



Variabilité interannuelle et analyse de la turbulence géostrophique dans le golfe de Gascogne à partir de simulations

Charefeddine Assassi

► To cite this version:

Charefeddine Assassi. Variabilité interannuelle et analyse de la turbulence géostrophique dans le golfe de Gascogne à partir de simulations. Océan, Atmosphère. Université de Bretagne Occidentale (UBO), 2015. Français. NNT : . tel-01316340v1

HAL Id: tel-01316340

<https://theses.hal.science/tel-01316340v1>

Submitted on 16 May 2016 (v1), last revised 29 Nov 2018 (v2)

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.

Copyright

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Océanographie physique

École Doctorale des sciences de la mer

présentée par

Charefeddine Assassi

Préparée au laboratoire de Physiques
HYdrodynamique et SEDimentaire (PHYSED),
Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de
la Mer (IFREMER), Brest

Variabilité interannuelle et analyse de la turbulence géostrophique dans le golfe de Gascogne à partir de simulations

Thèse sera soutenue le 16 décembre 2015

Le jury est composé de :

Xavier CARTON

Professeur, UBO, Brest

Achim WIRTH

Directeur de recherche, LEGI, Grenoble

Vincent ECHEVIN

Chargé de recherche, LOCEAN, Paris

Frédéric VANDERMEIRSCH

Chercheur, IFREMER, Plouzané

Invités :

Yves MOREL

Directeur de recherche, LEGOS, Toulouse

Guillaume CHARRIA

Chercheur, IFREMER, Plouzané

REMERCIEMENTS

Au terme de cette thèse je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail. Merci également aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer mes travaux.

Je tiens à remercier particulièrement mes directeurs de thèse, Yves Morel et Frédéric Vandermeirsch, pour la confiance qu'ils m'ont accordée et pour leurs multiples conseils. J'ai été extrêmement sensible à leurs valeurs humaines, leur qualité d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail doctoral.

J'exprime ma gratitude à Guillaume Charria qui a toujours été présent en répondant à toutes mes demandes et questions (parfois trop nombreuses...) durant ces trois ans de la première prise en main du model jusqu'à ma dernière répétition de thèse.

Merci à Ingrid Puillat, à Patrice Klein et à Bernard le Cann pour leurs conseils et leurs encouragements qui m'ont permis d'avancer et franchir la dernière étape de ma thèse.

Merci à Sébastien Theetten pour ces conseils technique et pour ces séances de footing, merci également à l'équipe de Dyneco/Physed pour nos réunions café/croissant.

Merci à mon coloc de bureau, Iman Khojastehpourfard et à mes amis Youssef Biari et Kada Boukerma qui ont su supporter mes humeurs positives ou négatives avec toujours beaucoup de compréhension et d'humour.

Enfin, j'ai réussi ce travail grâce à mes proches et je leur dédie ce travail. Je commence par mes parents, mes frères Doudou et Aymen et mes sœurs Zahra et Sarah d'avoir supporté mon absence sur une période de 5 ans et de m'avoir soutenu jusqu'à ma réussite. Ma chère amie Khadija Klouch de m'avoir fait oublier mon expatriation, pour son soutien et son bon humour. Ma fiancée, mon ange gardienne et ma bien aimée Nina qui s'est donné la peine de me soutenir et surtout de supporter mes sautes d'humeur durant l'élaboration de mon mémoire.

RÉSUMÉ

Le golfe de Gascogne (GdG), un milieu riche en processus physiques a été étudié à partir de simulations numériques. L'étude est construite autour d'échelles allant du GdG à la sous méso-échelle.

Dans la première partie, nous avons examiné la variabilité interannuelle de la température et de la salinité de surface sur une période de 53 ans : nous avons pu décrire deux tendances en lien avec l'Atlantique Nord-Est. Le refroidissement et la dessalure jusqu'en 1976 seraient liés à la grande anomalie de salinité, le réchauffement et la salinification actuels liés à l'augmentation de CO₂ atmosphérique.

Le GdG se caractérise par un courant de pente, Iberian Poleward Current (IPC) : sa variabilité serait liée au vent du Sud-Ouest qui renforce l'IPC par un courant géostrophique dans le Bassin Ibérique. L'un des résultats intéressants trouvé dans les simulations et confirmé par les observations est l'apparition des anomalies froides liées à des upwellings en alternance avec des anomalies chaudes "La Navidad". Ces upwellings pourraient être liés au vent de Nord dans le Bassin Ibérique mais au courant d'Ouest le long des côtes Nord espagnoles.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes attachés à la méso et sous méso-échelle à travers la détection des tourbillons et la variabilité des spectres d'énergie. Un indice basé sur le rapport entre l'anomalie de densité de surface et l'anomalie de niveau de la mer permet de détecter les tourbillons de subsurface et de les distinguer des tourbillons de surface. Une application de cet indice à partir des données satellites confirme le potentiel de détection des Slope Water Oceanic eDDIES (tourbillons de subsurface caractéristiques du GdG).

La description de l'énergie cinétique turbulente (EKE) dans le GdG montre une variabilité spatiale avec un maximum le long de la côte Nord espagnole liée à l'IPC. Les pentes des spectres ($k^{-4.2}$ pour la SSH, en $k^{-2.4}$ pour la SST et en $k^{-2.4}$ pour l'énergie cinétique) sont différents des observations satellites, mais comparables avec les précédentes études. Ces pentes de spectres ont également une variabilité saisonnière avec un maximum en hiver et un minimum en été, liée au cycle saisonnier de l'EKE.

Mots clés

Golfe de Gascogne, simulations numériques, température, salinité, Iberian Poleward Current, Navidad, upwelling, Slope Water Oceanic eDDIES, tourbillons de subsurface, turbulence géostrophique, énergie cinétique turbulente, spectre d'énergie.

ABSTRACT

The Bay of Biscay (BoB), an environment rich in physical processes has been studied from numerical simulations. The study is built around scales from the size of BoB until sub mesoscale.

In the first part, we examined the interannual variability of the sea surface temperature and salinity over a period of 53 years: we were able to describe two trends related to the North-East Atlantic. Cooling and freshening until 1976 that could be related to the Great Salinity Anomaly and current salinification related to the atmospheric increase of CO₂.

The Bay of Biscay is characterized by a slope current, the Iberian Poleward Current (IPC): its variability is linked to the South West wind strengthens the IPC by a geostrophic current in the Iberian Basin. One of the interesting results found in simulations and confirmed by observations is the appearance of cold anomalies related to upwellings and alternating with warm anomalies 'La Navidad'. These upwellings could be linked to the north wind in the Iberian Basin but to the West current along the northern Spanish coast.

In the second part, we are committed to the meso and sub mesoscale eddies through a method of detection and through the variability of energy spectra. An index based on the ratio of surface density anomaly and sea level anomaly allows detecting subsurface vortices and distinguishing them from the surface ones. The application of this index from the satellite data confirms the detection potential of Slope Water Oceanic Eddies (subsurface vortices of BoB).

The description of the Eddy Kinetic Energy (EKE) in the BoB shows a spatial variability with maximum along the Spanish north coast linked to the IPC. The slopes of the spectra ($k^{-4.2}$ for SSH, $k^{-2.4}$ for SST and $k^{-2.4}$ for the kinetic energy) are different from satellite observations, but comparable with previous studies. These spectral slopes have a seasonal variability with a maximum in winter and minimum in summer, related to the seasonal cycle of EKE.

KEYWORDS

Bay of Biscay, numerical simulation, temperature, salinity, Iberian poleward Current, Navidad, upwelling, Slope Water Oceanic Eddies, subsurface vortices, geostrophic turbulence, turbulent kinetic energy, energy spectrum.

ACRONYMES

ADCP: Acoustic Doppler Current Profiler

AMOC: Atlantic Meridional Overturning Circulation

ANR: Agence Nationale de la Recherche

AVHRR: Advanced Very High Resolution Radiometer

BoB: Bay of Biscay

BoByClim: Bay of Biscay Climatology

BOI: Bassin Ouest Ibérique

CNA: Courant Nord Atlantique

CTD: Conductivity Temperature Depth

CTOH: Centre de Topographie des Océans et de l'Hydrosphère

CUDDIES: California Undercurrent EDDIES

DFS: Drakkar Forcing Sets

DTM: Digital Terrain Models

EC: Énergie Cinétique

EC: English Channel

ECMWF: European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

ECOOP: European Coastal-shelf Operational Observing and forecast system Project

EKE: L'énergie cinétique turbulente; Eddy Kinetic Energy

ENACW: Eastern North-Atlantic Central Water

EOF: Empirical Orthogonal Functions

EPD: Énergie Potentielle Disponible

FES: Finite Element Solution

GdG: golfe de Gascogne

GHR SST: Group for High Resolution Sea Surface Temperature

GMMC: Groupe Mission Mercator-Coriols

GSA: Great Salinity Anomaly

IBI: Ireland-Biscay-Iberia

IFREMER: Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer

IPC: Iberian Poleward Current

ISQG: Interior and Surface Quasi-Geostrophy

JEBAR: Joint Effect of Baroclinicity and Relief

LDW: Lower Deep Water

LEFE: Les Enveloppes Fluides de l'Environnement

LSW: Labrador Sea Water

MEDDIES: Mediterranean water EDDIES

MEDS: Marine Environmental Data Service

MKE: énergie cinétique moyenne; Mean Kinetic Energy

MNT: Modèles Numériques de Terrain

MSW: Mediterranean Sea Water

NAC: North Atlantic Current

NEMO: Nucleus for European Modelling of the Ocean

NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration

NOOS Northwest shelf Operational Oceanographic System

ODYSSEA: Ocean Data analYsis System for merSEA

OSTIA: Operational sea Surface Temperature and sea Ice Analysis

PC: Principal Component

PODAAC: Physical Oceanography Distributed Active Archive Center

PV: Potential Vorticity

QG: Quasi-Géostrophique

QGPV: Quasi-Geostrophic Potential Vorticity

ROMS: Regional Ocean Modeling System

SAIW: Sub-Arctic Intermediate Water

SAT HR: SATellite High Resolution

SHOM: Service Hydrographique et Océanographique de la Marine

SISMER: Systèmes d'Informations Scientifiques pour la MER

SLA: Sea-Level Anomaly

SODA: Simple Ocean Data Assimilation

SQG: Surface Quasi-Geostrophy

SSH: Sea Surface High; le niveau de la mer de surface

SST: Sea Surface Temperature

SSTA: SST Anomaly

SSp: Sea Surface density

STW: Surface Thermocline Water

SWODDIES: Slope Water Oceanic eDDIES

SWOT: Surface Water Ocean Topography satellite

TG: Turbulence Géostrophique

TKE: Turbulent Kinetic Energy

UKHO: United Kingdom Hydrographic Office

WDCA: World Data Center A

WIB: Western Iberia Basin

XBT: eXpendable BathyThermographs

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	11
<u>PARTIE I : LE GOLFE DE GASCogne – INTRODUCTION.....</u>	12
CHAPITRE1 : CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES ET HYDROLOGIQUES DU GOLFE DE GASCogne.....	13
RESUME CHAPITRE 1	14
1.1 La zone d'étude.....	16
1.2 Forçages	17
1.2.1 Le stress du vent	17
1.2.2 Les apports fluviaux.....	17
1.3 Hydrologie.....	18
1.3.1 La température de surface de la mer (SST)	18
1.3.2 La salinité.....	19
1.3.3 Les masses d'eaux	21
1.4 Circulation générale dans le golfe de Gascogne.....	23
1.4.1 La circulation sur le plateau.....	24
1.4.2 La circulation le long du talus	28
1.4.3 La circulation sur la plaine abyssale.....	31
1.4.4 Les tourbillons dans le golfe de Gascogne.....	32
CHAPITRE 2 : LES DONNEES.....	34
RESUME: CHAPITRE 2	35
2.1 Les observations.....	36
2.1.1 Les mesures in situ	36
2.1.2 Les données satellites.....	36
2.2 Les simulations numériques	37
2.2.1 Simulation globales ORCA.....	37
2.2.2 Simulation régionales BACH	39
<u>PARTIE II : VARIABILITE INTERANNUELLE DANS LE GOLFE DE GASCogne</u>	41
CHAPITRE 3: LA VARIABILITE INTERANNUELLE AU COURS DES 53 DERNIERES ANNEES DANS LE GOLFE DE GASCogne – FOCALISATION SUR LA DYNAMIQUE DES COURANTS DE PENTE	42
RÉSUMÉ: CHAPITRE3	43
3.1 Introduction	46
3.2 Datasets.....	47
3.2.1 Numerical models	47
3.2.2 Regional In situ data.....	48
3.2.3 Satellite	48
3.3 Methods.....	49
3.4 Hydrodynamical structure and interannual evolution	49
3.4.1 Temperature variability and pluri-decadal trends	50
3.4.2 Salinity variability	52
3.4.3 Water masses and diagram TS.....	53
3.4.4 Seasonal circulation.....	54
3.5 Slope current in the Southern Bay of Biscay.....	54
3.5.1 Subsurface slope current variability along the northern Spain coast	54
3.5.2 Warm events.....	55

3.5.3 Cold events	56
3.6 Discussion	57
3.6.1 Navidad years.....	58
3.6.2 Cold years	59
3.7 Conclusion.....	61
3.7.1 Acknowledgements	61
3.7.2 Tables.....	61
3.7.3 Figures	63

PARTIE III: LA TURBULENCE GEOSTROPHIQUE DANS LE GOLFE DE GASCogne 78

CHAPITRE 4: DETECTION DES TOURBILLONS DE SUBSURFACE	79
RÉSUMÉ: CHAPITRE 4	80

4.1 An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 1: theoretical aspects	83
4.1.1 Introduction.....	83
4.1.2 The model.....	85
4.1.3 The case of subsurface intensified vortices	87
4.1.4 Definition of a theoretical index to discriminate between surface and subsurface intensified eddies	89
4.1.5 Sensitivity and errors estimation	90
4.1.6 Conclusion: summary and perspectives for part 2	92
4.2 An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 2: Validation and limits.....	104
4.2.1 Introduction.....	104
4.2.2 General equations	104
4.2.3 Application of χ_p and χ_T to a regional numerical model	105
4.2.4 Application of χ_T to satellite data	110
4.2.5 Discussion.....	111
4.2.6 Conclusions: summary and perspectives	113

CHAPITRE 5 : ETUDE SPECTRALE DE LA TURBULENCE GEOSTROPHIQUE	130
RESUME: CHAPITRE 5	131

5.1 Introduction	133
5.1.1 Le contexte général.....	133
5.1.2 Turbulence	133
5.1.3 La problématique	145
5.2 L'énergie cinétique moyenne (MKE) et turbulente (EKE)	148
5.2.1 EKE et MKE moyennes sur une période de 10 ans	148
5.2.2 EKE, MKE : La variabilité saisonnière sur 10 ans.....	150
5.2.3 EKE : la variabilité interannuelle sur une période de 10 ans	152
5.3 Les spectres d'énergie.....	155
5.3.1 Les spectres de SST, SSH et KE	155
5.3.2 La variabilité temporelle	157
5.4 Conclusion.....	159

CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES	160
--	------------

BIBLIOGRAPHIE	163
----------------------------	------------

ANNEXES	179
----------------------	------------

Introduction

Ce travail de thèse a été financé par l’Institut Français de Recherche pour l’Exploitation de la Mer (IFREMER) et par l’ANR COMODO. Il a été réalisé au sein du département DYNamiques de l’Environnement COTier, au laboratoire de Physique HYdrodynamique et SEDimentaire (DYNECO/PHYSED) de l’IFREMER à Brest. Le but de cette thèse est d’apporter des éléments à la compréhension de la variabilité interannuelle dans le golfe de Gascogne et d’étudier l’apport de l’augmentation de la résolution spatiale.

Ainsi pour atteindre notre but, ce travail de thèse est développé en cinq chapitres :

Un premier chapitre décrit le golfe de Gascogne et ces processus physiques. Ce chapitre commence par une description de la zone d’étude et de sa bathymétrie. Puis, nous présentons une synthèse des observations sur les forçages atmosphériques et fluviaux. Nous enchainons par une description de l’hydrologie et enfin une description de la circulation sur le plateau, le talus et sur la plaine abyssale.

Un second chapitre présente une description des données utilisées pour réaliser ce travail. Ces données se résument par : la climatologie BobyClim, les produits satellites de différentes résolutions, deux simulations numériques globales au $1/4^\circ$ et au $1/12^\circ$, deux simulations régionales à 4km (avec et sans marée) et une simulation régionale à 1 km. Ces deux chapitres présentent une base de référence pour valider nos simulations et pour discuter les résultats obtenus.

Un troisième chapitre (sous la forme d’un article) traite la variabilité interannuelle de l’hydrologie et des événements de Navidad dans le golfe de Gascogne.

Un quatrième chapitre (sous la forme de 2 articles, actuellement en révision dans Journal of Physical Oceanography) établit un indice capable de détecter des tourbillons de subsurface (par exemple des SWODDIES) à partir de données de surface sans faire appel à la structure verticale.

Un cinquième chapitre étudie la turbulence géostrophique à partir de la forme des spectres d’énergie et de leur variabilité temporelle.

Une conclusion générale sur les principaux résultats obtenus et les perspectives sont présentées.

Partie I : Le golfe de Gascogne – Introduction

Chapitre1 : Caractéristiques dynamiques et hydrologiques du golfe de Gascogne

CHAPITRE1 : CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES ET HYDROLOGIQUES DU GOLFE DE GASCogne.....	13
RESUME CHAPITRE 1	14
1.1 La zone d'étude	16
1.2 Forçages	17
1.2.1 Le stress du vent	17
1.2.2 Les apports fluviaux	17
1.3 Hydrologie.....	18
1.3.1 La température de surface de la mer (SST)	18
1.3.2 La salinité.....	19
1.3.3 Les masses d'eaux	21
1.4 Circulation générale dans le golfe de Gascogne.....	23
1.4.1 La circulation sur le plateau.....	24
1.4.2 La circulation le long du talus	28
1.4.3 La circulation sur la plaine abyssale.....	31
1.4.4 Les tourbillons dans le golfe de Gascogne.....	32

Résumé chapitre 1

Dans ce chapitre, nous traitons, les aspects généraux du golfe de Gascogne (GdG) et nous le replaçons dans le contexte plus large de l'océan Atlantique et du Bassin Ouest Ibérique (BOI) représentant respectivement les limites Ouest et Sud du GdG.

La région géographique du GdG (1-8°O/43-48°N) et sa bathymétrie ont tout d'abord été décrites. La bathymétrie se caractérise par un plateau continental large le long des côtes françaises (plateau Armoricaire et Aquitain) plus étroit le long des côtes Nord espagnoles (plateau Basque et Cantabrique). Ce plateau est bordé par un talus continental raide avec une pente de 11% en moyenne suivi de la plaine abyssale ayant des profondeurs pouvant atteindre 4735m (Bourillet *et al.*, 2006).

Les forçages susceptibles de jouer un rôle important dans la dynamique océanique du GdG sont aussi décrits. Notamment le stress du vent, principal moteur de la dynamique de surface du GdG, est généralement d'Ouest en automne et en hiver, du Nord-Ouest au printemps et en été (Batifoulier, 2011). Les apports fluviaux jouent aussi un rôle important, notamment sur le plateau continental et sont surtout représentés par deux rivières, la Loire et la Gironde avec un débit annuel moyen total de $1800\text{m}^3\text{ s}^{-1}$ (Puillat *et al.*, 2004).

La température dans le GdG a connu plusieurs tendances de refroidissement et de réchauffement depuis 160 ans. Le dernier épisode de refroidissement (1950 à 1975) a une tendance négative de -0.2°C (Garcia-Soto et Pingree, 2012). Cette période peut être liée à différents mécanismes (Hodson *et al.*, 2014): la Grande Anomalie de Salinité (GSA ; Dickson *et al.*, 1988), le ralentissement de la circulation méridionale Atlantique et l'augmentation des émissions de dioxyde de soufre anthropiques. Plus récemment, lors du dernier épisode de réchauffement (1975 et 2010), la tendance est de 0.9°C (Garcia-Soto et Pingree, 2012). Cette tendance a été liée à l'augmentation de CO_2 atmosphérique (Bindoff *et al.*, 2007 ; Doney *et al.*, 2012). La salinité présente les mêmes tendances que celles observées sur la température. Le dernier épisode d'augmentation de salinité suit une tendance de 1.54psu sur la période entre 1975 à 2010 (Gómez-Gesteira *et al.*, 2013). Par contre le dernier épisode d'adoucissement n'a pas été observé dans le GdG, mais plutôt dans l'Atlantique Nord en relation avec la GSA.

A partir des diagrammes T/S du GdG, on peut distinguer différents types de masse d'eau selon leurs profondeurs. La masse d'eau STW (Surface Thermocline Water) est liée aux processus locaux de forçages atmosphériques et des apports fluviaux. La masse d'eau ENACW (Eastern North-Atlantic Central Water) est une masse d'eau des couches de surface (<600m de profondeur) qui est formée au Nord du courant des Açores ou au Sud de la Dérive Nord Atlantique (Fiúza *et al.*, 1998). Cette masse d'eau participe au réchauffement du GdG de $0.11^\circ\text{C}/\text{décennie}$ et à sa salinification de $0.03\text{psu}/\text{décennie}$ (Gómez-Gesteira *et al.*, 2013). La masse d'eau MSW (Mediterranean Sea Water) représente les couches intermédiaires (600 à 1500m de profondeur) originaires de la Méditerranée et participant au refroidissement du GdG de $-0.11^\circ\text{C}/\text{décennie}$ et à son adoucissement de $-0.05\text{psu}/\text{décennie}$. La masse d'eau SAIW (Sub-Arctic Intermediate Water) et LSW (Labrador Sea Water) sont aussi des masses d'eaux des couches intermédiaires qui sont originaires de Nord-Ouest Atlantique et de la mer

du Labrador respectivement. La masse d'eau NEADW (North-East Atlantic Deep Water) et LDW (Lower Deep Water) sont des masses d'eau profondes (2500 à 3000m de profondeur). Elles sont formées respectivement dans la mer de Norvège et la mer du Labrador.

Après avoir présenté les forçages et l'hydrologie, nous décrivons la circulation dans les trois régions : le plateau continental, le talus continental et la plaine abyssale.

Sur le plateau continental, on rencontre des courants de marée, des courants induits par le vent et des courants de densité (Koutsikopoulos et Le Cann, 1996). La composante semi-diurne (M2) de la marée est la plus importante et ces courants liés à l'onde M2 sont plus intenses le long des côtes Nord-Ouest du GdG avec des vitesses maximales de 50cm s^{-1} (Le Cann, 1990), que sur les côtes Nord espagnoles où les vitesses sont seulement de l'ordre de 3.1cm s^{-1} (Rubio *et al.* 2013). Les courants de densité se manifestent principalement au niveau de la Loire et de la Gironde avec des vitesses de l'ordre de 10cm s^{-1} (Lazure et Jégou, 1998). Les courants induits par le vent présentent une variabilité spatiale et temporelle avec des vitesses entre 20 et 30cm s^{-1} sur le plateau Armoricaire et Aquitain et des vitesses de 10cm s^{-1} sur les plateaux Basque et Cantabrique (Pingree et Le Cann, 1989). Sous certaines conditions de tensions de vents, des upwellings peuvent se former. Ces upwellings ont été observés sur tous les plateaux du GdG.

Sur le talus continental, le courant de pente s'écoule principalement vers le pôle Nord et se caractérise par une forte variabilité spatiale et temporelle (Pingree et Le Cann, 1990). Ce courant est plus fort le long du talus Nord espagnol avec des vitesses moyennes de l'ordre de 15cm s^{-1} . A l'inverse, le long du talus Armoricaire, les vitesses moyennes n'excèdent pas 6cm s^{-1} . Ce courant peut avoir des origines dans le BOI, nous parlons alors d'IPC (Iberian Poleward Current). Différents mécanismes ont été proposés pour expliquer la formation de ce courant entre le stress du vent (Ambar *et al.*, 1986), le rotationnel du stress de vent (Le Cann et Serpette, 2009), le gradient de densité (Frouin *et al.*, 1990) et également l'interaction du gradient méridional de densité avec la pente orienté Nord-Sud (JEBAR ; Joint Effect of Baroclinicity and Relief ; Huthnance, 1984 ; Peliz *et al.*, 2003a ; b). L'IPC est associé à une anomalie chaude de température. Quand cette anomalie rentre dans le GdG en hiver, le phénomène est appelé Navidad (Garcia-Soto *et al.*, 2002). La Navidad est considérée comme l'une des caractéristiques principales de la circulation hivernale du bassin Ibérique et du GdG. Des tourbillons cohérents peuvent se former à partir de ce courant de pente. Ces tourbillons sont anticycloniques et se caractérisent par un noyau en subsurface (70 à 280 m). Ils ont été nommés SWODDIES (Slope Water Oceanic eDDIES ; Pingree et Le Cann, 1992a).

La circulation sur la plaine abyssale est anticyclonique et faible (Pingree, 1993). Elle est liée au Courant Nord Atlantique (CNA ; Paillet et Mercier, 1997). Sa variabilité saisonnière est liée au stress du vent local (van Aken, 2002).

L'objectif de cette partie est de :

- fournir des éléments de base à la compréhension de la dynamique dans le golfe de Gascogne et de sa variabilité spatiale et temporelle,
- fournir un état d'art en termes de forçages, d'hydrologie et de circulation, le plus complet possible pour alimenter la discussion des résultats obtenus à partir des simulations.

