °N	64
3.1.2	Structure verticale et cycle saisonnier à 20 °N	65
3.1.3	Structure horizontale et cycle saisonnier	66
3.2	Dynamique côtière du WABC	72
3.3	Le WABC et la dynamique des ondes de Rossby	79
3.4	conclusion	85
4	Origines des masses d'eau du WABC et circulation générale dans l'ATNE	87
4.1	Origine des masses d'eau du WABC	88
4.1.1	Le suivi lagrangien des masses d'eau avec l'outil Ariane	88
4.1.2	Origine des masses d'eau	89
4.2	Les jets zonaux et leur variation saisonnière dans l'ATNE	92
4.3	La variation saisonnière du GD	96
4.4	PV et processus diapycnaux	100
4.5	conclusion	105
5	Identification des modes de variabilité atmosphérique modulant la va-	
	riation synoptique du vent à Dakar	109
5.1	Circulation atmosphérique dans les basses couches des tropiques	110
5.2	Variation synoptique du vent à Dakar : caractérisation des événements de forts vents et de relaxation en lien avec les modes de variabilité atmosphérique	113
5.2.1	La méthode des régimes de temps	117
5.2.2	La méthode des composites	121
5.2.3	Composites laggés de la SLP	124
5.3	conclusion	129
6	Conclusion et perspectives	131
6.1	Conclusion	131
6.2	Limites et perspectives	133
	Références	165

Liste des figures

- 1.1 Moyenne cumul annuelle climatologique (en couleurs, $m.an^{-1}$) sur la période 1982 – 2012 du pompage d’Ekman (w_{ek}) calculé à partir du produit DFSR5.2 au niveau de l’Atlantique Tropical Nord Est. Les valeurs positives (resp. négatives) représentent une remontée (resp. plongée) des eaux. Les éléments caractéristiques de la circulation sont aussi représentés : le Canary Current (CC), le Nord Equatorial Current (NEC), le Nord Equatorial Under Current (NEUC), le West African poleward Boundary Current (WABC constitué du courant de Mauritanie et du poleward under current (PUC)) et le Guinea Dhome (GD). La ligne en tireté représente la zone de front du cap vert (CVFZ) qui sépare les eaux centrales nord de l’Atlantique (NACW) de celles des eaux centrales sud de l’Atlantique (SACW). 29
- 1.2 Les différentes masses d’eau rencontrées au niveau des côtes ouest-africaines suivant la verticale ainsi que leurs contributions respectives (Pastor *et al.*, 2012). Nous avons les eaux centrales nord Atlantique (NACW), les eaux centrales sud Atlantique (SACW), les eaux méditerranéennes (MW), les eaux intermédiaires de l’Antarctique (AAIW) et les eaux profondes nord Atlantique (NADW). 33
- 1.3 Cycle annuel du vent en moyenne sur la période 1972-1979 en vecteurs pour différentes stations entre la Guinée Bissau et le Sud du Maroc (Kirk et Speth, 1985). 35
- 1.4 Indice d’upwelling cumulatif (IUC) calculé à partir des données DWS (pour Dakar Weather Station en anglais) de la station météorologique de l’aéroport de Yoff pour les saisons d’upwelling 2006 à 2017 (Ndoye, 2016) 36
- 1.5 Vent méridien instantané (en pointillé) et filtré (ligne pleine) issue de DWS sur la période Février-Mars 2013 (Capet *et al.*, 2017). UP représente les périodes d’intensifications du vent et RL les périodes de relaxations. 36

1.6	Schéma conceptuel d'une onde de Rossby à deux dimensions (x,y). Une eau se trouvant initialement à une latitude donnée (ligne horizontale) est déplacée vers la courbe en ligne pleine $\eta_{(t=0)}$ à la suite d'une perturbation. Dans le cas où l'eau se déplace vers le nord la vorticité planétaire augmente. Par conservation de la vorticité potentielle, la vorticité relative diminue ce qui conduit à une circulation cyclonique et la perturbation vers le nord se propage vers l'ouest Vallis (2006).	43
1.7	Schéma conceptuel de propagation d'une onde de Kelvin dans le cas où la fluctuation du vent conduit à un downwelling (resp. upwelling) matérialisé par une élévation (resp. abaissement) du niveau de la mer. L'onde de Kelvin (en vecteur gris) se déplace toujours vers le nord. Les masses d'eau (en vecteur blanc) se déplace suivant la variation de η . Elles se déplacent à gauche (resp. à droite) vers le nord (resp. vers le sud). La ligne en tireté représente l'état moyen de la mer.	44
2.1	Nombre de profils de températures par bin de 0.5 ° de résolution pour les données d'observations CORA sur la période 1990-2014 représenté en log10. La ligne noire représente l'isobathe 100 m. Les deux étoiles en gris représentent la position des bouées PIRATA situées dans l'ATNE.	52
2.2	Moyenne mensuelle climatologique du courant zonal de surface (en couleurs; [m.s ⁻¹]) issu de TROP025 à droite et celui tiré de Rosell-Fieschi <i>et al.</i> (2015) à gauche.	53
2.3	Moyenne mensuelle climatologique de la température (en couleurs; [°C]) et de la salinité (en contours; [psu]) issue de TROP025 à droite et celle de CORA à gauche. Les contours sont représentés par pas de 0.5psu.	55
2.4	Section méridienne en haut à 26 °W (resp. zonale en bas à 12 °N) de la température [°C] moyennée sur la période septembre-octobre pour les données d'observations CORA (à gauche) et TROP025 (à droite). Les contours sont représentés par pas de 1 °C.	56
2.5	Profondeur [m] des surface isopycnales $\sigma_\theta = 25.2$ (en haut) et $\sigma_\theta = 26.7$ (en bas) pour les données d'observations CORA (à gauche) et TROP025 (à droite)	58
2.6	Section verticale de la température [°C] en moyenne mensuelle climatologique au sud de Abidjan 4 °N - 5 °W à droite TROP025 sur la période 1990-2012 et à gauche la figure tirée Picaut (1984) où il a utilisé des observations moyennées sur la période 1957-1964.	59

2.7	Moyenne saisonnière climatologique de la hauteur dynamique à 50 m relative à 500 m (en contours, $[m^2 s^{-2}]$) pendant l'été (en haut) et l'hiver (en bas) pour les données d'observations CORA (à gauche) et celles de TROP025 (à droite). Le courant géostrophique associé est représenté en vecteurs. Pour faciliter l'interprétation nous avons enlevé $3 m^2 s^{-2}$ dans TROP025 ce qui représente l'ordre de grandeur de la différence entre les deux jeux de données. Cette différence homogène n'a pas de signification dynamique.	60
3.1	Section verticale du courant méridien moyenné autour de $14^\circ N$ (en couleurs; $[cm s^{-1}]$), la densité (lignes bleues; $[kg.m^{-3}]$) et la position de la couche mélangée (ligne noire; $[m]$). Les moyennes saisonnières climatologique pour les saisons JFM, AMJ, JAS et OND sont représentées.	65
3.2	Section verticale du courant méridien moyennée autour de $20^\circ N$ (en couleurs; $[cm s^{-1}]$), la densité (lignes bleues; $[kg m^{-3}]$) et la position de la couche mélangée (ligne noire; $[m]$). Les moyennes saisonnières climatologique pour les saisons JFM, AMJ, JAS et OND sont représentées.	66
3.3	Moyenne saisonnière climatologique de l'anomalie de l'épaisseur entre les isopycnes 25.6 et 26.2 $[m]$ pour les saisons JFM, AMJ, JAS et OND.	67
3.4	Sections verticales le long du talus continental (moyennée entre l'isobathe 100 m et 150 km au large) du courant méridien (en couleurs; $[cm s^{-1}]$), de la densité (lignes bleues; $[kg m^{-3}]$) et la position de la couche mélangée (ligne noire; $[m]$) en moyennes saisonnières climatologiques pour les saisons JFM, AMJ, JAS, OND. On note une bonne correspondance entre la base du WABC et l'isopycne 26.7 en AMJ et OND	68
3.5	Moyenne mensuelle climatologique du transport méridien géostrophique $V_g^{26.7} = \int_{surf}^{26.7} v dz$ (en couleurs; $[m^2 s^{-1}]$). Les régions où la densité au fond est inférieure à 26.7 sont représentées en blanc. le gradient nul de PV pour les couches isopycnales 25.2-26.3 et 26.3-26.7 est représenté en ligne noire tireté.	69

- 3.6 Diagramme hovmüller de la composante géostrophique du transport méridien (en couleurs; [$m^2 s^{-1}$]) intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ moyenné entre 13 °N - 15 °N (a) et 7 °N - 9 °N (c). Les vitesses de propagations correspondant au mieux à celles observées sur les figures sont représentées par les lignes en tiretés. Elles valent 3.5 cms^{-1} pour (a) et 7.4 et 3 cms^{-1} pour (c). (b,d) transport méridien [$m^3 s^{-1}$] intégré entre l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$: et la base de la couche mélangée (courbe en rouge) et jusqu'en surface en ne considérant que la partie géostrophique (la composante d'Ekman a été enlevé; courbe en rouge) tous les deux ont été aussi intégrés zonalement entre la côte et l'endroit où le transport vertical intégré change de signe (la limite d'intégration zonale est représentée par les lignes fines en noires sur a et c) 70
- 3.7 Diagramme hovmüller de la composante géostrophique du transport méridien (en couleurs; [$m^2 s^{-1}$]) intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ et moyenné sur la bande 19-21 °N. 71
- 3.8 Cycle saisonnier du transport de Sverdrup géostrophique (lignes rouges) et du transport méridien géostrophique intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ (lignes bleues). Tous sont intégrés entre l'isobathe 100 m et 150 km plus au large. Les lignes pleines (resp. en tiretés) représentent les résultats obtenus au Cap-Vert (14 °N) (resp. au Cap-Blanc; 20 °N) 74
- 3.9 Panneaux en haut : amplitude des densités spectrales pour la composante annuelle (en rouge) et semi-annuelle (en bleue) du transport de Sverdrup (à gauche) et du transport d'Ekman (à droite). Panneaux en bas : hovmüller diagramme le long de l'isobathe 100 m en moyenne mensuelle climatologique pour : a) l'anomalie de la position de l'isotherme 18°C (en couleurs; [m]) et l'anomalie de l'élévation du niveau de la mer (en contours; [cm]), b) le transport géostrophique intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma = 26.7$ (en couleurs; [$m^2 s^{-1}$]) , , (en bas) anomalie du transport d'Ekman [$m^2 s^{-1}$] le long de l'isobathe 100 m. Les lignes verticales grises représentent les régions où l'indice d'upwelling défini dans 3.2 est intégré. Les lignes obliques correspondent aux vitesses de propagations durant les périodes Février-Juin ($0.2, 0.3 \text{ ms}^{-1}$) et Août-Janvier (0.9 ms^{-1}) 75

3.10	Moyenne mensuelle climatologique de l'indice d'upwelling de long de l'isobathe 100 m intégré en Sv [$10^6 m^3 s^{-1}$] dans trois différentes régions : le golfe de Guinée (GG) entre 3.5 °E et 7.5 °W (en noirs), le West African Corner (WAC) entre 7.5 °W et 17 °W (en bleus) et le West Africa (WA) entre 10 °N et 20 °N. La position des différentes sections est représentée sur la figure 3.9c.	77
3.11	Anomalie en moyenne mensuelle climatologique de la position de l'isotherme 18°C pour les mois d'Août à Novembre. Les valeurs positives (resp. négatives) correspondent à un enfoncement (resp. une remontée) de la thermocline.	79
3.12	Diagrammes de dispersions pour les ondes de Rossby baroclines correspondant aux rayons de déformations (Rd) = 112, 64 et 42 km (courbes pleines noires; modes 1, 2 et 3 à 8 °N) et Rd= 59 et 31 km (courbes pleines grise; modes 1 et 2 à 14 °N). Les lignes droites obliques en tiretés noirs et grises représentent les caractéristiques de l'onde de Rossby identifiée sur la figure 3.6 pour respectivement, de la gauche vers la droite $\omega = 2\pi/(6mois)$; $c_{TROP}=3.5m/s$ et $k_{TROP} = 2\pi/\lambda_{TROP}$. La courbe de dispersion de l'onde observée à 14 °N est représentée en tireté grise, il correspond à Rd=48 km. Ce Rd est nettement inférieur à celui du mode barocline 1 à cette latitude (59km). La ligne horizontale en pointillée représente la fréquence semi-annuelle ($\omega = 2\pi/6mois$).	81
3.13	Moyenne de la composante semi-annuelle de l'énergie cinétique intégré (en couleurs; [$m^3 s^{-2}$]) calculée à partir du courant méridien pour les quatre premiers mode baroclines obtenue à partir de TROP025. Les lignes en tiretés correspondent aux endroits où le gradient de PV est nul, reportées de la figure 3.14.	82
3.14	Vorticité potentielle (PV) de l'océan supérieur au niveau de l'ATNE obtenue à partir de TROP025 (en couleurs; [$10^{-8}m^{-1}s^{-1}$]) calculé à l'aide de l'équation 1.12 pour trois couches isopycnales : 25.2-26.3, 26.3-26.7, 26.7-26.9 qui ont approximativement la même épaisseur. Le gradient de PV est aussi représenté en vecteurs. La ligne blanche en tireté représente l'endroit où le gradient de PV=0 dans les deux premières couches.	83

3.15 Schéma représentatif des principaux processus mis en évidence dans l'étude du WABC (flèches en noires). Les deux phases d'intensification du WABC sont représentées par les lettres F pour le pic de Novembre-Décembre et S pour le pic d'Avril-Mai. L'importance de la contribution du forçage lié à la relaxation du vent pour les différents secteurs (WA : West africa, WAC : West African corner et GG : Gulf of Guinea) est représentée par la taille des lettres. Les ondes de Rossby associées à la propagation d'ondes côtières associées au WABC en présence d'un effet β sont aussi représentées. 86

4.1 Probabilité de présence des particules en moyenne sur l'ensemble des lâchés (en couleurs représenté en log10) après un an (a) et 2 ans (b) d'intégration à rebours. Les '+' (resp. les '*') représentent les positions moyennes à 3 et 6 mois avant pour les lâchers en Avril-Mai (resp. Oct-Nov). Les points noirs représentent les centres de masse associé à chaque lâcher après un et deux ans de trajet. c) diagramme de la température en fonction de la salinité (T-S) à leur lâcher (en bleu) et un an avant (en rouge), les points noirs représentent le diagramme T-S des données d'observations à la position 12 °N, 23 °W. Les positions de lâcher potentiel des particules (sous réserve de satisfaction de la contrainte $\delta h > 40$ m) sont représentées en point noirs sur la figure en miniature en a. 89

4.2 les figures a,b,c,d représentent respectivement l'évolution temporelle de salinité, de la profondeur, de la température et de la densité des particules pendant la première année de trajet par pas de 5 jours en moyenne pour les périodes Avril-Mai et Novembre-Décembre. les lignes en jaunes(resp. en rouges) représentent la moyenne (resp. la médiane). 91

4.3 Circulation (en vecteurs) et l'intensité (en couleurs) en moyenne entre 100 et 240 m de profondeur et pour les mois d'Avril, Mai, novembre et Décembre. L'intensité est représentée en logarithme décimal sur la figure mais les vraies valeurs en $[m/s^{-1}]$ sont indiquées sur la palette de couleur). Les positions moyennes annuelles les particules de 1992 à 2009 ainsi que le maximum de probabilité un an avant sont représentés respectivement en points gris et en contours rouges. 92

4.4 Section verticale de la moyenne annuelle climatologique du courant zonal moyenné zonalement entre 18 et 20 °W (en couleurs ; $[cm s^{-1}]$), de la densité (lignes bleues ; $[kg m^{-3}]$) et de la position de la couche mélangée (ligne noire ; $[m]$) 93

4.5	Moyenne annuelle climatologique du transport zonal géostrophique $U_g^{26.7} = \int_{26.7}^{surf} u dz$ en $[m^2 s^{-1}]$. Les régions où la densité au fond est inférieure à 26.7 sont représentées en blanc.	94
4.6	Moyenne mensuelle climatologique du transport zonal géostrophique $U_g^{26.7} = \int_{surf}^{26.7} u dz$ en $[m^2 s^{-1}]$. Les régions où la densité au fond est inférieure à 26.7 sont représentées en blanc. Le gradient nul de PV pour les couches isopycnales 25.2-26.3 et 26.3-26.7 est représenté en ligne noire tiretée.	95
4.7	Moyenne saisonnière climatologique de la profondeur de l'isotherme 15 ° et de la position de la ZCIT (définie par une valeur nulle du stress méridien) pour les données d'observations en a (resp. TROP025 en b). Pour TROP025 le pompage d'Ekman est aussi représenté. Pour les observations, les positions moyennes saisonnières de la ZCIT (lignes rouges) ont été calculées à partir des données du satellite QuikSCAT (Quick Scatterometer) sur la période 2000-2009.	96
4.8	Moyenne annuelle climatologique de la profondeur de isotherme 15 °C et de la position de la ZCIT (définie par une valeur nulle du stress méridien) pour les données d'observations en a (resp. TROP025 en b). Pour TROP025 le pompage d'Ekman est aussi représenté.	97
4.9	Moyenne annuelle climatologique de la circulation géostrophique à 100 m (en vecteurs) et son intensité (en couleurs ; $[m.s^{-1}]$). Pour les observations (à gauche) et TROP025 (à droite). Les panneaux en haut (resp. en bas) représentent un niveau de référence=200 m (resp. =1000 m).	98
4.10	Ratio du module de la vitesse moyenne annuelle à 100 m dans TROP025 pour les deux références ($\frac{ u_{100}^{1000} }{ u_{100}^{200} }$ en couleurs) et la différence de la circulation ($u_{100}^{1000}-u_{100}^{200}, v_{100}^{1000}-v_{100}^{200}$ en vecteurs).	99
4.11	Moyenne annuelle climatologique de la vorticité potentielle en couleurs ($10^{-7}s^{-1}$) entre les couche $\sigma_1 = 25.2$ et $\sigma_2 = 26.7$ et du potentiel de Montgomery au niveau de la surface isopycnales $\sigma = 26.3$ pour les données d'observations CORA (en haut) et de TROP025 (en bas). Pour le modèle nous avons ajouté la circulation moyenne (en vecteurs) au même niveau. Les régions en blancs correspondent à l'outcropping de l'isopycne 25.2. Les contours sont représentés par pas de 0.1.	101

- 4.12 Schema explicatif des processus diapycnaux entre deux couches isopycnales σ_1 et σ_2 pour deux cas de situations. Les flèches verticales en zig-zag (resp. droites) représentent le flux de chaleur (resp. le flux de masse). Les cercles représentent la vorticité potentielle (PV). Le sens de l'écoulement est indiqué par le sens des flèches noires. a) l'océan est réchauffé par l'atmosphère et le flux de chaleur pénètre et diminue en fonction de la profondeur. La couche perd du flux de masse et comme la PV ne peut pas traverser la couche isopycnale, elle augmente. b) est la situation inverse de a) où l'océan se refroidit. Il perd du flux de chaleur alors que le flux de masse augmente. Dans ce cas de figure la PV diminue. 102
- 4.13 Moyenne annuelle climatologique (en m/an) de : a) $\Delta w^* = w_{25.2}^* - w_{26.7}^*$ (en couleurs) ainsi que la valeur du flux total de w^* dans la boîte en bleue (en Sv [$10^6 m^3.s^{-1}$]; pour quelques isopycnes $\sigma=26, 26.2, 26.4$ et 26.6 sur). b) pompage d'Ekman (en couleurs) ainsi que les valeurs des flux liés au pompage d'Ekman et à la divergence dans la boîte en bleue. 104
- 4.14 Schéma représentatif des principaux courants (entre 0 et 100 m) identifiés dans l'Atlantique Tropical (a) au printemps et (b) en automne d'après Stramma et Schott (1999). Les courants représentés sont : le North Equatorial Current (NEC), le Guinea Dome (GD), le North Equatorial Countercurrent (NECC), le Guinea Current (GC), le South Equatorial Current (SEC constitué des branches nord (nSEC), équatorial (eSEC), central (cSEC) et sud (sSEC)), le Equatorial Undercurrent (EUC), le North Brazil Current (NBC), le Gabon-Congo Undercurrent (GCUC), le Angola Gyre (AG), le Angola Current (AC), le Angola Dome (AD), le South Equatorial Countercurrent (SECC) et le Brazil Current (BC). Les zones de front du Cap-Vert et d'Angola-Benguela sont représentés en tiretets. Le symbol "u" représente approximativement les zones d'upwelling. La branche de circulation vers l'ouest située au nord du Guinea Dome (GD) indiquée pour chacune des gammes de profondeurs est incohérente avec nos analyses des simulations TROP025 mais aussi des données hydrologiques. En particulier, la signature de cette recirculation sur la structure du champs de vorticité potentielle de proche surface 4.11 est particulièrement limitée. 106

4.15	Schéma représentatif du transport dans l'ATNE décomposé en deux boîtes nord et sud. Les valeurs des transports latéraux pour chaque face ainsi que le transport vertical (composées du pompage d'Ekman et de la divergence côtière) dans chaque boîte sont représentées sur la figure. La moyenne annuelle climatologique du transport de Sverdrup [$m^2.s^{-1}$] est représentée en couleurs.	107
5.1	Moyenne saisonnière climatologique (Novembre-Avril) de la pression de surface (en couleurs, [hPa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [$m.s^{-1}$]) sur la période 1979-2014. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim. Les positions moyennes saisonnières de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représenté par les cercles bleus. L'étoile en magenta représente la position considérée pour l'étude de la fluctuation du vent au large de Dakar ($14.5^\circ N$, $18^\circ W$).	111
5.2	Moyenne mensuelle climatologique de la pression de surface (en couleurs, [hPa]) et du vent à 10 m (en vecteurs, [$m.s^{-1}$]) pour les mois de Novembre à Avril et sur la période 1979-2015. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim . Les positions moyennes mensuelles de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles bleus.	112
5.3	Série temporelle du vent méridien journalier [$m.s^{-1}$] pour la saison 2014/2015 de Novembre à Avril au large de Dakar ($14.5^\circ N$, $18^\circ W$). Les événements d'upwelling (resp. de relaxations) sont représentés par les points bleus (resp. rouges). Le Seuil des événements d'upwelling (resp. de relaxations) est défini par le premier (20 %) (resp. quatrième; 80 %) quintile. Le début de chaque mois est représenté par les traits jaunes. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim.	114
5.4	Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [$m s^{-1}$]) pendant les deux phases de l'oscillation nord atlantique sur la période 1979 à 2015. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne saisonnière climatologique (Novembre-Avril) sur la période 1979 à 2015. La pression normale est définie par la pression divisée par la valeur absolue de f. Elle nous permet de visualiser l'importance des contrastes de pression dans leurs implications dynamiques (via la géostrophie). Les positions moyenne saisonnière (Novembre-Avril) de l'anticyclone des Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont indiquées par les cercles magenta.	115

5.5	Pourcentage d'occurrence des deux phases de l'oscillation nord atlantique de Novembre à Avril ainsi qu'à l'échelle de la saison.	116
5.6	Pourcentage d'occurrence des deux phases de l'oscillation nord atlantique pour UP et RL de Novembre à Avril ainsi qu'à l'échelle de la saison.	116
5.7	Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [m s ⁻¹]) pour les 7 régimes de temps identifiées. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne saisonnière climatologique (Novembre-Avril) sur la période 1979 à 2015. Les positions moyennes saisonnière (Novembre-Avril) de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles en magenta	118
5.8	Probabilité de transition d'un régime de temps (en ordonnées) vers un régime de temps (en abscisses) sur un intervalle de 7 jours et pour un seuil de significativité supérieur à 99%. La taille des cercles est proportionnelle à la probabilité de transition qui peut varier entre 0 et 1. Une probabilité égale à 0 indique qu'il n'y a pas de transition et 1 signifie que le régime de temps persiste durant les 7 jours.	119
5.9	Pourcentage d'occurrence des régimes de temps pendant les événements UP et RL en moyenne pour les mois de Novembre à Avril sur la période 1979-2015.	120
5.10	Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer normalisée (en contours, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [m s ⁻¹]) pendant les événements UP pour les mois de Novembre à Avril. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne mensuelle climatologique sur la période 1979 à 2015. Les positions moyennes mensuelles de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles en magenta.	122
5.11	Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer normalisée (en couleurs, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [m s ⁻¹]) pendant les événements RL pour les mois de Novembre à Avril. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne mensuelle climatologique sur la période 1979 à 2015. Les positions moyennes mensuelles de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles en magenta.	123
5.12	Composites laggés des anomalies de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) pendant les événements UP. Les résultats pour les lag=-10 à lag=4 sont représentés par pas de 2jours.	124

5.13	Composites laggés des anomalies de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) pendant les événements RL. Les résultats pour les lag=-10 à lag=4 sont représentés par pas de 2jours.	125
5.14	Nombres de jours pour toute la saison et décomposés aussi en mois pour les années où nous avons des situations ENSO chaudes ("el Niño") fortes et très fortes pour UP (resp. RL) à gauche (resp. droite).	127
5.15	Nombres de jours pour toute la saison et décomposés aussi en mois pour les années où nous avons des situations ENSO froides ("la Niña") fortes pour UP (resp. RL) à gauche (resp. droite).	128

Liste des tableaux

3.1	Moyenne annuelle du transport de Sverdrup géostrophique (T_{sg}) calculé à partir de la relation 1.27 intégré entre l'isobathe 100 m et 150 km plus au large à 14 °N et 20 °N. Le transport méridien géostrophique intégré entre la surface et à différents niveaux (position de l'isopycne $\sigma = 26.7$, 500 m et 1000 m de profondeur) est indiqué en pourcentage par rapport (T_{sg}).	73
3.2	Paramètres associés aux ondes de Rossby semi-annuelles pour les modes baroclines potentiellement importants à 8 °N (mode 1 à 3) et 14 °N (mode 1 et 2). Les paramètres représentés sont : la vitesse des ondes de gravité [m/s], le rayon de déformation [km], la latitude critique [km], la longueur d'onde théorique [km], la longueur d'onde dans TROP025 [km], la vitesse de groupe [m/s] et la vitesse observée dans TROP025 [m/s].	80
5.1	Positions moyennes mensuelles climatologiques (lat/lon) des centres de l'anticyclone des Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen pour les mois de Novembre à Avril. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim. .	113
5.2	Valeurs seuils pour les événements de relaxations et d'intensification de l'upwelling de Novembre à Avril sur la période 1979-2015 au large de Dakar (14.5 °N , 18 °W). Le signe - est lié à la direction prédominante des vents, de secteur nord.	114

Chapitre 1

La circulation dans l'ATNE et notions fondamentales

Sommaire

1.1	La circulation dans l'ATNE	28
1.1.1	La circulation grande échelle	28
1.1.2	La circulation côtière	31
1.1.3	Les masses d'eau	32
1.2	L'upwelling des côtes sénégalaises et mauritaniennes	34
1.3	Les équations primitives et notions fondamentales	37
1.3.1	Les équations primitives	37
1.3.2	L'équilibre géostrophique	38
1.3.3	Notions de vortacité et conservation de la vortacité potentielle .	39
1.3.4	Les ondes de Rossby	40
1.3.5	Les ondes de Kelvin	43
1.3.6	Transport lié au vent : le transport d'Ekman	45
1.4	Conclusion	46

La circulation océanique est une réponse aux différents forçages auxquels l'océan est soumis : le forçage thermodynamique dû à la différence de température et d'humidité entre l'atmosphère et l'océan, la tension du vent dans la couche basse de l'atmosphère, les forces gravitationnelles entre la terre et les différents astres du système solaire principalement la lune et le soleil.

Dans ce chapitre nous présenterons la circulation dans de l'Atlantique tropical Nord Est (ATNE) ainsi que les principaux courants qui y sont présents. Nous parlerons également de l'upwelling sénégal-mauritanien. Puis nous aborderons une partie plus physique où quelques notions importantes qui seront utilisées dans cette thèse seront présentées. Elles nous permettront d'étudier la circulation dans cette région ainsi que les processus qui la gouvernent.

1.1 La circulation dans l'ATNE

1.1.1 La circulation grande échelle

L'ATNE peut être divisée en deux régions principales suivant l'influence du vent. La région nord qui est limitée au sud par le courant des canaries (CC) . Elle fait partie de ce qu'on appelle communément gyre subtropicale. Elle est marquée par un pompage d'Ekman négatif synonyme de la plongée des eaux. La région au sud appelée 'shadow zone' est marquée par un pompage d'Ekman positif. Elle est limitée au sud par le NECC (North Equatorial Under Current).

La région de la gyre subtropicale est marquée par des eaux de la thermocline appelées également eaux centrales (central waters en anglais). Elles sont continuellement renouvelées par plongée des eaux de surface alors que la thermocline de la 'shadow zone' plus au sud est non ventilée du fait d'une circulation faible dans cette région. La 'shadow zone' est caractérisée par une circulation horizontale faible et cyclonique.

Ces deux régions sont aussi différentes en termes de propriétés physiques et biogéochimiques. Dans la gyre subtropicale la plongée des eaux a tendance à approfondir les isopycnes (lignes d'égalité de densité) alors qu'au niveau de la shadow zone les isopycnes sont moins profondes. Du fait de leur renouvellement continu les eaux centrales de la gyre subtropicale sont plus oxygénées comparé à celles de la 'shadow zone'. À cause de l'activité biologique de surface et de longs temps de renouvellement la teneur en oxygène au niveau de la thermocline diminue et la 'shadow zone' est la région où on note des niveaux d'oxygène faibles ce qui en fait une zone de minimum d'oxygène (OMZ pour Oxygen Minimum Zone en anglais; Karstensen *et al.*, 2008). Depuis quelques années la taille des OMZ augmente et leur teneur en oxygène diminue surtout en Atlantique tropical (Stramma *et al.*, 2008). Cette diminution de la concentration en oxygène pourrait avoir

des conséquences dévastatrices pour certains organismes qui ne peuvent survivre dans des conditions d'hypoxie (concentration d'oxygène inférieure à $60 \mu\text{mol}/\text{kg}$ Vaquer-Sunyer et Duarte, 2008; Stramma *et al.*, 2010, 2012). Sur la période 1960 – 2010 une perte à hauteur de 15% de l'habitat des poissons pélagiques a été notée dans l'ATNE (Stramma *et al.*, 2012).

Les principales structures de la circulation dans l'ATNE ont été étudiées par différents auteurs à partir de données d'observations et des modèles numériques et à l'aide de champ de densité et des courants géostrophiques associés. La structure thermohaline est caractérisée par un dôme thermique et une zone de front (figure 1.1).

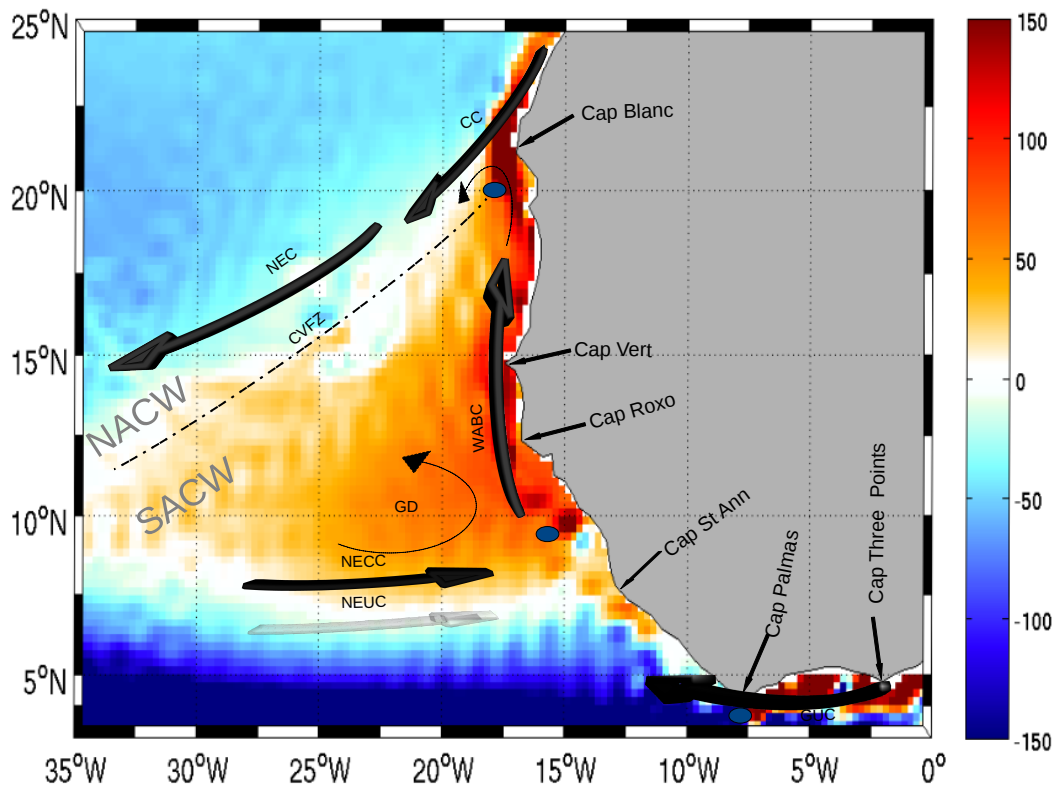


FIGURE 1.1: Moyenne cumul annuelle climatologique (en couleurs, $m.an^{-1}$) sur la période 1982 – 2012 du pompage d'Ekman (w_{ek}) calculé à partir du produit DFSR5.2 au niveau de l'Atlantique Tropical Nord Est. Les valeurs positives (resp. négatives) représentent une remontée (resp. plongée) des eaux. Les éléments caractéristiques de la circulation sont aussi représentés : le Canary Current (CC), le Nord Equatorial Current (NEC), le Nord Equatorial Under Current (NEUC), le West African poleward Boundary Current (WABC constitué du courant de Mauritanie et du poleward under current (PUC)) et le Guinea Dome (GD). La ligne en tireté représente la zone de front du cap vert (CVFZ) qui sépare les eaux centrales nord de l'Atlantique (NACW) de celles des eaux centrales sud de l'Atlantique (SACW).

Au nord de notre zone d'étude nous avons le CC, un courant qui longe les côtes et est dirigé vers le sud. Il occupe la pente continentale nord africaine et s'étend jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres au large. Le CC prend naissance vers 35°N par bifurcation du courant des Açores. Vers 20°N il rencontre une zone de front en température et salinité

appelée la zone frontale du Cap-vert ou CVFZ (pour Cap Verde Frontal Zone en anglais ; Zenk *et al.*, 1991). La présence du CVFZ constitue une barrière entre les eaux de la gyre subtropicale (NACW) et celle de la 'shadow zone' appelées eaux centrales de l'Atlantique Sud (SACW). Cette barrière impose au CC à s'écouler vers le Sud-Ouest. Ceci l'amène à renforcer le North Equatorial Current (NEC) qui constitue la branche sud de la gyre subtropicale (Stramma et Schott, 1999). Le cycle saisonnier du CC et du NEC sont liés à la migration saisonnière de la Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT). Le CC atteint sa position la plus au sud en hiver (Fedoseev, 1970) lorsque la ZCIT est située plus au sud.

Au sud de la CVFZ, nous avons le NECC, un courant quasi zonal dirigé vers l'est principalement localisé entre 5 et 10 °N. Le NECC a une variation saisonnière très marquée. De juillet à Décembre pendant que la ZCIT atteint sa position la plus septentrionale, la signature du NECC est visible sur toute la bande est-ouest de l'Atlantique tropical avec des vitesses maximales notées en Août (Mittelstaedt, 1991; Stramma et Schott, 1999). Pendant cette période on note également le retrait du NEC vers le nord. Durant l'hiver et le printemps les vents de secteurs nord-est affaiblissent le NECC et par la même occasion le repoussent vers l'équateur. Il devient alors plus irrégulier (Mittelstaedt, 1991). Le NECC est très fortement intensifié en surface avec des vitesses de l'ordre de $0.5m.s^{-1}$ (Rosell-Fieschi *et al.*, 2015). Quand il approche les côtes ouest africaines, il est traditionnellement considéré comme se subdivisant en deux : une partie s'écoule vers le nord et l'autre continue vers le golfe de Guinée pour alimenter le courant de Guinée (Mittelstaedt, 1991).

En subsurface la circulation est caractérisée par le sous-courant nord équatorial nommé Nord Equatorial Under Current (NEUC). Il est présent entre les profondeurs 100 à 500 m (Stramma et Schott, 1999). Pendant l'été et l'automne, sa partie supérieure fusionne avec la partie inférieure du NECC (Elmoussaoui *et al.*, 2005; Richardson et Reverdin, 1987). Le NECC, le NEUC et NEC font partie d'une circulation cyclonique de type gyre (Mazeika, 1967; Mittelstaedt, 1983). Cette gyre de recirculation prend place dans une zone de rotationnel de vent positif, qui induit un pompage d'Ekman positif et tend à déplacer la thermocline vers le haut. Comparée à la circulation au niveau de la gyre subtropicale, la gyre de recirculation à une saisonnalité plus marquée (Lathuilière *et al.*, 2008). Elle est caractérisée par la présence d'un dôme thermique appelé dôme de Guinée GD p(our Guinea Dome en anglais ; Siedler *et al.*, 1992). Différents auteurs ont étudié la position du dôme, sa variation annuelle et inter-annuelle, à l'aide de données satellites (Lázaro *et al.*, 2005), de modèle de circulation océanique ou couplé océan-atmosphérique (Siedler *et al.*, 1992; Doi *et al.*, 2009). Même s'ils sont tous en accord sur la présence du GD et son lien avec un pompage d'Ekman important, les conclusions sur sa position et son cycle

saisonnier différent selon les études. La présence du GD se manifeste par la remontée des isothermes (lignes d'égales températures) entre 50 et 300 m de profondeur. Voituriez et Herbland (1982) relie la présence du GD à la circulation cyclonique dans cette région. Ils prétendent que la crête thermique "thermal ridge en anglais" associée au NECC est renforcée par la rotation cyclonique, ce qui donne au dôme sa structure. Siedler *et al.* (1992), par analyse de la structure de la température et de l'anomalie de géopotential, indiquent que le GD est présent toute l'année avec une variabilité saisonnière. Ils définissent la position du dôme à 9 °N, 25 °W en été et 10.5 °N, 22 °W en hiver. Cette position n'est pas consensuelle entre les études. Pour Yamagata et Iizuka (1995), le GD se développe en été et est localisé autour de 10 °N, 22 °W. Doi *et al.* (2009) quand à eux le situent plus au nord vers 12 °N, 26 °W. La présence du GD est liée au forçage d'un rotationnel de vent positif : un forçage tantôt considéré comme local pour Yamagata et Iizuka (1995) ou Mittelstaedt (1991). À l'inverse Siedler *et al.* (1992) indiquent que le forçage est réalisé à distance puis transmis par des ondes de rossby (forçage à distance).

1.1.2 La circulation côtière

Au niveau de la pente continentale des côtes ouest africaines (entre 10 et 25 °N), la circulation est essentiellement dirigée vers les pôles. Elle est décrite dans la littérature comme étant composée du Mauritanian Current (MC) et du Poleward Under Current (PUC). Les études sur le PUC ou le MC sont loin de donner une vision globale de ces courants car ils ont été étudiés en quelques lieux spécifiques à l'aide de campagnes d'observations relativement courtes (Mittelstaedt, 1991; Peña-Izquierdo *et al.*, 2012). Contrairement aux NEC, NECC, NEUC et les courants équatoriaux, les caractéristiques de ces courants côtiers comme leur cycle saisonnier, leur variabilité, leur origine ainsi que leur lien avec la circulation générale sont souvent pas connus.

Le MC est défini comme un courant de surface présent principalement en été-automne (Mittelstaedt, 1991). Les processus considérés responsables de l'existence de ce courant diffèrent selon les études. Le plus souvent, le MC est décrit comme un courant résultant de la déviation d'une partie du NECC vers le nord lorsqu'il approche les côtes africaines. En début d'été, le MC est localisé vers 14°N et devient fort en automne, à la suite de l'intensification du NECC (Mittelstaedt, 1991). Il est localisé au large des côtes mauritano-sénégalaises à cette période et est visible jusqu'à 20 °N en moins. Mittelstaedt (1991) mentionne également l'existence d'une branche d'alimentation du MC en provenance du golfe de Guinée, longeant le continent africain. Il suggère également qu'un effet de relaxation des vents d'upwelling vers 21 °N serait un moteur du MC. Les mécanismes responsables de la bifurcation du NECC d'un courant zonal à méridien ne sont donc pas bien connus.

Le PUC quand à lui est défini comme un sous-courant accompagnant naturellement la dynamique d'upwelling côtier (Barton, 1998). Il est donc présent pendant la saison d'upwelling s'étirerait au sud jusqu'au golfe de Guinée (Mittelstaedt, 1983). Son cœur est positionné vers 100 m au Sénégal et vers 300 m au nord du cap Blanc (Rébert, 1983; Mittelstaedt, 1983). En fonction de la latitude, son cœur ou sa partie supérieure alimente donc les upwelling côtiers en eaux résurgentes.

La dynamique du PUC n'est pas non plus bien comprise. Différents mécanismes sont proposés dans la littérature. Les principaux sont mentionnés ci-dessous :

- un rotationnel de vent Positif : la présence d'un courant poleward peut être associée à un forçage du rotationnel de vent positif (RVP ; Sverdrup, 1947) voir plus bas. Un RVP induit des vitesses verticales positives qui ont tendance à étirer la colonne d'eau. Pour conserver leur vorticité potentielle les masses d'eau ont tendance à se déplacer vers le pôle. Un RVP côtier a tendance à atténuer l'intensité de l'upwelling côtier et faire remonter le sous-courant (Capet *et al.*, 2004).
- L'effet du plan β : la variation de la force de Coriolis par rapport à la latitude appelé effet du plan β dans une zone d'upwelling induit une pente nord-sud de l'élevation de la surface de la mer (Hurlburt et Thompson, 1973). Par équilibre géostrophique entre la force de gradient de pression due à cette pente et la force de Coriolis, il se crée un courant géostrophique dirigé vers la côte. Ce courant ne peut franchir le talus et a tendance à bifurquer vers le pôle pour donner naissance à un courant poleward.
- Les ondes de Kelvin côtières : elles sont générées par une fluctuation importante du vent le long de la côte (Philander et Yoon, 1982; Yoon et Philander, 1982). Ces ondes sont associées à des gradients de pression nord-sud. Elles génèrent des courants alternativement dirigés vers le pôle et vers l'équateur. Dans ce contexte, le PUC pourrait être vu comme accompagnant une onde de Kelvin avec une période de plusieurs mois pendant une demi période. L'état des connaissances observationnelles ne permet pas de dire si le PUC est précédé ou suivi d'un courant de pente vers l'équateur.

1.1.3 Les masses d'eau

La circulation au niveau de l'ATNE décrite précédemment se traduit par des caractéristiques différentes des masses d'eau selon la verticale (figure 1.2). Nous avons de la surface vers le fond : les eaux de surface, les eaux centrales, les eaux intermédiaires et les eaux profondes.

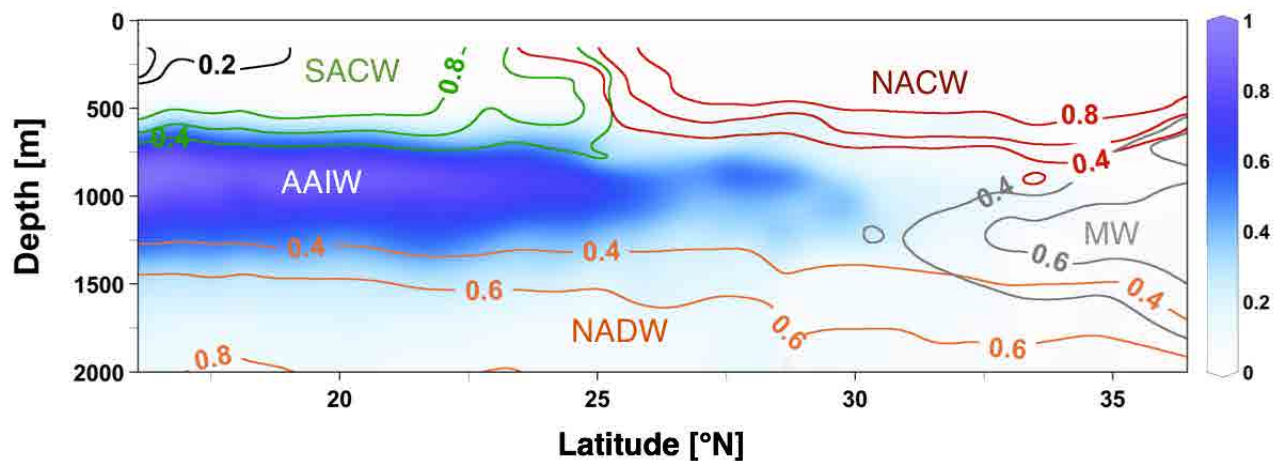


FIGURE 1.2: Les différentes masses d'eau rencontrées au niveau des côtes ouest-africaines suivant la verticale ainsi que leurs contributions respectives (Pastor *et al.*, 2012). Nous avons les eaux centrales nord Atlantique (NACW), les eaux centrales sud Atlantique (SACW), les eaux méditerranéennes (MW), les eaux intermédiaires de l'Antarctique (AAIW) et les eaux profondes nord Atlantique (NADW).

En surface les eaux sont soumises aux échanges océan-atmosphère et ont des caractéristiques assez similaires dans tout l'ATNE. Elles constituent les eaux de la couche mélangée. Dans la thermocline, du fait que les eaux sont mieux isolées des flux air-mer, elles conservent généralement leurs propriétés (température et salinité donc aussi leur densité). Par contre, les propriétés biogéochimiques non conservatives peuvent changer du fait de l'activité biologique. Entre 150 et 700 m de profondeur ($\sigma = 25.8kg.m^{-3}$ et $\sigma = 27.1kg.m^{-3}$ en terme de gamme de densité) qui correspond à la partie supérieure de la thermocline, nous avons les eaux centrales NACW et SACW qui ont des caractéristiques différentes et sont séparées par le CVFZ (Zenk *et al.*, 1991). Ces eaux sont formées au niveau de la gyre subtropicale par plongée des eaux. Les NACW sont plus salées que les SACW. Elle sont formées au niveau de la gyre subtropicale nord Atlantique par plongée des eaux (Stramma *et al.*, 2005). Elles proviennent des moyennes et hautes latitudes (au niveau des mers nordiques, des mers du Labrador) et sont emmenées par le courant des canaries.

Les eaux du SACW sont constituées de deux types : les SACW et SACW* (Pastor *et al.*, 2012). Les SACW ont les mêmes propriétés que les eaux centrales de l'Atlantique tropical Sud. Elles sont plus âgées et moins oxygénées que les NACW. Les SACW* localisées au niveau des côtes sont plus jeunes et donc plus oxygénées que les SACW, elles seraient advectées par le PUC (Pastor *et al.*, 2012).

Entre 700 et 1500 m nous avons les eaux intermédiaires. Il s'agit des eaux intermédiaires Antarctique (AAIW) qui sont formées au niveau du front subpolaire et parviennent au niveau de l'ATNE par le biais du Nord Brazilian Current (NBC ; Suga et Talley, 1995). Les eaux profondes sont du type Nord Atlantic Deep Water (NADW). Elles sont rencontrées

entre 1500 et 3000m de profondeur et sont originaires des hautes latitudes (Dickson et Brown, 1994)

1.2 L'upwelling des côtes sénégalaises et mauritaniennes

Les côtes sénégalaises, mauritaniennes et guinéennes constituent la partie sud du système d'upwelling des Canaries SCUS (pour South Canary Upwelling System en anglais), l'un des 4 grands systèmes d'upwelling de bord est avec le système du Pérou-chili, de la Californie et du Benguela. Ces systèmes sont caractérisés par le phénomène d'upwelling côtier : une remontée d'eau profondes riches en nutriments qui se fait à la suite de l'action du vent qui souffle parallèlement à la côte et dirigé vers l'équateur. Sous l'action de la force de Coriolis, les masses d'eau sont déviées vers la droite par rapport à la direction du vent (Ekman, 1905). Les eaux côtières de surface sont amenées vers le large et sont remplacées par les eaux profondes ; ce processus est appelé upwelling côtier. La richesse en nutriments de ces eaux profondes fait que les systèmes d'upwelling de bord est sont les zones les plus productives au monde en terme de pêche.

La particularité du SCUS est que l'upwelling est saisonnier dans cette zone à la différence de la partie nord centrale du système des Canaries (entre 21 °N et 25-30 °N) où l'upwelling est quasi permanent (figure 1.3).

Le long des côtes sénégalaises et mauritaniennes, le vent varie de manière considérable (figure 1.3). Du sud vers le nord, on note l'intensification des vents méridiens. De Nouadhibou à Dakar on note aussi la réduction de l'amplitude du cycle saisonnier. Au niveau de la Guinée des vents favorables à l'upwelling ne sont présents que deux mois durant l'année : Décembre et Janvier alors qu'à Nouhadibou (Cap Blanc 21°N), l'upwelling est permanent. Cette saisonnalité du SCUS est conditionnée par la migration de la ZCIT et avec elle des vents d'Alizés au nord et au sud (HAGEN, 2001). La ZCIT est une zone dépressionnaire de convection profonde caractérisée par des mouvements ascendants jusqu'à 200 hPa. Elle est associée à une bande zonale de fortes précipitations (Nicholson, 2009). La ZCIT se déplace en latitude au cours de l'année en suivant les saisons. Elle suit les mouvements de la zone de maximum de température au sol, correspondant à l'équateur météorologique. Elle se décale vers le nord pendant l'été, et reflue vers le sud pendant l'hiver. Sa position moyenne est de 15 °N en été, et de l'ordre de 5 °S en hiver. Cette oscillation de la ZCIT influe sur l'intensité des vents d'Alizés situés au nord et au sud de la ZCIT.

Au niveau des côtes ouest africaines, la période d'upwelling et son intensité cumulée peuvent être estimées par l'indice d'upwelling cumulatif (IUC) calculé à partir du vent dans la direction parallèle à la côte. L'IUC quantifie la quantité totale d'eau transportée vers le large en fonction du temps écoulé depuis le début de la saison (Ndoye, 2016). L'IUC

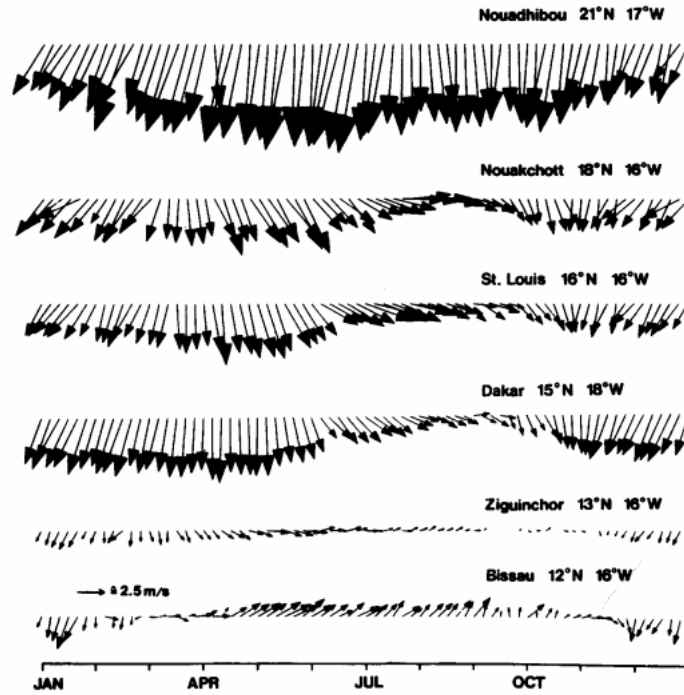


FIGURE 1.3: Cycle annuel du vent en moyenne sur la période 1972-1979 en vecteurs pour différentes stations entre la Guinée Bissau et le Sud du Maroc (Kirk et Speth, 1985).

est exprimé en m^3/s et est donné par la formule suivante d'après Bograd *et al.* (2009) :

$$IUC(t) = \sum_{t_0}^{t_1} U_{ek}^d(t) \quad (1.1)$$

où U_{ek}^d est le transport d'Ekman journalier et t_0 et t_1 représentent respectivement le jour de début et de fin de la saison d'upwelling.

Au Sénégal, la saison d'upwelling est d'Octobre à Juin et est composée de 3 phases (figures 1.3 et 1.4) :

- une phase d'installation : d'Octobre à fin Janvier marqué par des vents continentaux de direction Nord/Nord-Est et des pentes de IUC faibles.
- une phase d'intensification : elle constitue le coeur de la saison d'upwelling pendant la période Février, Mars, Avril quand les vents sont bien installés dans la région avec une variation plus rapide du IUC.
- la fin de la saison Mai-Juin est marqué par un IUC de nouveau plus lentement variable.

Pendant la période d'upwelling le vent ne souffle pas de manière continue, il présente des fluctuations à des échelles synoptiques qui se manifeste par une alternance d'épisodes de

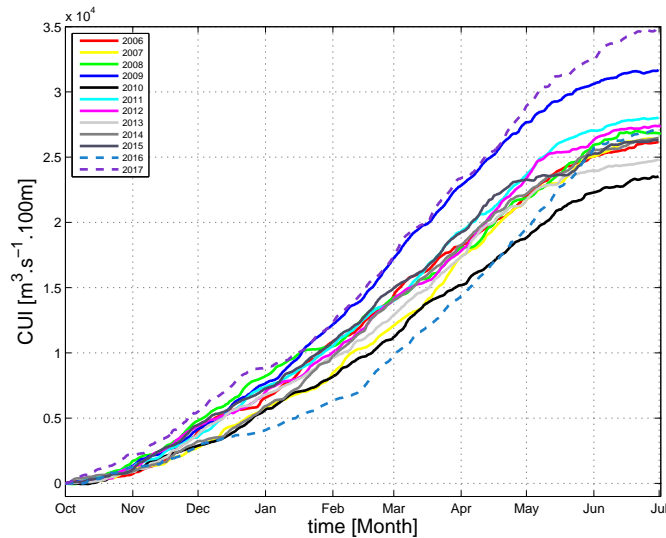


FIGURE 1.4: Indice d'upwelling cumulé (IUC) calculé à partir des données DWS (pour Dakar Weather Station en anglais) de la station météorologique de l'aéroport de Yoff pour les saisons d'upwelling 2006 à 2017 (Ndoye, 2016)

forts vents (coups de vent) et de relaxation sur des périodes de l'ordre de 3 à 10 jours (figure 1.5). Ces fluctuations sont dues à la variation de la position et de l'intensité des centres de hautes pression au niveau de l'Atlantique Tropical Nord (l'anticyclone des Açores et la ZCIT ; Wooster *et al.*, 1976). En réponse à ce forçage atmosphérique, l'activité d'upwelling se caractérise par des périodes d'intenses résurgences suivies de relaxation formant ainsi des cycles d'upwelling.

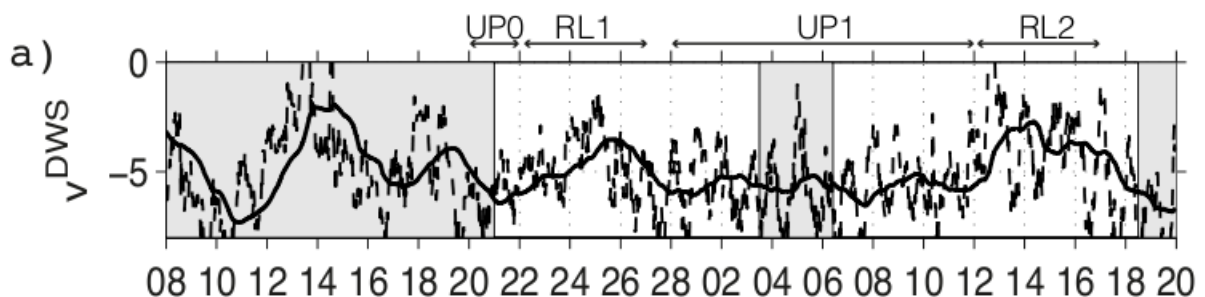


FIGURE 1.5: Vent méridien instantané (en pointillé) et filtré (ligne pleine) issue de DWS sur la période Février-Mars 2013 (Capet *et al.*, 2017). UP représente les périodes d'intensifications du vent et RL les périodes de relaxations.

Une relaxation temporaire de l'upwelling côtier peut fournir des conditions très favorables à un fort développement planctonique. En effet Grall *et al.* (1982) ont montré que les plus fortes productions primaires sont observées à la suite d'un évènement d'intensification du vent (qui fait monter les eaux profondes en surface) suivi d'un vent faible. Le brassage et la turbidité s'atténuent alors et permettent une stratification horizontale qui fournit ainsi des conditions très favorables à un développement planctonique. De même Demarcq

et Samb (1991) indiquent qu'une succession à court terme (de l'ordre du jour ou de la semaine) de vent fort et de vent faible serait le schéma dynamique qui produit la plus forte production primaire. Inversement, un fort coup de vent aura tendance à produire trop de mélange et ne serait pas propice au développement du phytoplancton. Certains mécanismes atmosphériques responsables de cette fluctuation synoptique du vent seront étudiés dans le dernier chapitre de cette thèse.

1.3 Les équations primitives et notions fondamentales

1.3.1 Les équations primitives

Pour étudier la circulation décrite dans les sections précédentes, on utilise les lois de conservation telles que la conservation de la quantité de mouvement, de la masse, des lois thermodynamiques et une équation d'état. Les variables utilisées sont : le vecteur vitesse \vec{U} , la température T , la salinité S , la pression dans le fluide P et la masse volumique ρ . Ces variables sont dites pronostiques et sont liées par différentes équations.

Parmi les systèmes d'équations les plus couramment utilisés figurent les équations primitives obtenues après un certain nombre de simplifications (également appelées approximations) en se basant sur des arguments dimensionnels et des calculs d'ordres de grandeurs portant sur les échelles du problème.

La première approximation faite est celle de Boussinesq qui néglige les variations de densité autour d'une densité de référence ρ_0 du fait que l'eau de mer est un milieu très peu compressible. L'équation de conservation de la masse se réduit à une équation de conservation de volume.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.2)$$

Une autre approximation est celle de l'hydrostatisme. Elle indique que les termes d'advection lagrangienne sont négligeables devant les forces générées par le gradient vertical de pression et la gravité. Sur la verticale, l'équation de la quantité de mouvement correspond alors à un équilibre entre la force du gradient de pression et la gravité.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (1.3)$$

On note qu'ici la densité n'est pas approximée par ρ_0 sans quoi la densité ne contribuerait pas au gradient horizontal de pression. Dans ce cas la vitesse verticale devient une variable diagnostique et est calculée à partir de la relation de non divergence des vitesses (1.2).

L'ensemble de ces approximations aboutit à un système d'équation dit équations primi-

tives.

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla u - fv = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (k_v \frac{\partial u}{\partial z}) + F_u + D_u \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla v + fu = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} (k_v \frac{\partial v}{\partial z}) + F_v + D_v \\ \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla C = \frac{\partial}{\partial z} (k_c \frac{\partial u}{\partial z}) + F_c + D_c \\ \rho = \rho(T, S, P) \end{cases} \quad (1.4)$$

le terme f est appelé paramètre de Coriolis. Il est égal à $2\Omega \sin \phi$ où Ω est la vitesse angulaire associé à la rotation de la Terre autour de son axe et ϕ la latitude. Dans cette thèse on utilisera parfois l'approximation du plan- β dans laquelle les variations de f sont approximées en supposant $f = f_0 + \beta y$ avec $\beta = \frac{2\Omega \cos \phi_0}{R_T}$, R_T le rayon de la terre et y une coordonnée méridienne.

L'opérateur nabla est tridimensionnel $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$. D est un opérateur de diffusion/viscosité latérale. k_v et k_c sont respectivement des coefficients de viscosité et diffusion verticale. C un traceur qui peut être la température ou la salinité.

1.3.2 L'équilibre géostrophique

A l'échelle de l'ATNE, les mouvements horizontaux sont de très grandes échelles et la rotation terrestre est prépondérante devant les termes d'accélération horizontale. L'équilibre dominant est donc entre la force de Coriolis et le gradient horizontal de pression. C'est l'équilibre dit géostrophique.

$$\begin{cases} fu \approx \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \\ fv \approx -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases} \quad (1.5)$$

De cette équation on déduit les courants géostrophiques définis par :

$$u_g = \frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial p}{\partial y}; v_g = -\frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial p}{\partial x}$$

On note que les courants géostrophiques (u_g, v_g) sont perpendiculaires aux gradients de pressions $(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y})$. Dans l'hémisphère nord, les mouvement s'effectuent dans le sens horaire autour d'un maximum de pression et dans le sens anti-horaire autour d'un minimum de pression.

La validité de l'équilibre géostrophique est intimement liée au nombre adimensionnel R_0 appelé nombre de Rossby. Il compare l'importance respective des termes d'accélération à

la force de Coriolis.

$$R_0 = \frac{U}{fL} \quad (1.6)$$

U, L et T représentent respectivement la vitesse, l'extension horizontale et l'échelle de temps caractéristiques du mouvement. Si :

$R_0 \ll 1$: l'accélération sur l'horizontale est négligeable devant Coriolis

$R_0 \gg 1$: Coriolis est négligeable devant les termes d'accélération horizontale

$R_0 = 0(1)$ on ne peut négliger aucun terme

L'équilibre géostrophique nous permet de faire un diagnostic indépendant du temps de la circulation générale.

Pour réintroduire une notion d'évolution temporelle nous allons considérer deux cas : un cas où les forces de frottements sont négligeables et autre où on les prend en compte. Dans les deux cas les termes de dissipation et de diffusibilités seront négligés.

1.3.3 Notions de vorticité et conservation de la vorticité potentielle

En négligeant les termes de forçage, de dissipation et de diffusion des deux premières équations du système 1.4 nous obtenons :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + f v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} & (1) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - f u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} & (2) \end{cases} \quad (1.7)$$

en multipliant (1) par $\frac{\partial}{\partial y}$ et (2) par $\frac{\partial}{\partial x}$ et en faisant la différence nous obtenons :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} + \frac{df}{dt} + f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (1.8)$$

avec $\frac{\partial f}{\partial x} u + \frac{\partial f}{\partial y} v = \frac{df}{dt}$ et $\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta$

À noter que le terme $w \frac{\partial \zeta}{\partial z}$ est nul dans le cas d'un milieu barotrope.

En posant : $\frac{d\zeta}{dt} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y}$ et $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \vec{\nabla}_h \cdot \vec{U}_h$

l'équation 1.8 devient :

$$\frac{d(f + \zeta)}{dt} + (f + \zeta) \vec{\nabla}_h \cdot \vec{U}_h = 0 \quad (1.9)$$

ζ représente la vorticité relative : le rotationnel du courant horizontal. Elle exprime la tendance du fluide à tourner.

f paramètre de Coriolis, représente aussi une forme de vorticité dite planétaire ; due à la rotation de la terre. Un fluide au repos en milieu tournant possède une vorticité totale ou absolue $f + \zeta$ dans le cas général.

L'équation 1.9 indique que la vorticité absolue ($f + \zeta$) du fluide peut être modifiée par étirement ou compression des colonnes d'eau.

Considérons l'océan comme une colonne d'eau d'épaisseur $h = h_1 - h_2$ où h_1 et h_2 sont les positions des 2 surfaces au dessus et au dessous de la colonne. La variation de la vitesse verticale suivant z est :

$$\frac{dw}{dz} = \frac{w_1 - w_2}{h_1 - h_2} = \frac{\frac{dh_1}{dt} - \frac{dh_2}{dt}}{h} = \frac{1}{h} \frac{dh}{dt}$$

en remplaçant $\frac{dw}{dz}$ dans l'équation de continuité 1.2, nous obtenons :

$$\frac{dh}{dt} + h \nabla \cdot \vec{V}_H = 0 \quad (1.10)$$

l'équation 1.9 devient :

$$\frac{d(f + \zeta)}{dt} - (f + \zeta) \frac{1}{h} \frac{dh}{dt} = 0$$

d'où en divisant par h

$$\frac{1}{h} \frac{d(f + \zeta)}{dt} + (f + \zeta) \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{h} \right) = 0$$

c'est à dire

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{f + \zeta}{h} \right) = 0 \quad (1.11)$$

Cette équation exprime la conservation de la vorticité potentielle (PV) au cours du temps où.

$$PV = \frac{f + \zeta}{h}. \quad (1.12)$$

Une augmentation (diminution) d'une des composantes de la vorticité absolue (f ou ζ) au cours du temps entraîne une augmentation (diminution) de l'épaisseur de la colonne d'eau. Dans le cas d'un océan continuellement stratifié, on définit ce qu'on appelle la vorticité potentielle d'Ertel (Ertel, 1942)

$$q = \frac{(f + \zeta)}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (1.13)$$

c'est une grandeur clé des écoulements géophysiques qui possède les mêmes propriétés que PV. Elle est invariante le long des trajectoires du fluide dans l'approximation considérée (pas de forces de friction ni de mélange).

1.3.4 Les ondes de Rossby

Une onde correspond à la propagation d'une perturbation produisant sur son passage une variation réversible de propriétés physiques locales. Elle transporte de l'énergie sans transporter de la matière. Dans l'océan, il existe de nombreux types d'ondes qui jouent

un rôle essentiel dans la variabilité de la circulation océanique notamment dans l'ATNE. Parmi celles-ci les ondes de Kelvin et de Rossby dont on aura à parler dans la suite de ce manuscrit.

Dans cette section nous allons donner quelques caractéristiques importantes de ces ondes dans le cas d'un fluide barotrope, dans lequel les forces de pression sont indépendantes de la profondeur.

L'hydrostatisme nous permet d'exprimer la pression par :

$$p(z) = p_{atm} + \rho_0 g(z + \zeta) \quad (1.14)$$

où p_{atm} est la pression de surface atmosphérique et $\rho_0 g(z + \zeta)$ est appelée pression hydrostatique, z est la profondeur mesurée à partir d'un niveau de référence et η l'élévation du niveau de la mer. La variation de la pression dépend de celle de η . Les équations du mouvement sur l'horizontal et l'équation de continuité peuvent donc s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (1.15)$$

avec $f = f_0 + \beta y$.

Ces équations gouvernent la dynamique des ondes linéaires en milieu homogène non visqueux. Dans l'équation 1.15 en première approximation nous avons l'équilibre géostrophique avec $u = -(g/f_0) \frac{\partial \eta}{\partial y}$ et $v = (g/f_0) \frac{\partial \eta}{\partial x}$. Les termes β et les dérivées temporelles constituent les termes perturbateurs et régissent l'évolution de l'onde de Rossby. En effet l'existence des ondes de Rossby est due à la variation de la force de Coriolis en fonction de la latitude (effet du plan- β). Pour avoir l'équation d'évolution de l'onde de Rossby, nous allons remplacer u et v dans les termes perturbateurs en utilisant leur relation à la pression. Nous obtenons au premier ordre :

$$\begin{cases} -\frac{g}{f_0} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial y} - f_0 v - \frac{g}{f_0} \beta y \frac{\partial \eta}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{g}{f_0} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x} + f_0 u - \frac{g}{f_0} \beta y \frac{\partial \eta}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{cases}$$

\implies

$$\begin{cases} u = -\frac{g}{f_0} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{g}{f_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\beta g}{f_0^2} y \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ v = \frac{g}{f_0} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{f_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\beta g}{f_0^2} y \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{cases}$$

En remplaçant dans l'équation de continuité, nous avons :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{d}{dx} \left(-\frac{g}{f_o} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{g}{f_o^2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\beta g}{f_o^2} y \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + h \left(\frac{g}{f_o} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{f_o^2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\beta g}{f_o^2} y \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = 0$$

⇒

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\eta + R^2 \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \right) + \beta R^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (1.16)$$

$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} = \nabla^2$ est l'opérateur laplacien ; $R^2 = gh/f_o^2$ avec $R = \sqrt{gh}/f$ est appelé le rayon de déformation 'externe' de Rossby ou rayon de déformation barotrope .

l'équation 1.16 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\eta + \frac{hg}{f_o^2} (\nabla^2 \eta) \right) + \beta R^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (1.17)$$

L'équation 1.17 est l'équation de propagation de l'onde de Rossby linéaire dans un milieu barotrope. Elle a une solution de la forme $\cos(k_x x + k_y y - \omega t)$, avec k_x et k_y les nombres d'ondes sur les axes x y, et ω la pulsation. La relation de dispersion de l'onde est donnée par :

$$\omega(k_x, k_y) = -\beta R^2 \frac{k_x}{1 + R^2(k_x^2 + k_y^2)} \quad (1.18)$$

La vitesse de phase suivant x ; donnée par $C_x = \frac{\omega}{k_x}$ est égale à :

$$C_x = \frac{-\beta R^2}{1 + R^2(k_x^2 + k_y^2)} \quad (1.19)$$

Dans le cas d'un océan stratifié, il existe également des ondes de Rossby baroclines pour lesquelles les forces de pression impliquées sont liées à des déviations des positions des surfaces isopycnales (et non plus de la surface libre). La relation de dispersion prend une forme similaire à 1.19 mais R est remplacé par un rayon de déformation barocline R_n . La relation de dispersion est donnée par :

$$\omega(k_x, k_y) = \frac{-\beta k}{k^2 + R_n^{-2}} \quad (1.20)$$

Pour les ondes baroclines, la stratification intervient dans le terme du rayon de déformation de Rossby avec g' qui correspond à la gravité réduite : $g' = g \cdot \frac{\delta \rho}{\rho}$ ($R_n = \sqrt{g'h}/f$). R_n peut aussi être exprimée en fonction de la vitesse des ondes de gravité $c_n = \sqrt{g'h}$ dans ce cas nous avons $R_n = \frac{c_n}{f}$. La gravité réduite g' est presque cent fois plus petit que la gravité terrestre g . R_n est donc beaucoup plus petit que R . La longueur d'onde est aussi plus faible ainsi que la vitesse de phase.

Une des propriétés importantes d'une onde de Rossby est que C_x est toujours négative : les ondes de Rossby se propagent vers l'ouest (figure 1.6). Cela est dû à la conservation de la vorticité potentielle. Sur la figure 1.6 tirée de Vallis (2006) nous avons illustré le mécanisme de propagation d'une onde de Rossby à deux dimensions suivant (x,y) en milieu homogène. La conservation de la vorticité potentielle se ramène alors celle de la vorticité absolue ($f + \zeta$).

Considérons un volume d'eau déplacé de sa position d'équilibre à la suite d'une perturbation. Dans le cas où il est déplacé vers le nord, par conservation de la vorticité potentielle, ce volume acquiert une vorticité relative négative qui induit une circulation anticyclonique. Cette circulation anticyclonique agit sur le milieu de manière à déplacer l'eau située à l'ouest (resp. à l'est) vers le nord (resp. vers le sud). Ceci correspond à une propagation de l'onde vers l'ouest. Le raisonnement est aussi valable si l'eau est déplacée vers le sud, dans ce cas la vorticité relative serait positive ce qui conduirait à une circulation cyclonique et l'onde se propagerait toujours vers l'ouest.

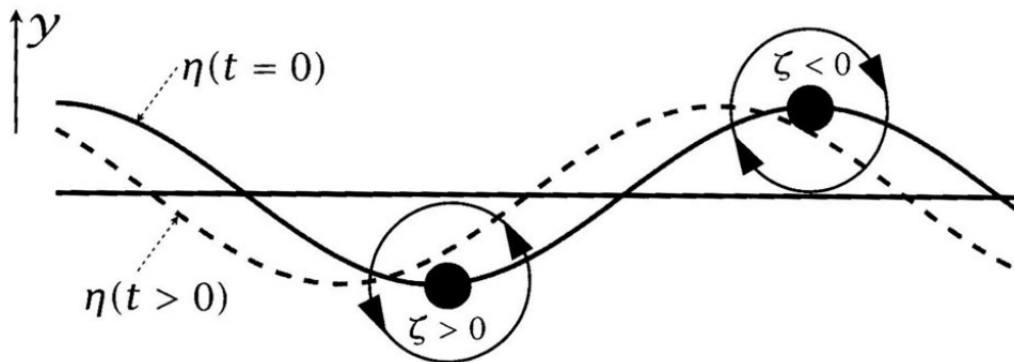


FIGURE 1.6: Schéma conceptuel d'une onde de Rossby à deux dimensions (x,y) . Une eau se trouvant initialement à une latitude donnée (ligne horizontale) est déplacée vers la courbe en ligne pleine $\eta(t=0)$ à la suite d'une perturbation. Dans le cas où l'eau se déplace vers le nord la vorticité planétaire augmente. Par conservation de la vorticité potentielle, la vorticité relative diminue ce qui conduit à une circulation cyclonique et la perturbation vers le nord se propage vers l'ouest Vallis (2006).

1.3.5 Les ondes de Kelvin

Les ondes de Kelvin sont des ondes progressives qui résultent à la fois de la force de Coriolis et de la présence d'une côte. On les rencontre également à l'équateur en raison de l'annulation de la force de Coriolis. Les ondes de Kelvin sont non dispersives c'est-à-dire que leur vitesse de phase est constante et indépendante du nombre d'onde k . Ici nous allons étudier le cas d'une onde de Kelvin côtière.

Pour décrire l'évolution de l'onde nous faisons l'hypothèse que la vitesse normale u située non seulement à $x = 0$ mais aussi dans l'intérieur du domaine est nulle. Le système

d'équation 1.15 devient :

$$\begin{cases} fv = g \frac{\partial \eta}{\partial x} & (1) \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} & (2) \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} = -h \frac{\partial v}{\partial y} & (3) \end{cases} \quad (1.21)$$

En éliminant le terme lié à l'élévation du niveau de la mer nous obtenons l'équation qui régit la propagation de l'onde de Kelvin.

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}$$

C'est une équation d'onde plane à la célérité $c = \sqrt{gh}$ dont la solution est de la forme $v = F(y, t)e^{-x/R}$ où $F(y, t)$ est l'onde plane. L'élévation de la surface libre η a elle une solution de la forme $\eta = -\sqrt{\frac{h}{g}}F(y, t)e^{-x/R}$.

Les ondes de Kelvin sont des ondes piégées à la côte du fait que leur amplitude est

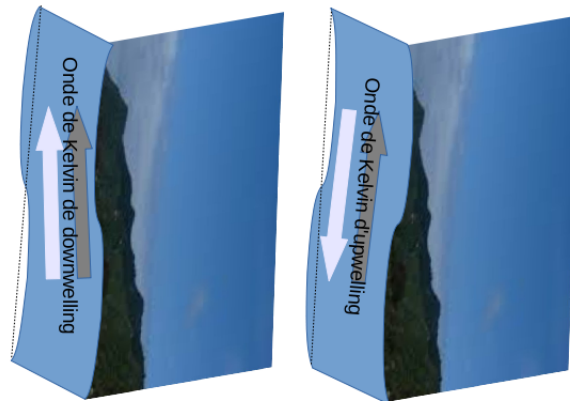


FIGURE 1.7: Schéma conceptuel de propagation d'une onde de Kelvin dans le cas où la fluctuation du vent conduit à un downwelling (resp. upwelling) matérialisé par une élévation (resp. abaissement) du niveau de la mer. L'onde de Kelvin (en vecteur gris) se déplace toujours vers le nord. Les masses d'eau (en vecteur blanc) se déplacent suivant la variation de η . Elles se déplacent à gauche (resp. à droite) vers le nord (resp. vers le sud). La ligne en tireté représente l'état moyen de la mer.

très grand à la côte et qui diminue de manière exponentielle quand on va vers le large. L'échelle de décroissance de l'onde est de l'ordre du rayon de déformation de Rossby (R). Bien que l'onde de Kelvin se propage dans le sens cyclonique le long des bords de bassin (c'est-à-dire en laissant la côte à droite dans l'hémisphère nord), le sens de déplacement de l'eau dépend du signe de η . En effet dans le cas d'une phase d'upwelling ($\eta < 0$) (resp. de downwelling ($\eta > 0$)), la perturbation $F(y, t)$ est négatif (resp. positif) et le courant associé à l'onde de Kelvin est dirigé vers le sud (resp. nord) (figure 1.7). Comme les ondes de Rossby, il existe aussi des ondes de Kelvin baroclines qui sont liées aux déviations des surfaces isopycnales.

1.3.6 Transport lié au vent : le transport d'Ekman

Nous allons à présent considérer le cas où les forces de frottements ne sont plus négligeables. À la surface de l'océan, le vent exerce une force de frottement qui est proportionnelle à la tension du vent ($\vec{\tau}_s$) qui dépend de la viscosité turbulente verticale (k_v) et du cisaillement vertical du vent. Cette force est sentie sur une couche dite d'Ekman. Dans cette couche la tension du vent impose un flux visqueux de quantité de mouvement égal à τ^s à l'interface air mer

$$\vec{\tau}^s = Az \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} (z = \eta) \quad (1.22)$$

Une solution théorique particulièrement pertinente pour les écoulements océaniques en océan ouvert considère le cas d'un vent de grande échelle $\vec{\tau}^s$ presque constante soufflant sur un océan homogène (ρ constant). Dans ce cas, les équations primitives s'écrivent simplement :

$$\begin{cases} -fv = -\frac{\partial}{\partial z} k_v \frac{\partial}{\partial z} u \\ fu = \frac{\partial}{\partial z} k_v \frac{\partial}{\partial z} v \end{cases} \quad (1.23)$$

Dans le cas où k_v peut être considéré constant le système d'équations 1.23 est un système de deux équations linéaires couplées qui se résout simplement.

Le transport d'Ekman suivant x et y est obtenu en intégrant les courants u_{ek} et v_{ek} solution de 1.23 entre la surface et (-D) où -D est épaisseur de la couche d'Ekman sous laquelle les forces de frictions sont négligeables.

$$\begin{cases} U_{ek} = \int_{-D}^0 u_{ek} dz = \frac{1}{\rho_0 f} \tau_y^s \\ V_{ek} = \int_{-D}^0 v_{ek} dz = -\frac{1}{\rho_0 f} \tau_x^s \end{cases} \quad (1.24)$$

Le pompage d'Ekman résulte des convergences/ divergences du transport d'Ekman. Il est caractérisé par une vitesse verticale à la base de la couche d'Ekman w_{ek} . Elle est obtenue en intégrant l'équation de continuité sur la verticale entre la surface et -D.

$$w_{ek} = \int_{-D}^0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz + w_0 = \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_y^s}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_x^s}{f} \right) \right] + w_0 = \frac{1}{\rho_0} \vec{k} \cdot \text{rot} \frac{\vec{\tau}}{f} \quad (1.25)$$

(on tient compte du fait que la vitesse verticale à la surface est nulle $w_0 = 0$)

avec $\vec{rot} \left(\frac{\vec{\tau}^s}{f} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_y^s}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_x^s}{f} \right)$.

À la côte, le transport horizontal normal doit s'annuler. Le transport d'Ekman subit une discontinuité et nous avons un flux vertical appelé divergence côtière qui vaut :

$$T^{div} = \frac{1}{\rho_0 f} \tau^{al} \quad (1.26)$$

avec τ^{al} la tension du vent dans la direction parallèle à la côte (alongshore). La divergence côtière est un processus clef qui explique au premier ordre l'upwelling côtier. Le long des côtes sénégalaises, le pompage d'Ekman est négligeable par rapport à la divergence côtière pendant la période d'upwelling (Sow, 2014)

Le pompage d'Ekman n'est pas la seule conséquence dynamique du forçage de l'océan par un rotationnel du vent. Dans l'océan intérieur, sous la couche d'Ekman les forces de frictions sont négligeables et l'équilibre dynamique est géostrophique (1.28). Aux grandes échelles les mouvements océaniques sont associés à des changements de vortacité planétaire f grand devant les changements de vortacité relative. L'équilibre dominant s'écrit :

$$\beta v = f \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.27)$$

c'est à dire que l'écoulement méridien répond localement aux étirements et compressions des colonnes d'eau. L'équation 1.27 montre qu'un étirement d'une colonne d'eau ($\frac{\partial w}{\partial z} > 0$) est associé à des vitesses méridiennes vers le nord. Ceci est en accord avec le principe de conservation de la vortacité potentielle énoncé plus haut. En intégrant 1.27 de la base de la couche d'Ekman jusqu'au fond ($-h$), en supposant qu'au fond la vitesse verticale est nulle et en utilisant l'expression obtenue pour w_{ek} nous obtenons :

$$T_{sg} = \int_{-h}^{-D} v dz = \frac{f}{\rho_0 \beta} rot\left(\frac{\vec{\tau}^s}{f}\right) \quad (1.28)$$

Le transport de Sverdrup est défini comme prenant en compte le transport d'Ekman (T_{ek}) et le transport géostrophique (T_g). Il s'écrit :

$$T_S = T_{sg} + T_{ek} = \frac{f}{\rho_0 \beta} rot\left(\frac{\vec{\tau}^s}{f}\right) - \frac{\tau_x^s}{\rho_0 f} = \frac{f}{\rho_0 \beta} \left[rot\left(\frac{\vec{\tau}^s}{f}\right) - \frac{\tau_x^s}{f^2} \frac{df}{dy} \right] = \frac{1}{\rho_0 \beta} rot(\vec{\tau}^s) \quad (1.29)$$

L'équation, 1.29 est la relation de Sverdrup (Sverdrup, 1947) qui indique que le transport méridien intégré sur toute la colonne d'eau est déterminé localement par le rotationnel du vent à la surface. Cette relation contraint fortement la circulation au large de l'Afrique de l'Ouest comme l'ensemble des bassins océaniques, l'océan Austral excepté.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit la circulation générale dans l'ATNE et à proximité des zones côtières ouest africaines. Quelques notions importantes pour une meilleure compréhension de la circulation dans cette zone ont été rappelées. Ceci a permis de mettre en évidence l'état des connaissances et l'existence d'un certain nombre de manques importants. En particulier la dynamique et la variabilité saisonnière du sous-courant qui

est associé à l'upwelling pendant l'hiver ainsi que son lien et ou sa différence avec le MC (courant de Mauritanie, en proche surface) sont à clarifier. Dans cette thèse nous allons nous intéresser en grande partie au système de courants de bord (PUC et MC) qui sera dénommé WABC pour West African poleward Boundary Current. Nous nous intéresserons aussi au lien entre le WABC et la circulation régionale hauturière. Les objectifs spécifiques seront d'étudier :

- le cycle saisonnier, la dynamique du WABC et son lien avec l'upwelling côtier qu'il alimente ;
- l'origine des masses d'eau du WABC et le lien entre le WABC et la circulation grande échelle de l'ATNE ;

Bien que principalement basée sur des sorties de modèles numériques (présentées au chapitre 2), cette partie de la thèse propose un ensemble renouvelé d'hypothèses de travail concernant la dynamique de bord le long de l'Afrique de l'Ouest.

Les liens entre dynamique locale le long de l'Afrique de l'Ouest et son contexte plus grande échelle sont également examinés dans l'atmosphère, en seconde partie de la thèse (chapitre 5). Il s'agit d'identifier les processus atmosphériques responsables de la variabilité synoptique du vent au large du Sénégal (les successions d'événements d'upwelling et de relaxations présentées en sections 1.2). Cette variabilité synoptique est importante et a des répercussions sur le fonctionnement de l'écosystème planctonique (blooms), la disponibilité des ressources pélagiques pour la pêche artisanale, et les cours du poisson sur les marchés locaux et le fonctionnement des filières de valorisation. Nous mettrons en évidence les situations et transitions atmosphériques qui conditionnent cette variabilité, principalement aux moyennes latitudes.

Chapitre 2

Présentation des produits de données et évaluation

Sommaire

2.1	Présentation des produits	50
2.1.1	La simulation TROP025	50
2.1.2	Les données observations CORA4.2	51
2.2	Évaluation de TROP025	53
2.3	Conclusion	61

Ce chapitre est consacré d'une part à la présentation des données utilisées dans cette étude ainsi que leur évaluation. Il s'agit de la simulation numérique réalisée avec l'outil NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) que nous appellerons dans la suite TROP025 ainsi que des données d'observations grillées issues du produit CORA (Coriolis dataset for Re-Analysis). Les deux bases de données ne couvrent pas exactement la même période et l'objectif ici est de faire une évaluation qualitative des sorties du modèle TROP025.

2.1 Présentation des produits

2.1.1 La simulation TROP025

La simulation utilisée dans cette étude est issue de NEMO-OPA (Nucleus for European Modelling of the Ocean) qui représente la dynamique de l'océan. NEMO est une plateforme de modélisation dédiée à l'étude de l'océan et à ses interactions avec les différentes composantes du système climatique terrestre (atmosphère, glace de mer, biogéochimie, etc... ; Madec, 2014). Il est constitué de 5 composantes majeures :

- NEMO-OPA : l'océan bleu ; qui représente la dynamique de l'océan
- NEMO-LIM : l'océan blanc, qui modélise la glace de mer
- NEMO-TOP : l'océan vert qui s'intéresse à la biogéochimie
- Agrif : un outil de raffinement de grille adaptatif
- NEMO-TAM un code d'assimilation

Cette plateforme est pilotée par un consortium européen ratifié en janvier 2008 et formé d'organismes français (CNRS et Mercator-Océan), anglais (Met office, NERC-NOCS) et italien (CMCC).

La composante NEMO-OPA utilisée résout les équations primitives (section 1.3.1) discrétisées sur une grille de type C selon la classification d'Arakawa et Lamb (1977). En d'autres termes les paramètres comme la pression, la température, la salinité, la densité et en général les traceurs (actifs ou passifs) sont calculés au centre de chaque maille alors que les composantes du courant (u , v et w) sont évaluées sur les faces de la maille.

NEMO-OPA dispose de différentes configurations. Une configuration régionale de la version 3.6 (Madec, 2014) avec une résolution de 25 km qui englobe l'Atlantique tropical (35 °S - 35 °N, 100 °W - 15 °E) et composée de 75 niveaux verticaux est utilisée dans cette thèse. La résolution verticale a un raffinement vers la surface avec 12 niveaux sur les 20 premiers mètres et 24 niveaux sur les 100 premiers mètres. Cette résolution verticale permet de bien représenter la couche de mélange. L'inconvénient majeure est la

représentation de la couche de fond. Cette simulation a été développée par Julien Jouanno (LEGOS) et sera dénommée TROP025 dans ce manuscrit.

La physique verticale de TROP025 qui décrit le mélange vertical est représentée à l'aide du schéma dit Turbulent Kinetic Energy (TKE ; Madec, 2014). Certains phénomènes à petite échelle comme les mouvements turbulents ou la diffusion qui engendrent de la turbulence verticale (instabilité de cisaillement, onde interne, mélange vertical, turbulence 3D, ...) ne sont pas résolus explicitement par TROP025. TKE permet de calculer les coefficients turbulents verticaux de viscosité et de diffusion (k_v et k_c dans les notations de 1.3.1). Le modèle est forcé latéralement par les données de réanalyses globales issues de Mercator GLORYS2V3 avec une résolution temporelle d'un jour (Masina *et al.*, 2015).

Le forçage en surface est réalisé à l'aide des flux atmosphériques climatologiques obtenus à partir de formulation bulk (Large et Yeager, 2009) dont les variables atmosphériques de surface (vitesse, température, humidité) ont une résolution temporelle de 3 heures (1 jour pour les flux de chaleur ainsi que les précipitations). Ces variables sont issues du produit DFS5.2 (Dussin *et al.*, 2014) qui est dérivé des réanalyses ERAinterim (Dee *et al.*, 2011). Le modèle est initialisé avec les données climatologiques de température et de salinité issues de WOA (World Ocean Atlas) moyennées sur la période 1979-2012 (Boyer et Levitus, 1998). La simulation est réalisée sur la période 1979-2012 et dans cette étude nous avons fait nos analyses sur la période 1990-2012, essentiellement en mode climatologique.

2.1.2 Les données observations CORA4.2

Pour évaluer TROP025, nous avons utilisé des données grillées issues de la base de données global CORA. Il s'agit des données in-situ de température et de salinité interpolées sur des grilles de résolution horizontale de 0.5° à l'aide du logiciel ISAS (In Situ Analyse System) développé au LOPS (Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale).

Elles proviennent de différentes sources et sont collectées par le INS TAC CMEMS (In Situ Thematic Centre of the Copernicus Marine Environment Monitoring Service). Ces données proviennent de plusieurs plateformes : principalement des flotteurs Argo, des sondes (CTD, XCTD, XBT) et des mouillages. Elles sont mises à jour toutes les années depuis 2007.

Un contrôle de qualité avec une comparaison par rapport à la moyenne climatologique ou en utilisant les produits de la réanalyse GLORYS a permis de vérifier et de valider les données avant leur utilisation. Ceci permet d'améliorer la qualité des données et de faire des corrections si nécessaire (Cabanès *et al.*, 2013).

Le logiciel ISAS fournit une estimation de l'erreur en terme de pourcentage que l'on peut considérer comme le biais des observations lié à l'interpolation et au rayon de corrélation fixé lors de l'interpolation. Nous avons utilisées la version 4.2 de CORA sur la période

1990-2014.

Avant d'évaluer TROP025 par rapport aux données issues de CORA, nous avons d'abord regardé le nombre total de données disponibles dans la base de données CORA dans l'ATNE (sur la période 1990-2014). Nous avons représenté les résultats en log10 pour visualiser les valeurs faibles sur la figure 2.1 où nous avons superposé l'isobathe 100 m.

La structure spatiale du nombre de données pour la salinité est assez similaire à celle

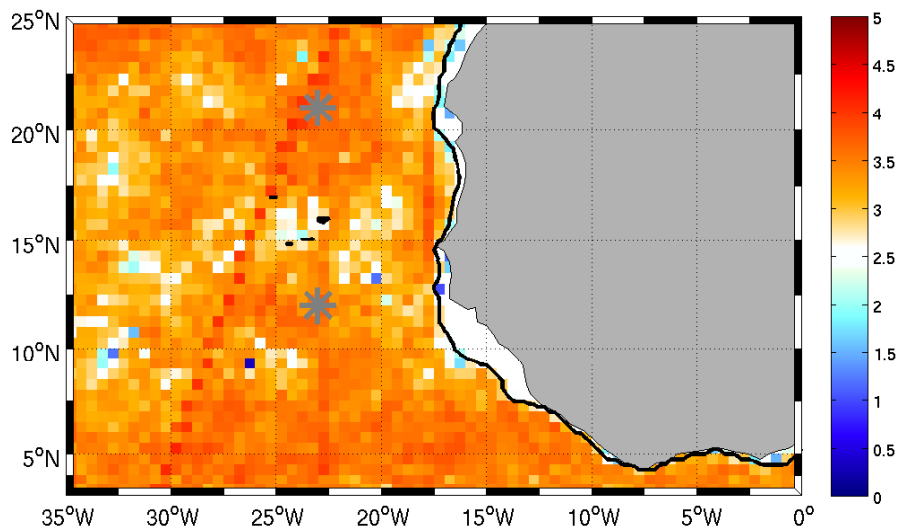


FIGURE 2.1: Nombre de profils de températures par bin de 0.5 ° de résolution pour les données d'observations CORA sur la période 1990-2014 représenté en log10. La ligne noire représente l'isobathe 100 m. Les deux étoiles en gris représentent la position des bouées PIRATA situées dans l'ATNE.

de la température (figure non montrée). Ces profils (de températures mais aussi de salinités) couvrent principalement les profondeurs entre 0 et 1000 m (Cabanès *et al.*, 2013). Une couverture importante est notée au niveau d'une radiale entre le Cap Vert et le Cap Blanc, une zone où un nombre assez important d'observations a eu lieu avec en moyenne près de 400 données par an. Une autre radiale bénéficie des données provenant du programme VOS (pour Voluntary Observing Ship en anglais) qui apporte une contribution très importante au système d'observation au large où les données d'observations sont peu nombreuses. Les données provenant des stations d'observations PIRATA mis en place en 1997 représentées par les étoiles grises sur la figure 2.1 (12 °N,23 °W et 21 °N,23 °W) contribuent considérablement aux réseaux d'observations de l'ATNE même si elles ne sont disponibles que durant la seconde moitié de la période considérée (1990-2014).

Entre la côte et l'isobathe 100 m les observations sont peu nombreuses voire inexistantes, surtout entre le sud du Sénégal et la Sierra Léone.

En moyenne la base de données CORA dispose de près de 200 profils par an dans notre zone et nous permet de bien caractériser la structure thermohaline de l'ATNE ainsi que

son cycle saisonnier.

2.2 Évaluation de TROP025

Courants zonaux de surface entre 15 °S et 15 °N

En préliminaire à cette partie d'évaluation nous inspecterons les courants de surface dans TROP025 sur la bande -15 à 15° de latitude. Dans cette bande d'intenses courants zonaux structurent la circulation et jouent un rôle majeur dans la distribution des masses d'eau. Le cycle saisonnier des courants zonaux dans TROP025 est représenté à droite sur la figure 2.2. Il est comparé avec la figure 6 de Rosell-Fieschi *et al.* (2015) représentée à gauche. Rosell-Fieschi *et al.* (2015) ont utilisé des données d'observations des flotteurs argos sur la même zone même si elles ne couvrent pas la même période (64% de leurs données sont obtenues entre Janvier 2008 et Septembre 2013).

La structure saisonnière du courant zonal de surface simulée par TROP025 est en accord

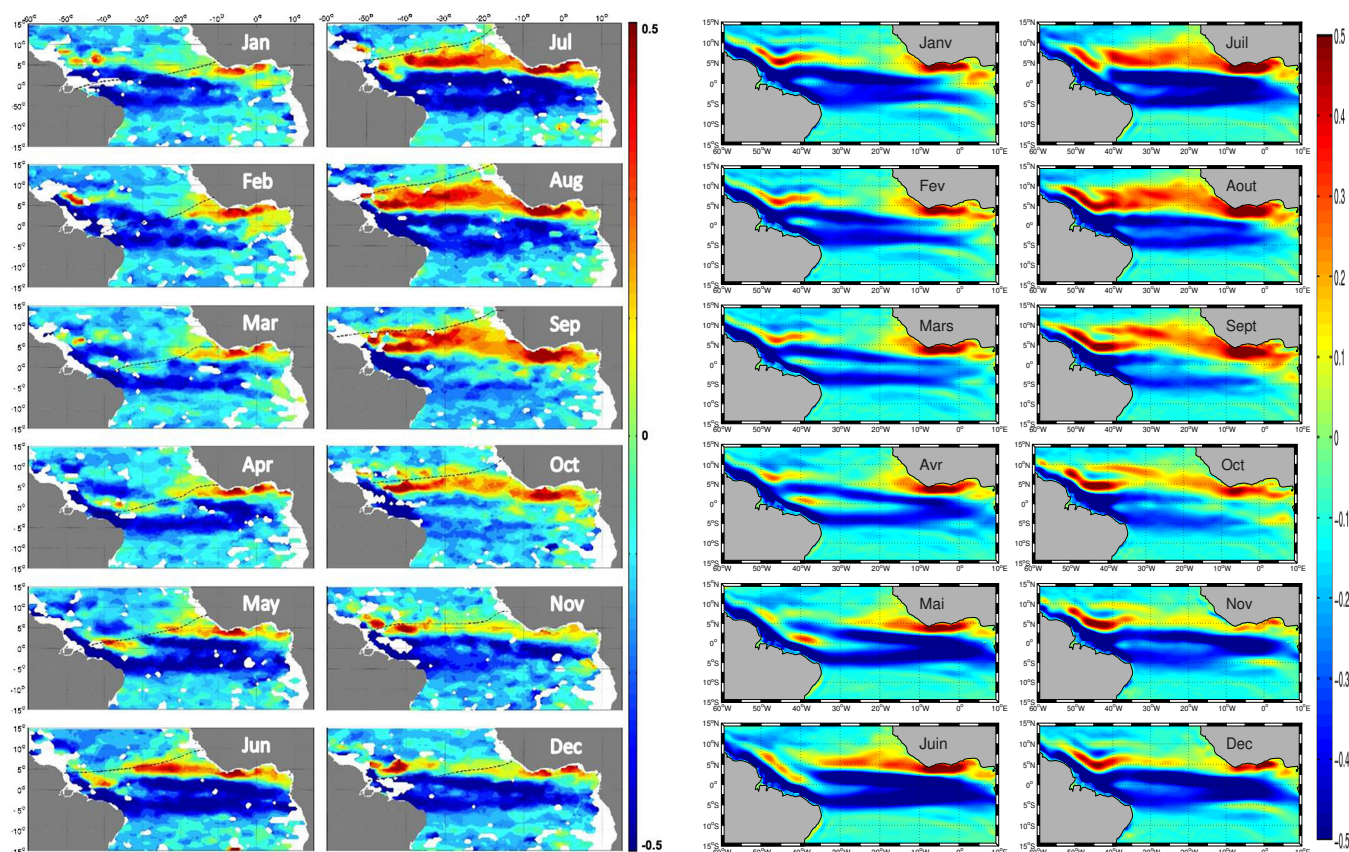


FIGURE 2.2: Moyenne mensuelle climatologique du courant zonal de surface (en couleurs; $[m.s^{-1}]$) issu de TROP025 à droite et celui tiré de Rosell-Fieschi *et al.* (2015) à gauche.

avec celle observée dans Rosell-Fieschi *et al.* (2015). Les différents courants caractéristiques et leurs intensités en surface sont bien représentés. La variation saisonnière du

NECC ainsi que son extension méridienne sont bien reproduites dans TROP025.

Le NECC caractérisé par des vitesses positives est maximal pendant la période juillet-Août-Septembre et peut atteindre des vitesses de plus de 0.5 m.s^{-1} . Son intensité vers l'est est plus importante dans Rosell-Fieschi *et al.* (2015) en Juillet et Aout.

Le courant du Guinée qui est un courant d'ouest quasi-permanent, est visible pendant toute l'année aussi bien dans les observations que dans TROP025 avec des valeurs maximales de plus de 0.5 m.s^{-1} notées entre Juin et Septembre. Localisé le long des côtes guinéennes, le courant de Guinée apparaît comme le prolongement du NECC en été et le modèle reproduit bien cette caractéristique.

Dans la bande équatoriale, la circulation zonale est composée du SEC (South Equatorial Current) avec ses branches nord et sud (nSEC / sSEC), situées respectivement au nord et sud de l'équateur. Elles sont caractérisées par des vitesses négatives et sont bien représentées dans TROP025. En particulier, leur séparation est bien nette au printemps dans TROP025 comme dans les observations pendant l'intensification du EUC (Equatorial Under Current). La signature du EUC en surface est un peu surestimée dans TROP025 en Avril-Mai avec une extension plus importante vers l'Est comparée à celle de Rosell-Fieschi *et al.* (2015).

L'absence de données d'observations au niveau de la zone proche côtière fait qu'il est difficile de valider la structure du courant zonal dans cette zone néanmoins TROP025 semble d'une manière générale bien représenter la circulation zonale de surface.

Champs de température et de salinité de surface dans l'ATNE

L'ATNE étant caractérisé par une variabilité saisonnière très marquée de la température et de la salinité, nous avons comparé leur cycle mensuel climatologique dans TROP025 à celui des observations CORA. Les résultats sont représentés sur la figure 2.3 avec en couleurs la température et en contours la salinité pour chaque mois. À gauche nous avons les observations et à droite TROP025.

Aussi bien pour le modèle que pour les observations les minima de températures sont notés dans les zones côtières plus précisément au niveau de la zone d'upwelling senegalo-mauritanienne et au sud du Maroc.

L'upwelling le long du Maroc est permanent dans les deux jeux de données même si les intensités ne sont pas les mêmes. En effet une surestimation est notée toute l'année dans la zone de résurgence située au Sud du Maroc qui peut atteindre plus de $2 \text{ }^\circ\text{C}$ durant la période Septembre-Novembre dans TROP025. Dans l'analyse de cette différence notée entre les deux jeux de données, il faut toute fois tenir compte du fait que les données d'observations peuvent avoir leurs propres biais (Dufois *et al.*, 2012).

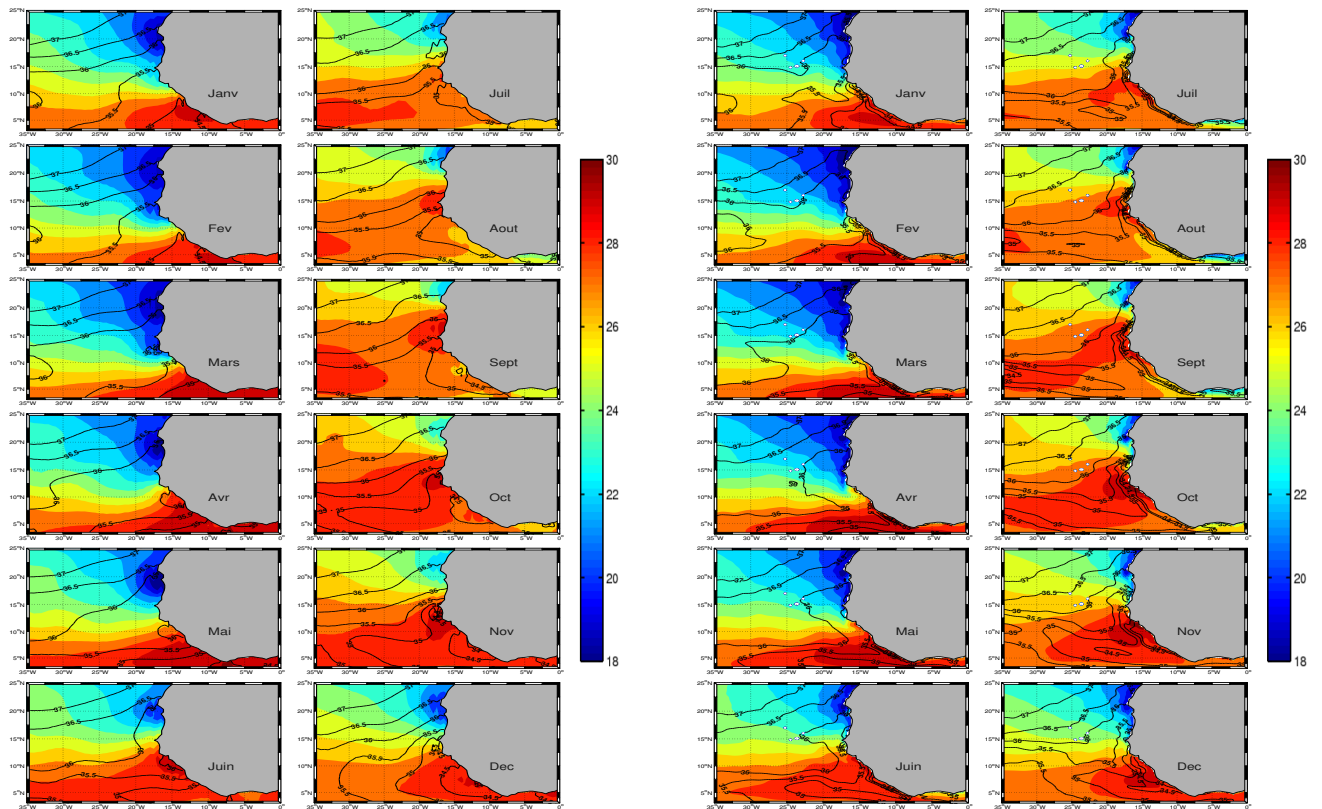


FIGURE 2.3: Moyenne mensuelle climatologique de la température (en couleurs; [°C]) et de la salinité (en contours; [psu]) issue de TROP025 à droite et celle de CORA à gauche. Les contours sont représentés par pas de 0.5psu.

Pour l'upwelling sénégalo-mauritanien la structure spatiale dans TROP025 semble plus réaliste avec l'extension vers le sud de la bande côtière d'eau froide qui est partiellement représentée. Les biais de CORA à proximité des côtes sont notables sur cette zone (comparer avec les observations satellite présentées dans Ndoye *et al.* 2014). Dans TROP025, des minima de températures pouvant aller jusqu'à 19°C sont notées en Avril.

L'amplitude de la variation saisonnière de la température peut atteindre près de 10 °C dans TROP025 entre Avril et Septembre à proximité du Cap-vert. C'est un peu plus faible que celle observée par Rébert (1983) qui est de l'ordre de 12 °C.

Au large, la distribution spatiale de la température est plutôt zonale ce qui s'explique par la distribution du flux net de chaleur avec les valeurs maximales notées au niveau de la partie équatoriale et les minima au nord de la zone. TROP025 à un biais chaud de l'ordre de 0.5 °C en moyenne comparé à CORA dans la bande équatoriale.

Pour la salinité, la distribution spatiale est plutôt zonale et est similaire pour TROP025 et CORA. La différence majeure est observée près des côtes entre le Cap-Vert et les côtes guinéennes. En effet les minima de salinités sont notés pendant la période d'hivernage du fait de l'apport d'eau douce par les précipitations avec des valeurs pouvant aller jusqu'à 34psu sur la période Septembre-Décembre dans TROP025. Cette valeur est plus faible dans CORA d'environ 0.5 à 1 psu. Un gradient de salinité plus important est noté dans

TROP025 toujours dans la bande côtière entre la zone sud du Cap-vert et le golfe de Guinée. Cela pourrait s'expliquer par un manque de données d'observations et de résolution dans CORA

Structure thermique de subsurface dans l'ATNE

Une des caractéristique de la zone est la présence du dôme de Guinée (GD) qui est un dôme thermique marqué par la remontée des isothermes en subsurface. Pour voir si TROP025 représente bien la structure de ce dôme, nous avons représenté la structure verticale de la température pour le modèle et CORA (figure 2.4) en moyenne sur la période Septembre-Octobre.

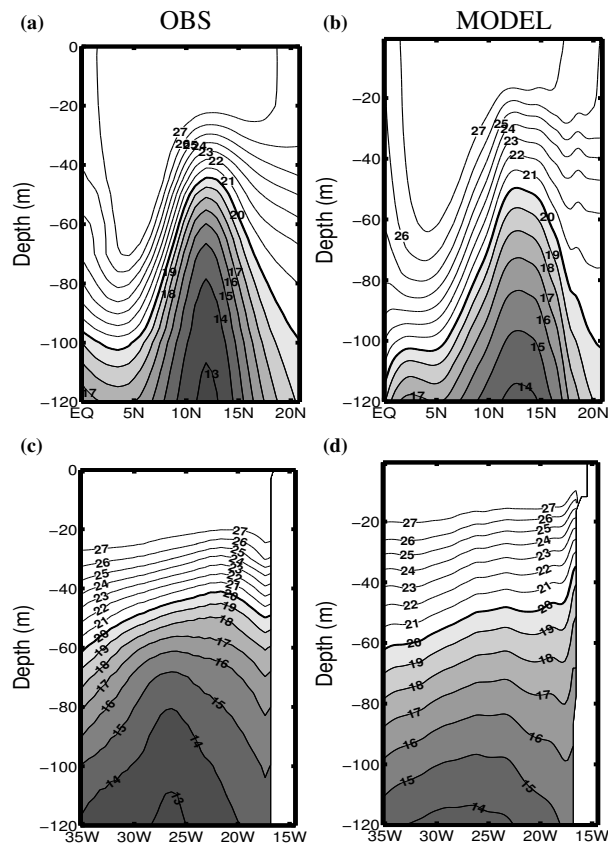


FIGURE 2.4: Section méridienne en haut à 26 °W (resp. zonale en bas à 12 °N) de la température [°C] moyennée sur la période septembre-octobre pour les données d'observations CORA (à gauche) et TROP025 (à droite). Les contours sont représentés par pas de 1 °C.

À gauche nous avons les données d'observations CORA et à droite celles de TROP025. Les panneaux en haut représentent les sections zonales à 12 °N, et ceux en bas les sections méridiennes à 26 °W. Ces deux sections utilisées sont définies comme références par Doi *et al.* (2009) pour la position moyenne du GD (voir section 1.1.1).

La section à 26 °W montre la structure de la crête thermique ("thermal ridge") associée

à la présence du NECC et celle à 12 °N permet de bien représenter la forme du GD qui se manifeste par la remontée des isothermes avec la crête localisée vers 12 °N bien visible aussi bien dans les données d'observations que dans TROP025. L'isotherme 20 °C qui représente approximativement la position de la thermocline (représentée ici en ligne gras), est situé à 45 m vers 12 °N pour CORA (resp. 50 m pour TROP025) et plus en profondeur vers 20 °N à 100 m.

Une stratification plus importante est notée dans CORA comparé à TROP025 ce qui se matérialise par un enfoncement de la thermocline (plus visible sur la section à 12 °N). Ceci peut être dû à une intensité de la diffusion verticale trop importante dans TROP025 qui aurait tendance à surestimer les processus de mélanges diapycnaux.

Sur la section zonale, la structure des isothermes montre un enfoncement de celles-ci près de la côte dans CORA ce qui n'est pas bien représenté dans TROP025 où on a plutôt une remontée des isothermes au dessus de 50 m de profondeur. Un biais de près de 1.5 °C est noté dans le modèle près de 100 m de profondeur. Ce biais relatif à TROP025 est fréquent dans les modèles (Siedler *et al.*, 1992; Yamagata et Iizuka, 1995).

Bien que le dôme soit plus marqué dans les observations que dans TROP025, il est positionné approximativement à la bonne position dans TROP025 autour de 12 °N, 26 °W

Position verticale des eaux situées dans la gamme de densité 25.2-26.7 kg.m⁻³

Les positions moyennes des surfaces isopycnales $\sigma = 25.2$ et $\sigma = 26.7$ pour TROP025 et CORA sont représentées sur la figure 2.5. Les panneaux en haut (resp. en bas) représentent les isopycnes 25.2 (resp. 26.7) pour CORA à gauche et TROP025 à droite. Ces isopycnes représentent les limites des masses d'eau impliquées dans le transport méridien du WABC et susceptibles d'alimenter l'upwelling.

Pour cette analyse nous avons fait le choix d'étendre la zone représentée sur la figure 2.5 plus à l'ouest. Cela dans l'optique de mieux s'adapter à l'étendue des structures qui apparaissent (surtout pour $\sigma = 26.7$), avec un dôme centré au milieu du bassin visible aussi bien dans CORA que dans TROP025).

En moyenne la profondeur des isopycnes est comparable dans le modèle et les observations. La différence la plus notable entre TROP025 et CORA concerne l'outcropping de l'isopycne 25.2 et la structure côtière des isolignes. Comparé aux observations, l'outcropping de l'isopycne 25.2 est un peu plus au nord dans TROP025 ce qui est cohérent avec le biais chaud noté précédemment.

Pour l'isopycne 26.7, les isolignes sont parallèles à la côte dans TROP025 et situé plus en profondeur comparé à CORA de l'ordre de 20 à 30 m au niveau du Cap-vert. Dans CORA elles sont aussi plus inclinées et moins profondes. La forme des isolignes le long de la côte

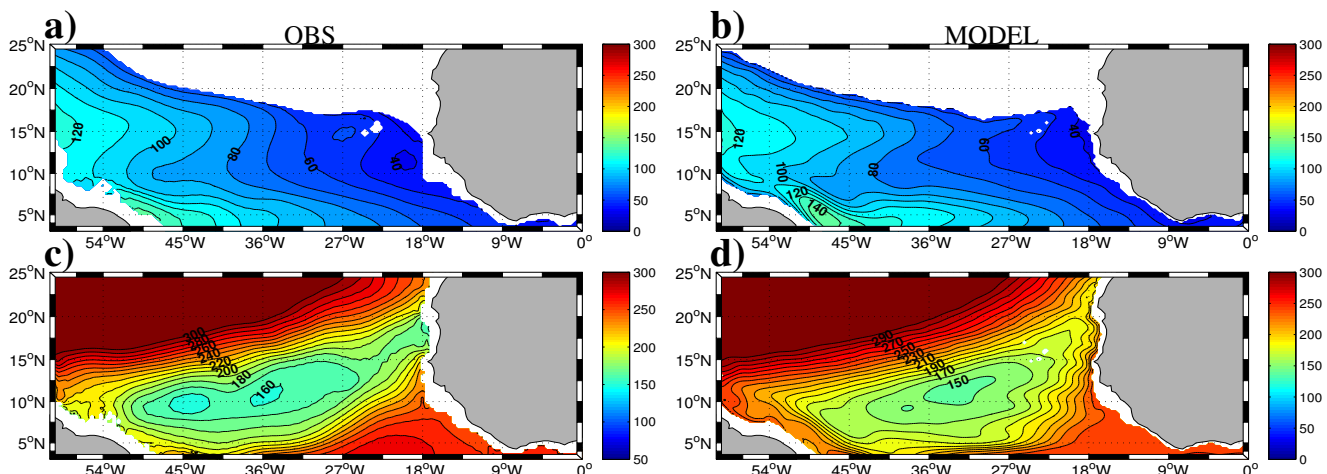


FIGURE 2.5: Profondeur [m] des surface isopycnales $\sigma_\theta = 25.2$ (en haut) et $\sigma_\theta = 26.7$ (en bas) pour les données d’observations CORA (à gauche) et TROP025 (à droite)

dans TROP025 suggère que la résolution de cette dernière (0.25°) est insuffisante pour bien représenter l’upwelling côtier (Capet *et al.*, 2008). Néanmoins l’ordre de grandeur de ce biais reste faible et les grandes variations sont bien reproduites.

Les conséquences possibles des biais (modestes) du modèle seront rediscutés au niveau du chapitre 4.

Structure en température sur la pente continentale dans le golfe du Guinée (cycle saisonnier)

Nous nous sommes aussi intéressés à la variation saisonnière de la structure verticale de la température au Sud d’Abidjan (Côte d’Ivoire à $4^\circ\text{N}, 5^\circ\text{W}$). Cette zone est intéressante pour l’étude de la dynamique du WABC qui sera détaillée dans le chapitre 3. Le point d’observation est situé sur le talus continental et capture le signal associé à la dynamique du courant de bord.

Nous avons donc évalué les résultats de notre modèle dans cette zone (figure 2.6a) par rapport à la figure 9b de Picaut (1984) qui a représenté la variation saisonnière moyenne sur la période 1957-1964 (figure 2.6b). Les résultats du modèle sont bien en accord avec ceux de Picaut (1984) sur la variation annuelle de la structure verticale de la température. On note en particulier dans le modèle comme dans les observations une oscillation semi-annuelle de la position des isothermes visible en proche surface avec deux pics d’upwelling (resp. de downwelling) en Février et Août (resp. Mai et Novembre). Les pics n’ont pas la même intensité et le signal d’upwelling (resp. de downwelling) noté en Avril (resp. Novembre) a le pic le plus important. Ces pics sont aussi visibles au fond à environ 350 m, avec un déphasage de près d’un mois entre le fond et la surface.

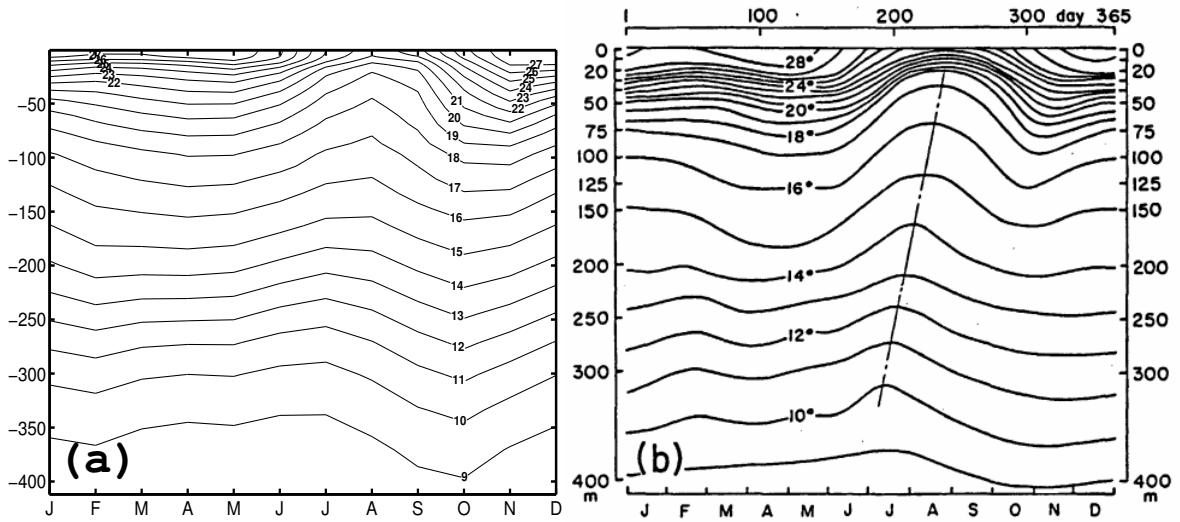


FIGURE 2.6: Section verticale de la température [°C] en moyenne mensuelle climatologique au sud de Abidjan 4 °N - 5 °W à droite TROP025 sur la période 1990-2012 et à gauche la figure tirée Picaut (1984) où il a utilisé des observations moyennées sur la période 1957-1964.

Selon Picaut (1984), ce décalage d'un mois correspond au temps de réponse de l'océan au forçage local du vent qui serait le moteur de cette oscillation.

Circulation de subsurface au niveau de l'ATNE

Nous avons terminé l'évaluation de notre modèle en regardant la courantologie de subsurface déduite des observations T,S.

Un bon accord modèle-observation sur la structure thermohaline dans l'ATNE doit se traduire par un bon accord entre les champs de courant géostrophiques.

Ceci est illustré par le calcul de l'anomalie de géopotentiel à 50 m (relative à 500 m) représentée ici sous forme d'une hauteur dynamique ainsi que le courant géostrophique associé.

La hauteur dynamique est définie par :

$$\phi_{50m} = g \int_{500}^{50} (\rho(T, S, p)^{-1} - \rho(0, 35, p)^{-1}) \rho_0 dp \quad (2.1)$$

Elle peut être définie comme la fonction de courant des courants géostrophiques (u_g, v_g) qui sont calculés à partir de l'équation du vent thermique et dont les expressions sont :

$$u_g = \frac{g}{\rho_0 f} \int_{500}^{50} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz; v_g = -\frac{g}{\rho_0 f} \int_{500}^{50} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (2.2)$$

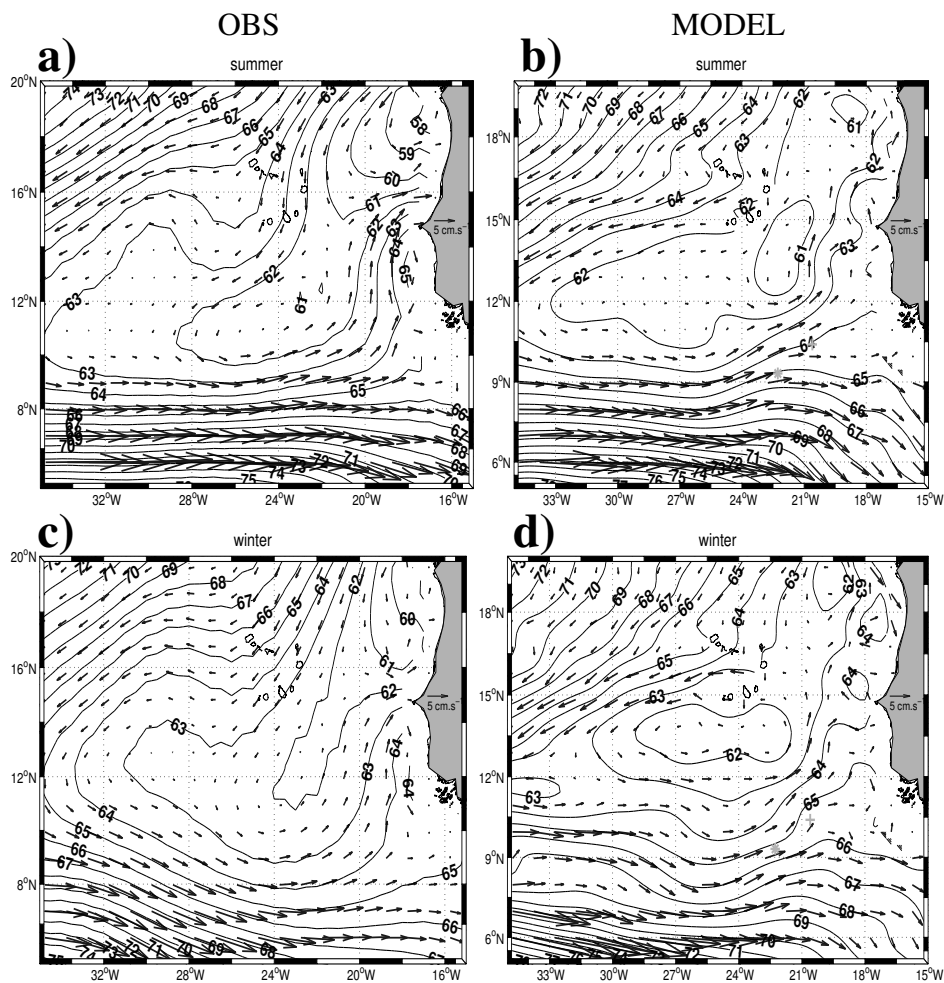


FIGURE 2.7: Moyenne saisonnière climatologique de la hauteur dynamique à 50 m relative à 500 m (en contours, $[m^2 s^{-2}]$) pendant l'été (en haut) et l'hiver (en bas) pour les données d'observations CORA (à gauche) et celles de TROP025 (à droite). Le courant géostrophique associé est représenté en vecteurs. Pour faciliter l'interprétation nous avons enlevé $3 m^2 s^{-2}$ dans TROP025 ce qui représente l'ordre de grandeur de la différence entre les deux jeux de données. Cette différence homogène n'a pas de signification dynamique.

Pour calculer les courants géostrophiques à 50 m, nous avons pris 500 m comme niveau de référence. Cela veut dire que la circulation est considérée comme étant nulle à cette profondeur (ceci n'est pas exactement vrai mais nous verrons plus loin que les courants de bord-est dans notre région sont très atténués sous 250-300 m de profondeur ; de même ces niveaux de références sont généralement considérés par certains auteurs pour calculer les courants géostrophiques dans cette région (Voituriez, 1981; Voituriez et Herbland, 1982; Siedler *et al.*, 1992; Doi *et al.*, 2009). L'effet des niveaux de références plus profonds sur la circulation dans l'ATNE sera discuté au chapitre 4 ; section 4.3).

Les courants géostrophiques en vecteurs et la hauteur dynamique en contours sont représentés sur la figure 2.7 pour les observations CORA (à gauche) et TROP025 (à droite), moyennés pendant les périodes d'été (juin-septembre) et d'hiver (Décembre-Février).

Aussi bien dans le modèle que dans les observations, les signatures du NEC et du NECC

sont bien représentées ainsi que leurs variabilités au cours des deux saisons. Les deux sont bien définis en été et associés à une circulation cyclonique autour du GD. La signature du GD est moins marquée en hiver dans TROP025.

Un gradient zonal important de hauteur dynamique est noté en été même si l'intensité du NECC est similaire dans les deux jeux de données. L'extension du NECC vers l'est est plus définie dans les observations comparée au modèle où le NECC tend à se déstabiliser vers 25 °W.

À l'est de 20 °W, le long et à proximité de l'Afrique de l'ouest, la structure du géopotentiel ainsi que le champ de courants géostrophiques matérialisent la présence d'un sous-courant méridien important qui est plus intense en été dans CORA. L'intensité de ce sous-courant méridien est un peu sous estimée dans TROP025. Les isolignes de hauteur dynamique sont aussi plus inclinées dans TROP025.

Une activité tourbillonnaire importante est notée en hiver dans TROP025 avec la présence de deux anticycloniques entre le Cap-vert et le Cap-blanc en hiver qu'on ne voit pas dans CORA, peut être faute d'une résolution suffisante.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la simulation numérique utilisée, TROP025, ainsi que sa validation par rapport au produit CORA et d'autres observations (vitesses déduites des dérives ARGO et mouillage dans le golfe de Guinée). Les caractéristiques générales de la circulation, la structure thermohaline ainsi que la circulation côtière dans l'ATNE sont bien représentées dans TROP025.

La variabilité saisonnière de la circulation ainsi que celle de la température semble réaliste pour étudier la circulation ainsi que la dynamique au niveau du plateau continental. Néanmoins TROP025 a des biais dont il faudra tenir compte dans la suite de cette étude, entre autre un approfondissement de la thermocline comparé à CORA, ainsi qu'une sous-estimation du sous-courant méridien situé le long du talus ouest africain.

Dans la suite, nous nous appuyons sur la bonne représentation de la circulation régionale pour explorer la circulation (et la dynamique associée) sur le talus continental et la zone située un peu plus au large.

Chapitre 3

Le West African poleward Boundary Current (WABC)

Sommaire

3.1	Structure Verticale et Cycle saisonnier	64
3.1.1	Structure Verticale et cycle saisonnier à 14 °N	64
3.1.2	Structure verticale et cycle saisonnier à 20 °N	65
3.1.3	Structure horizontale et cycle saisonnier	66
3.2	Dynamique côtière du WABC	72
3.3	Le WABC et la dynamique des ondes de Rossby	79
3.4	conclusion	85

Dans ce chapitre nous allons aborder l'un des objectifs principaux de cette thèse à savoir l'étude de la variabilité saisonnière du WABC ainsi que les mécanismes qui expliquent son existence. Pour ce faire la simulation numérique TROP025 présentée et évaluée dans le chapitre précédent sera utilisée. Elle constitue un outil capable d'étudier la dynamique de talus ainsi que sa variabilité même si TROP025 a des biais relatifs comme la plupart des modèles numériques. Nous allons étudier le WABC le long des côtes ouest africaines entre environ 10 et 20 °N, avec un focus fréquent sur la zone péninsule du Cap Vert (~ 15 °N) et également des explorations des processus dynamiques en amont dans le secteur situé plus au sud, jusque dans le Golfe de Guinée.

3.1 Structure Verticale et Cycle saisonnier

3.1.1 Structure Verticale et cycle saisonnier à 14 °N

À proximité des côtes sénégal-mauritaniennes comme dans les autres systèmes d'upwelling de bord est, la circulation méridienne est dominée par un système de courant d'upwelling : le jet d'upwelling côtier (vers l'équateur) et le sous-courant (vers le pôle). La structure verticale entre la surface et 500 m de profondeur du courant méridien (en couleurs), de la densité (lignes bleues) et la profondeur de la couche de mélange (ligne noire) sont représentées autour de 14 °N (moyenné entre 13° et 15 °N), entre la côte et 25 °W (figure 3.1). Les résultats sont montrés en moyenne sur 4 saisons de l'année : JFM (Janvier-Février-Mars), AMJ (Avril-Mai-Juin), JAS (Juillet-Août-Septembre) et OND (Octobre-Novembre-Décembre).

La figure montre la présence du jet côtier dirigé vers l'équateur marqué par des valeurs négatives de v et d'un sous-courant qu'on a dénommé WABC (pour West African poleward Boundary Current) dans cette thèse et qui pointe vers le pôle. Il est matérialisé par des valeurs positives.

Le jet d'upwelling, difficilement visible sur la figure, est présent sur le plateau continental et est saisonnier dans cette zone. Il est plus marqué pendant la période d'upwelling et est plus marqué en JFM avec des vitesses de l'ordre de 10 cm.s^{-1} . Il se situe principalement dans la couche mélangée et est associé à une remontée des isopycnes.

Le WABC est localisé sur le talus avec un premier pic d'intensité en AMJ qui accompagne naturellement la dynamique de l'upwelling. Ce pic se présente comme celui d'un "poleward undercurrent" (PUC) typique des systèmes de bord est (Barton, 1998). Son cœur est situé entre 50 et 100 m de profondeur. Il a des vitesses de l'ordre de 8 cm.s^{-1} . Le second pic du WABC est noté en OND avec cette fois ci 2 cœurs, l'un vers 75 m de profondeur et un second vers la surface qui est situé plus au large vers 18 °W. La signature en surface du WABC est souvent dénommée courant de Mauritanie (MC). À l'inverse du

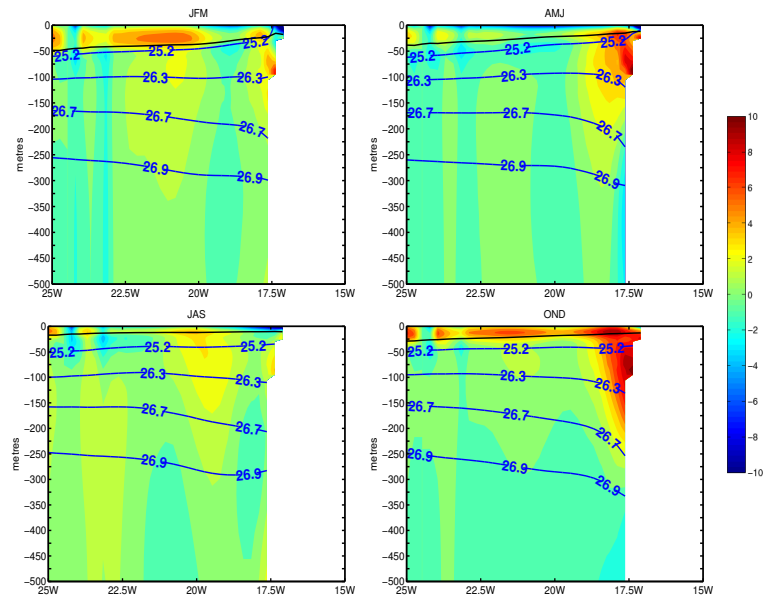


FIGURE 3.1: Section verticale du courant méridien moyenné autour de 14 °N (en couleurs ; cm s^{-1}), la densité (lignes bleues ; kg.m^{-3}) et la position de la couche mélangée (ligne noire ; [m]). Les moyennes saisonnières climatologique pour les saisons JFM, AMJ, JAS et OND sont représentées.

pic de printemps, le pic du WABC en OND n'est pas associé à un jet d'upwelling. La présence du WABC est associée à une plongée des isopycnes durant son intensification, par exemple sur l'isopycne 26.7 (figure 3.1) qui constitue la limite approximative en profondeur du WABC et est située vers 200-250 m de profondeur. Sous cet isopycne, on note une diminution rapide de l'intensité du WABC. Cet isopycne est déviée de près de 100 m entre 25 °W et 17.5 °W. En JFM et JAS, une trace de courant vers le pôle est visible vers le large autour des longitudes 20-25 °W. Ceci suggère une tendance du WABC à se propager vers l'ouest sur laquelle nous reviendrons plus loin.

3.1.2 Structure verticale et cycle saisonnier à 20 °N

La structure du WABC autour de 20 °N est également présentée (figure 3.2). On voit une continuité du WABC le long des côtes avec une saisonnalité semblable à celle décrite au niveau du Cap-vert même si on peut aussi noter certaines différences.

Le WABC est toujours maximal en AMJ et OND même si la signature est encore visible pendant la période JAS. Pour le pic en AMJ le cœur du WABC est situé plus en profondeur comparé à la situation à 14 °N. On le voit autour de 100 à 200 m de profondeur. La signature de l'upwelling est visible aussi bien sur le courant méridien que sur la structure des isopycnes. En effet le jet d'upwelling est présent toute l'année dans cette zone avec une extension verticale du jet plus importante en JFM et qui s'étend jusque sous la couche mélangée. Une remontée des isopycnes est notée en JFM et AMJ et on a des eaux de densités supérieures à 25.2 kg.m^{-3} pendant cette période.

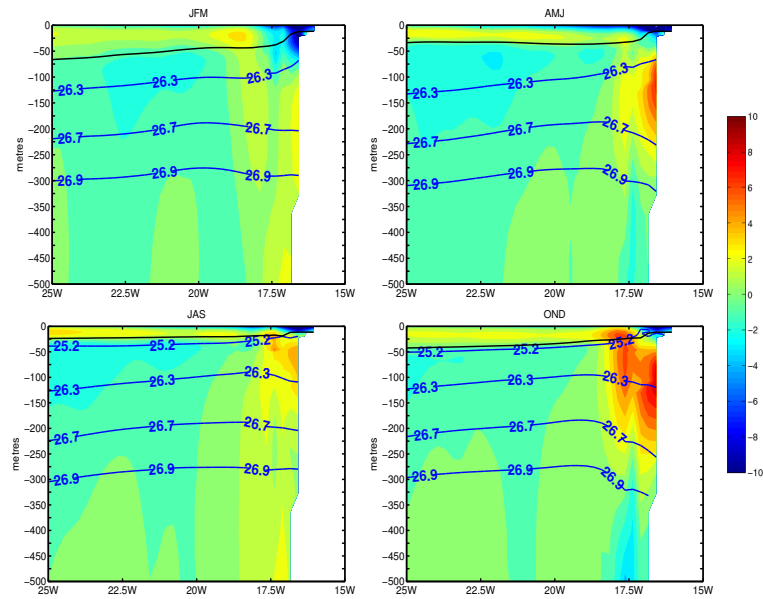


FIGURE 3.2: Section verticale du courant méridien moyennée autour de 20 °N (en couleurs; [cm s^{-1}]), la densité (lignes bleues; [kg m^{-3}]) et la position de la couche mélangée (ligne noire; [m]). Les moyennes saisonnières climatologique pour les saisons JFM, AMJ, JAS et OND sont représentées.