1.1 La zone d'étude

Le golfe de Gascogne (GdG), d'une superficie de 223000km², se situe dans la partie Nord-Est du l'océan Atlantique. Sa limite Sud-Ouest est représentée par le cap Ortegal (8°O, 43.5°N). A partir de cette limite, le GdG s'étend jusqu'aux côtes françaises (1°O) et jusqu'à la latitude 48°N (Figure 1.1). Le GdG est fortement influencé par la dynamique de l'océan Atlantique (limite Ouest) et par la dynamique du bassin Ibérique (9-12°O, 36-43°N ; limite Sud). Ainsi, la dynamique de GdG sera étudiée en considérant aussi le Bassin Ouest Ibérique (BOI) plus au Sud.

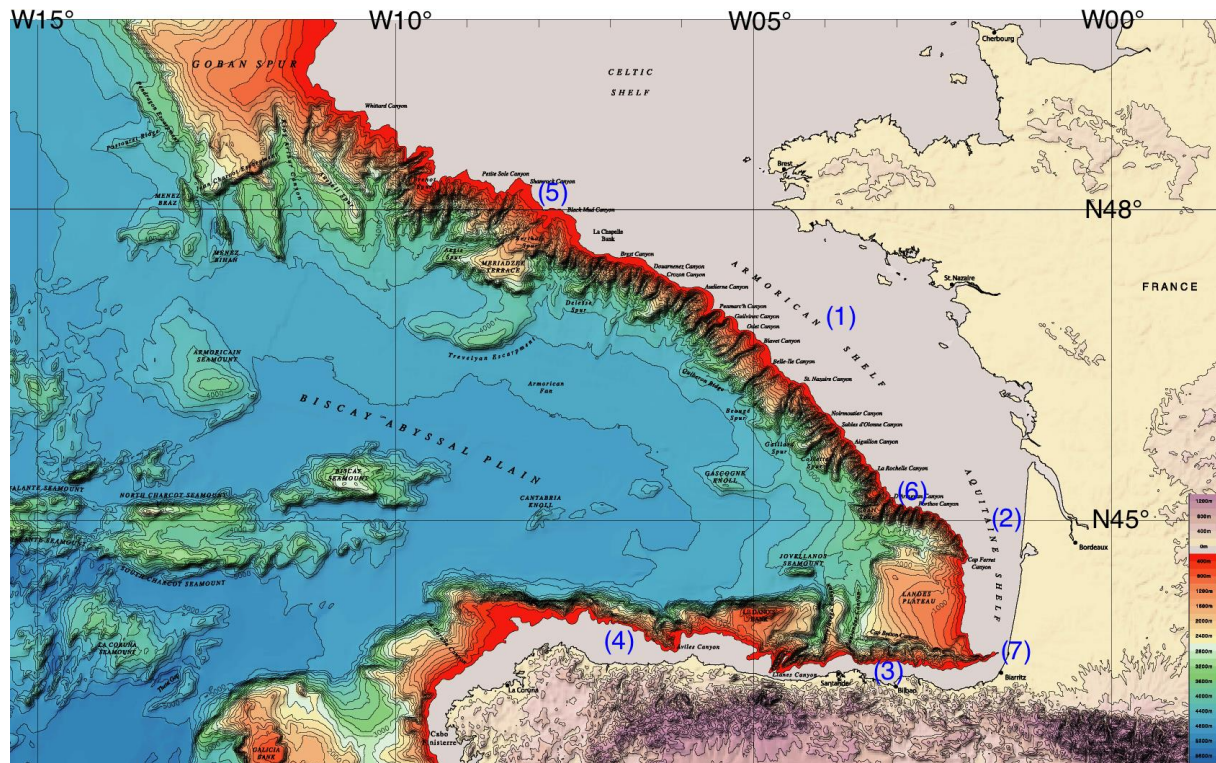


Figure 1.1 : carte bathymétrique du golfe de Gascogne. (1) plateau Armoricaïn, (2) plateau Aquitain, (3) plateau Basque, (4) plateau Cantabrique, (5) éperon Berthois, (6) éperon Conti, (7) canyon Cap Breton (modifiée de Sibuet *et al.*, 2004).

La bathymétrie est un paramètre déterminant de la dynamique côtière. En effet, elle affecte la circulation générale et peut être un élément clef d'instabilité de courants au niveau du talus (Huthnance, 1984 ; Dubert, 1998 ; Peliz *et al.*, 2003a ; b) et donc de formation des tourbillons méso-échelles (Pingree et le Cann, 1992a ; b ; Garcia-Soto *et al.*, 2002).

La bathymétrie dans le GdG peut être divisée en trois parties : un plateau continental, une plaine abyssale et un talus qui sépare les deux. Le plateau continental est dissymétrique. Il est plus large dans le Nord du GdG, où il peut atteindre 200km sur le plateau Armoricaïn (Bourillet *et al.*, 2006). Cette partie du plateau s'étend de l'éperon Berthois jusqu'à l'éperon Conti (Figure 1.1), sur une longueur moyenne de 300km. Dans le Sud-Ouest, le plateau Aquitain est dans la continuité du plateau Armoricaïn jusqu'au canyon Cap Breton avec une longueur de 260 km et une largeur moyenne de 60km. Le plateau espagnol (Basque et Cantabrique) est étroit et relativement accidenté avec une largeur moyenne entre 30 et 40km

(Koutsikopoulos et Le Cann, 1996) et une longueur qui dépasse les 500km. Le talus continental est relativement raide (10 à 12%) sur l'ensemble de la région et il se produit à des profondeurs d'environ 180 à 200m (OSPAR, 2000). Le talus est constitué d'importants canyons, tels que le Cap Breton, où le 1000m isobathe se trouve à seulement 3km de la côte (Cailleau, 1992). La partie profonde du GdG est représentée par la plaine abyssale avec une profondeur maximale qui peut atteindre 4735m.

1.2 Forçages

1.2.1 Le stress du vent

Une variabilité spatiale et temporelle moyenne issue du modèle ARPEGE de Météo France, sur une période entre 1995 et 2009, est présentée (Figure 1.2). Au printemps et en été, le vent est du Nord à Nord-Ouest le long de la côte portugaise (des conditions favorables à la formation des upwellings). Dans le GdG le vent est un vent d'Ouest et s'oriente vers un vent de Nord-Ouest à l'approche des côtes françaises. Il continue à changer de direction au cours de l'année pour devenir un vent de Nord sur les côtes Nord espagnoles en été.

En Automne et en Hiver, le vent vient du Sud. Il commence à changer de direction à l'entrée du GdG pour devenir un vent d'Ouest le long des côtes françaises et Nord espagnoles.

1.2.2 Les apports fluviaux

Les bassins versants qui se déversent dans le golfe de Gascogne couvrent une superficie d'environ 350000km² avec un débit annuel moyen d'environ 2854m³ s⁻¹ (OSPAR, 2000). La Loire et la Gironde sont les deux principales rivières, chacune avec un débit d'eau douce en moyen annuel équivalent à 900m³ s⁻¹. Ces deux rivières présentent un cycle saisonnier avec un minimum de débit en été, d'environ 200m³ s⁻¹ et un maximum en hiver ou au printemps, qui dépasse 3000m³ s⁻¹ (Puillat *et al.*, 2004).

Ces rivières se caractérisent par une température relativement froide. Elles couvrent une grande partie du plateau continental et sont responsables de forts gradients verticaux et horizontaux de densité (Koutsikopoulos et Le Cann, 1996).

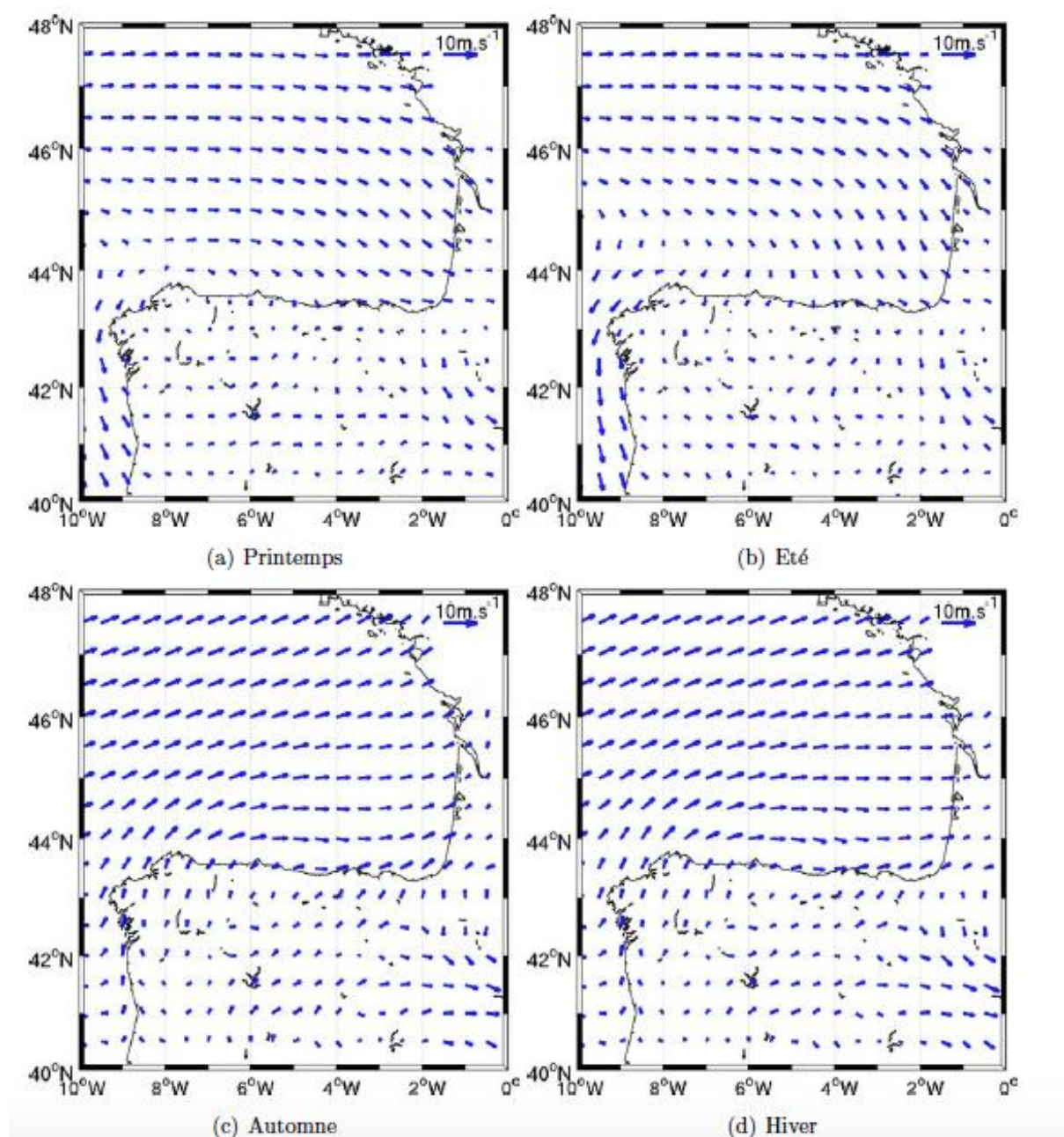


Figure 1.2 : vents saisonniers moyens calculés sur la période 1995-2009 à partir des données du modèle ARPEGE de Météo France (Figure I.5 de Batifoulier, 2011)

1.3 Hydrologie

1.3.1 La température de surface de la mer (SST)

La température de surface de la mer (SST) dans le GdG a connu des périodes de réchauffement et de refroidissement durant les 160 dernières années (Figure 1.3) : une diminution de 0.50°C entre 1870 et 1905 (35 ans) puis une augmentation de la même intensité entre 1905 à 1950 (45 ans). Une nouvelle diminution de 0.2°C entre 1950 et 1975/1980 (25-30 ans) a été observée. Cette diminution a été suivie par une augmentation récente de 0.9°C jusqu'à 2010 (Garcia-Soto *et al.*, 2002 ; Planque *et al.*, 2003 ; Garcia-Soto et Pingree, 2012).

Les deux dernières périodes ont été mises en évidence sur différentes régions du GdG et sur

différentes types de données : mesures *in situ*, satellite et simulations numériques (e.g. Hawkins *et al.*, 2003 ; Michel *et al.*, 2009a ; b ; Goikoetxea *et al.*, 2009 ; deCastro *et al.*, 2009 ; Gómez-Gesteira *et al.*, 2013). La dernière période de refroidissement a été observée à l'échelle de l'Atlantique Nord (Thompson *et al.*, 2010) comme une chute brutale de -0.3°C entre 1968 et 1972. Hodson *et al.* (2014) ont proposé des mécanismes qui peuvent être responsable de ce refroidissement et qui sont principalement : la Grande Anomalie de Salinité (GSA) à la fin des années 1960 (Dickson *et al.*, 1988), le ralentissement de la circulation méridionale Atlantique (AMOC ; Atlantic Meridional Overturning Circulation) et l'augmentation des émissions de dioxyde de soufre anthropiques. La dernière période de réchauffement a aussi été observée, pas seulement à l'échelle de l'Atlantique Nord, mais également à l'échelle de l'océan global. Elle est liée à l'augmentation de CO_2 atmosphérique (Bindoff *et al.*, 2007 ; Doney *et al.*, 2012).

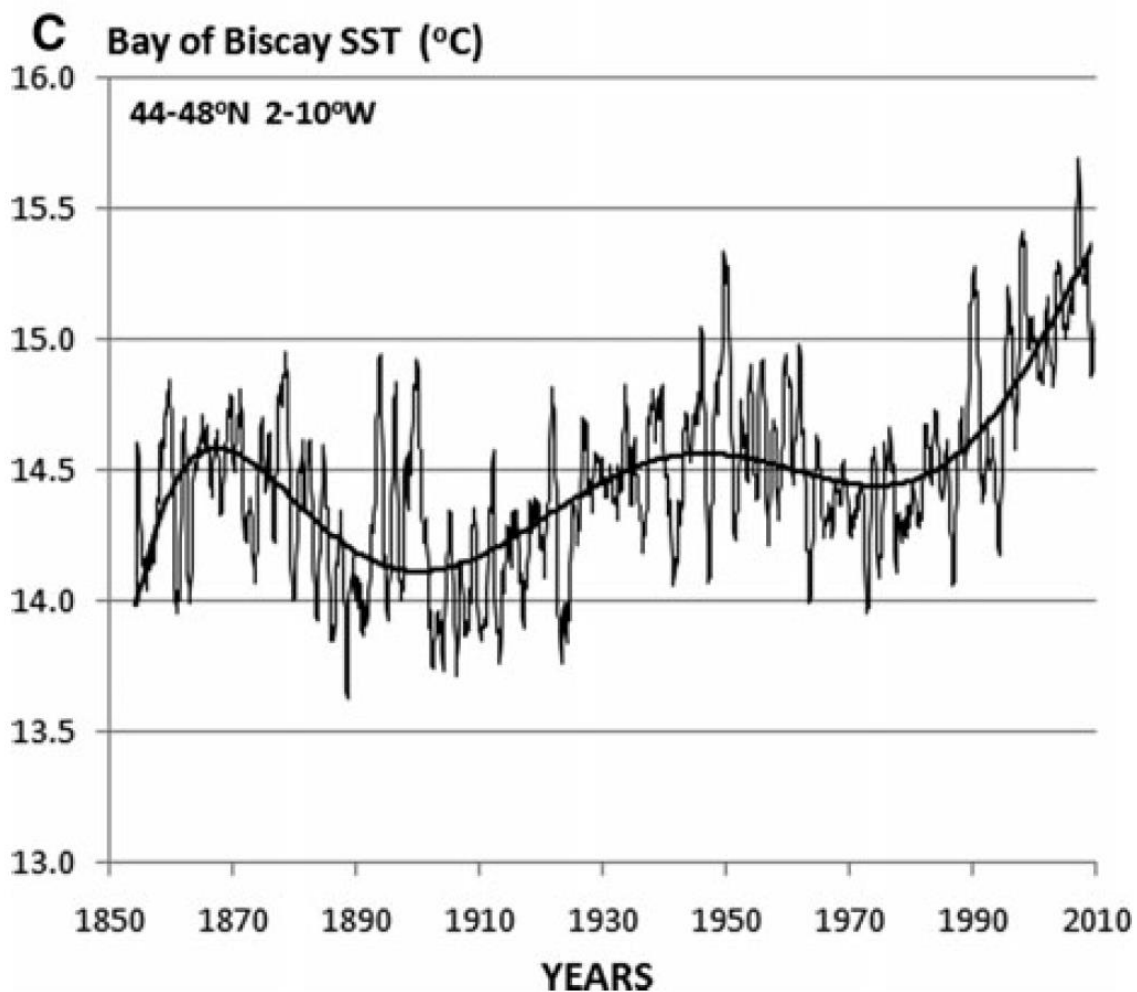


Figure 1.3 : SST mensuelle dans le golfe de Gascogne (44 $^{\circ}$ -48 $^{\circ}$ N 2-10 $^{\circ}$ W). Une moyenne glissante de 12 mois a été appliquée à la série chronologique de la SST pour éliminer la variabilité saisonnière (Figure 2c de Garcia-Soto et Pingree, 2012).

1.3.2 La salinité

La salinité de l'océan est modulée principalement par l'évaporation, les précipitations et le

débit des rivières. Plusieurs études montrent que les tendances en salinité sont consistantes avec le réchauffement de la surface des océans (Boyer *et al.*, 2005 ; Durack et Wijffels, 2010). En effet, dans le GdG, Gómez-Gesteira *et al.* (2013) ont montré, avec les données SODA (Simple Ocean Data Assimilation), entre 1975 et 2010, une tendance à la salinification de 0.044psu/décennie. Ces valeurs sont similaires à ce qui a été observées par Boyer *et al.* (2005) dans la partie Sud de l'Atlantique Nord entre 1955 et 1998. L'advection des masses d'eau peut également influencer la salinité à l'échelle régionale. C'est le cas de l'événement GSA (Dickson *et al.*, 1988) : un épisode d'anomalie de salinité qui a été observée dans l'Atlantique Nord, depuis son origine au Nord de l'Islande et son parcours dans le gyre subpolaire (Figure 1.4). Cette anomalie semble atteindre le GdG dans les années 1975 à 1977, mais aucune observation n'a été rapportée jusqu'à maintenant.

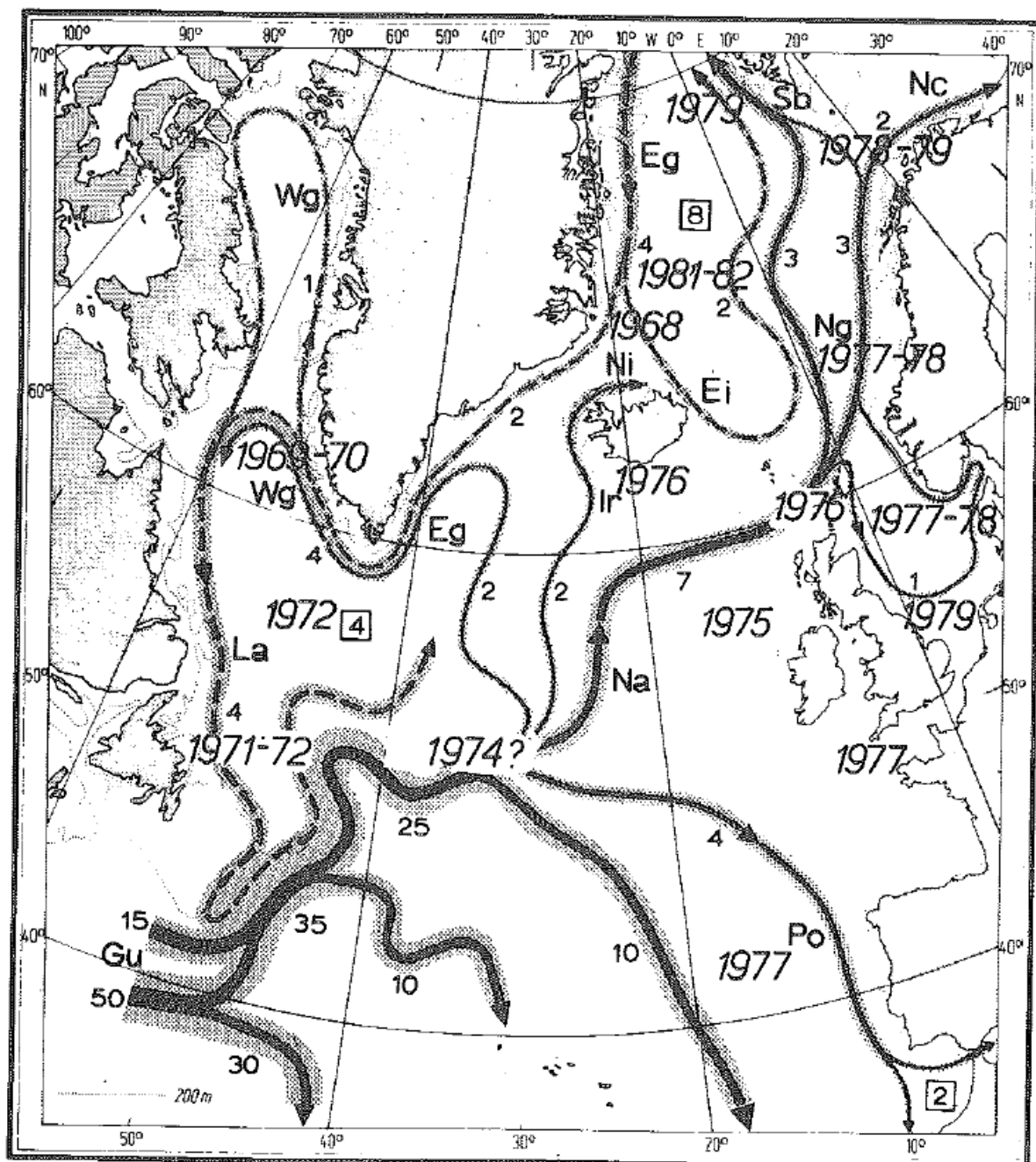


Figure 1.4 : schéma de transport pour la couche 0-1000m de l'Atlantique Nord, avec les dates d'observation du minimum de salinité superposées (Figure 7 de Dickson *et al.*, 1988).

1.3.3 Les masses d'eaux

Les masses d'eau préservent leurs caractéristiques en température et en salinité dans les océans et en fonction de la profondeur. Le diagramme T/S est utilisé pour illustrer cette propriété conservatrice des masses d'eau dans une région et pour suivre leurs origines. Les principales masses d'eau dans le GdG (Figure 1.5) sont : STW (Surface thermocline Water), ENACW (Eastern North-Atlantic Central Water), MSW (Mediterranean Sea Water), SAIW (Sub-Arctic Intermediate Water), LSW (Labrador Sea Water), NEADW (North-East Atlantic

Deep Water) et LDW (Lower Deep Water).

a) STW

STW est une masse d'eau de surface (150m) avec une densité inférieure à 27.1kg m^{-3} et une salinité principalement entre 35,6 et 35,8psu. La température peut varier de 12°C jusqu'à 22°C (Fraile-Nuez *et al.*, 2008). Costoya *et al.* (2014), à partir de flotteurs Argo entre 2004 et 2013, ont montré que cette masse d'eau ne contribue pas au réchauffement du GdG mais par contre est associée à une salinification de 0.06psu/décennie.

b) ENACW

ENACW est une masse d'eau qui se caractérise par un minimum de salinité à environ 500m et une valeur de densité moyenne de 27.1kg m^{-3} (Llope *et al.*, 2006). Botas *et al.* (1989) ont établi une fourchette de température ($11-13^{\circ}\text{C}$) et de salinité (35.53-35.74psu). Cette masse d'eau est originaire de deux types d'eau: ENACW subtropicale formée au Nord du courant des Açores à 35°N et ENACW subpolaire formée au Sud de la dérive Nord Atlantique à 46°N (Fiúza *et al.*, 1998 ; Pérez *et al.*, 2000). La limite entre ces deux branches a été établie à 12.20°C et à 35.66psu par Ríos *et al.* (1992). Gómez-Gesteira *et al.* (2013) avec les données SODA (Simple Ocean Data Assimilation) ont observé que l'ENACW participe au réchauffement et à la salinification du GdG avec des valeurs pouvant atteindre $0.11^{\circ}\text{C/décennie}$ et 0.03psu/décennie. Ces valeurs sont proches aux observations par flotteurs Argo faites par Costoya *et al.* (2014) : $0.11^{\circ}\text{C/décennie}$ et 0.04psu/décennie respectivement.

c) MSW

MSW est une masse d'eau originaire de la Méditerranée, localisée à des profondeurs entre 600 et 1400m (e.g. Daniault *et al.*, 1994 ; Iorga et Lozier, 1999 ; van Aken, 2000). Elle se caractérise par une salinité élevée qui atteint son maximum à 1000m de profondeur (Botas *et al.*, 1989). Elle atteint le golfe de Gascogne avec une gamme de densité entre 27,58 à 27.59kg m^{-3} (Botas *et al.*, 1989). Les observations faites par Botas *et al.* (1989), dans le Sud de GdG, de l'année 1989, montrent que la salinité varie entre 35,80 et 35,82psu. Costoya *et al.* (2014) ont montré que les eaux Méditerranéennes participent au refroidissement du GdG avec $-0.11^{\circ}\text{C/décennie}$ et à son adoucissement avec -0.05psu/décennie .

d) SAIW

SAIW est une masse qui provient de Nord-Ouest Atlantique. Elle est représentée par un minimum de salinité entre les isopycnes 27,3 et 27.9kg m^{-3} (Fraile-Nuez *et al.*, 2008).

e) LSW

LSW est une masse d'eau qui provient de la mer du Labrador et se caractérise par un minimum de salinité à 1800m de profondeur, concentrée à l'isopycne 27.8kg m^{-3} (Fraile-Nuez *et al.*, 2008).

f) NEADW et LDW.