Contrairement à ce qui est observé à 14 °N, la figure 3.2 ne montre pas de veine de courant méridien au large.

3.1.3 Structure horizontale et cycle saisonnier

À 14 °N comme à 20 °N l'intensification du WABC est associée à un écartement des isopycnes 25.2 et 26.7 (figures 3.1 et 3.2). Pour avoir une idée de cet écartement, nous avons représenté la variation spatiale de l'anomalie de l'écartement entre les isopycnes 25.2 et 26.7 pendant les quatre saisons entre la côte et 25 °W. Une anomalie positive est observée durant les pics du WABC ce qui confirme un écartement des isopycnes pendant ces périodes (figure 3.3). Cette anomalie peut dépasser les 15 m au voisinage du Cap-vert. Les deux pics du WABC n'ont pas la même intensité et la déviation maximale des isopycnes est notée en OND. En JAS on note une situation contraire avec une inversion de la pente des isopycnes tout au long des côtes comme on le voit sur les isopycnes 25.2, 26.3 et 26.9 (figure 3.1, 3.2).

Pendant la période JFM la structure de l'anomalie d'épaisseur des isopycnes suggère que le WABC n'est pas située sur la pente continentale mais s'est décalé vers le large, où se trouvent les anomalies positives. Une activité tourbillonnaire importante est notée en JFM et JAS qui déforme des bandes d'anomalies positives et négatives. On note également une variation saisonnière de l'outcropping de l'isopycne 25.2 qui est situé au sud du Cap-blanc en JFM et AMJ et remonte au nord le reste de l'année.

À l'entrée du golfe de Guinée (GG) on note aussi un écartement des isopycnes, signature

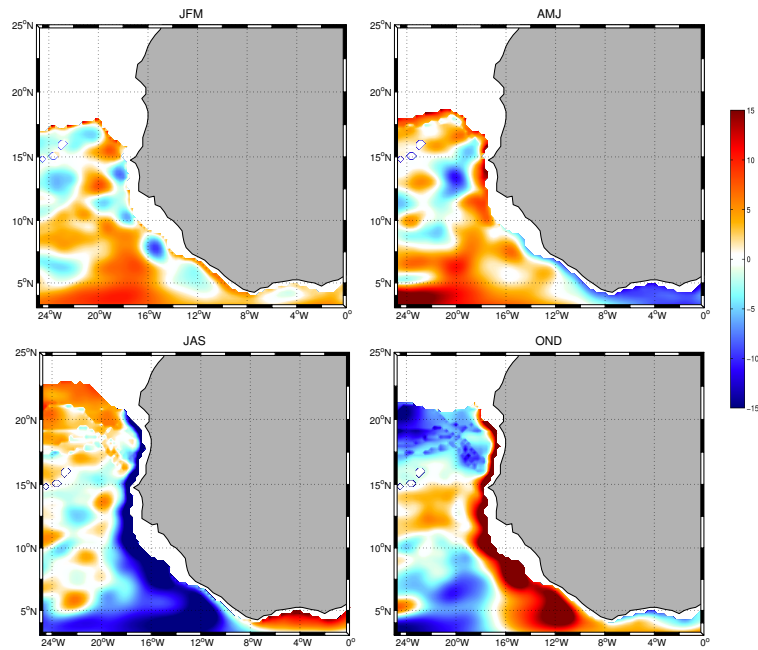


FIGURE 3.3: Moyenne saisonnière climatologique de l'anomalie de l'épaisseur entre les isopycnés 25.6 et 26.2 [m] pour les saisons JFM, AMJ, JAS et OND.

d'un courant vers le pôle observé en JAS et OND ce qui suggère une éventuelle connexion entre le sous-courant situé dans cette région à savoir le Guinea Under Current (GUC) et le WABC.

Pour mettre en évidence d'éventuelles connexions à distance, nous présentons sur la figure 3.4 la structure du WABC le long d'une section verticale qui suit le talus continental entre 7 et 25 °N. Les 4 saisons sont de nouveau montrées. Les variables représentées sont moyennées à travers la pente continentale entre l'isobathe 100 m et 150 km plus au large. La structure du WABC est visible avec quelques discontinuités qui résultent de la formation de tourbillons et de méandres surtout au niveau des caps (figure 3.3). Pendant les deux phases d'intensification, la structure verticale du WABC varie le long de la côte. Au sud de 11 °N, le WABC est présent au dessus de 100-150 m puis s'enfonce en profondeur vers le nord pour atteindre 350 m de profondeur vers 22 °N en OND.

L'extension méridienne du WABC varie durant les deux phases d'intensifications. En effet durant le premier pic en AMJ, il est visible jusqu'à 20 °N et encore plus au nord en OND (environ 25 °N). En JFM, le WABC est visible entre 7 et 16 °N et est accompagné d'un flux équatorial confiné en proche surface (de même qu'en JAS). Le WABC apparaît donc comme un élément important de la circulation le long des côtes ouest africaines.

L'analyse des figures précédentes montre aussi que le WABC est caractérisé par un cycle semi-annuel avec des différences entre les deux parties du cycle. Cette saisonnalité est cohérente le long de la côte sur une bande de latitude qui débord de 10 à 20 °N. Elle

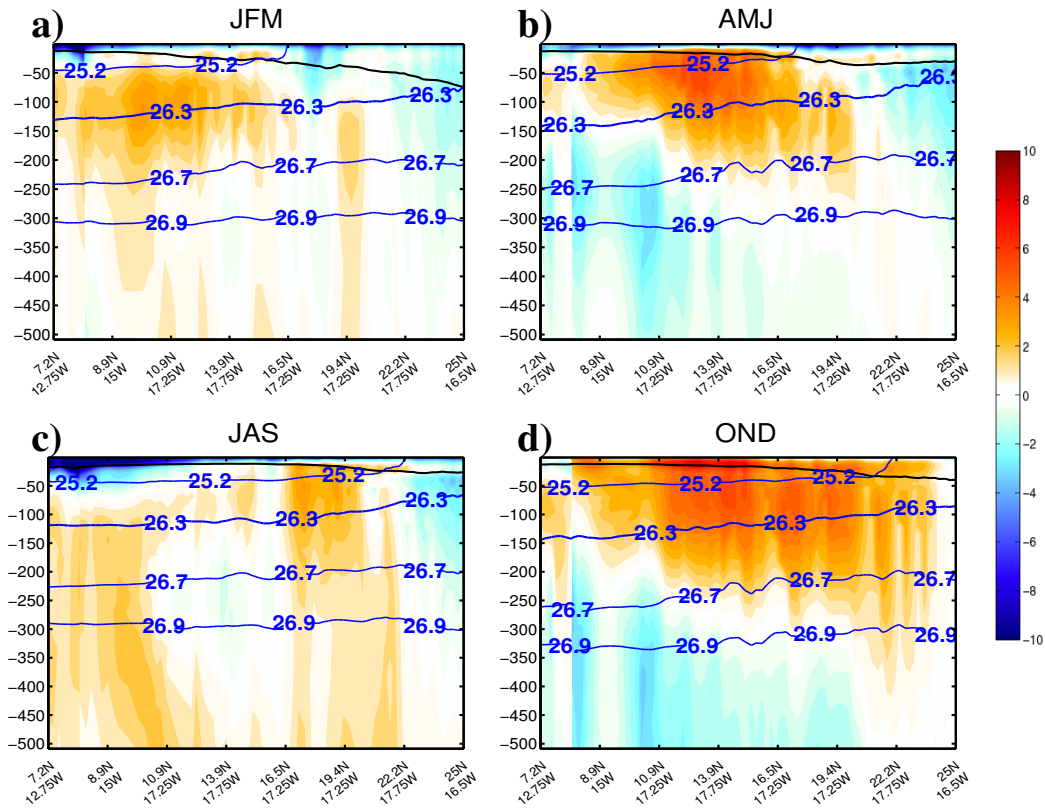


FIGURE 3.4: Sections verticales le long du talus continental (moyennée entre l'isobathe 100 m et 150 km au large) du courant méridien (en couleurs; [cm s^{-1}]), de la densité (lignes bleues; [kg m^{-3}]) et la position de la couche mélangée (ligne noire; [m]) en moyennes saisonnières climatologiques pour les saisons JFM, AMJ, JAS, OND. On note une bonne correspondance entre la base du WABC et l'isopycne 26.7 en AMJ et OND

est marquée par un comportement turbulent (présence de méandres et tourbillons méso-échelle). Le cycle saisonnier est étudié plus en détail le long de la côte. La fluctuation du transport méridien géostrophique a été analysée mois par mois en s'intéressant à la quantité

$$V_g^{26.7} = \int_{26.7}^{surf} v dz \quad (3.1)$$

Le résultat est représenté sur la figure 3.5. On note la présence du WABC toute l'année avec une fluctuation très marquée comme nous l'avons vu sur la figure 3.1. Chaque cycle bi-annuel est composé d'une phase d'installation, d'intensification et de propagation.

Au niveau du Cap-Vert, la signature du WABC commence à être visible en Février et Septembre (avec une extension zonale assez réduite et un transport de l'ordre de $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Il devient ensuite maximal en Avril-Mai et Octobre-Novembre puis se dissipe en Juin - Juillet et Décembre-Janvier en semblant s'éloigner vers le large. Pendant le premier cycle, le WABC se propage vers le nord et atteint les côtes mauritaniennes un mois plus tard

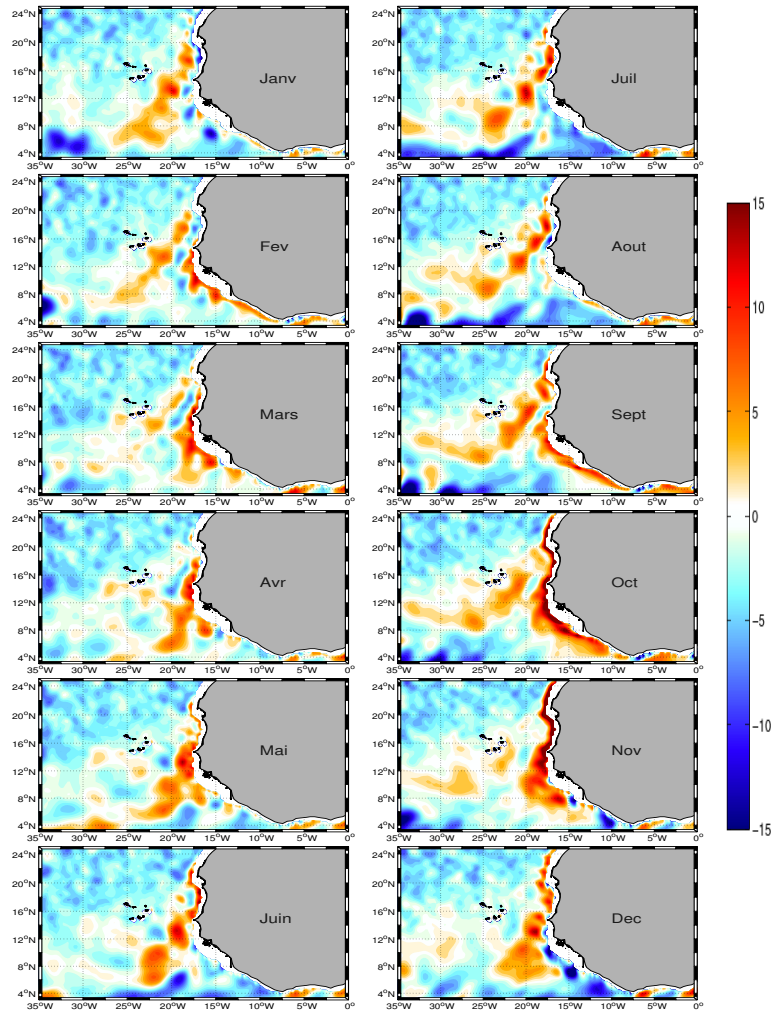


FIGURE 3.5: Moyenne mensuelle climatologique du transport méridien géostrophique $V_g^{26.7} = \int_{surf}^{26.7} v dz$ (en couleurs ; $[m^2 s^{-1}]$). Les régions où la densité au fond est inférieure à 26.7 sont représentées en blanc. le gradient nul de PV pour les couches isopycnales 25.2-26.3 et 26.3-26.7 est représenté en ligne noire tirétée.

pendant qu'il s'intensifie au niveau du Cap-vert pour atteindre une largeur de près de 180 km en Mai. En Juillet-Aout pendant que le WABC se décale vers le large, un faible flux dirigé vers l'équateur est présent au niveau des côtes. Durant le second cycle le transport méridien est plus important de même que son extension vers le nord. En septembre, le WABC est apparent entre et GG et au moins la presque île du Cap-Vert. Il borde toute la côte ouest africaine en Octobre. Le transport maximal est noté en Novembre et peut atteindre $22 m^2 s^{-1}$. Durant le reste du second cycle, la circulation est instable entre Cap-Palmas et Cap-Saint Anne où une activité tourbillonnaire particulièrement importante est notée (voir les positions géographiques des caps sur la figure 1.1). On remarque également que le WABC se décale vers le large et n'occupe plus la pente continentale en Janvier. Il est alors remplacé par un flux dirigé vers l'équateur dont le comportement semble également turbulent (voir les alternances de signe du transport). L'évolution de la position du

WABC suggère une propagation vers l'ouest déjà évoquée précédemment (figure 3.1) et qui semble varier en fonction de la latitude.

Pour préciser cette propagation, nous avons tracé le diagramme hovmuller du transport méridien $V_g^{26.7}$ de la figure 3.5 dans trois régions différentes. Sur la figure 3.6 les diagrammes hovmuller à 14 et 8 °N sont représentés. Nous avons aussi quantifié le transport

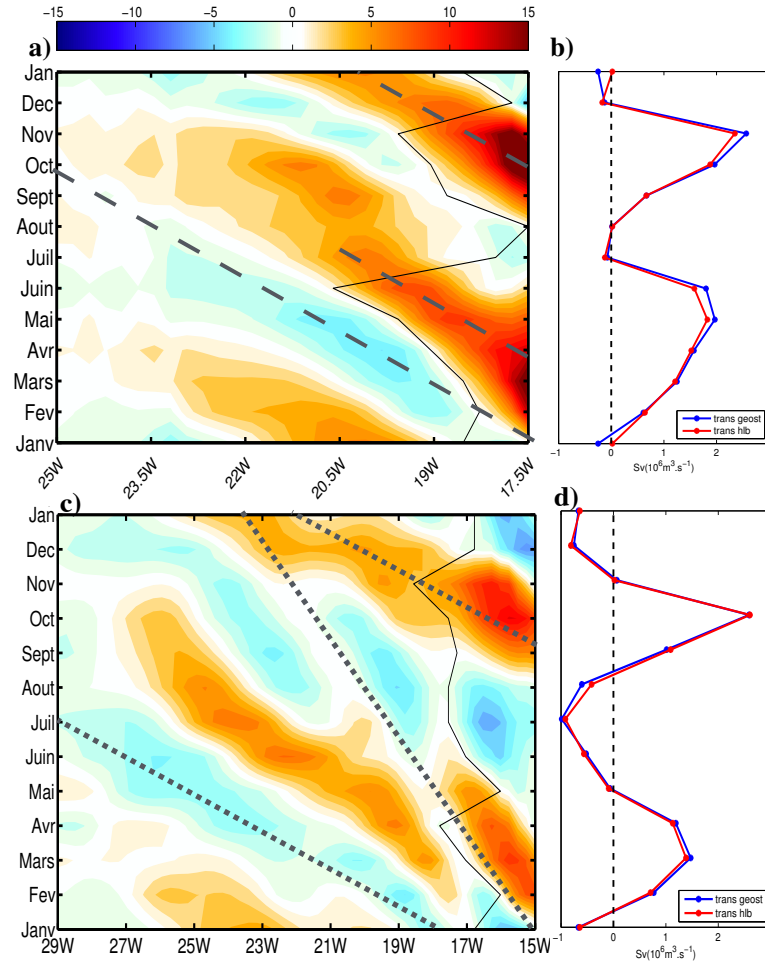


FIGURE 3.6: Diagramme hovmüller de la composante géostrophique du transport méridien (en couleurs; [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]) intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ moyenné entre 13 °N - 15 °N (a) et 7 °N - 9 °N (c). Les vitesses de propagations correspondant au mieux à celles observées sur les figures sont représentées par les lignes en tiretés. Elles valent 3.5 cm s^{-1} pour (a) et 7.4 et 3 cm s^{-1} pour (c). (b,d) transport méridien [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$] intégré entre l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$: et la base de la couche mélangée (courbe en rouge) et jusqu'en surface en ne considérant que la partie géostrophique (la composante d'Ekman a été enlevé; courbe en rouge) tous les deux ont été aussi intégrés zonalement entre la côte et l'endroit où le transport vertical intégré change de signe (la limite d'intégration zonale est représentée par les lignes fines en noires sur a et c)

méridien à ces latitudes en intégrant cette fois ci zonalement le transport méridien depuis la côte jusqu'à l'endroit où il change de signe avec une distance maximale de 3° (lignes fines noires sur la figure 3.6). La courbe en bleue (resp. en rouge) représente le transport géostrophique intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ (resp. le transport total entre la base de la couche mélangée et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$). La différence est assez négligeable entre les deux ce qui signifie que nous avons affaire à un courant géostrophique

principalement situé en subsurface. Le cycle annuel du WABC est différent dans les deux régions. Au niveau du Cap-Vert, le WABC est présent presque toute l'année excepté en Juillet et Janvier où nous avons un flux vers l'équateur d'intensité très limitée. Le transport méridien le long de la côte varie durant l'année. Un transport de l'ordre de 2 Sv est observé en Mai-Juin et près de 2.4 Sv en Novembre. La figure 3.6a montre clairement une propagation vers l'ouest du WABC avec une vitesse de propagation estimée à 3.5 cm.s^{-1} et une longueur d'onde de 650 km. Ce signal s'atténue lors de la propagation et devient faible au delà de 23.5°W .

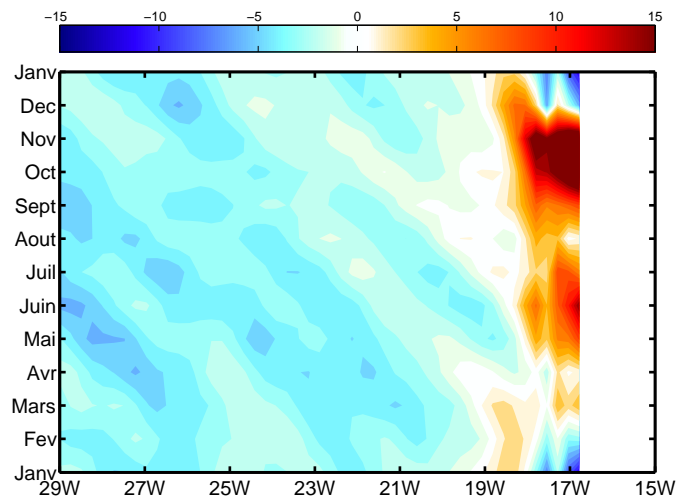


FIGURE 3.7: Diagramme hovmüller de la composante géostrophique du transport méridien (en couleurs; [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]) intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ et moyenné sur la bande $19\text{-}21^\circ\text{N}$.

À 8°N la variation du WABC est plus complexe et présente des différences importantes, même si on observe encore un cycle semi-annuel. Des signaux avec des vitesses de propagations différentes sont notés dont deux clairement identifiables qui valent respectivement 3 et 7.4 cms^{-1} . Le cycle saisonnier du transport à 8°N est plus symétrique que celui à 14°N avec un flux dirigé vers l'équateur noté de Mai en Juillet et Novembre-Décembre. Le transport est dirigé vers le pôle le reste de l'année. Le premier pic du transport est plus faible que celui à 14°N mais l'opposé est vrai pour le second.

Sur la figure 3.7, nous avons représenté le diagramme hovmuller du transport à la latitude du Cap-Blanc (20°N). On y note l'absence d'un cycle semi-annuel sauf juste à la côte de même qu'une quasi absence de propagation contrairement à ce qui est observé à 14°N et 8°N .

Ces signaux de propagations correspondent à ceux d'ondes de Rossby avec des vitesses différentes. Les processus pouvant expliquer l'existence du WABC seront étudiés dans la section 3.2. L'existence des propagations vers le large et la variation des vitesses de propagation avec la latitude seront reliées aux propriétés des ondes de Rossby dans la section 3.3.

3.2 Dynamique côtière du WABC

Dans cette section nous allons essayer d'identifier les différents mécanismes qui peuvent expliquer la présence et la variation saisonnière du WABC. Différentes théories sont proposées dans la littérature comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. L'analyse du cycle saisonnier suggère que la présence du WABC est associée à des processus locaux de présence de sous-courant accompagnant naturellement la dynamique d'upwelling et aussi à la propagation d'ondes côtières comme les ondes de Kelvin. Un autre des processus potentiellement impliqué est un forçage par un rotationnel de vent positif (RVP) via la dynamique de Sverdrup.

Dans la suite nous allons étudier ces différents mécanismes pour voir lesquels sont impliqués dans l'existence et la variabilité saisonnière du WABC. Pour commencer nous avons comparé le transport de Sverdrup géostrophique (T_{sg}) défini par l'équation 1.28 avec le transport méridien géostrophique $V_g^{26.7}$ en moyenne annuelle. Tous deux sont intégrés entre l'isobathe 100 m et 150 km plus au large.

Les résultats pour deux autres limites d'intégration verticale (500 m et 1000 m) fréquemment utilisées dans la littérature (Marchesiello *et al.*, 2003; Small *et al.*, 2015) sont aussi indiqués. Nous avons calculé ces transports pour trois régions de l'ATNE (tableau 3.1). Les résultats diffèrent selon les régions.

À 14 °N pour les 3 limites d'intégrations considérées, $V_g^{26.7}$ représente plus de 75 % du T_{sg} qui est de l'ordre de 0.92 Sv en moyenne annuelle. Ce pourcentage n'augmente que faiblement en fonction de la profondeur d'intégration. Par contre à 20 °N, le pourcentage de T_{sg} expliqué par $V_g^{26.7}$ augmente considérablement avec la profondeur. Et seulement 70 % du transport de Sverdrup est expliqué par le transport méridien intégré jusqu'à 1000 m. L'intégration jusqu'à l'isopycne 26.7 fournit un transport qui ne représente que 34 % du transport de Sverdrup. Contrairement aux parties nord et centrale de l'ATNE, au sud (8 °N), T_{sg} est faible comparé au transport associé au WABC (intégré jusqu'à l'isopycne 26.7). Ce transport augmente en fonction de la profondeur d'intégration et est de l'ordre du double de T_{sg} lorsqu'on intègre jusqu'à 1000 m.

Tout d'abord, il est important de noter que T_{sg} représente le transport total sur toute la colonne résultant d'une contrainte barotrope. Au contraire, le WABC tel que définie est un courant barocline confiné en assez proche surface avec un changement possible de signe du courant méridien en fonction de la profondeur et les gradients zonaux de densité qui varient en fonction du temps et de l'espace (figures 3.2 et 3.4).

En moyenne annuelle, le WABC présent sur une fraction supérieure de la colonne d'eau ne peut avoir un transport qui coïncide avec le transport de Sverdrup que si la partie profonde de ce transport (sous l'isopycne 26.7) a été arrêtée par le passage d'ondes de

	$T_{sg}(Sv)$	$V_g^{26.7}(\%)$	$V^{500}(\%)$	$V^{1000}(\%)$
8 °N	0.2	128	148	196
14 °N	0.92	75	80	90
20 °N	1.2	34	59	69

Tableau 3.1: Moyenne annuelle du transport de Sverdrup géostrophique (T_{sg}) calculé à partir de la relation 1.27 intégré entre l'isobathe 100 m et 150 km plus au large à 14 °N et 20 °N. Le transport méridien géostrophique intégré entre la surface et à différents niveaux (position de l'isopycne $\sigma = 26.7$, 500 m et 1000 m de profondeur) est indiqué en pourcentage par rapport (T_{sg}).

Rossby associées aux modes baroclines 1 et 2 (Anderson et Gill, 1975). C'est le cas à 14 °N approximativement mais pas à 20 °N où nous verrons que même les ondes de Rossby associées au premier mode barocline ne sont pas capables de se propager depuis la côte vers le large.

Pour finir sur ces valeurs de transport annuel, rappelons qu'il a été montré par Marchesiello *et al.* (2003) que dans le contexte d'upwelling les interactions turbulentes à méso-échelle contribuent à redistribuer le transport de Sverdup zonalemment donc à produire des différences entre T_{sg} et les transports intégrés verticalement dans TROP025.

Le fonctionnement du cycle saisonnier semi-annuel permet une étude approfondie des mécanismes sous-jacents. Pour commencer nous avons comparé le cycle saisonnier du $V_g^{26.7}$ et du T_{sg} au niveau du Cap vert et du Cap-Blanc (figure 3.8). À ces échelles temporelles, on voit que T_{sg} et $V_g^{26.7}$ n'ont pas la même variation dans les deux régions. Au Cap-Vert, T_{sg} est marqué par un cycle annuel avec un maximum noté durant la période d'upwelling. $V_g^{26.7}$, le transport associé au WABC, est bien différent avec un cycle semi-annuel évoqué plus haut. Au niveau du Cap-blanc, le cycle semi-annuel de $V_g^{26.7}$ est moins prononcé mais diffère toujours fortement de celui de T_{sg} . Ces résultats montrent clairement que le forçage local par le RVP n'est pas responsable de la variabilité semi-annuelle du WABC.

Beaucoup de régions équatoriales et tropicales sont connues pour avoir des circulations marquées par une variabilité semi-annuelle (Clarke et Liu, 1993) et ceci sous l'effet d'un passage bi-annuel de la ZCIT dans ces régions. La partie est et centrale de l'Atlantique équatorial reçoit un forçage semi-annuel par le vent (Busalacchi et Picaut, 1983). Cette variabilité est accentuée par le détail des fluctuations temporelles du vent zonal (Philander et Pacanowski, 1986) et les modes résonnants du bassin équatorial Atlantique (Ding *et al.*, 2009; Brandt *et al.*, 2016). La réponse équatoriale peut ensuite se propager sous forme d'ondes piégées à la côte, comme c'est le cas dans le nord et sud du Pacifique (Gómez-Valdivia *et al.*, 2017; Ramos *et al.*, 2006).

Dans l'Atlantique nord la forme particulière de la côte au niveau du GG fait que les ondes côtières piégées issues de la réflexion des ondes de Kelvin équatoriales pourraient avoir du mal à se propager le long de la côte. En effet, dans cette zone la côte est orientée est-ouest

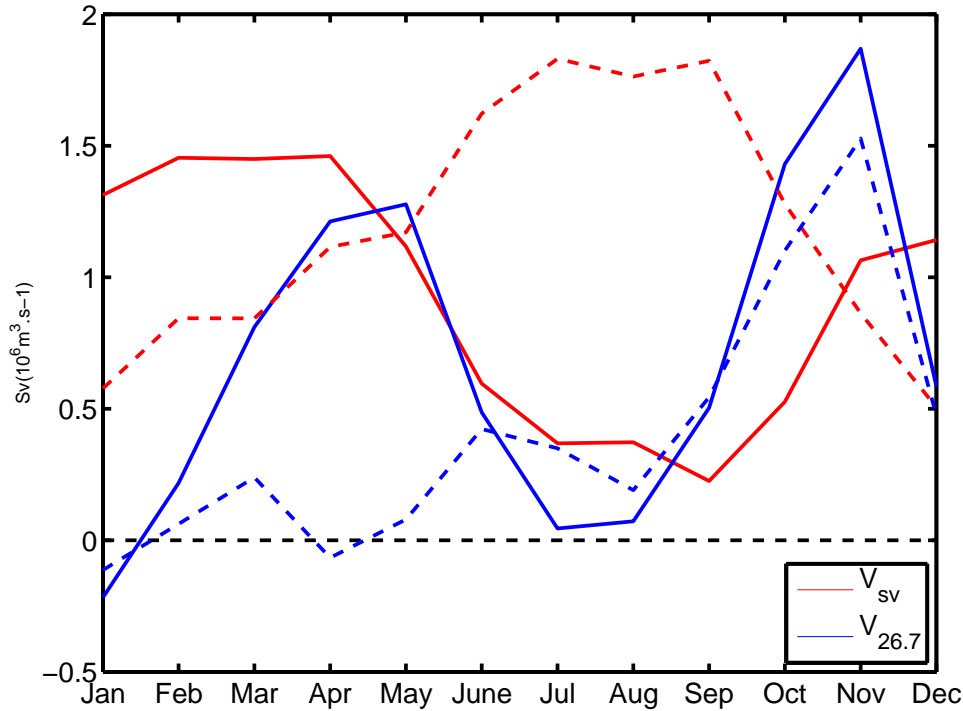


FIGURE 3.8: Cycle saisonnier du transport de Sverdrup géostrophique (lignes rouges) et du tranport méridien géostrophique intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma_\theta = 26.7$ (lignes bleues). Tous sont intégrés entre l'isobathe 100 m et 150 km plus au large. Les lignes pleines (resp. en tiretés) représentent les résultats obtenus au Cap-Vert (14 °N) (resp. au Cap-Blanc ; 20 °N)

et la géométrie du bassin, avec la présence de nombreuses caps, fait que la propagation d'une onde côtière est rendue difficile. De ce fait plusieurs études anciennes réfutent l'existence d'une connexion entre la région équatoriale et les régions ouest africaines au nord du GG (Houghton, 1983; Clarke, 1979).

Pour explorer la possibilité d'un forçage à distance du WABC, nous avons représenté le cycle saisonnier climatologique de l'anomalie de la profondeur de l'isotherme 18°C (z_{18} un indicateur de l'anomalie de la profondeur de la thermocline), de $V_g^{26.7}$ et de l'anomalie de la divergence du transport d'Ekman cross-shore le long de la côte entre 4 °N, 4.75 °E et 25 °N, 16 °W qui correspond à la bande côtière entre l'est du GG et les côtes marocaines. Les résultats sont représentés sur la figure 3.9. L'analyse de la figure fait apparaître 5 points essentiels qu'on va discuter dans la suite :

1. un signal de propagation est visible aussi bien sur z_{18} , $V_g^{26.7}$ et l'anomalie de l'élévation du niveau de la mer (SLA) avec une propagation plus nette sur z_{18} (les vitesses de propagations possibles sont indiquées sur la figure).
2. La propagation est plus nette en automne qu'au printemps avec des structures spatio-temporelles distinctes pour les deux périodes.
3. Une région de forçage potentielle est notée dans le GG durant le second pic du WABC avec un maximum d'anomalie de la profondeur de la thermocline (z_{18})

et une intensification du sous-courant méridien vers 4-14 °W qui coïncident spatialement et qui ne semblent pas être connectés avec la partie est du GG.

4. La propagation devient de plus en plus ambiguë au delà du Cap-Vert (15 °N).
5. Un décalage temporel d'un mois est noté entre les fluctuations de z_{18} et celles de $V_g^{26.7}$.

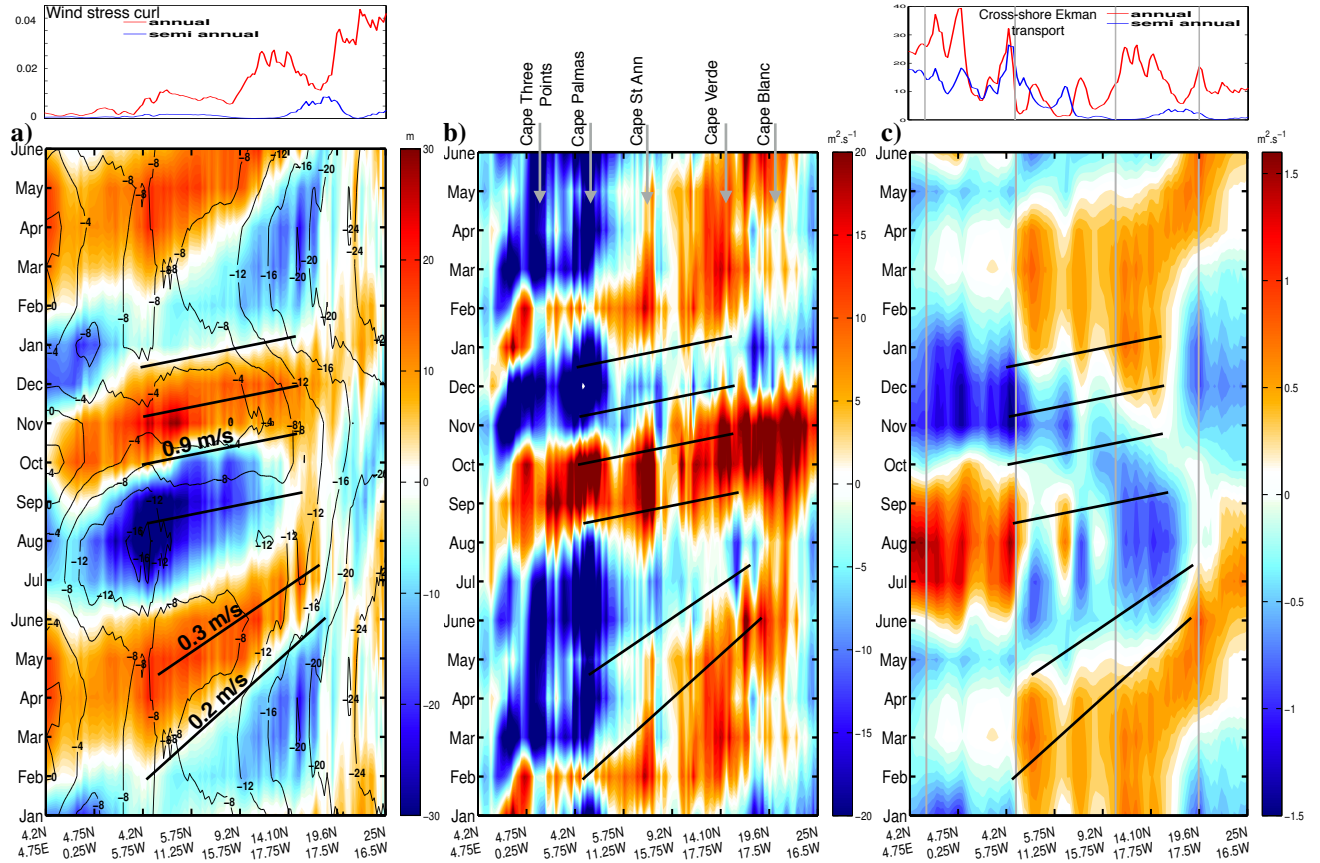


FIGURE 3.9: Panneaux en haut : amplitude des densités spectrales pour la composante annuelle (en rouge) et semi-annuelle (en bleu) du transport de Sverdrup (à gauche) et du transport d'Ekman (à droite). Panneaux en bas : hovmöller diagramme le long de l'isobathe 100 m en moyenne mensuelle climatologique pour : a) l'anomalie de la position de l'isotherme 18°C (en couleurs; [m]) et l'anomalie de l'élévation du niveau de la mer (en contours; [cm]), b) le transport géostrophique intégré entre la surface et l'isopycne $\sigma = 26.7$ (en couleurs; [$m^2 s^{-1}$]), c) l'anomalie du transport d'Ekman [$m^2 s^{-1}$] le long de l'isobathe 100 m. Les lignes verticales grises représentent les régions où l'indice d'upwelling défini dans 3.2 est intégré. Les lignes obliques correspondent aux vitesses de propagations durant les périodes Février-Juin (0.2, 0.3 ms^{-1}) et Août-Janvier (0.9 ms^{-1})

Concernant le point 1, rappelons pour commencer que dans l'approximation géostrophique qu'on peut supposer à peu près valable pour les mouvements semi-annuels considérés, les vitesses et transports se déduisent de la position des isopycnes par une opération de

dérivation. Cette dérivation est une source de variabilité qui peut expliquer les différences entre les figures pour z_{18} et celles pour $V_g^{26.7}$. Le signal bruité de $V_g^{26.7}$ peut aussi être lié à l'effet de l'irrégularité de la côte qui est favorable à la formation de méandres et de tourbillons qui ont tendance à déstabiliser le courant méridien. Le fait que nous ne pouvons pas détecter une propagation sur le signal de SLA comme l'avait déjà souligné Polo *et al.* (2008) reflète l'existence d'un découplage entre l'élévation de la surface de la mer et z_{18} qui reste à expliquer.

Sur la figure 3.9c on note la présence de variations spatio-temporelles importantes du transport d'Ekman. Pour avancer sur les points 2 et 3 nous commençons par introduire une grandeur permettant de clarifier le rôle de la divergence côtière du vent et de sa variabilité temporelle qu'on appelle l'Indice d'Upwelling (UI) défini par :

$$IU = \frac{1}{\rho_0 f} \int_a^b (\tau_x \sin \alpha - \tau_y \cos \alpha) ds \quad (3.2)$$

avec α l'angle entre le nord et la tangente à la côte, s la coordonnée curviligne le long de l'isobathe 100 m, τ la tension du vent suivant les axes x et y .

Nous avons défini trois régions délimitées par les lignes grises en fonction de la variation de l'IU le long de la côte à savoir 7.5 °W - 3 °E qui correspond au GG, 17 °W - 7 °W la région définie entre Cap-Palmas et Cap-Roxo appelée WAC (pour West African Corner) et 10 °N - 20 °N entre Cap-Roxo et Cap-Blanc dénommée WA (pour West Africa). Les trois régions ont approximativement la même longueur ce qui permet la comparaison directe de leurs UI respectifs.

Le cycle saisonnier de l'UI pour chaque région est représenté sur la figure 3.10 et nous permet de cerner l'implication des trois régions dans le forçage du WABC durant les deux pics. L'analyse de la figure montre que les trois régions sont caractérisées par des événements de relaxations différents en périodes mais aussi en amplitudes.

La région WA est caractérisée par une variation annuelle de l'UI alors que pour les deux autres régions nous avons une composante semi-annuelle. Ce résultat est aussi visible sur la courbe en haut de la figure 3.9c où nous avons représenté la densité spectrale des harmoniques pour le mode annuel et semi annuel de l'UI. On voit que le mode annuel est dominant sur la région WA alors que le mode semi-annuel est important dans les régions WAC et GG particulièrement marquée pour GG

Pour le premier pic du WABC on remarque que les régions WA et WAC contribuent au forçage du WABC par le biais d'une relaxation des vents notée durant la période Avril-Juin. Au niveau du GG on a aussi une relaxation au début de cette période mais elle est suivie immédiatement par une reprise de l'upwelling (à partir de Mai). Ceci peut avoir

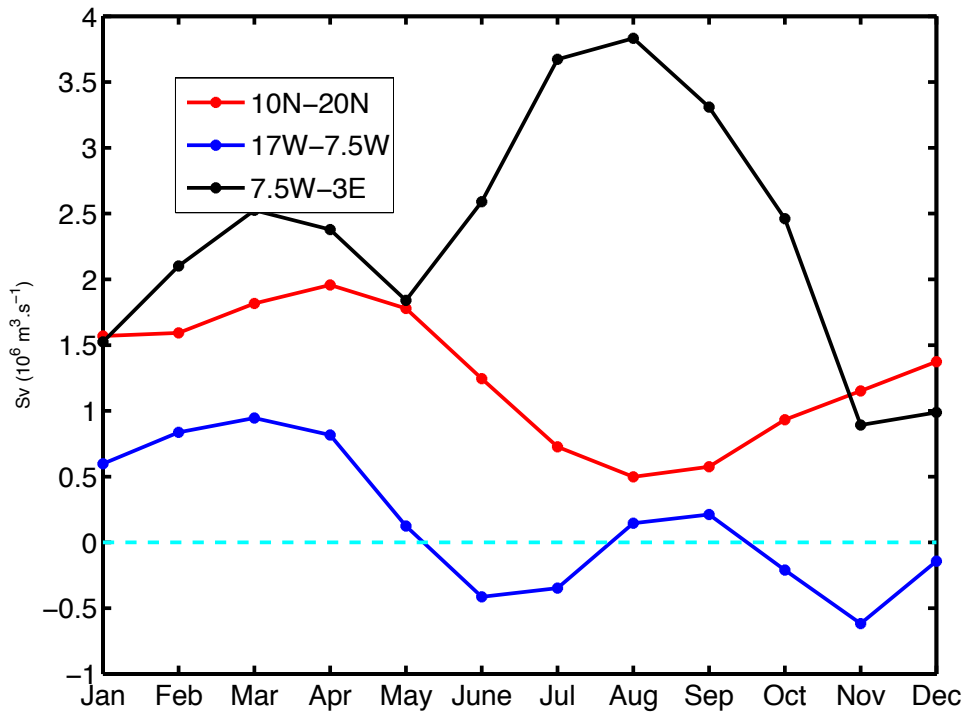


FIGURE 3.10: Moyenne mensuelle climatologique de l'indice d'upwelling de long de l'isobathe 100 m intégré en Sv [$10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$] dans trois différentes régions : le golfe de Guinée (GG) entre 3.5 °E et 7.5 °W (en noirs), le West African Corner (WAC) entre 7.5 °W et 17 °W (en bleus) et le West Africa (WA) entre 10 °N et 20 °N. La position des différentes sections est représentée sur la figure 3.9c.

comme conséquence une atténuation du signal de downwelling associé à ce pic de WABC qui pourrait expliquer la complexité du signal de "propagation" sur $V_g^{26.7}$ et z_{18} à cette période. On a donc potentiellement des effets de compensations entre les forçages sur les différents secteurs pour le premier pic de WABC.

En ce qui concerne la phase d'intensification automnale, notons tout d'abord qu'elle est caractérisée par une vitesse de propagation bien claire de l'ordre de 0.9 m.s^{-1} , au sud de 15 °N. Cette vitesse est comparable à celle des premiers modes baroclines des ondes côtières piégées et est aussi cohérente avec les vitesses de propagations trouvées par Picaut (1984) pour les signaux d'upwelling dans le GG ($0.7-0.8 \text{ m.s}^{-1}$). La figure 3.10 confirme l'importance de la région du GG dans le forçage du WABC pendant le pic noté en automne. Durant la période Août-Novembre une relaxation importante intervient dans cette région ce qui suggère l'importance de la région du GG dans le forçage (à distance) de l'intensification du WABC, à une période où le WAC contribue faiblement et le forçage local pas du tout (voire joue un rôle antagoniste). À notre connaissance il n'existe pas d'étude qui montre que le cycle saisonnier du vent dans le GG est une source de forçage à distance pour les courants du système des Canaries (mais le rôle d'un forçage d'origine équatorial dans la variabilité saisonnière de la température de subsurface à Dakar est évoqué par Busalacchi et Picaut (1983), et McCreary *et al.* (1984)). Une relaxation est aussi observée

dans la région WAC pendant l'intensification du WABC mais l'amplitude de cette relaxation est petite comparée à celle pour le GG.

La structure de z_{18} à l'est de 0°N ne montre pas de connexion particulièrement nette entre la bande équatoriale et le GG ce qui suggère que le forçage n'est pas d'origine équatoriale. Pour vérifier cette hypothèse nous avons représenté la structure spatiale de l'anomalie de z_{18} dans la partie équatoriale pour chaque mois pendant la période Août-Novembre (figure 3.11). On remarque qu'il n'y a pas de signal côtier connectant la zone côtière du golfe de Guinée située à l'ouest de $6-8^\circ\text{E}$ et la bande équatoriale. À l'est de Cape Three Points entre 0 et 8°E des zones d'anomalies faibles structurent le champs de z_{18} . Elles correspondent à des zones de recirculations de méso-échelle ressemblant à celles présentées par Djakouré *et al.* (2014) bien qu'un peu plus grosses (ce qui peut être dû à la résolution de TROP025 qui est plus grossière). La relaxation observée dans le GG sur la figure 3.9 est bien visible entre Septembre et Octobre sur la figure 3.11 (avec un changement de signe qui montre l'oscillation de la thermocline). Aucune propagation de la bande équatoriale vers la partie du GG (Cape Three Points) n'est en revanche visible.

On aborde maintenant le point 4 concernant le fait que la propagation de l'anomalie de la thermocline en particulier (figure 3.9) devient progressivement moins nette au delà du Cap-Vert durant le premier pic du WABC. Cela peut être dû à l'effet de cap avec une activité méso-échelle importante marquée par la présence d'anticyclones (Capet *et al.*, 2017; Alpers *et al.*, 2013) de même que l'effet dispersif du cap sur les ondes côtières piégées (Crépon *et al.*, 1984). La région entre 15°N et 20°N est également caractérisée par un changement de la périodicité de z_{18} et $V_g^{26.7}$ passant d'un cycle semi-annuel à annuel. En particulier la variation de z_{18} devient de plus en plus complexe avec une réduction de son amplitude à l'approche du Cap Blanc où l'upwelling est permanent. Même si le WABC est visible jusqu'à 25°N , en automne notre modèle TROP025 suggère une transition dans la dynamique du WABC autour de 15°N .

On remarque que z_{18} et $V_g^{26.7}$ ne sont pas en phases (point 5) contrairement à ce qui est attendu pour les ondes de Kelvin baroclines dans un modèle simplifié (2 couches ou une couche et demi; Da Silva *et al.* (1994); Garzoli et Katz (1983); Busalacchi et Picaut (1983)). Le WABC devient visible dès le début de relaxation du vent alors que l'ajustement de la thermocline à cette fluctuation n'est apparent qu'un mois après. Ce lag entre z_{18} et $V_g^{26.7}$ est aussi observé pour le California Undercurrent (CU) et est attribué aux effets de la dynamique des ondes de Rossby (Gómez-Valdivia *et al.*, 2017). La propagation des ondes côtières vers le large en ondes de Rossby est associée à des fluctuations de la pression entre le côte et le large qui modulent à leur tour $V_g^{26.7}$ et produisent un décalage entre $V_g^{26.7}$ et l'approfondissement de la thermocline à la côte (Oey, 1999). La dynamique des ondes de Rossby ainsi que leur influence sur le WABC sont discutées plus en détails

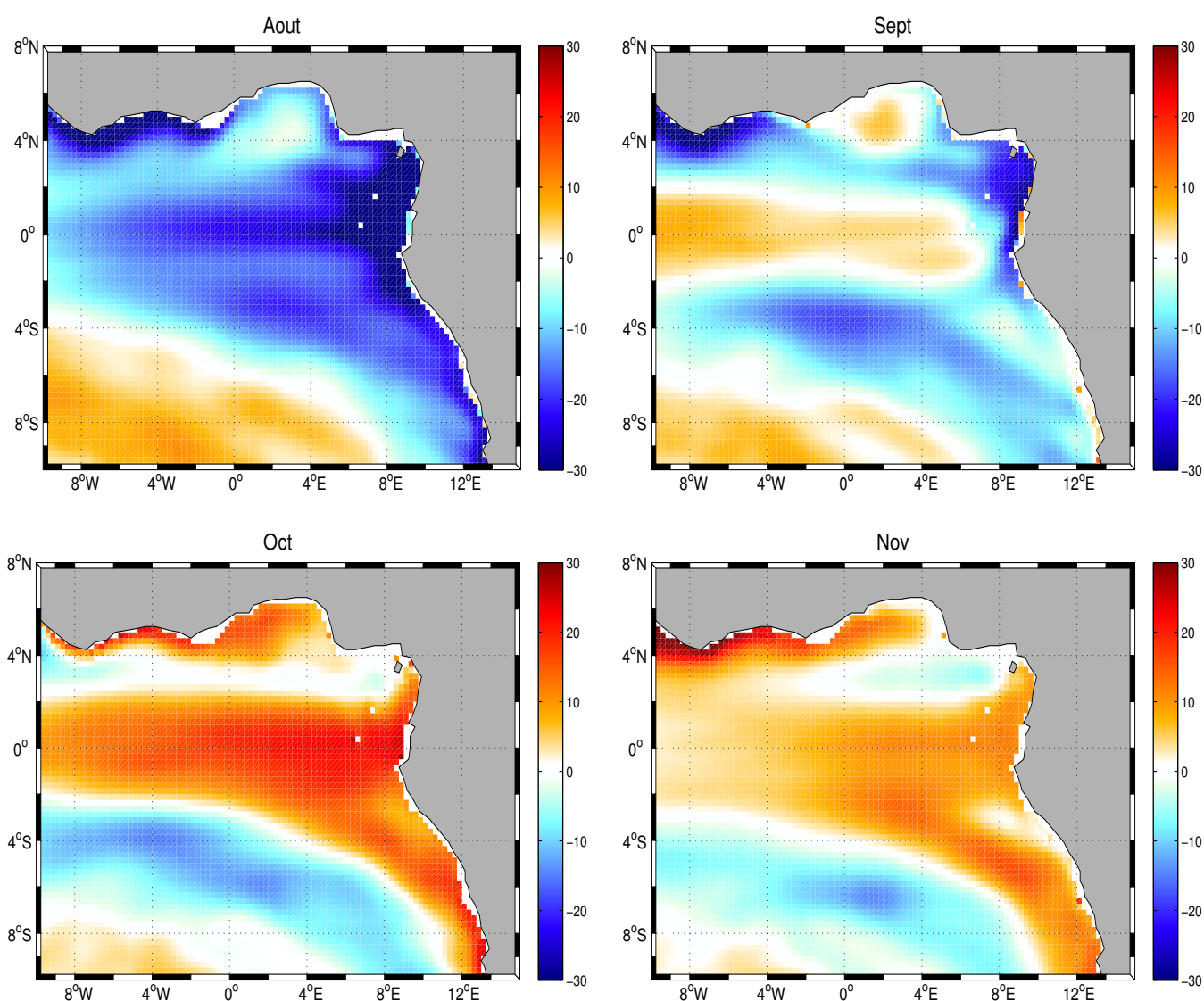


FIGURE 3.11: Anomalie en moyenne mensuelle climatologique de la position de l'isotherme 18°C pour les mois d'Août à Novembre. Les valeurs positives (resp. négatives) correspondent à un enfoncement (resp. une remontée) de la thermocline.

dans la section 3.3 ci dessous.

3.3 Le WABC et la dynamique des ondes de Rossby

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, la variation saisonnière du WABC ainsi que sa structure spatiale suggèrent l'importance des ondes de Rossby dans la dynamique du WABC. En effet la variation saisonnière du WABC est associée à sa propagation vers l'ouest avec une inclinaison sud-ouest/nord-est qui est liée à la variation rapide de la vitesse de phase des ondes de Rossby dans cette région (Chelton et Schlax, 1996).

Précisément les figures 3.1, 3.5, 3.6, 3.7 montrent l'existence d'ondes de Rossby semi-annuelles associées à la dynamique du WABC sur le talus continental.

Pour commencer nous rappelons quelques éléments de la théorie linéaire des ondes de Rossby. La relation de dispersion des ondes de Rossby linéaires a été présentée en chapitre 1 (eq 1.20) et nous permet de calculer ce qu'on appelle la latitude critique $\theta_n(\omega)$. Cette latitude correspondent à l'endroit où le discriminant de l'équation du second degré en k dérivée de 1.20 est nul. À cet endroit l'onde de Rossby est évanescente. C'est à dire qu'elle ne se propage pas vers le large mais a une amplitude qui décroît exponentiellement avec la distance cross-shore. $\theta_n(\omega)$ peut être déterminée en connaissant la vitesse de gravité associée au mode barocline (c_n) et la période (donc ω). Elle est définie par :

$$\tan(\theta_n) = \frac{c_n}{2\omega R_T}$$

avec R_T le rayon de la terre. Quelques paramètres des 2 (resp. 3) premiers modes baroclines aux latitudes 14 (resp. 8 °N) sont indiqués sur le tableau 3.2. Ces paramètres sont calculés à l'aide du programme dynmode disponible sur <https://woodshole.er.usgs.gov/operations/sea-mat/klinck-html/index.html> Pour les latitudes critiques associées aux mode 1, 2 et 3 nous trouvons respectivement 22 °N, 11 °N et 7 °N. Ces résultats sont en accord avec les estimations de Clarke et Shi (1991).

	c_n [m s ⁻¹]	R_n [km]	θ_n °N	λ_n [km]	λ_{TROP} [km]	c_ϕ [cm s ⁻¹]	c_g [cm s ⁻¹]	c_{TROP} [cm s ⁻¹]
14°N, n=1	2.1	59	22	1120	650	7.0	5.6	3.5
14°N, n=2	1.1	32	12	–	–	7.0	5.6	–
8°N, n=1	2.2	112	22	4080	–	26	24	–
8°N, n=2	1.3	64	12	1380	1310	8.5	7.1	7.4
8°N, n=3	0.85	42	9.5	483	550	3.0	1.6	3.0

Tableau 3.2: Paramètres associés aux ondes de Rossby semi-annuelles pour les modes baroclines potentiellement importants à 8 °N (mode 1 à 3) et 14 °N (mode 1 et 2). Les paramètres représentés sont : la vitesse des ondes de gravité [m/s], le rayon de déformation [km], la latitude critique [km], la longueur d'onde théorique [km], la longueur d'onde dans TROP025 [km], la vitesse de groupe [m/s] et la vitesse observée dans TROP025 [m/s].

Pour essayer de décrire les ondes de Rossby semi-annuelles observées dans TROP025, d'expliquer leur dynamique à l'aide de la théorie linéaire des ondes ainsi que de déterminer la contribution des différents modes baroclines, nous avons tracé le diagramme de dispersion des ondes de Rossby pour les modes et les latitudes représentées sur le tableau 3.2. Les courbes de dispersion pour les latitudes 14 °N (resp. 8 °N) sont représentés en grises (resp. noires) sur la figure 3.12. Les vitesses de phases identifiées sur la figure 3.6 ainsi que la courbe de dispersion correspondant le mieux à l'onde observée à 14 °N sont aussi représentées. Pour le second mode barocline à 14 °N, la courbe de dispersion ne coupe pas la ligne horizontale qui correspond à la fréquence semi-annuelle. Ce qui confirme la

nature évanescence de cette onde à cette latitude.

À 8 °N, nous avons la coexistence de deux ondes une rapide ($c=7 \text{ cm s}^{-1}$) et une plus lente ($c=3 \text{ cm s}^{-1}$). Ces ondes ont des caractéristiques proches de celles des modes baroclines 2 et 3 respectivement. L'onde observée à 14 °N est sensiblement différente d'une onde linéaire barocline de mode 1.

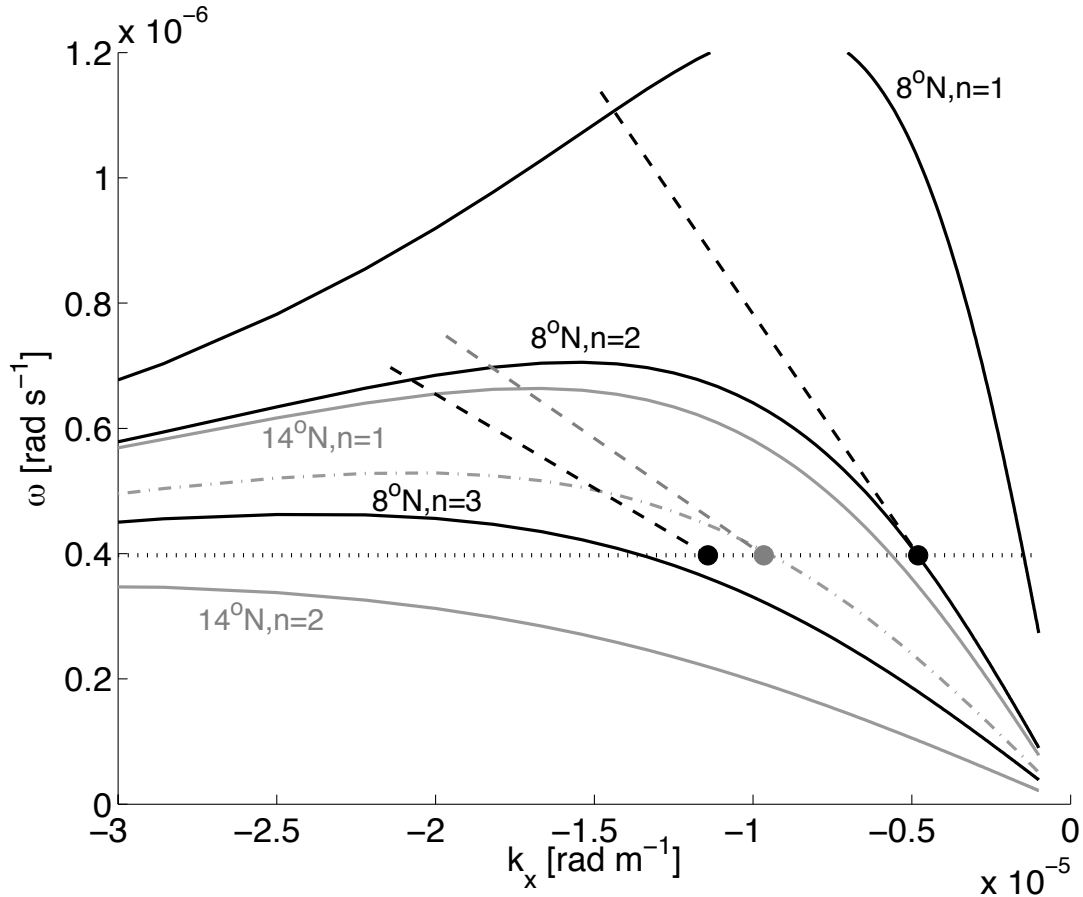


FIGURE 3.12: Diagrammes de dispersions pour les ondes de Rossby baroclines correspondant aux rayons de déformations (Rd) = 112, 64 et 42 km (courbes pleines noires ; modes 1, 2 et 3 à 8 °N) et Rd = 59 et 31 km (courbes pleines grise ; modes 1 et 2 à 14 °N). Les lignes droites obliques en tiretés noirs et grises représentent les caractéristiques de l'onde de Rossby identifiée sur la figure 3.6 pour respectivement, de la gauche vers la droite $\omega = 2\pi/(6\text{mois})$; $c_{TROP}=3.5\text{m/s}$ et $k_{TROP} = 2\pi/\lambda_{TROP}$. La courbe de dispersion de l'onde observée à 14 °N est représentée en tireté grise, il correspond à $Rd=48$ km. Ce Rd est nettement inférieur à celui du mode barocline 1 à cette latitude (59km). La ligne horizontale en pointillée représente la fréquence semi-annuelle ($\omega = 2\pi/6\text{mois}$).

Pour préciser l'importance des différents modes baroclines, nous avons fait une analyse harmonique de la composante méridienne du courant sur la période 1982-2012 en extrayant la variabilité semi-annuelle du courant méridien. Les harmoniques semi-annuels obtenus (6 valeurs mensuelles) sont ensuite décomposés en modes baroclines pour chaque point de grille (x_i, y_i) en se basant sur le profil local annuel de la fréquence de Brunt-Vaisälä. L'énergie cinétique intégrée verticalement (de la surface au fond) pour chacun des quatre premiers modes baroclines est représentée sur la figure 3.13, en moyenne sur

l'ensemble du cycle saisonnier.

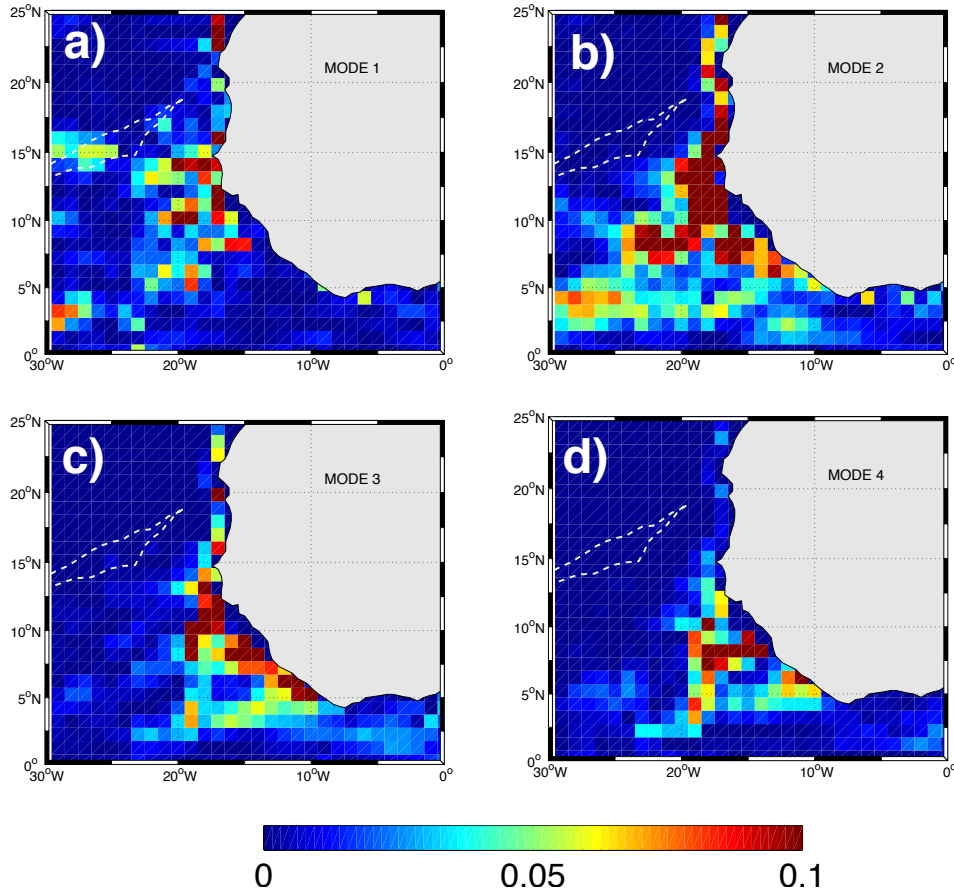


FIGURE 3.13: Moyenne de la composante semi-annuelle de l'énergie cinétique intégrée (en couleurs ; $[m^3 s^{-2}]$) calculée à partir du courant méridien pour les quatre premiers mode baroclines obtenue à partir de TROP025. Les lignes en tiretées correspondent aux endroits où le gradient de PV est nul, reportées de la figure 3.14.

La prépondérance du second mode barocline dans de nombreuses régions équatoriales et tropicales est bien connue (Philander et Pacanowski, 1986). De même l'analyse de la figure 3.13 montre que le mode 2 domine dans une grande partie de l'ATNE exceptée une région isolée comprise entre 10-15 °N où le mode 1 est d'amplitude comparable. La structure spatiale de l'énergie cinétique du mode 2 ainsi que l'atténuation vers le large indique :

- l'importance du guide d'onde côtier comme source d'énergie pour les ondes de Rossby
- la réduction des propagation vers l'ouest avec la latitude (au delà de 12-15 °N il ne semble plus y avoir de propagation).

Pour les modes 3 et 4 la propagation vers l'ouest est plus fortement atténuée et l'énergie cinétique est plus confinée sur la bande côtière.

Au niveau de la pente continentale, l'enfoncement du WABC quand il se propage vers le nord (figure 3.4) correspond à une réduction de la contribution des modes élevés. À

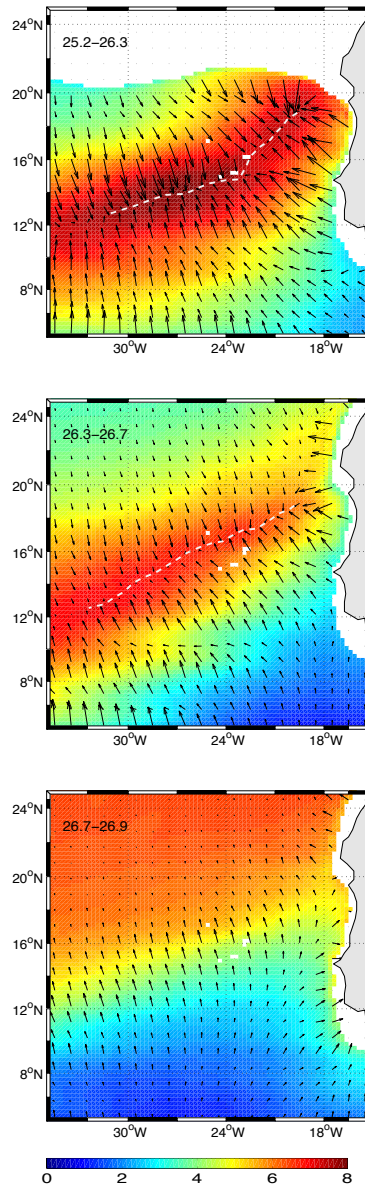


FIGURE 3.14: Vorticité potentielle (PV) de l'océan supérieur au niveau de l'ATNE obtenue à partir de TROP025 (en couleurs; $[10^{-8} m^{-1} s^{-1}]$) calculé à l'aide de l'équation 1.12 pour trois couches isopycnales : 25.2-26.3, 26.3-26.7, 26.7-26.9 qui ont approximativement la même épaisseur. Le gradient de PV est aussi représenté en vecteurs. La ligne blanche en tireté représente l'endroit où le gradient de PV=0 dans les deux premières couches.

noter qu'il est difficile d'affirmer si l'atténuation de l'énergie cinétique associée aux modes élevés (3 et 4) est due à des causes physiques (par exemple la réflexion du WABC en ondes de Rossby ou par des processus de friction) ou bien à une diffusion verticale très importante dans TROP025 comme nous l'avons vu sur la figure 2.5. Pour un mode donné, la dissipation due à la physique du modèle augmente en fonction de la latitude de même que l'échelle horizontale typique du mode R_n augmente (resp. diminue). Le réalisme du modèle TROP025 ainsi que celui de la structure de WABC peuvent donc diminuer vers les latitudes élevées.

Ce dernier point est cohérent avec l'impression tirée des figures 3.6 et 3.7 qui montrent une réduction drastique du signal de propagation des ondes de Rossby vers les latitudes élevées mais plusieurs raisons physiques peuvent également être invoquées. Tout d'abord la limite nord (22 °N) correspond à la latitude critique pour les ondes de Rossby semi-annuelles associées au 1er mode barocline. Il faut aussi noter que la région comprise entre 15 °N et 22 °N correspond à une zone de transition du système des canaries avec un rotationnel de vent négatif au large et la présence du CC au nord de 20 °N (figure 1.1), une géomorphologie particulière du plateau avec la présence de deux caps (Cap-Vert et Cap-Blanc) et une zone thermohaline frontale : la CVFZ. Toutes ces spécificités peuvent contribuer à l'affaiblissement du WABC et contraindre la formation des ondes de Rossby entre 18 °N et 20 °N.