NEADW et LDW sont des masses d'eau qui se trouvent à des profondeurs entre 2500 et 3000m et qui se caractérisent par une température inférieure à 3.3°C (van Aken, 2000). A ces profondeurs, la LDW a un minimum de salinité, tandis que NEADW à un maximum de salinité (Fraile-Nuez *et al.*, 2008).

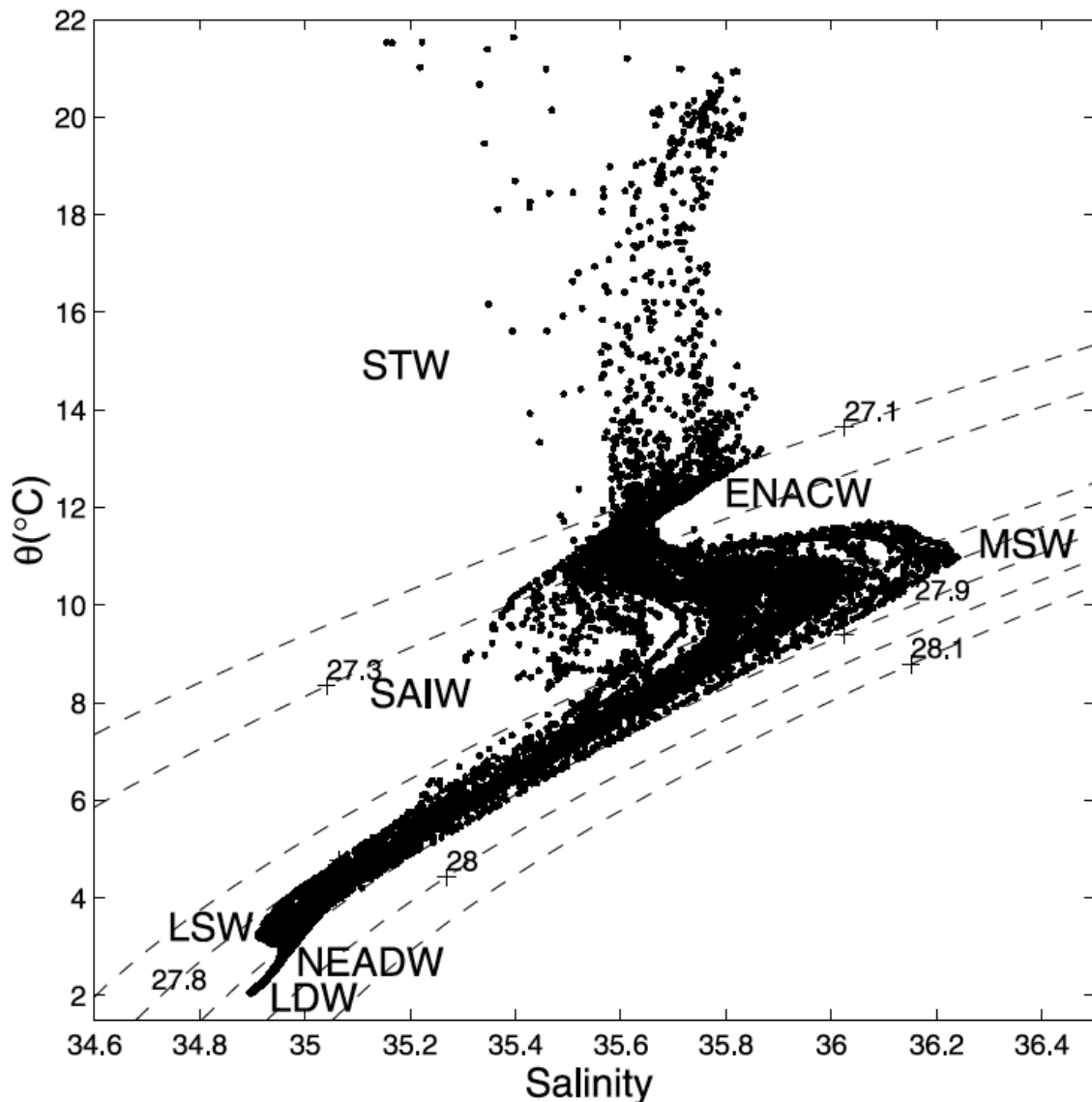


Figure 1.5 : diagramme température potentielle / densité de la campagne VACLAN0905 dans le golfe de Gascogne. STW : Surface Thermocline Water, ENACW : Eastern North-Atlantic Central Water, MSW : Mediterranean Sea Water, SAIW : Sub-Arctic Intermediate Water, LSW : Labrador Sea Water, NEADW : North-East Atlantic Deep Water et LDW : Lower Deep Water (Figure 2 de Fraile-Nuez *et al.*, 2008).

1.4 Circulation générale dans le golfe de Gascogne

La circulation dans le golfe de Gascogne peut être divisée en trois régions selon la bathymétrie : la circulation du plateau continental, comprise dans les 200 premières mètres, les courants de pente qui commencent à partir de la rupture du plateau et suivent les isobathes le long du talus continental et enfin une circulation qui caractérise la plaine abyssale (Figure 1.6).

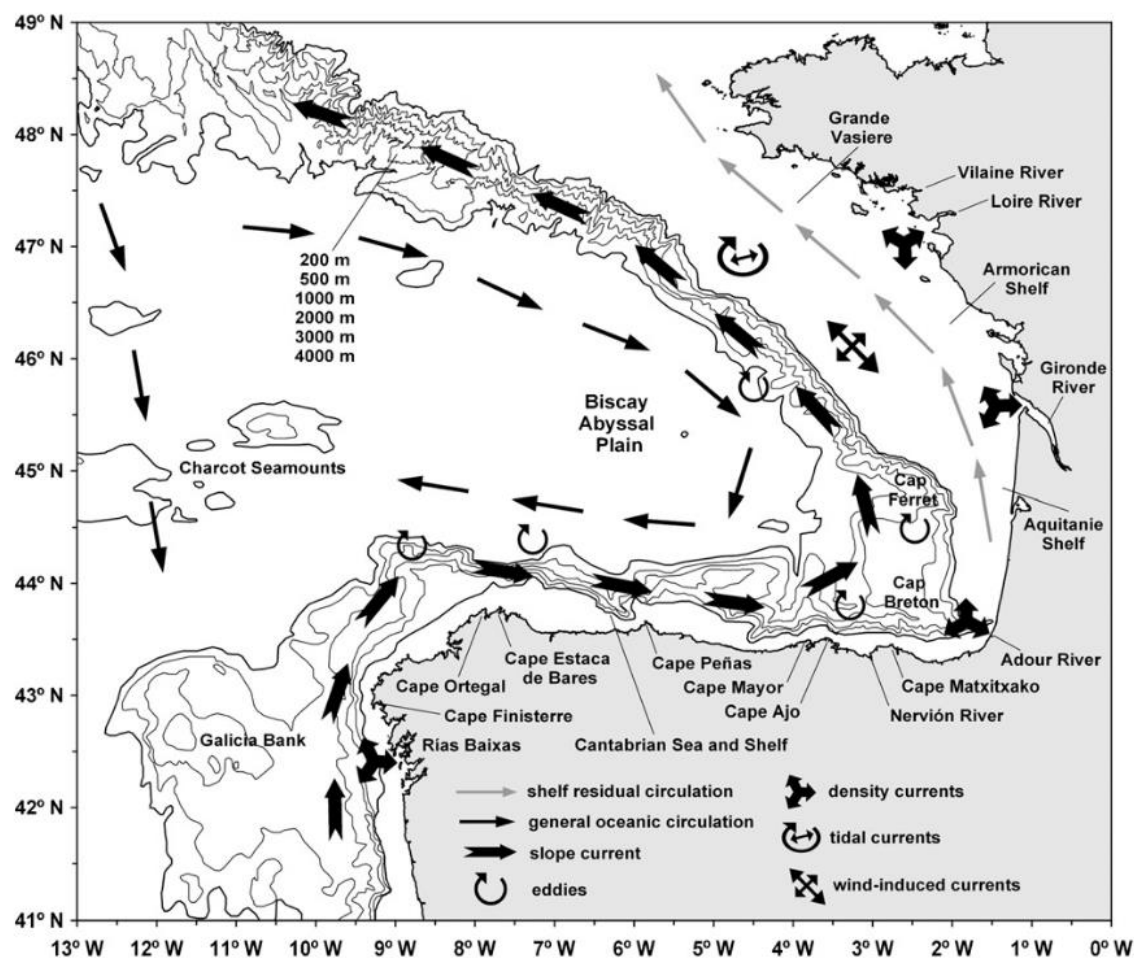


Figure 1.6 : circulation générale dans le Golfe de Gascogne (Figure 2 de Koutsikopoulos et Le Cann, 1996, modifiée dans la Figure 1 de Ferrer *et al.*, 2009).

1.4.1 La circulation sur le plateau

Les courants résiduels qui caractérisent le plateau continental sont principalement : les courants résiduels de marée, les courants liés aux gradients de densité, les courants induits par le vent (Koutsikopoulos et Le Cann, 1996).

a) Les courants de marée

Les courants de marée sont principalement le résultat de l'attraction de la lune, du soleil et de la rotation de la terre sur elle-même. La marée est composée de plusieurs ondes sinusoïdales appelées composantes harmoniques. Ces composantes peuvent avoir une durée de 12 heures (semi-diurnes ; M_2 , S_2), de 24 heures (diurnes ; K_1 , O_1), des durées supérieures (quart-diurne ; M_4 , tiers-diurne ; M_3) et des plus longues périodes (mensuelle, annuelle).

Sur les plateaux Ouest du GdG (Armoricain et Aquitain), la composante semi-diurne (M_2) de la marée barotrope est la plus importante (Le Cann, 1990). L'intensité des courants M_2 est proportionnelle à la largeur du plateau continental, par conséquent, ces courants sont faibles sur la partie Sud du golfe de Gascogne (Sud de 45°N), à l'inverse, ils sont plus forts sur le plateau Armoricain. Le Cann (1990) a montré que les courants liés à l'onde M_2 sont plus forts sur le plateau avec des valeurs de l'ordre de 50 cm s^{-1} .

Sur le plateau Aquitain au Sud du GdG (Basque), Rubio *et al.* (2013) ont montré que la composante la plus énergétique de la marée est également M_2 avec des vitesses du courant de l'ordre de 3.1 cm s^{-1} .

b) Les courants de densité

Ce type de courant se forme à proximité des panaches des rivières. Dans le GdG, nous parlons principalement de la Loire et de la Gironde. Le gradient de densité dans ces panaches entre l'eau légère et l'eau plus dense induit un courant. Du fait de l'ajustement géostrophique, ce courant se dirige principalement vers le Nord mais peut-être contraint par les conditions de vent. A partir des résultats de modèle numérique, Lazure et Jégou (1998) ont montré que les courants de densité dans les panaches présentent des vitesses de l'ordre de 10 cm s^{-1} .

c) Les processus générés par le vent

Le vent est l'un des moteurs principaux de la dynamique dans l'océan global. En effet, la théorie d'Ekman montre qu'un courant est généré en surface, à 45° à droite de la direction du vent (dans l'hémisphère Nord) et qu'un transport moyen (entre la surface et le fond) sur la couche d'influence du stress du vent est dirigé à 90° à droite.

Sur le plateau continental, si le stress du vent est perpendiculaire à la côte, un transport d'Ekman parallèle à la côte est généré. Si le stress du vent est parallèle à la côte, le transport d'Ekman implique une accumulation ou un épuisement des quantités d'eau près de la côte et par conséquent, respectivement, un downwelling ou un upwelling. La dénivellation créée entre la côte et le large et avec l'ajustement géostrophique peut générer un courant géostrophique qui suit la direction de vent (Gill, 1982).

Les courants induits par le vent

Dans le but de comprendre la circulation induite par le vent, Pingree et Le Cann (1989) ont utilisé un modèle nonlinéaire barotrope forcé uniquement par un vent constant de 10 m s^{-1} , mais qui change en direction. Les résultats montrent qu'il y a une réponse relativement rapide des eaux du plateau au stress du vent permanent (de moins de 4 jours). Les résultats montrent aussi une variabilité de l'intensité et de la direction des courants (Figure 1.7).

- Une circulation vers le Sud, sur le plateau Armoricaire et Aquitain (Figure 1.7 a, b), quand les vents sont de Nord-Ouest et d'Ouest.
- Une circulation vers le Nord sur le plateau Armoricaire et Aquitain (Figure 1.7 c, d), quand les vents sont de Sud-Ouest et de Sud.
- Les courants générés peuvent atteindre localement, 20 à 30 cm s^{-1} .
- Sur le plateau Basque et Cantabrique, les courants se dirigent vers l'Est, quel que soit la direction du vent avec des vitesses de l'ordre de 10 cm s^{-1} .

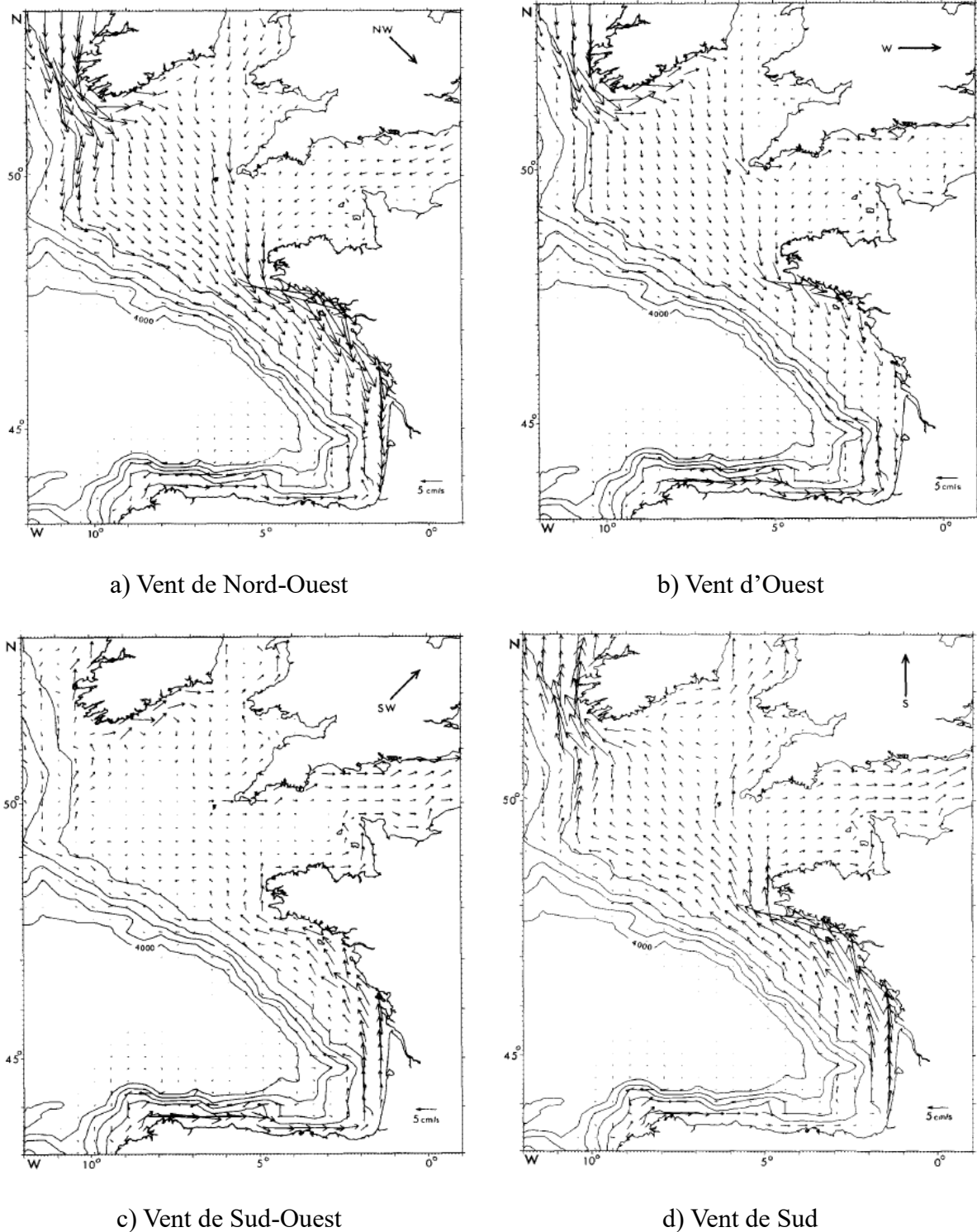


Figure 1.7 : la circulation sur le plateau dans le golfe de Gascogne, simulés par une vitesse du vent constante de 10 m.s^{-1} , qui change de direction selon a, b, c et d (Figure 2 à 5 de Pingree et Le Cann, 1989).

Les upwellings côtiers

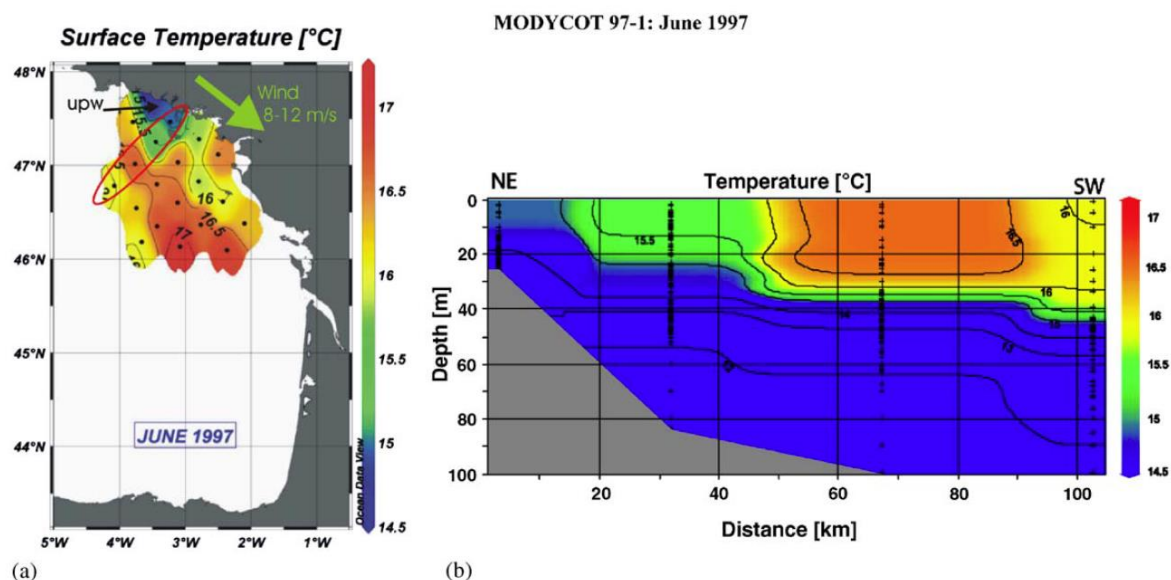
Les upwellings se forment quand le vent génère un transport d'Ekman vers le large. Les masses d'eaux remontées sont froides et riches en nutriments. Ce processus est nettement

observable dans les images satellites de température par une anomalie froide.

Sur le plateau Armorica, Puillat *et al.* (2004), en utilisant les données de température de la campagne MODYCOT 97-1, ont observé un upwelling au Sud de la Bretagne en Juin 1997 (Figure 1.8a, b) avec une anomalie négative de température (-0.5 à -0.6° sur une distance de 30km). La même structure a été aussi observée en Septembre 1998 sur les images satellites infrarouges (NOAA/AVHRR). Cet upwelling a été lié au vent de Nord-Nord-Ouest.

Sur le plateau Aquitain, Froidefond *et al.* (1996), ont montré avec des mesures *in situ* (campagnes ECOFER-1, GIVAPA-5 et GASTEL-1) et avec l'imagerie satellite (AVHRR/NOAA-11) un upwelling côtier qui persiste de Mai jusqu'à novembre 1989.

Sur le plateau Cantabrique ($6^{\circ}50'$ à $8^{\circ}50'O$), Botas *et al.* (1990), en utilisant les données de la campagne R/V Noega, entre le 23 Juin et le 4 Septembre 1987, ont détecté la présence de la masse d'eau NACW près de la surface. La présence de cette masse d'eau suggère l'intervention d'un processus tel que l'upwelling. Botas *et al.* (1990) ont trouvé que cet upwelling est persistant tout l'été et que le vent de Nord-Est est peut-être la principale force de génération. Dans la même zone, Alvarez *et al.* (2010), ont calculé un upwelling index basé sur la composante méridionale du transport d'Ekman, sur une période de 41 ans (1967-2007). Ils ont montré que les conditions favorables à la formation des upwellings est entre Juin et Août (Figure 1.8c). Ils ont également calculé un gradient de SST entre le plateau et le large et ils ont mis en évidence des épisodes d'upwelling (Figure 1.8d), correspondant à une anomalie froide de -1°C : Juin (1988, 1995), Juillet (1986, 1989), Août (1989, 2005), Septembre (1989, 1990 et 2007). Plus loin à l'Est, un upwelling a été également observé, par Llope *et al.* (2006), à Cap Peñas ($5^{\circ}51'O$) et par Lavín *et al.* (1998) à Santander ($3^{\circ}47'O$).



a) upwelling observé pendant la campagne MODYCOT 97-1 (Juin 1997) sur une carte de SST et b) sur un transect vertical de température.

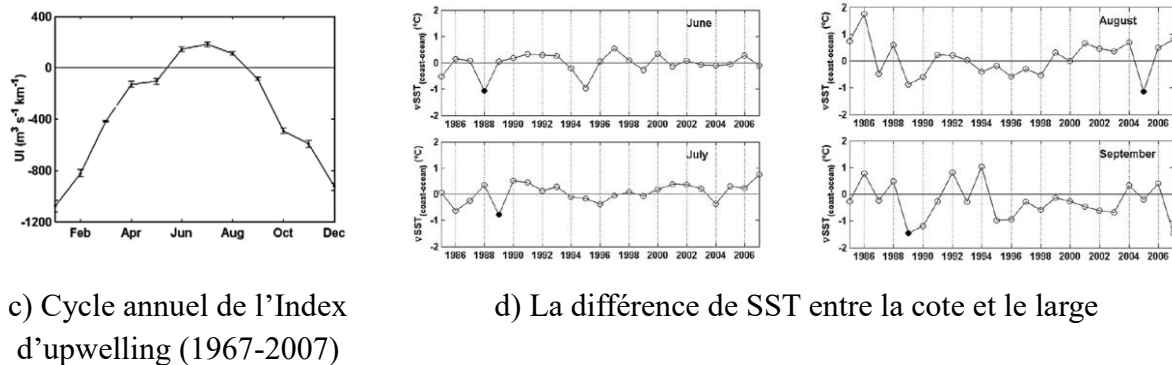


Figure 1.8 : upwelling dans le golfe de Gascogne, (a, b représente la figure 6 de Puillat *et al.*, 2004 et c, d représente la figure 2 et 5 de Alvarez *et al.*, 2010).

1.4.2 La circulation le long du talus

Le courant de pente, dans le golfe de Gascogne, a été décrit par Pingree et Le Cann (1990) à partir des données *in situ* où ils montrent une variabilité spatiale et temporelle :

- Sur le talus Armoricaïn ($6^{\circ}4'O$, $47^{\circ}3'N$) : le courant résiduel de surface se dirige vers le Nord-Ouest avec une vitesse moyenne de 6cm s^{-1} .
- Sur le talus Cantabrique ($6^{\circ}6'O$, $44^{\circ}N$) : le courant résiduel de surface se dirige vers l'Est avec une vitesse moyenne mensuelle de l'ordre de 15cm s^{-1} et une vitesse maximale de l'ordre de 60cm s^{-1} (observé entre Octobre 1988 et Février 1989).

a) Iberian Poleward Current (IPC)

C'est un courant qui participe pleinement à la dynamique dans le golfe de Gascogne. Il est formé à l'origine dans le Bassin Ouest Iberian (BOI ; Relvas *et al.*, 2007 décrivent les processus physiques qui se trouvent dans cette région) où il a été observé pour la première fois par Pollard et Pu (1985) et Ambar *et al.* (1986). C'est un courant qui longe le talus continental. Il pénètre le golfe de Gascogne et poursuit sa progression vers le Nord d'où le nom IPC (Iberian Poleward current). Ce courant a été décrit, dans le BOI, pour la première fois par Frouin *et al.* (1990), comme un courant étroit (25-40km de largeur), de subsurface (200m de profondeur), parcourant une distance de 1500m, ayant des vitesses entre 20 et 30cm s^{-1} , une température positive (1° - 1.5°C) et une salinité de 0.2psu par rapport aux environs. Le maximum de courant est localisé sur la rupture de plateau continental. Huthnance *et al.* (2002) ont estimé un courant moyen de 10cm s^{-1} en se basant sur des observations durant 2 mois intégrées verticalement entre 0 et 600m. Martins *et al.* (2002) ont trouvé 15cm s^{-1} à partir de mesures lagrangienne.

b) Les mécanismes de génération

Différents mécanismes ont été proposés dans les 30 dernières années pour expliquer le développement de ce courant, dont les principaux sont le stress et le rotationnel du vent, le gradient de densité méridien et également l'interaction du gradient méridional de densité avec la pente orienté Nord-Sud (JEBAR ; Joint Effect of Baroclinicity and Relief ; Huthnance, 1984).