Le champ de vorticité potentielle (PV) donne une explication alternative ou complémentaire à la structure méridienne des ondes de Rossby. En effet l'équation 1.20 est valable dans le cas d'une circulation grande échelle d'un océan au repos où la seule source pour la variation du gradient de la PV est le paramètre $\beta = df/dy$. Dans les conditions réelles la variation de la PV de l'océan supérieur peut être dominée par celle des changements de l'épaisseur des couches isopycnales (l'effet de ζ lié aux cisaillement de vitesses est très faible).

Pour mieux comprendre la dynamique des ondes de rossby au niveau de l'ATNE nous avons représenté la PV totale définie en 1.12 ainsi que le gradient associé en vecteurs pour trois couches isopycnales qui ont approximativement la même épaisseur : 25.2-26.3, 26.3-26.7, 26.7-26.9 (figure 3.14). Les deux premières couches occupent les 200-250 premiers mètres et contiennent une large part du transport méridien du WABC alors que la dernière couche représente une faible fraction de ce transport.

Les couches 1 et 2 ont des champs de PV qui ont à peu près la même structure spatiale. Cette structure reflète le fait que le gradient de PV ne dépend pas seulement de la variation du paramètre β mais aussi des changements de h qui sont importants. De même une inversion de ce gradient est observée entre le Cap-Vert et le Cap-Blanc autour d'une ligne orientée nord-est/ sud-ouest. Les ondes de Rossby approchant cette ligne peuvent être sujettes à des effets de dissipation/réflexion/dispersion car le support nécessaire à leur propagation (le gradient de PV) devient nul le long de cette ligne. Au niveau de la troisième couche le gradient de PV n'est pas uniformément méridien. Il devient presque nul vers le nord où les conditions de la stratification et de β s'annulent. Vers 14 °N, la ligne du gradient de PV nul est située à 24 °W (resp. 28 °W) pour la première couche (resp. la deuxième couche). Cette distance se réduit considérablement et est de l'ordre de 300 km vers 18 °N où les ondes de Rossby sont peu dispersives.

La variation de la PV au niveau des deux premières couches (25.2-26.7 où la plupart

du transport méridien est concentré) pourrait donc expliquer la réduction progressive de l'amplitude méridienne des ondes de rossby au nord de 15 °N.

3.4 conclusion

En utilisant le modèle numérique TROP025, nous avons étudié la circulation le long de la pente continentale au large des côtes guinéennes, sénégalaises et mauritaniennes, entre la surface et l'isopycne $\sigma = 26.7$.

La circulation proche côtière est marquée par la présence d'un sous-courant méridien (WABC) dirigé vers le pôle qui est constitué du système de courants de bord (PUC et MC). Le WABC fréquemment visible en surface en l'absence du jet d'upwelling côtier. Il est intensifié jusqu'à environ 250 m de profondeur. Le cycle saisonnier du WABC est de type semi-annuel avec deux maxima de transport : un premier en Avril-Mai (S) et un second en Octobre-Novembre (F). L'existence du WABC et son cycle résultent de l'activité des ondes côtières générées par un forçage aussi bien local que distant. avec une dominance du forçage local pour S et plutôt distant pour F avec la région de forçage située dans le golfe de Guinée.

Pour le premier pic, le forçage est dû à une relaxation des vents sur les trois secteurs avec des contributions différentes représentées par la taille des lettres alors que pour le second pic les zones de forçage sont (WAC et GG) avec une prédominance du secteur GG. Le pompage d'Ekman dans la zone située à proximité des côtes peut contribuer à l'intensification du WABC (le rotationnel de vent est positif donc près de la côte comme au large) mais qui n'explique pas le cycle saisonnier du WABC, qui est intimement lié aux fluctuations saisonnières de la composante du vent alongshore comme vous venons de le rappeler.

D'après notre étude l'existence du WABC n'est pas lié à un forçage d'origine équatoriale en terme d'activité des ondes de Kelvin ou de variation du vent.

La variabilité spatiale et temporelle du WABC a pour conséquence la formation d'ondes de Rossby qui se propagent à des centaines de kilomètres vers l'ouest. Les caractéristiques de ces ondes changent sur quelques kilométrés suivant la latitude. Vers 8 °N, où β est plus important, les modes baroclines 2 et 3 dominant. A 14 °N, la structure de l'onde est sensiblement différente d'une onde barocline de mode 1 qu'on s'attendrait à avoir à l'aide de la théorie linéaire même si c'est celle dont il s'approche le mieux. Ce changement de mode dominant et la réduction drastique du signal de propagation des ondes de Rossby vers le nord peuvent être aussi liés à la structure de la PV dans cette zone marquée par un gradient nul le long d'une ligne orientée nord-est/ sud-ouest.

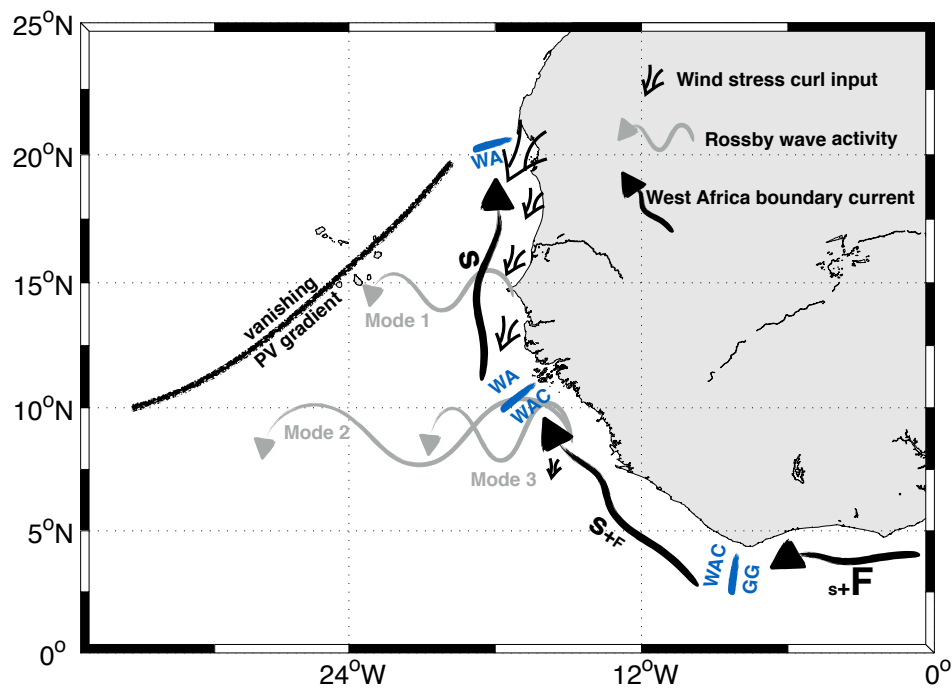


FIGURE 3.15: Schéma représentatif des principaux processus mis en évidence dans l'étude du WABC (flèches en noires). Les deux phases d'intensification du WABC sont représentées par les lettres F pour le pic de Novembre-Décembre et S pour le pic d'Avril-Mai. L'importance de la contribution du forçage lié à la relaxation du vent pour les différents secteurs (WA : West Africa, WAC : West African corner et GG : Gulf of Guinea) est représentée par la taille des lettres. Les ondes de Rossby associées à la propagation d'ondes côtières associées au WABC en présence d'un effet β sont aussi représentées.

Chapitre 4

Origines des masses d'eau du WABC et circulation générale dans l'ATNE

Sommaire

4.1	Origine des masses d'eau du WABC	88
4.1.1	Le suivi lagrangien des masses d'eau avec l'outil Ariane	88
4.1.2	Origine des masses d'eau	89
4.2	Les jets zonaux et leur variation saisonnière dans l'ATNE . .	92
4.3	La variation saisonnière du GD	96
4.4	PV et processus diapycnaux	100
4.5	conclusion	105

Ce chapitre est consacré dans un premier temps à l'étude des masses d'eau susceptibles d'être upwellées et qui sont emmenées par le WABC. Pour ce faire une étude lagrangienne avec l'outil Ariane sera réalisée pour déterminer l'origine de ces masses d'eau. Il apparaît que le WABC n'est qu'un des éléments de circulation de l'ATNE impliqué dans le transport des masses d'eau le long de la côte ouest africaine lorsqu'on s'intéresse à des échelles de temps de quelques mois ou plus. Une seconde partie est donc consacrée à l'étude de quelques éléments dynamiques qui permettent de caractériser la circulation générale dans l'ATNE à savoir les jets zonaux, le GD, et enfin la structure de la vorticité potentielle, la circulation et les processus diapycnaux associés.

4.1 Origine des masses d'eau du WABC

Pour étudier l'origine des masses d'eau du WABC susceptibles d'alimenter les upwellings côtiers ouest-africains, nous avons fait une expérience de suivi lagrangien 3D des particules avec l'outil Ariane.

4.1.1 Le suivi lagrangien des masses d'eau avec l'outil Ariane

Ariane est un outil qui permet de déterminer les trajectoires lagrangiennes de particules à partir de champs de vitesses 3D (u,v,w) issus d'un modèle numérique (Blanke et Raynaud, 1997). Dans notre cas nous avons utilisé les vitesses issues de TROP025 avec une résolution temporelle de 5 jours, ceci dans le but de tenir compte de la variabilité méso-échelle qui peut jouer sur la dispersion des trajectoires voire même sur le transport moyen de propriétés (voir Doddridge *et al.* (2016) dans le cadre d'une gyre subtropicale). Les calculs ont été effectués en mode "offline" c'est à dire que les trajectoires des particules ont été déterminées à partir des sorties de TROP025. Les trajectoires obtenues ne tiennent pas compte de la diffusion latérale et verticale. Notre étude sous estime donc la dispersion et le mélange des masses d'eau.

L'expérience consiste à mettre des particules au cœur du WABC et de les suivre à rebours pour voir d'où elles viennent. La présence du WABC étant caractérisée par un écartement anormalement grand des isopycnes près de la côte (figure 3.3), nous avons considéré ici une condition sur l'épaisseur entre les couches isopycnales 25.6 et 26.2 afin de décider où les particules doivent être lâchées pour être dans le WABC. Nous avons choisi δh supérieure à 40 m.

Pour chaque année de 1992 à 2009, Près de 400 particules sont lâchées tous les 5 jours entre les isopycnes 25.6 et 26.2 (par pas de 0.2 kg.m^{-3}). Puis on les intègre (  rebours) sur une période de deux ans. Ces particules sont lâchées au moment où le WABC atteint sa vitesse maximale (Avril-Mai et Octobre-Novembre) mais les lâchers réalisés à d'autres

périodes ne montrent pas de différence importante.

L'intégration à rebours permet d'identifier l'origine des masses d'eau. Les résultats après un an sont principalement analysés (les positions des particules après 2ans sont aussi représentées pour voir si la variation spatiale est très importante).

4.1.2 Origine des masses d'eau

Pour identifier la source des masses d'eau du WABC et leurs caractéristiques, nous avons représenté la probabilité de présence des particules en logarithme décimal (\log_{10}) après un an et deux ans de trajet. Les cartes utilisent l'ensemble des lâchers sur la période 1992-2009. Quelques éléments essentiels comme les positions moyennes annuelles et celles à 3 et 6 mois ainsi que leurs propriétés (température et salinité) sont représentés sur la figure 4.1.

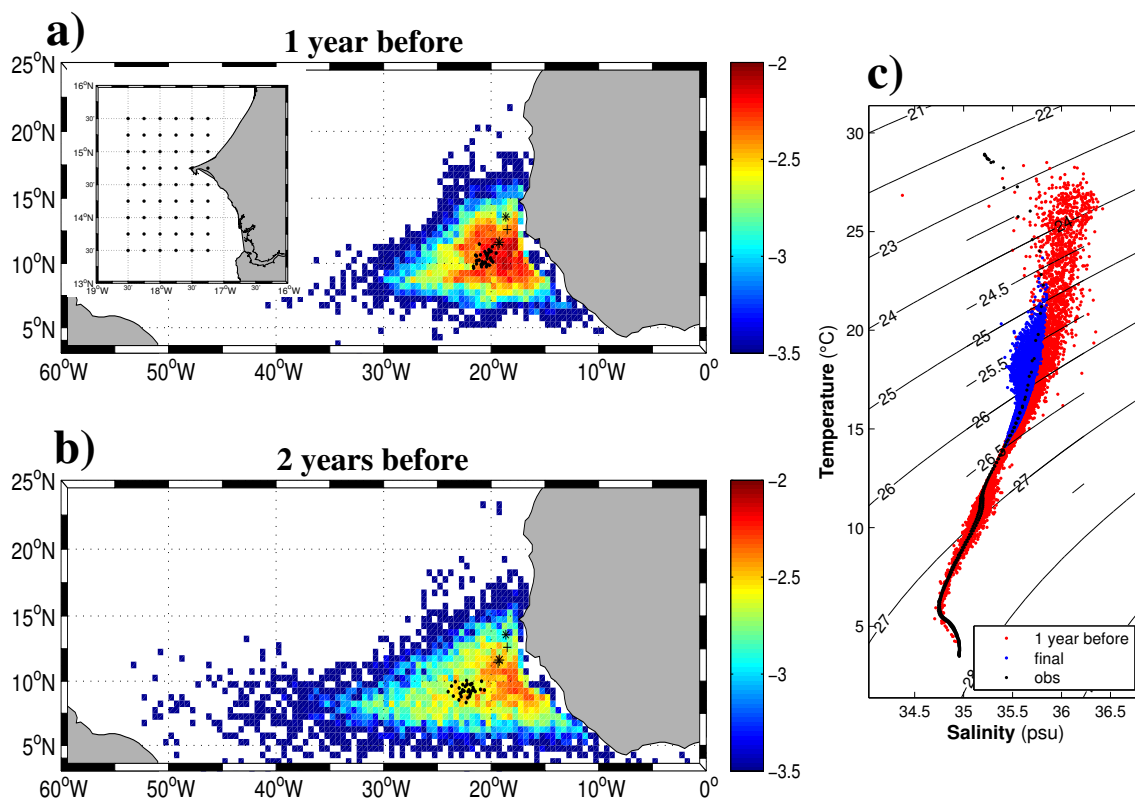


FIGURE 4.1: Probabilité de présence des particules en moyenne sur l'ensemble des lâchés (en couleurs représenté en \log_{10}) après un an (a) et 2 ans (b) d'intégration à rebours. Les '+ ' (resp. les '*') représentent les positions moyennes à 3 et 6 mois avant pour les lâchers en Avril-Mai (resp. Oct-Nov). Les points noirs représentent les centres de masse associé à chaque lâcher après un et deux ans de trajet. c) diagramme de la température en fonction de la salinité (T-S) à leur lâcher (en bleu) et un an avant (en rouge), les points noirs représentent le diagramme T-S des données d'observations à la position 12 °N, 23 °W. Les positions de lâcher potentiel des particules (sous réserve de satisfaction de la contrainte $\delta h > 40$ m) sont représentées en point noirs sur la figure en miniature en a.

Après un an d'intégration à rebours, on observe que la majeure partie des masses d'eau

proviennent d'une région de l'ATNE caractérisée par une faible circulation horizontale communément appelée la "shadow zone" avec une région d'origine centrée autour de 10 °N, 20 °W. Une dispersion importante est aussi notée et s'étend sur toute la zone de recirculation. Les positions moyennes pour chaque lâcher sont situées au cœur de la zone de maximum de probabilité, en rouge sur la figure 4.1a). La dispersion, relativement importante (la tâche rouge sur la figure 4.1a) fait plus de 5 ° par 5 °) est assez homogène spatialement.

Après deux ans de trajet, la zone d'alimentation est plus étendue et on distingue deux chemins : un qui semble provenir des côtes guinéennes et un autre vers l'ouest visible car la tâche de probabilité élevée (en jaune et rouge clair) s'est en particulier étendue vers l'ouest d'une manière cohérente avec l'alimentation par le NECC et le NEUC. Un petit nombre de particules provenant de loin vers l'ouest déplace le centre de masse associé à chaque lâcher à l'ouest du cœur de pdf élevée. On remarque aussi que la différence des positions moyennes après un et deux ans d'intégration est faible. Elle est de l'ordre de 1.5 ° en moyenne (soit ~ 150 km). Cela s'explique par de fortes recirculation et une vitesse moyenne faible dans cette zone (~ 2 cm.s⁻¹ la figure 4.3).

Le diagramme T-S (figure 4.1c) montre que les masses d'eau du WABC proviennent d'une large gamme de profondeur avec des températures pouvant varier entre 5 et 25 °C. Par contre la majeure partie des masses d'eau ont les caractéristiques des SACW (caractérisées par une salinité faible).

Pour voir l'évolution des propriétés T-S pendant un an de trajet nous avons représenté les diagramme en boîtes en omettant les valeurs extrêmes (les données supérieure (resp. inférieure) à $Q3 + 1.5 * (Q3 - Q1)$ (resp. $Q1 - 1.5 * (Q3 - Q1)$), où Q1 et Q3 sont les 25eme et 75eme percentiles). L'évolution de la salinité, la profondeur, la température et la densité durant un an de trajet par pas de 5 jours est représentée sur la figure 4.2.

Les eaux qui alimentent le WABC sont localisées principalement entre 100 m et 240 m de profondeur et remontent vers la surface quand elles s'approchent des côtes (figure 4.2b). Elles sont majoritairement caractérisées par de faibles salinités comprises entre 35.4 et 35.6 psu (figure 4.2a) et sont constituées des eaux de la thermocline et dans une moindre mesure de la subthermocline ($\sigma > 26.5$). Elles deviennent plus salées au cours de leur parcours et se réchauffent simultanément. L'effet de la température domine et les eaux ont tendance à s'alléger.

L'analyse séparée des deux périodes (Avril-Mai et Octobre-Novembre) ne montre pas de différence dans les évolutions malgré des différences initiales sur les positions des particules au moment du lâcher (figure non montrée). En effet pendant Avril-Mai les particules sont localisées plus en surface du fait de l'upwelling important et de la remontée de la thermocline associée pendant cette période.

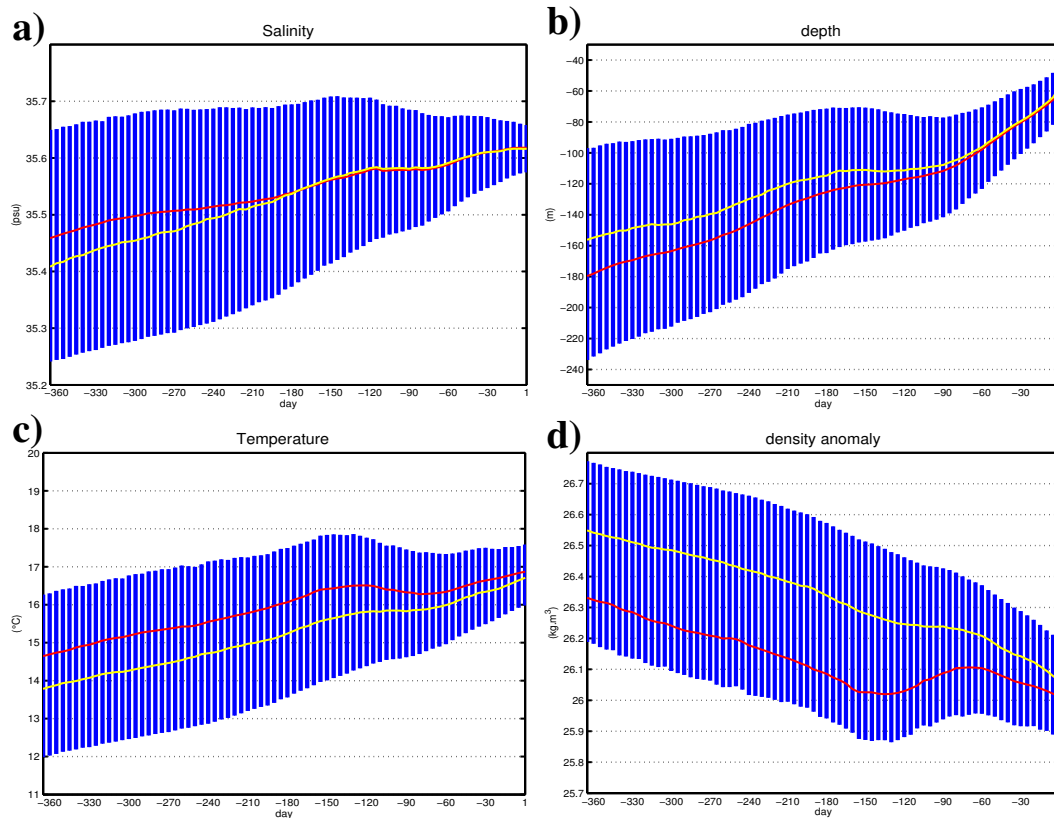


FIGURE 4.2: les figures a,b,c,d représentent respectivement l'évolution temporelle de salinité, de la profondeur, de la température et de la densité des particules pendant la première année de trajet par pas de 5 jours en moyenne pour les périodes Avril-Mai et Novembre-Décembre. les lignes en jaunes(resp. en rouges) représentent la moyenne (resp. la médiane).

La circulation moyenne entre 100 et 240 m de profondeur (figure 4.3), c'est à dire la gamme de profondeur dans laquelle les particules sont situées, nous donne une idée sur l'intensité des courants ainsi que la forte recirculation dans cette gamme de profondeur. Le principal courant présent à cette profondeur dans cette région, à savoir le NEUC, emmène les masses d'eau des côtes brésiliennes vers les côtes africaines. Du fait de la recirculation d'une partie de ses eaux vers le nord, le NEUC perd en intensité à partir de 25 °W et vers 20 °W il se subdivise en deux branches : une qui continue pour rejoindre le courant de Guinée (le courant localisé au niveau des côtes guinéennes avec des vitesses de l'ordre de 10cm/s) et une autre qui emmène les masses d'eau vers le WABC. Ces deux branches sont séparées par un tourbillon anticyclonique. La structure des courants dans ce secteur semble cohérente avec l'importance limitée du GG en tant que zone source de masses d'eau pour l'upwelling sénégalais. Il n'y a en effet pas de chemin entre les deux par advection des courants moyens.

La shadow zone, dans laquelle la condition de vitesse zonale nulle à la côte implique des circulations très faibles (en pratique ~ 1 à 2cm/s), est bien visible sous une ligne oblique qui joint (12 °N, 40 °W) à (22 °N, 18 °W). On observe une forte recirculation des particules

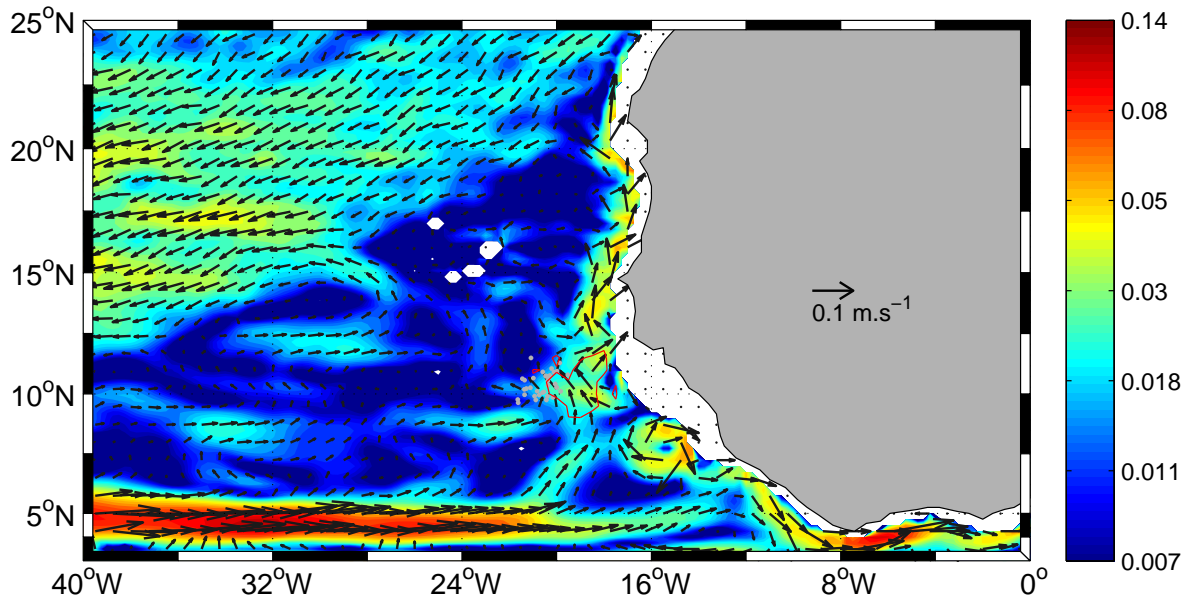


FIGURE 4.3: Circulation (en vecteurs) et l'intensité (en couleurs) en moyenne entre 100 et 240 m de profondeur et pour les mois d'Avril, Mai, novembre et Décembre. L'intensité est représentée en logarithme décimal sur la figure mais les vraies valeurs en $[m/s^{-1}]$ sont indiquées sur la palette de couleur). Les positions moyennes annuelles les particules de 1992 à 2009 ainsi que le maximum de probabilité un an avant sont représentés respectivement en points gris et en contours rouges.

dans cette région. En effet, plusieurs branches secondaires qui connectent le NEUC avec le secteur plus au nord entre 24 °W et 40 °W sont notées, bien qu'avec des vitesses plus faibles que la branche visible à 20 °W. La signature du CC prolongée par le NEC est visible au nord à ces profondeurs avec des vitesses sensiblement plus élevées de l'ordre de 4cm/s ou plus.

Pour revenir aux trajectoires des particules lagrangiennes (figure 4.1), le principal courant vers le nord entre 10 °N, 20 °W et les côtes mauritano-sénégalaises rend bien compte des chemins suivis en moyenne par les particules et en particulier l'absence d'une branche advective en provenance du Golfe de Guinée.

Dans la suite de ce chapitre, nous explorons plusieurs éléments de la circulation qui participent également à expliquer les trajectoires des particules notamment la dispersion autour de la trajectoire moyenne.

4.2 Les jets zonaux et leur variation saisonnière dans l'ATNE

Les courants dans l'ATNE ne sont pas strictement méridiens. En particulier, le courant de bord est déstabilisé par des jets (alternances de courants zonaux dont la signature est bien visible au nord du NECC). Ils ont des vitesses plus faibles (inférieures à 2cm/s en moyenne) que les principaux courants zonaux rencontrés plus au sud. Ces veines de courants sont intenses en proche surface mais contrairement au WABC on les observe aussi

loin en subsurface jusqu'à plus de 500 m de profondeur (même si leur intensité diminue avec la profondeur, voir la figure 4.4). En moyenne annuelle, leurs signatures verticales sont bien visibles principalement sous la couche mélangée et entre 10 et 25 °N.

Ces courants alternants (succession de courants vers l'est et vers l'ouest en fonction de la latitude) sont des traits typiques de la circulation océanique, en particulier sur les bords Est des bassins (Maximenko *et al.*, 2009; Melnichenko *et al.*, 2010). Ils sont révélés par le filtrage temporel passe-bas ou passe-bande de la circulation zonale qui, à plus haute fréquence, contient une composante méso-échelle dominante. Les jets zonaux ont été identifiés à l'aide des données d'observations au large des côtes ouest africaines et auraient un rôle d'oxygénation des OMZ (situées entre 200 et 400 m) par advection d'eau relativement oxygénées depuis l'ouest du bassin Atlantique d'après Brandt *et al.* (2008, 2010, 2015).

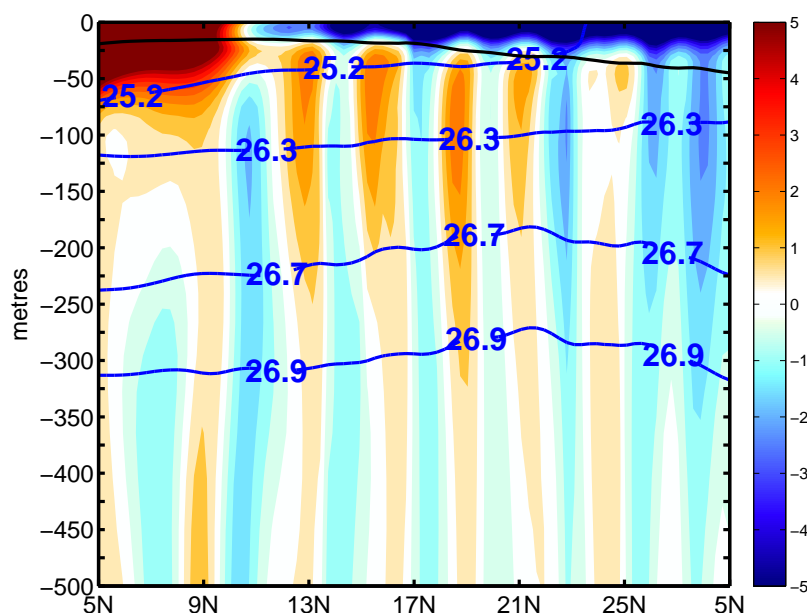


FIGURE 4.4: Section verticale de la moyenne annuelle climatologique du courant zonal moyenné zonalement entre 18 et 20 °W (en couleurs; [cm s^{-1}]), de la densité (lignes bleues; [kg m^{-3}]) et de la position de la couche mélangée (ligne noire; [m])

Les mécanismes responsables de la formation de ces jets zonaux restent mal compris et pourraient différer selon les zones. Des auteurs comme Centurioni *et al.* (2008) ou Belmadani *et al.* (2017) voient le développement de ces jets comme une conséquence de la déstabilisation du courant de bords Est sous l'effet des irrégularités topographiques. Une autre vision est développée par Wang *et al.* (2012) qui attribuent la présence des jets zonaux à une instabilité radiative du courant de bords Est. Une raison plus simple pour laquelle des jets zonaux peuvent apparaître dans les moyennes des vitesses est la présence de couloirs de tourbillons ("eddy corridors" en anglais; Buckingham et Cornillon (2013)). Dans TROP025, la moyenne annuelle du transport zonal géostrophique intégré $U_g^{26.7}$ montre que le signal des jets zonaux persiste même en moyenne annuelle. Au nord de

10 °N, on remarque la présence de 5 signaux zonaux dont l'extension zonale diminue avec la latitude.

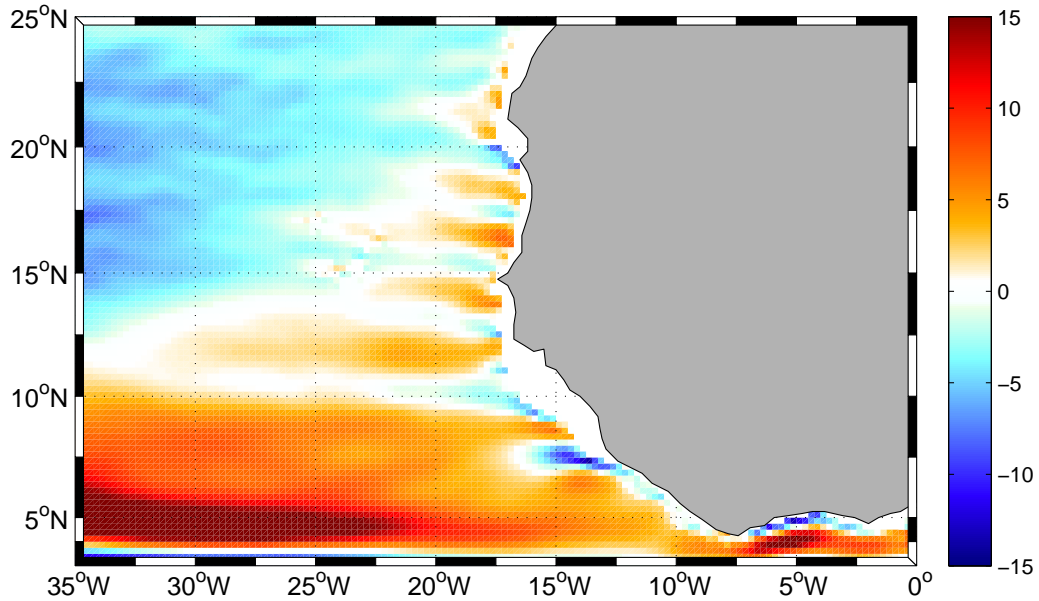


FIGURE 4.5: Moyenne annuelle climatologique du transport zonal géostrophique $U_g^{26.7} = \int_{26.7}^{surf} u dz$ en $[m^2 s^{-1}]$. Les régions où la densité au fond est inférieure à 26.7 sont représentées en blanc.

Dans cette étude nous nous limitons principalement à la description du cycle saisonnier des jets zonaux. Pour ce faire $U_g^{26.7}$ est représenté en moyenne mensuelle sur la figure 4.6. Cette description nous permet de préciser un peu les processus sous-jacents à l'existence des jets.

Comme nous l'avons vu sur les figures 4.4 et 4.5, les jets zonaux sont bien présents dans TROP025 et ont une forte variabilité spatiale mais aussi saisonnière (figure 4.6). Ces bandes de courants zonaux sont particulièrement visibles après l'intensification du WABC en Juin et Décembre. Ceci suggère donc l'importance des processus de déstabilisation du WABC dans la génération des jets zonaux. Il apparaît aussi de manière nette sur la figure 4.6 que les jets zonaux sont formés sur le bords Est et s'étendent progressivement vers l'ouest. Cette extension vers l'ouest se fait avec des vitesses comparables à celles des ondes de Rossby étudiées dans le chapitre 3 par exemple ($\sim 8\text{cm/s}$ à 12 °N).

La structure des jets et leur évolution saisonnière suggèrent donc plutôt qu'il ne s'agit pas d'un artefact de moyennage (Buckingham et Cornillon, 2013). L'importance de processus impliquant des ondes de Rossby (par exemple une dynamique de type forcée par les instabilités du WABC; Centurioni *et al.* (2008)) est au contraire probable. On remarque d'ailleurs une bonne correspondance entre l'extension zonale des jets zonaux et celles des ondes de Rossby planétaires, confinées à l'est des zones de gradient de PV nul (figure 4.6). Nous sommes donc tentés de voir les jets zonaux comme une conséquence de la désta-

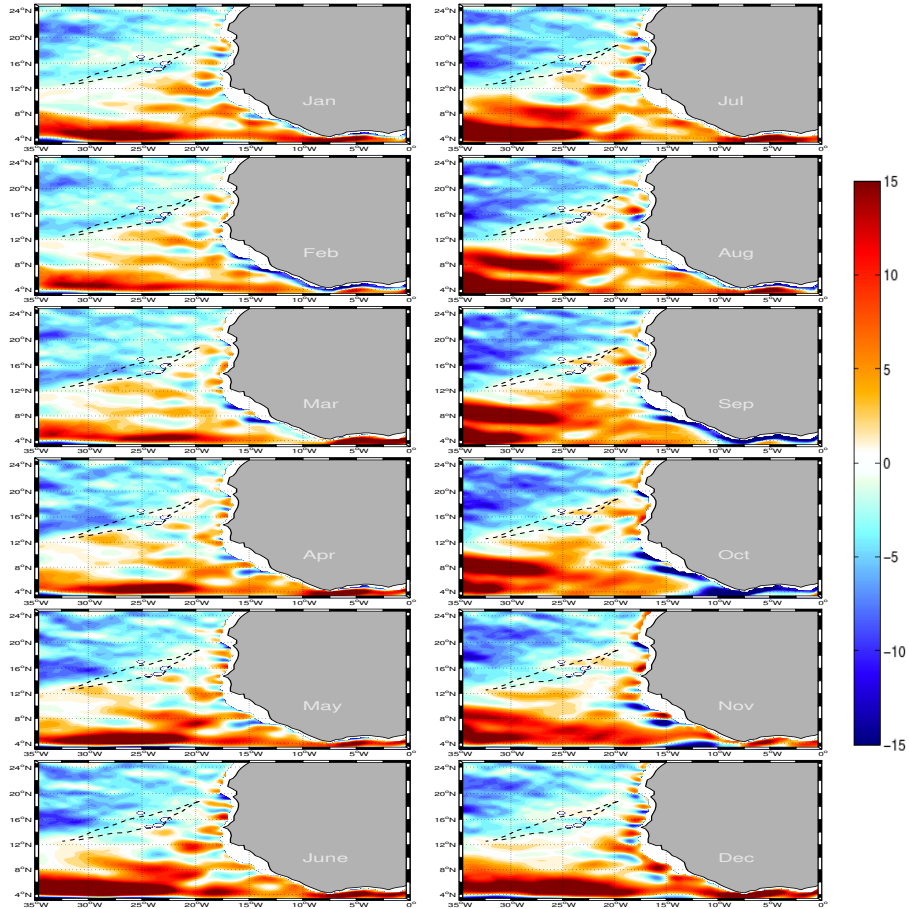


FIGURE 4.6: Moyenne mensuelle climatologique du transport zonal géostrophique $U_g^{26.7} = \int_{surf}^{26.7} u dz$ en $[m^2 s^{-1}]$. Les régions où la densité au fond est inférieure à 26.7 sont représentées en blanc. Le gradient nul de PV pour les couches isopycnales 25.2-26.3 et 26.3-26.7 est représenté en ligne noire tiret.

bilisation du WABC même si une étude plus approfondie avec un modèle de plus haute résolution serait nécessaire pour voir si la structure spatiale de ces jets zonaux est bien représentée.

L'intensité des transports associés aux jets (figure 4.5) est du même ordre de grandeur que celle des transports méridiens (figure 3.5). En revanche leur effet sur le transport des masses d'eau est nettement moindre. C'est particulièrement manifeste sur les trajectoires des particules lagrangiennes présentées en 4.1.2. Les particules peuvent être déviées dans la direction zonale mais sur des distances relativement faibles. La forte variabilité saisonnière des jets zonaux, leur extension méridienne limitée et la présence de tourbillons méso-échelle contribuent à la dispersion expliquant probablement que les jets zonaux n'apparaissent pas sur la figure 4.1a). Les jets zonaux situés au nord du NEUC contribuent donc principalement à la dispersion et au mélange quasi isopycnal des masses d'eau dans notre gamme d'intérêt $\sigma < 26.7$. Sur la base de nos résultats (lagrangiens notamment) leur rôle dans l'oxygénation de l'ATNE pour cette gamme de densité apparaît limité,

contrairement à ce qui se passe plus en profondeur dans l'OMZ profond (Brandt *et al.*, 2008, 2010, 2015).

4.3 La variation saisonnière du GD

L'un des éléments caractéristiques de l'ATNE est la présence d'un dôme thermique : le GD. Il est caractérisé par une remontée des isothermes dont des valeurs minimales de température sont notées en son centre (voir section 1.1.1).

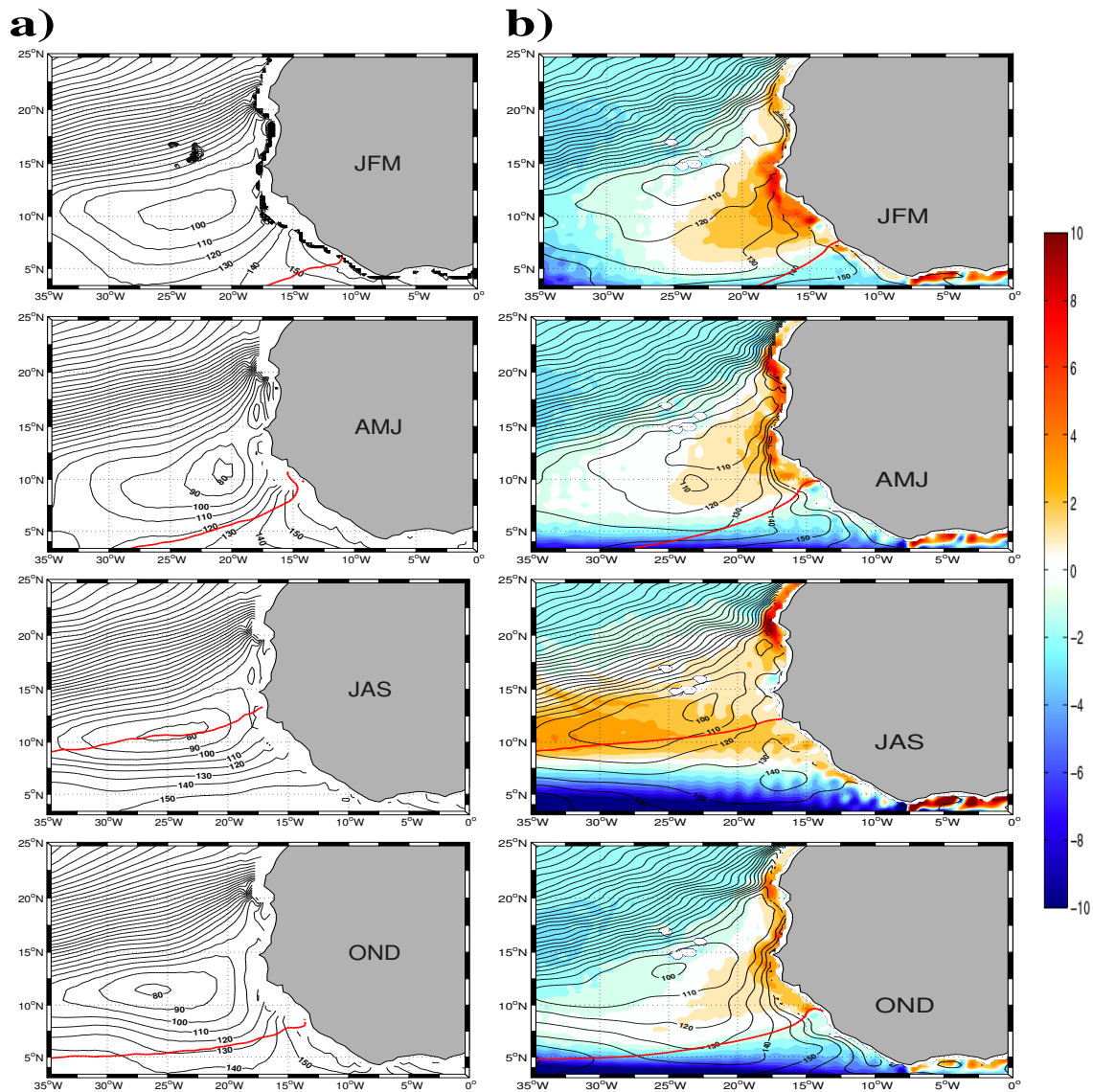


FIGURE 4.7: Moyenne saisonnière climatologique de la profondeur de l'isotherme 15 ° et de la position de la ZCIT (définie par une valeur nulle du stress méridien) pour les données d'observations en a (resp. TROP025 en b). Pour TROP025 le pompage d'Ekman est aussi représenté. Pour les observations, les positions moyennes saisonnière de la ZCIT (lignes rouges) ont été calculées à partir des données du satellite QuikSCAT (Quick Scatterometer) sur la période 2000-2009.

Malgré des différences manifestes dans la position exacte du sommet du GD et de certains

aspects particuliers de la forme, TROP025 montre des changements saisonniers en bon accord avec les observations. Pour illustrer ceci l'isotherme 15 °C a été utilisée comme indicateur de la position de la thermocline. Sa variation saisonnière et sa moyenne annuelle en lien avec celle de la ZCIT, du pompage d'Ekman résultant du rotationnel du vent sont représentées sur les figures 4.7 et 4.8 pour les observations CORA (à gauche) ainsi que TROP025 (à droite). Pour la simulation TROP025, nous avons superposé le pompage d'Ekman pour bien identifier le lien entre la structure thermique et le forçage par le vent. À noter que pour les observations, les positions moyennes saisonnières de la ZCIT (lignes rouges) ont été calculées à partir des données du satellite QuikSCAT (Quick Scatterometer) sur la période 2000-2009. D'une manière générale la variation saisonnière de la ZCIT est bien reproduite dans le forçage de TROP025 même si sa position est un peu plus au sud comparée aux observations Quikscat.

La figure 4.7 montre une variation saisonnière de la position du GD similaire dans les observations et le modèle. Une différence notable concerne la position du GD entre le modèle et les observations (le GD est situé 1 à 2 ° plus au nord dans TROP025). En moyenne annuelle le sommet de l'isotherme 15 °C est située vers 90 m de profondeur dans les observations alors que pour TROP025 il est un peu plus profond (110 m ; figure 4.8).

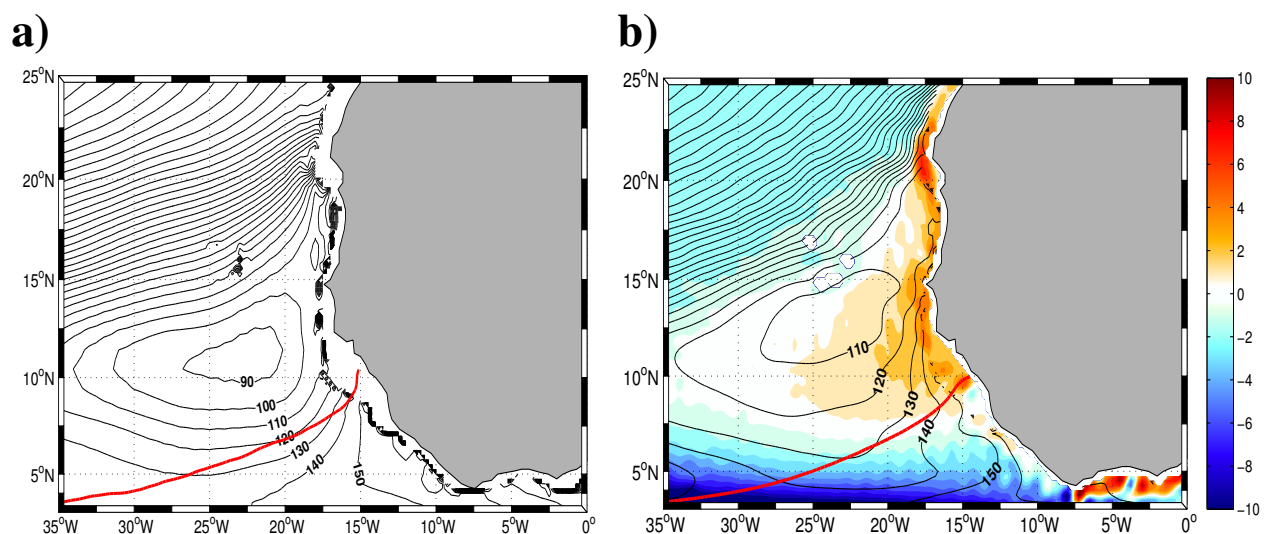


FIGURE 4.8: Moyenne annuelle climatologique de la profondeur de isotherme 15 °C et de la position de la ZCIT (définie par une valeur nulle du stress méridien) pour les données d'observations en a) (resp. TROP025 en b). Pour TROP025 le pompage d'Ekman est aussi représenté.

On remarque notamment dans les observations comme dans TROP025 une tendance à la zonalisation du GD et à une propagation vers l'ouest de la position du dôme une partie de l'année, entre AMJ et OND. Centré vers 11 °N, 21 °W en AMJ, le GD se propage vers le large et atteint 26 °W en OND. Cette zonalisation est probablement la conséquence du forçage par le pompage d'Ekman en JAS (à cette période la remontée de la ZCIT

produit une structure du pompage d'Ekman très zonale). Hormis pour cette période la zone de pompage d'Ekman maximal est située plus à la côte que le cœur du GD. Ceci indique que le GD n'est pas simplement la réponse au forçage local. Il est aussi le produit de propagations d'ondes de Rossby vers l'ouest. La diminution des vitesses de phase des ondes de Rossby avec la latitude (cf chapitre 3) participe aussi à la zonalisation de la structure du dôme à la suite de la période de forçage intense par le rotationnel du vent côtier (comme dans Colas *et al.* (2008) par exemple).

Pour clarifier l'importance du GD comme élément structurant de la circulation dans l'ATNE, nous avons calculé la circulation géostrophique à 100 m dans les observations et aussi dans TROP025 par l'équilibre du vent thermique avec 2 niveaux de référence (200 m et 1000 m voir l'équation 2.2 pour la formule utilisée en changeant les limites d'intégrations). La circulation est présentée en moyenne annuelle sur la figure 4.9.

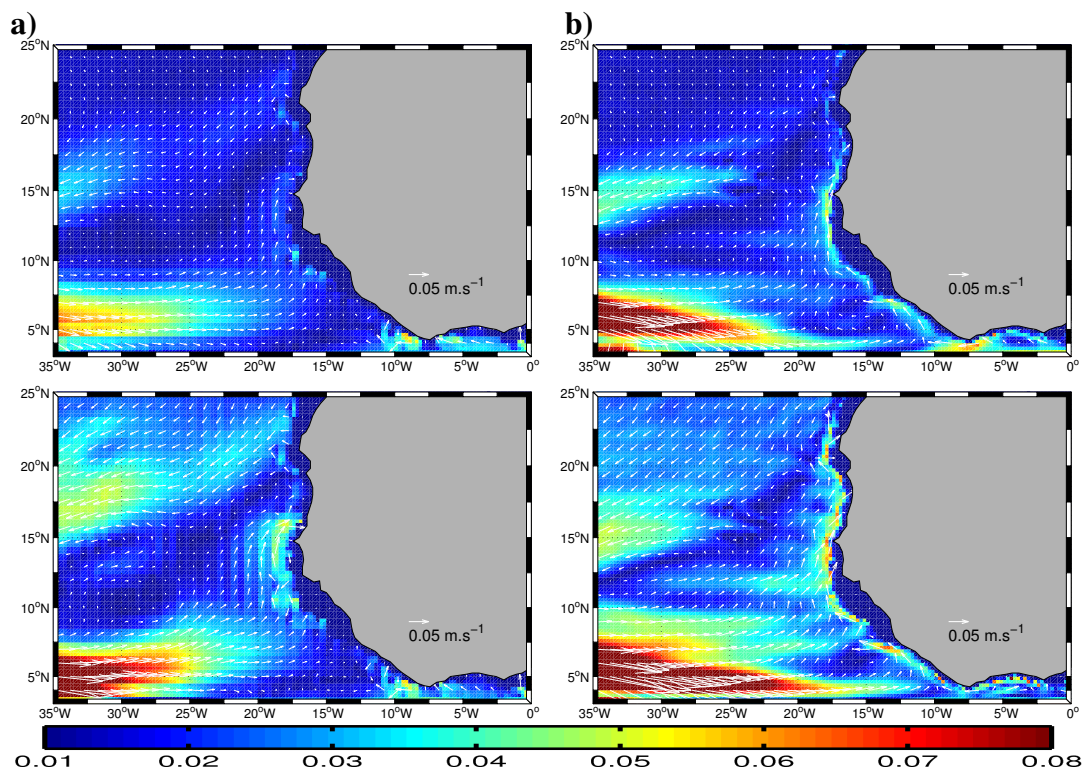


FIGURE 4.9: Moyenne annuelle climatologique de la circulation géostrophique à 100 m (en vecteurs) et son intensité (en couleurs; $[m.s^{-1}]$). Pour les observations (à gauche) et TROP025 (à droite). Les panneaux en haut (resp. en bas) représentent un niveau de référence=200 m (resp. =1000 m).

Les résultats montrent que d'une manière générale, la circulation observée dans CORA est bien reproduite dans TROP025 même si on note quelques différences entre les deux. En particulier, le CC qui est situé plus au sud en moyenne annuelle dans TROP025 et l'intensité du NEUC vers l'est est plus importante dans TROP025 comparé aux observations. De même la circulation méridienne le long du talus diffère sensiblement dans TROP025 et les observations (il est probable que les observations CORA soient inadéquates pour

représenter la structure thermohaline côtière donc aussi les courants géostrophiques côtiers).

L'analyse séparée des deux niveaux de références montre des différences subtiles mais significatives entre les circulations avec référence à 200 m ou à 1000 m. Sur la figure 4.9, la présence d'une recirculation cyclonique est plus marquée avec une référence à 200 m. Plus précisément, les branches de circulation vers l'ouest situées dans la shadow zone sont plus marquées et présentes plus près de la côte que pour la référence à 1000 m. Ce constat est valable pour les observations comme pour TROP025.

Pour confirmer ceci le ratio du module de la vitesse à 100 m pour les deux références est représenté (en couleurs) sur la figure 4.10 de même que la différence de leurs vitesses (en vecteurs) pour TROP025.

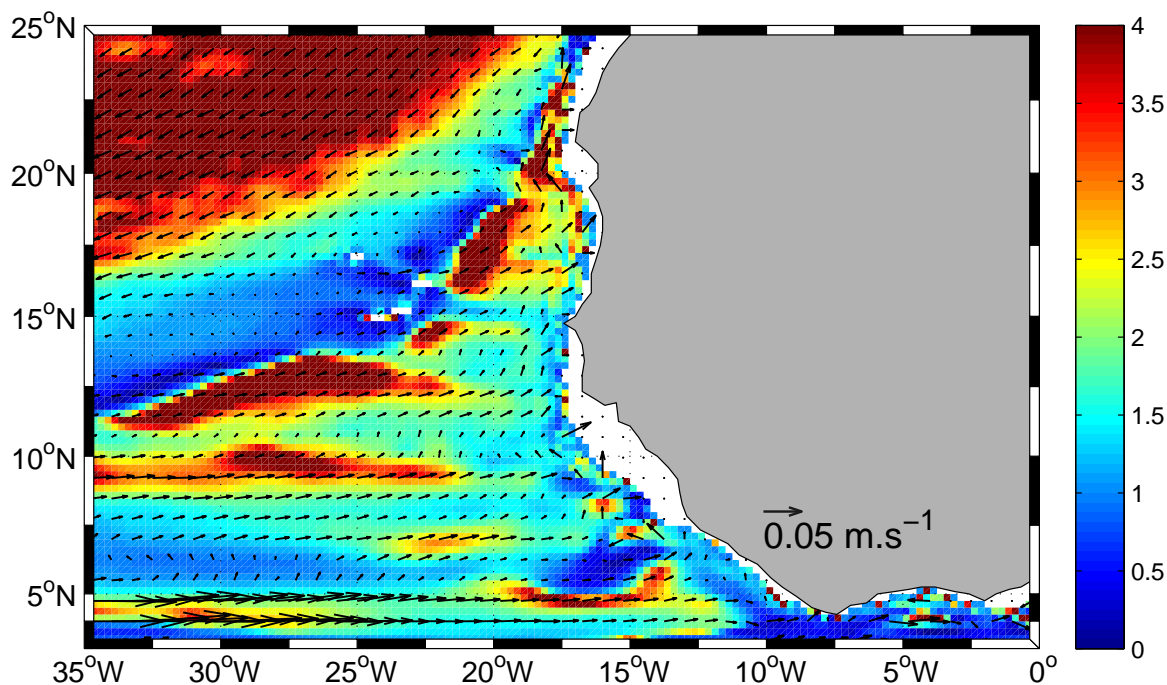


FIGURE 4.10: Ratio du module de la vitesse moyenne annuelle à 100 m dans TROP025 pour les deux références ($\frac{|v_{100}^{1000}|}{|v_{100}^{200}|}$ en couleurs) et la différence de la circulation ($u_{100}^{1000}-u_{100}^{200}, v_{100}^{1000}-v_{100}^{200}$ en vecteurs).

La figure montre que la prise en compte de la structure thermohaline profonde renforce l'orientation générale des courants vers l'est et vers le nord. Ceci a inversement tendance à affaiblir les tendances à la recirculation vers l'ouest en lien avec le guinea Dome. L'intensité de la circulation avec une référence à 1000 m est par endroits 4 fois supérieure à celle observée pour une référence à 200 m par exemple à l'ouest de 22 °W entre 8 et 14 °N. Ceci montre que la partie de la colonne d'eau située sous 200 m de profondeur joue un rôle important, en particulier sur les flancs ouest du GD.

Pour étudier la circulation horizontale associée au GD les études antérieures (Voituriez,

1981; Voituriez et Herbland, 1982; Siedler *et al.*, 1992; Doi *et al.*, 2009) utilisaient des niveaux de référence peu profonds (200 m) ou (500 m). Ces niveaux de référence sont adaptés dans le cas d'une dynamique bien confinée en proche surface en particulier si le mode 2 joue un rôle important (son premier 0 est situé à ~ 250 m de profondeur voir chapitre 3).

En d'autres termes, l'existence de gradients de pression à et sous 200 m de profondeur tend à orienter l'écoulement dans la thermocline supérieure de telle manière que l'effet de rotation autour du dôme de Guinée soit réduit (moindre tendance vers l'ouest au nord, plus grande tendance vers le nord-est à l'ouest). La sensibilité à la profondeur de référence pourrait donc expliquer la raison pour laquelle certaines études passées attribuent au dôme de Guinée un rôle structurant dans la circulation près de la surface qui n'est pas particulièrement justifié ni dans TROP025 ni dans les observations.

4.4 PV et processus diapycnaux

L'étude de la dynamique du WABC a montré que la structure de la PV est importante pour comprendre la circulation dans l'ATNE. La structure du gradient de la PV sur les trois couches représentées dans la figure 3.14 nous a permis de mieux comprendre ce qui pouvait modifier la dynamique des ondes de Rossby par rapport à la théorie linéaire. Sur cette figure nous avons vu que la variation du gradient de PV dans la partie supérieure de l'océan (au dessus de $\sigma_t = 26.7$) ne dépend pas seulement de la variation de β et que les changements d'épaisseur d'isopycne jouent un rôle de premier ordre. Cette couche correspond à celle où la plupart du transport de Sverdrup et la circulation forcée par le vent a lieu.

La structure moyenne de la PV pour cette partie supérieure de l'océan ($25.2 < \sigma_\theta < 26.7$) ainsi que le potentiel de Montgomery M_ρ sont représentés sur la figure 4.11 pour les observations CORA ainsi que TROP025. M_ρ joue un rôle équivalent à la pression lorsqu'on se place sur une couche isopycnale. Il est dans l'approximation géostrophique la fonction de courant qui détermine la circulation horizontale sur la surface isopycnale choisie. Il est défini par l'équation :

$$M_\rho = P/\rho + \phi \tag{4.1}$$

où ρ est la masse volumique, P la pression et ϕ la hauteur dynamique définie dans l'équation 2.1. Pour le modèle, nous avons ajouté sur la figure 4.11 la circulation associée en vecteurs qui montre l'amplitude faible des vitesses dans cette gamme de profondeur et le fait que la circulation moyenne suit bien les lignes de M_ρ .

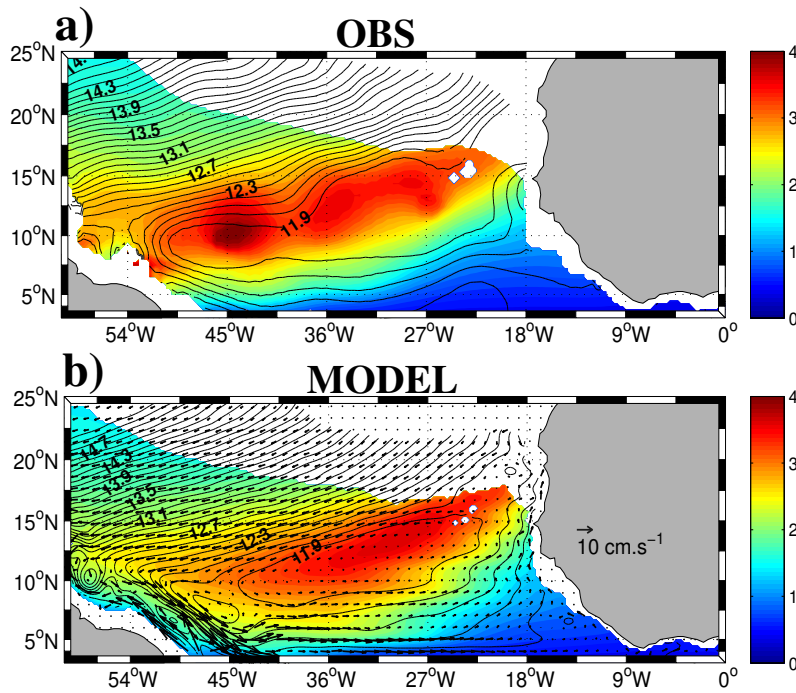


FIGURE 4.11: Moyenne annuelle climatologique de la vorticité potentielle en couleurs ($10^{-7} s^{-1}$) entre les couche $\sigma_1 = 25.2$ et $\sigma_2 = 26.7$ et du potentiel de Montgomery au niveau de la surface isopycnae $\sigma = 26.3$ pour les données d'observations CORA (en haut) et de TROP025 (en bas). Pour le modèle nous avons ajouté la circulation moyenne (en vecteurs) au même niveau. Les régions en blancs correspondent à l'outcropping de l'isopycne 25.2. Les contours sont représentés par pas de 0.1.

La structure de la PV est assez similaire pour les observations et le modèle, même si de petites différences sont observées en particulier pour la position du maximum de PV. Il y a en particulier une bonne représentation du gradient sud-nord de PV dans l'ATNE, par exemple autour de 18-25 °N.

La structure de la PV ainsi que celle de M_ρ confirment l'absence de circulation cyclonique locale autour du GD comme nous l'avions aussi vu sur la figure 4.9b. En effet l'îlot de PV élevée notée au centre de la zone se comporte comme une barrière et la circulation des masses d'eau matérialisée ici approximativement par M_ρ ne peuvent pas le traverser. Ils sont dirigés vers le nord/nord-est.

En l'absence de processus diapycnaux et de frictions, un écoulement géostrophique conserve la PV de manière lagrangienne. Si les flux turbulents par la méso-échelle peuvent être négligés c'est aussi le cas le long des isolignes de M_ρ . Dans l'ATNE, la PV n'est pas un traceur conservatif car elle varie le long des trajectoires des masses d'eau (figure 4.11) surtout dans la zone proche côtière où l'écoulement traverse la PV (les lignes de M_ρ coupent les isolignes de PV), contrairement à ce qu'on observe au niveau de la gyre subtropicale et vers les côtes brésiliennes où l'écoulement suit les isolignes de PV. L'intensité des processus turbulents est particulièrement faible dans l'ATNE.

Pour expliquer la situation, nous avons donc représenté schématiquement l'effet des pro-

cessus diapycnaux sur la PV (figure 4.12).

Dans le cas où l'océan se réchauffe, c'est-à-dire qu'il reçoit du flux de chaleur de l'atmosphère (qui pénètre dans l'océan intérieur en s'atténuant), une couche isopycnale donnée perd de la masse par son interface inférieure car le flux d'eau plus lourde, qui se réchauffe et pénètre dans cette couche est plus faible que le flux d'eau qui s'allège et quitte cette couche par son interface supérieure. En revanche la PV ne traverse pas les surfaces isopycnales. C'est le principe d'imperméabilité des isopycnes à la PV (Haynes et McIntyre, 1990). La PV augmente donc au cours du temps (matérialisé ici par une augmentation de la taille du cercle le long d'un chemin advectif).

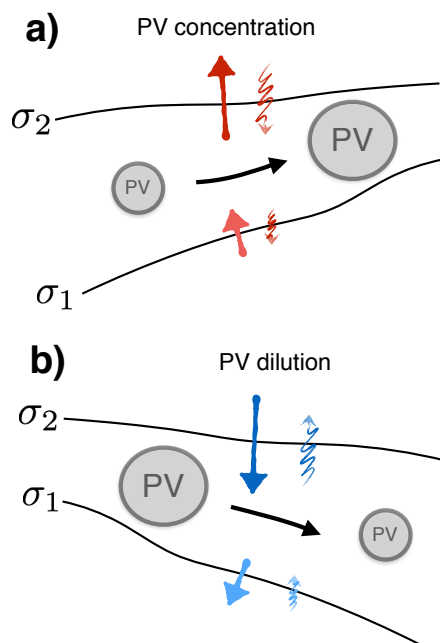


FIGURE 4.12: Schéma explicatif des processus diapycnaux entre deux couches isopycnales σ_1 et σ_2 pour deux cas de situations. Les flèches verticales en zig-zag (resp. droites) représentent le flux de chaleur (resp. le flux de masse). Les cercles représentent la vorticité potentielle (PV). Le sens de l'écoulement est indiqué par le sens des flèches noires. a) l'océan est réchauffé par l'atmosphère et le flux de chaleur pénètre et diminue en fonction de la profondeur. La couche perd du flux de masse et comme la PV ne peut pas traverser la couche isopycnale, elle augmente. b) est la situation inverse de a) où l'océan se refroidit. Il perd du flux de chaleur alors que le flux de masse augmente. Dans ce cas de figure la PV diminue.

Il est à noter qu'on peut aussi avoir une situation inverse où la PV diminue. Cette situation est représentée sur la figure 4.11b et est généralement rencontrée dans les hautes latitudes où l'océan se refroidit en réchauffant l'atmosphère. Dans ce cas de figure, l'océan perd de la chaleur et les couches isopycnales concernées gagnent en masse. Ceci a pour conséquence une diminution de la PV par dilution. Dans l'ATNE la situation de la figure 4.11a est observée comme nous allons le montrer.

Pour caractériser l'intensité des flux diapycnaux et leur structure verticale qui conditionne le mécanisme de concentration de la PV nous avons calculé la vitesse verticale diapycnale w^* qui représente l'advection à travers une isopycne. Elle est approximativement exprimée

par la relation :

$$w^* = \frac{1}{N^2} \partial_z J_b \quad (4.2)$$

avec $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ la fréquence de Brunt-Vaisala et J_b le flux de flottabilité lié aux termes de diffusion de la température ($F_T = K \partial_z T$) et de la salinité ($F_S = K \partial_z S$) avec K le coefficient de diffusivité turbulent supposé identique pour les deux traceurs (c'est en pratique le cas dans l'ATNE pour TROP025). J_b fait intervenir les coefficients d'expansion thermique (α_T) et de contraction haline (β_S). Il est exprimé par :

$$J_b = -g(\alpha_T F_T + \beta_S F_S) \quad (4.3)$$

Le transport diapycnal W exprimé par :

$$W^* = \int \int_{lon, lat} w^* ds \quad (4.4)$$

à travers une boîte Afrique de l'ouest (cadre bleu sur la figure 4.13) est calculé pour quatre isopycnes à partir des équations 4.3 et 4.4. Les valeurs obtenues sont $W^*=0.47$ Sv pour $\sigma=26$, $W^*=0.30$ Sv pour $\sigma=26.2$, $W^*=0.06$ Sv pour $\sigma=26.4$ et $W^*=0.002$ Sv pour $\sigma=26.6$. On a bien une diminution des vitesses diapycnales avec la profondeur comme sur la figure 4.12a. D'ailleurs Δw^* , la différence entre la vitesse diapycnale sur l'isopycne 25.2 et celle sur l'isopycne 26.7 est systématiquement positive dans l'ATNE (figure 4.13a). En d'autres termes les flux diapycnaux tendent à faire sortir de la masse de la gamme isopycnale 25.2 - 26.7 d'où la tendance à la concentration de la PV dans cette couche d'après la théorie d'imperméabilité évoquée plus haut et comme expliqué sur la figure 4.11a. Cette concentration se fait lors du déplacement vers le nord des masses d'eaux présentes dans la thermocline.