Le stress de vent

Ambar *et al.* (1986) ont associé l'IPC de l'hiver 1983 avec le vent du Sud. En effet, le transport d'Ekman qui en découle crée une augmentation de niveau de la mer près de la côte. L'ajustement géostrophique au niveau de la mer génère un courant vers le Nord. La vitesse de ce courant le long de la côte est donnée par la relation 1. Avec cette relation, Frouin *et al.* (1990) ont obtenu une vitesse de 17cm s^{-1} . A partir de la rupture du plateau et jusqu'au large, ce courant est susceptible de décroître en fonction du rayon de déformation interne (14km a été retrouvé par Frouin *et al.* (1990), en utilisant les données MEDPOR/2). Le transport d'Ekman calculé représente seulement 1/5 du transport observé par les mesures *in situ* (campagne MEDPOR/2). Frouin *et al.* (1990) ont conclu donc que le stress du vent n'est pas le mécanisme principal qui génère l'IPC. Néanmoins, Coelho *et al.* (1999) ont montré par une simulation numérique qu'un vent de Nord inverse l'IPC et le dirige vers l'équateur. Plus récemment, Garcia-Soto et Pingree (2012) et Alvarez *et al.* (2014), ont montré que la composante Sud du stress de vent est liée aux événements d'IPC. De plus, Teles-Machado *et al.* (2015) ont montré une corrélation entre l'intensité du vent de Sud et l'amplitude de l'IPC.

$$C_b v^2 = \frac{t_s}{r} \quad 1$$

Où v est la vitesse du fluide le long de la côte, C_b est le coefficient de frottement au fond, r est la densité de l'eau de mer et t_s représente la tension de vent.

Le rotationnel de vent

Le rotationnel de stress de vent peut forcer un transport de Sverdrup comme il est montré dans la relation 2 (McCreary *et al.*, 1987). Bakun et Nelson (1991) et Le Cann et Serpette (2009) ont montré que le stress de vent est positif dans le BOI, cela veut dire que le mécanisme de Sverdrup peut également participer au renforcement de l'IPC.

$$bM_y = \text{curl}_z t_s \quad 2$$

Avec $b = \frac{f}{\rho g}$, f est le paramètre de Coriolis et M_y est le transport vers le Nord.

Le gradient de densité

L'analyse de la densité méridionale dans le BOI montre l'existence de gradients à grande échelle. Ces gradients génèrent des vitesses faibles de l'ordre de 2cm s^{-1} (van Aken, 2001 ; Mazé *et al.*, 1997). A des petites échelles (100km), des régions frontales de densité ont été observées (Pollard et Pu 1985 ; Peliz *et al.*, 2005). Ces régions génèrent un courant vers la côte qui varie entre $5\text{-}10\text{cm s}^{-1}$ (Relvas *et al.*, 2007). Peliz *et al.* (2003a ; b) ont montré que le courant généré par ces zones de forts gradients de densité, conjointement avec la topographie est l'un des mécanismes qui force l'IPC.

L'effet JEBAR

L'effet JEBAR est obtenu en formant l'équation de vorticité à partir des équations du mouvement moyennées sur la verticale (Huthnance, 1984 ; Mertz et Wright, 1992) et de continuité forcées par le vent, la flottabilité en faisant des hypothèses (hydrostaticité, du toit rigide et d'approximation de Boussinesq). Mertz et Wright (1992) obtiennent la relation 3 :

$$\frac{\partial \hat{\chi}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla f - \frac{f}{H} \bar{u} \cdot \nabla H = \frac{f}{H} \text{curl}_z \left[\frac{t_s - t_b}{r_0 f} \right] + J(c, H^{-1}) \quad 3$$

Avec $J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}$ est l'opérateur Jacobien, $\hat{\chi}$ est la vorticité du courant moyenné ($\bar{u}$) sur la verticale (H), r_0 la densité de référence de l'eau de mer, t_s , t_b représentent la tension de vent et la tension de fond.

$J(c, H^{-1})$ Représente l'effet JEBAR qui traduit l'interaction du champ de densité avec la pente du fond, avec $c = \frac{g}{r_0} \int_0^0 \bar{\rho} z r dz$ est l'anomalie de l'énergie potentielle.

Le mécanisme de JEBAR a été étudié théoriquement par Huthnance (1984) qui a montré qu'une vitesse de 10 cm s^{-1} le long de la côte peut être estimée par la relation 4. Ce mécanisme a été bien appliqué aux conditions de l'IPC par Dubert (1998) et Peliz 2003 (a ; b). Torres et Barton (2006) ont trouvé un bon accord entre l'effet JEBAR et les vitesses moyennées sur une profondeur de 40km, mesuré par ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler).

$$v = \frac{1}{2} h (h_0 - h) g \frac{|r^{-1} \nabla r|}{C_b} \quad 4$$

h , h_0 représentent la profondeur de plateau continental et de la thermocline, $|r^{-1} \nabla r|$ est le gradient horizontal de densité.

c) La Navidad

Les images satellites de température (Figure 1.9) montrent l'existence d'une circulation d'eau chaude (anomalie positive) qui suit le plateau et le talus Ibérique et se dirige vers l'Atlantique Nord Est (e.g. Frouin *et al.*, 1990 ; Pingree et le Cann, 1990, Garcia-Soto *et al.*, 2002 ; Le Cann et Serpette, 2009 ; deCastro *et al.*, 2011) cette anomalie est liée à l'IPC (Garcia-Soto *et al.*, 2002 ; Esnaola *et al.*, 2013) et est considérée comme l'une des caractéristiques de la circulation hivernale du bassin Ibérique et du GdG. L'extension de cette eau chaude, en hiver, dans le bassin Cantabrique est appelée Navidad (Garcia-Soto *et al.*, 2002).

Les observations montrent une variabilité interannuelle de la Navidad. Elle n'apparaît que certaines années 1979, 1982, 1984, 1988, 1990 (Pingree et Le Cann, 1992a). Garcia-Soto *et al.* (2002) rajoutent 2 années 1996 et 1998. Herbert *et al.* (2011) rajoutent l'année 2004. Le Cann et Serpette (2009) rajoutent l'année 2006 et enfin Garcia-Soto et Pingree (2012) observent l' v nement de l'année 2009.

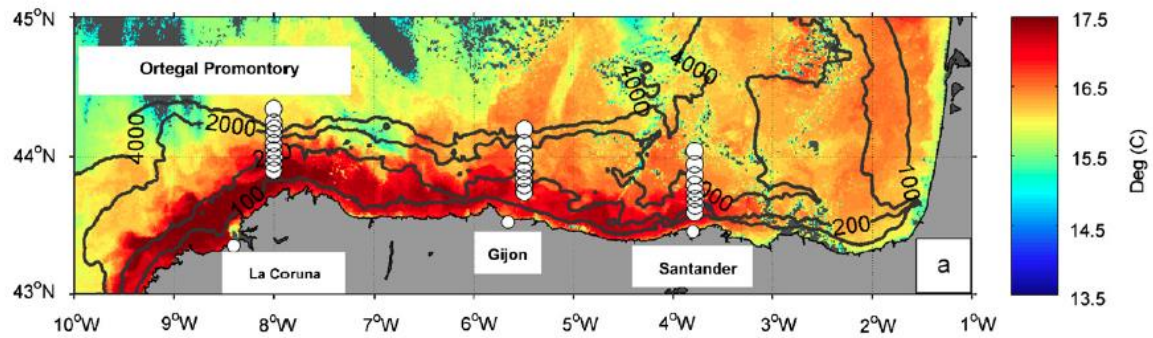


Figure 1.9 : signature de la Navidad le long de la côte Nord espagnole le 29 Novembre 2006 à partir des données satellites de NOAA15 AVHRR (Figure 1 de Le Cann et Serpette, 2009).

1.4.3 La circulation sur la plaine abyssale

Le golfe de Gascogne est situé entre deux branches de courants. Les courants des Açores au Sud et le Courant Nord Atlantique (CNA) au Nord (Figure 1.10). Une branche de CNA rentre dans le golfe de Gascogne et marque la circulation en surface (Paillet et Mercier, 1997). La plaine abyssale se caractérise donc par une circulation anticyclonique (Pingree, 1993). Une circulation saisonnière a été également montrée: cyclonique en automne et en hiver, mais anticyclonique au printemps et en été (Charria *et al.*, 2013). van Aken (2002) a montré que cette circulation a en moyenne des vitesses entre 1,5 à 2 cm s⁻¹ et est principalement une réponse directe aux champs de vent saisonnier et que le flux géostrophique est relativement faible.

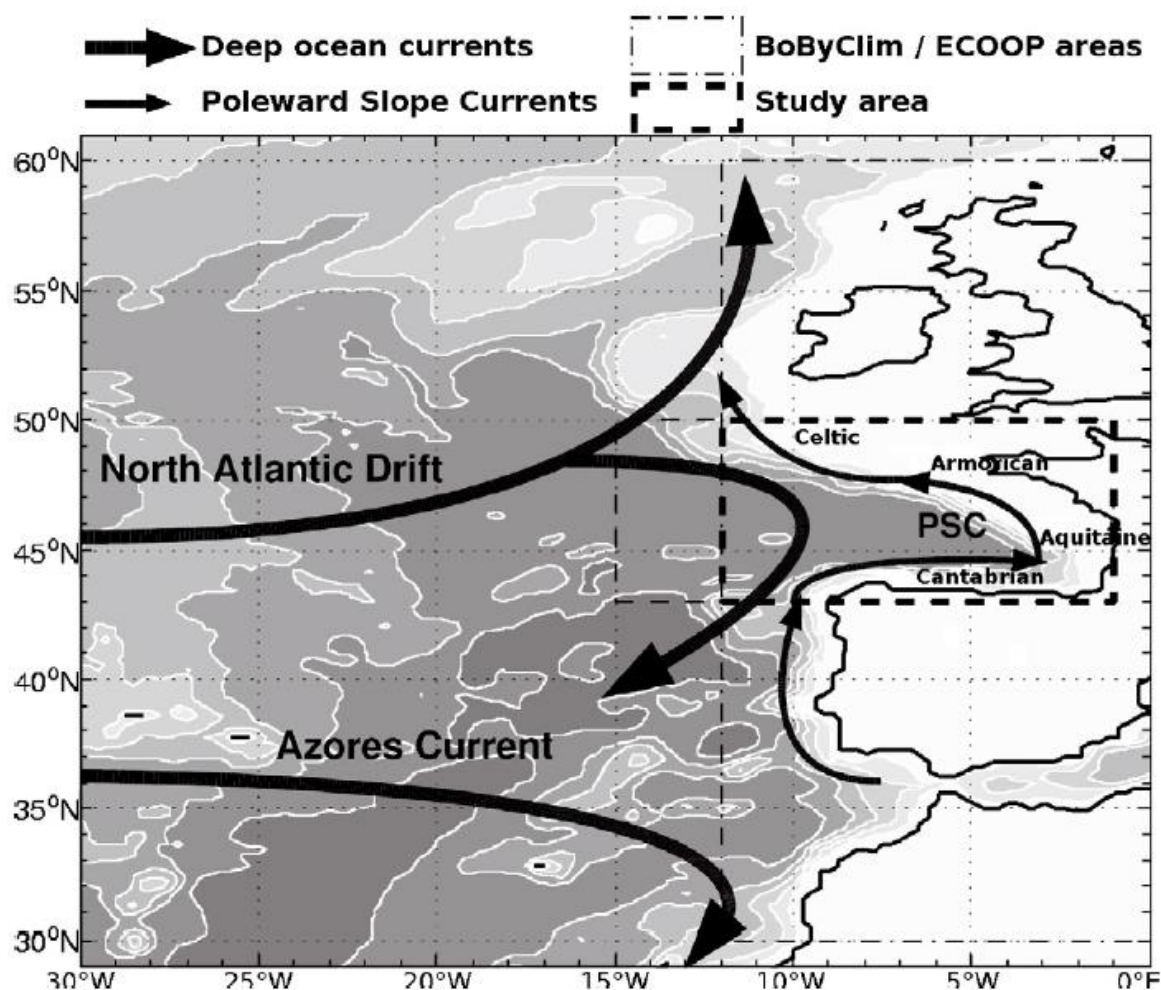


Figure 1.10 : les caractéristiques principales de la circulation dans la couche supérieure du NE Atlantique. PSC : Poleward Slope Current (Figure 1 de Michel *et al.*, 2009b)

1.4.4 Les tourbillons dans le golfe de Gascogne

Les tourbillons dans le golfe de Gascogne ont été observés depuis les études de bouées dérivantes et des images satellite AVHRR de Madelain et Kerut (1978), Dickson et Hughes (1981) qui ont montré une richesse d'activité méso-échelle avec des tourbillons cycloniques et anticycloniques. Par la suite, nous allons s'intéresser à un type de tourbillon nommés SWODDIES (Slope Water Oceanic eDDIES).

Les SWODDIES sont des tourbillons qui se génèrent à partir des courants de pentes. La Figure 1.11 montre que ces tourbillons se forment tout le long du talus Nord espagnol, au niveau du Cap Ortegal (O10), mais également tout le long du talus Aquitain, aux niveaux des canyons de Cap Breton (B10), du Cap Ferret (F10) et de la Rochelle (R10). Ces SWODDIES ont été définis pour la première fois par Pingree et Le Cann (1992a) comme des tourbillons anticyclonique de subsurface avec un noyau (situé entre 70 et 280m de profondeur) ayant pour propriétés les masses d'eau d'origine du talus continental. Ces tourbillons ont un rayon entre 50-60km et ils se propagent vers l'Ouest à des vitesses typiques d'environ 2 cm s^{-1} (Pingree et Le Cann (1992a)). L'altimétrie satellite montre que « la durée de vie » de ces tourbillons peut être maintenue pour à peu près 1ans. Ces tourbillons se forment donc à cause

des accidents topographiques et peuvent migrer au large du GdG à des latitudes entre 44.5 et 45°N (Pingree et Le Cann, 1992a ; b ; Caballero *et al.*, 2008). Ces SWODDIES peuvent être associés à deux autres tourbillons cycloniques de tailles plus petites. Ces observations ont été faites par Pingree et Le Cann (1992b) en 1990, par Garcia-Soto *et al.* (2002) en 1996 et par Sánchez et Gil (2004) en 1998.

Garcia-Soto *et al.* (2002) ont établi un lien entre la zone de formation des SWODDIES et les événements de Navidad. L'analyse des images satellites AVHRR montrant que les SWODDIES se forment au Cap Ferret (4°O) seulement si les événements de Navidad sont bien marqués (1979, 1982, 1990 et 1996). Dans le cas où les événements de Navidad ne sont pas marqués, les SWODDIES se forment entre 5 et 6°O, ce qui indique probablement que ces tourbillons se détachent à proximité du Cap Ortegal (Garcia-Soto *et al.*, 2002). Cette dernière hypothèse a été vérifiée avec une simulation numérique par Ferrer et Caballero (2011) et avec l'altimétrie par Caballero *et al.* (2008), montrant que les SWODDIES AE6 et CE12 sont originaires de l'instabilité de l'IPC près du Cap Ortegal.

Les SWODDIES anticycloniques sont susceptibles de jouer un rôle clé sur les échanges côte-large et dans l'activité biogéochimique.

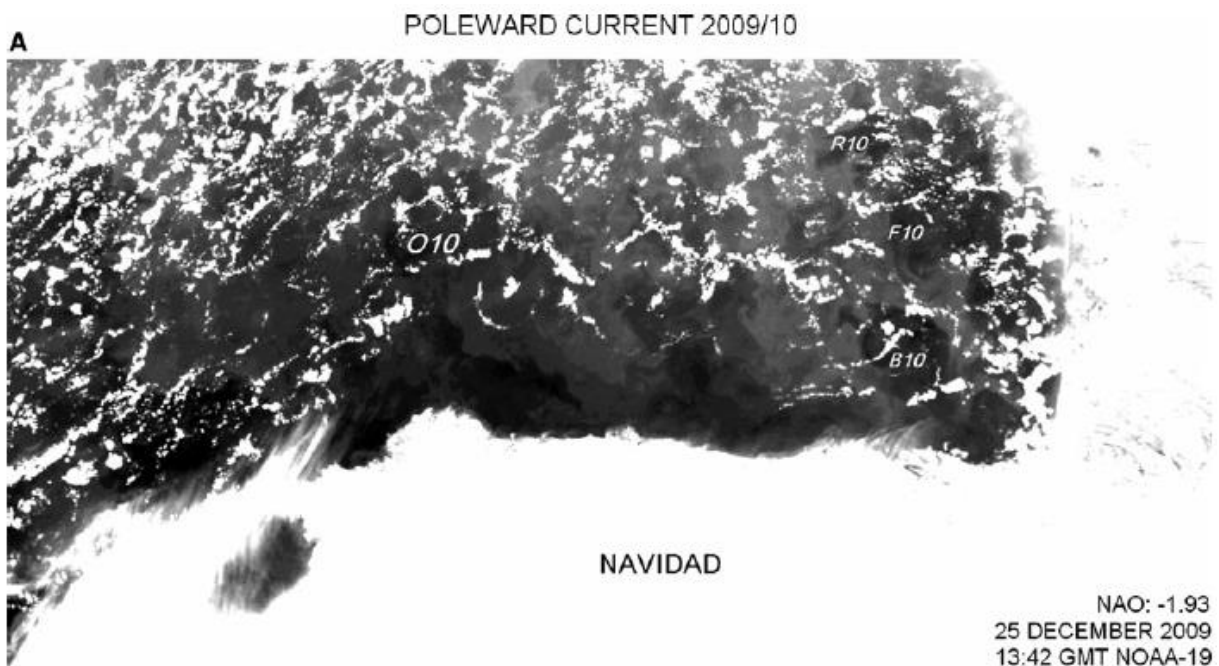


Figure 1.11 : images satellites de certains SWODDIES formées près du Cap Ortegal (O10), du canyon Cap Breton (B10), du canyon du Cap Ferret(F10) et du canyon de La Rochelle (R10) (figure 5 de Garcia-Soto et Pingree, 2012).

Chapitre 2 : Les données

CHAPITRE 2 : LES DONNEES	34
RESUME: CHAPITRE 2	35
2.1 Les observations.....	36
2.1.1 Les mesures in situ	36
2.1.2 Les données satellites.....	36
2.2 Les simulations numériques	37
2.2.1 Simulation globales ORCA.....	37
2.2.2 Simulation régionales BACH	39

Résumé: chapitre 2

Dans ce chapitre, nous allons décrire la climatologie BoByClim (Bay of Biscay Climatology) à $1/10^\circ$ (Vandermeirsch *et al.* 2010) qui représente différents types de données in situ collectés dans le golfe de Gascogne (GdG), entre 1862 et 2004. Ensuite, nous présenterons les produits satellites utilisés : le produit mensuel de température de la mer de NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) à 1° de résolution et un produit journalier à haute résolution. Pour finir ce chapitre, nous décrivons toutes les simulations utilisées : deux simulations globales ORCA-GRD100 et ORCA-MJM88 respectivement au $1/4^\circ$ et $1/12^\circ$ de résolution, ainsi que trois simulations régionales BACH4000 (avec et dans marée) et BACH1000 respectivement à 4km et 1km de résolution.

L'objectif de ce chapitre est de :

- décrire les simulations numériques à partir desquelles les analyses de la variabilité interannuelle et de la turbulence géostrophique ont été réalisées,
- décrire les mesures in situ et les produits satellites qui vont servir pour valider les simulations numériques.

2.1 Les observations

Nous avons utilisés deux types d'observation : la climatologie BoByClim (Bay of Biscay Climatology ; Vandermeirsch *et al.* 2010) et deux produits satellites à faible (1°) et à haute résolution (jusqu'à 2km).

2.1.1 Les mesures in situ

La climatologie BoByClim représente une synthèse de toutes les données de température et de salinité collectées dans le golfe de Gascogne (GdG ; $1-15^\circ\text{O}$ / $43-50^\circ\text{N}$) sur la période entre 1862 et jusqu'à la fin de l'année 2004. Ces données ont une résolution spatiale de $1/10^\circ$ et sont originaires à 46% du SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine), à 35% de WDCA (World Data Center A), à 17% d'IFREMER/SISMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer/Systèmes d'Informations Scientifiques pour la MER), à 1% de UKHO (United Kingdom Hydrographic Office) et à 1% de MEDS (Marine Environmental Data Service). Ces données sont constituées de plus de 103000 profils de type bouteilles, CTD (Conductivity Temperature Depth), XBT (eXpendable BathyThermographs), bouées (Figure 2.1).

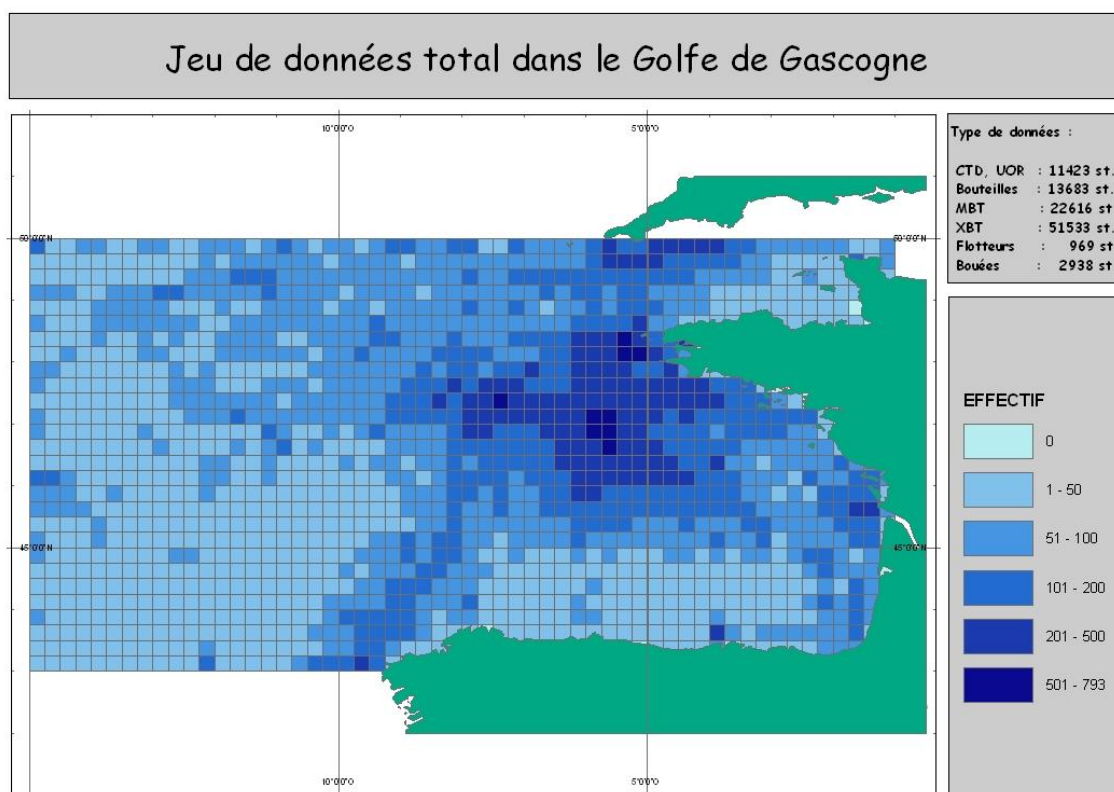


Figure 2.1: répartition spatiale de l'ensemble des profils de mesures.

2.1.2 Les données satellites

Deux types de données satellites ont été utilisés :

a) Le produit satellite NOAA

Le produit NOAA_OI_SST_V2 de NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) est un produit mensuel de température de la mer (SST) depuis 1981 avec une résolution spatiale de 1° (Reynolds *et al.*, 2002). Ce produit correspond à des données de température in situ, à partir de satellites et également simulés par la couverture glace-mer. Une interpolation optimale a été appliquée sur le produit hebdomadaire. Ce dernier a été interpolé linéairement pour obtenir un champ journalier qui a été moyenné pour obtenir le produit mensuel. Plus d'informations peuvent être trouvées (<http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.noaa.oisst.v2.html>).

b) Le composite de plusieurs satellites à haute résolution

Un ensemble de produit satellite a été utilisé sur la période entre 1986 et 2012 :

- 1986-2006 : dans le cadre du projet européen ECOOP (European Coastal-shelf Operational Observing and forecast system Project), des champs quotidiens de SST ont été estimés en appliquant une méthode de krigeage aux données Pathfinder à 5km (Saulquin et Gohin, 2010). Cette analyse a été appliquée dans la zone IBI (Ireland-Biscay-Iberia 120° - 12° E / 30 - 60° N ; Saulquin et Gohin, 2010).
- 2007-2010 : le produit utilisé sur cette période est OSTIA (Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis) qui est fourni dans le cadre de projet GHR SST (Group for High Resolution Sea Surface Temperature). OSTIA (Donlon *et al.*, 2012) est un jeu de données globales d'une résolution de $1/20^\circ$ (~ 5 km), développé au Met Office (<http://www.ncof.co.uk/OSTIA-Daily-Sea-Surface-Temperature-and-Sea-Ice.html>) qui fournit des champs journaliers de SST. Les analyses ont été effectuées en utilisant une variante d'interpolation optimale décrite par Martin *et al.* (2007).
- 2011-2012 : pour les deux dernières années le produit utilisé est ODYSSEA (Ocean Data analysis System for merSEA) fournit par IFREMER/CERSAT dans le cadre de projet MERSEA. C'est un produit journalier à 2 km de résolution qui utilise une chaîne de traitement et de correction : un ajustement à des observations in situ et au capteur AATSR, et une méthode d'interpolation optimale pour combler le manque d'information.