Il peut être intéressant de comparer les estimations obtenues pour W^* avec les transports verticaux caractéristiques généralement calculés. Pour ce faire, nous avons calculé le flux total lié au pompage d'Ekman et à la divergence côtière dans une zone délimitée par la boîte en bleu. L'ATNE est marqué par un upwelling très important (qui peut dépasser parfois les 100 m/an au niveau de la zone côtière). Le flux lié au pompage d'Ekman et à la divergence côtière sur cette boîte représente 3.29 Sv avec des parts relativement similaires pour chaque (1.70 Sv pour la divergence côtière et 1.58 Sv pour Ekman).

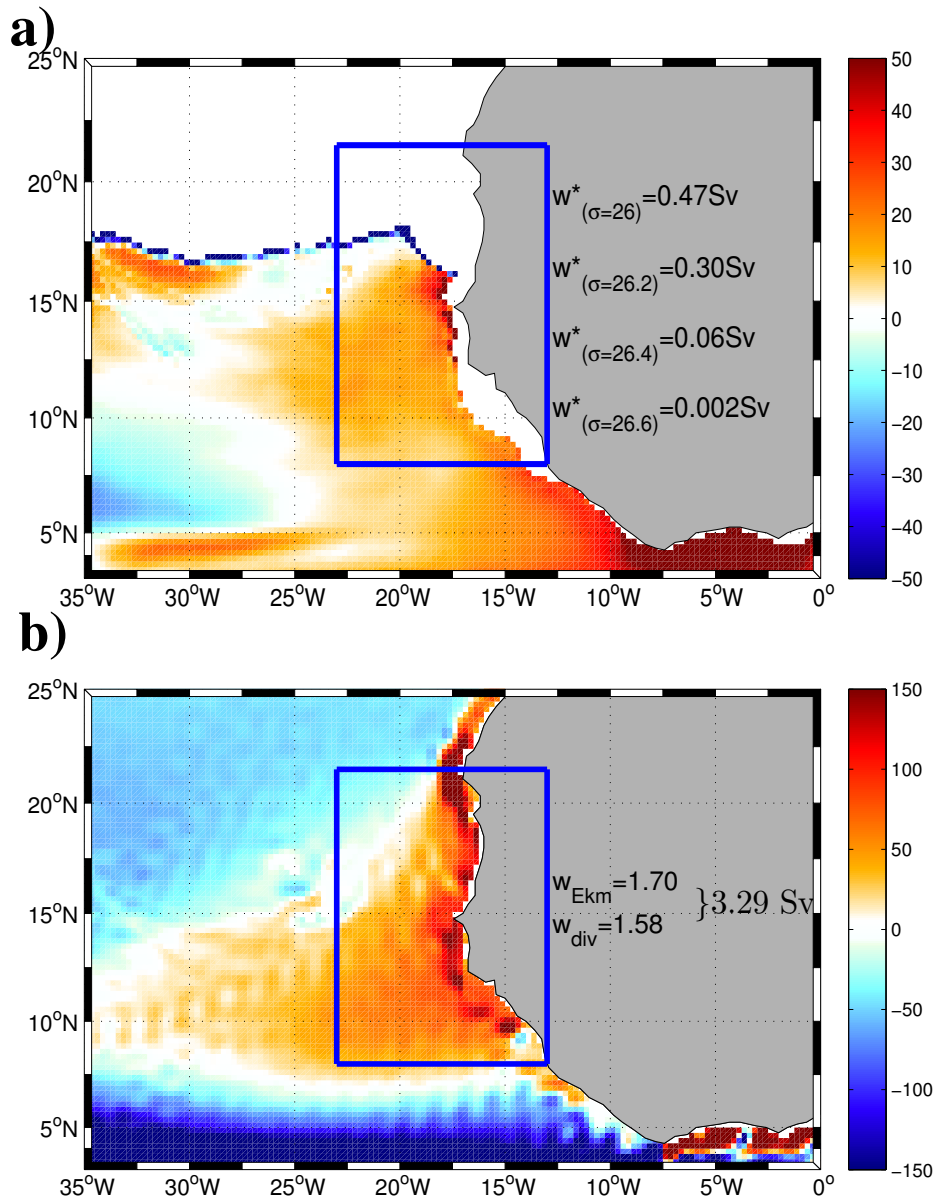


FIGURE 4.13: Moyenne annuelle climatologique (en m/an) de : a) $\Delta w^* = w_{25.2}^* - w_{26.7}^*$ (en couleurs) ainsi que la valeur du flux total de w^* dans la boîte en bleue (en Sv [$10^6 m^3 \cdot s^{-1}$]; pour quelques isopycnales $\sigma=26, 26.2, 26.4$ et 26.6 sur). b) pompage d'Ekman (en couleurs) ainsi que les valeurs des flux liés au pompage d'Ekman et à la divergence dans la boîte en bleue.

Le flux lié à w^* est lui sensiblement plus faible dans cette zone (0.49 Sv). Il ne représente que 1/7 du flux associé aux remontées par le vent. Cette valeur diminue considérablement en fonction de la profondeur. On vérifie ainsi que la circulation produite par le vent (Sverdrup et les vitesses positives) est au premier ordre isopycnale (la densité est approximativement conservée lors du déplacement). Au second ordre, une partie non négligeable du transport vers le nord se fait à travers les isopycnales pour les masses d'eau situées non loin de la surface (typiquement au dessus de 100 m).

4.5 conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'origine des masses d'eau du WABC ainsi que les éléments structurants la dynamique de la circulation dans l'ATNE. L'ATNE coïncide dans ce travail avec la zone d'ombre de la circulation induite par le vent et est donc principalement caractérisée par une circulation de faible intensité (quelques cm/s). À l'aide de l'outil Ariane, nous avons vu que les masses d'eau qui alimentent le WABC et les upwelling côtiers ouest-africains sont pour la majeure partie apportées dans l'ATNE par le NEUC et sont constituées pour la plupart des eaux de la thermocline. Les chemins et processus impliqués dans la circulation de ces eaux depuis 8-10 °N, 15-25 °W jusque vers les marges continentales où elles peuvent être upwellées ont été considérés. Il a en particulier été montré que la branche de recirculation vers l'ouest représentée au nord du Guinea Dome sur certains schémas de circulation de la littérature (par exemple dans Stramma et Schott, 1999) était incohérente avec les sorties de simulation TROP025 et surtout l'hydrologie des données CORA. Les calculs de circulation basés sur la méthode du vent thermique avec des niveaux de référence à des profondeurs relativement faibles (~ 200 à 500 m) ont tendance à surestimer l'importance de cette recirculation vers l'ouest. Ceci pourrait expliquer le schéma de circulation partiellement incorrect fourni par les études anciennes (figure 4.14) basées sur des données hydrologiques limitées aux premières centaines de mètres de la colonne d'eau.

L'analyse du transport zonal nous a aussi permis de mettre en évidence la présence de jets zonaux qui ne modifient pas fondamentalement les grands schémas de circulation (Lagrangiens) des masses d'eau (cf les isolignes de potentiel de Montgomery sur la figure 4.11). Ceci étant dit, plusieurs branches de circulations moyennes vers l'ouest sont présentes dans la simulation TROP025. Les observations réalisées dans le Pacifique ont maintenant démontré l'existence de jets zonaux, en particulier près des bords est. Il est donc vraisemblable que l'Atlantique réel possède également ce type de circulations zonales qui auraient pu être interprétées par erreur comme constituant un chemin Lagrangien pour les masses d'eaux de proche surface. En pratique les courants méridiens orientés vers le nord dominant et la circulation zonale alternée a un effet limité sur les trajectoires des masses d'eau.

Plus généralement, le travail réalisé dans ce chapitre tente de poser quelques bases à l'étude de la circulation dans un secteur de type "shadow zone" dans lequel la circulation est par définition peu intense mais cruciale car elle conditionne toute la dynamique de l'oxygène dissous (Brandt *et al.*, 2015). La figure 4.15 illustre le problème schématiquement. On s'est intéressé à la circulation des masses d'eau situées au dessus de l'isopycne 26.7 kg/m³ et sous la couche mélangée. Cette gamme de densité/profondeur est choisie

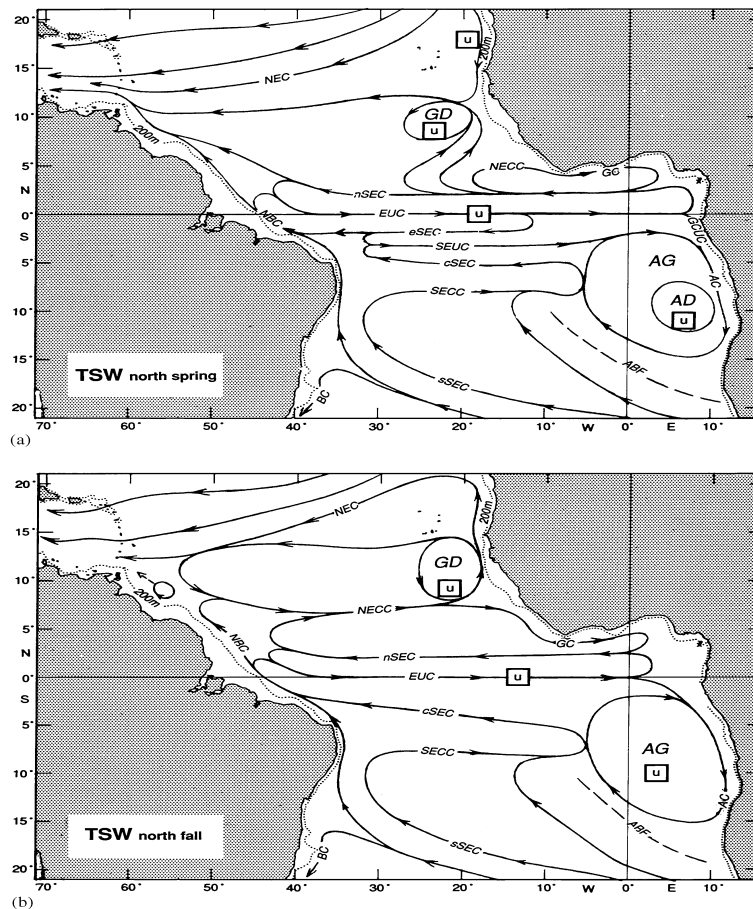
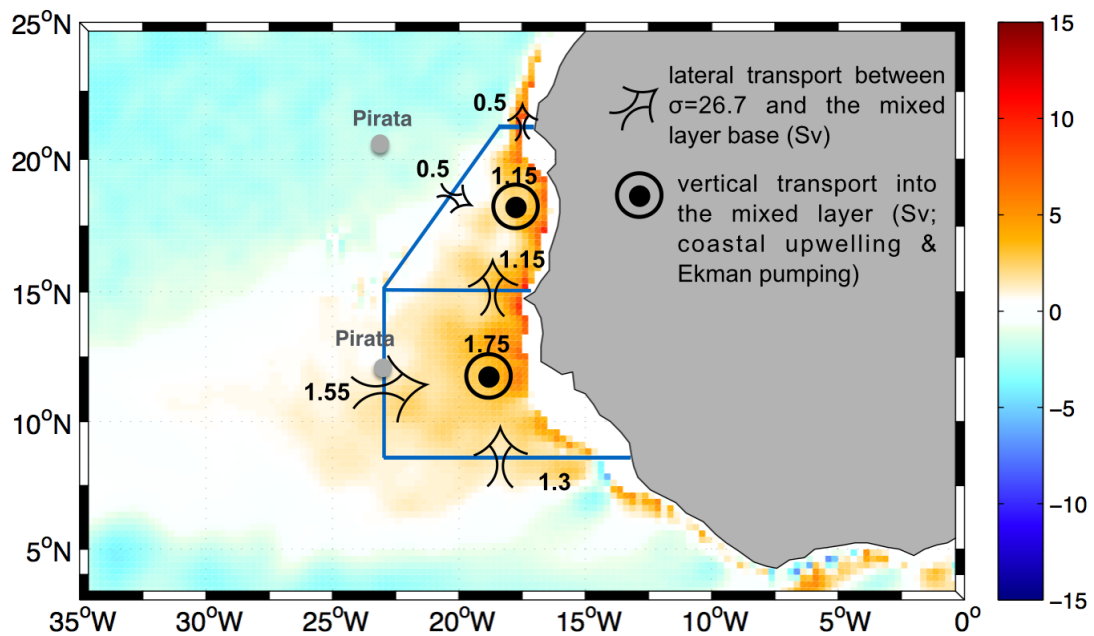


FIGURE 4.14: Schéma représentatif des principaux courants (entre 0 et 100 m) identifiés dans l'Atlantique Tropical (a) au printemps et (b) en automne d'après Stramma et Schott (1999). Les courants représentés sont : le North Equatorial Current (NEC), le Guinea Dome (GD), le North Equatorial Countercurrent (NECC), le Guinea Current (GC), le South Equatorial Current (SEC constitué des branches nord (nSEC), équatorial (eSEC), central (cSEC) et sud (sSEC)), le Equatorial Undercurrent (EUC), le North Brazil Current (NBC), le Gabon-Congo Undercurrent (GCUC), le Angola Gyre (AG), le Angola Current (AC), le Angola Dome (AD), le South Equatorial Countercurrent (SECC) et le Brazil Current (BC). Les zones de front du Cap-Vert et d'Angola-Benguela sont représentés en tiretets. Le symbol "u" représente approximativement les zones d'upwelling. La branche de circulation vers l'ouest située au nord du Guinea Dome (GD) indiquée pour chacune des gammes de profondeurs est incohérente avec nos analyses des simulations TROP025 mais aussi des données hydrologiques. En particulier, la signature de cette recirculation sur la structure du champs de vorticité potentielle de proche surface 4.11 est particulièrement limitée.

car elle est celle où se concentre la circulation induite par le vent (voir le chapitre 3 pour la circulation sur le talus continental ouest africain) et notamment celle qui fournit les entrées d'eau dans la couche mélangée, près des côtes (divergence côtière) ou plus au large (pompage d'Ekman). L'ATNE est décomposé en deux boîtes (nord et sud) avec des transports à travers les différentes faces qui sont indiqués sur la figure 4.15. Les entrées d'eau par le fond de ces boîtes ($\sigma = 26.7$) sont négligeables comme indiqué par les calculs de W^* présentés dans la section précédente. Le calcul de W^* sur l'isopycne 26.6 sur la figure 4.13 montre que le transport à ce niveau est très faible. Environ 3 Sv pénètre latéralement dans l'ATNE par le sud et le sud-ouest. La majeure partie de ces eaux upwellent dans la boîte sud mais une part significative (1.15 Sv) contribue à l'alimentation de la boîte nord.

Une petite partie des eaux de la boîte nord augmentée d'apports par l'ouest poursuit son chemin vers le nord. Comme discuté plus haut, la majeure partie des 3 Sv d'upwelling dans la couche mélangée (boîte nord et boîte sud) est alimenté par une circulation isopycnale avec une petite partie de flux diapycnaux (~ 0.5 Sv). On notera que les observations en océan ouvert réalisées dans l'ATNE ont principalement lieu à l'ouest de 23°W (les mouillages PIRATA sont situés en bordure de notre domaine d'intérêt). La zone ATNE est également une zone dans laquelle les observations du programme ARGO sont relativement peu nombreuses. Il sera intéressant à l'avenir de mieux documenter cette zone et de confronter les estimations issues de TROP025 avec des estimations à partir de données in situ.



Chapitre 5

Identification des modes de variabilité atmosphérique modulant la variation synoptique du vent à Dakar

Sommaire

5.1	Circulation atmosphérique dans les basses couches des tropiques	110
5.2	Variation synoptique du vent à Dakar : caractérisation des événements de forts vents et de relaxation en lien avec les modes de variabilité atmosphérique	113
5.2.1	La méthode des régimes de temps	117
5.2.2	La méthode des composites	121
5.2.3	Composites laggés de la SLP	124
5.3	conclusion	129

Ce chapitre est consacré à l'identification des modes de variabilité atmosphérique grande échelle responsables de la variation synoptique du vent le long des côtes sénégalaises et plus particulièrement à proximité de Dakar pendant la période d'upwelling. L'étude est limitée sur la période Novembre-Avril pour mieux capter les mêmes modes de variabilité atmosphérique (à partir de Mai on assiste à l'intensification du "heat low" saharien ce qui change l'état moyen de l'atmosphère et on pourrait alors mélanger des modes variabilité de l'atmosphère différents).

Après une brève présentation de la circulation atmosphérique dans les basses couches des tropiques, une caractérisation de la variation synoptique du vent à Dakar sera abordée. Les modes de variabilité atmosphérique dominants qui modulent ces fluctuations en pé-

riode de forts vents que nous appellerons des événements d'upwelling (UP) et de relaxations (RL) seront étudiés. Nous utiliserons deux méthodes. La première consistera à décrire la variabilité synoptique du vent à Dakar à l'aide des régimes de temps. La seconde méthode reposera sur l'analyse en composites à l'aide des indices UP et RL afin de caractériser les situations atmosphérique responsables de la fluctuation du vent à Dakar. L'objectif est de voir laquelle de ces deux méthodes nous permet de mieux caractériser la fluctuation du vent à Dakar. Le comportement des centres d'action de hautes et de basses pressions (l'anticyclone des Açores, l'anticyclone Saharo-lybien et la ZCIT) sera aussi étudié.

Pour faire cette étude, nous utiliserons les données issues de la réanalyse atmosphérique ERA-Interim qui couvrent la période 1979 - présent (mais que nous utiliserons sur la période 1979-2015). Era-Interim est développée par le Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (ECMWF, pour European Centre for Medium Range Weather Forecasts en anglais) à partir du modèle de prévision à courte échéance IFS (Integrated Forecasting System). ERA-Interim intègre un très grand nombre d'observations : satellites, radiosondes, avions, bouées, ballons et stations météorologiques. Elle succède à ERA-40. Sa couverture spatiale est globale avec une résolution de $0.75^\circ \times 0.75^\circ$. Pour plus d'informations sur le produit ERA-Interim on pourra se référer à l'article de Simmons (2006).

5.1 Circulation atmosphérique dans les basses couches des tropiques

Au niveau de la terre, il existe un fort différentiel de bilan radiatif entre les basses latitudes (excédentaires) et les hautes latitudes (déficitaires). La circulation atmosphérique et océanique grande échelle, redistribuent l'excédent d'énergie des basses vers les hautes latitudes (Beucher, 2010).

Au niveau des basses couches de l'Atlantique tropicale, deux centres d'action permanents de haute pression conditionnent la circulation atmosphérique dans l'océan. Il s'agit de l'anticyclone des Açores dans l'Atlantique tropical nord et de l'anticyclone de Saint Hélène dans l'Atlantique tropical sud (Leroux, 1983). Les vents associés à ces deux anticyclones sont en bonne approximation géostrophique (ref chapitre 1). Sur les flancs équatoriaux, à basse latitude, l'influence de la force de Coriolis se réduit et des écarts importants à la géostrophie apparaissent. En particulier on observe une convergence des vents dans les basses couches au niveau de la ZCIT (Nicholson, 2009).

Dans le continent, en hiver, la circulation dans les basses couches de l'hémisphère nord est conditionnée par le gradient de pression entre l'anticyclone Saharo-Libyen et la dépres-

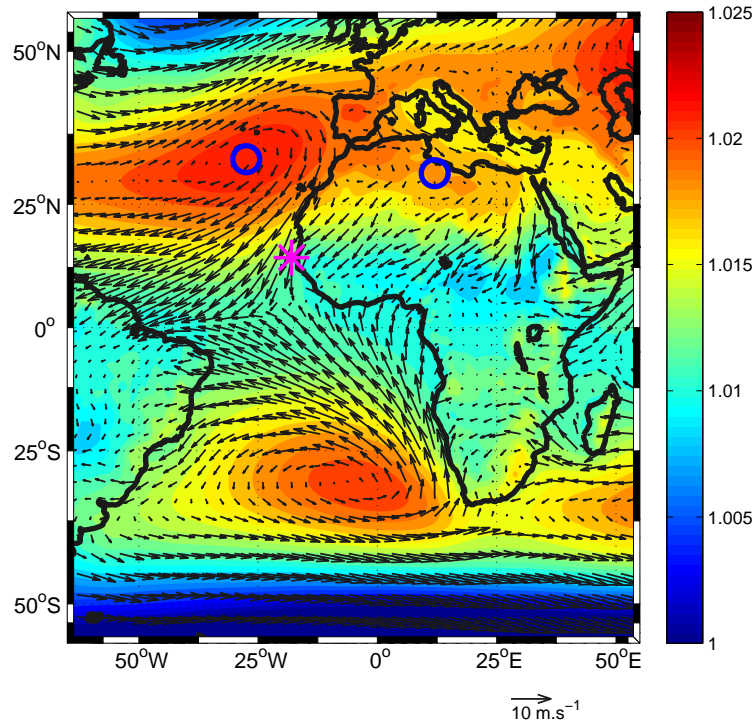


FIGURE 5.1: Moyenne saisonnière climatologique (Novembre-Avril) de la pression de surface (en couleurs, [hPa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]) sur la période 1979-2914. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim. Les positions moyennes saisonnières de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyén sont représenté par les cercles bleus. L'étoile en magenta représente la position considérée pour l'étude de la fluctuation du vent au large de Dakar (14.5°N , 18°W).

sion au niveau de l'équateur. Ce fort gradient de pression donne lieu à des vents continentaux secs appelés Harmattan (Sultan et Janicot, 2003). Contrairement à l'anticyclone des Açores et l'anticyclone de Saint Hélène qui sont d'origine dynamiques, l'anticyclone Saharo-Libyén lui est d'origine thermique. En été, il n'existe qu'en altitude et se voit remplacer en surface par la dépression saharienne appelé "heat low" (Vissin, 2007).

Pendant l'hiver, l'anticyclone des Açores est centré en moyenne, dans les basses couches, vers 33.25°N , 27.5°W alors que l'anticyclone Saharo-Libyén est situé au nord de la Libye (30.75°N , 12°N ; figure 5.1). Les positions moyennes des deux anticyclones sont représentées par les cercles bleus. La ZCIT quant à elle est positionnée en moyenne vers l'équateur. Les vents associés à l'anticyclone des Açores et à l'anticyclone Saharo-Libyén se font sentir jusqu'aux régions côtières de l'Afrique de l'ouest avec des vitesses moyennes de l'ordre de 5 m/s (Roy *et al.*, 1989).

Pour étudier l'évolution saisonnière de ces anticyclones, le champ de pression à la surface appelé aussi SLP (pour sea level pressure en anglais) et le vent à 10 m en moyenne mensuelle climatologique de Novembre à Avril, sont représentés sur la figure 5.2. Pour une meilleure interprétation, les positions moyennes mensuelles climatologiques des centres des deux anticyclones sont rapportées dans le tableau 5.1.

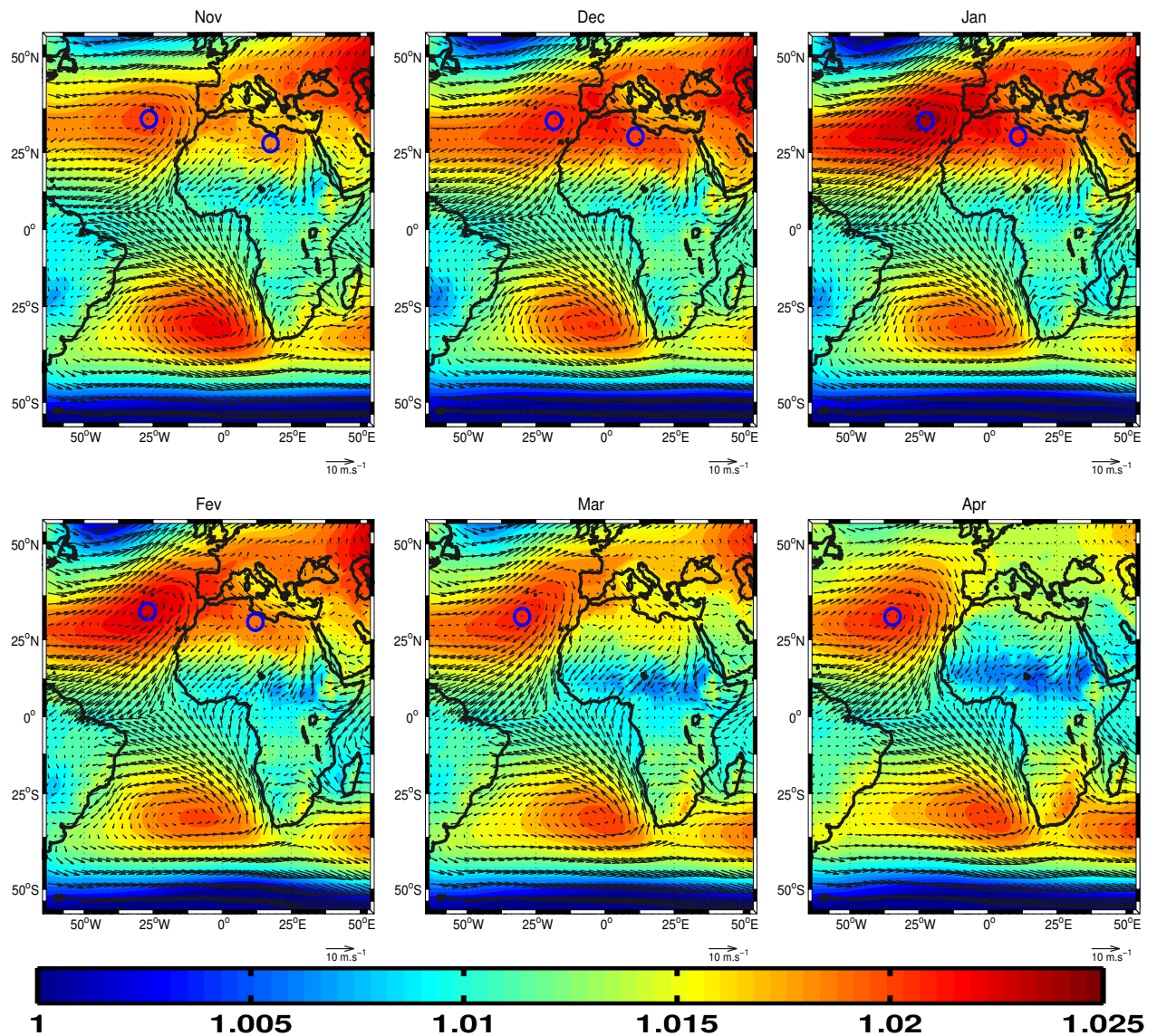


FIGURE 5.2: Moyenne mensuelle climatologique de la pression de surface (en couleurs, [hPa]) et du vent à 10 m (en vecteurs, [m.s⁻¹]) pour les mois de Novembre à Avril et sur la période 1979-2015. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim . Les positions moyennes mensuelles de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles bleus.

La figure 5.2 montre que la variation saisonnière du vent le long des côtes ouest africaines est conditionnée par la variation de la position et de l'intensité de l'anticyclone des Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen. Ces vents peuvent être d'origine maritimes ou continentaux. Durant la saison, les variations méridiennes des deux anticyclones sont très limitées (près de 3 °) comparées à leurs variations zonales qui peut atteindre près de 16 ° entre Décembre et Avril pour l'anticyclone des Açores (et près de 12.5 ° entre Novembre et Février pour l'anticyclone Saharo-libyen).

En Novembre, le long des côtes ouest africaines, les vents sont plutôt associés à l'anticyclone des Açores, ils sont de secteur nord. L'influence de l'anticyclone Saharo-libyen se fait

Anticyclone	Novembre	Décembre	Janvier	Février	Mars	Avril
Açores	34.75 °N 26.5 °W	34.25 °N 18.5 °W	34.25 °N 22.5 °W	33.25 °N 27 °W	31.75 °N 30 °W	31.75 °N 34.5 °W
Saharo-Libyen	27.75 °N 17.5 °E	29.75 °N 11 °E	29.75 °N 11 °E	30.25 °N 12 °E	- -	- -

Tableau 5.1: Positions moyennes mensuelles climatologiques (lat/lon) des centres de l'anticyclone des Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen pour les mois de Novembre à Avril. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim.

sentir en Décembre-Janvier où on observe des vents de secteur nord-est. Pendant cette période, le flanc est de l'anticyclone des Açores pénètre le continent et les deux centres d'action atmosphérique fusionnent. À partir de février l'anticyclone Saharo-Libyen commence à s'affaiblir et la dépression saharienne se met en place (en Mars) et les vents sont à nouveau de secteur nord. Ces vents sont soumis à des fluctuations importantes aux échelles synoptiques qui ont été reliées aux déplacements de l'anticyclone des Açores il y a plus de 40ans (Wooster *et al.*, 1976) sans étude spécifique depuis à notre connaissance.

5.2 Variation synoptique du vent à Dakar : caractérisation des événements de forts vents et de relaxation en lien avec les modes de variabilité atmosphérique

Pendant la période d'upwelling le vent ne souffle pas de manière constante et présente des fluctuations à différentes échelles de temps. Ces fluctuations sont importantes pour le mécanisme de l'upwelling et ses implications biogéochimiques et écosystémiques.

La série temporelle du vent méridien pour la saison 2014/2015 de Novembre à Avril au large de Dakar (14.5 °N , 18 °W) est représentée sur la figure 5.3. Elle montre une fluctuation synoptique du vent avec la succession d'épisodes de forts coups de vents (UP représentées ici en points rouges), des événements de relaxations (RL représentées en bleus) et des situations intermédiaires où l'intensité du vent est modérée.

Pour définir ces différentes situations, nous avons appliqué des valeurs seuils pour le vent à Dakar au dessous (resp. au dessus) desquelles on considère qu'on est dans une situation UP (resp. RL). La méthode des quintiles a été appliquée de telle sorte qu'on est le même nombre d'événements UP et RL.

Le Seuil de UP (V_{up}) est défini par le premier quintile (20 %) et toutes les données de vent dont les valeurs sont inférieures ou égales à V_{up} sont considérées comme faisant partie de UP. Pour RL, le seuil (V_{rl}) est défini par le quatrième quintile (80 %) et les données supérieures à V_{rl} sont considérées comme faisant partie des épisodes RL. Les données de vents comprises entre V_{up} et V_{rl} sont considérées comme faisant partie des situations intermédiaires (où le vent est modéré).

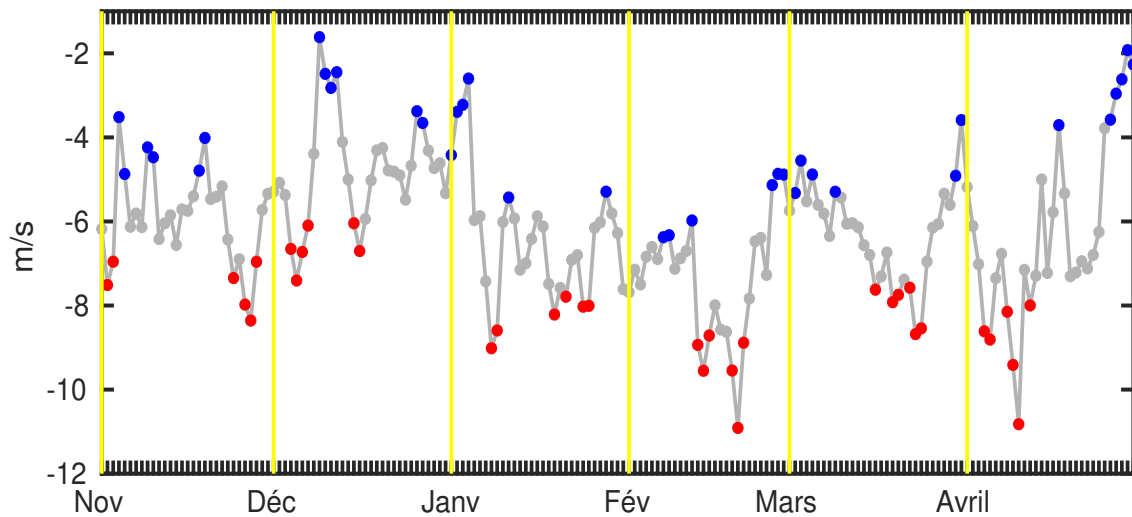


FIGURE 5.3: Série temporelle du vent méridien journalier [m.s^{-1}] pour la saison 2014/2015 de Novembre à Avril au large de Dakar (14.5°N , 18°W). Les événements d'upwelling (resp. de relaxations) sont représentés par les points bleus (resp. rouges). Le seuil des événements d'upwelling (resp. de relaxations) est défini par le premier (20 %) (resp. quatrième; 80 %) quintile. Le début de chaque mois est représenté par les traits jaunes. Les données proviennent de la réanalyse ERA-Interim.

	Novembre [m.s^{-1}]	Décembre [m.s^{-1}]	Janvier [m.s^{-1}]	Février [m.s^{-1}]	Mars [m.s^{-1}]	Avril [m.s^{-1}]
V_{up}	-6,77	-6,67	-7,25	-7,78	-8,14	-8,2
V_{rl}	-3,48	-4,10	-4,12	-4,91	-5,14	-5,49

Tableau 5.2: Valeurs seuils pour les événements de relaxations et d'intensification de l'upwelling de Novembre à Avril sur la période 1979-2015 au large de Dakar (14.5°N , 18°W). Le signe - est lié à la direction prédominante des vents, de secteur nord.

Pour tenir compte de la variabilité du vent au cours de la saison d'upwelling nous avons calculé les valeurs seuils pour chaque mois pris individuellement. Les valeurs seuils pour les mois de Novembre à Avril sur la période 1979-2015 sont représentés sur le tableau 5.2. À noter qu'à Dakar la composante méridienne du vent est négative d'où les valeurs seuils négatives sur le tableau 5.2. On remarque que ces valeurs augmentent (en valeur absolue) durant la saison en lien avec l'augmentation du vent. Ces événements UP et RL peuvent durer plusieurs jours et leur fréquence d'occurrence présente une forte variabilité interannuelle.

Pour caractériser les modes de variabilité atmosphérique modulant la variation synoptique du vent à Dakar, nous commençons par regarder leur fluctuation en lien avec le principal mode de variabilité de l'Atlantique tropical nord appelé oscillation nord Atlantique plus connu sous le nom de NAO (pour North Atlantic Oscillation en anglais). La NAO décrit les variations océan-atmosphère dans l'atlantique nord. Elle caractérise l'intensité du dipôle entre la dépression d'Islande et l'anticyclone des Açores dont l'amplitude est plus importante en hiver qu'en été (Barnston et Livezey, 1987). Cette variation est caractérisée à

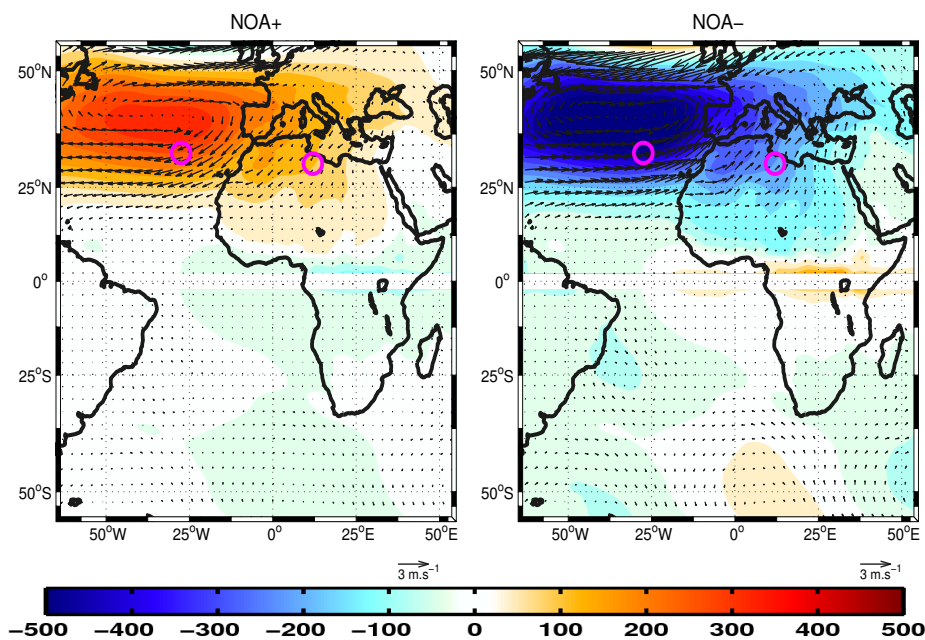


FIGURE 5.4: Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [m s^{-1}]) pendant les deux phases de l'oscillation nord atlantique sur la période 1979 à 2015. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne saisonnière climatologique (Novembre-Avril) sur la période 1979 à 2015. La pression normale est définie par la pression divisée par la valeur absolue de f . Elle nous permet de visualiser l'importance des contrastes de pression dans leurs implications dynamiques (via la géostrophie). Les positions moyenne saisonnière (Novembre-Avril) de l'anticyclone des Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont indiquées par les cercles magenta.

l'aide d'un indice qui correspond à la différence de pression atmosphérique entre ces deux centres d'action atmosphérique. Pour cette analyse les indices journaliers de NAO sont extrait de <ftp://ftp.cpc.ncep.noaa.gov/cwlinks/norm.daily.nao.index.b500101.current.ascii>. et nous a permis de représenter les anomalies de pression normalisées et du vent pour les deux phases de la NAO durant notre période d'étude (figure 5.4). Pour l'analyse des résultats nous nous limiterons à l'interprétation du comportement de l'Anticyclone des Açores et l'anticyclone Saharo-Libyen pendant ces deux phases (la dépression d'Islande est située très au nord de notre zone d'intérêt).

La phase positive de la NAO (NAO+) est caractérisée par des hautes pressions dans la partie nord de notre domaine (plus prononcées entre 25 et 50°N). Ce qui correspond à une forte intensification de l'anticyclone des Açores. On note aussi une légère intensification de l'anticyclone Saharo-Libyen. La phase négative (NAO-) est marqué par un affaiblissement des deux anticyclones. Même si la NAO décrit le mode de variabilité qui touche l'Atlantique tropical nord, elle caractérise plus le climat en Europe.

En effet, la structure spatiale des anomalies de vent et de pression en moyenne sur la saison ne montre pas une influence claire sur l'intensité du vent à Dakar. Les variations sur le vent et la pression commencent à être visible au nord du Cap-Blanc.

Pour caractériser la fluctuation du vent à Dakar en lien avec la NAO, nous avons repré-

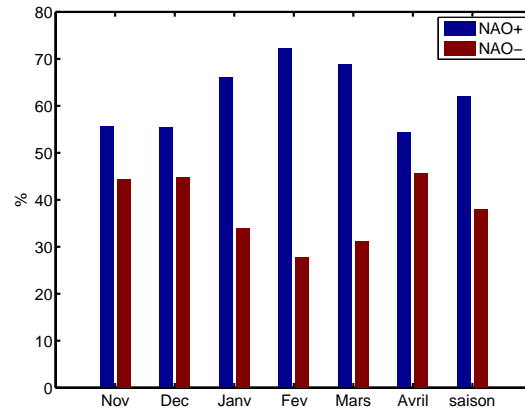


FIGURE 5.5: Pourcentage d'occurrence des deux phases de l'oscillation nord atlantique de Novembre à Avril ainsi qu'à l'échelle de la saison.

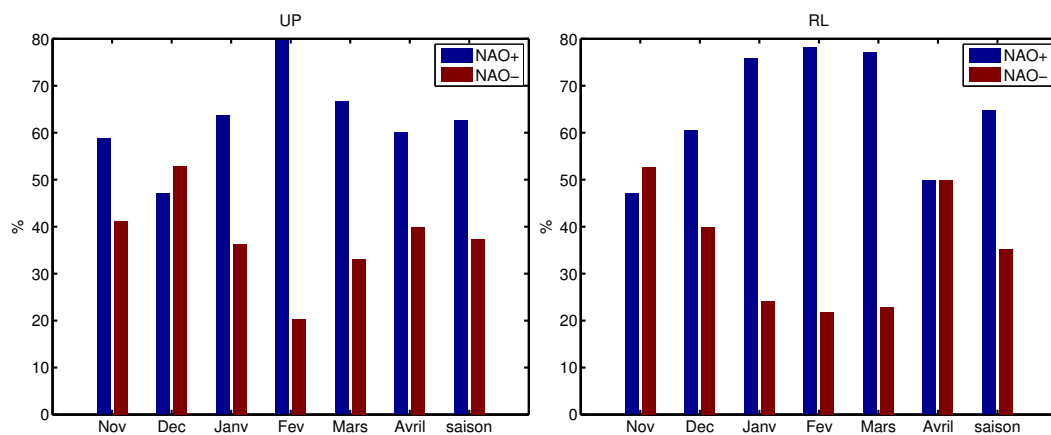


FIGURE 5.6: Pourcentage d'occurrence des deux phases de l'oscillation nord atlantique pour UP et RL de Novembre à Avril ainsi qu'à l'échelle de la saison.

senté le pourcentage d'occurrence des deux phases pendant la saison d'upwelling (figure 5.5) et pour les événements UP et RL (figure 5.6). En moyenne saisonnière la phase NAO+ domine avec 62% contre 38% pour la phase négative. La NAO semble être un bon indicateur pour caractériser la variation saisonnière du vent à Dakar. En effet on note une augmentation de la fréquence d'occurrence de la NAO+ au cœur de saison en lien avec l'augmentation du vent. La phase NAO+ représente 78% en Février (même si NAO+ domine pour toute la période).

En revanche, à l'échelle synoptique, la NAO ne nous permet pas d'expliquer la fluctuation du vent à Dakar. Aussi bien pour UP que RL la phase NAO+ est plus observée avec des pourcentages à peu près comparable pour chaque mois..

Dans la section suivante, nous allons essayer de caractériser les modes de variabilité atmosphérique associées aux événements d'UP et RL à Dakar à l'aide de deux approches : les régimes de temps et l'analyse en composite.

5.2.1 La méthode des régimes de temps

Les régimes de temps (RTs) permettent de caractériser les états atmosphérique préférentiels qu'on rencontre généralement. Ils peuvent être définis comme des états atmosphérique ayant les plus fortes probabilités d'occurrence (Kimoto et Ghil, 1993a,b). Ces états peuvent être caractérisés en termes d'alternance ou de persistance des paramètres décrivant la circulation atmosphérique comme la pression, le géopotentiel ou le vent. Ils sont généralement déterminés à l'aide d'algorithmes de classifications (clustering en anglais). Il existe différents algorithmes de classifications qui permettent de décomposer l'atmosphère en RTs. La classification peut se faire à l'aide d'une ou plusieurs variables.

Pour cette analyse, les RTs ont été classifiés par V. Moron en s'inspirant de sa méthode détaillée dans son article Moron *et al.* (2018) dans laquelle la variabilité intrasaisonnière et interannuelle de la température en Afrique tropical nord est déterminée à l'aide des RTs. Ici, la classification est faite à l'aide des anomalies de SLP et du vent à 925hPa de Novembre à Avril sur la période 1979 à 2015 sur un domaine couvrant 40 °W - 40 °E, 10-40 °N. L'algorithme de partition est basé sur l'approche k-means (Michelangeli *et al.*, 1995). Pour plus d'informations sur la méthode de classification des RTs utilisée dans cette étude se référer à Moron *et al.* (2018).

Pour la période du 1^{er} Novembre au 31 Avril de 1979 à 2015, 7 RTs sont identifiés dont les structures spatiales en anomalies de pression et de vents sont représentées sur la figure 5.7. Nos RTs sont similaires à ceux obtenus dans Moron *et al.* (2018). Pour l'ensemble des RTs les anomalies de pression et de vents sont plus marquées dans les parties tropicale et subtropicale nord (l'état de l'atmosphère dans l'hémisphère sud n'intervient pas dans la classification).

RT1 est caractérisé par des anomalies positives de pression dans toute la partie continentale avec un renforcement de l'anticyclone Saharo-lybien. Pour la partie océanique, des anomalies de pression sont plutôt observées au nord-ouest de la position moyenne de l'anticyclone (l'anticyclone s'étend plus au nord). Plus localement, au niveau du SCUS, on observe une zone associée à des anomalies négatives de vent le long des côtes sénégalaises et mauritaniennes. Les anomalies de vent observées le long des côtes semblent être liées à la présence du dipôle de pression situé au sud de 25 °N.

Pour RT2 les anomalies positives de pression sont observées dans les parties équatoriale et tropicale notamment un renforcement de l'anticyclone des Açores et des anomalies négatives dans la partie subtropicale. Selon Moron *et al.* (2018), ce dipôle de pression méridien est similaire à celui d'une onde de Kelvin qui se propage vers l'est et qui est aussi modulé par l'oscillation de Madden-Julian (MJO). Pour ce RT nous avons une intensification des deux centres d'action atmosphérique. On remarque que RT6 et RT7 ont des structures assez similaires à celle de RT2 mais de signe opposé.

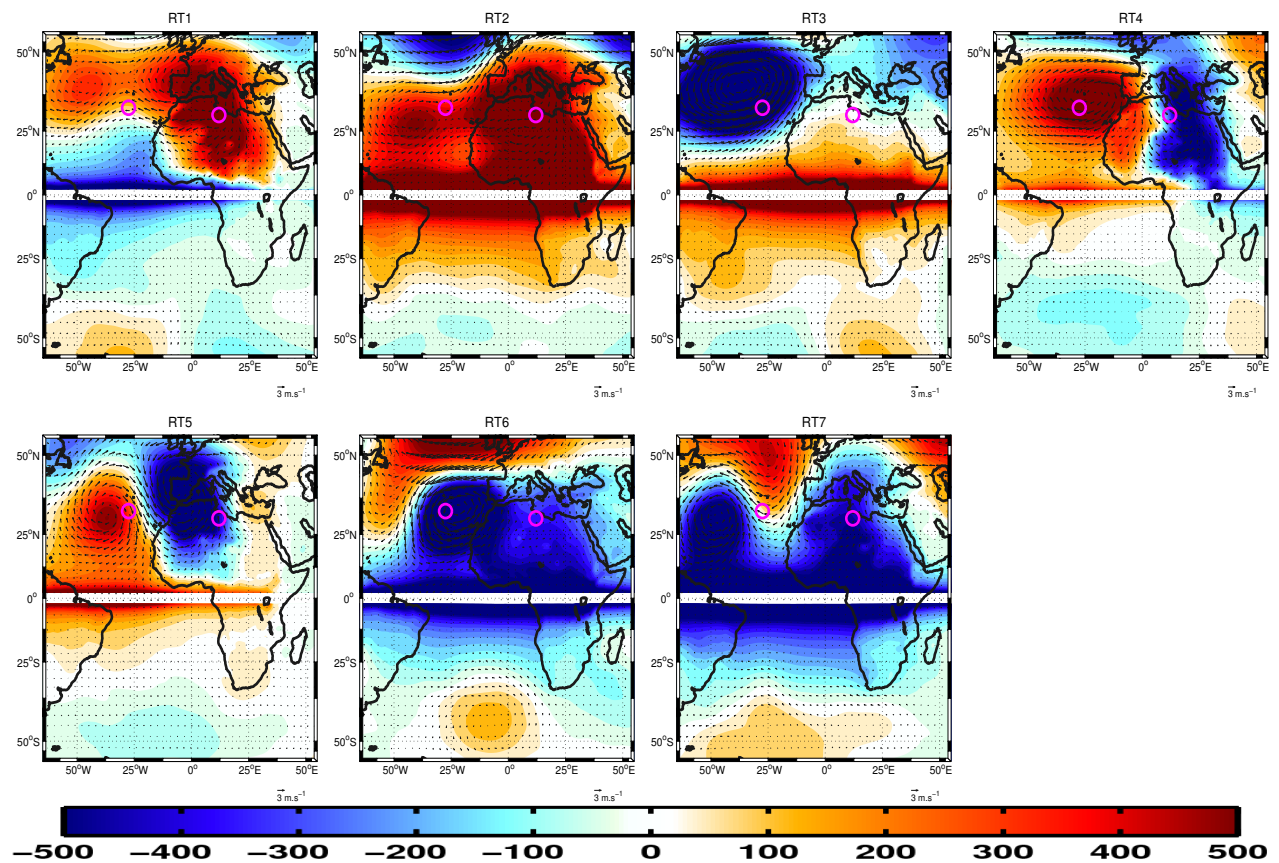


FIGURE 5.7: Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, $[m s^{-1}]$) pour les 7 régimes de temps identifiés. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne saisonnière climatologique (Novembre-Avril) sur la période 1979 à 2015. Les positions moyennes saisonnières (Novembre-Avril) de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles en magenta

RT3 quant à lui est caractérisé par une anomalie de pression dans la partie océanique avec un fort affaiblissement de l'anticyclone des Açores. Cet état est associé à une onde de Rossby quasi-stationnaire.

Les états RT4 et RT5 sont caractérisés par un dipôle zonal avec des anomalies positives de pression dans la partie ouest et négatives à l'est. Selon Blackmon *et al.* (1984), les structures de ces états caractérisent un train d'onde de Rossby qui se propage vers l'est. Pour RT4 les anomalies sont plutôt centrées autour de l'anticyclone des Açores et l'anticyclone Saharo-Libyen avec un renforcement de l'anticyclone des Açores alors que pour RT5 l'anticyclone des Açores est situé plus au sud ouest par rapport à sa position moyenne saisonnière.

Moron *et al.* (2018) indiquent que certains de ces états peuvent représenter des situations instantanées d'un même phénomène atmosphérique et il est possible d'associer ceux qui appartiennent à un même mode de variabilité. Sur la figure 5.8, nous avons représenté la probabilité de transition des RTs sur un intervalle de 7 jours.

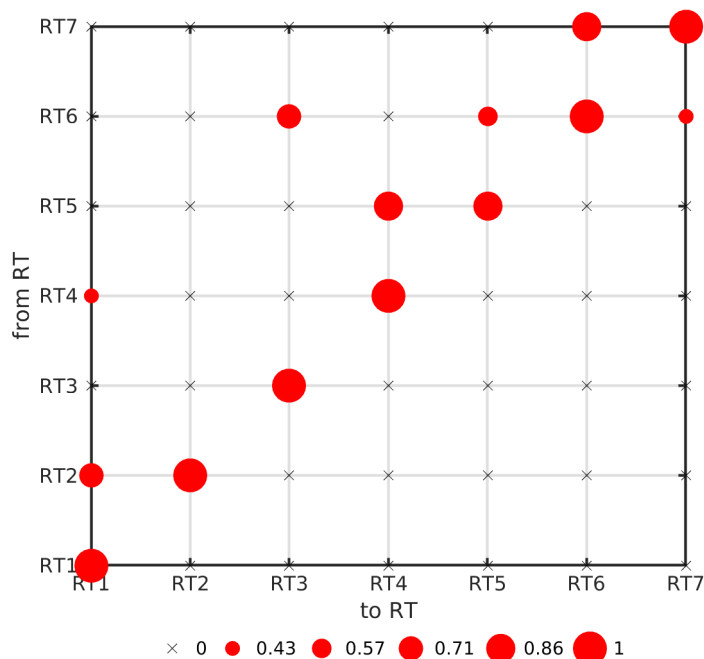


FIGURE 5.8: Probabilité de transition d'un régime de temps (en ordonnées) vers un régime de temps (en abscisses) sur un intervalle de 7 jours et pour un seuil de significativité supérieur à 99%. La taille des cercles est proportionnelle à la probabilité de transition qui peut varier entre 0 et 1. Une probabilité égale à 0 indique qu'il n'y a pas de transition et 1 signifie que le régime de temps persiste durant les 7 jours.

On voit que ces états peuvent être persistants et durer parfois une semaine excepté RT5. Les RTs peuvent aussi transiter, passant d'un état à un autre.

Si on prend le cas de RT7 caractérisé par un affaiblissement des anticyclones des Açores et Saharo-Lybie, on remarque qu'en passant par un état atmosphérique transitoire (RT6) peut aboutir à un état de type RT3 ou revenir à son état d'origine (RT7). On peut aussi avoir une situation où RT6 aboutit à RT1 en passant par RT5 puis RT4. D'autres cas plus complexe où un RT peut aboutir à différents états atmosphérique peuvent aussi être observés. En effet RT6 est l'état atmosphérique le plus instable et peut aboutir à un état de type RT3, RT5 ou RT7.

Nous allons à présent tenter de caractériser la fluctuation du vent à Dakar à l'aide des RTs. Pour ce faire, les pourcentages d'occurrence des RTs pendant UP et RL de Novembre à Avril sont représentées sur la figure 5.9.

Pendant les événements RL, on remarque que RT1 est l'état le plus fréquent. La situation atmosphérique associée à ce régime de temps montre un dipôle avec une zone d'anomalie négative de pression au niveau de l'Atlantique tropical et même au niveau de la région côtière. Les anomalies positives sont notées dans le continent. Ce dipôle est associé à un affaiblissement des vents dans le SCUS. Son pourcentage d'occurrence varie durant la

saison et est maximal en Janvier. Pour cet état, l'anticyclone des Açores s'étend vers le nord de l'Afrique et la partie sud de l'Europe, l'anticyclone Saharo-Libyen est aussi plus fort. Les autres états sont aussi observées pendant RL avec des pourcentages plus faibles. RT5, l'état le moins observé pendant RL est le mode dominant pendant UP avec un pourcentage maximal en Février. La figure 5.8 montre que RT4 et RT5 peuvent être considérés comme décrivant le même phénomène qui se propage vers l'est. Ces états sont associés à un renforcement de l'anticyclone des Açores et un affaiblissement de l'anticyclone Saharo-Libyen. En terme de circulation, RT5 est associé à un renforcement des vents dans la partie côtière alors que pour RT4 nous avons plutôt des vents plus importants dans la partie nord de l'Afrique.

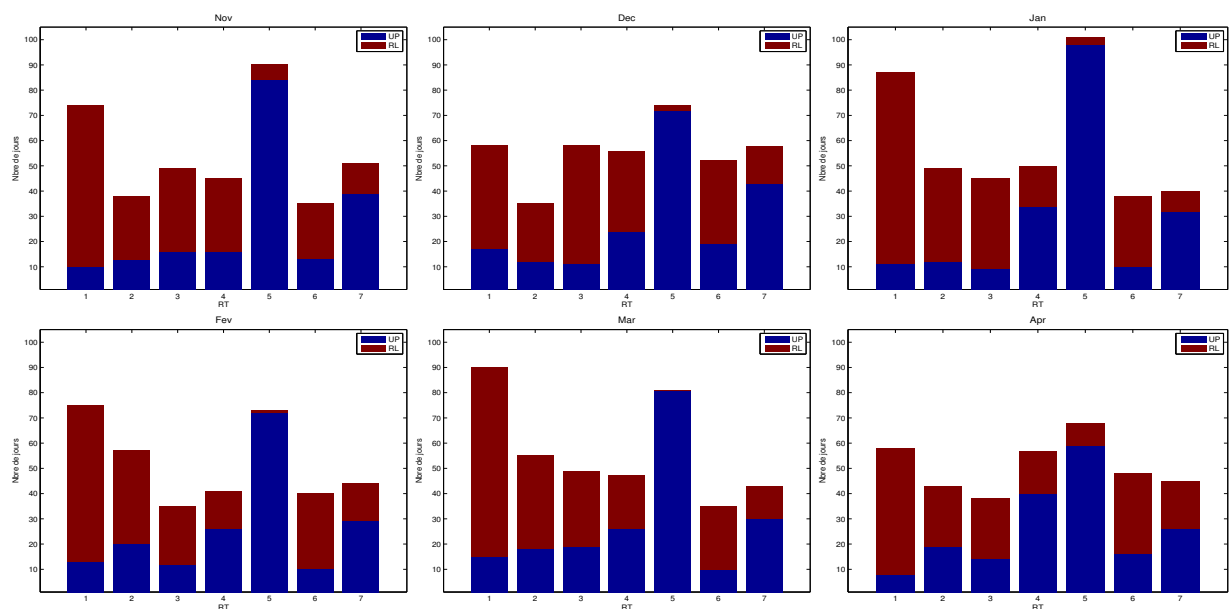


FIGURE 5.9: Pourcentage d'occurrence des régimes de temps pendant les événements UP et RL en moyenne pour les mois de Novembre à Avril sur la période 1979-2015.

Contrairement à la zone extratropicale où les RTs permettent de caractériser la dynamique de la circulation atmosphérique en décrivant les modes de variabilité dominants (Ghil et Robertson, 2002), dans la partie tropicale et subtropicale, les RTs sont plutôt une combinaison de différents phénomènes atmosphérique modulés par les ondes de Rossby extratropicales, les ondes de Kelvin et la MJO à des échelles de temps plus courtes (Moron *et al.*, 2018). Ce qui fait qu'il est plutôt difficile de caractériser le mode de variabilité atmosphérique dans ces zones. Le succès le plus significatif concerne les conditions UP qui sont très fortement liées à RT5 et dans une moindre mesure RT4, c'est à dire au passage de trains d'ondes de Rossby aux moyennes latitudes dans l'Atlantique.

5.2.2 La méthode des composites

5.2.2.1 Cycle saisonnier des composites de SLP et du vent à 10 m

L'analyse en composites est un outil classique qui nous permet de caractériser la structure spatiale d'un ensemble de données. Dans notre cas nous utilisons les indices correspondants aux événements UP et RL. Un test de significativité avec un seuil de 95% a été appliqué pour représenter les résultats statistiquement significatifs.

Pour regarder les caractéristiques de l'atmosphère pendant UP et RL, les anomalies de SLP et du vent à 10 m, de Novembre à Avril, pour les indices correspondant à UP et RL sont représentées sur les figures 5.10 et 5.11.

La fluctuation du vent à Dakar est associée d'une manière générale à une structure dipolaire grande échelle (tropicale et subtropicale) des anomalies de la pression associées à des anomalies de vents géostrophiques. On remarque que ces anomalies de pression (positives et négatives) ne sont pas symétriques. Ce dipôle persiste toute la saison et son expansion spatiale varie suivant les mois.

Pendant UP, les anomalies négatives sont localisées principalement sur la partie continentale (même si elles débordent dans l'océan en Janvier). Leurs valeurs maximales sont localisées au nord de l'Afrique et au sud de l'Europe. Les anomalies positives sont elles localisées dans la partie océanique et peuvent atteindre la partie est de l'Atlantique tropical. Les anomalies positives maximales sont localisées dans la partie centrale de l'Atlantique subtropical.

On note un changement saisonnier important des anomalies de pression dans la partie est de l'Atlantique tropical. En effet, les anomalies positives sont localisées entre 5 et 40 °N en Novembre et la partie est atteint les côtes ouest africaines. En Décembre elles sont situées plus au nord, puis s'étendent vers le sud le reste de la saison. En février elles couvrent presque toute la partie Atlantique nord. Les anomalies positives de pression ont tendance à tourner vers le sud-est quant elles atteignent les basses latitudes (une intrusion d'anomalies positives de pression sur le continent est notée en Avril). Ces anomalies de pression sont associées à une extension de l'anticyclone des Açores vers le sud-ouest en Novembre, Janvier et Février alors qu'il est plutôt renforcé en Mars-Avril ce qui induit un renforcement des vents dans la partie est de l'Atlantique tropical. Sur le continent, la baisse de pression est associée à une réduction des vents dans la partie nord de l'Afrique. On note une similarité des patterns d'anomalies de pression avec celles de RT5 surtout en Novembre-Janvier.

Pendant RL, nous avons plutôt une situation contraire à UP même si elle n'est pas précisément symétrique. En effet, les anomalies positives de pression sont notées pour la plupart au niveau du continent et les maxima centrés au nord de l'Afrique et au sud de l'Europe.

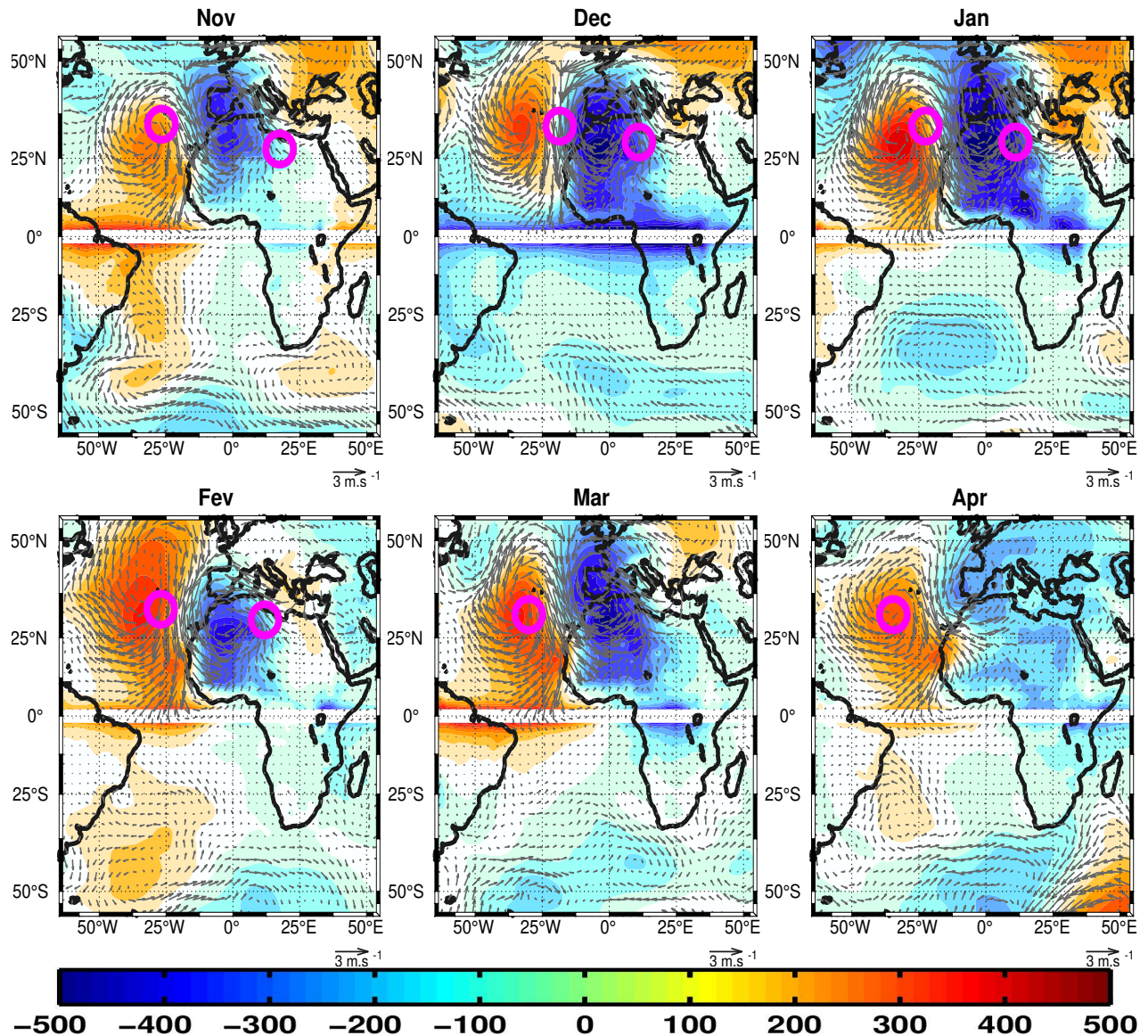


FIGURE 5.10: Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer normalisée (en contours, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [m s⁻¹]) pendant les événements UP pour les mois de Novembre à Avril. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne mensuelle climatologique sur la période 1979 à 2015. Les positions moyennes mensuelles de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles en magenta.

Ces anomalies positives débordent dans l'océan Atlantique subtropical et ont tendance à confiner les anomalies négatives de pression au sud (entre 30 °N et l'équateur). Comme pour UP, ces anomalies ont une orientation sud-est au niveau de la partie est de l'Atlantique et une intrusion d'anomalie négative est observée. En situation de vents faibles, nous avons une extension de l'anticyclone des Açores vers l'Europe et le nord de l'Afrique alors que l'anticyclone Saharo-Libyen est plus fort.

La circulation associée montre d'une manière générale une réduction des vents dans l'est de l'Atlantique tropical alors que les vents sont renforcés au nord de l'Afrique.

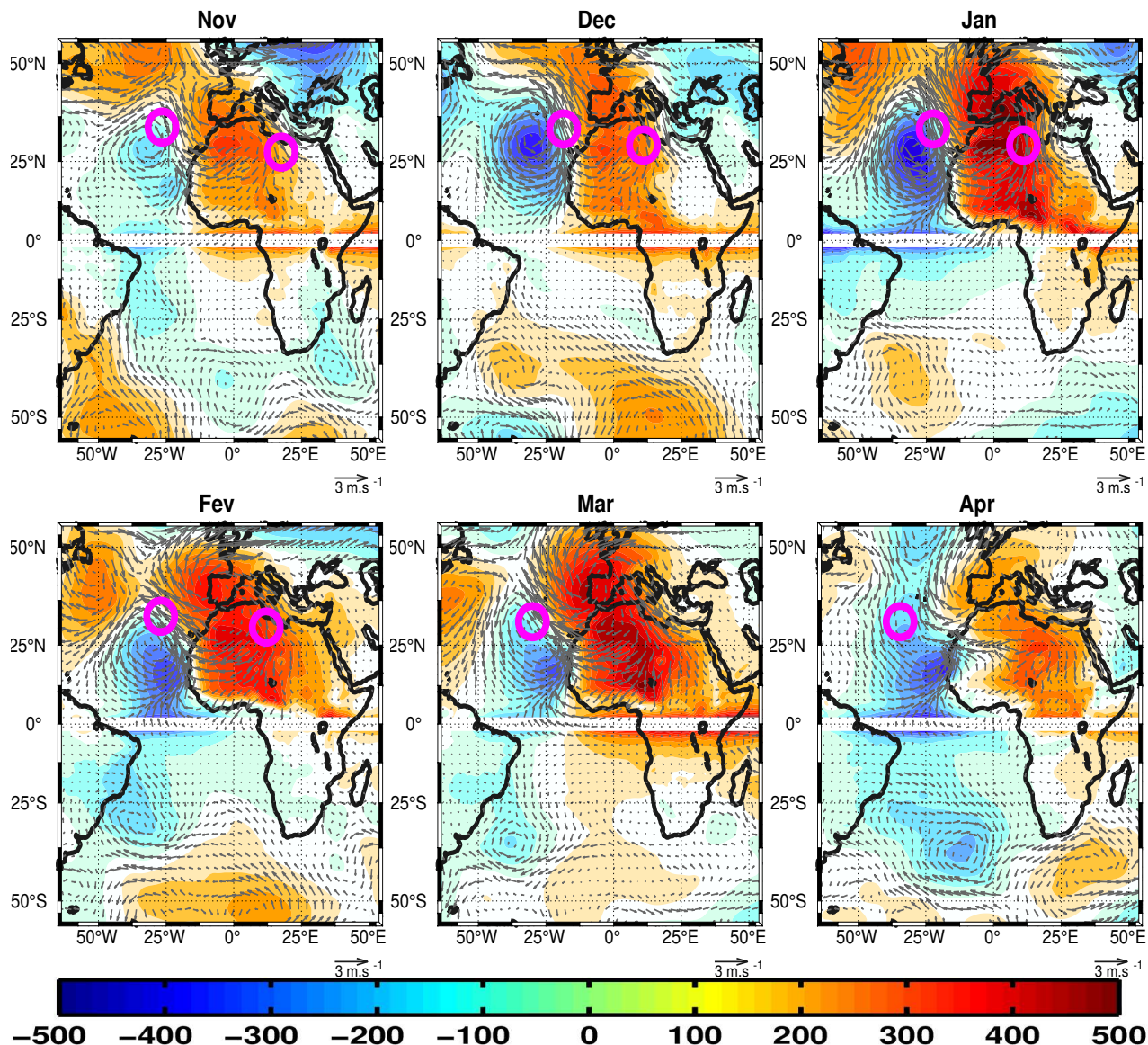


FIGURE 5.11: Structure spatiale de l'anomalie de la pression normale à la surface de la mer normalisée (en couleurs, [Pa]) et du vent à 10m (en vecteurs, [m s^{-1}]) pendant les événements RL pour les mois de Novembre à Avril. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne mensuelle climatologique sur la période 1979 à 2015. Les positions moyennes mensuelles de l'anticyclone de Açores et de l'anticyclone Saharo-Libyen sont représentées par les cercles en magenta.

L'analyse de la structure de SLP et du vent nous a permis de voir que la fluctuation du vent à Dakar est liée à des conditions atmosphérique plutôt grande échelle. D'après Moron *et al.* (2018), le dipôle de pression observé pendant UP et RL serait lié à la dispersion d'une onde de Rossby produite aux moyennes latitudes par les instabilités du jet stream, c'est-à-dire que la variation du vent à Dakar à l'échelle synoptique pourrait être conditionnée par des perturbations aux latitudes plus élevées qui sont emmenées vers le sud sous la forme d'ondes de Rossby. Pour vérifier cette hypothèse une analyse en composites laggés est effectuée dans la suite.

5.2.3 Composites laggés de la SLP

Pour mieux comprendre la structure dipolaire des anomalies de pression associées à UP et RL, et son possible lien avec la circulation aux moyennes latitudes, nous avons considéré la structure de la pression en décalage temporel de quelques jours avant et après la fluctuation du vent à Dakar (qui correspond au lag=0). Le but ici, est de mettre en lumière les évolutions synoptiques dans l'atmosphère qui précèdent et succèdent à la mise en place de conditions UP et RL (et non d'expliquer les mécanismes responsables de ces évolutions).

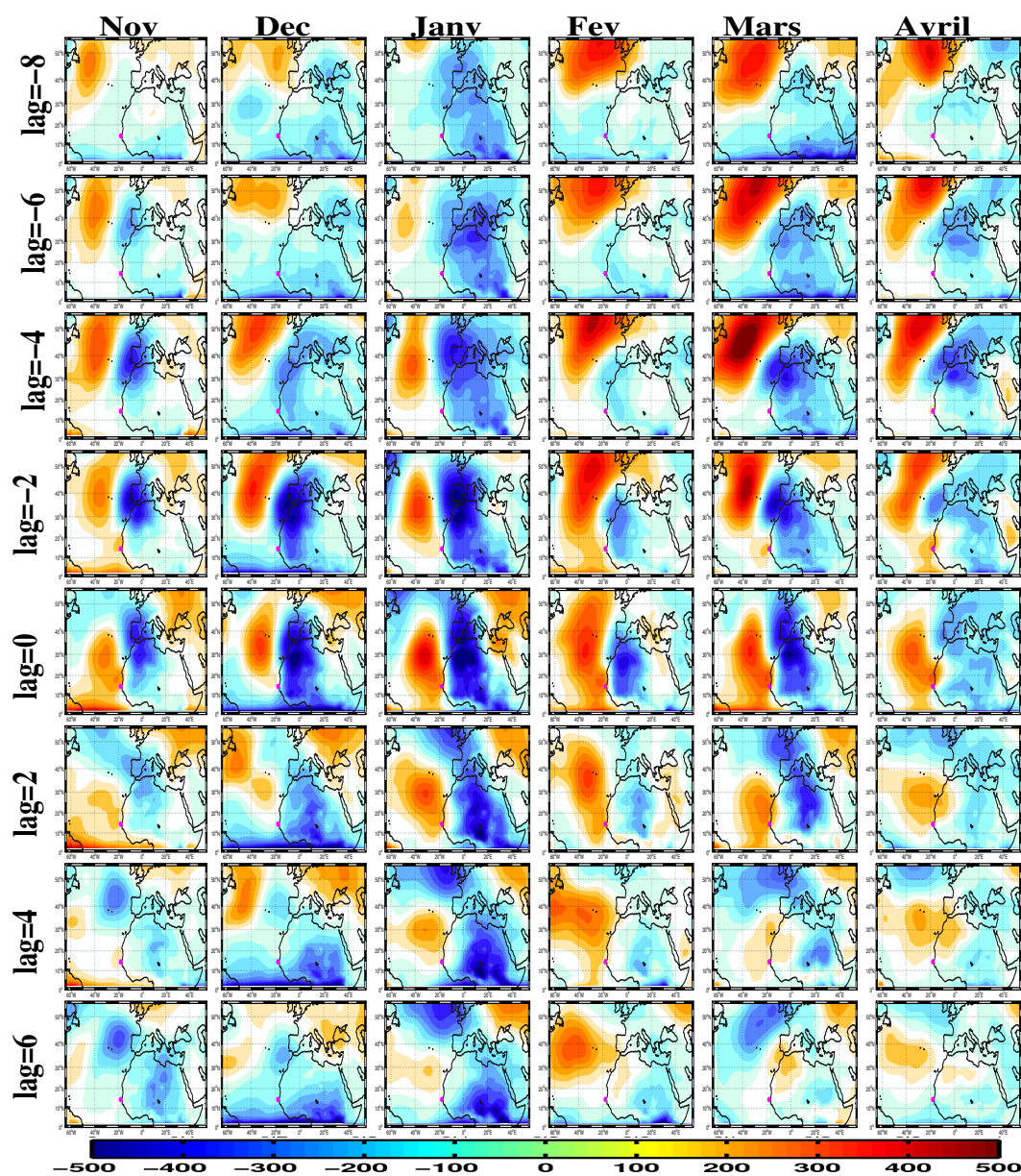


FIGURE 5.12: Composites laggés des anomalies de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) pendant les événements UP. Les résultats pour les lag=-10 à lag=4 sont représentés par pas de 2jours.

Les composites laggés de 8 jours avant jusqu'à 6 jours après l'intensification ou la relaxation du vent sont représentés sur les figures 5.12 et 5.13. On remarque que l'évolution temporelle diffère selon les mois. Néanmoins la signature d'une onde de Rossby qui s'étend vers le sud sud-est avec sa phase positive (resp. négative) située au niveau de l'océan pendant UP (resp. RL) est bien visible.

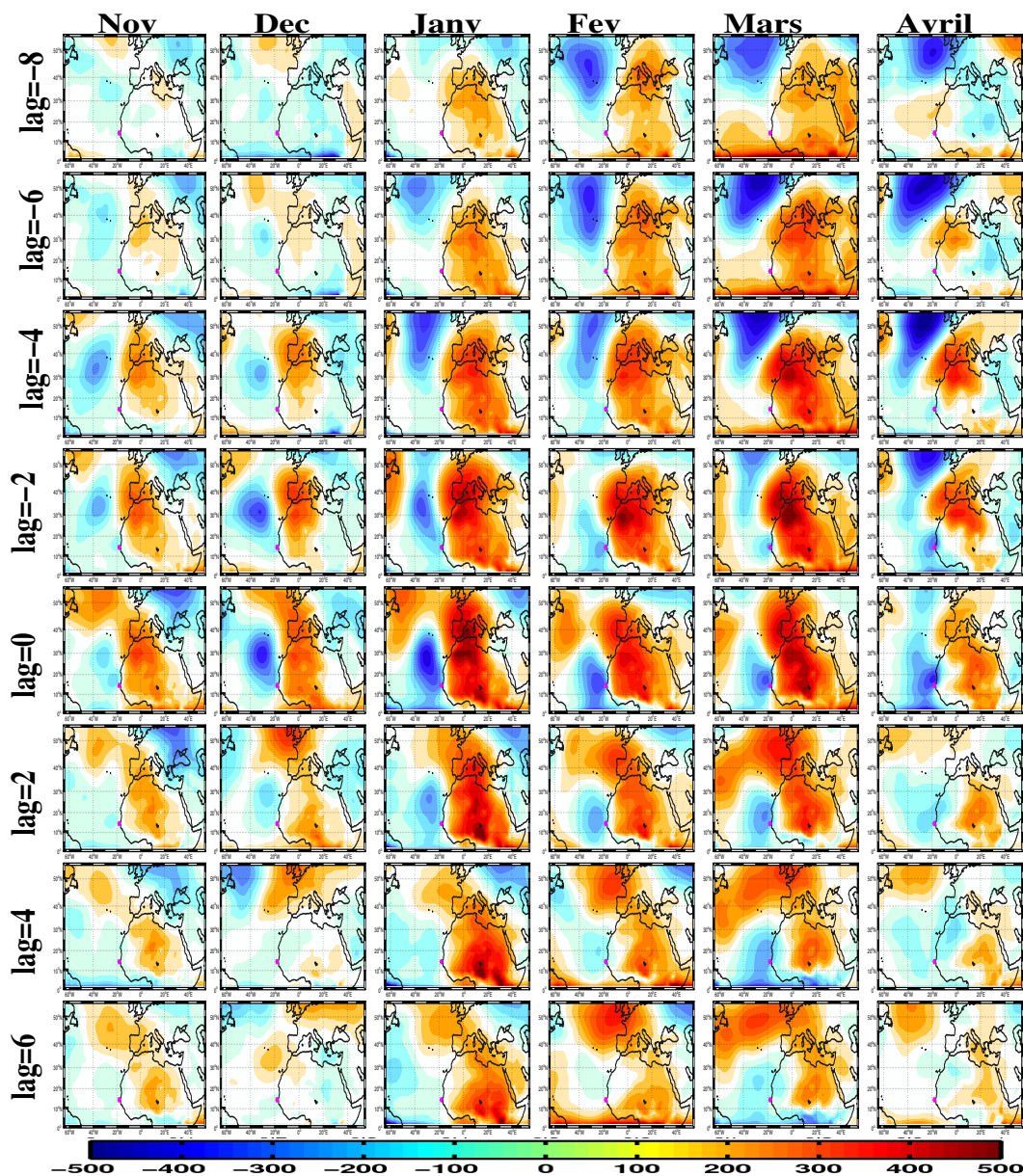


FIGURE 5.13: Composites laggés des anomalies de la pression normale à la surface de la mer (en couleurs, [Pa]) pendant les événements RL. Les résultats pour les lag=-10 à lag=4 sont représentés par pas de 2jours.

Pendant UP, on observe des anomalies positives de la pression dans la partie océanique au nord du domaine à partir de lag=-8. Elles se propagent vers le sud pendant que des anomalies négatives de pression commencent à se développer dans la partie nord de l'Afrique au sud de l'Europe et augmentent dans le temps (une exception est visible pour janvier

où les anomalies négatives sur l'Europe, l'Afrique et la Méditerranée sont déjà présentes 8 jours avant UP). Ceci induit la mise en place d'un dipôle de pression dont les anomalies positives sont centrées dans la partie océanique et les anomalies négatives dans la partie continentale (au nord de l'Afrique jusqu'au sud de l'Europe). Ce dipôle se renforce et les anomalies positives atteignent les latitudes du Sénégal à lag=-2 (excepté le mois de Décembre où elles se situent plus au nord). Quant elles arrivent à l'est de l'Atlantique tropical, au niveau des côtes, ces anomalies ont tendance à se propager vers le sud-est. Les anomalies les plus fortes sont observées à lag=-2 de Novembre à Février et plutôt à lag=-4 en Mars et Avril.

L'analyse des composites laggés pendant RL montre que nous avons en moyenne une situation contraire à UP avec quelques particularités. Pendant RL, au cœur de la saison (Février Mars Avril), le dipôle de pression est déjà visible à lag=-8 avec les anomalies négatives au nord du domaine dans la partie océanique et des anomalies positives localisées dans la partie continentale. En début de saison, ces anomalies de pression sont faibles et elles ne deviennent visible que à lag=-4. Le dipôle atteint les latitudes du Sénégal à la même période que UP (à lag=-2) avec une orientation sud-est à lag=0. Pour UP et RL, ce dipôle persiste jusqu'à lag=2.

Cette partie de l'étude demanderait à être approfondie mais il s'agit là de développer un travail sur la dynamique de l'atmosphère pour lequel les outils et collaborations spécifiques sont à mettre en place.

Parmi les questions qui se posent on notera :

- le rôle possible joué par l'océan dans l'établissement d'anomalies de pression caractérisées par un maximum secondaire à proximité immédiate des côtes mauritano-sénégalaises (UP). C'est le cas en Novembre et de Février à Avril mais pas en Décembre-Janvier. L'hypothèse à tester serait que l'établissement de SST froides au large de la Mauritanie et du Sénégal exerce un feedback positif capable de renforcer les anomalies positives de pression à l'échelle régionale. Des analyses de corrélations laggés en SLP et SST n'ont pas permis de confirmer ou d'infirmer une telle hypothèse. ;
- les changements de patterns d'un mois sur l'autre sont particulièrement notables, par exemple entre Novembre et Janvier. Il reste à vérifier la significativité de ces changements et, dans l'hypothèse où ils sont robustes, à les expliquer. Dans cette voie, il conviendrait de s'intéresser à la manière dont la position et l'intensité du jet Stream aux moyennes latitude conditionnent les caractéristiques des trains d'ondes de Rossby générées par instabilité et conduisent aux évolutions temporelles (composites) présentées sur les figures 5.12 et 5.13 (d'autres traits atmosphérique pourraient également jouer un rôle : structure moyenne du heat low, et de l'anticyclone Saharo-

Libyen). ;

- il serait également intéressant de mieux comprendre les causes des asymétries entre les situations UP et RL, par exemple en ce qui concerne le confinement des anomalies de SLP dans les subtropiques durant RL alors que les anomalies de SLP connectent avec les moyennes latitudes pour UP (comparer les figures 5.10 et 5.11) ;
- la pertinence du cadre d'analyse proposé ici pour mieux comprendre d'autres aspects du régime des vents à Dakar et en particulier sa variabilité interannuelle. ;

Comme exploration préliminaire dans cette voie, nous avons regardé la variabilité interannuelle des événements UP et RL en lien avec l'Oscillation Australe El Niño (ENSO)

5.2.3.1 Variabilité interannuelle de UP et RL en lien avec ENSO

ENSO est un phénomène couplé océan-atmosphère à grande échelle qui touche l'océan Pacifique équatorial et que l'on observe à l'échelle interannuelle. Ce phénomène climatique comprend deux phases extrêmes : "el Niño" (ENSO chaude) et "la Niña" (ENSO froide). El Niño est caractérisé par un réchauffement des eaux de surfaces dans le Pacifique alors qu'en situation "la Niña" nous avons un refroidissement de la température de la mer (Philander, 1990). Ces phases affectent le régime des vents, la température de la mer et les précipitations jusqu'au niveau de l'Atlantique.

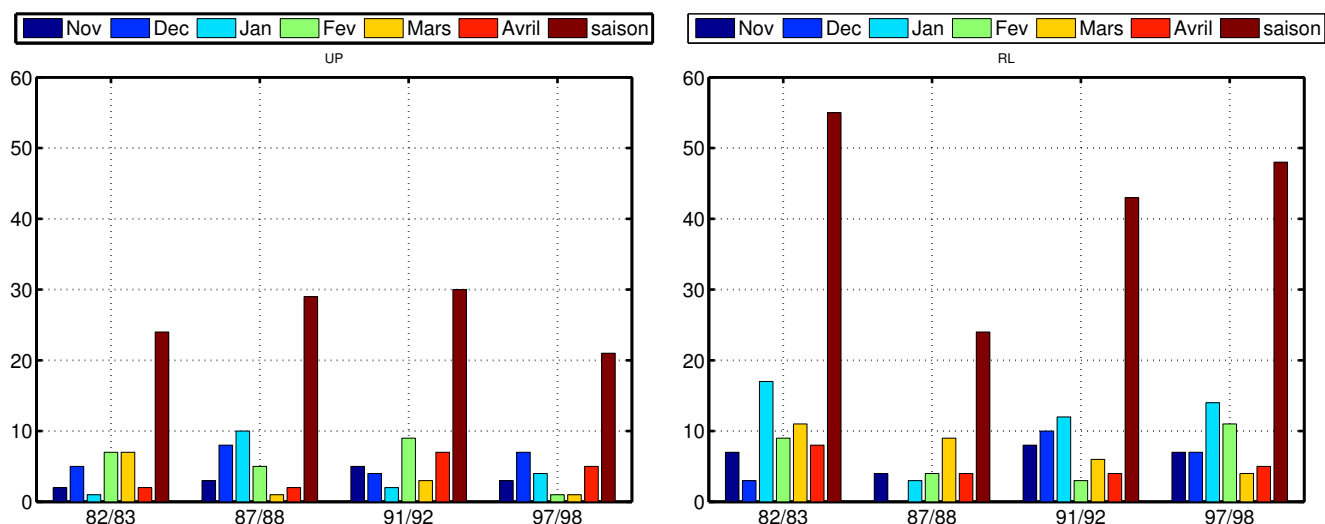


FIGURE 5.14: Nombres de jours pour toute la saison et décomposés aussi en mois pour les années où nous avons des situations ENSO chaudes ("el Niño") fortes et très fortes pour UP (resp. RL) à gauche (resp. droite).

Roy et Reason (2001) ont montré que les fluctuations du vent au large des côtes ouest-africaines (notamment au Sénégal) sont cohérentes avec les fluctuations de l'indice d'ENSO dans le pacifique. Cette analyse nous permet de voir l'existence de téléconnexions entre

l'océan Pacifique et l'Atlantique Tropical plus particulièrement le long des côtes sénégalaises.

Pour cette étude, les années marquées par des phénomènes d'ENSO forts (caractérisées par des anomalies de SST comprises entre 1.5 et 1.9°C) et très forts (anomalies de températures supérieures ou égales à 2°C) dans l'océan Pacifique, selon la classification de la NOAA <https://www.ggweather.com/enso/oni.htm>, sont analysées. Durant notre période d'étude, les années **1982-1983**, **1987-1988**, **1991-1992** correspondent à des situations "el Niño" fort et **1997-1998** est marqué par un "el Niño" particulièrement important. Les années **1988-1989**, **1998-1999**, **1999-2000**, **2007-2008** et **2010-2011** sont des années caractérisées par des "la Niña" forts (à noter qu'on n'observe pas de "la Niña" très fort).

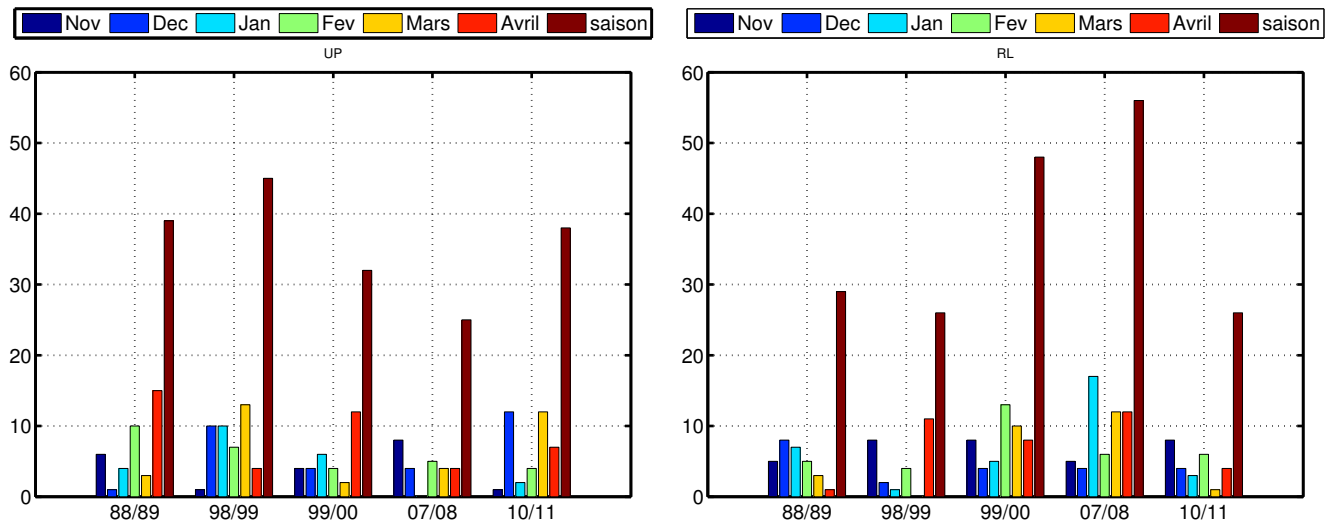


FIGURE 5.15: Nombres de jours pour toute la saison et décomposés aussi en mois pour les années où nous avons des situations ENSO froides ("la Niña") fortes pour UP (resp. RL) à gauche (resp. droite).

Le nombre de jours UP et RL pour les années de "el Niño" (resp. "la Niña"), pour chaque mois et à l'échelle de la saison, sont représentés sur la figure 5.14 (resp. 5.15).

Pour les années marquées par un "el Niño" très fort (figure 5.14) on observe que le nombre de jours RL est supérieur à celui de UP aussi bien à l'échelle de la saison que des mois. En effet, pour l'année **1997-1998**, nous avons 58 jours de RL contre 22 jours de UP durant la saison. Pour les "el Niño" forts on observe que les années **1982-1983** et **1991-1992** sont marquées par plus de RL que de UP alors que pour **1987-1988** les événements UP dominant. Pour **1987-1988** les anomalies de SST maximales étaient plutôt notées en été contrairement aux deux autres années où elles étaient plutôt notées en hiver (<https://www.ggweather.com/enso/oni.htm>).

En situation "la Niña", la corrélation est moins forte. Sur les cinq années, à l'échelle saisonnière, trois sont dominées par UP (**1988-1989**, **1998-1999**, **2010-2011**) alors que pour

1999-2000 et **2007-2008** nous avons plus d'événements RL. Pour toutes ces années les anomalies de températures maximales étaient notées en hiver. Ces résultats confirment la téléconnection entre les tropiques (Pacifique et Atlantique) mise en évidence par Roy et Reason (2001). Pour notre étude le lien est plus claire en situation "el Niño" comparé à "la Niña".

5.3 conclusion

Ce chapitre avait pour objectif d'identifier les modes de variabilité atmosphérique qui peuvent expliquer la variation synoptique du vent à Dakar. La saison d'upwelling au Sénégal est marquée par une fluctuation synoptique du vent avec des coups de vents forts (UP) et des relaxations (RL). Les modes de variabilité atmosphérique associés aux phases UP et RL ont été étudiés. Les résultats montrent que le mode principal de variabilité en l'Atlantique nord (la NAO) ne permet pas d'expliquer la variation synoptique du vent le long des côtes sénégalaises même si elle décrit en partie sa variation saisonnière. Une analyse avec la méthode des régimes de temps et en composites (construites à partir des indices UP et RL) nous ont permis de voir que les fluctuations du vent à Dakar sont principalement modulées par l'intensité et la position de l'anticyclone des Açores et l'anticyclone Saharo-Libyen. Un anticyclone des Açores situé plus au sud par rapport à sa position moyenne et un anticyclone Saharo-Libyen affaiblit sont associés à UP. Pour RL nous avons plutôt l'anticyclone des Açores qui s'étend plus au nord et l'anticyclone Saharo-Libyen plus fort. La modulation de ces centres de hautes et basses pressions semble liée à des perturbations aux moyennes latitudes de type ondes de Rossby. À l'échelle interannuelle on remarque une forte corrélation entre affaiblissement des vents à Dakar (importance des états RL) et les conditions "el Niño". Cette corrélation est moins nette entre UP et "la Niña".

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Sommaire

6.1 Conclusion	131
6.2 Limites et perspectives	133

6.1 Conclusion

Cette thèse avait pour objectif de combler les manquements sur les connaissances relatives aux rôles de la dynamique océanique et atmosphérique sur le fonctionnement de l'upwelling ouest africain.

Plus spécifiquement elle a permis de comprendre la dynamique du courant de bord qui alimente l'upwelling et son lien avec la circulation à l'échelle de l'ATNE. Une étude visant à identifier les modes de variabilité atmosphérique à l'échelle de l'Atlantique nord modulant la variation synoptique du vent le long du Sénégal et plus particulièrement à Dakar est abordée en fin de thèse.

Nos résultats sont principalement basés sur des sorties de simulations du modèle NEMO avec une configuration régionale nommée (TROP025), des données d'observations qui nous ont permis d'évaluer le réalisme du modèle et enfin des réanalyses (Era-Interim) pour l'étude consacrée à la partie atmosphérique.

Les premiers résultats de cette étude détaillés au chapitre 3, nous ont permis de mieux comprendre la circulation le long de la pente continentale des côtes guinéennes, sénégalaises et mauritaniennes, entre la surface et l'isopycne $\sigma = 26.7$. Cette gamme de profondeur est celle où se concentre la circulation induite par le vent et fournit les entrées d'eau dans la couche mélangée par le biais de l'upwelling.

La circulation proche côtière est marquée par la présence d'un sous-courant méridien (WABC) dirigé vers le pôle. Il est constitué du système de courants de bord (le PUC : un sous-courant fréquemment accompagné d'un courant de surface et le MC). Le WABC est présent toute l'année et est fréquemment visible en surface (en l'absence du jet d'upwelling côtier). Il s'intensifie jusqu'à environ 250 m de profondeur. Son cycle saisonnier est de type semi-annuel avec deux maxima de transport : un premier en Avril-Mai (S) et un second en Octobre-Novembre (F). Son transport méridien vers le nord est la conséquence des gradients de pression baroclines mis en place par le vent et aussi d'un rotationnel de vent positif, le long des côtes ouest africaines. L'existence du WABC et son cycle saisonnier résultent de l'activité des ondes côtières générées par un forçage par le vent (relaxation des vents) aussi bien local que distant. Une prédominance du forçage local est notée pour S et plutôt distant (dans le golfe de Guinée) pour F. La variabilité spatiale et temporelle du WABC a pour conséquence la formation d'ondes de Rossby qui se propagent vers l'ouest avec des caractéristiques qui changent suivant la latitude. Les changements de propriétés de ces ondes de Rossby (mode vertical dominant et la réduction du signal vers le nord) ont été liés dans notre étude à la structure de la PV dans cette région.

Le lien entre le WABC et la circulation dans l'ATNE a été montré au chapitre 4. Une étude lagrangienne avec l'outil Ariane nous a permis de voir que les masses d'eau qui alimentent les upwelling côtiers ouest-africains par le biais du WABC sont pour la majeure partie apportées dans l'ATNE par le NEUC. Ces eaux sont constituées pour la plupart des eaux de la thermocline. L'étude de la circulation dans l'ATNE nous a aussi permis de voir que la représentation de la circulation régionale, dans certains schémas de circulation dans la littérature (comme Stramma et Schott, 1999), était en partie incohérente avec nos résultats du modèle mais aussi des observations. Ces incohérences portent sur l'existence ou non d'une recirculation vers l'ouest au nord du GD. Il est possible que le calcul de vitesses à la profondeur typique du GD (50-100 m) à partir de l'équation du vent thermique et de niveaux de références peu profonds (500 voire 200 m ; Voituriez et Herbland, 1982) ait conduit à surestimer l'importance de cette recirculation vers l'ouest. La prise en compte des gradients thermohalins profonds tend à renforcer l'advection vers le nord-est dans l'ATNE. Une autre source d'erreurs possibles concerne la présence de jets zonaux quasi permanent dont l'orientation vers l'est ou vers l'ouest, alterne avec la latitude. Ces jets zonaux sont des structures robustes de la circulation eulérienne moyenne, qui ont été modélisés et observés dans d'autres régions de bords est. Sur la gamme de profondeur considérée, ces jets zonaux ont un effet limité sur les trajectoires lagrangiennes des masses d'eau qui sont principalement orientées vers le nord.

Environ 3 Sv s'approchent vers les côtes ouest africaines (Sénégal., Mauritanie) dans la shadow de l'ETNA. Une grande partie de ces eaux sont remontées dans la couche mé-

langée. La remontée se fait principalement de manière isopycnales mais la composante diapycnale n'est pas négligeable dans les 100 premiers mètres de la colonne d'eau. Dans le modèle 1/2 Sv s'échappe vers le nord au delà du Cap Blanc et communique donc avec la partie nord du système des Canaries. Il serait Intéressant de disposer d'observations adéquates pour pouvoir évaluer le réalisme de cette valeur.

Enfin la dernière partie de la thèse abordée au chapitre 5 a été consacrée à l'identification des modes de variabilité atmosphérique responsables de la variation synoptique du vent à Dakar. Nos résultats nous ont permis de voir que les fluctuations du vent avec des coups de vents forts (UP) et parfois très faibles (RL) sont principalement modulées par l'intensité et la position de l'anticyclone des Açores, de l'anticyclone Saharo-libyen et de la dépression Saharo-sahélienne. Durant les moments de forts (resp. faibles) vent, l'anticyclone des Açores est situé plus au sud (resp. plus au nord) par rapport à sa position moyenne. Les épisodes UP sont associées à un anticyclone Saharo-Libyen plus faible alors que pour RL il est plus fort. D'après les premiers résultats la modulation de ces centres de hautes pressions serait liée à des perturbations au niveau des plus hautes latitudes et emmenées dans notre zone par les ondes de Rossby.

6.2 Limites et perspectives

Cette thèse nous a permis de mieux comprendre le rôle exercé par la dynamique océanique et atmosphérique régionale sur le fonctionnement de l'upwelling ouest-africain. Cependant notre étude comporte quelques limites.

La première limitation est que l'étude sur la dynamique océanique est principalement basée sur les résultats de simulations numériques du fait du manque de données d'observations in-situ suffisantes dans l'ATNE. La résolution du modèle, $1/4^\circ$, est insuffisante pour bien représenter l'upwelling côtier comme on l'a bien vu dans le chapitre 2. Le WABC étant situé à proximité immédiate du plateau continental durant la majeure partie de la saison froide, il est vraisemblable que sa structure et son comportement turbulent soient affectés par une interaction avec un upwelling côtier mal représenté et trop diffus. La résolution du WABC lui même est peut être insuffisante pour représenter correctement sa variabilité temporelle dans la partie nord de notre zone d'intérêt (où le rayon de déformation et la largeur du courant sont les plus petits). Les autres limitations concernent le cadre saisonnier des analyses que nous avons réalisé. Dans la réalité, l'activité du WABC est modulée aux échelles intrasaisonnières (du fait des variations du vent alongshore dans le guide d'onde côtier) mais aussi interannuelles. L'une des perspectives de cette thèse est la poursuite des analyses à ces échelles.

Il est également prévu de continuer l'étude abordée dans le chapitre 5 qui nous a permis de mettre en évidence de rôle des centres de hautes et basses pression dans la modulation du vent à Dakar. De même la connexion entre les perturbations aux moyennes latitudes et la variation synoptique du vent à Dakar mise en évidence sera étudiée. Pour commencer nous allons dans la suite analyser le géopotential en complément de la pression au niveau du surface de la mer. Son analyse au niveau des moyennes couches (environ 500 hPa) nous permettra de mieux interpréter les perturbations liées à l'activité des ondes. De même, la période d'étude sera allongée jusqu'en 2018 et une étude de cas sur la saisons 2015-2016 marquée par un évènement "el Niño" très fort sera effectuée.

Comme nous l'avons vu dans section 1.1.1, l'ATNE est marqué par la présence d'une OMZ présente sur deux gammes de profondeur : une OMZ dite profonde à environ 400 m de profondeur centrée à environ 20 °W, 10 °N et une peu profonde à environ 100 m de profondeur située au large de la Mauritanie et du Sénégal. Ces OMZs sont marquées par des niveaux d'oxygène faibles. L'OMZ peu profonde se situe à peu près dans la même gamme de profondeur et de densité que le cœur du WABC. La structure et la dynamique associées à cette OMZ sont pour le moment mal comprises. Cela est dû au fait que, jusque là, les modèles biogéochimiques ont du mal à représenter les OMZs dans notre région (Éric Machu, communication personnelle). Vincent Échevin développe actuellement un modèle biogéochimique forcé par un modèle de physique (développé par Dr. Siny Ndoye) qui reproduit bien la dynamique côtière. Les premiers résultats de ce modèle montrent qu'il reproduit qualitativement bien cette OMZ peu profonde. Nous prévoyons d'utiliser les sorties de ce modèle et de calculer des budgets biogéochimiques le long de trajectoires lagrangiennes (en utilisant une méthode similaire à celle réalisée dans la section 4.1). Ceci nous permettra de comprendre les processus à l'œuvre dans la formation de cette OMZ. Une autre perspective est de confronter nos estimations de transports calculées à partir du modèle avec des données d'observations in-situ. Pour ce faire il serait important de mieux documenter la zone en termes d'observations. Des efforts allant dans ce sens sont entrepris depuis 2011 avec la réalisation d'un bon nombres de campagnes d'observations au niveau du plateau sénégalais on peut citer entre autres les campagnes UPSEN1 en 2012, UPSEN2 en 2013, ECOAO 2013, AWA 2014, Miniscopes 2015 et 2017, le déploiement de profileurs et bouées dérivantes dont 6 campagnes en voilier en 2017-2018 et la mise à l'eau de la bouée MELAX en février 2015. Des profileurs ARGO déployés au large du Sénégal depuis 2012 (A. Lazar, communication personnelle) apportent un complément d'observations en océan ouvert mais la nature de ces observations ne les rend pas facilement exploitables pour caractériser le WABC réel. Le déploiement envisagé de profileurs ARGO-Bio pourrait permettre de mieux aborder le fonctionnement biogéochimique de l'ATNE.

Annexe



A model perspective on the dynamics of the shadow zone of the eastern tropical North Atlantic – Part 1: the poleward slope currents along West Africa

Lala Kounta^{1,2}, Xavier Capet², Julien Jouanno³, Nicolas Kolodziejczyk⁴, Bamol Sow⁵, and Amadou Thierno Gaye¹

¹Laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan Siméon Fongang, ESP /UCAD, Dakar, Senegal

²LOCEAN Laboratory, CNRS-IRD-Sorbonne Universités-MNHN, Paris, France

³LEGOS Laboratory, IRD-Univ. Paul Sabatier-Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France

⁴Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatial, IFREMER-IRD-CNRS-UBO, IUEM, Plouzané, France

⁵Laboratoire d'Océanographie, des Sciences de l'Environnement et du Climat, UASZ, Ziguinchor, Senegal

Correspondence: Lala Kounta (soxnalala@gmail.com)

Received: 12 February 2018 – Discussion started: 19 March 2018

Revised: 12 July 2018 – Accepted: 23 July 2018 – Published: 10 September 2018

Abstract. The West African seaboard is one of the upwelling sectors that has received the least attention, and in situ observations relevant to its dynamics are particularly scarce. The current system in this sector is not well known and understood, e.g., in terms of seasonal variability, across-shore structure, and forcing processes. This knowledge gap is addressed in two studies that analyze the mean seasonal cycle of an eddy-permitting numerical simulation of the tropical Atlantic. Part 1 is concerned with the circulation over the West African continental slope at the southernmost reach of the Canary Current system, between ~ 8 and 20° N. The focus is on the depth range most directly implicated in the wind-driven circulation (offshore and coastal upwellings and Sverdrup transport) located above the potential density $\sigma_t = 26.7 \text{ kg m}^{-3}$ in the model (approx. above 250 m of depth). In this sector and for this depth range, the flow is predominantly poleward as a direct consequence of positive wind stress curl forcing, but the degree to which the magnitude of the upper ocean poleward transport reflects Sverdrup theory varies with latitude. The model poleward flow also exhibits a marked semiannual cycle with transport maxima in spring and fall. Dynamical rationalizations of these characteristics are offered in terms of wind forcing of coastal trapped waves and Rossby wave dynamics. Remote forcing by seasonal fluctuations of coastal winds in the Gulf of Guinea plays an instrumental role in the fall intensification of the poleward flow. The spring intensification appears to be related to wind fluctuations taking place at shorter distances north of the Gulf

of Guinea entrance and also locally. Rossby wave activity accompanying the semiannual fluctuations of the poleward flow in the coastal waveguide varies greatly with latitude, which in turn exerts a major influence on the vertical structure of the poleward flow. Although the realism of the model West African boundary currents is difficult to determine precisely, the present in-depth investigation provides a renewed framework for future observational programs in the region.

1 Introduction

The meridional extent of the Canary Current system (CCS) is one of its remarkable features. The northern (southern) extreme is the northern (southern) tip of the Iberian peninsula at $\sim 40^\circ$ N (Cape Roxo at $\sim 12^\circ$ N). Between approximately 35 and 20° N the system is aptly named. The Canary Current is the slow southward return flow of the North Atlantic subtropical gyre flowing offshore of northwest Africa (see setting in Fig. 1a). About Cap Blanc (21° N) the Canary Current bifurcates toward the southwest, away from the African continent, and feeds the North Equatorial Current (NEC). Between ~ 20 and 12° N, the southern end of the CCS is well separated from the northern CCS (nCCS) by the Cape Verde frontal zone (CVFZ) along which flows the NEC. Down to ~ 200 – 300 m, major contrasts exist across the CVFZ in terms of water masses: North Atlantic Central Water (NACW) to the

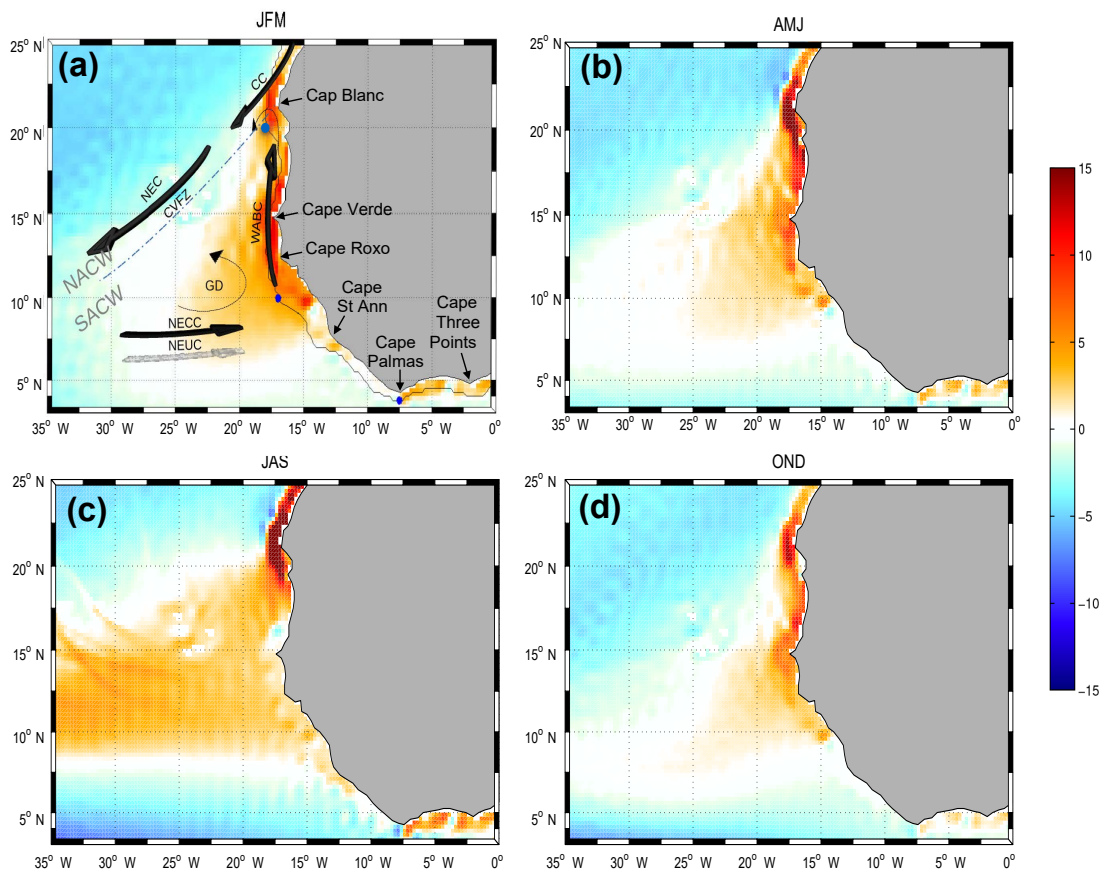


Figure 1. Seasonal climatology of Sverdrup transport ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$; excluding the Ekman flow in the surface layer) computed from the DFS5.2 wind forcing fields averaged for January–March (a), April–June (b), July–September (c), and October–December (a). The main regional flow, thermohaline features, and capes are indicated in panel (a): the Canary Current (CC), North Equatorial Current (NEC), North Equatorial Counter Current (NECC), north Equatorial Undercurrent (NEUC), Guinea dome (GD), and Cape Verde frontal zone (CVFZ), which separates the realm of the North Atlantic Central Waters (NACWs) and South Atlantic Central Waters (SACWs). The TROP025 100 m isobath along which several analyses are made is shown in black. Three geographical limits used to define the integrated upwelling indices computed in Sect. 5 are shown with blue dots.

north and fresher South Atlantic Central Water (SACW) to the south. At depths greater than ~ 300 m, NACWs are found further south and the water mass contrast fades away (e.g., Fraga, 1974; Tomczak Jr., 1981; Peña-Izquierdo et al., 2015). Note that water masses are traditionally separated into surface waters (potential density anomaly σ_t lower than 26.3), upper central waters ($26.3 < \sigma_t < 26.8$), and lower central waters ($26.8 < \sigma_t < 27.15$) (Elmoussaoui et al., 2005; Rhein and Stramma, 2005; Kirchner et al., 2009; Peña-Izquierdo et al., 2015). South of the CVFZ, the southern Canary Current system will in this study be referred to as the eastern tropical North Atlantic (ETNA) to underscore its distinct character and avoid overemphasizing oceanic connection and dynamical similarities with the nCCS (to the contrary we will highlight the importance of the connections with the tropical sector situated further south).

As we define it the ETNA is further delimited by the West African (WA) shores and to the south by the Northern Equatorial

Counter Current (NECC), which is surface intensified and feeds the area with waters of equatorial origin (Richardson and Reverdin, 1987; Blanke et al., 1999). The latitudinal position of the NECC undergoes seasonal fluctuations as a consequence of the shift in the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) and trade wind position (Richardson and Reverdin, 1987; Yang and Joyce, 2006). The NECC northernmost position at $\sim 10^\circ \text{N}$ is reached in late summer–early fall as the flow reaches maximal intensity. The wind regime exhibits important contrasting specificities in the nCCS and ETNA. From the vicinity of Cap Blanc up to $\sim 25\text{--}30^\circ \text{N}$, wind is upwelling favorable all year. Further north, upwelling winds are increasingly restricted to the summer period. Conversely, the upwelling season is limited to the winter–spring period between November and May in the ETNA, albeit less so when approaching Cap Blanc. Important contrasts are also found in terms of wind stress curl (WSC; not shown, but Sverdrup transport presented in Fig. 1 largely reflects WSC).

Except nearshore where coastal wind drop-off can be responsible for positive values, WSC is robustly negative over the nCCS (Risien and Chelton, 2008), which belongs to the North Atlantic subtropical gyre. Conversely, ETNA WSC is predominantly positive because sea–land contrasts and the shape of the African continent produce a curvature of the trade winds favorable to cyclonic rotation, and also because the ETNA is a transition region toward the ITCZ (i.e., the trade wind intensity gradually drops southward).

East of 23° W, the ETNA has historically received limited attention compared to the northern part of the CCS (and other eastern boundary regions) and the regional circulation still suffers from important knowledge gaps. Recently, the issue of the maintenance and possible expansion of the North Atlantic deep oxygen minimum zone has prompted some studies concerned with the density range 26.5–27.2 (Peña-Izquierdo et al., 2015; Brandt et al., 2015; Rosell-Fieschi et al., 2015) within which low dissolved oxygen concentrations are found. In this study our focus will be on the ETNA circulation and dynamics in a distinct, slightly lighter density class $\sigma_t \leq 26.7$. This density class, straddling the so-called surface and upper central water ranges, is important because it feeds the coastal upwellings present along Senegal, Gambia, Mauritania, and the southern part of Morocco (Glessmer et al., 2009). As part of a research effort aimed at implementing an ecosystem approach to managing the WA marine environment and fisheries, we are concerned with the origin of those upwelled waters, the pathways they follow to reach the WA shore, and the dynamics that underlie the existence of these pathways. In addition, note that the relatively low dissolved oxygen concentrations found in this density range have important implications since they contribute to anoxia or hypoxia over the WA continental shelves through coastal upwelling (Brandt et al., 2015; Machu et al., 2018). This element of the biogeochemical context is an important motivation for this work.

The ETNA broadly coincides with the shadow zone of the North Atlantic subtropical gyre. In classical wind-driven circulation theories it is a place of weak circulation, owing to the no-flow condition at the eastern boundary (Luyten et al., 1983). This means that thermocline waters, including those in our density class of interest, are not directly ventilated even though they outcrop overwhelmingly north of 20° N in the negative WSC region (Malanotte-Rizzoli et al., 2000). Strictly speaking though, the ETNA is not part of the subtropical gyre. As mentioned above, it is characterized by regional positive WSC, positive Ekman pumping, and, in virtue of the Sverdrup relation, northward flow (the vertical distribution of which is not well known and will be an important aspect of the present work). Two main dynamical features have been identified in the region that are consistent with these expectations: the Guinea thermal dome and the Mauritanian current.

The Guinea dome has been described in numerous studies (Siedler et al., 1992; Stramma et al., 2005) as a permanent quasi-stationary feature on the eastern side of a quasi-zonal

thermal ridge present over most of the basin at ~ 12 – 14° N. The dome is characterized by a rise of isotherms in the depth range 50–300 m. Voituriez and Herbland (1982) relate the Guinea dome to the cyclonic rotation of the NECC when approaching the eastern end of the basin, from eastward to northward and then westward as the flow connects to the NEC. Their claim is that the quasi-zonal thermal ridge associated with the NECC is reinforced by this cyclonic rotation, thereby giving rise to the dome structure. Note, though, that the thermal ridge is much more visible (in meridional cross sections; Fig. 3a, b) than the thermal dome (in zonal cross sections; Fig. 3c, d). Despite its supposed importance in conveying waters rich in dissolved oxygen toward the North Atlantic OMZ (Peña-Izquierdo et al., 2015), the Guinea dome remains to this date an elusive circulation feature, with limited and contradictory results on its position, dynamics, and variability, as this overview of the literature indicates. Siedler et al. (1992) analyze the Guinea dome structure and seasonal variability using in situ observations and a primitive equation model. Based on temperature distribution and geopotential anomaly fields, they conclude that the Guinea dome is a permanent feature with some seasonal variability, the upper thermocline center of the dome being found at about 9° N, 25° W in summer and 10.5° N, 22° W in winter. Their conclusions partly contradict earlier studies that could not identify the upper thermocline expression of the dome in winter (Voituriez, 1981) and the issue has not been settled since then (Lázaro et al., 2005). Finally, note that ADCP measurements (Stramma and Schott, 1999; Stramma et al., 2005, 2008) or averaged float drifts (Stramma et al., 2008) show weak signs of westward flow on the northern side of the Guinea dome in contrast to many schematic representations of the circulation associated with the Guinea dome (Stramma and Schott, 1999; Stramma et al., 2005; Brandt et al., 2010).

Modeling has not led to much clarification, perhaps because the Guinea dome is seldom reproduced with fidelity. The doming of the isopycnals along zonal sections is clearly insufficient in the models of Siedler et al. (1992), Yamagata and Iizuka (1995), Stramma et al. (2005), and in ours (see below). In contrast, OFES simulations presented by Doi et al. (2009) tend to overestimate the doming (see their Fig. 2c and d). More problematically, these simulations exhibit ETNA thermohaline uplifts that have distinct characteristics compared to the real Guinea dome. For instance, in Yamagata and Iizuka (1995) the subsurface temperature field exhibits a cold coastal tongue between 10 and 25° N that protrudes offshore around 15° N (their Fig. 3). The cold tongue is quasi-stationary, while the protrusion is subjected to an important seasonal modulation. Neither the model cold tongue nor the protrusion can unambiguously be identified to match the observed Guinea dome structure.

In terms of dynamical interpretation, the Guinea dome is being systematically related to WSC forcing, but two variant explanations can be found in the literature: local forcing (Mittelstaedt, 1976; Yamagata and Iizuka, 1995) or large-

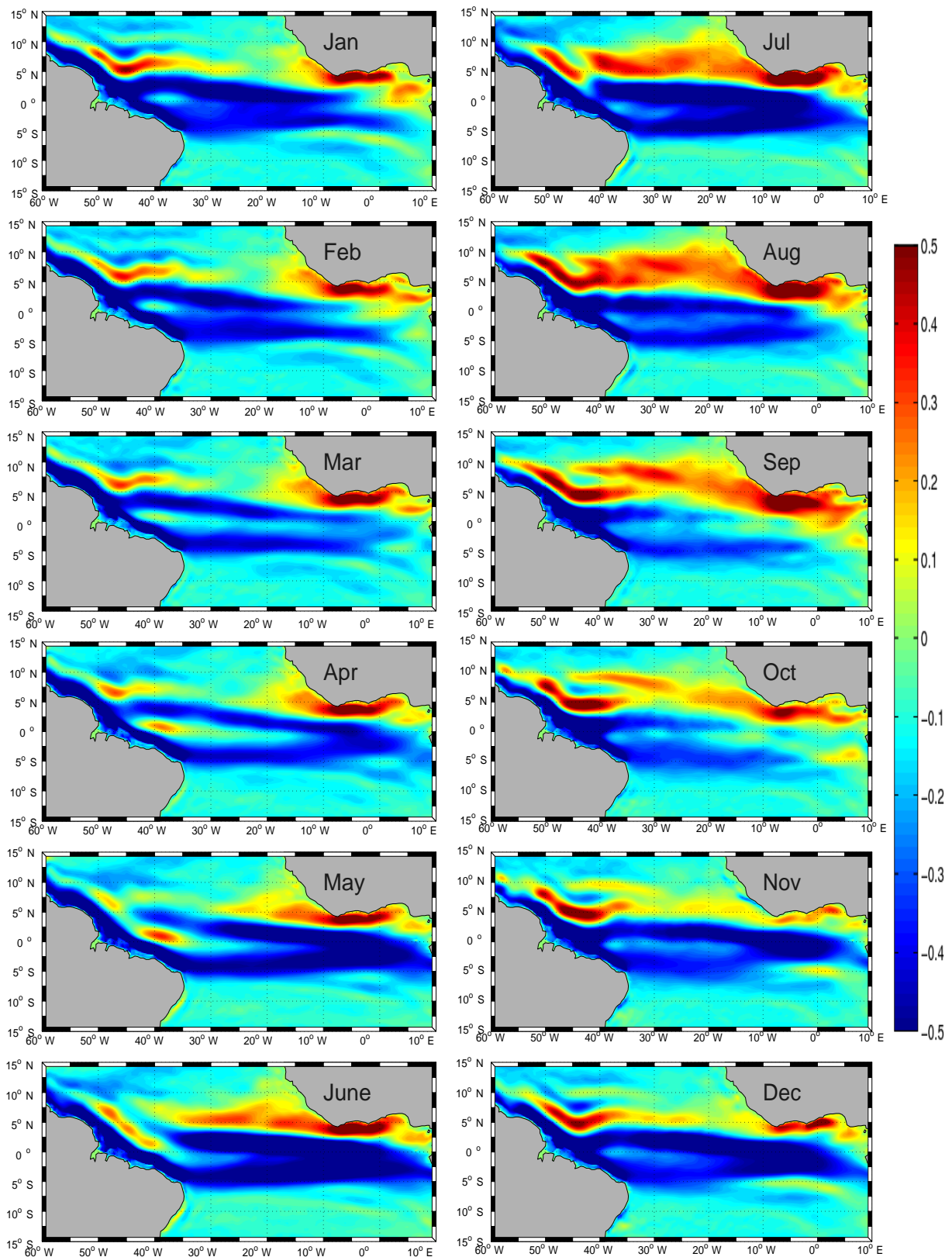


Figure 2. Model monthly climatology of zonal velocity at the ocean surface (m s^{-1}). This figure should be compared with Fig. 6 in Rosell-Fieschi et al. (2015).

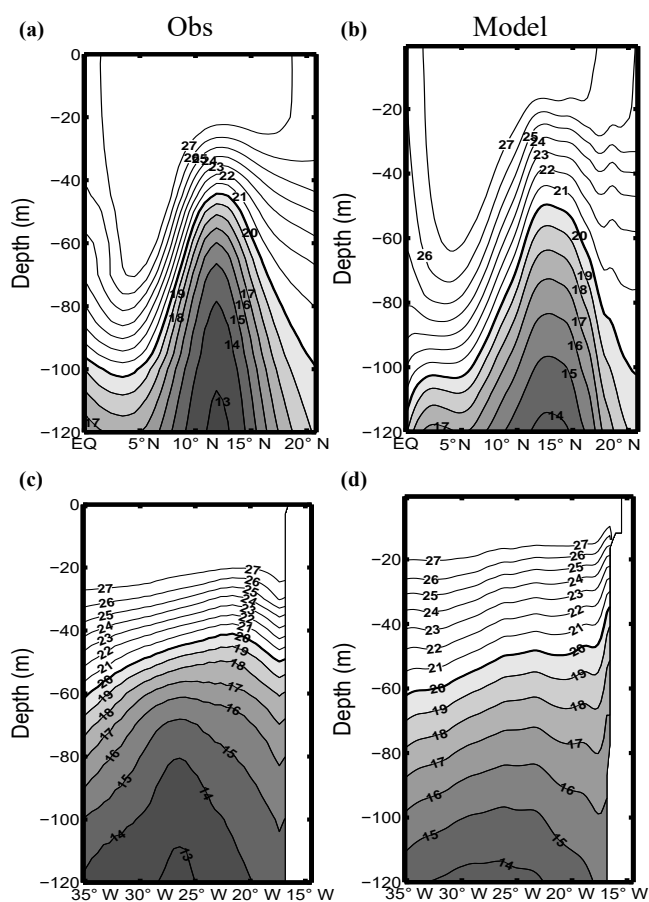


Figure 3. Meridional (zonal) section at 26° W (a, b) (13° N; c, d) for temperature (°C) averaged during September–October. Observations and models respectively correspond to panels (a, c) and (b, d).

scale forcing with some Rossby wave effects (Siedler et al., 1992). Historically, this disagreement has flourished in a context of large uncertainties on the WSC patterns (Townsend et al., 2000). The QuikSCAT climatology now allows us to unambiguously demonstrate that the Guinea dome position does not coincide with that of a WSC extremum so the dynamical rationalization for the existence and position of the dome remains to be improved. In Part 2 the Guinea dome will be considered in the regional circulation context. Herein we focus on the flow over the WA continental slope (also referred to as coastal flow given the regional perspective of this work) in the ETNA region, i.e., between approximately 8 and 20° N.

In this latitude range, the existence of upper ocean poleward currents over the WA continental slope has been reported for a long time but only the basic aspects of their structure (vertical and horizontal) and seasonal variability are known. Two seasons of intensified poleward flow can be inferred from the literature (Wooster et al., 1976; Barton, 1989). During the upwelling season (winter–spring), a

poleward undercurrent naturally develops as also found in the other upwelling systems (Hughes and Barton, 1974; Barton, 1998). In summer–fall another poleward flow intensification occurs (Mittelstaedt, 1991). In contrast to the earlier one, the flow is surface intensified and the surface part of the flow is sometimes referred to as the “Mauritanian current” following Kirichek (1971). This characteristic and an approximate coincidence in time has led to the suggestion that this poleward flow pulse results from the bifurcation of the summertime northern branch of the NECC as it approaches WA (Kirichek, 1971; Mittelstaedt, 1991; Lázaro et al., 2005). But the specifics of the flow bifurcation (from zonal to meridional) have, to our knowledge, never been described in dynamical terms. Alternatively or complementarily, some authors invoke upwelling wind relaxation south of $\sim 21^\circ$ N (Mittelstaedt, 1991) as the driving process for the summer–fall pulse of poleward flow. Older studies tend to insist on an origin in the Gulf of Guinea for the summer pulse (Kirichek, 1971; Mittelstaedt et al., 1975) but this process has not been revisited for a long time. In his 1989 review study Barton qualifies the knowledge of the poleward undercurrent along the eastern boundary of the North Atlantic as sketchy: “the arguments for its existence as a continuous entity are based upon relatively few direct current observations, some interpretations of temperature and salinity data, and a degree of speculation”. Almost 30 years later, the situation is virtually unchanged with only a few irregular ship ADCP transects to describe the boundary current system (Peña-Izquierdo et al., 2012; Schafstall et al., 2010). In particular, the works of Kirichek (1971), Mittelstaedt (1972), Hughes and Barton (1974), and a few follow-up (Tomczak, 1989) and review studies remain the main sources of observational knowledge about the WA slope currents between 10 and 20° N (between 5 and 10° N observations are even fewer).

In this context the point raised by Barton (1989) about whether the poleward undercurrent and the more seasonally intermittent surface countercurrent (also called the Mauritanian current) are dynamically distinct entities is still pending. The use of two different names to describe the poleward flow depending on depth range implicitly suggests they are dynamically distinct. We instead will prefer to use the unique and neutral terminology “WA poleward boundary current” (or WABC in short) to refer to the northward flow present over or in the vicinity of the WA continental slope.

This overview strongly suggests that clarifications are needed on ETNA circulation and dynamics. The present study and a companion paper (Part 2) are a contribution to this needed effort. The focus is on waters within the density class that most strongly responds to wind forcing because they are transported by the Sverdrup flow and/or actively contribute to upwelling in the ETNA sector, driven by Ekman pumping or coastal divergence. Due to the sparseness of observations in this region modeling can be an invaluable source of information. Our approach will essentially be based

on the careful analysis of an eddy-permitting NEMO model simulation (Madec, 2014, see Sect. 2). In this Part 1, the realism of the modeled circulation and thermohaline structure is evaluated in Sect. 3 and will be deemed sufficient to inform several related aspects of the WA ocean dynamics. The seasonal cycle of the WABC will then be presented (Sect. 4). Its underlying dynamics will subsequently be explored and discussed over the continental slope in relation to wind-forced coastal trapped wave theory (Sect. 5) and offshore in relation to Rossby wave theory (Sect. 6). In light of these results and interpretations, a general assessment of the knowledge, knowledge gaps, and model biases pertaining to the WA boundary current will be proposed (Sect. 7). The source pathways for WA coastal upwelling waters and the broader regional circulation (which turns out to be of key relevance to understanding these pathways) will be examined in Part 2.

2 Data and methods

In this study, we use a numerical model, the oceanic component of the Nucleus for European Modelling of the Ocean program (NEMO3.6; Madec, 2014). It solves the three-dimensional primitive equations discretized on an Arakawa C grid at fixed vertical levels (z coordinate). The grid horizontal resolution is $1/4^\circ$ and the configuration (referred to as TROP025 hereafter) generously covers the tropical Atlantic (35°S – 35°N , 100°W – 15°E). TROP025 has 75 vertical levels, 12 (24) being concentrated in the upper 20 m (100 m). It is forced at its lateral boundaries with daily outputs from the MERCATOR global reanalysis GLORYS2V3 (Masina et al., 2015). The open boundary conditions radiate perturbations out of the domain and relax the model variables to 1-day averages of the global experiment. Details on the numerical methods are given in Madec (2014). At the surface, the atmospheric fluxes of momentum, heat, and freshwater are provided by bulk formulae (Large and Yeager, 2004). The simulation is forced with the Drakkar Forcing Set DFS5.2 (Dussin et al., 2014), which is mainly based on the ERA-Interim reanalysis (Dee et al., 2011). DFS5.2 consists of 3-hourly fields for wind speed, atmospheric temperature, and humidity and daily fields for longwave radiation, shortwave radiation, and precipitation.

Some model–data comparisons are available in Da-Allada et al. (2017) and Jouanno et al. (2017). Additional evaluation directly related to this study is presented in the next section. It largely relies on the gridded version of the Coriolis dataset for reanalysis version 4.2 (hereafter CORA4.2, <http://www.seanoe.org/data/00351/46219/>, last access: 18 August 2018) for potential temperature and salinity over the period 1990–2014. Its resolution is $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ but the gridding software ISAS (Gaillard et al., 2016) involves correlation length scales that far exceed this mesh grid size, which is detrimental to the representation of boundary currents such as the one we are interested in. CORA4.2 includes the vast majority of

available ARGO profiles and offers a state-of-the-art description of the recent oceanic thermohaline state. The model solution corresponds to a longer period (1979–2015) but this is deemed inconsequential given the limited regional low-frequency variability. In addition, note that a 15–20% fraction of the CORA bins within 1000 km from the WA shore have their monthly climatology built with less than 20 T – S vertical profiles (not shown). There are thus substantial uncertainties in the true ETNA climatological state irrespective of the period. For more information on CORA4.2 readers are referred to Cabanes et al. (2013).

Mathematical symbols have their usual meaning. T , S , σ_t , and ρ respectively refer to potential temperature, salinity, potential density anomaly, and in situ density. The variables x (y) and u (v) refer to zonal (meridional) directions and velocity. At any (x, y) position, we define the depth anomaly δz_{T_0} for a specific isotherm T_0 as the depth of that isotherm minus that of its long-term climatological mean.

Many diagnostics involve vertical integration between the surface and the isopycnal surface $\sigma_t = 26.7 \text{ kg m}^{-3}$. $U^{26.7}$ and $V^{26.7}$ are vertically integrated zonal and meridional transports over that depth range. The geostrophic part of the transport is noted with a “g” subscript. At this stage the choice of 26.7 may seem arbitrary but it will be justified by several model analyses below and in Part 2. In particular, it will be shown that the layer above $\sigma_t = 26.7$ includes an overwhelming fraction of the Sverdrup and upwelling circulation in the model. $\sigma_t = 26.7$ is also convenient because subsurface waters lighter than this value are overwhelmingly of the SACW type, in contrast to deeper waters (Peña-Izquierdo et al., 2012, 2015).

For reference, the geostrophic part of the Sverdrup volume transport denoted V_{sv} is defined as (Cushman-Roisin and Beckers, 2011)

$$V_{sv} = \frac{f}{\beta} \left[\partial_x \left(\frac{\tau_y}{\rho_0 f} \right) - \partial_y \left(\frac{\tau_x}{\rho_0 f} \right) \right], \quad (1)$$

where f is the Coriolis parameter, $\beta = \partial_y f$ its derivative with respect to the meridional coordinate, ρ_0 is a reference density equal to 1025 kg m^{-3} , and (τ_x, τ_y) is the surface wind stress (in N m^{-2}).

Dynamic heights are presented in Sect. 3. They are calculated at 50 dbar relative to 500 dbar according to the standard formula (Talley, 2011)

$$\Delta D_{50/500} = g \int_{500}^{50} (\rho(T, S, p)^{-1} - \rho(0, 35, p)^{-1}) \rho_0 dp, \quad (2)$$

with the additional assumption that pressure and depth are equivalent. The associated geostrophic flow is classically given by

$$u_g = \frac{g}{\rho_0 f} \int_{500}^{50} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz, \quad v_g = -\frac{g}{\rho_0 f} \int_{500}^{50} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz. \quad (3)$$

Potential vorticity (PV) is examined in the context of Rossby wave dynamics in Sect. 6. It is expressed in density coordinates for a fluid layer of thickness h between the potential density surfaces σ_1 and σ_2 (Cushman-Roisin and Beckers, 2011):

$$\text{PV}_{\sigma_1}^{\sigma_2} = \frac{f + \xi}{h} \approx \frac{f}{h}, \quad (4)$$

where ξ is the vertical component of relative vorticity for the flow in this fluid layer, which can be neglected given the smallness of the Rossby number associated with the eastern boundary conditions under consideration.

In several instances, we wish to rotate the flow or wind at the model shelf break to isolate their alongshore and/or along-slope component. To do so velocities are rotated with respect to the orientation of the shelf break. This orientation is computed at every grid point following the 100 m isobath using centered differences. A total of 15 passes of a three-point filter with coefficients (0.25, 0.5, 0.25) are subsequently applied to ensure some smoothness to the angle used for the along-slope projection.

3 Model evaluation

In this section we carefully evaluate our simulation with respect to available observations, mainly from the CORA4.2 database. As mentioned in the previous section, time periods for the model and observations do not match precisely. In addition observations are not particularly dense in our region of interest (although many of the bins have ~ 100 measurements per climatological month) so we are concerned with a qualitative assessment of model realism.