Tous ces produits ont été interpolés sur une grille commune de 1.2 km.

2.2 Les simulations numériques

Cinq simulations issues de deux modèles de circulation océanique résolvant les équations primitives ont été utilisées pour étudier la variabilité inter annuelle de méso et sous méso-échelle dans le GdG. Ces simulations se nomment : ORCA0.25-GRD100 et ORCA12-MJM88 pour le modèle NEMO, BACH4000 avec et sans marée et BACH1000 pour le modèle MARS3D. Un résumé des caractéristiques de ces simulations est présenté dans le Tableau 2.1.

2.2.1 Simulation globales ORCA

Les simulations globales ORCA réalisées à partir du code NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean ; Madec, 2008) ont été effectuée dans le cadre du projet DRAKKAR

(<http://www.drakkar-ocean.eu/>). Elles se caractérisent par :

- une grille horizontale tri polaire (Barnier *et al.*, 2006) et une grille verticale en Z.
- des conditions initiales de température et de salinité prises de la climatologie mensuelle (Levitus 1998).
- des forçages atmosphériques qui utilisent les formules CORE bulk (Large et Yeager, 2004). Ces formules nécessitent les champs atmosphériques suivants : température à 2m, humidité à 2m, les vitesses du vent zonal et méridional à 10m, les flux radiatifs, longue et courte longueur d'onde et la précipitation.
- des flux d'eau douce qui sont principalement basés sur la climatologie mensuelle de Dai et Trenberth (2002) avec 119 rivières.
- un modèle de turbulence verticale TKE (Turbulent Kinetic Energy).
- un mélange horizontal qui est paramétrisé par un opérateur Laplacien isopycnal (proportionnelle à la taille de grille), pour les traceurs et par un opérateur bi-harmonique (proportionnelle au cube de la taille de grille), pour la quantité de mouvement.
- un frottement sur le fond quadratique avec un coefficient de drag de $1.e^{-3} m^2 s^{-2}$.
- des conditions aux frontières latérales de glissement libre (free slip).

a) La simulation globale ORCA0.25-GRD100

Cette simulation basée sur la version 3.2.2 du code NEMO a été utilisée uniquement dans le chapitre 3. Les caractéristiques de cette stimulation sont détaillées dans Dussin *et al.* (2012) et sont principalement :

- une période entre 1958 et 2010 (53 années).
- une résolution spatiale de $1/4^\circ$ (la taille de la maille est 27.75km à l'équateur et en moyenne 12km à l'Arctique) : environ 19.5km à la latitude du GdG.
- une grille verticale de 75 niveaux, de 0.51m jusqu'à 5902m avec une résolution verticale qui augmente de 1m en surface jusqu'à 200m en profondeur.
- une bathymétrie composite etopo1 (1') pour l'océan profond et gebco1 pour les zones peu profondes.
- deux versions des champs atmosphériques (utilisée par les formules CORE bulk) :
1958-1988 : la version est DFS4.3 (Drakkar Forcing Sets ; Brodeau *et al.*, 2010) qui est basée sur ERA40 ECMWF(European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) réanalyse (Uppala *et al.*, 2005).
1989-2010 : la version est DFS5.0 qui est basée sur ERA-Interim ECMWF réanalyses (Dee *et al.*, 2011).

b) La simulation globale ORCA12-MJM88

Cette simulation basée sur la version 3.4 du code NEMO a été utilisée dans les chapitres 3 et 5. Les caractéristiques de cette stimulation sont détaillées dans Molines *et al.* (2014) et sont principalement :

- une période entre 1958 et 2012 (55 années).
- une résolution spatiale de $1/12^\circ$ (la taille de la grille est 9.25 km à l'équateur et en moyenne 4 km à l'Arctique) : environ 6.5km à la latitude du GdG.
- une grille verticale de 46 niveaux, de 3.05m jusqu'à 5875m avec une résolution verticale qui augmente de 6m en surface jusqu'à 250m en profondeur.
- une bathymétrie composite d'etopo1 (1') pour l'océan profond et gebco08 (30'') pour les zones peu profondes (Bourdallé-Badie *et al.*, 2012).
- une version des champs atmosphériques représentés par DFS4.4. Cette version est basée sur ERA40 ECMWF, entre 1958 et 2001, donc strictement identique à DFS4.3 et sur ERA-Interim ECMWF réanalyse, entre 2002 et 2012.

2.2.2 Simulation régionales BACH

Les simulations régionales sont basées sur la version 10 du code MARS3D (Duhaut *et al.*, 2008) et ont été effectuées dans le cadre du projet ENIGME (Charria *et al.*, 2014). Elles se caractérisent par :

- une grille verticale de 40 niveaux en coordonnées sigma généralisées.
- une bathymétrie qui correspond à une combinaison de NOOS (Northwest shelf Operational Oceanographic System), de MNT (Modèles Numériques de Terrain) issu de l'IFREMER et du SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine).
- une marée de FES2004 (Finite Element Solution), issue de l'assimilation de données marégraphiques et altimétriques (Topex/ Poséidon+ERS-2) et qui contient les hauteurs des composantes de marée sur une grille de $1/8^\circ \times 1/8^\circ$.
- des flux d'eau douce : 95 rivières.
- un modèle de turbulence verticale en k-epsilon (Rodi *et al.*, 1993).
- des conditions de surface calculées par les formulations bulk suivantes : flux de chaleur latent (Ayina, 2009), flux de chaleur sensible (Ayina, 2009), flux solaires (Gill, 1982) et thermiques par la paramétrisation EDF (Agoumi, 1982).

a) Les simulations régionales BACH4000

Deux simulations à 4 km ont été utilisées :

BACH4000-REF_1.4 : sans marée et avec une sauvegarde journalière et instantanée des sorties. Cette simulation a été utilisée uniquement dans le chapitre 3.

BACH4000-REF_1.6 : avec marée et une sauvegarde moyennée par jour. Cette simulation a été utilisée uniquement dans le chapitre 5.

Les simulations BACH4000 couvrent la période de 1958 à 2010 (53 années) et elles se caractérisent par :

- une grille horizontale de 4 km de résolution et qui couvre la zone de 14.25°O à 4.68°E et de $40,96^\circ\text{N}$ à $52,48^\circ\text{N}$.

- des conditions initiales et aux frontières latérales issues de la simulation globale GRD100 (décrits ci-dessus).
- des forçages atmosphériques correspondant à ERA40 (1958-1978) et à ERA-Interim (1979-2010).
- Une étude de sensibilité sur la cohérence des formulations bulks a été réalisée (Annexe A)

b) La simulation régionale BACH1000_40lev-R1.7

La simulation BACH1000 (utilisée uniquement dans le chapitre 5) couvre la période entre 2001 et 2010 (10 années) et se caractérise par :

- une grille horizontale qui couvre la même zone que BACH4000 mais avec une résolution spatiale de 1 km.
- des conditions initiales et aux frontières issues de la simulation globale MJM88 (décrits ci-dessus).
- des forçages atmosphériques constitués d'ERA-Interim.

Tableau 2.1: Caractéristique des deux simulations globales ORCA et régionales BACH

Caractéristiques	ORCA025-GRD100	ORCA025-MJM88	BACH4000		BACH1000_40lev-R1.7
			REF_1.4	REF_1.6	
Domaine	global		14.25O°-4.68°E/ 40,96 à 52,48°N		
Résolution horizontale	1/4°	1/12°	4km		1km
Résolution verticale	75 niveaux cordonnée Z	46 niveaux cordonnée Z	40niveaux Cordonnée sigma généralisé		
Période de simulation	1958-2010	1958-2012	1958-2010		2001-2010
Forçages atmosphériques	DFS4.3 (1958-1988) DFS5 (1989-2010)	DFS4.4	ERA40 (1958-1978) ERA-Interim (1979-2010)		ERA-Interim
Forçage de la marée	non		Non	FES2004	
Condition initiale	Levitus 1998		ORCA025-GRD100		ORCA025-MJM88
Mélange vertical	TKE		k-epsilon		
Mélange horizontal	Laplacien pour les traceurs Bi-harmonique pour la quantité de mouvement		Pas d’opérateur explicite		
Fréquence de sauvegarde	Moyenne sur 5 jours		Instantané	Moyenne sur un jour	
Chapitre d’utilisation	3	3 et 5	3	5	5

Partie II : Variabilité interannuelle dans le golfe de Gascogne

Chapitre 3: La variabilité interannuelle au cours des 53 dernières années dans le golfe de Gascogne – Focalisation sur la dynamique des courants de pente

CHAPITRE 3: LA VARIABILITE INTERANNUELLE AU COURS DES 53 DERNIERES ANNEES DANS LE GOLFE DE GASCogne – FOCALISATION SUR LA DYNAMIQUE DES COURANTS DE PENTE	42
RÉSUMÉ: CHAPITRE3	43
3.1 Introduction	46
3.2 Datasets.....	47
3.2.1 Numerical models	47
3.2.2 Regional In situ data.....	48
3.2.3 Satellite	48
3.3 Methods.....	49
3.4 Hydrodynamical structure and interannual evolution.....	49
3.4.1 Temperature variability and pluri-decadal trends	50
3.4.2 Salinity variability	52
3.4.3 Water masses and diagram TS.....	53
3.4.4 Seasonal circulation.....	54
3.5 Slope current in the Southern Bay of Biscay.....	54
3.5.1 Subsurface slope current variability along the northern Spain coast	54
3.5.2 Warm events.....	55
3.5.3 Cold events.....	56
3.6 Discussion	57
3.6.1 Navidad years.....	58
3.6.2 Cold years	59
3.7 Conclusion.....	61
3.7.1 Acknowledgements	61
3.7.2 Tables.....	61
3.7.3 Figures	63

Résumé: chapitre3

Ce chapitre présente principalement la variabilité interannuelle des épisodes Navidad et étudie ses origines à l'aide des simulations numériques sur une période de 53 ans (1958-2010). Nous avons commencé par décrire les simulations numériques ORCA-MJM88, BACH4000 et la climatologie BoByClim ainsi que les produits satellites utilisés. Nous avons ensuite validé nos simulations numériques sur la température, la salinité, les courants et les masses d'eaux. Cette validation a mis en évidence deux phases : un refroidissement et un adoucissement de l'eau de mer jusqu'au milieu des années soixante-dix qui semble liée à la grande anomalie de salinité anomalie (GSA ; Dickson *et al.*, 1988) ; un réchauffement et une salinification jusqu'en 2010 qui est liée au CO₂ anthropique (Bindoff *et al.*, 2007; Doney *et al.*, 2012).

A l'issue de cette validation, une description de la variabilité interannuelle de la Navidad a été réalisée. Cette description est fondée sur le calcul d'anomalies temporelles de température sur le mois de Décembre à 7.42°O/43.87°N. Cette description a mis en évidence l'existence de 8 années chaudes (1968, 1981 ; 1989, 1994, 1995, 1997, 2006, 2011), mais également 11 années froides (1971, 1975, 1990, 1991, 1993, 1996, 2001, 2003, 2007, 2008, 2010). Ces résultats sont en très bons accords avec les données satellites, mais aussi avec la bibliographie.

Pour comprendre l'origine de ces anomalies chaudes et la nature de ces anomalies froides (peu décrite auparavant), deux années 1989 et 2011, représentant les années chaudes et deux années 1993, 2008, représentant les années froides ont été choisies pour étudier ces épisodes.

Les années chaudes montrent une anomalie positive de température sur les côtes portugaises qui peut atteindre les côtes Ouest françaises. Ces années se caractérisent par un vent de Sud-Ouest qui peut contribuer à la génération et à l'intrusion de cette anomalie chaude dans le GdG. Cette anomalie est associée à un courant de pente et de plateau qui se dirige vers le Nord avec une vitesse de l'ordre de 10cm s⁻¹ dans le Sud du GdG. Une coupe verticale de température montre la présence d'un downwelling localisé à la rupture du plateau continental dans le BOI (Bassin Ouest Ibérique) et dans le GdG. Une analyse du gradient de densité à 12°O entre 37° et 41.5°N ne révèle pas de relation simple avec la génération d'Iberian Poleward Current (IPC) pour les années 1989 et 2011. Nous supposons alors que le vent est susceptible d'influencer fortement la génération des épisodes de Navidad positif.

Les années froides sont moins bien reproduites par les simulations en terme d'intensité, mais elles restent d'un point de vu spatial marqué. De plus, les traces d'IPC ne sont pas très nettes. Dans ces événements le vent de Nord est favorable à la génération d'upwellings dans le BOI, par contre c'est le courant d'ouest qui génère ces upwellings dans le GdG. Ce dernier processus a été confirmé sur les coupes verticales de température et a été trouvé associer à un courant vers l'équateur (vitesses de l'ordre de 15 à 25cm s⁻¹). Nous avons trouvé que les traces d'IPC peuvent être masquées par ce courant ou poussé au large. Deux mécanismes peuvent expliquer ces anomalies froides : l'apport des rivières et les upwellings. La première hypothèse a été écartée car les rivières dans la partie Ouest Ibérique ne sont pas prises en considération par la simulation régionale. Malgré cela, cette simulation a bien reproduit ce processus d'upwellings qui semblent être à l'origine de ces anomalies froides.

A l'issu de cette étude deux scénarios dépendant de la direction du vent et du courant ont été proposés pour expliquer ces deux types d'anomalies : la Navidad se développe si le vent est du Sud-Ouest. L'upwelling se développe dans le BOI si le vent est du Nord mais dans le GdG si le courant est vers l'équateur.

Interannual variability during the past 53 years in the Bay of Biscay with a focus on slope current dynamics

**Charefeddine ASSASSI¹, Frédéric VANDERMEIRSCH¹, Yves MOREL², Guillaume CHARRIA¹,
Sébastien THEETTEN¹, and Bernard LE CANN³**

1) IFREMER, DYNECO/PHYSED, Centre de Brest, BP 70, 29280 Plouzané, France

2) LEGOS (CNRS/IRD/UPS/CNES), 14 av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, FRANCE

3) LPO (CNRS/IFREMER/IRD/UBO), BP 70, 29280 Plouzané, France.

ABSTRACT

As an interface between open and coastal oceans, the Bay of Biscay (BoB) characterise by a continental slope guiding a complex slope current circulation. This circulation has an interannual variability influenced by autumn and winter events. One known event “Navidad” is a warm water associated with Iberian Poleward Current (IPC) and enter the BoB renewing a large part of water masses in this region. The aim of the present study is to analyse this variability of the BoB over 53 years from global and regional simulations compared with in situ measurements and remotely sensed Sea Surface Temperature observations. Modelled time series of temperature anomalies are reproducing the two major trends with a cooling until the mid-seventies and a warming for the following period related to the present increase of global air temperature. The salinity exhibits a similar behaviour disrupted by a negative anomaly of salinity in 1976 related to the Great Salinity Anomaly. As seen through the December months during the last five decades, we discuss two major features along the continental slope at the Northern Spanish coast: warm anomalies of temperature related to Navidad events, and cold temperature anomalies, related to upwelling years even if the wind is not favourable. The Navidad years (related to warm temperature anomalies) have been detailed including the mechanism of generation related to the IPC. Based on numerical experiments new recent (2011) and past (1968) warm events, not previously described, because of gaps in the observations, have been described. On the opposite, the origin of cold anomalies observed from the Northern Spanish coast to the continental slope has been investigated. Two possible scenarios are proposed to describe the winter circulation in the southern BoB. The first is observed when the wind is mostly southerly. In this case a developed poleward current is observed extending from the shelf to the slope with an associated downwelling. The second is observed when the wind is northerly: this time an equatorward current is observed with a well-developed upwelling explaining cold anomalies.

This first regional numerical experiment over 53 years confirms the ability of a forced model to reproduce the main features of the regional circulation in the Bay of Biscay and its interannual variability. This study opens the road for future high-resolution numerical experiments to describe the role of small scales in the interannual variability in a coastal environment.

Keywords

Slope current, Temperature anomalies, Navidad event, Iberian Poleward Current, upwelling, Bay of Biscay.

3.1 Introduction

The Bay of Biscay, located in the eastern part of the North Atlantic Ocean is a key area for the socio-economical activities in Spain and France. The disrupted bathymetry (Figure 3.1) in the region can be divided into three regions with different dynamics. First, the continental shelf is wide in the northern part – up to 180km but narrow north of Spain in the southern part of the BoB - 30km (Koutsikopoulos and Le Cann, 1996). The circulation here is complex and forced mainly by tides, rivers and atmospheric forcings (Rubio *et al.*, 2013). The shelf is also a region with upwelling events that have been observed along the northern Spanish coast (Botas *et al.*, 1990; Alvarez *et al.*, 2010) and along the French Western coast (Puillat *et al.*, 2004). The second region is the slope where the circulation exhibits seasonal variations and a vertical baroclinic structure (Pingree and Le Cann, 1990). Main directions are equatorward in spring and summer, poleward in winter and autumn, in relation with the wind stress forcings (Charria *et al.*, 2013). Instabilities and coherent eddy structures, named Slope Water Oceanic eDDIES (SWODDIES, Pingree and le Cann, 1992a; b; Garcia-Soto *et al.*, 2002), are formed by the interaction of the slope current with topography. Further offshore, over the abyssal plain a branch of the North Atlantic Current (NAC) circulation penetrates in the BoB (Paillet and Mercier 1997).

An important feature of the winter circulation in the Bay of Biscay is the Iberian Poleward Current (IPC), largely contributing to the renewal of water masses in the BoB. This current has been first described by Frouin *et al.* (1990), as a narrow seasonal poleward flow along the upper continental slope-shelf break zone, with 25-40km width, 200m deep and average velocities of 0.2 - 0.3m s⁻¹. This slope current originates from the Western Iberia Basin (WIB), reaches the Bay of Biscay on average in December. The mechanisms generating the IPC are then related to the WIB forcings. This basin constitutes the northern limit of the Eastern North Atlantic upwelling regions (Fiúza *et al.*, 1982). Furthermore, Frouin *et al.* (1990) estimate an IPC transport of around 0.5 - 0.7Sv. In terms of heat, the BoB gained 13.8TW from the WIB between 1965 and 2004, in the first 200m (Michel *et al.*, 2009b).

As the IPC is a major feature of the dynamics in the Bay of Biscay, the present study is investigating its interannual evolutions as an indicator of the interannual dynamics in the Bay of Biscay. The origins and the pathway of this current remains under discussion. First, Wooster *et al.* (1976) and Ambar *et al.* (1986) suggested the southerly wind as origins but several studies (Pollard and Pu, 1985; Haynes and Barton, 1990; Coelho *et al.*, 1999; Peliz *et al.*, 2003a; b; 2005) improved the knowledge of the generation mechanism and showed that the geostrophic adjustment of the eastward oceanic flow driven by large scale meridional baroclinic pressure gradient acts as a driver of this circulation. However all these authors, show that the wind effect is favourable and consistent to force the IPC, they also show that the IPC can be masked or reversed if the wind is in opposite main direction (i.e. northerly). Frouin *et al.*, (1990), show that the two processes (wind and pressure gradient) are additive and attributed one fifth to the onshore Ekman convergence induced by southerly wind and the rest to the thermohaline forcing. Alvarez *et al.* (2014) confirms Pingree (1993) stating that the northward component of wind stress off northwest Spain helps driving the IPC and more

recently, Teles-Machado *et al.* (2015) have found a good correlation between southerly wind and IPC. An added driver of this poleward current has been related to the bottom topography. Indeed, Huthnance (1984) showed that the joint effect of baroclinicity and bottom relief (JEBAR) provides important local forcing that drives poleward currents confined over the continental slope. This mechanism has been supported by Coelho *et al.* (1999), Peliz *et al.* (2003a; b) and Peliz *et al.* (2005). Others mechanisms of generation have been discussed in the literature such as the positive wind-stress curl that generates a poleward Sverdrup transport. It has been shown that wind-stress curl is positive West of the Iberian Peninsula by Bakun and Nelson (1991) and Le Cann and Serpette (2009). The IPC may also be associated with a recirculation of the Azores current North-eastward (Ríos *et al.*, 1992).

The signature of the IPC is then characterized by a warm anomaly of temperature, in January, when this anomaly reaches the Cantabrian region. This event is called Navidad (Pingree and Le Cann 1992a) and it has been observed in 1990, 1996, 1998 and 2006 (Garcia-Soto *et al.*, 2002, Le Cann & Serpette 2009, deCastro *et al.*, 2011). During the years 1987, 1992, 1997, 1990, 2004 and 2005 cold anomalies have been observed instead of the warm anomalies. deCastro *et al.* (2011) interpreted these years, as an inexistent IPC.

In this framework, the present study aims to describe the interannual evolution over the last decades of the thermal and haline contents in the Bay of Biscay. Differences with previous observations are addressed in order to better understand the underlying mechanisms. To detail the processes explaining part of these evolutions, slope currents events (Navidad) are specifically investigated in the upper 400m of depth, as a dominant signal in the region, over this long period (1958-2010) with a specific focus on cold anomalies and associated generation processes. As a background question, this study aims to evaluate the ability of global and regional recent numerical models to reproduce the interannual variability in the Bay of Biscay and the slope current dynamics as a prerequisite to further investigations on climate future scenario. In the section 2, we will show the observations used and the models configurations. The methods are described in section 3. In section 4, a sensibility study of different simulations related to the hydrological structure and their evolutions would be made. In section 5, we will show the results that allow us to understand the winter dynamic of BoB. These results are discussed in section 6 and concluding remarks are provided in section 7.

3.2 Datasets

3.2.1 Numerical models

To explore the interannual variability of the hydrology and the currents in the Bay of Biscay, the use of ocean models appears as a suitable approach to answer targeted questions due to the temporal and spatial scales analysed (few kilometres, several years to decades). Three numerical experiments from two ocean general circulation models are used to simulate the temperature and the salinity evolutions in the Bay of Biscay over the analysed period.

Two global experiments based on the NEMO (Nucleus for European Modelling of the ocean; Madec *et al.*, 2008) model, using the global ORCA tripolar grid (Barnier *et al.*, 2006) and performed in the frame of the DRAKKAR project (<http://www.drakkar-ocean.eu/>), named

ORCA025-GRD100 and ORCA12-MJM88. The surface boundary conditions are based on CORE Bulk formulae (Large & Yeager, 2004). For the initial conditions, the simulations started at rest, with initial temperature and salinity conditions taken from monthly climatology of Levitus 1998. The bathymetry contains ETOPO1 (1') for the deep ocean and GEBCO08 (30'') for shallow areas (Bourdallé-Badie *et al.*, 2012). The ORCA025-GRD100 has been performed with the version 3.2.2 of NEMO (for more details see Dussin *et al.*, 2012), with a spatial resolution of $1/4^\circ$ and 75 vertical levels (z-coordinates) and is covering the period from 1958 to 2010. The atmospheric forcing set DFS4.3 (Drakkar Forcing Set; Brodeau *et al.*, 2010) for atmospheric fields is used. It is based on ERA40 ECMWF reanalysis (Uppala *et al.*, 2005) from 1958 to 1989 and on ERA-Interim ECMWF reanalysis (Dee *et al.*, 2011) from 1989 to 2010. ORCA025-MJM88 has been performed with the version 3.4 of NEMO (for more details, Molines *et al.*, 2014), and a spatial resolution of $1/12^\circ$ (the grid size is 9.25km at the equator, 4 km in the Arctic) and 46 vertical levels (z-coordinates) for the period from 1958 to 2012. The atmospheric forcings DFS4.4 are used. From 1958 to 2001, they are similar with DFS4.3, and from 2002 to 2012, the fields have been rescaled to ensure continuity.

The regional simulation is based on MARS3D code (Duhaut *et al.*, 2008). The BACH4000 configuration has 40 vertical levels in sigma coordinates and covers the area 4.68°E - 14.25°W and 40.96°N - 52.48°N with 4 km of resolution. The period of simulation ranges from 1958 to 2010. The boundary conditions are from the global simulation GRD100 (described above). The atmospheric forcings are a combination of ERA40 from 1958 to 1978 and ERA-Interim from 1979 to 2010, with a temporal frequency of 6 hours. The bathymetry is a merged product from NOOS (Northwest shelf Operational Oceanographic System), from IFREMER with DTM (Digital Terrain Models) and from SHOM (Hydrological and Oceanographic Service of the French Navy).

3.2.2 Regional In situ data

The in situ data used is the BoByClim climatology (Vandermeirsch *et al.*, 2010) from 1950 to 2005. It has a spatial resolution of $1/10^\circ$ and a vertical of 25 layers, from surface to 200m depth (5m until 50m and 10m after that). This analysis includes the World Ocean Atlas Data in the Bay of Biscay, and expendable BathyThermographs (XBT) profiles from IFREMER and SHOM.

3.2.3 Satellite

To highlight the occurrence of sea temperature anomalies in the Bay of Biscay, remotely sensed products have to be considered. Two different products have been analysed.

The National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) product is a monthly estimate of SST on a one-degree grid, using in situ and satellite SSTs plus SSTs simulated by sea ice cover (NOAA_OI_SST_V2 product) for the 1983-2012 period (Reynolds *et al.*, 2002). More information can be found (<http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.noaa.oisst.v2.html>).