We start by comparing the monthly climatology of surface zonal currents in TROP025 with the climatology derived from ARGO drifts obtained by Rosell-Fieschi et al. (2015). The agreement is quite remarkable both in terms of spatiotemporal patterns and current magnitude (compare Fig. 2 with their Fig. 6). The model captures the northern and equatorial branch of the South Equatorial Current whose separation is most clear in boreal spring, as also found in the observations. More importantly for our study, the NECC seasonal cycle is realistic both in terms of north-south displacement (northernmost extension and widest latitude range in August–September) and change in flow magnitude (swiftest currents $>0.3 \text{ m s}^{-1}$ found in July–August). Note though that peak NECC currents in TROP025 seem a bit weaker than observed. The eastward-flowing Guinea current, whose seasonal variability will turn out to be of relevance for the WABC, is also adequately represented. It is intensified between 10 and 0° W with a slight peak in boreal summer and a marked decrease in flow speed from September (when the Guinea current is strongest) to November. North of 10° N within 5–10° from the West African coast observed zonal velocities are weak and variable but generally

oriented westward. This westward tendency is less marked for model velocities. This discrepancy may at least partly be related to Stokes drift, which is mainly zonal, can reach about 0.05 m s^{-1} in that region, and affects surfacing ARGO floats (Rosell-Fieschi et al., 2015).

Outside the equatorial region where TROP025 behaves adequately (Da-Allada et al., 2017) we cannot more precisely evaluate the model circulation from direct observations but the equatorial and tropical Atlantic thermohaline structure is overall quite well represented. This is evident from a model–data comparison of climatological temperature along two vertical sections (Fig. 3) at 13° N and 26° W. The latter crosses the thermal ridge associated with the NECC. The position of the zonal section is chosen at the latitude typically associated with the Guinea dome. Following Siedler et al. (1992) and Doi et al. (2009) these fields are shown for the September–October period during which the Guinea dome is supposed to be most marked, but model–data agreement and differences are quite similar for other months. Along 26° W thermocline displacements with latitude are quite faithfully reproduced. For example, the deepening of the 20 °C isotherm from 12° N at the top of the thermal ridge to 20° N is $\sim 55 \text{ m}$ in the observations vs. 50 m in TROP025. The main bias concerns the sharpness of the thermocline, which is insufficient, presumably as a consequence of an overly strong model diapycnal diffusivity. As a consequence, temperature is 1.5 °C too high at 100 m of depth in the vicinity of the thermal ridge. A similar bias is found along 13° N where the model thermocline is too diffuse. Along that section, the dome structure is manifest in the model with a deepening of the isotherms colder than $\sim 20 \text{ °C}$ toward the coast, albeit with less amplitude than found in the observations. As in the observations the longitude east of which the deepening occurs shifts westward for colder isotherms. On the other hand, TROP025 is unable to produce the limited vertical displacement observed east of 20° W for isotherms above 20°. So overall, the modeled Guinea dome present in TROP025 is weaker than observed. This model bias is common (Siedler et al., 1992; Yamagata and Iizuka, 1995), with the notable exception of Doi et al. (2009). We suspect that this bias is also reflected in the intensity of poleward velocities that may be underestimated in TROP025.

Seasonal climatologies of dynamic height $\Delta D_{50/500}$ (see mathematical definition in Sect. 2) shown in Fig. 4 for winter and summer confirm this suspicion. Model and observation general patterns are consistent with each other on the NEC and NECC signatures and their winter–summer changes. The position and intensity of the NECC is quite similar over most of the domain for both seasons, particularly in summer. In winter, the precise form of the cyclonic circulation around the Guinea dome is less well reproduced by the model. The main differences are east of 24° W where the model NECC exhibits some meanders not seen in the observations. A northward branch is evident in the model and observations but the model flow turns more gradually, starting from further

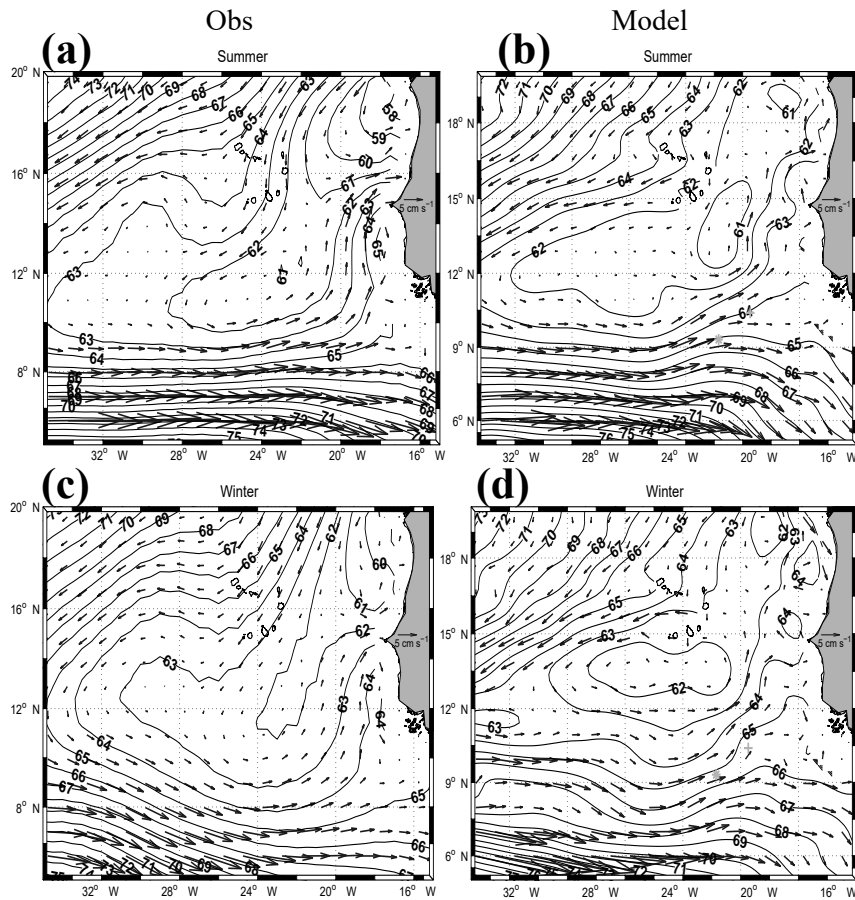


Figure 4. Summer (June–September, **a, b**) and winter (December–February, **c, d**) mean dynamic height at 50 m relative to 500 m ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$). The contour interval is $1 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$. The associated geostrophic circulation is also shown (vectors). Panels (**a, c**) are for observations (TROP025). To ease comparison with the observations, $3 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ was uniformly subtracted from the model fields.

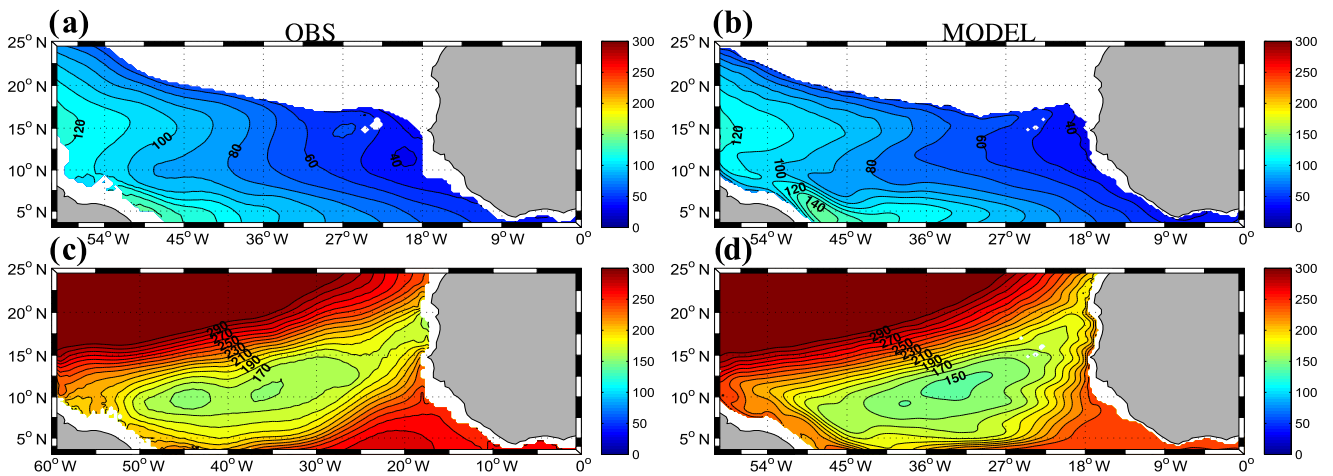


Figure 5. Depth (m) of the isopycnal density surface $\sigma_t = 25.2$ (**a, b**) and $\sigma_t = 26.7$ (**c, d**) in CORA (**a, c**) and TROP025 (**b, d**).

to the west at $\sim 25^\circ$ W than in the observations (e.g., compare geopotential lines 63 in summer). East of 20° W the tilt of the geopotential lines is noticeably different in the model and the observations. The regional-scale meridional gradient of geopotential in the ETNA is significantly stronger in the observations than in TROP025, respectively 7 vs. $4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in summer and 6 vs. $2.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in winter. Implications of this bias will be discussed in Part 2, but we note again that model regional circulation is in good qualitative agreement with observations.

Our analyses will systematically use the isopycnal surfaces $\sigma_t = 26.7$ and, more infrequently, $\sigma_t = 25.2$ because they approximately limit the range of subsurface waters involved in the model WA coastal upwellings and meridional transport. In Fig. 5 we show the climatological depth of these two isopycnal surfaces in the model and CORA observations. Qualitative agreement between the two is evident, e.g., in terms of outcrop line position, east to west deepening tendency for $\sigma_t = 25.2$, and shape and amplitude of the $\sigma_t = 26.7$ doming in the central part of the basin. Very close to shore along WA the model $\sigma_t = 26.7$ isopycnal surface is not close enough to the surface, presumably because our eddy-permitting resolution is insufficient to adequately resolve the coastal upwelling per se (Capet et al., 2008). However, this bias is limited to ~ 20 m and is not crucial for the present continental slope and open ocean investigation.

In attempting to explain the WABC seasonal cycle we will focus on the dynamics along the coast of the Gulf of Guinea. Therefore, a model evaluation is conducted at 4° N, 5° W, i.e., over the continental slope south of Abidjan, Ivory Coast. The seasonal cycle of temperature $T(z)$ at this location was reported by Picaut (1983) for the period 1957–1964 (see his Fig. 15b). Comparison with our Fig. 6 reveals the good level of realism of TROP025. Most noticeably, the model produces a semiannual oscillation of the thermocline that is most pronounced in the depth range 50–150 m with the highest (lowest) temperatures reached in April and October–November (August and January). Model oscillations resemble the observations in terms of phase, upward propagation of the summer–fall doming tendency, and contrast in amplitude between the winter–spring (weak) and summer–fall (strong) oscillations. On the other hand, a quantitative difference concerns the amplitude of the oscillations, which are underestimated by 50 % or more in the model, e.g., 30 m (50 m) peak to peak amplitude for the seasonal cycle of δz_{16} in TROP025 (in the observations). This bias is particularly pronounced below 150 m. Finally, we note that the marked deepening phase between July and October is better captured than the preceding shallowing phase. The latter occurs more rapidly in the observations, e.g., over a 2-month period in June–July for the 16°C isotherm vs. 3–4 months in the model. To put these biases into perspective it would be useful to know the degree to which the very local conditions at 4° N, 5° W that TROP025 does not represent (e.g., fine-scale irregularities of the shore-

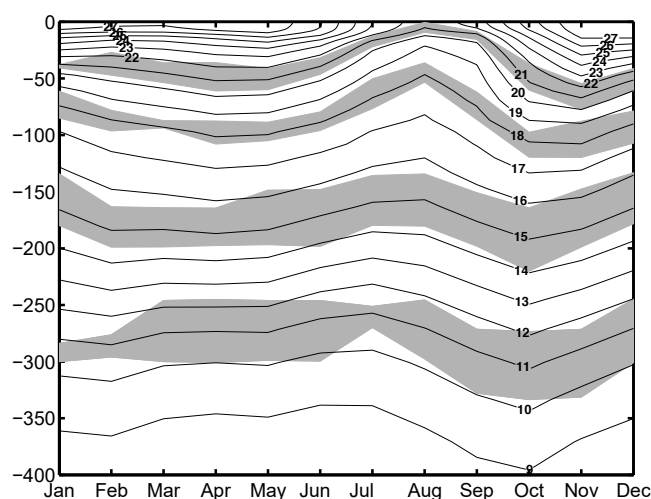


Figure 6. Time–depth representation of TROP025 climatological temperature ($^\circ\text{C}$) at 4° N– 5° W over the period 1982–2012. This figure should be compared with the climatological cycle observed at the same location between 1957 and 1964 (Picaut, 1983, his Fig. 15b). To evaluate uncertainty 24 model climatologies were computed using 8-year averaging periods as in the observations (with starting years from 1982 to 2005); the shallowest and deepest positions of four isotherms (11, 15, 18, and 21°C) over this ensemble are shown with gray shading and indicate the limited role played by interannual variability, particularly for the 18 and 21°C isotherms.

line or continental shelf–slope bathymetry) contribute to the observed seasonal cycle.

Overall, the model climatological traits and dominant patterns of seasonal variability are quite realistic, both at basin scale and more locally in the ETNA. Our conclusion is thus that the model circulation and thermohaline structure possesses a sufficient degree of realism to warrant further in-depth analysis. In our discussion of the real ETNA dynamics and circulation (Sect. 7 and likewise in Part 2) we will keep in mind the biases that have also been identified, including the relative weakness of the model poleward flow along WA.

4 The seasonal cycle of the West African boundary current

Poleward boundary currents are ubiquitous along eastern boundary continental slopes (Brink et al., 1983; Huyer, 1983; Connolly et al., 2014), particularly those subjected to upwelling-favorable winds for which subsurface undercurrents are essential flow features (McCreary, 1981; McCreary et al., 1987; Philander and Yoon, 1982). WA is no exception (Barton, 1989). Poleward currents are present in TROP025 as revealed by the seasonally averaged zonal transects of v (Fig. 7). Figures 8–10 offer complementary views of the structure and seasonality of the WABC.

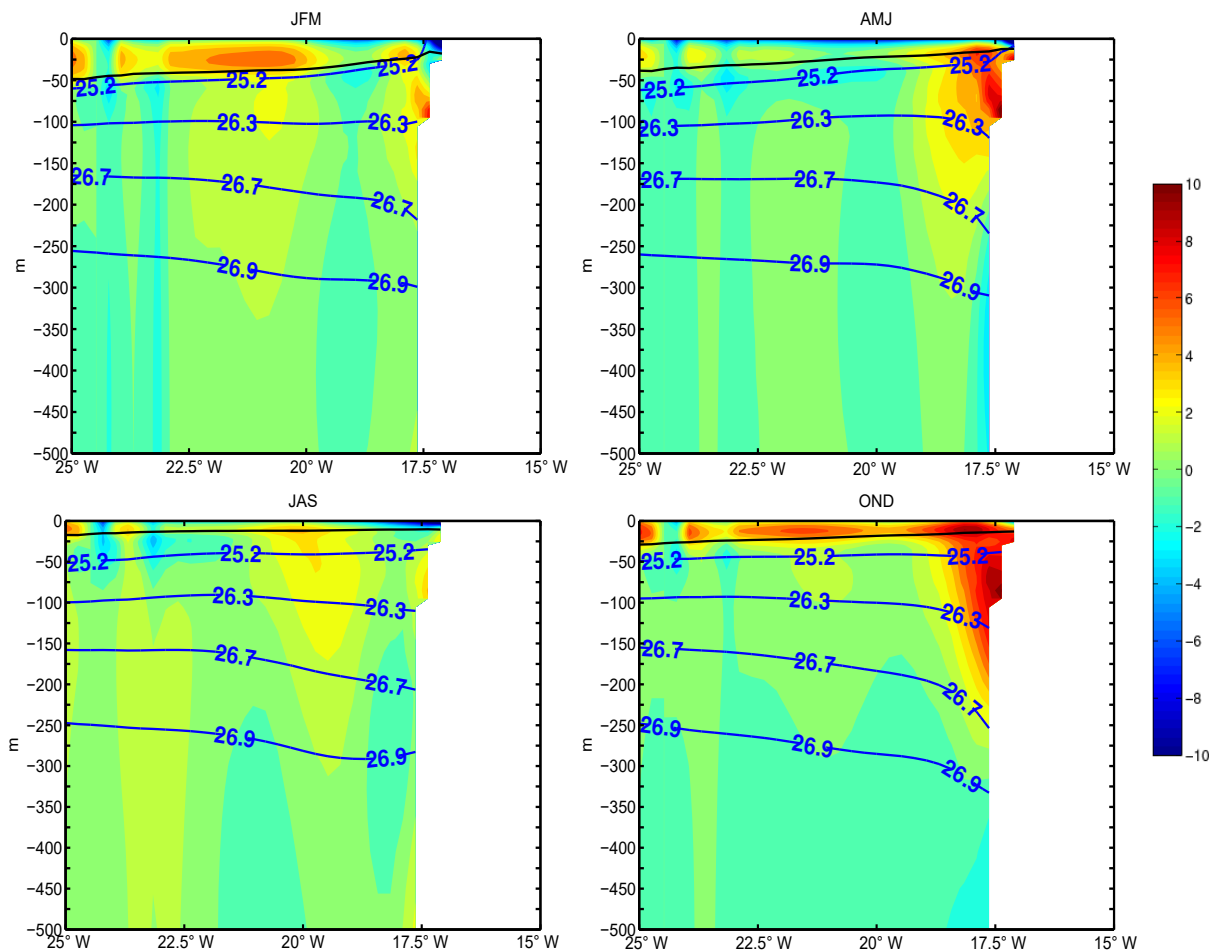


Figure 7. Seasonally averaged vertical–zonal section of meridional velocity (in colors; cm s^{-1}), σ_t (blue lines; kg m^{-3}), and mixed layer depth (black line; in meters) averaged between 13 and 15° N.

At 14° N (i.e., at a central location in the ETNA) a poleward undercurrent is visible over the continental slope for all seasons except in summer (July–September) but it is most marked in fall and to a lesser extent in spring (Fig. 7; hereafter we refer to these two poleward flow intensification periods as P_f and P_s , respectively). The undercurrent appears to be strongly baroclinic with deviations of the isopycnals changing sign in the vertical: upward toward the shore above ≈ 75 m of depth and downward below. Isopycnal displacements reach ~ 100 m for the 26.7 isopycnal between 25 and 17.5° W. The core of the undercurrent is located at 50 to 100 m of depth with peak velocities reaching $6\text{--}8 \text{ cm s}^{-1}$. In fall surface currents are oriented poleward. The absolute flow maximum is found at $\sim 18^\circ$ W and coincides with the mixed layer base. This surface-intensified flow is the model “Mauritanian current”. A near-surface secondary maximum is also present in spring at approximately the same longitude and depth. In winter and summer a core of weak poleward flow present a few hundred kilometers from shore is suggestive of the radiation of westward-propagating Rossby

waves from the continental slope as also found in other regions (Vega et al., 2003; Ramos et al., 2006; Colas et al., 2008; Rao et al., 2010), particularly in the tropics. This is confirmed with a time–longitude diagram of vertically integrated meridional geostrophic transport $V_g^{26.7}$ at about 14° N (integration bounds for the integral follow the isopycnal surface $\sigma_t = 26.7$ and surface; see Sect. 2). The former broadly coincides with the bottom of the poleward flow. The diagram (Fig. 8a) exhibits clear signs of westward propagation with a speed around 3.5 cm s^{-1} and a dominant wavelength of about $3\text{--}5^\circ$ of longitude. Similar or even shorter scales of attenuation are obtained for other semiannual Rossby signals emanating from eastern boundary systems (Dewitte et al., 2008; Gómez-Valdivia et al., 2017).

At 8° N (i.e., the southern end of our study region), the time–longitude variability of the meridional transport is more complex. Two propagation speeds can be identified (Fig. 8c) but the patterns are not those expected from a simple superposition of two waves. The processes at stake in the genera-

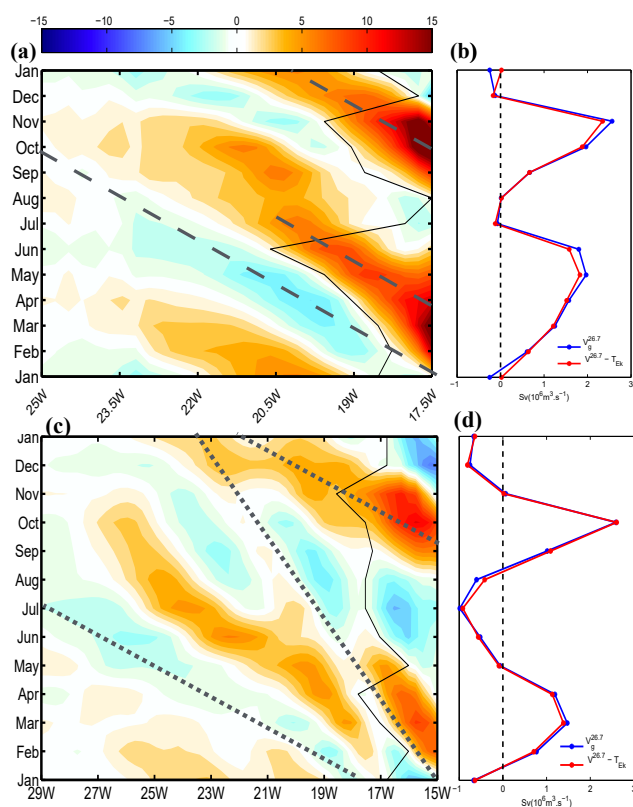


Figure 8. (a, c) Time–longitude diagram of vertically integrated meridional transport ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) averaged along-slope between 13 and 15° N (a) and between 7 and 9° N (c). Propagation speed at 3.5 cm s^{-1} (a) as well as 7.4 and 3 cm s^{-1} (c) is shown with dashed lines. These values are the ones we choose as most appropriate to describe the propagation of patterns in the diagrams. (b, d) Associated climatologies of meridional transport integrated vertically and across-shore. Vertical integration is performed from the isopycnal surface $\sigma_\theta = 26.7$ up to the bottom of the mixed layer (a, c and red curve in b, d) or up to the surface but excluding Ekman transport; i.e., we only take into account the geostrophic flow (blue curve in b, d). Across-shore integration is performed from the shoreline to the first location where vertically integrated transport vanishes with a maximum longitude range of 3° (integration limit is indicated with the thin solid line in a and c).

tion of the ETNA Rossby wave field and the possible reasons underlying their rapid offshore attenuation at 14° N are discussed in Sect. 6.

As a future point of comparison to other transport estimates, we compute the meridional transport vertically and zonally integrated at 8 and 14° N . Zonal integration is performed from the coast to the first offshore location where the flow changes direction with a maximum longitude range of 3° , so the width over which this transport is achieved varies in time. At 14° N , the flow is poleward all year except for two brief periods of weak equatorward flow in January and July. The poleward transport along the WA boundary is seasonally variable with peak values reaching 2 Sv or more during the

two peak seasons in May–June and September–November, with differences between P_s and P_f being around 20% (2 Sv in spring vs. 2.5 Sv in fall). Compared to 14° N , the transport seasonal cycle at 8° N is more symmetric around 0 (equatorward flow is marked in summer and late fall to early winter; spring intensification is weaker) with the notable exception that the fall intensification reaches similar values in both latitude ranges.

Along-slope vertical sections of seasonally averaged along-slope current are shown in Fig. 9. For each latitude, the current intensity is obtained by across-slope averaging the along-slope flow between the 100 m isobath and 150 km offshore (six grid points); i.e., Fig. 9 is representative of the flow over the continental slope. The regional-scale coherence of the WABC is clearly visible although some minor flow discontinuities result from meandering and eddy formation in the vicinity of the major capes as better seen in Fig. 10 (see also Djakouré et al., 2014). The northern bound of the poleward flow varies significantly between P_s and P_f (20° N vs. 25° N , respectively). The surface flow is stronger during the latter but poleward currents are otherwise found over a relatively similar depth range that deepens poleward, being located above 100 m (250 m) of depth south of 10° N (between 10 and 20° N). In fall when the poleward flow reaches further north it extends down to 350 – 400 m north of 20° N . Note that for latitudes between 10 and 20° N , $\sigma_t = 26.7$ corresponds quite accurately with the bottom depth of the WABC, which partly motivated our choice of this isopycnal.

In winter weak but coherent poleward flow is still present over the latitudinal range 7 – 15° N . Equatorward flow is mainly found north of 20 – 22° N in the nCCS (where the Canary Current hugs the coast) and in the subsurface below the WABC during P_s and P_f . This highlights the importance of baroclinic effects in the dynamics of the flow. In winter and summer intense near-surface equatorward flow is found south of $\approx 10^\circ \text{ N}$, but it is confined to within 50 m of the surface.

The spatiotemporal complexity of the WABC behavior is further revealed in Fig. 10, which shows vertically integrated geostrophic flow from the surface down to $\sigma_t = 26.7$. We make several important observations. First, the general coherence of the flow in the meridional direction (timing of the poleward flow intensifications and their relaxation) is noticeable as is a general westward propagation tendency. The meridional flow is organized in strips that appear at the coast and move offshore. The strips become increasingly tilted in the northeast–southwest direction as they move offshore, consistent with a faster westward propagation speed closer to the Equator. This is particularly evident in March and October when examining the two “phase lines”¹ correspond-

¹We use this terminology in anticipation of an interpretation of this meridional flow signal in terms of Rossby wave dynamics. Nevertheless, a tendency for flow strips to disaggregate is also noticeable, e.g., in July when the strip of poleward flow associated with

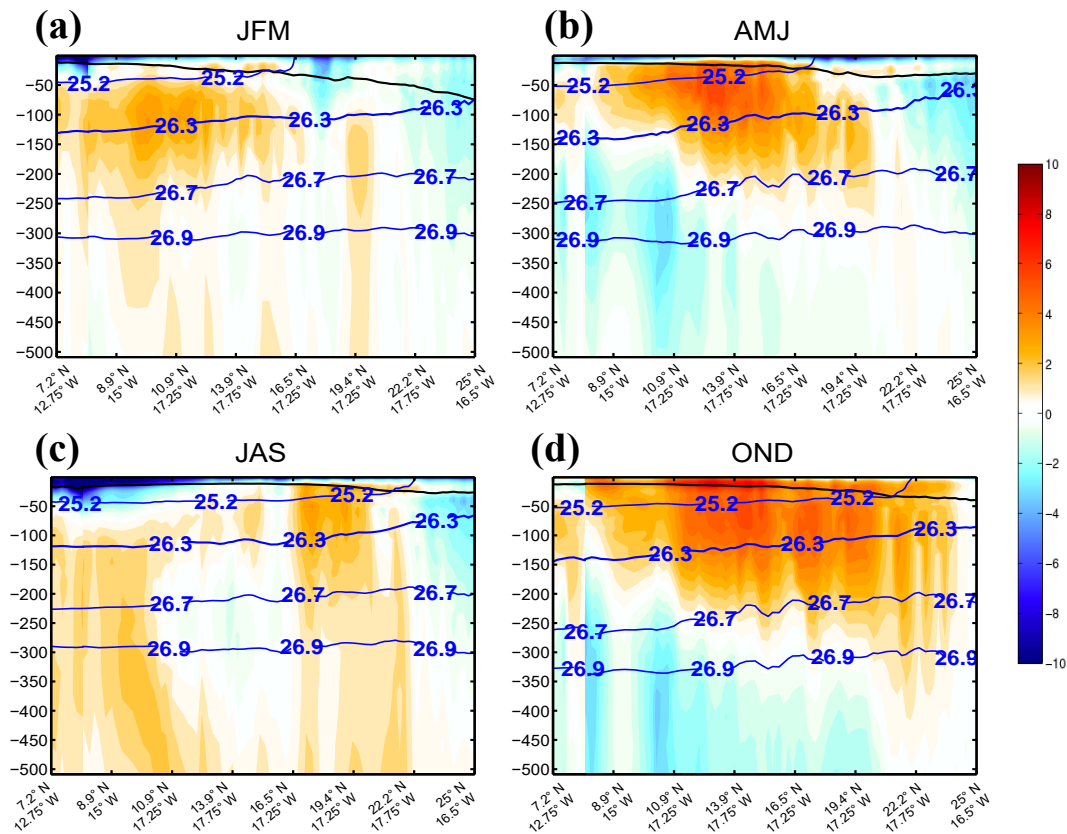


Figure 9. Seasonally averaged vertical section of along-slope velocity (in colors; cm s^{-1}), σ_t (blue lines; kg m^{-3}), and mixed layer depth (black line; in meters) following the shelf break (across-shore averaging between the 100 m isobath and six grid points 150 km offshore).

ing to P_s and P_f , separated by a thin band of equatorward flow. Propagation becomes increasingly ambiguous when approaching Cap Blanc at about 20°N .

Finally, although this description of the WABC seasonal cycle strongly suggests the importance of its semiannual cycle², note that a perfect semiannual oscillation would translate into an exact correspondence between the left and right panels in Fig. 10. In contrast, the winter time interval from P_f to P_s appears to be a bit shorter than the summer interval from P_s to P_f (e.g., poleward transport is present nearshore in February but still absent in August). This is confirmed at 14°N by inspection of Fig. 8a. Asymmetry between the meridional flow during P_s and P_f is more generally con-

² P_s is broken into several rounded pieces. This underscores the complexity of the dynamics and the possible role of parallel flow instabilities in destabilizing the WABC.

²The relative importance of the semiannual frequency was more precisely quantified via a harmonic analysis performed at each grid point for the time series of monthly averaged meridional velocities over the period 1982–2012. Over the entire depth range above $\sigma_t = 26.7$ the amplitude associated with the semiannual period is at least 50 % larger than that for the annual period in most of the ETNA and several-fold larger over the continental slope where the WABC occurs.

firmed by Fig. 8b, which reveals a sharper peak of northward transport for the latter period.

5 The WABC coastal dynamics

In the ETNA, positive WSC input is a priori a fundamental ingredient in the generation of poleward flow both nearshore (Fig. 10; see Capet et al., 2004; Small et al., 2015, for similar effects in other eastern boundary systems) and at larger scale (Sverdrup, 1947, Fig. 1 and Part 2). To be more quantitative, we compare the theoretical Sverdrup transport T_{sv} and geostrophic WABC transport in TROP025 over the continental slope (Table 1). Geostrophic model transports above 500 and 1000 m of depth, as more commonly estimated in past studies (e.g., Marchesiello et al., 2003; Small et al., 2015), are also given. Results differ strongly between the southern, central, and northern ETNA. At 14°N , all model estimates correspond to over 75 % T_{sv} with limited changes when increasing the range of integration. In contrast, model transport increases steadily with the range of integration at 20°N , reaching 70 % T_{sv} when integration goes down to 1000 m. At 8°N T_{sv} is significantly weaker (see also Fig. 1). There, the model transport also increases steadily with depth but

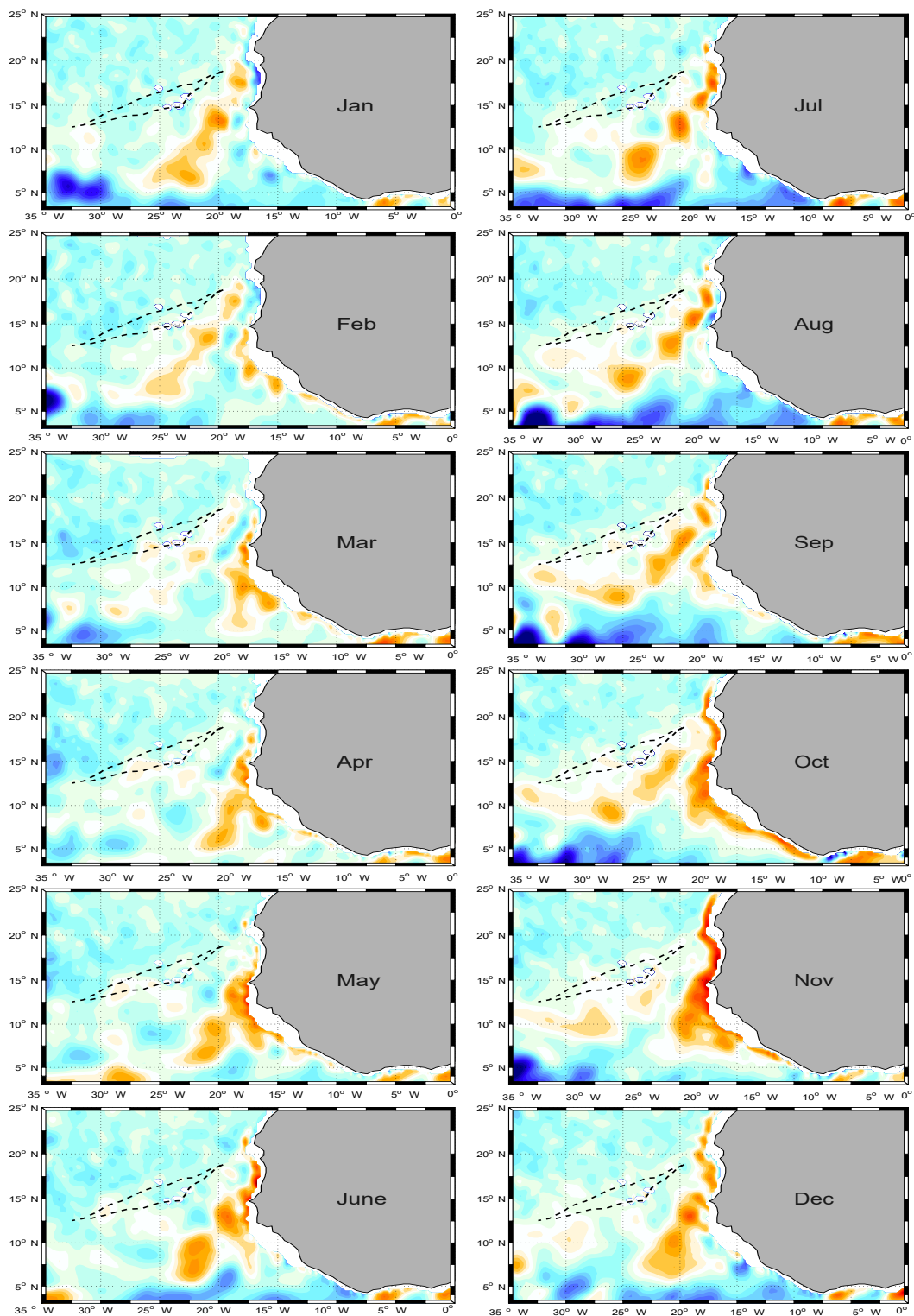


Figure 10. Monthly climatology of meridional transport ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) integrated between the isopycnal surfaces $\sigma_t = 26.7$ and the surface, excluding wind-driven Ekman transport calculated from TROP025 wind fields. The two thin dashed lines represent the location where zero PV gradients are found in Fig. 17.

Table 1. Climatological Sverdrup transport T_{sv} (geostrophic part, see Sect. 2) computed from DFS5.2 winds over across-shore sectors from the shelf break to 150 km offshore for three different latitudes ranges (2° wide centered over the latitude reported in the first column). Model geostrophic transports computed over the same areas are indicated as a percentage of T_{sv} for three different ranges of vertical integration from the surface to $\sigma_t = 26.7$ ($V_g^{26.7}$, third column), 500 m (V^{500m} , fourth column), or 1000 m (V^{1000m} , fifth column).

	T_{sv} (Sv)	$V_g^{26.7}$ (%)	V^{500m} (%)	V^{1000m} (%)
8° N	0.2	128	148	196
14° N	0.92	75	80	79
20° N	1.2	34	59	69

with values in systematic excess of the Sverdrup transport estimate, reaching twice T_{sv} when integration goes down to 1000 m.

There are several reasons why the percentages in Table 1 are not strict determinations of the fraction of WABC transport that can be attributed to WSC. First, the cross-shore width and transport of the WABC is not uniquely defined because it varies as a function of latitude and time of the year (see our estimation procedure used in Fig. 8b). Bottom pressure torque can also cancel part of the WSC contribution to the barotropic vorticity balance (e.g., Molemaker et al., 2015, in the context of an eastern boundary current). In addition, momentum fluxes by mesoscale eddies are known to redistribute WSC input, particularly in the across-shore direction (Marchesiello et al., 2003). Most importantly, the Sverdrup balance is a constraint on the total barotropic flow. Thus, although Sverdrup flow tends to be concentrated in the thermocline and above (Anderson and Gill, 1975), the WABC transport as we define it (above $\sigma_t = 26.7$) does not solely reflect the Sverdrup balance, but also baroclinic processes and how they vary in time (e.g., on seasonal scales; Fig. 7) and space (e.g., the meridional changes in baroclinic structure; Fig. 9 and Table 1). In this context and pending further progress with model sensitivity experiments we hypothesize that mean poleward transport in the vicinity of the WA continental slope arises from local wind stress curl driving Sverdrup flow plus a combination of baroclinic response to remote wind forcing (McCreary, 1981; Yoon and Philander, 1982) as far as the equatorial band, baroclinic response to meridional gradients of the Coriolis frequency (Hurlburt and Thompson, 1973), and alongshore gradient in wind stress curl (Oey, 1999).

We now turn to the seasonal cycle of the WABC about which more can be said based on the TROP025 experiment alone. The main processes underlying P_s - and P_f -intensified poleward transport could a priori result from four distinct (not mutually exclusive) processes: (i) local generation of a poleward undercurrent in conjunction with variable coastal upwelling conditions, (ii) remote forcing of poleward flow

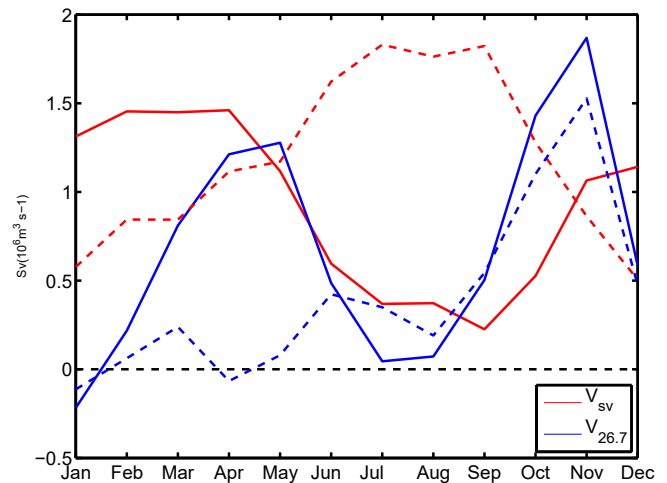


Figure 11. Seasonal cycle of Sverdrup transport $V_{sv} = \frac{f}{\beta} \text{curl}(\frac{\tau}{\rho_0 f})$ (red lines) and meridional geostrophic transport vertically integrated between $\sigma_t = 26.7$ and the surface (blue lines). Both transports are across-shore integrated between the 100 m isobath and six grid points offshore. Solid lines are for the Cape Verde region ($13\text{--}15^\circ$ N), while dashed lines are for the Cap Blanc region ($19\text{--}21^\circ$ N).

with subsequent propagation in the form of coastal trapped waves, (iii) local modulation of the nearshore Sverdrup transport in relation to the seasonal cycle of the wind stress curl, and (iv) excitation of free Rossby wave modes at the semiannual frequency, e.g., by processes (i)–(iii) if their associated wavenumber–frequency match the dispersion relation.

As mentioned above, large deviations from the Sverdrup balance are possible at fine temporal scale (e.g., sub-annual) (Thomas et al., 2014; Wunsch, 2011), particularly near lateral ocean boundaries (Small et al., 2015). One striking discrepancy between the WABC and corresponding Sverdrup transport concerns their respective seasonal cycles that bear no resemblance, as illustrated in Fig. 11 at 14° and 20° N. Over the continental slope at 14° N, Sverdrup transport is dominated by an annual cycle that sharply contrasts with the semiannual cycle of $V_g^{26.7}$ (a similar contrast is found for the geostrophic meridional transport computed with integration limits at 500 or 1000 m of depth; not shown). At 20° N, the semiannual cycle of the meridional transport is less prominent but differences with the local Sverdrup transport remain important. These arguments lead us to exclude process (iii) as a process responsible for the semiannual cycle of the WABC. In the remainder of this section the respective roles of (i) and (ii) are considered, while the possible role of (iv) will be discussed in the next section.

The significance of semiannual fluctuations has been established for the circulation of several regions of the equatorial and tropical ocean (Clarke and Liu, 1993). In a nutshell, this arises from having the ITCZ pass twice a year over these regions. The central and eastern equatorial Atlantic receives significant semiannual forcing from the winds

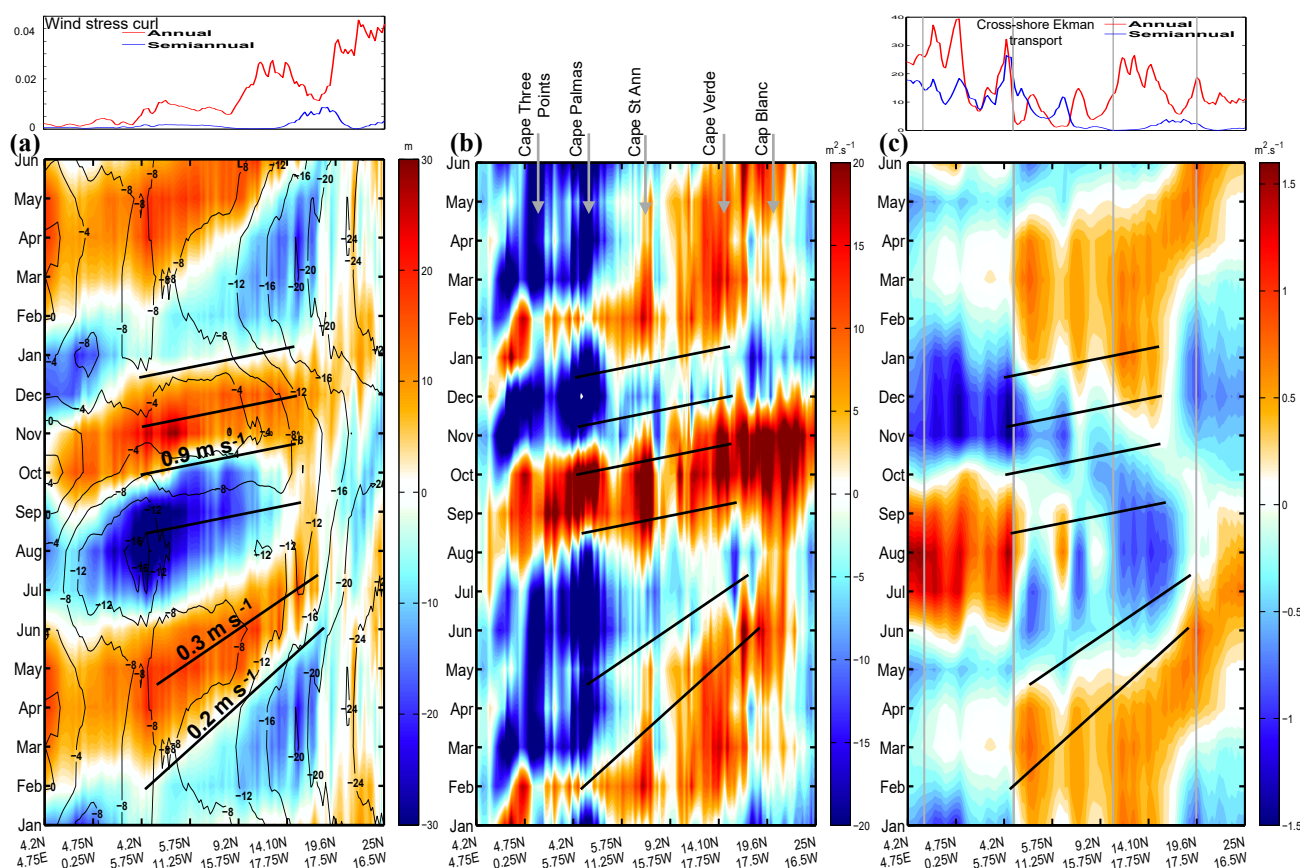


Figure 12. Time–along-slope distance diagram following the 100 m isobath (see location in Fig. 1) for the TROP025 climatological seasonal cycle of (a) the depth anomaly of the 18° isotherm δz_{18} (colors; in meters) and SLA (contours; cm), (b) along-slope geostrophic transport between $\sigma_t = 26.7$ and the surface $V_g^{26.7}$ ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$), and (c) across-shore Ekman transport anomaly. Oblique solid black lines correspond to propagation speeds of 0.2–0.3 (February–June) and 0.9 m s^{-1} (August–January). They are subjectively drawn in (a) (and repeated in b and c) to indicate where spatiotemporal patterns are suggestive of along-slope propagation. In panel (c), vertical gray lines delineate the sectors over which sector upwelling indices are computed (see Fig. 13). Power spectral densities associated with the annual and semiannual harmonics of the wind stress curl and cross-shore Ekman transport along the 100 m isobath are displayed above (a) and (c), respectively.

(Busalacchi and Picaut, 1983). Variability at this frequency is further enhanced by abrupt temporal changes in zonal winds (Philander and Pacanowski, 1986) and basin-mode quasi-resonance (Ding et al., 2009; Brandt et al., 2016). The equatorial response can then be propagated poleward along eastern boundaries by coastal trapped waves, as occurs in the northern and southern Pacific (Gómez-Valdivia et al., 2017; Ramos et al., 2006), for instance. The Northern Atlantic is peculiar in that coastal trapped waves generated by the reflection of equatorial Kelvin waves in the eastern Gulf of Guinea (GG) have to propagate along a long and corrugated stretch of coastline to reach WA latitudes, with a significant part of the coastline being situated on the edge of the equatorial band at $\sim 4^\circ \text{ N}$. This basin geometry is not prone to the coastal transmission of equatorial signals (Philander and Pacanowski, 1986; Polo et al., 2008). Despite some controversies, several studies have dismissed a connection between the equatorial region and the northern GG (Houghton,

1983; Clarke, 1979). To gain further insight into the possible remote sources of semiannual poleward flow off WA, we computed time–along-slope distance diagrams (i.e., following the continental slope) for the climatological cycle of 18° isotherm depth anomalies (δz_{18} , a proxy for thermocline depth anomaly) and $V_g^{26.7}$ anomalies (Fig. 12). The along-slope coordinate covers from 4.2° N , 4.75° E (inside the GG) to 25° N , 16.5° W . A diagram for climatological anomalies of across-shore Ekman transport is also presented.

Overall, we observe clear signs of long-range poleward propagation for thermocline depth and along-slope flow but this assertion should be qualified for the following reasons: (1) propagation is more clearly visible for δz_{18} than for $V_g^{26.7}$ (which is considerably noisier) and sea level anomaly (SLA; contours in Fig. 12a); (2) propagation is more evident during P_f than P_s , with distinct time–space patterns for the two periods; (3) examination of Fig. 12 reveals an off-equatorial maximum in poleward flow and thermocline depression in

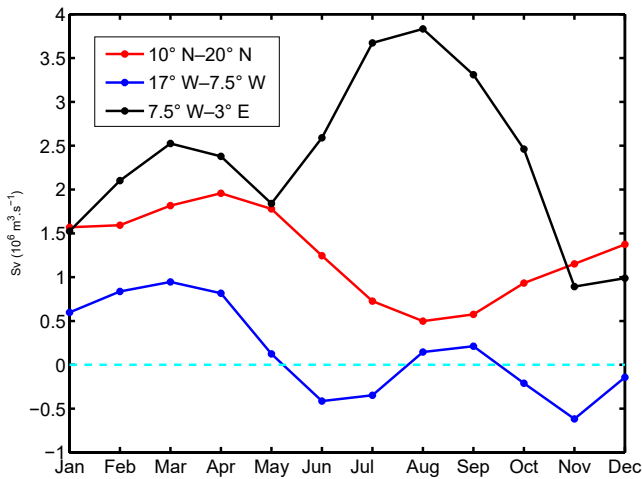


Figure 13. Monthly mean climatology of across-shore Ekman transport (S_v) integrated along the 100 m isobath for three sectors: in the Gulf of Guinea between longitudes 3.5° E and 7.5° W (black; GG), further west between 7.5° and 17° W (blue; WAC), and between 10° and 20° N (red; WA). The position of these sectors, which are of comparable length, is indicated in Figs. 1a and 12c.

the longitude range $4\text{--}14^\circ$ W (i.e., in the GG) with no clear connection to the area east of 0° W; (4) the temporal lag between thermocline depth anomaly (δz_{18}) and geostrophic velocity ($V_g^{26.7}$) seasonal fluctuations is not consistent with Kelvin wave theory; and (5) propagation becomes increasingly ambiguous north of Cape Verde at $\approx 15^\circ$ N.

To help with the discussion of reasons (2) and (3), Fig. 13 displays the seasonal cycle of the upwelling index (i.e., Ekman transport) integrated over the stretch of coastline between 3° E and 7.5° W:

$$UI_{GG} = \frac{1}{\rho_0 f} \int_{0^\circ W}^{10^\circ W} (\tau_x \sin \alpha - \tau_y \cos \alpha) ds, \quad (5)$$

where α is the angle between the north and the tangent to the coastline leaving land on the right and s is the curvilinear coordinate following the 100 m isobath. UI_{WAC} (UI_{WA}) is similarly defined for the longitude (latitude) band $7.5\text{--}17^\circ$ W ($10\text{--}20^\circ$ N), corresponding to the “West African corner” between Cape Palmas and Cape Roxo (West Africa between Cape Roxo and Cap Blanc; see Fig. 1 for locations). All three sectors are of comparable length.

Reason (1) is partly expected because along-slope velocities associated with coastal trapped waves should be approximately geostrophic, and hence they depend on the across-shore derivative of δz_{18} (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Note also that standing meanders of the WABC past topographic irregularities can produce substantial excursions of the flow away from the shelf break and hence rapid along-slope changes of $V_g^{26.7}$ (see Fig. 10; the position in the main capes is indicated in Fig. 12). The lack of clear prop-

agation tendency found for SLA was previously noticed by Polo et al. (2008) and reflects the fact that sea level over the slope area is at least partly decoupled from δz_{18} (and also from $V_g^{26.7}$). This limits the utility of altimetry to investigate remotely forced dynamics off WA.

Regarding reason (2), we note that south of 15° N a propagation phase speed can be identified with reasonable confidence during P_f , especially for δz_{18} . We estimate c at $\approx 0.9 \text{ m s}^{-1}$ in Fig. 12a and this value is also applicable to $V_g^{26.7}$. This is compatible with low vertical-mode coastal trapped wave propagation and, more importantly, consistent with the propagation speed inferred by Picaut (1983) for the GG coastal upwelling signals ($0.7\text{--}0.8 \text{ m s}^{-1}$).³

On the other hand, the coherence of the signals expected from poleward propagation is weaker around P_s , especially for $V_g^{26.7}$. Even for δz_{18} propagation speed is ambiguous and seems to change with time ($\approx 0.2 \text{ m s}^{-1}$ at the transition between negative and positive δz_{18} anomalies but a bit faster toward the downwelling peak ($\sim 0.3 \text{ m s}^{-1}$), which roughly coincides with a sign change of $V_g^{26.7}$ north of Cape St Ann (Fig. 12). Such values are untypical for coastal trapped waves. The slow northward shift of the downwelling signal (negative δz_{18} and strong poleward flow) may alternatively be attributed to the progressive seasonal migration of the upwelling wind region (related to the seasonal displacement of the ITCZ) but the correspondence between panels (a), (b), and (c) in Fig. 12 is only partially supportive of this. In addition, propagation at $\approx 0.9 \text{ m s}^{-1}$ may also be present, e.g., toward the end of P_s in May. This suggests that both local and remote responses to winds combine to produce the winter–spring WABC intensification. Examination of Fig. 13 reveals a complex picture in which each separate coastal sector contributes to P_s upwelling relaxation over a slightly different time period: April to August for WA; March to June for WAC; and March to May for GG. Also note that the GG relaxation is immediately followed by marked increasing upwelling tendency from May to July. Overall, forcings over the different sectors largely oppose each other; hence the weakness of propagating oceanic signals and perhaps also the weakness of the poleward flow relative to P_f .

With respect to P_f and reason (3), our analyses suggest the existence of a remote origin for the WABC intensification off WA, with an evident off-equatorial maximum in poleward flow and thermocline depression in the longitude range $4\text{--}14^\circ$ W, i.e., in the GG (Fig. 12). For the period October–December, the largest positive values are found in this longitude range. On the other hand, Hovmüller diagrams for δz_{18} and $V_g^{26.7}$ exhibit some pattern changes at $\approx 0^\circ$ W near the

³Note that our value is $\sim 50\%$ slower than the one found by Polo et al. (2008) in their numerical simulation over a similar area. Possible reasons for this difference include numerical differences in the grid resolution (higher in TROP025 by a factor 2 and 2.5 in the horizontal and vertical direction, respectively) and treatment of viscosity (Hsieh et al., 1983).

left edge of Fig. 12. We take this as an indication that the equatorial region is not implicated in the generation of the P_f CTW signal⁴. Examination of 2-D monthly regional maps for δz_{18} (not shown) confirm the absence of oceanic signal propagation between the Equator and the northern part of the GG. Figure 13 confirms the importance of the GG sector as a forcing region for poleward flow during P_f . An abrupt upwelling relaxation takes place in the GG from August to November when the ITCZ approaches and passes over this sector (Schneider et al., 2014). This relaxation is far steeper than the boreal winter one (compare the two drops in upwelling index UI_{GG} in Fig. 13 and the corresponding local thermal response in Fig. 6 and Picaut, 1983, his Fig. 15b). To our knowledge, there has been no previous mention of the role played by the GG wind cycle as a source of remote forcing for the poleward flow in the southern part of the Canary Current system (although remote forcing from equatorial origin has been invoked to explain the seasonal cycle of subsurface temperature off Dakar; Busalacchi and Picaut, 1983; McCreary et al., 1984). UI_{WAC} also decreases during P_f , so winds in the WAC sector must contribute to WABC intensification, but the amplitude of the relaxation is smaller by a factor close to 4. The relative importance of the remote forcing associated with each sector depends on their along-slope decay scale, which is poorly constrained and may depend on a number of factors. Limited insight into this question can be gained by comparing P_f and P_s remote forcings.

During P_s the WAC wind relaxation is about twice as intense as during P_f and combines (between April and June) with the local relaxation of WA winds. However, the ocean response in terms of poleward flow is significantly weaker than the one during P_f both in terms of current magnitude and meridional extent. GG winds are thus plausibly instrumental in driving the model WABC intensification in fall and, conversely, opposing intensification during most of P_s . Further analyses will be needed to clarify this because the seasonal cycle of other environmental parameters may also be involved, e.g., the near-surface density gradient along the waveguide, which is larger in spring than in fall (Fig. 9).

With respect to reason (4), δz_{18} and $V_g^{26.7}$ are not precisely in phase as they are expected to be for theoretical Kelvin waves in a model for a single baroclinic mode (e.g., reduced gravity model; Cushman-Roisin and Beckers, 2011). A phase shift of the order of 1 month exists between the two variables with δz_{18} lagging; i.e., P_f poleward flow intensification initiates while the thermocline is still in an uplifted position (Fig. 12). A similar discrepancy has been noted before for the California undercurrent and attributed to the effects of Rossby waves dynamics (Oey, 1999). Radiation of

Rossby waves from the coastal waveguide implies that pressure disturbances associated with CTW dynamics propagate offshore. In turn, this modulates the along-slope flow, which depends on the nearshore–offshore pressure difference. In particular, this produces a phase lead for $V_g^{26.7}$ compared to the thermocline depth at the coast (Oey, 1999). We will discuss the Rossby wave activity offshore of WA in the next section and add support to this explanation.

With respect to reason (5), the propagation of thermocline depth anomalies associated with P_f becomes progressively elusive beyond Cape Verde⁵. This would not be inconsistent with the major influence exerted by this cape on the poleward flow (Capet et al., 2017; Alpers et al., 2013) and its dispersive effect on coastal trapped waves (Crépon et al., 1984). The area located between 15 and 20° N (i.e., Cape Verde and Cap Blanc, respectively) is also characterized by a rapid shift in the dominant periodicity of δz_{18} and $V_g^{26.7}$ fluctuations (Figs. 11 and 12) from semiannual to annual. In particular, δz_{18} variability becomes increasingly complex with reduced magnitude when approaching Cap Blanc where upwelling is permanent. Overall, TROP025 suggests the existence of a transition in this latitude range despite the fact that the WABC can be present up to $\sim 25^\circ$ N in fall.

Overall, no significant forcing in a semiannual period is present north of Cape Palmas (see frequency decomposition of across-shore Ekman transport in Fig. 12) and our analyses indicate that the WABC seasonal cycle is made of two parts that are distinct in terms of forcing mechanism. The strongest poleward flow intensification occurs in fall, both in terms of flow speed and also poleward extent (25° N vs. 20–22° N in the model). Such differences seem consistent with existing WABC observations (see Sect. 7) and presumably reflect the strength of remote forcing processes. In fall, poleward flow intensification has been related to a major upwelling wind relaxation in the Gulf of Guinea. In contrast, P_s flow intensification appears to be a more complex combination of local and remote responses with time lags resulting in partial compensations.

6 WABC and Rossby wave dynamics

As presented above, the across-shore structure of the WABC and its seasonal evolution are strongly suggestive of the important role played by westward Rossby wave propagation. So is the seasonal evolution of the meridional flow patterns that increasingly tilt away from the north–south axis in a clockwise manner as they progress westward (Fig. 10) owing to the rapid change in Rossby wave phase speed in the tropics (Chelton and Schlax, 1996). More precisely, Figs. 7, 8, and 10 are consistent with the generation of semiannual

⁴The same is also true for the preceding upwelling phase between June and September, in agreement with the conclusions of Clarke (1979) and Houghton (1983). In particular, δz_{18} minima reflecting summer upwelling tendency are much more pronounced between 4 and 10° W than near 0–2° E (Fig. 12a).

⁵Likewise, lagged cross-correlation of the seasonal 18 °C depth between an origin placed 4° E at 100 m of depth and all the other points along the 100 m isobath degrades rapidly north of Cape Verde (not shown).

Rossby waves at the WA eastern boundary via the scattering of coastal waves due to the meridional gradient of the Coriolis parameter (McCalpin, 1995; Ramos et al., 2006). Elements of linear theory are recalled first as a starting point (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Assuming no meridional structure to the wave, i.e., the horizontal wavenumber is $\mathbf{k} = (k, 0)$, the Rossby wave dispersion relation is

$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + 1/R_n^2}, \quad (6)$$

where R_n is the deformation radius for a given vertical mode n . R_n can also be expressed as a function of the gravity wave speed c_n for that mode: $R_n = c_n/f$. The (zonal) phase speed of a monochromatic wave of frequency ω and zonal wavenumber k is thus

$$c_\phi = \frac{\omega}{k} = -\frac{\beta}{k^2 + 1/R_n^2}. \quad (7)$$

More complex perturbations propagate at the group velocity

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \beta \frac{k^2 - 1/R_n^2}{(k^2 + 1/R_n^2)^2}. \quad (8)$$

Finally, for a given deformation radius and wave period there is a critical latitude $\lambda_n(\omega)$ beyond which the free Rossby wave mode is evanescent because the associated wavenumber solution to the quadratic Eq. (6) has a nonzero imaginary part. At this critical latitude $f/\beta = c_n/2\omega$ so λ_n is defined by the fact that $\tan(\lambda_n) = c_n/(2\omega R_T)$ where R_T is the Earth radius.

In what follows baroclinic mode characteristics are determined based on the TROP025 stratification computed on the model 75 grid levels. The calculation is made with the dynmode program available at <https://woodshole.er.usgs.gov/operations/sea-mat/klinck-html/index.html> (last access: 18 August 2018). Using the gravity phase speeds computed at 14° N and indicated in Fig. 16, we find 22, 11, and 7° N for the critical latitudes corresponding to the semiannual frequency and vertical modes 1, 2, and 3, respectively. These estimates are in good agreement with those of Clarke and Shi (1991). The gravity phase speed of mode 3 is slightly higher around 7° N than at 14° N (0.85 m s⁻¹ at 8° N vs. 0.70 at 14° N), so a more accurate estimation of λ_3 is 9.5° N.

Our aim is now to describe the semiannual Rossby wave dynamics present in TROP025, assess the degree to which the simplest linear theory captures this dynamics, and gain insight into the different baroclinic mode contributions. Dispersion diagrams are shown in Fig. 14 for the Rossby wave modes permitted at 8 and 14° N, modes 1 to 3 for the former and mode 1 for the latter. The dispersion curve for mode 2 at 14° N is also shown. The fact that it does not intersect the horizontal line corresponding to semiannual frequencies underscores the evanescent nature of mode 2 RWs at this latitude. Model wavenumbers and propagation speeds deduced

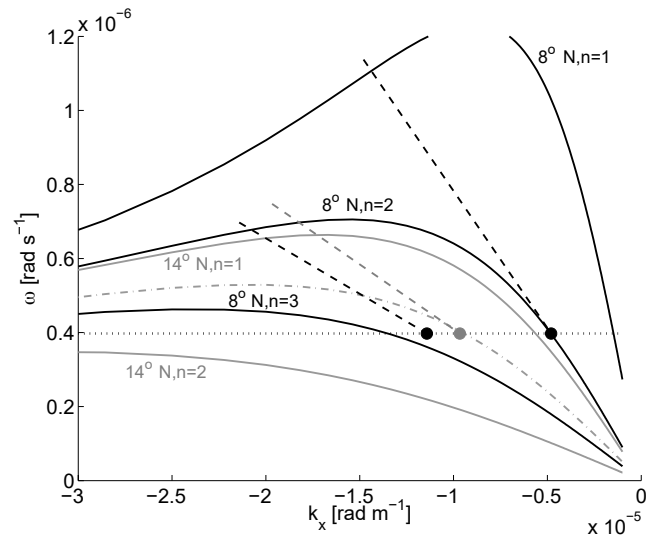


Figure 14. Wavenumber–frequency dispersion diagram for baroclinic Rossby waves corresponding to values of the deformation radius equal to 112, 64, and 42 km (solid black, baroclinic modes 1–3 at 8° N) and 59 and 31 km (solid gray, baroclinic modes 1 and 2 at 14° N). The black (gray) filled dots and dashed lines represent the Rossby wave characteristics identified in Fig. 8 for TROP025: $\omega = 2\pi/(6 \text{ months})$; $k_{\text{TROP}} = 2\pi/\lambda_{\text{TROP}}$ and c_{TROP} as listed in Table 2. The gray dash-dotted line is the dispersion curve that passes through the Rossby wave mode identified at 14° N in TROP025. Its associated deformation radius is 48 km, i.e., significantly less than the actual baroclinic mode 1 deformation radius at that latitude (59 km). The horizontal dotted line corresponds to the semiannual frequency.

from careful examination of Fig. 8 are reported in Fig. 14. At 8° N a slow and a fast wave coexist. They fall quite accurately on mode 2 and 3 dispersion curves, respectively. On the other hand, the dominant wave identified at 14° N is distinct from a linear mode 1 RW (see also Table 2).

To elaborate on the significance and relative importance of the different RW modes, a harmonic analysis was performed at each grid cell (x_i, y_j, z_k) over the period 1982–2012 to extract the semiannual variability of the meridional velocities. The resulting semiannual harmonics (6-monthly values) were subsequently decomposed onto the baroclinic modes computed for each location (x_i, y_j) based on a local annual mean profile of Brunt–Vaisala frequency. Horizontal maps of the depth-integrated kinetic energy associated with modes 1–4 are shown in Fig. 15, after time averaging over the semiannual cycle. Restricting the final step of vertical integration to the layer in which the poleward flow is concentrated, e.g., the upper 200 m, leads to similar results and conclusions. The dominance of mode 2 is a well-known attribute of many equatorial and tropical regions (Philander and Pacanowski, 1980). Mode 2 dominates over most of the ETNA except for a few isolated offshore grid cells in the latitude range 10–15° N where mode 1 is of comparable magnitude. The shape

Table 2. Parameters associated with each potential semiannual RW mode at 8 (baroclinic mode 1 to 3) and 14° N (baroclinic mode 1 and 2). Gravity phase speed (m s^{-1}), deformation radius (km), critical latitude (km), theoretical wavelength (km), observed TROP025 wavelength (km), theoretical phase speed (cm s^{-1}), theoretical group velocity (cm s^{-1}), and observed TROP025 propagation speed (cm s^{-1}) are reported. No mode 1 RW is identified at 8° N. A mode 2 RW is also not identified at 14° N, in agreement with linear theory predicting its evanescence. Note the important discrepancies between theory and model RW mode 1 at 14° N.

	c_n (m s^{-1})	R_n (km)	θ_n ° N	λ_n (km)	λ^{TROP} (km)	c_ϕ (cm s^{-1})	c_g (cm s^{-1})	c^{TROP} (cm s^{-1})
14° N, $n = 1$	2.1	59	22	1120	650	7.0	5.6	3.5
14° N, $n = 2$	1.1	32	12	–	–	–	–	–
8° N, $n = 1$	2.2	112	22	4080	–	26	24	–
8° N, $n = 2$	1.3	64	12	1380	1310	8.5	7.1	7.4
8° N, $n = 3$	0.85	42	9.5	483	550	3.0	1.6	3.0

of the region having finite values of mode 2 kinetic energy and the general offshore decay seen in Fig. 15b are consistent with the following: energy being mainly radiated from the coastal waveguide where the largest energy values are found; and westward energy propagation being more effective at lower latitudes and ineffective north of 12–15° N, with a noticeable change in the cross-shore size of the region with finite energy values around 10° N. A similar impression can be drawn for mode 3 and 4 except that westward propagation seems both more strongly damped and more confined meridionally in a low-latitude band. This is qualitatively consistent with the λ_n values decreasing with mode order (Table 2). The kinetic energy distribution for mode 1 is peculiar and does not exhibit large values in the coastal waveguide (Fig. 15a). Why so little of the semiannual CTW activity projects onto baroclinic mode 1 is a pending question left for a future investigation.