A combination of satellite using the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) have been considered (SAT HR; refer to SATellite High Resolution), which consists of an

analysis performed from pathfinder satellite during the European Coastal-shelf sea Operational Observing and forecast system Project (ECOOP) with daily fields from 1986 to 2006 at spatial resolution of 4 km (Saulquin and Gohin 2010). From 2007 to 2010, we have used the Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis (OSTIA; Donlon *et al.*, 2012) product of the British met-office. OSTIA uses satellite data provided by the GHR SST project, together with *in situ* observations to determine the sea surface temperature. The analysis is performed using a variant of optimal interpolation and produced daily at a resolution of $1/20^\circ$ (approximately 5km). Finally until 2012, we have used the Europe North-western shelves Ocean Data analysis System for merSEA (ODYSSEA) product with 2km of resolution from CERSAT/IFREMER. ODYSSEA uses multiple sources of satellite SST with different resolution (1km for infrared radiometer to 25km for microwave radiometers. All the data have been interpolated to a common grid of 1.2 km.

3.3 Methods

Some simple statistic calculations have been applied to highlight the variability in the Bay of Biscay. The interannual temporal evolution of temperature and salinity from 1958 to 2010 have been explored by averaging over the domain of Bay of Biscay (43°N - $50^\circ\text{N}/11^\circ\text{W}$ - 1°W) and by averaging all temporal occurrence (daily for regional simulation, 5-day average for global simulations) of the same year. This calculation has been done to the three simulations (BACH4000, ORCA025-MJM88 and ORCA025-GRD100) and compared with the interannual BoByClim climatology for temperature only (lack of salinity observations). The time series of anomalies are obtained by subtracting the temporal series obtained before from a global mean of all the years. These time series have been fitted through a least-square linear regression to obtain the linear trend. A limited period from 1965 to 2005 has been used to calculate the trend in function of depth, 2005 is the end limit because BoByClim climatology end in this year.

The signature (warm or cold) of years presenting sea surface temperature anomalies can be deduced from spatial anomalies (temperature difference between continental shelf and open ocean; deCastro *et al.*, 2011) or from temporal anomalies (related to a reference period; Le Cann & Serpette, 2009). Both approaches suggest January month to detect the Navidad years. Previously, Frouin *et al.* (1990) used data sampled during late November and early December to show the evidence of warm and salty surface anomalies. Esnaola *et al.* (2013) show the importance of wintertime from November to February to characterize the Navidad. Le Hénaff *et al.* (2011) used values from mid-December to mid-January and from mid-January to mid-February to describe similar events. In the present study, we have explored the temporal anomaly obtained by the monthly SST of a particular month minus a mean of that month during a reference period (1986-2010). Different months from September to February have been analysed. Due to the intensity of the Navidad events during years such as 2011, 1981, 1968, December has been selected to describe the results.

3.4 Hydrodynamical structure and interannual evolution

In this section, the capability of models to reproduce the variability at the BoB scale will be

investigated. In particular salinity, temperature and currents will be presented, compared with observations and previous studies.

3.4.1 Temperature variability and pluri-decadal trends

The variability of temperature has been analysed at different depths. Two vertical levels illustrating the surface (5m) and the subsurface (400m) dynamics are detailed. Figure 3.2 shows a time series of interannual temperature anomaly over the period 1958-2010, spatially averaged between 43-50°N/1-11°W at 5m and 400m depths. The global numerical experiments ORCA025-GRD100 (hereinafter GRD100), ORCA12-MJM88 (hereinafter MJM88) and the regional numerical experiment BACH4000 are compared with the BoByClim climatology (Vandermeirsch *et al.*, 2010).

At the surface (5m), the trend is globally positive (between 0.1-0.2 °C decade⁻¹) over the whole period (1958 to 2010) in all datasets (Tableau 3.1). This recent increase in temperatures at the scale of BoB has been also observed at the scale of the world ocean (Levitus *et al.* 2005; 2009; Bindoff *et al.*, 2007; Gouretski *et al.*, 2007) and translates a coherent answer of numerical model to the meteorological forcings.

In fact, the trend is not uniform during the 53 studied years, there is a cooling period until mid-seventies and a warming later. These two periods have been observed by Michel *et al.* (2009a) until 2004, when taking into account a mean over the whole BoB. Hawkins *et al.* (2003) show the same behaviour with a cooling after 1962 and warming after 1980 in the North of BoB (area of five degree square, 45-50°N, 05-10°W). The same behaviour has also been observed in the South-eastern region of the BoB (The Aquarium of San Sebastian, 43°90'N, 2°00'W) by Goikoetxea *et al.* (2009) with a cooling period before 1977 and a warming after this year.

The cooling trend has been calculated from the period 1958-1972 (-0.36°C decade⁻¹ for BACH4000, -0.24°C decade⁻¹ for MJM88, -0.26°C decade⁻¹ for GRD100 and -0.10 decade⁻¹ for BOBYCLIM). Goikoetxea *et al.* (2009) found a close value of -0.23°C decade⁻¹ over a longer time period (1947-1977). At the scale of North Atlantic, Thompson *et al.* (2010) documented this decrease of temperature as an abrupt drop of -0.3 °C between 1968 and 1972. Hodson *et al.* (2014) show a negative anomaly of SST since 1964 in the Nordic seas that propagates to reach the equator in 1976 and retreat to 40°N in 1980. The BoB has been affected by this cold anomaly during all the period (1964-1980) with several negative modelled anomalies (Figure 3.2a). An overview of the causes that leads to this cooling has been proposed and they could be linked with the Great Salinity Anomaly (GSA) of the late 1960s (Dickson *et al.*, 1988), the slowdown of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) triggered by an earlier warming of the subpolar North Atlantic and the increase in anthropogenic sulphur dioxide emissions (Hodson *et al.*, 2014).

A reference period from 1976 to 2007 has been defined for the positive trend (0.18°C decade⁻¹ for BACH4000, 0.24°C decade⁻¹ for MJM88, 0.21°C decade⁻¹ for GRD100 and 0.15 decade⁻¹ for BOBYCLIM), these values at 5m depth are in good agreement with values (0.26°C decade⁻¹) obtained at the same period by Goikoetxea *et al.* (2009). At global scale, this

warming has been also observed and has been related to the atmospheric rise of CO₂ (Bindoff *et al.*, 2007; Doney *et al.*, 2012).

The simulations reproduce well the variability of temperature. However, considering the means, the simulations are colder than the observations (Tableau 3.1). The regional simulation (BACH4000 - $14.56 \pm 0.35^\circ\text{C}$) is closer to observations ($14.72 \pm 0.48^\circ\text{C}$) than the global results. BACH4000 reproduces the intensity of temperature compared with observations during some years 1972, 1989 and 1995 (Figure 3.2a). However some biases reaching $\pm 0.7^\circ\text{C}$ are observed during given years (1962, 1997 and 2001). Extremely warm years with anomalies between 0.8°C and 0.9°C are observed during the last two decades (1990, 1995, 1997 and 2001). In contrast, the first two decades contain more extremely cool years (1962, 1965, 1972 and 1986). These years are not the same as the extreme years observed over the inner shelf by Goikoetxea *et al.* (2009). This could be related to the reference period used here, but it also can suggest that the mechanisms controlling the temperature at local shelf scale such as runoff are different or can be neglected at the scale of BoB.

In contrast, at 400m depth, the trend is slightly negative in all simulations (Tableau 3.1) but the temperature increases following the climatology (Figure 3.2b). The trend is also not uniform during the 53 studied years and a shift of five years is observed between the surface and 400m depth, suggesting that the warming starts at the surface in the early 1970s and then penetrates to reach 400 m depth five years later (Michel *et al.*, 2009b). We can observe that the modelled temperature anomalies are less coherent than observations. During the first 10 years, the biases are larger. These years represent the time needed by models to reach equilibrium. After 1967, the differences between models and observations do not exceed 0.4°C . On average modelled temperature are close with the observations.

The vertical profile of trends is useful to observe the transition from warming to cooling following depth and it helps to give another hint to understand the variability of temperature.

Decadal temperature trends of the two global NEMO simulations start from surface with almost the same value $0.15^\circ\text{C decade}^{-1}$ (Figure 3.3). They decrease separately nearly linearly from the surface to 500m. MJM88 switch from warming to cooling trend at 230m depth with a maximum of $-0.10^\circ\text{C decade}^{-1}$ at 1000m depth. In the case of GRD100, the sign of the trend changes around 350m with a maximum of $-0.08^\circ\text{C decade}^{-1}$ at 800m. The regional configuration follows the same shape as the observations with a shallower sign change in the trends located between both global simulations.

In the water column, the computed trends are generally similar. Some differences depending the global or the regional simulation considered. The regional simulation BACH4000 used the global simulation GRD100 as a boundary condition and the atmospheric forcings for these two simulations are similar. Then, the closest trends are observed between these two experiments (BACH4000 and GRD100) with a sign change of the trend between 300 and 350m depths. The regional simulation is the closest with observations (a persisting bias around $0.07^\circ\text{C decade}^{-1}$ from surface to 1000m depth) and follows exactly the same shape suggesting a contribution of the regional dynamics resolved with higher spatial resolution. They both increase with depth to reach a maximum of $0.16^\circ\text{C decade}^{-1}$ in BACH4000 at 50m

depth and $0.24^{\circ}\text{C decade}^{-1}$ in BoByClim at 60m depth. This has been observed by Michel *et al.* (2009a) and it has been explained by the air-sea heat fluxes attenuating the long-term trend in the surface layer.

In the world ocean database used by Michel *et al.* (2009a) from 1965 to 2004, the trend change from warming to cooling at 500m depth, but from 1975 to 2010. Gómez-Gesteira *et al.* (2013) show that the trend is positive in the first 800m using the Simple Ocean Data Assimilation (SODA) product. These observations remaining uncertainties on the temperature evolution at depth.

3.4.2 Salinity variability

Similar analyses as the temperature have been conducted for salinity. The variability has been analysed at different depths and we will present only the surface (5m) and the subsurface (400m) dynamics as shown in Figure 3.4. Unfortunately, a lack of observation (needed to have a robust interannual climatology) does not allow comparing our simulations with an observed reference.

At the surface (5 m), the salinity trend shows a salinification over the period from 1958 to 2010 (Tableau 3.2) in the regional ($0.11\text{psu decade}^{-1}$) and the global simulations GRD100 ($0.017\text{psu decade}^{-1}$) but almost no trend for MJM88 ($-0.002\text{psu decade}^{-1}$). This trend exhibits the same behaviour as the temperature (two phases), a freshening until 1976 ($-0.34\text{psu decade}^{-1}$ for BACH4000, $-0.26\text{psu decade}^{-1}$ for MJM88 and $-0.32\text{psu decade}^{-1}$ for GRD100) and a weak salinification after that. A period from 1975-2010 has been chosen to compare with Gómez-Gesteira *et al.* (2013). The values obtained show a salinification ($0.09\text{psu decade}^{-1}$ for BACH4000, $0.02\text{psu decade}^{-1}$ for MJM88 and $0.05\text{psu decade}^{-1}$ for GRD100), and they are of the same order of magnitude as the value ($0.045\text{psu decade}^{-1}$) obtained by Gómez-Gesteira *et al.* (2013) at the same period, using SODA product.

At 400 m of depth, results are more coherent and the maximum difference observed in salinity is only 0.05psu between simulations (Figure 3.4b). The trend is represented by a weak freshening from 1958 to 2010 in all data (Tableau 3.2). The freshening is clear until 1976. From 1975 to 2010 the trend is nearly zero ($-0.005\text{psu decade}^{-1}$ for BACH4000, $-0.0009\text{psu decade}^{-1}$ for MJM88 and $0.0008\text{psu decade}^{-1}$ for GRD100) similar to values ($<0.005\text{psu decade}^{-1}$) obtained by Gómez-Gesteira *et al.* (2013).

At the scale of the Atlantic, Boyer *et al.* (2005), show an increase of salinity from the surface to 200m-depth between 15°S and 45°N ($0.005\text{-}0.03\text{psu decade}^{-1}$) from 1955-1959 to 1994-1998. At the opposite, they observe for the same period a decrease between 45°N and 70°N over the whole water column (larger than $-0.020\text{psu decade}^{-1}$ in some cases). Pierce *et al.* (2012) show the same range ($0.005\text{-}0.015\text{psu decade}^{-1}$) between $40\text{-}50^{\circ}\text{N}$. The BoB (43°N to 48°N) is crossing the transition zone between the freshening and the salinification. From our experiment, we exhibit contrasted results depending the depth considered.

An extremely fresh year has been observed in all models (Figure 3.4a, b). The 1976-year has values of -0.35psu in global simulations and -0.47psu in BACH4000 at surface and values of -0.03psu in global simulations and -0.045psu in BACH4000 at subsurface (400m). These

values seem to be stronger than values observed in the Rockall Channel (0.18psu; Belkin *et al.*, 1998) and English Channel (EC; 0.25psu; Dickson *et al.*, 1988) however no observation has been made in the BoB. The 1976-year is related to the GSA between 1968 and 1982, in the Northern North Atlantic. Indeed, the widespread freshening originated from north Iceland in the mid-late 1960s propagates in the subpolar gyre to reach the BoB in 1976 due to current advection. Following Dickson *et al.* (1988) the anomaly reaches the EC in 1977, one year later, which coincide with the year observed by models.

The ocean salinity field is driven by evaporation, precipitation, river discharge, ocean mixing, advection and diffusion. The annual average of evaporation minus precipitation in the BoB is close to zero (Schmitt *et al.* 1989, Figure 1; Curry *et al.* 2003, Figure 1d) and the river discharge does not play a major role outside the continental shelf (Michel *et al.*, 2009b), which makes the advection, the main factor controlling salt content in the BoB.

This conservative property of salinity can be used jointly with temperature to highlight the two phases of trend observed above.

For the cold and fresh trend, Cheng *et al.* (2013) show that the AMOC changes can perturb the North Atlantic surface salinity field. Dickson *et al.* (1988) show that the freshening period seems to be caused by an advective process. In another point of view Jackson and Vellinga (2012) show that the variability of the AMOC is related to the variability of salinity and that one of the salinity anomaly sources is the export of the freshwater through the Fram Strait. The last two observations confirm, that the GSA mechanism fits better with decreasing of salinity and temperature between 1960s and 1980s.

For the warm and saline trend, the salinification observed recently (mostly after 1980s) can be caused by advected saline water from WIB, but it explains mostly that the warming trend has atmospheric origin, this is confirmed also by the five years shift observed in temperature curve between surface and 400m depth.

3.4.3 Water masses and diagram TS

The potential temperature/salinity diagram is used to illustrate the conservative properties of the water masses in the area, which allows tracking their origins. The main water masses in the BoB at the top 2000m, according to Fraile-Nuez *et al.* (2008) are: the Seasonal Thermocline Water (STW), Eastern North Atlantic Central Water (ENACW), Mediterranean Sea Water (MSW) and Labrador Sea Water (LSW; Figure 3.5).

The main water masses are represented in both global and regional simulations (Figure 3.5; Friocourt *et al.*, 2007; Fraile-Nuez *et al.*, 2008; Costoya *et al.*, 2014). However, some differences are found and that will be analysed for each water mass.

The STW is a surface water mass with a density lower than 27.1kg m^{-3} and salinity mainly between 35.4 and 35.8psu (Fraile-Nuez *et al.*, 2008). The regional simulation BACH4000 represents this water mass with a range of salinity between 35.42 and 35.84psu. The global simulation MJM88 has a wider range of salinity and the lower limit reaches 34.5psu.

The ENACW is a water mass that develops from winter mixing and cooling of saline surface

water near the European margin (Pollard *et al.*, 1996), and is characterized by a minimum of salinity at around 450-500m and a mean density value of 27.1kg m^{-3} (van Aken, 2000, Llope *et al.*, 2006). Botas *et al.* (1989) established ranges of temperature ($11\text{-}13^{\circ}\text{C}$) and salinity ($35.53\text{psu} - 35.74\text{psu}$). Both simulations represent very well this water mass, we can see that the density ranges between $27.15\text{-}27.25\text{kg m}^{-3}$ and temperature between 10.5 and 11.5°C conform to OSPAR commission, (2000).

The MSW originated from Mediterranean Sea, which is characterized by high salinities in maximum depth of 1000m, reaches the Bay of Biscay with density range from $27.58\text{-}27.59\text{kg m}^{-3}$ (Botas *et al.*, 1989) or 27.79kg m^{-3} (van Aken, 2000). We can already notice that the salinity of MSW is better represented in the global simulation, and present a maximum lower by 0.2psu in the regional simulation, compared with Fraile-Nuez *et al.* (2008). However, this value of BACH4000 seems to be closer with observations made by Botas *et al.* (1989), in the South of BoB, of the year 1989, where they found that the salinity range between 35.799 and 35.820psu . The behaviour of the thermohaline properties of MSW in both models is in good agreement with observations.

The LSW is a water mass that exceeds 1500m of depth, that originates from the Labrador Sea and that is characterized by a low salinity and a density of 27.8kg m^{-3} (Fraile-Nuez *et al.*, 2008). Both regional and global simulations reproduce this water mass.

3.4.4 Seasonal circulation

To illustrate the circulation reproduced in regional simulation BACH4000, the seasonal circulation for surface layers (0-50m) has been computed over the 1965-2010 period (Figure 3.6). General patterns, described in previous studies (Van Aken *et al.*, 2002; Charria *et al.*, 2013), are reproduced in the regional simulation. Over the continental shelf, the weak circulation follows main expected directions as the poleward current along the coast in autumn (Autumn current - Lazure *et al.*, 2008). Equatorward slope current in spring and summer and poleward slope current in autumn and winter are simulated. Considering the strong interannual variability (e.g. for the slope current), these surface circulation patterns remains as an overview of the modelled circulation to be validated for further investigations.

3.5 Slope current in the Southern Bay of Biscay

In this section, we introduce the results related to Navidad events. The needed components to understand the dynamic in the area are detailed.

3.5.1 Subsurface slope current variability along the northern Spain coast

After investigating the anomalies of the Sea Surface Temperature along the northern Spain coast for the autumn and winter months, extreme monthly conditions have been highlighted. Figure 3.7 shows the December conditions at $7.42^{\circ}\text{W} / 43.87^{\circ}\text{N}$.

The global (MJM88) and regional (BACH4000) simulations are in agreement with the variability and temperature anomalies compared to remotely sensed observations. The anomaly intensities are also modelled, even for the weak Navidad event (weak temperature anomalies compared to standard deviation) such as December 2009 and 1992. The 1989-year

is an exception, with a signature for the high-resolution satellite more intense. This difference could be partly due to the interpolation used in this product. The regional simulation BACH4000 is generally closest with the observations (1978, 1981) than the global experiments. Observed negative anomalies are more frequent as positive anomalies, but their intensity is not fully reproduced by the models.

Finally, 8 warm events have been highlighted (1968, 1981, 1989, 1994, 1995, 1997, 2006, and 2011). Between 1980 and 2010, modelled events have been already confirmed and documented. The analysed simulations suggest one older event in 1968 and one more recent event in 2011. The most recent year is confirmed by satellite observations. For the cold anomalies, 11 events have been identified (1971, 1975, 1990, 1991, 1993, 1996, 2001, 2003, 2007, 2008, and 2010) and described in the present study. Both anomalous conditions (warm and cold) are detailed based on few examples.

3.5.2 Warm events

During the year of Navidad event occurrence, two behaviours have been observed in terms of current dynamics and wind regimes. These two contrasted situations are highlighted through 1989 and 2011 years.

a) Sea Surface Temperature

Figure 3.8 shows the SST of two years (1989, 2011) and two months (December, January). During the 1989 year, a distinct warm water tongue above the slope and that extend to the coast is clearly shown during both months. On average, a 1°C difference is observed (around 15°C in December and 14°C in January). This difference confirms that December appears with the strongest signal. Both simulations reproduce the intrusion of the IPC but the limited width of the anomaly does not appear in the modelled fields and the spatial distribution of the pattern is not well reproduced. Along the western Portuguese coast the IPC temperature signal is more intense with values that reach 15.60°C in January and 14.40°C in December (SAT HR; Figure 3.8a, d). The IPC continues its path to reach the western coast of France with values of 14.35°C (December) and 13.90°C in (January). BACH4000 show the same behaviour with colder values (Figure 3.8b, e). The temperature along the western Portuguese coast starts with values of 14.80°C in December and 14.30°C in January. The intrusion is not clear, because the surrounding warm water masks the IPC signal. MJM88 show the intrusion of warm water but it follows the slope only and stops at 3.5°W (Figure 3.8c, f).

The last episode of Navidad (2011) observed in the time series of anomalies (Figure 3.7) shows that the surrounding warm waters are hiding the warm slope current in the December remotely sensed observations (Figure 3.8g) but it is more evident during January month (Figure 3.8i) with value of 14.70°C in the WIB that reaches the French coast with value of 13.80°C. The anomaly (Figure 3.8h) in December from global simulation (MJM88; BACH4000 is not shown because the simulation stops in 2010) is clearer. Water temperature is 15.80°C in the WIB and reaches the French coast with a temperature of 14.80°C. In January the anomaly (Figure 3.8j) has been weakened and stops at 4°W with temperature value of 13.8°C.

b) The wind forcing

The wind plays a role in the generation of upwelling and IPC, for this it is important to analyse it. The monthly wind of December 1989 and November 2011 is represented in Figure 3.9.

In December 1989 (Figure 3.9a), the wind is from Southwest in both areas (BoB and WIB). In the WIB, the wind stress is stronger and can reach 0.22 N m^{-2} after that it decreases eastward to reach $0.14\text{--}0.16 \text{ N m}^{-2}$ in the West Spain coast and 0.03 N m^{-2} in the West France coast. In November 2011 (Figure 3.9c), the wind stress is weak ($<0.03 \text{ N m}^{-2}$, in BoB and WIB) and it comes from West to Southwest.

We have also checked the wind direction of all the Navidades years. The years 1994, 1995, 1997 and 2006 have a Southwest wind direction in December. The years 1968 and 1981 have a Southwest wind direction in November.

c) Circulation

The spatial distribution of currents (Figure 3.10) shows a poleward current stronger over the shelf and inner slope, but decreases offshore and in depth. In December 1989 and at the surface (Figure 3.10a), the current has a maximum of 35 cm s^{-1} on the shelf, in the West Spain coast, but a maximum of 30 cm s^{-1} at the slope in the North Spain coast. More in depth, at the shelf break (191m, Figure 3.10b) a weak trace of this current is observed at the slope that does not exceed 7 cm s^{-1} in WIB, but relatively strong with values of 17 cm s^{-1} in the BoB. This December situation was also observed in the years 1994, 1995, 1997 and 2006.

In the year 2011, 1968 and 1981 the poleward current is observed one month earlier (November). In 2011 and at the surface (Figure 3.10c), the poleward current is observed at the slope in the entire domain with a mean value of 10 cm s^{-1} . An equatorward current related to the shelf is also observed but only in the WIB, that have a velocity of 10 cm s^{-1} . At 191m (Figure 3.10d) we can observe only the poleward current with values that do not exceed 5 cm s^{-1} .

For this type of event (Navidad), the general system can be overviewed as a wind with northward component associated with a poleward flow.

d) Vertical distribution of temperature

The vertical distribution of temperature (Figure 3.11) shows two different cases, the first case is observed in the 1989-year (Figure 3.11a), where a deepening of isotherm starts from almost 100m to continue after 500m. This downwelling is related to the southerly wind, and could be found in the WIB and GdG. The second case is related to the 2011 year where a rising of isotherms from 120m to the surface and an upwelling is observed in the WIB, but a downwelling in the BoB. This downwelling seem to be related to the westerly component of the wind.

3.5.3 Cold events

Here we will give the necessary elements to understand the cold events. The year 1993 has been chosen to represent these cold years compared with the year analysed by Peliz *et al.*

(2005). 2008 is also detailed to highlight a more intense cold anomaly situation. The Figure 3.12 displays the Sea Surface Temperature distribution in 1993 and 2008.

a) Sea Surface Temperature

A distinct cold temperature along the shore appears both in the WIB and in the BoB from the remotely sensed data (Figure 3.12a, d). The global and regional simulations reproduce these cold anomalies with less coherent spatial pattern (Figure 3.12b, c, e and f). In 1993, from the remotely sensed observation, a weak signal of IPC is observed in the WIB that stop at 8°W without an intrusion to the BoB but in both simulations we can notice a warm anomaly offshore at 10°W along the western Spanish coast. The year 2008 shows no evidence of IPC but a wider marked cold temperature. The year 2008-modelled fields better reproduce the coastal process but with colder anomalies and estimate warmer water than observations offshore.

b) The wind forcing

In December 1993, the wind stress is westerly in both WIB and BoB (Figure 3.13b), we can see that it is weak in the West Portuguese coast with values of 0.07 N m^{-2} and 0.11 N m^{-2} in the West Spanish coast to reach the North Spanish coast with values of 0.14 N m^{-2} and a maxima further in North (46°N) of 0.24 N m^{-2} . In December 2008 the wind stress is northerly in the entire domain (Figure 3.13b), favourable for generating upwelling along the Western Portuguese and Spanish coasts. In this year, the wind stress loses strength linearly from West (0.09 N m^{-2}) to East (0.02 N m^{-2}).