Westward propagation of energy away from the coastal guide is an important process contributing to the poleward attenuation of the WABC. Over the continental slope, the progressive deepening of the WABC with increasing latitude (Fig. 9) corresponds to a reduction (increase) in the relative contribution of high-order (low) modes, e.g., less weight on mode 3 whose upper zero crossing is at 75 m (Fig. 16). Although this is consistent with idealized simulations and theoretical arguments (Philander and Yoon, 1982; McCreary, 1981), we cannot be certain that TROP025 motions associated with high-order modes along WA are more efficiently damped for physical reasons (such as RW generation and frictional processes) as opposed to being dissipated by excessive numerical viscosity and/or diffusion. For a given mode n dissipation of numerical origin should increase as latitude increases and the corresponding typical horizontal scale associated with that mode R_n decreases. The realism of the model WABC may thus deteriorate with increasing latitude.

In this context, the model behavior in the latitude range ~ 14 – 22° N requires further clarification. The northern end of this sector coincides with the critical latitude for baroclinic mode 1 semiannual RWs; hence the possibility of resonant excitation of these waves because their group velocity

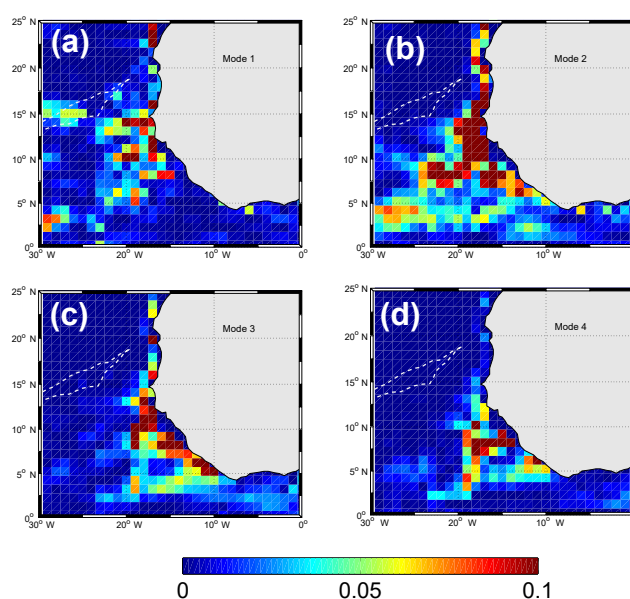


Figure 15. Vertically integrated kinetic energy ($\text{m}^3 \text{s}^{-2}$) for the semiannual meridional velocity decomposed onto baroclinic modes. Only the first four modes are shown. Time averaging is performed over the semiannual cycle. The two white dashed lines represent the location where zero PV gradients are found in Fig. 17.

vanishes (Hagen, 2005). On the other hand, Hovmöller diagrams similar to Fig. 8 for latitudes between 15 and 22° N reveal a dramatic reduction of the semiannual RW signal toward the north (not shown but see Figs. 10 and 15 for indirect evidence). This latitude range corresponds to a major transition in the Canary Current system with distinct WSC forcing conditions and dynamical regime on either side (off-shore conditions associated with negative wind stress curl and equatorward flow prevail north of 20° N), two abrupt geomorphological near discontinuities (at Cape Verde and Cap Blanc), and the permanent Cape Verde thermohaline frontal zone. All these sources of nonlinearities can contribute to the northward weakening of the semiannual CTW signal and

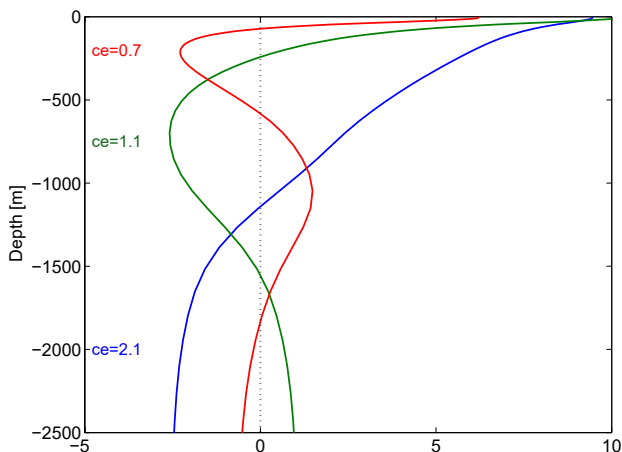


Figure 16. Vertical structure of the ETNA baroclinic modes 1 (blue), 2 (green), and 3 (red) for pressure and horizontal velocities (upper 2500 m only). Calculation is made using TROP025 stratification at 14° N, $18^{\circ}30'$ W. The associated reduced gravity phase speed ce (s^{-1}) for each mode is also indicated.

thus prevent the generation of semiannual RW activity beyond 18 – 20° . They can also explain the discrepancies found at 14° N between RW characteristics expected from linear theory and those identified in the model.

However, the upper ocean potential vorticity (PV; see Sect. 2) field offers another compelling explanation for the meridional structure of the RW field found in TROP025. Equation (6) is strictly valid in a large-scale ocean at rest in which the only source of background PV gradient is the Coriolis parameter gradient $df/dy = \beta$. In realistic conditions, the large-scale PV field implicated in the propagation of baroclinic Rossby waves must account for stretching effects associated with background shear flows if any (Killworth, 1979; de Szoeke and Chelton, 1999). More appropriate quantities to investigate upper ocean RW dynamics are total PV gradients in three density layers (see definition in Sect. 2): 25.2 – 26.3 (layer 1), 26.3 – 26.7 (layer 2), and 26.7 – 26.9 (layer 3). Layers 1 and 2 are layers in which a large fraction of the WABC transport is concentrated (Fig. 9). They are of comparable thickness and typically occupy the upper 200–250 m. Layer 3 is also of comparable thickness but it is associated with a modest fraction of the poleward transport, both nearshore (Fig. 9) and offshore (Fig. 7). PV fields calculated following Eq. (4) are shown in Fig. 17 as is their gradient vector field. Layers 1 and 2 exhibit relatively similar patterns. PV gradients in these layers strongly depart from those resulting from variations in the Coriolis parameter alone. In particular, a reversal of the gradient is found along oblique lines that run northeast to southwest between Cap Blanc and the Cape Verde islands. RWs approaching these lines must be subjected to intense dispersive, refractive, and/or dissipative effects. Layer 3 is the deepest layer where PV gradients are not uniformly oriented toward the north (the gradients van-

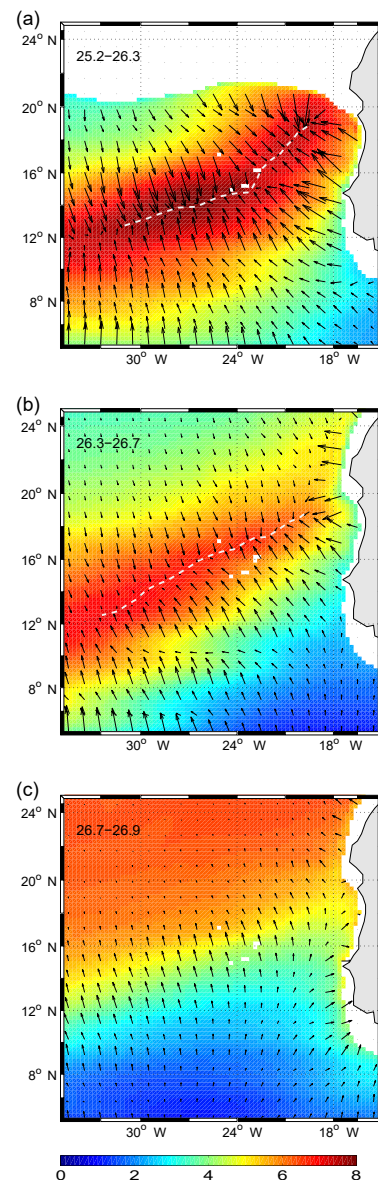


Figure 17. Shallow-water potential vorticity field in the ETNA computed from TROP025 (color; $10^{-8} m^{-1} s^{-1}$) using Eq. (4) for the density classes 25.2 – 26.3 (a), 26.3 – 26.7 (b), and 26.7 – 26.9 (c). These values are such that the three layers are of comparable thickness and the same color scale can be used. Potential vorticity gradients are also shown in vectors. Note the vanishing gradients found along the white dashed lines in panels (a) and (b) (the position of the two lines differ slightly, e.g., see their position with respect to the Cape Verde islands).

ish in a broad northern sector where stratification and Coriolis parameter contributions nearly cancel). Below layer 3 PV gradients are dominated by β and relatively uniform from the coast to thousands of kilometers offshore (not shown).

At 14° N, the zero PV gradient line in layer 1 (layer 2) is located at $\sim 24^{\circ}$ W (28° W) so the distance to the WA shelf

break is not enough (marginally enough) to fit a linear RW wavelength ($\lambda_1 = 1120$ km; see Table 2) in the sector where PV gradients are mainly directed from south to north and relatively uniform spatially. We suspect that the differences in PV gradients between layers 1–2 and the deeper layers are implicated in the deviations from standard linear theory (wavelength and propagation speed) and also in the rapid RW signal attenuation observed within 1000 km from shore (Figs. 8 and 15) despite the critical latitude being located far to the north. Importantly, the width of the sector situated east of the zero PV gradient decreases rapidly with latitude between 14 and 20° N and is only ~ 300 km wide at 18° N. This makes the existence of long weakly dispersive semiannual RWs increasingly implausible when approaching Cap Blanc.

Overall, the modifications of the ETNA PV field by vortex stretching effects in the density range 25.2–26.7, at which most of the meridional flow and Rossby wave energy are concentrated, appears as a good candidate to explain the (meridionally variable) cross-shore damping scale for RWs and the progressive reduction of RW amplitude north of 15° N. At deeper depths, the impact of the PV gradients in the upper ETNA may be more limited. Across-shore sections reveal alternating bands of poleward and meridional flow below 300–400 m that migrate westward past the zero PV gradient lines identified above (not shown), suggesting the presence of Rossby wave activity there in agreement with the observational findings of Hagen (2001). The physical processes responsible for the particular PV structure present in the upper ETNA will be discussed in Part 2.

Excitation of free Rossby waves by wind stress curl forcing along WA can also contribute to RW activity and in turn impact the WABC seasonal cycle. This is expected to arise if the WSC spatiotemporal patterns of variability in the immediate vicinity of WA involve particular wavenumber–frequency pairs consistent with the dispersion relation of free RWs (White, 1985). South of 20° N, the wind stress curl and Sverdrup transport fields shown in Fig. 1 exhibit across-shore spatial variations with a contribution of wavelengths 500–1500 km. This is in the appropriate range to excite baroclinic mode 1 and 2 RWs south of their critical latitude. But semiannual variability of the wind curl signal is particularly weak in the WA sector (see Fig. 12) so its contribution to the WABC semiannual cycle must be limited. Based on frequency considerations the generation of an annual RW signal is more plausible. However, a harmonic analysis similar to the one described above reveals small amounts of energy associated with the annual cycle of the upper ocean meridional flow (not shown). We relate this to a combination of inhibiting factors. South of 15° N mode 1 RWs have wavelengths ~ 2500 km or more, i.e., too large to be compatible with the WSC typical spatial scales of variability. North of 10–12° N such RWs are also too large to fit in the sector situated east of the line where PV gradients vanish.

7 Discussion and conclusions

An eddy-permitting numerical simulation with realistic forcings has been analyzed to investigate the dynamics of the boundary current along the West African seaboard. The depth range of interest was chosen to be above the $\sigma_t = 26.7$ isopycnal. This broadly coincides with the upper 250 m of the water column and places the focus on the layer of fluid in which the wind-driven circulation is overwhelmingly concentrated. The geographical focus is roughly on the southern sector of the Canary Current system between ~ 8 and 20° N. In this area wind stress curl (both nearshore and offshore) is robustly positive, i.e., conducive to poleward flow⁶. In fact, upper ocean equatorward currents are rarely found over the WA continental slope, except when approaching 8–10° N where WSC is much reduced. The model poleward flow is characterized by two main intensification periods in spring and fall. We interpret this characteristic as a consequence of the low-frequency coastal trapped wave activity generated locally and remotely by seasonal wind fluctuations along the African shores⁷. This is an important difference from the annual cycle of the boundary slope current discussed in several past studies including Mittelstaedt (1991) and Lázaro et al. (2005). Note, though, that important signs of a semiannual cycle can be seen in Lázaro et al. (2005) in which two along-slope transport maxima are found across their so-called section B.

Despite some differences in their forcing regions and precise depth–latitude range of influence, the spring and fall model WABC intensifications bear important similarities. They are both part of a semiannual cycle whose forcing processes were carefully investigated. We found no clear signs that along-slope motions in the form of free Rossby wave modes could be excited by nearshore WSC, perhaps because the WSC temporal variability at semiannual frequency is particularly small. Conversely, along-slope flow generation and propagation in the coastal waveguide is prominent as we found throughout the study. Considered in isolation, the WABC spring intensification accompanies the relaxation of

⁶This is in contrast to most other eastern boundary upwelling systems in which offshore and nearshore wind stress curl tend to be of opposite sign (Bakun and Nelson, 1991).

⁷In contradiction to the assertions made in various places including Mittelstaedt (1991) we were unable to establish a connection in the model between the summertime pulse of the NECC and the fall near-surface intensification of the WABC. Our unsuccessful attempts included diagnostics aimed at tracking the propagation and advection of patterns of elevated surface pressure signals from the region 23° W, 8–10° N (where the northern NECC summer pulse is strongly felt; Fig. 2) toward the east–northeast where they could contribute to enhancing alongshore pressure gradients at the WA continental slope. In Part 2 we will show that timescales associated with advection are too long for this to happen (Rossby waves propagate pressure signals toward the west and are therefore not candidates).

wintertime coastal upwelling winds in the latitude range 7–20° N as the ITCZ shifts northward toward that area. Flow intensification is found in the subsurface and is broadly consistent with the theory on undercurrents in upwelling systems. Time lags between the contributions of the wind for different sectors along the African coast are such that compensating effects occur and the WABC forcing is suboptimal. The fall intensification is stronger. It has a more remote and focused origin that we are able to locate in the Gulf of Guinea through spatiotemporal analyses of both wind forcing and coastal ocean response. Owing to this remote forcing, the largest WABC transports occur while WSC is relatively weak and upwelling winds intensify, i.e., when local forcing is least conducive to poleward currents. In that respect, our work tends to substantiate old assertions about the connection between the boundary current flowing offshore of Senegal and Mauritania as well as poleward flow in the Gulf of Guinea, albeit only during part of the annual cycle. Conversely and in contrast to what has been hypothesized for the southeast tropical Atlantic (Schouten et al., 2005; Rouault, 2012), wind variability and Kelvin wave activity in the equatorial Atlantic are not found to be implicated in the forcing of the WABC semiannual cycle (McCreary et al., 1984). Our results also differ from those for the eastern South Atlantic (Junker et al., 2015) in that the seasonal cycle of the WABC is not directly linked with the local wind stress curl, which as mentioned above has very little semiannual modulation.

More quantitatively, the model provides estimates for poleward transport over the WA continental slope. They depend somewhat on the precise choices made for the control surface (depth, across-shore integration bounds, and position in latitude). At the latitude of Senegal (Mauritania), geostrophic transport above $\sigma_t = 26.7$ is of the order of 1 Sv (0.4 Sv), i.e., a large (moderate) fraction of the theoretical barotropic Sverdrup transport. We relate this to the meridional changes in WABC dispersion through Rossby wave generation. Indeed, dispersion is most pronounced at low latitudes where Rossby waves travel faster and higher baroclinic modes can be impacted. The vertical structure of the boundary currents reflects these differences. Upper ocean confinement of the Sverdrup flow by Rossby waves (Anderson and Gill, 1975; Philander and Yoon, 1982) is systematically most pronounced at lower latitudes; hence the north–south differences in depth range of the WA boundary current. Transport distribution at 8° N is also consistent with these assertions but WSC diminishes greatly when approaching such low latitudes where our analyses may be more difficult to interpret.

The model analysis of Rossby wave activity reveals important differences from previous descriptions of these waves at larger scale in the eastern to central North Atlantic (Hagen, 2005). Most notably, we find that upper ocean Rossby wave activity generated at the eastern boundary remains confined to a well-defined ocean sector delimited by the WA seaboard and an oblique line running northeast–southwest

where background potential vorticity gradients vanish in the upper ocean. Such modification of the potential vorticity field is due to stratification effects having a magnitude comparable to planetary vorticity effects (β). Past studies of Rossby wave activity in the North Atlantic have classically been made using linear 1.5 layer reduced gravity models (Da Silva and Chang, 2004; Garzoli and Katz, 1983; Busalacchi and Picaut, 1983) with no background flow that RWs can interact with. It seems to be an important limitation for the ETNA sector situated north of about 12° N.

Our main qualitative conclusions on the processes responsible for the WABC semiannual cycle and its associated RW dynamics in our model are schematically summarized in Fig. 18. The relevance of this numerical investigation to the real WA ocean is an obvious concern. Although TROP025 skills at regional and basin scale have been demonstrated (Sect. 2) model biases cannot be excluded at the scale of the WABC. Because there have been relatively few observational programs in this part of the world ocean we can only offer limited and qualitative insight into model realism, for example on the reality of the two WABC intensification phases and the associated flow characteristics. Although the existence of two poleward intensification phases is not systematically recognized in previous studies, published observations are not inconsistent with the model behavior, including on the timing of these two phases.

The field experiment CANOA08 took place in November 2008 at a time of year when the poleward flow should be most intense including near the surface. Above $\sigma_t = 26.85$ the flow over the continental slope carried SACW up to 25° N (Peña-Izquierdo et al., 2012) where vanishing meridional transports were found, i.e., exactly the November climatological limit determined for the same density class in the model (not shown). In addition, observed transports are broadly consistent with those found in TROP025, particularly for the uppermost stratum examined by Peña-Izquierdo et al. (2012) (see model–data comparison in Table 3). In CANOA08 the intense poleward surface and subsurface currents found in the vicinity of Cap Blanc at surface and subsurface levels are interpreted by the authors as, respectively, “a late expression of the summer Mauritania current” and a local response to strong upwelling winds (Peña-Izquierdo et al., 2012). Our model results cast doubt on these interpretations and suggest instead that CANOA08 may have sampled the ETNA at the (normal) time when the fall intensification of the surface and subsurface WABC is remotely forced.

On the other hand, comparison with CANOA08 observations raises some concerns about the along-slope continuity or coherency of water mass transport in TROP025. In the model, the low-salinity signal characteristic of SACW does not penetrate north of Cap Blanc irrespective of the season (Fig. 9). This is inconsistent with observations reported in Peña-Izquierdo et al. (2012) (as well as older ones) showing large amounts of low-salinity SACW up to 24° N. The across-shore exchanges of water between the WABC core

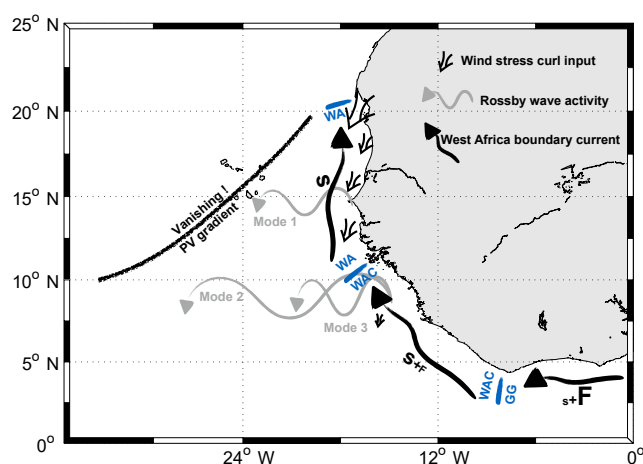


Figure 18. Schematic representation of the main processes relevant for the WABC seasonal cycle as identified in this study. Two WABC intensification phases occur in spring (S) and fall (F) in relation to the relaxation of cross-shore Ekman transport along different sectors of the African coast. The relative importance of each sector varies depending on the season. The font size of the S and F letters next to the WABC arrows is indicative of this importance. Three sectors are distinguished: the Gulf of Guinea (GG), the West African corner (WAC), and West Africa (WA). The fall intensification is mainly due to wind changes in the GG and a modest contribution from the WAC. The spring intensification is the outcome of a subtle combination of forcings in all three sectors with a prominent role of local WA forcings. The spatiotemporal variability of the wind stress curl forcing does not have an appreciable effect on the WABC seasonal cycle, although it is a key local determinant of the climatological mean meridional transport along WA (weak near 8–10° N and particularly strong near 20° N). The WABC is subjected to scattering and gives rise to Rossby wave (RW) activity hundreds to thousands of kilometers offshore. The characteristics of these RWs exhibit rapid meridional changes over a few degrees of latitude. At low latitude (~ 8) where β is largest RWs associated with baroclinic modes 2 and 3 dominate. At 14° N where only mode 1 RWs are permitted the model RWs significantly differ from those predicted by standard linear theory. This discrepancy and the progressive disappearance of RW activity north of 15° N may be related to the peculiar structure of the upper ocean ETNA PV field: above approx. 250 m of depth the gradient of the background PV field ($\beta +$ stratification effects) vanishes along a line running northeast to southwest.

and the open ocean may thus be overestimated in the model, plausibly as a consequence of insufficient horizontal resolution. Given the difficulty of maintaining moorings in this area multiyear repeats of the CANOA array at different seasons would provide useful information on the temporal variability of the WABC.

To our knowledge, the only data that are available to assess model realism during the spring WABC intensification are those obtained at 21°40' N as part of the JOINT-1 experiment to investigate shelf and slope currents in the vicinity of Cap Blanc. Current meter data (Mittelstaedt et al., 1975,

Table 3. Meridional transports observed in November 2008 reported in Peña-Izquierdo et al. (2012) (left) and their TROP025 climatological equivalent for the month of November (right) separated by the / symbol. Transport values (in Sv) are provided for two different density layers (SW for surface waters, $\sigma_t < 26.46$; uCW for upper central waters, $26.46 < \sigma_t < 26.85$) and four latitudes (16.25, 17.5, 20, and 24° W). In situ values are estimated visually from Fig. 7a–c in Peña-Izquierdo et al. (2012) for the cross-sectional area between the shelf break to 60 km offshore. For the model, transport is computed over four grid cells (100 km) situated offshore of the shelf break. Using this wider across-shore section is meant to account for our limited horizontal resolution, but transports estimated over only three grid cells only differ by 15%–20%.

SW – 16.25	SW – 17.5	SW – 20	SW – 24
1.3/1.0	1.8/1.4	1.0/1.2	1.0/0.6
uCW – 16.25	uCW – 17.5	uCW – 20	uCW – 24
1.0/0.3	0.6/0.6	0.6/0.7	0.7/0.4

their Figs. 4 and 6) underscore the importance of synoptic variability with dramatic fluctuations of the poleward flow on timescales of days to weeks. Consequently, JOINT-1 efforts remain inconclusive with respect to the mean structure of the boundary currents at that time of year (including on the possible existence of a near-surface poleward counter-current over the continental slope). A similar issue plagues the study of the drift of a parachute drogue released off Cap Blanc at 50 m of depth (Hughes and Barton, 1974). The trajectory reveals intense northward flow (24 cm s^{-1} over a 12 h period) that cannot be considered representative of average conditions. However, combined with the CINECA February–March 1972 velocity observations at 19–20° N (Mittelstaedt, 1976, his Fig. 9) showing a core of poleward velocities in excess of $8\text{--}10 \text{ cm s}^{-1}$ in the depth range 100–200 m, the general impression is that TROP025 underestimates the intensity of the flow at these latitudes (based on Fig. 9 and also on the examination of a figure similar to Fig. 7 for the latitude band 19–21° N; not shown). This would be another possible reason why the low-salinity signal associated with the presence of SACW north of Cap Blanc is not reproduced in TROP025.

Overall, the realism of the model boundary circulation is uncertain given the scarcity of available observations. In addition, our dynamical interpretations frequently invoke baroclinic mode decomposition, which is not strictly valid in the horizontally heterogeneous conditions under which we use it. More elaborate approaches such as WKB ray tracing may prove useful in this regard, e.g., to clarify the reasons why sea level and upper ocean flow signals propagate offshore at different speeds. In this context, the present study should be seen as a way to stimulate and guide future work in this highly undersampled part of the world ocean. Part 2, which aims to connect the WABC to the regional circulation con-

text of the subtropical North Atlantic shadow zone, shares the same general objective.

Data availability. TROP025 model simulations are stored at the CEA TGCC supercomputing center and will be made available upon request to the authors.

Author contributions. LK and XC designed the study. JJ performed the numerical simulation. LK carried out most of the analyses, with contributions from JJ, XC, and NK; XC and LK wrote the manuscript with input from all authors.

Competing interests. The authors declare that they have no conflict of interest.

Acknowledgements. The ART PhD program of the Institut de Recherche pour le Développement and Lala Kounta was funded through the ART PhD program of the Institut de Recherche pour le Développement while conducting most of this research. We also acknowledge support from the AMMA2050 project (funded under the Future Climate for Africa program by the NERC and DFID). Numerical simulations for this work were performed through computing allocations GENCI GEN1140 on Curie. We thank the editor and two anonymous reviewers for their careful reading of and comments on the manuscript. We also thank Alain Colin de Verdière, Julie Deshayes, Bernard LeCann, Richard Schopp, Jérôme Sirven, and Jérôme Gourrion for useful suggestions and comments.

Edited by: John M. Huthnance

Reviewed by: two anonymous referees

References

- Alpers, W., Brandt, P., Lazar, A., Daborne, D., Sow, B., Faye, S., Hansen, M. W., Rubino, A., Poulain, P.-M., and Brehmer, P.: A small-scale oceanic eddy off the coast of West Africa studied by multi-sensor satellite and surface drifter data, *Remote Sens. Environ.*, 129, 132–143, 2013.
- Anderson, D. L. and Gill, A.: Spin-up of a stratified ocean, with applications to upwelling, *Deep-Sea Res.*, 22, 583–596, 1975.
- Bakun, A. and Nelson, C. S.: The seasonal cycle of wind-stress curl in subtropical eastern boundary current regions, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1815–1834, 1991.
- Barton, E.: The poleward undercurrent on the eastern boundary of the subtropical North Atlantic, in: *Poleward Flows Along Eastern Ocean Boundaries*, Springer, New York, NY, 82–92, 1989.
- Barton, E. D.: Eastern boundary of the North Atlantic: Northwest Africa and Iberia, Coastal segment (18, E), in: *The sea: The Global Coastal Ocean*, edited by: Robinson, A. R. and Brink, K. H., 11, 633–657, 1998.
- Blanke, B., Arhan, M., Madec, G., and Roche, S.: Warm water paths in the equatorial Atlantic as diagnosed with a general circulation model, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 2753–2768, 1999.
- Brandt, P., Hormann, V., Körtzinger, A., Visbeck, M., Krahnmann, G., Stramma, L., Lumpkin, R., and Schmid, C.: Changes in the ventilation of the oxygen minimum zone of the tropical North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 40, 1784–1801, 2010.
- Brandt, P., Bange, H. W., Banyte, D., Dengler, M., Didwischus, S.-H., Fischer, T., Greatbatch, R. J., Hahn, J., Kanzow, T., Karstensen, J., Körtzinger, A., Krahnmann, G., Schmidtko, S., Stramma, L., Tanhua, T., and Visbeck, M.: On the role of circulation and mixing in the ventilation of oxygen minimum zones with a focus on the eastern tropical North Atlantic, *Biogeosciences*, 12, 489–512, <https://doi.org/10.5194/bg-12-489-2015>, 2015.
- Brandt, P., Claus, M., Greatbatch, R. J., Kopte, R., Toole, J. M., Johns, W. E., and Böning, C. W.: Annual and semiannual cycle of equatorial Atlantic circulation associated with basin-mode resonance, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 3011–3029, 2016.
- Brink, K., Halpern, D., Huyer, A., and Smith, R.: The physical environment of the Peruvian upwelling system, *Prog. Oceanogr.*, 12, 285–305, 1983.
- Busalacchi, A. J. and Picaut, J.: Seasonal variability from a model of the tropical Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1564–1588, 1983.
- Cabanes, C., Grouazel, A., von Schuckmann, K., Hamon, M., Turpin, V., Coatanoan, C., Paris, F., Guinehut, S., Boone, C., Ferry, N., de Boyer Montégut, C., Carval, T., Reverdin, G., Pouliquen, S., and Le Traon, P.-Y.: The CORA dataset: validation and diagnostics of in-situ ocean temperature and salinity measurements, *Ocean Sci.*, 9, 1–18, 2013.
- Capet, X., Marchesiello, P., and McWilliams, J. C.: Upwelling response to coastal wind profiles, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L13311, <https://doi.org/10.1029/2004GL020123>, 2004.
- Capet, X., Colas, F., Penven, P., Marchesiello, P., and McWilliams, J. C.: Eddies in eastern-boundary subtropical upwelling systems, in: *Ocean Modeling in an Eddying Regime*, edited by: Hecht, M. and Hasumi, H., *Geophys. Monog. Ser.*, vol. 177, Am. Geophys. Union, 2008.
- Capet, X., Estrade, P., Machu, E., Ndoye, S., Grelet, S., Lazar, A., Marié, L., Dausse, D., and Brehmer, P.: On the dynamics of the southern Senegal upwelling center: observed variability from synoptic to super-inertial scales, *J. Phys. Oceanogr.*, 47, 155–180, 2017.
- Chelton, D. B. and Schlax, M. G.: Global observations of oceanic Rossby waves, *Science*, 272, 234–238, 1996.
- Clarke, A. J.: On the generation of the seasonal coastal upwelling in the Gulf of Guinea, *J. Geophys. Res.*, 84, 3743–3751, 1979.
- Clarke, A. J. and Shi, C.: Critical frequencies at ocean boundaries, *J. Geophys. Res.*, 96, 10731–10738, 1991.
- Clarke, A. J. and Liu, X.: Observations and dynamics of semiannual and annual sea levels near the eastern equatorial Indian Ocean boundary, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 386–399, 1993.
- Colas, F., Capet, X., McWilliams, J. C., and Shchepetkin, A.: 1997–98 El Niño off Peru: a numerical study, *Prog. Oceanogr.*, 79, 138–155, 2008.
- Connolly, T. P., Hickey, B. M., Shulman, I., and Thomson, R. E.: Coastal trapped waves, alongshore pressure gradients, and the California Undercurrent, *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 319–342, 2014.

- Crépon, M., Richez, C., and Chartier, M.: Effects of coastline geometry on upwellings, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1365–1382, 1984.
- Cushman-Roisin, B. and Beckers, J.-M.: Introduction to geophysical fluid dynamics: physical and numerical aspects, vol. 101, Academic Press, Waltham, MA, USA, 2011.
- Da-Allada, C. Y., Jouanno, J., Gaillard, F., Kolodziejczyk, N., Maes, C., Reul, N., and Bourlès, B.: Importance of the Equatorial Undercurrent on the Sea Surface Salinity in the Eastern Equatorial Atlantic in boreal spring, *J. Geophys. Res.*, 122, 521–538, 2017.
- Da Silva, M. P. and Chang, P.: Seasonal variation of the subtropical/tropical pathways in the Atlantic ocean from an ocean data assimilation experiment, *Geoph. Monog. Series*, 147, 305–318, 2004.
- Dee, D., Uppala, S., Simmons, A., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M., Balsamo, G., Bauer, P., et al.: The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 137, 553–597, 2011.
- de Szoeké, R. A. and Chelton, D. B.: The modification of long planetary waves by homogeneous potential vorticity layers, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 500–511, 1999.
- Dewitte, B., Ramos, M., Echevin, V., Pizarro, O., and duPenhoat, V.: Vertical structure variability in a seasonal simulation of a medium-resolution regional model of the Eastern South Pacific, *Prog. Oceanogr.*, 79, 120–137, 2008.
- Ding, H., Keenlyside, N. S., and Latif, M.: Seasonal cycle in the upper equatorial Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 114, 2009.
- Djakouré, S., Penven, P., Bourlès, B., Veitch, J., and Koné, V.: Coastally trapped eddies in the north of the Gulf of Guinea, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 119, 6805–6819, 2014.
- Doi, T., Tozuka, T., and Yamagata, T.: Interannual variability of the Guinea Dome and its possible link with the Atlantic Meridional Mode, *Clim. Dynam.*, 33, 985–998, 2009.
- Dussin, R., Barnier, B., and Brodeau, L.: The making of Drakkar forcing set DFS5, 14, C09016, <https://doi.org/10.1029/2009JC005418>, 2014.
- Elmoussaoui, A., Arhan, M., and Treguier, A.: Model-inferred upper ocean circulation in the eastern tropics of the North Atlantic, *Deep-Sea Res.*, 52, 1093–1120, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2005.01.010>, 2005.
- Fraga, F.: Distribution des masses d'eau dans l'upwelling de Mauritanie, *Tethys*, 6, 5–10, 1974.
- Gaillard, F., Reynaud, T., Thierry, V., Kolodziejczyk, N., and Von Schuckmann, K.: In situ-based reanalysis of the global ocean temperature and salinity with ISAS: Variability of the heat content and steric height, *J. Climate*, 29, 1305–1323, 2016.
- Garzoli, S. L. and Katz, E. J.: The forced annual reversal of the Atlantic North Equatorial Countercurrent, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 2082–2090, 1983.
- Glessmer, M. S., Eden, C., and Oschlies, A.: Contribution of oxygen minimum zone waters to the coastal upwelling off Mauritania, *Prog. Oceanogr.*, 83, 143–150, 2009.
- Gómez-Valdivia, F., Parés-Sierra, A., and Laura Flores-Morales, A.: Semiannual variability of the California Undercurrent along the Southern California Current System: A tropical generated phenomenon, *J. Geophys. Res.*, 122, 1574–1589, <https://doi.org/10.1002/2016JC012350>, 2017.
- Hagen, E.: Northwest African upwelling scenario, *Oceanol. Acta*, 24, 113–128, 2001.
- Hagen, E.: Zonal wavelengths of planetary rossby waves derived from hydrographic transects in the northeast Atlantic ocean?, *J. Oceanogr.*, 61, 1039–1046, 2005.
- Houghton, R. W.: Seasonal variations of the subsurface thermal structure in the Gulf of Guinea, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 2070–2081, 1983.
- Hsieh, W. W., Davey, M. K., and Wajsowicz, R. C.: The free Kelvin wave in finite-difference numerical models, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1383–1397, 1983.
- Hughes, P. and Barton, E.: Stratification and water mass structure in the upwelling area off northwest Africa in April/May 1969, *Deep-Sea Res.*, 21, 611–628, 1974.
- Hurlburt, H. and Thompson, J. D.: Coastal upwelling on a β -plane, *J. Phys. Oceanogr.*, 3, 16–32, 1973.
- Huyer, A.: Coastal upwelling in the California Current system, *Prog. Oceanogr.*, 12, 259–284, 1983.
- Jouanno, J., Hernandez, O., and Sanchez-Gomez, E.: Equatorial Atlantic interannual variability and its relation to dynamic and thermodynamic processes, *Earth Syst. Dynam.*, 8, 1061–1069, <https://doi.org/10.5194/esd-8-1061-2017>, 2017.
- Junker, T., Schmidt, M., and Mohrholz, V.: The relation of wind stress curl and meridional transport in the Benguela upwelling system, *J. Mar. Sys.*, 143, 1–6, 2015.
- Killworth, P. D.: On the propagation of stable baroclinic Rossby waves through a mean shear flow, *Deep-Sea Res.*, 26, 997–1031, 1979.
- Kirchner, K., Rhein, M., Hüttl-Kabus, S., and Böning, C. W.: On the spreading of South Atlantic Water into the northern hemisphere, *J. Geophys. Res.*, 114, C05019, <https://doi.org/10.1029/2008JC005165>, 2009.
- Kirichek, A.: Water circulation in the North-Eastern part of the Tropical Atlantic, *Internat. Counc. Explor. Sea. CM*, 100, 7, 1971.
- Large, W. D. and Yeager, S.: Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: the data sets and flux climatologies, *NCAR Tech Note TN-460+STR*, 105 pp., 2004.
- Lázaro, C., Fernandes, M. J., Santos, A. M. P., and Oliveira, P.: Seasonal and interannual variability of surface circulation in the Cape Verde region from 8 years of merged T/P and ERS-2 altimeter data, *Remote Sens. Environ.*, 98, 45–62, 2005.
- Luyten, J., Pedlosky, J., and Stommel, H.: The ventilated thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 292–309, 1983.
- Machu, E., Capet, X., Estrade, P., Ndoye, S., Lazar, A., Beaurand, F., Auger, P.-A., and Brehmer, P.: First evidence of denitrification in the southern part of the Canary Upwelling System, submitted to *Geophys. Res. Lett.*, 2018.
- Madec, G.: NEMO ocean engine (Draft edition r5171), Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, 2014.
- Malanotte-Rizzoli, P., Hedstrom, K., Arango, H., and Haidvogel, D. B.: Water mass pathways between the subtropical and tropical ocean in a climatological simulation of the North Atlantic ocean circulation, *Dynam. Atmos. Oceans*, 32, 331–371, 2000.
- Marchesiello, P., McWilliams, J. C., and Shchepetkin, A.: Equilibrium structure and dynamics of the California Current System, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 753–783, 2003.
- Masina, S., Storto, A., Ferry, N., Valdivieso, M., Haines, K., Balmaseda, M., Zuo, H., Drevillon, M., and Parent, L.: An ensemble of eddy-permitting global ocean reanaly-

- ses from the MyOcean project, *Clim. Dynam.*, 49, 1–29, <https://doi.org/10.1007/s00382-015-2728-5>, 2015.
- McCalpin, J. D.: Rossby wave generation by poleward propagating Kelvin waves: The midlatitude quasigeostrophic approximation, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 1415–1425, 1995.
- McCreary, J.: A linear stratified ocean model of the coastal undercurrent, *Philos. T. Roy. Soc. A.*, 302, 385–413, 1981.
- McCreary, J., Kundu, P., and Chao, S.: On the dynamics of the California Current System, *J. Mar. Res.*, 45, 1–32, 1987.
- McCreary, J. P., Picaut, J., and Moore, D. W.: Effects of remote annual forcing in the eastern tropical Atlantic Ocean, *J. Mar. Res.*, 42, 45–81, 1984.
- Mittelstaedt, E.: Der hydrographische Aufbau und die zeitliche Variabilität der Schichtung und Strömung im nordwestafrikanischen Auftriebsgebiet im Frühjahr 1968, *Meteor. Forsch.-Ergebn.*, 11, 1–57, 1972.
- Mittelstaedt, E.: On the currents along the Northwest African coast south of 22 North, *Deutsche Hydrografische Zeitschrift*, 29, 97–117, 1976.
- Mittelstaedt, E.: The ocean boundary along the northwest African coast: Circulation and oceanographic properties at the sea surface, *Prog. Oceanogr.*, 26, 307–355, 1991.
- Mittelstaedt, E., Pillsbury, D., and Smith, R.: Flow patterns in the Northwest African upwelling area, *Deutsche Hydrografische Zeitschrift*, 28, 145–167, 1975.
- Molemaker, M. J., Mc Williams, J. C., and Dewar, W. K.: Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California Undercurrent, *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 613–629, 2015.
- Oey, L.-Y.: A forcing mechanism for the poleward flow off the southern California coast, *J. Geophys. Res.*, 104, 13529–13539, 1999.
- Peña-Izquierdo, J., Pelegrí, J. L., Pastor, M. V., Castellanos, P., Emelianov, M., Gasser, M., Salvador, J., and Vázquez-Domínguez, E.: The continental slope current system between Cape Verde and the Canary Islands, *Scien. Mar.*, 76, 65–78, 2012.
- Peña-Izquierdo, J., van Sebille, E., Pelegrí, J. L., Sprintall, J., Mason, E., Llanillo, P. J., and Machín, F.: Water mass pathways to the North Atlantic oxygen minimum zone, *J. Geophys. Res.*, 120, 3350–3372, 2015.
- Philander, S. and Pacanowski, R.: The generation of equatorial currents, *J. Geophys. Res.*, 85, 1123–1136, 1980.
- Philander, S. and Pacanowski, R.: A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 91, 14192–14206, 1986.
- Philander, S. G. and Yoon, J. H.: Eastern boundary currents and coastal upwelling, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 862–879, 1982.
- Picaut, J.: Propagation of the seasonal upwelling in the eastern equatorial Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 18–37, 1983.
- Polo, I., Lazar, A., Rodriguez-Fonseca, B., and Arnault, S.: Oceanic Kelvin waves and tropical Atlantic intraseasonal variability: 1. Kelvin wave characterization, *J. Geophys. Res.*, 113, C07009, <https://doi.org/10.1029/2007JC004495>, 2008.
- Ramos, M., Pizarro, O., Bravo, L., and Dewitte, B.: Seasonal variability of the permanent thermocline off northern Chile, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L09608, <https://doi.org/10.1029/2006GL025882>, 2006.
- Rao, R., Kumar, M. G., Ravichandran, M., Rao, A., Gopalakrishna, V., and Thadathil, P.: Interannual variability of Kelvin wave propagation in the wave guides of the equatorial Indian Ocean, the coastal Bay of Bengal and the southeastern Arabian Sea during 1993–2006, *Deep-Sea Res.*, 57, 1–13, 2010.
- Rhein, M. and Stramma, L.: Seasonal variability in the Deep Western Boundary Current around the Eastern tip of Brazil, *Deep-Sea Res.*, 52, 1414–1428, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2005.03.004>, 2005.
- Richardson, P. and Reverdin, G.: Seasonal cycle of velocity in the Atlantic North Equatorial Countercurrent as measured by surface drifters, current meters, and ship drifts, *J. Geophys. Res.*, 92, 3691–3708, 1987.
- Risien, C. M. and Chelton, D. B.: A global climatology of surface wind and wind stress fields from eight years of QuikSCAT scatterometer data, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 2379–2413, 2008.
- Rosell-Fieschi, M., Pelegrí, J. L., and Gouillon, J.: Zonal jets in the equatorial Atlantic Ocean, *Prog. Oceanogr.*, 130, 1–18, 2015.
- Rouault, M.: Bi-annual intrusion of tropical water in the northern Benguela upwelling, *Geophys. Res. Lett.*, 39, 2012.
- Schafstall, J., Dengler, M., Brandt, P., and Bange, H.: Tidal-induced mixing and diapycnal nutrient fluxes in the Mauritanian upwelling region, *J. Geophys. Res.*, 115, 2010.
- Schneider, T., Bischoff, T., and Haug, G. H.: Migrations and dynamics of the intertropical convergence zone, *Nature*, 513, 45–53, 2014.
- Schouten, M. W., Matano, R. P., and Strub, T. P.: A description of the seasonal cycle of the equatorial Atlantic from altimeter data, *Deep-Sea Res.*, 52, 477–493, 2005.
- Siedler, G., Zangenberg, N., Onken, R., and Morlière, A.: Seasonal changes in the tropical Atlantic circulation: Observation and simulation of the Guinea Dome, *J. Geophys. Res.*, 97, 703–715, 1992.
- Small, R. J., Curchitser, E., Hedstrom, K., Kauffman, B., and Large, W. G.: The Benguela upwelling system: Quantifying the sensitivity to resolution and coastal wind representation in a global climate model, *J. Climate*, 28, 9409–9432, 2015.
- Stramma, L. and Schott, F.: The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean, *Deep-Sea Res. Pt. II*, 46, 279–303, 1999.
- Stramma, L., Hüttl, S., and Schafstall, J.: Water masses and currents in the upper tropical northeast Atlantic off northwest Africa, *J. Geophys. Res.*, 110, c12006, <https://doi.org/10.1029/2005JC002939>, 2005.
- Stramma, L., Johnson, G. C., Sprintall, J., and Mohrholz, V.: Expanding Oxygen-Minimum Zones in the Tropical Oceans, *Science*, 320, 655–658, 2008.
- Sverdrup, H. U.: Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the eastern Pacific, *P. Natl. Acad. Sci. USA*, 33, 318–326, 1947.
- Talley, L. D.: *Descriptive physical oceanography: an introduction*, Academic press, London, UK, 2011.
- Thomas, M. D., De Boer, A. M., Johnson, H. L., and Stevens, D. P.: Spatial and temporal scales of Sverdrup balance, *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 2644–2660, 2014.
- Tomczak, M.: Review and commentary to paper “The poleward undercurrent on the eastern boundary of the subtropical North Atlantic”, in: *Poleward Flows Along Eastern Ocean Boundaries*, 93–95, Springer, New York, NY, USA, 1989.
- Tomczak Jr., M.: An analysis of mixing in the frontal zone of South and North Atlantic Central Water off North-West Africa, *Prog. Oceanogr.*, 10, 173–192, 1981.

- Townsend, T. L., Hurlburt, H. E., and Hogan, P. J.: Modeled Sverdrup flow in the North Atlantic from 11 different wind stress climatologies, *Dynam. Atmos. Ocean*, 32, 373–417, 2000.
- Vega, A., du Penhoat, Y., Dewitte, B., and Pizarro, O.: Equatorial forcing of interannual Rossby waves in the eastern South Pacific, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1197, <https://doi.org/10.1029/2002GL015886>, 2003.
- Voituriez, B.: Les sous-courants équatoriaux nord et sud et la formation des dômes thermiques tropicaux, *Oceanol. Acta*, 4, 497–506, 1981.
- Voituriez, B. and Herbland, A.: Comparaisons des systèmes productifs de l'Atlantique tropical est: dômes thermiques, upwellings côtiers et upwelling équatorial, Tech. rep., Rapports et Procès-Verbaux des Réunions du Conseil International pour l'Exploration de la Mer, available at: <http://www.documentation.ird.fr/hor/fdi:42794> (last access: 18 August 2018), 1982.
- White, W. B.: The resonant response of interannual baroclinic Rossby waves to wind forcing in the eastern midlatitude North Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 403–415, 1985.
- Wooster, W., Bakun, A., and McLain, D.: Seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic, *J. Mar. Res.*, 34, 131–141, 1976.
- Wunsch, C.: The decadal mean ocean circulation and Sverdrup balance, *J. Mar. Res.*, 69, 417–434, 2011.
- Yamagata, T. and Izuka, S.: Simulation of the tropical thermal domes in the Atlantic: A seasonal cycle, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2129–2140, 1995.
- Yang, J. and Joyce, T. M.: Local and equatorial forcing of seasonal variations of the North Equatorial Countercurrent in the Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 238–254, 2006.
- Yoon, J.-H. and Philander, S.: The generation of coastal undercurrents, *J. Oceanogr.*, 38, 215–224, 1982.

Références

Références

- Alpers W., Brandt P., Lazar A., Dagorne D., Sow B., Faye S., Hansen M. W., Rubino A., Poulain P.-M. et Brehmer P.** 2013. A small-scale oceanic eddy off the coast of West Africa studied by multi-sensor satellite and surface drifter data. *Remote Sens. Environ.*, 129 : 132–143.
- Anderson D. L. et Gill A.** 1975. Spin-up of a stratified ocean, with applications to upwelling. *Deep Sea Res.*, 22 : 583–596.
- Arakawa A. et Lamb V. R.** 1977. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods in computational physics*, 17 : 173–265.
- Barnston A. G. et Livezey R. E.** 1987. Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Monthly weather review*, 115(6) : 1083–1126.
- Barton E. D.** 1998. Eastern boundary of the North Atlantic : Northwest Africa and Iberia. Coastal segment (18, E). In *Robinson, A.R. & Brink, K.H. (eds), The sea : The Global Coastal Ocean*, volume 11, pages 633–657. Wiley.
- Belmadani A., Concha E., Donoso David, Chaigneau Alexis C. F. M. N. et Emanuele D. L.** 2017. Striations and preferred eddy tracks triggered by topographic steering of the background flow in the eastern South Pacific. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(4) : 2847–2870.
- Beucher F.** 2010. *Manuel de météorologie tropicale : des alizés au cyclone tropical*. Météo-France.
- Blackmon M. L., Lee Y., Wallace J. M. et Hsu H.-H.** 1984. Time variation of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales as deduced from lag-correlation statistics. *Journal of the atmospheric sciences*, 41(6) : 981–991.

- Blanke B. et Raynaud S.** 1997. Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent : An Eulerian and Lagrangian Approach from GCM Results. *Journal of Physical Oceanography*, 27(6) : 1038–1053.
- Bograd S. J., Schroeder I., Sarkar N., Qiu X., Sydeman W. J. et Schwing F. B.** 2009. Phenology of coastal upwelling in the California Current. *Geophys. Res. Lett.*, 36(1).
- Boyer T. P. et Levitus S.** 1998. Objective analyses of temperature and salinity for the world ocean on a $1/4^\circ$ grid. NOAA Atlas NESDIS, Washington, D.C.
- Brandt P., Bange H. W., Banyte D., Dengler M., Didwischus S.-H., Fischer T., Greatbatch R. J., Hahn J., Kanzow T., Karstensen J. et al.** 2015. On the role of circulation and mixing in the ventilation of oxygen minimum zones with a focus on the eastern tropical North Atlantic. *Biogeosciences*, 12 : 489–512.
- Brandt P., Claus M., Greatbatch R. J., Kopte R., Toole J. M., Johns W. E. et Böning C. W.** 2016. Annual and semiannual cycle of equatorial Atlantic circulation associated with basin-mode resonance. *J. Phys. Oceanogr.*, 46 : 3011–3029.
- Brandt P., Hormann V., Bourles B., Fischer J., Schott F. A., Stramma L. et Dengler M.** 2008. Oxygen tongues and zonal currents in the equatorial Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 113.
- Brandt P., Hormann V., Körtzinger A., Visbeck M., Krahnemann G., Stramma L., Lumpkin R. et Schmid C.** 2010. Changes in the ventilation of the oxygen minimum zone of the tropical North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 40 : 1784–1801.
- Buckingham C. E. et Cornillon P. C.** 2013. The contribution of eddies to striations in absolute dynamic topography. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(1) : 448–461.
- Busalacchi A. J. et Picaut J.** 1983. Seasonal variability from a model of the tropical Atlantic Ocean. *Journal of physical oceanography*, 13(9) : 1564–1588.
- Cabanes C., Grouazel A., von Schuckmann K., Hamon M., Turpin V., Coata-noan C., Paris F., Guinehut S., Boone C., Ferry N., de Boyer Montégut C., Carval T., Reverdin G., Pouliquen S. et Le Traon P.-Y.** 2013. The CORA dataset : validation and diagnostics of in-situ ocean temperature and salinity measurements. *Ocean Science*, 9(1) : 1–18.

-
- Capet X., Estrade P., Machu E., Ndoye S., Grelet S., Lazar A., Marié L., Dausse D. et Brehmer P. 2017. On the dynamics of the southern Senegal upwelling center : observed variability from synoptic to super-inertial scales. *J. Phys. Oceanogr.*, 47 : 155–180.
- Capet X., Klein P., Hua B. L., Lapeyre G. et McWilliams J. C. 2008. Surface kinetic energy transfer in Surface Quasi-Geostrophic flows. *J. Fluid Mech.*, 604 : 165–174.
- Capet X., Marchesiello P. et McWilliams J. C. 2004. Upwelling response to coastal wind profiles. *Geophys. Res. Lett.*, 31 : L13311.
- Centurioni L. R., Ohlman J. C. et Niiler P. P. 2008. Permanent meanders in the California Current System. *J. Phys. Oceanogr.*, 38 : 1690–1710.
- Chelton D. B. et Schlax M. G. 1996. Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, 272 : 234–238.
- Clarke A. J. 1979. On the generation of the seasonal coastal upwelling in the Gulf of Guinea. *J. Geophys. Res.*, 84 : 3743–3751.
- Clarke A. J. et Liu X. 1993. Observations and dynamics of semiannual and annual sea levels near the eastern equatorial Indian Ocean boundary. *J. Phys. Oceanogr.*, 23 : 386–399.
- Clarke A. J. et Shi C. 1991. Critical frequencies at ocean boundaries. *J. Geophys. Res.*, 96 : 10731–10738.
- Colas F., Capet X., McWilliams J. C. et Shchepetkin A. 2008. 1997-98 El Nino off Peru : a numerical study. *Prog. Oceanog.*, 79 : 138–155.
- Crépon M., Richez C. et Chartier M. 1984. Effects of coastline geometry on upwellings. *J. Phys. Oceanogr.*, 14 : 1365–1382.
- Da Silva A. M., Young C. C. et Levitus S. 1994. Atlas of surface marine data 1994, Vol. 1, Algorithms and procedures. *NOAA Atlas NESDIS*, 6 : 74 pp.
- Dee D., Uppala S., Simmons A., Berrisford P., Poli P., Kobayashi S., Andrae U., Balmaseda M., Balsamo G., Bauer P. et al. 2011. The ERA-Interim reanalysis : Configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 137 : 553–597.

- Demarcq H. et Samb B.** 1991. Influence des variations de l'upwelling sur la répartition des poissons pélagiques au Sénégal.
- Dickson R. R. et Brown J.** 1994. The production of North Atlantic Deep Water : sources, rates, and pathways. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C6) : 12319–12341.
- Ding H., Keenlyside N. S. et Latif M.** 2009. Seasonal cycle in the upper equatorial Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 114(C9).
- Djakouré S., Penven P., Bourlès B., Veitch J. et Koné V.** 2014. Coastally trapped eddies in the north of the Gulf of Guinea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119 : 6805–6819.
- Doddridge E. W., Marshall D. P. et Hogg A. M.** 2016. Eddy cancellation of the Ekman cell in subtropical gyres. *Journal of Physical Oceanography*, 46(10) : 2995–3010.
- Doi T., Tozuka T. et Yamagata T.** 2009. Interannual variability of the Guinea Dome and its possible link with the Atlantic Meridional Mode. *Clim. Dyn.*, 33 : 985–998.
- Dufois F., Penven P., Whittle C. P. et Veitch J.** 2012. On the warm nearshore bias in Pathfinder monthly SST products over Eastern Boundary Upwelling Systems. *Ocean Model.*, 47 : 113–118.
- Dussin R., Barnier B. et Brodeau L.** 2014. The making of Drakkar forcing set DFS5. *DRAKKAR/MyOcean Rep. 05-10*, 14.
- Ekman V. W.** 1905. On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Ark. Mat. Astron. Fys.*, 2 : 1–53.
- Elmoussaoui A., Arhan M. et Treguier A.** 2005. Model-inferred upper ocean circulation in the eastern tropics of the North Atlantic. *Deep Sea Res.*, 52 : 1093 – 1120.
- Ertel H.** 1942. Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz. *Naturwissenschaften*, 30 : 543–544.
- Fedoseev A.** 1970. Geostrophic circulation of surface waters on the shelf of north-west Africa. *Rapp PV Reun Cons Int Explor Mer*, 159 : 32–37.
- Garzoli S. L. et Katz E. J.** 1983. The forced annual reversal of the Atlantic North Equatorial Countercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, 13(11) : 2082–2090.

-
- Ghil M. et Robertson A. W.** 2002. “Waves” vs.“particles” in the atmosphere’s phase space : A pathway to long-range forecasting? *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 99(suppl 1) : 2493–2500.
- Grall J., Le Corre P. et Tréguer P.** 1982. Short-term variability of primary production in coastal upwelling of Morocco. *Rapp. Proc. Reun. Cons. Int. Expl. Mer*, 180 : 221–227.
- Gómez-Valdivia F., Parés-Sierra A. et Laura Flores-Morales A.** 2017. Semian-
nual variability of the California Undercurrent along the Southern California Current
System : A tropical generated phenomenon. *J. Geophys. Res.*, 122 : 1574–1589.
- HAGEN E.** 2001. Northwest African upwelling scenario. *Oceanologica acta*, 24 : 113–128.
- Haynes P. et McIntyre M.** 1990. On the conservation and impermeability theorems
for potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, 47 : 2021–2031.
- Houghton R. W.** 1983. Seasonal variations of the subsurface thermal structure in the
Gulf of Guinea. *J. Phys. Oceanogr.*, 13 : 2070–2081.
- Hurlburt H. et Thompson J. D.** 1973. Coastal upwelling on a β -plane. *Journal of
Physical Oceanography*, 3(1) : 16–32.
- Karstensen J., Stramma L. et Visbeck M.** 2008. Oxygen minimum zones in the
eastern tropical Atlantic and Pacific oceans. *Progress in Oceanography*, 77(4) : 331–
350.
- Kimoto M. et Ghil M.** 1993a. Multiple flow regimes in the Northern Hemisphere
winter. Part I : Methodology and hemispheric regimes. *Journal of the Atmospheric
Sciences*, 50(16) : 2625–2644.
- Kimoto M. et Ghil M.** 1993b. Multiple flow regimes in the Northern Hemisphere
winter. Part II : Sectorial regimes and preferred transitions. *Journal of the Atmospheric
Sciences*, 50(16) : 2645–2673.
- Kirk A. et Speth P.** 1985. Wind conditions along the coast of northwest Africa and
Portugal during 1972–79. *Tropical Ocean-Atmosphere Newsletter*, 30 : 15–16.
- Large W. G. et Yeager S.** 2009. The global climatology of an interannually varying
air–sea flux data set. *Climate dynamics*, 33(2-3) : 341–364.
- Lathuilière C., Echevin V. et Lévy M.** 2008. Seasonal and intraseasonal surface
chlorophyll-a variability along the northwest African coast. *J. Geophys. Res.*, 113.

- Lázaro C., Fernandes M. J., Santos A. M. P. et Oliveira P.** 2005. Seasonal and interannual variability of surface circulation in the Cape Verde region from 8 years of merged T/P and ERS-2 altimeter data. *Remote sensing of environment*, 98(1) : 45–62.
- Leroux M.** 1983. Le climat de l’Afrique tropicale. Atlas (et Texte).
- Madec G.** 2014. NEMO ocean engine (Draft edition r5171). *Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France*, (27).
- Marchesiello P., McWilliams J. C. et Shchepetkin A.** 2003. Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *J. Phys. Oceanogr.*, 33 : 753–783.
- Masina S., Storto A., Ferry N., Valdivieso M., Haines K., Balmaseda M., Zuo H., Drevillon M. et Parent L.** 2015. An ensemble of eddy-permitting global ocean reanalyses from the MyOcean project. *Clim. Dyn.*, pages 1–29.
- Maximenko N., Niiler P., Centurioni L., Rio M.-H., Melnichenko O., Chambers D., Zlotnicki V. et Galperin B.** 2009. Mean dynamic topography of the ocean derived from satellite and drifting buoy data using three different techniques. *J. Atm. Ocean Tech.*, 26 : 1910–1919.
- Mazeika P.** 1967. Thermal domes in the eastern tropical Atlantic Ocean. *Limnology and Oceanography*, 12(3) : 537–539.
- McCreary J. P., Picaut J. et Moore D. W.** 1984. Effects of remote annual forcing in the eastern tropical Atlantic Ocean. *J. Mar. Res.*, 42 : 45–81.
- Melnichenko O. V., Maximenko N. A., Schneider N. et Sasaki H.** 2010. Quasi-stationary striations in basin-scale oceanic circulation : vorticity balance from observations and eddy-resolving model. *Ocean Dynamics*, 60 : 653–666.
- Michelangeli P.-A., Vautard R. et Legras B.** 1995. Weather regimes : Recurrence and quasi stationarity. *Journal of the atmospheric sciences*, 52(8) : 1237–1256.
- Mittelstaedt E.** 1983. The upwelling area off Northwest Africa—a description of phenomena related to coastal upwelling. *Progress in Oceanography*, 12(3) : 307–331.
- Mittelstaedt E.** 1991. The ocean boundary along the northwest African coast : Circulation and oceanographic properties at the sea surface. *Prog. Oceanog.*, 26 : 307 – 355.
- Moron V., Oueslati B., Pohl B. et Janicot S.** 2018. Daily Weather Types in February–June (1979–2016) and Temperature Variations in Tropical North Africa. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 57(5) : 1171–1195.

-
- Ndoye S.** 2016. *Fonctionnement dynamique du centre d'upwelling Sud-Sénégalais : approche par la modélisation réaliste et l'analyse d'observations satellite de température de surface de la mer.* Th. de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.
- Ndoye S., Capet X., Estrade P., Sow B., Dagorne D., Lazar A., Gaye A. et Brehmer P.** 2014. SST patterns and dynamics of the southern Senegal-Gambia upwelling center. *J. Geophys. Res.*, 119 : 8315–8335.
- Nicholson S. E.** 2009. A revised picture of the structure of the “monsoon” and land ITCZ over West Africa. *Climate Dynamics*, 32(7-8) : 1155–1171.
- Oey L.-Y.** 1999. A forcing mechanism for the poleward flow off the southern California coast. *J. Geophys. Res.*, 104(C6) : 13529–13539.
- Pastor M. V., Peña-Izquierdo J., Pelegrí J. et Marrero-Díaz Á.** 2012. Meridional changes in water mass distributions off NW Africa during November 2007/2008. *Ciencias Marinas*, 38(1B).
- Peña-Izquierdo J., Pelegrí J. L., Pastor M. V., Castellanos P., Emelianov M., Gasser M., Salvador J. et Vázquez-Domínguez E.** 2012. The continental slope current system between Cape Verde and the Canary Islands. *Scien. Mar.*, 76 : 65–78.
- Philander S.** 1990. El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation. *International Geophysics Series*.
- Philander S. et Pacanowski R.** 1986. A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 91 : 14192–14206.
- Philander S. G. et Yoon J. H.** 1982. Eastern boundary currents and coastal upwelling. *J. Phys. Oceanogr.*, 12 : 862–879.
- Picaut J.** 1984. On the dynamics of thermal variations in the Gulf of the Guinea (with time scales from semi-diurnal to interannual). *Océanographie Tropicale*, 19 : 127–153.
- Polo I., Lazar A., Rodriguez-Fonseca B. et Arnault S.** 2008. Oceanic Kelvin waves and tropical Atlantic intraseasonal variability : 1. Kelvin wave characterization. *J. Geophys. Res.*, 113.
- Ramos M., Pizarro O., Bravo L. et Dewitte B.** 2006. Seasonal variability of the permanent thermocline off northern Chile. *Geophys. Res. Lett.*, 33(9).
- Richardson P. et Reverdin G.** 1987. Seasonal cycle of velocity in the Atlantic North Equatorial Countercurrent as measured by surface drifters, current meters, and ship drifts. *J. Geophys. Res.*, 92 : 3691–3708.

- Rosell-Fieschi M., Pelegrí J. L. et Gourrion J.** 2015. Zonal jets in the equatorial Atlantic Ocean. *Prog. Oceanog.*, 130 : 1 – 18.
- Roy C., Cury P., Fontana A. et Belvèze H.** 1989. Stratégies spatio-temporelles de la reproduction des clupéidés des zones d'upwelling d'Afrique de l'Ouest. *Aquat. Living Resour.*, 2 : 21–29.
- Roy C. et Reason C. J.** 2001. ENSO related modulation of coastal upwelling in the eastern Atlantic. *Prog. Oceanog.*, 49 : 245–255.
- Rébert J.** 1983. Hydrologie et dynamique des eaux du plateau continental sénégalais. *Doc. Scient. Centre Rech. Océanog. Dakar-Thiaroye*, 67 : 14p.
- Siedler G., Zangenberg N., Onken R. et Morlière A.** 1992. Seasonal changes in the tropical Atlantic circulation : Observation and simulation of the Guinea Dome. *J. Geophys. Res.*, 97 : 703–715.
- Simmons A.** 2006. ERA-Interim : New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, 110 : 25–36.
- Small R. J., Curchitser E., Hedstrom K., Kauffman B. et Large W. G.** 2015. The Benguela upwelling system : Quantifying the sensitivity to resolution and coastal wind representation in a global climate model. *Journal of Climate*, 28(23) : 9409–9432.
- Sow B.** 2014. *Etat Moyen et Variabilité Saisonnière de l'upwelling Sénégal-Mauritanien : Approche Modélisation*. Th. de Doctorat, Université Cheikh Anta Diop de Dakar.
- Stramma L., Hüttl S. et Schafstall J.** 2005. Water masses and currents in the upper tropical northeast Atlantic off northwest Africa. *J. Geophys. Res.*, 110. C12006.
- Stramma L., Johnson G. C., Sprintall J. et Mohrholz V.** 2008. Expanding Oxygen-Minimum Zones in the Tropical Oceans. *Science*, 320 : 655–658.
- Stramma L., Prince E. D., Schmidtko S., Luo J., Hoolihan J. P., Visbeck M., Wallace D. W., Brandt P. et Körtzinger A.** 2012. Expansion of oxygen minimum zones may reduce available habitat for tropical pelagic fishes. *Nature Climate Change*, 2(1) : 33–37.
- Stramma L., Schmidtko S., Levin L. A. et Johnson G. C.** 2010. Ocean oxygen minima expansions and their biological impacts. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 57(4) : 587–595.

-
- Stramma L. et Schott F.** 1999. The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 46 : 279 – 303.
- Suga T. et Talley L. D.** 1995. Antarctic Intermediate Water circulation in the tropical and subtropical South Atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 100(C7) : 13441–13453.
- Sultan B. et Janicot S.** 2003. The West African monsoon dynamics. Part II : The “preonset” and “onset” of the summer monsoon. *Journal of climate*, 16(21) : 3407–3427.
- Sverdrup H. U.** 1947. Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the eastern Pacific. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 33 : 318–326.
- Vallis G.** 2006. Atmospheric and oceanic fluid dynamics : fundamentals and large-scale circulation, 2006.
- Vaquier-Sunyer R. et Duarte C. M.** 2008. Thresholds of hypoxia for marine biodiversity. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(40) : 15452–15457.
- Vissin E.** 2007. *Impact de la variabilité climatique et de la dynamique des états de surface sur les écoulements du bassin béninois du fleuve Niger*. Th. de Doctorat, Université de Bourgogne.
- Voituriez B.** 1981. Les sous-courants équatoriaux nord et sud et la formation des dômes thermiques tropicaux. *Oceanologica Acta*, 4(4) : 497–506.
- Voituriez B. et Herbland A.** 1982. Comparaisons des systèmes productifs de l’Atlantique tropical est : dômes thermiques, upwellings côtiers et upwelling équatorial.
- Wang J., Spall M. A., Flierl G. R. et Malanotte-Rizzoli P.** 2012. A new mechanism for the generation of quasi-zonal jets in the ocean. *Geophysical Research Letters*, 39(10).
- Wooster W., Bakun A. et McLain D.** 1976. Seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 34 : 131–141.
- Yamagata T. et Iizuka S.** 1995. Simulation of the tropical thermal domes in the Atlantic : A seasonal cycle. *J. Phys. Oceanogr.*, 25 : 2129–2140.
- Yoon J. H. et Philander S. G. H.** 1982. The generation of coastal undercurrents. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, 38(4) : 215–224.

Zenk W., Klein B. et Schroder M. 1991. Cape Verde frontal zone. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 38 : S505–S530.