In the others colds years the wind have various directions in both WIB and GdG. It is from the East to South for 1971, 1975, 1990, 1996 and 2001 years but from the West in the 2001 year. No southerly wind has been observed.

c) Circulation

An equatorward current that has a velocity between 15 and 25 cm s^{-1} is observed in both WIB and BoB for the 1993 and 2008 years (Figure 3.14) and also for the years 1971, 1975, 1990, 1996, 2001 and 2003. This current loses strength offshore and in depth. No evidence of poleward current is observed in these figures, but the vertical distribution of meridional velocity (not shown) shows a weak poleward current on the slope that does not exceed 6 cm s^{-1} , related to the anticyclonic eddy formed at the slop for the year 1993, but even weaker in the 2008 year with 1 cm s^{-1} . The 1991-year is an exception where a poleward current is observed.

d) Vertical distribution of temperature

The vertical distribution of temperature (Figure 3.15) shows a clear upwelling event in both years (1993, 2008). These events seem to be present in both area of interest, except in the BoB of the year 1993 where a deepening of isotherms is observed at the shelf break (Figure 3.15b).

3.6 Discussion

As seen in the results, the temporal anomalies of temperature (Figure 3.7) in the entrance of the BoB at -7.42°E , 43.87°N can be divided in two main situations:

- The first, previously observed and characterised by the propagation of positive temperature anomalies in the BoB, is related to the slope current dynamics and is referred as Navidad years (Le Cann and Serpette 2009),
- The second characterized by negative temperature anomalies along the Western and Northern Spanish coasts.

Here we will give element of discussion to explain the mechanisms generating these anomalies. We have first compared our temporal temperature anomalies (calculated at 7.42°W, 43.87°N, Figure 3.7) with the spatial anomalies from deCastro *et al.* (2011, Fig. 5) calculated in the WIB (between a coastal and an offshore region) from 1985 to 2005. Despite the different method and the different area where the anomalies have been calculated, we have found the same positive and negative anomalies, except for the positive 2000-year that has been detected by our data and global model as a negative anomaly. The intensity of anomalies was stronger in deCastro *et al.* (2011), sometimes by a factor of two (for the years 1989, 1995). These results have been expected, since the warm anomaly comes from WIB and decrease when entering the BoB. More recently, Esnaola *et al.* (2013) have shown, that the first Empirical Orthogonal Functions (EOF), applied on a period from 1982 to 2010 explains 49% of the variance and it consists of a positive anomaly with values between 0.6-0.9°C and that the Principal Component (PC) associated to the first EOF represents the IPC-Navidad years. Their PC of December (Figure 7) has been then compared and it seems to fit better to our times series of anomalies (Figure 3.7), even the intensities are well correlated. However the years 1982, 1984, 1992 have not been detected as negative anomalies and the year 1989 has been not detected as positive by our global and regional simulations.

3.6.1 Navidad years

Concerning the years with a positive temperature anomaly (called Navidad years), our results (Tableau 3.3) are in agreement with previous studies (Pingree and Le Cann 1990; 1992a; Garcia-Soto *et al.*, 2002; 2004; Le Cann & Serpette 2009; deCastro *et al.*, 2011; Le Hénaff *et al.*, 2011, Esnaola *et al.*, 2013). This agreement confirms that the global and regional simulations can be considered as a possible alternative to satellite products to detect Navidad years when observations are missing. The anomaly associated to the 1983 Navidad year described by Frouin *et al.* (1990) and Garcia-Soto *et al.* (2002), is weak in our series. This could be related to the choice of the reference period (1986-2010) not including 1983. In 2004, the Navidad year described by Herbert *et al.* (2011) starts to develop late January and, then, does not appear in December, however this event has been reproduced as a weak February anomaly in our simulations (not shown). The numerical simulations can then be used to describe and to detail the processes involved explaining these anomalies.

Many works tried to explain the mechanisms that generate IPC and its intrusion in the BoB: the wind stress (Ambar *et al.*, 1986), the wind stress curl (Le Cann and Serpette, 2009), the density gradient (Frouin *et al.*, 1990) and the JEBAR effect (Huthnance, 1984; Coelho *et al.*, 1999; Peliz *et al.*, 2003a; b). Recent works agree that the adjustment of the meridional density gradient to the meridionally oriented slope is likely to be the central mechanism. However they also agree that the wind stress is playing an important role and that it can mask the warm

signature of IPC by generating upwelling (Santos *et al.*, 2004; Peliz *et al.*, 2005) or even reverse the circulation (Hayne *et al.*, 1990; Coelho *et al.*, 1999; Peliz *et al.*, 2002). Alvarez *et al.* (2014) concluded that the northward component of wind stress off northwest Spain helps driving the IPC.

MJM88 global model (Figure 3.16) show that the surface density gradient at 12°W between 37-41.5°N has a maximum of 0.29 kg m^{-3} in September 1989. This frontal region could trigger the IPC (Vitorino, 1995; Peliz *et al.*, 2003; Peliz *et al.*, 2005) observed in December (Figure 3.8a). During the year 2011, the maximum of density gradient (0.40 kg m^{-3}) is observed in May (Figure 3.16), in this month no IPC has been formed maybe because the wind was northerly. The surface density gradient from September to December of the cold year 2008 is stronger than the Navidad year of both 1989 and 2011, despite this, the current was equatorward. From these observations we could not find a clear relation between the intensity of the density gradient and the intensity of the IPC or at least there is another factor that influences the density gradient, here it seems to be the wind.

To summarize this process, a schematic circulation is represented in Figure 3.17a. The density gradient can generate IPC in the WIB but it is partially controlled by the wind stress, at least 15 km after the shelf break (scale of the internal radius of deformation, Frouin *et al.*, 1990), indeed in December 1989 the South-Westerly winds (Figure 3.9a) may generate onshore Ekman transport that will be added to the existing coastward current induced by density gradient. The result is a downwelling at the shelf break, clearly observed in the vertical distribution of temperature (Figure 3.11a) and by geostrophic adjustment a poleward current will be formed (Figure 3.10a, b), later the IPC enter the BoB transporting warm anomalies, we can notice that South-westerly wind promotes this intrusion. In the 2011-year the current that generates the warm anomaly has been observed one month earlier (November, (Figure 3.10c, d) and the wind is South-westerly (Figure 3.9b).

3.6.2 Cold years

These events are specifically discussed in the present study. In the WIB, the negative anomalies have been first described by deCastro *et al.* (2011) as years of inexistent IPC. Santos *et al.* (2004) report that in the condition of upwelling winter favourable wind and strong offshore Ekman transport, the coastal water often masks the warm signature of the IPC. Esnaola *et al.* (2013) have observed the same thing and related these cold anomalies to upwelling event (Peliz *et al.*, 2005) and to the Western Iberia Buoyant Plume (WIBP; low salinity surface water body fed by the winter intensified runoff from rivers on the northwest of Portugal and Spain, Peliz *et al.*, 2002). The last hypothesis has been verified with the regional simulation BACH4000. Indeed, rivers along the Spanish west coast are not taken into account in the regional simulation and despite this lack, the cold anomalies are well represented (Figure 3.7, Figure 3.12). Then, the WIBP does not appear as a dominant source of cold anomalies masking the IPC. In the southern part of the BoB, the wind conditions are not upwelling favourable and further investigations are needed to explain those cold anomalies.

a) The Western Iberia Basin

In this area and especially from July to September, Fiúza *et al.* (1982) and Haynes *et al.* (1993) show that the maximum component of the wind is northerly and that is well correlated to the upwelling events. It is not surprising to find cold anomalies related to this upwelling. Indeed, Peliz *et al.* (2005) observed, during the peak of upwelling activity, that the warm tongues have not been observed at the surface and that the poleward currents along the slope are possibly integrated into the upwelling current system. In a wider context, the ocean surface circulation from spring to fall is generally southward (Wooster *et al.*, 1976). This is related to the classical Ekman transport and has been shown by Peliz *et al.* (2002) and Santos *et al.* (2004) that an equatorward jet in the inner and outer part of the shelf is associated to the upwelling events.

Fiúza *et al.* (1982) showed also that there is a second maximum of a northerly wind in December. In the same context, Vitorino *et al.* (2002), Borges *et al.* (2003), Santos *et al.* (2004) and Ribeiro *et al.* (2005) report winter upwelling events related to the northerly wind. All these observations show that the formation of upwelling is in summer but it can be reproduced in some winter years related to this unusual change of winds direction from North to South. This typical situation is observed in the 2008-year, where the waters at 300m of depth with almost 11°C reach the surface Figure 3.15b.

b) The southern part of the Bay of Biscay

In the BoB, Charria *et al.* (2013), show a cyclonic circulation on the shelf and slope in winter and a reversed circulation in summer and they related this circulation to the wind stress. Since there is an interannual variability, our simulations show that the results of Charria *et al.* (2013) for winter are true for most of the years. When the wind regimes of summer take control in wintertime the circulation is reversed. This could explain the cold anomaly observed in December 1993, originating from the North and following the anticyclonic circulation on the slope (Figure 3.14a). However the upwelling observed from the shelf break (Figure 3.15b) explains that this cold anomaly is originated from the deep.

The upwelling events do not correlate with the local wind (we have observed cold anomalies for different wind directions). Hsueh and O'brien (1971) showed that coastal upwelling can also be induced by alongshore current. Indeed, in the northern hemisphere, onshore flow occurs in the bottom frictional layer when the coastline is to the left of the current. This mechanism seems to fit better with our results where an equatorward current was observed at 191m (Figure 3.14b, d). In some years such as 1975, 1996 and 2001 the wind stress is favourable for generating upwelling, the combined action of wind and alongshore boundary current can produce these events. Finally the 1991-year is the only exception of this role, indeed no equatorward current was observed. In this case the westerly wind could generate the upwelling.

The equatorward current observed in all colds years (except the 1991 year) could be related to the wind stress curl, shown to be negative by Le Cann and Serpette (2009) in the South BOB. This could drive Sverdrup transport coastward and an equatorward current.

The density gradient of 2008(Figure 3.16) show the same behaviour as 1989, despite this, no evidence of IPC has been found. Frouin *et al.* (1990) explain the fact that in the summer we observe a southward current over the shelf and upper slope by the northerly winds that make

offshore Ekman transport larger than onshore transport, preventing any northward current from developing. The explanation of Frouin *et al* 1990 can be used to explain why we do not observe IPC in this cold year.

3.7 Conclusion

The variability of temperature, salinity and currents has been studied by the means of regional and global simulations, observation and remotely sensed data.

The ocean regional and global models reproduce the interannual evolutions of the temperature and the salinity. Two phases of trends have been observed, a cooling until 1976 related to the advection of the GSA and a warming until now that have atmospheric origins.

A particular dominant process (Navidad) has been studied in more details. A large variability has been found in winter due mainly to two dynamical features: the slope current and the upwellings. Then two scenarios have been proposed (summarized in Figure 3.17):

West-southerly wind: a very well developed and strong IPC characterise by a warm anomaly of temperature from the slope to the shelf, with an associated downwelling in both WIB and BOB.

The second scenario depends on the regions:

WIB: typical of summer circulation but can be observed in winter when the wind conditions of summer are also produced in winter. Northerly wind generates upwelling.

BOB: Easterly or westerly wind: Sverdrup current generates an equatorward current with an associated upwelling.

Compared with previous studies, the long numerical experiments considered allow exploring these events and can be suggested to analyse the Navidad processes. Even if we noticed a small improvement when using models with high resolution, the global model with $1/12^\circ$ satisfied our needs. For the upwellings more improvements of simulations are needed to represent better these processes.

3.7.1 Acknowledgements

This work is part of the ENIGME project funded by LEFE (Les Enveloppes Fluides de l'Environnement) and GMMC (Groupe Mission Mercator-Coriols). We specifically thank Jean-Marc Molines, Claude Talandier and Raphaël Dussin from the DRAKKAR group for providing global simulations and MyOcean project for the Satellite products (ODYSSEA; IFREMER/CERSAT and OSTIA; Met-office) used in this study.

3.7.2 Tables

Tableau 3.1: Statistics on observed and simulated temperature, for the period from 1958 to 2010.

Statistic	BoByClim		BACH4000		MJM88		GRD100	
	5 m	400m	5m	400m	5m	400m	5m	400m

Mean (°C)	14.721	11.148	14.563	10.820	14.238	11.215	14.057	10.917
Trend (°C decade ⁻¹)	0.197	0.065	0.099	-0.021	0.127	-0.044	0.146	-0.016
Standard deviation (°C)	0.481	0.144	0.350	0.158	0.317	0.079	0.307	0.113

Tableau 3.2: Statistics on observed and simulated salinity, for the period from 1958 to 2010.

Statistic	BACH4000		MJM88		GRD100	
	5m	400m	5m	400m	5m	400m
Mean (psu)	35.311	35.487	34.960	35.544	34.930	35.469
Trend (psu decade ⁻¹)	0.113	-0.002	-0.002	-0.007	0.017	-0.015
Standard deviation	0.190	0.037	0.106	0.023	0.123	0.052

Tableau 3.3: The observed Navidad related to the positive anomalies observed in Figure 3.7.

Years Dec-Jan	Reference	Observation product
1968-1969	No observation has been found	No data available
1981-1982	Garcia-Soto <i>et al.</i> , 2002	Satellite (AVHRR), In situ
1989-1990	Garcia-Soto <i>et al.</i> , 2002	Satellite (AVHRR), In situ
	Pingree and Le Cann (1990; 1992a)	Satellite (AVHRR)
	deCastro <i>et al.</i> , 2011	Satellite (AVHRR)
	Esnaola <i>et al.</i> , 2013	Satellite (AVHRR)
1994-1995	Garcia-Soto <i>et al.</i> , 2002	Satellite (AVHRR), In situ
	Esnaola <i>et al.</i> , 2013	Satellite (AVHRR)
1995-1996	Garcia-Soto <i>et al.</i> , 2002	Satellite (AVHRR), In situ
	deCastro <i>et al.</i> , 2011	Satellite (AVHRR)
	Le Hénaff <i>et al.</i> , 2011	Satellite (AVHRR), Altimetry
	Esnaola <i>et al.</i> , 2013	Satellite (AVHRR)
1997-1998	Garcia-Soto <i>et al.</i> , 2002	Satellite (AVHRR), In situ
	deCastro <i>et al.</i> , 2011	Satellite (AVHRR)
	Le Hénaff <i>et al.</i> , 2011	Satellite (AVHRR), Altimetry
	Esnaola <i>et al.</i> , 2013	Satellite (AVHRR)
2002-2003	Garcia-Soto (2004)	Satellite (AVHRR), Altimetry
	deCastro <i>et al.</i> , 2011	Satellite (AVHRR)
2006-2007	Le Cann and Serpette (2009)	Satellite (AVHRR), In situ
	Esnaola <i>et al.</i> , 2013	Satellite (AVHRR)
2011-2012	Assassi <i>et al.</i> (personal paper)	Satellite (AVHRR), regional and global simulations

3.7.3 Figures

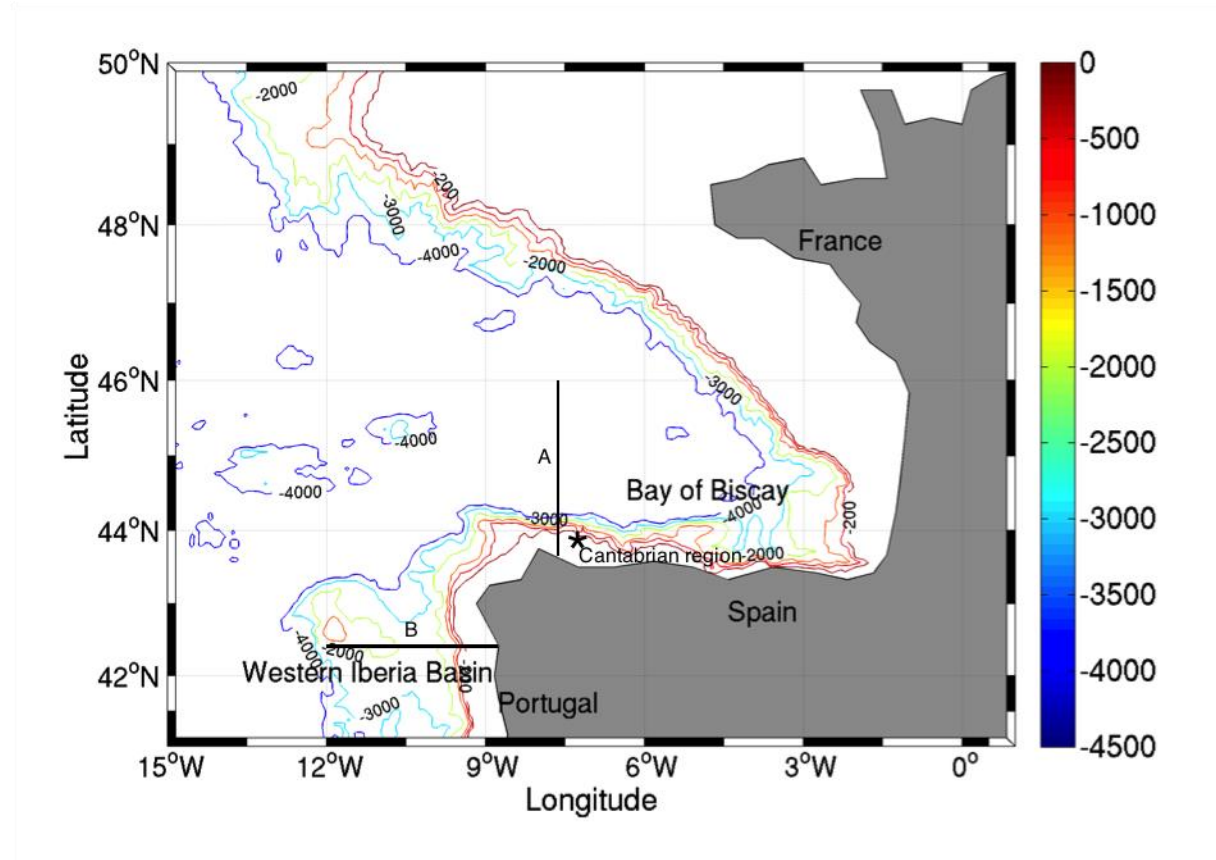
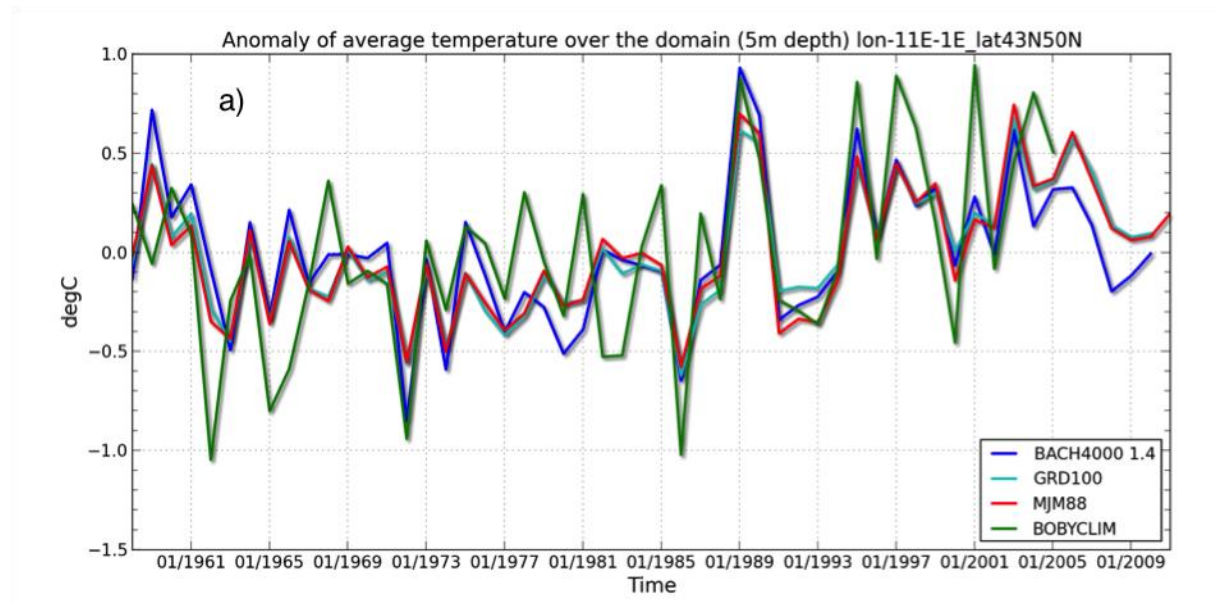


Figure 3.1: Bay of Biscay and Western Iberia Basin bathymetry. (A) Meridional transect at 7.5°W, (B) zonal transect at 42.5°N and (*) the location (7.42°W, 43.87°N) where the sea surface temperature anomaly was computed in Figure 3.7.



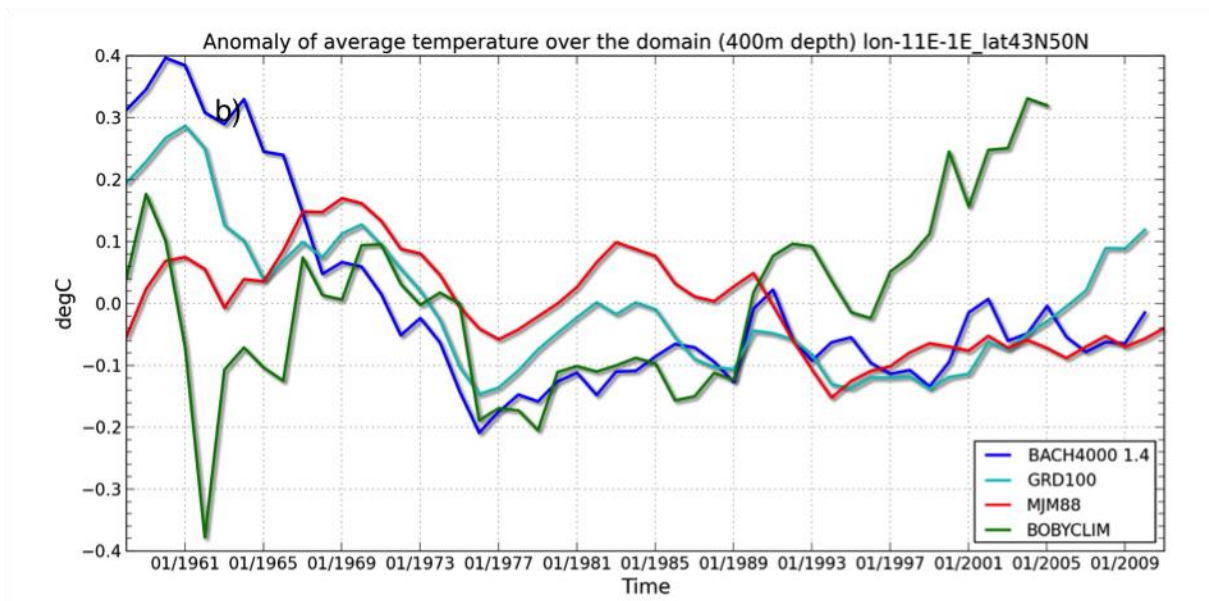


Figure 3.2: time series anomalies of the interannual average temperature from 1958 to 2010 in the Bay of Biscay ($12^{\circ}\text{W}/43^{\circ}\text{N}$): (a) 5 m, (b) 400 m, for the regional model (BACH4000 - blue curve), the global models (GRD100 - cyan curve, MJM88 - red curve) and the regional climatology (BOBYCLIM - green curve).

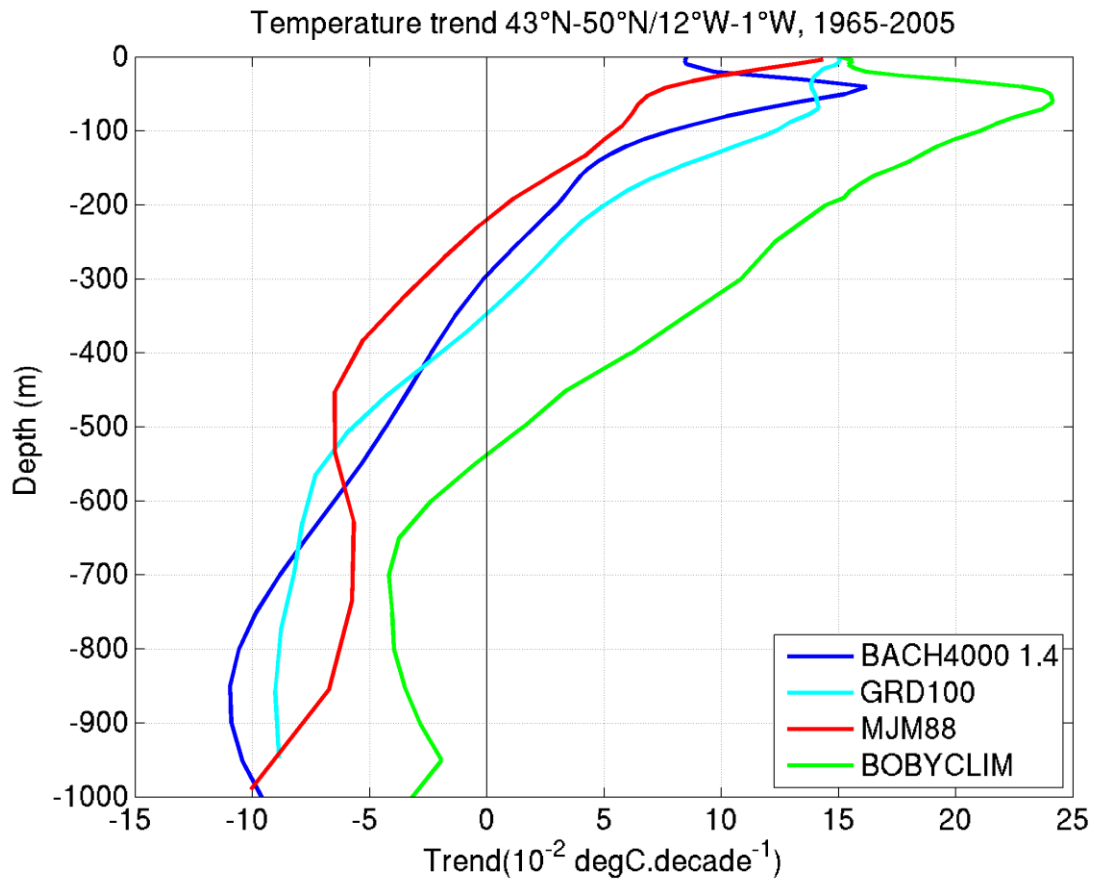
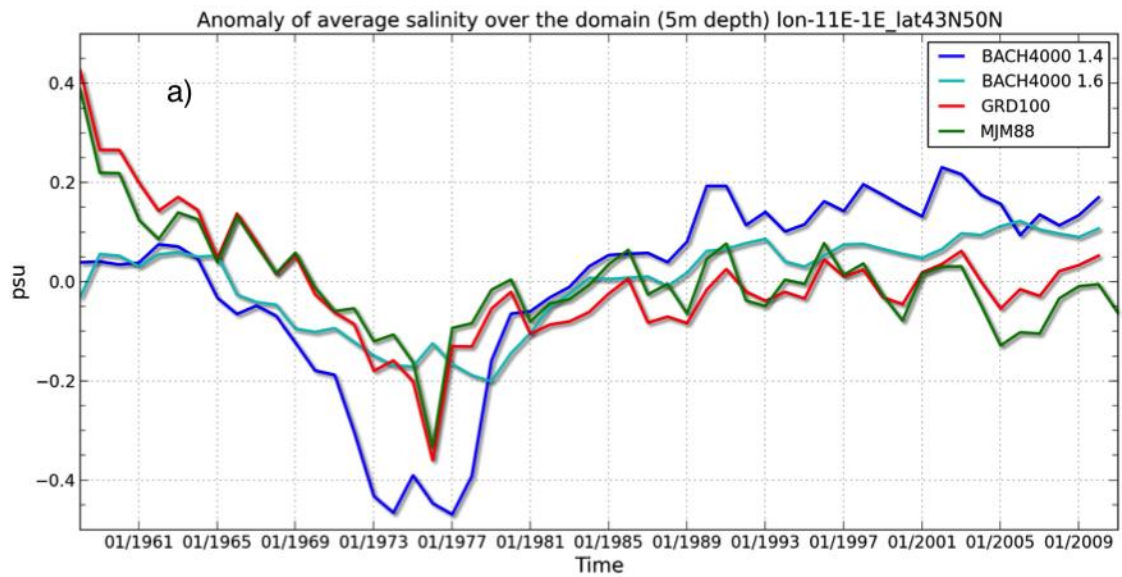


Figure 3.3: temperature linear trend (in 10^{-3} per year) in function of depth, from 1965 to 2005, for the regional model (BACH4000 - blue curve), the global models (GRD100 - cyan curve, MJM88 - red curve) and the regional climatology (BOBYCLIM - green curve).



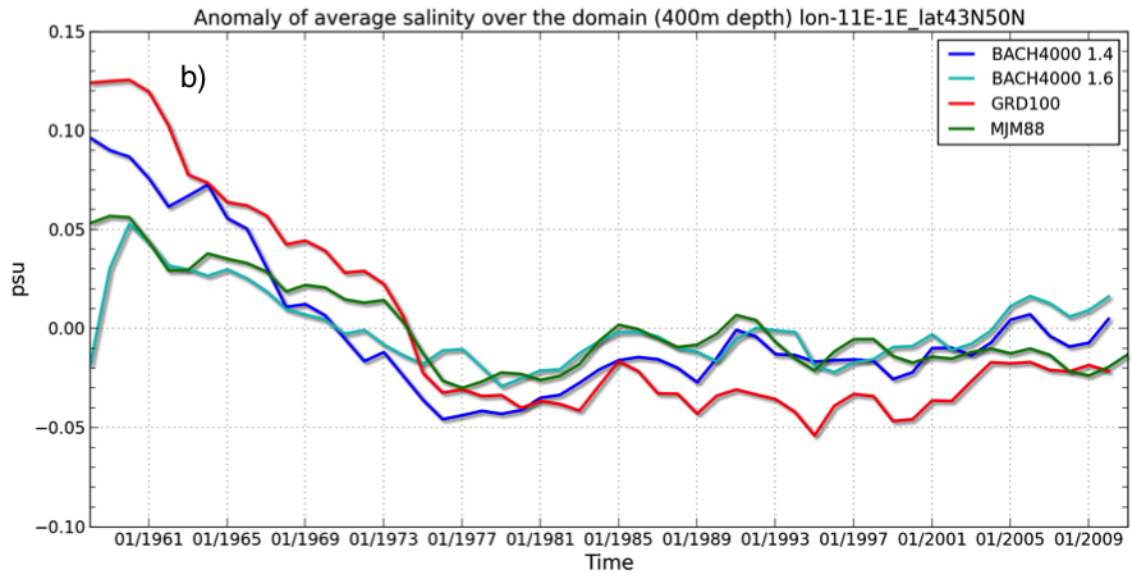


Figure 3.4: time series of the interannual average salinity from 1958 to 2010 in the Bay of Biscay (12-1°W/43-50°N): (a) 5 m, (b) 400 m, for the regional model (BACH4000 1.4 - blue curve BACH4000 1.6 - cyan curve), the global models (GRD100 - red curve, MJM88 - green curve).

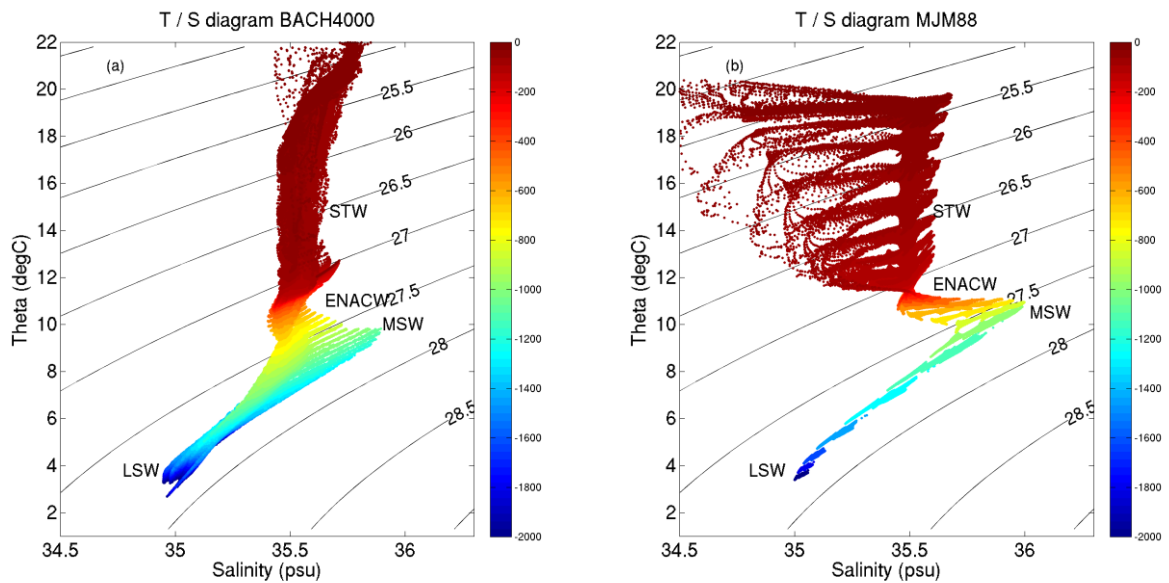


Figure 3.5: potential temperature/salinity diagram for August 2005 in the global configuration MJM88 (a) and the regional configuration BACH4000 (b) over the domain 44-47°N/6-15°W.

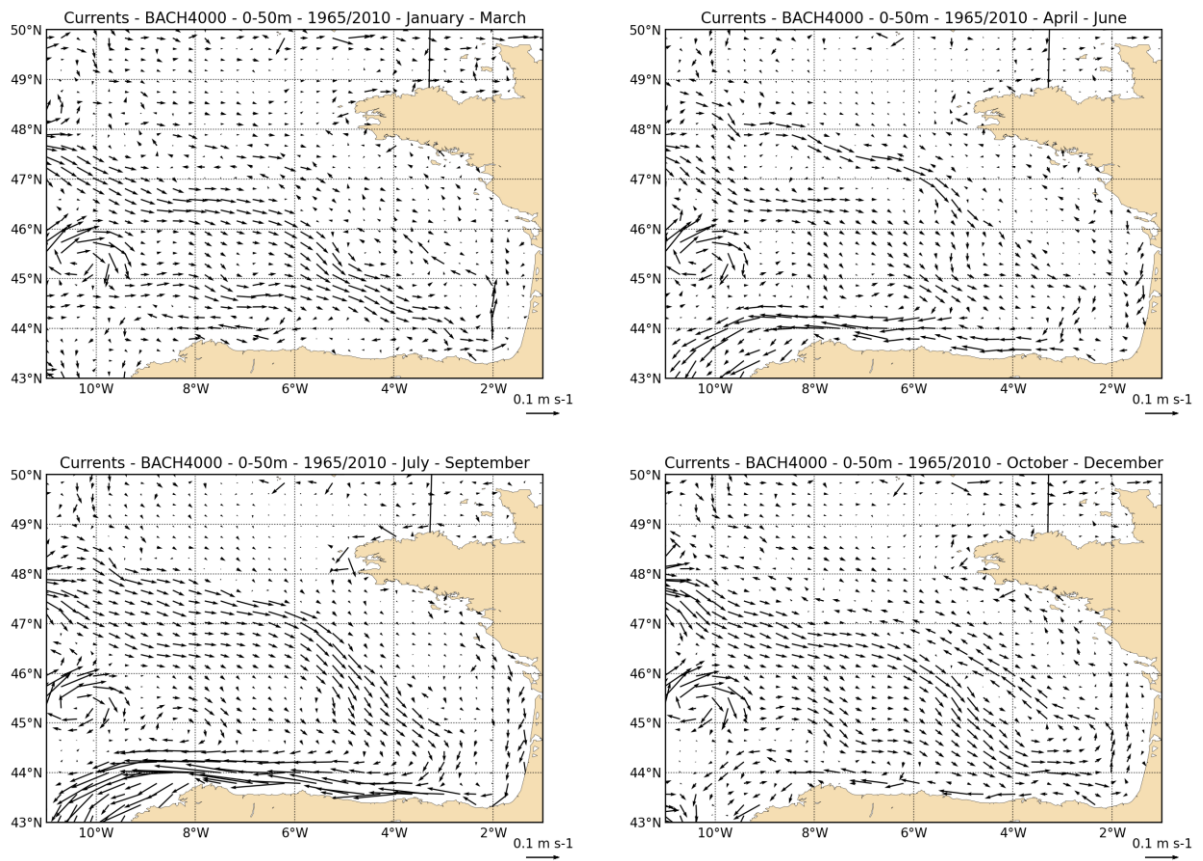


Figure 3.6: average seasonal circulation for surface layers (0-50m depth) over the period 1965-2010.

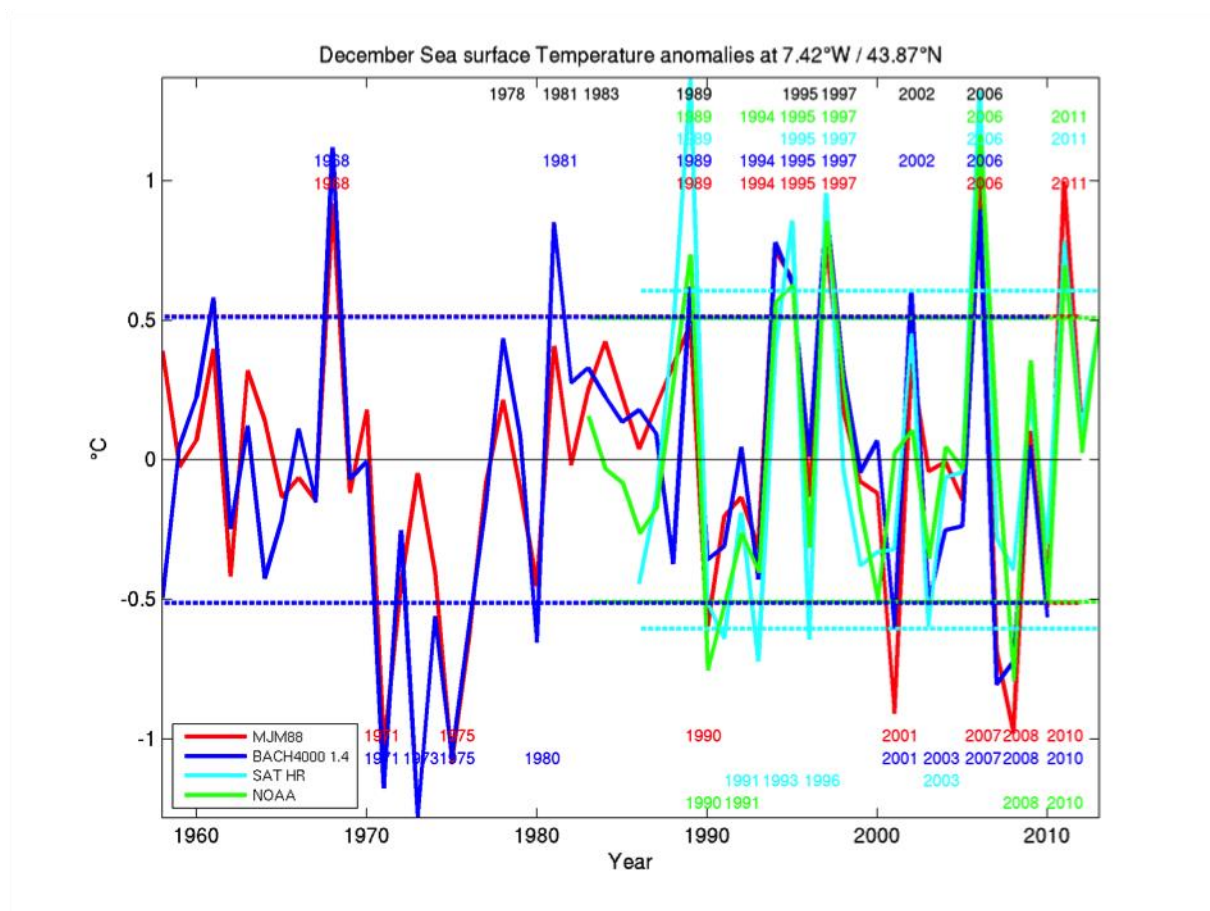


Figure 3.7: evolution of December sea surface temperature anomalies (in °C, relative to monthly means over the period 1986-2010) at the (*) geographical point 7.42°W, 43.87°N (see Figure 3.1). Dashed lines are the standard deviations for models and satellite observations. The year labels represent data above or beyond the standard deviation. The black text labels are representing the positive Navidad observations from Garcia-Soto *et al.* (2002); Garcia-Soto *et al.* (2004); Le Cann and Serpette (2009). The global simulation (MJM88) is represented by the red line and the regional simulation (BACH4000) by the blue line. The cyan and the green lines represent respectively two remotely sensed Sea Surface Temperature products (SAT HR and NOAA).

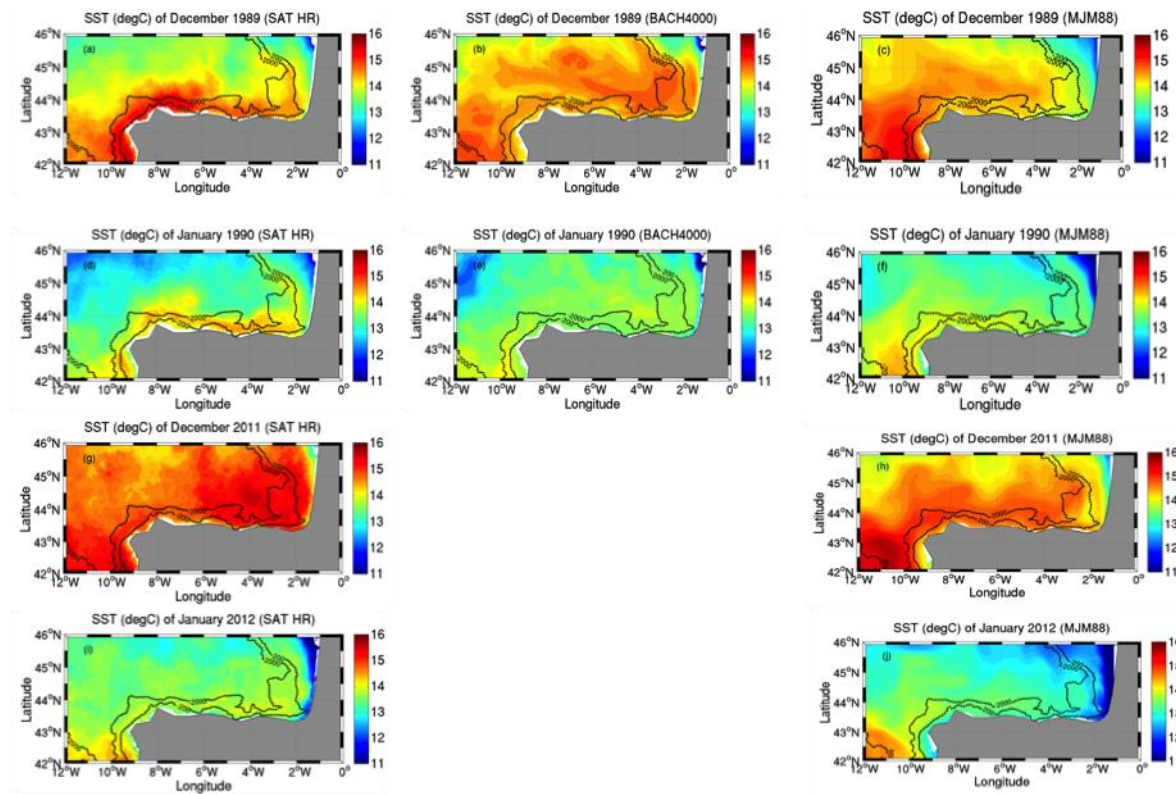
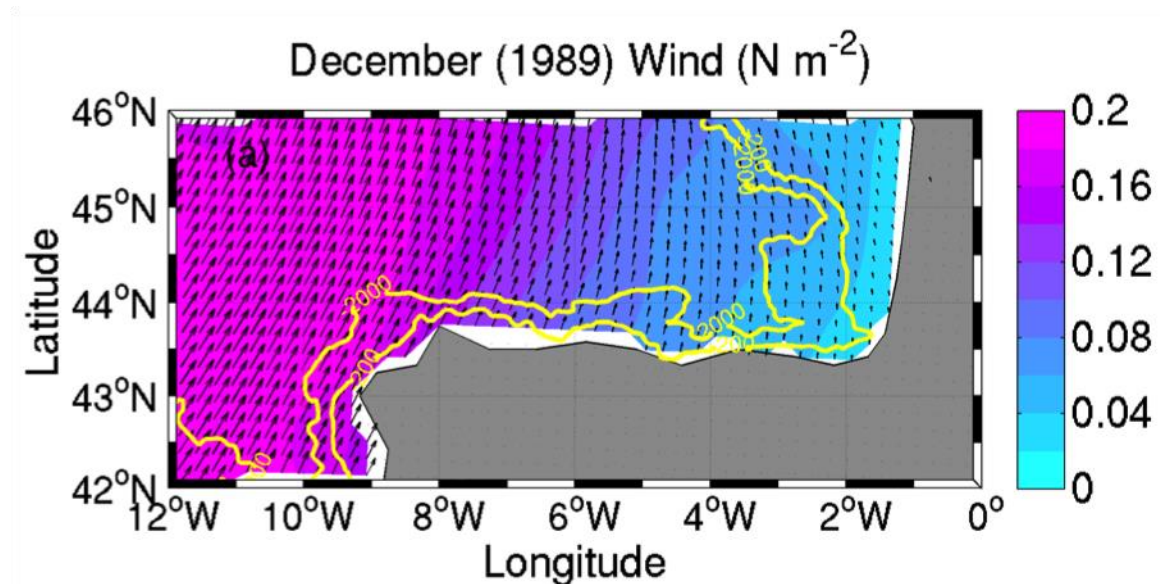


Figure 3.8: sea surface temperature for the 1989 (a, b, c, d, e, f) and 2011 (g, h, I, j) Navidad year from remotely sensed observations (a, d, g, i), the regional experiment BACH4000 (b, e) and the global simulation MJM88 (c, f, h, j) for the December (a, b, c, g, h) and January (d, e, f, i, j) months. The isobaths (200, 2000m are included).



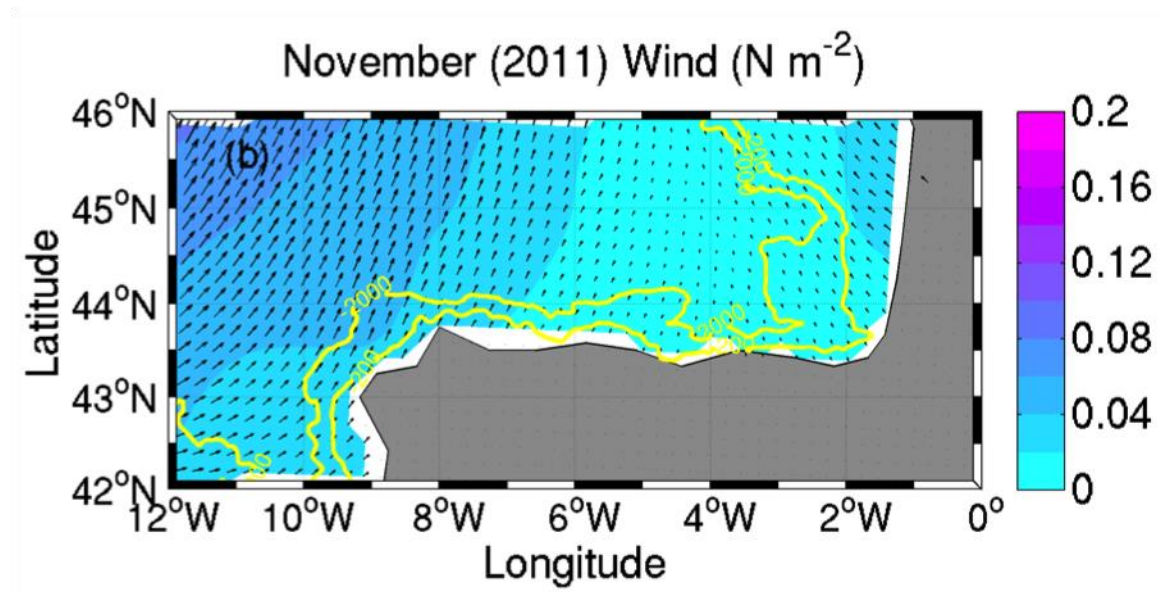
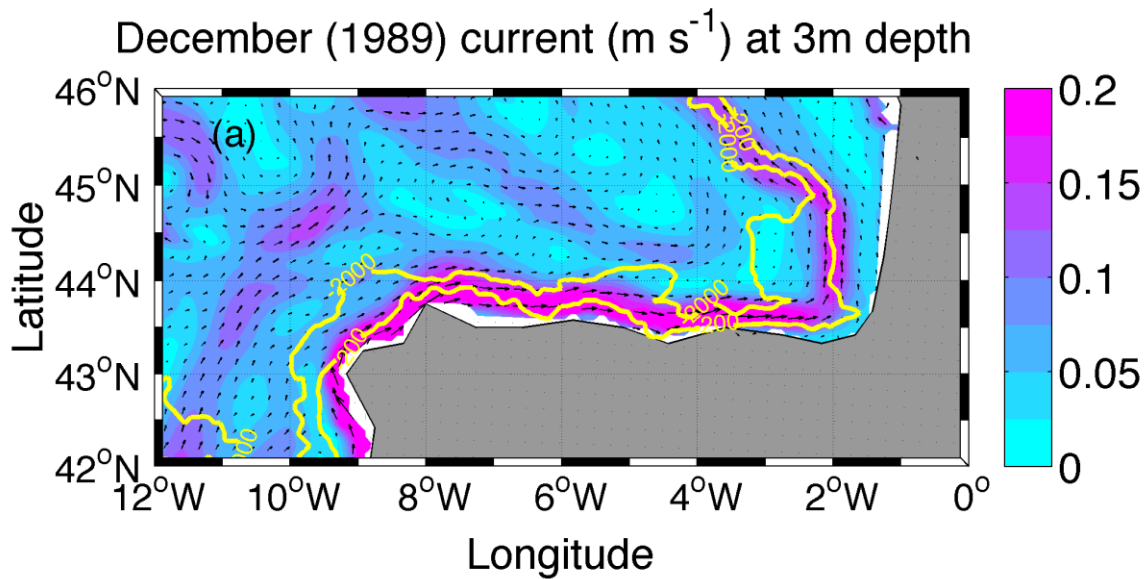
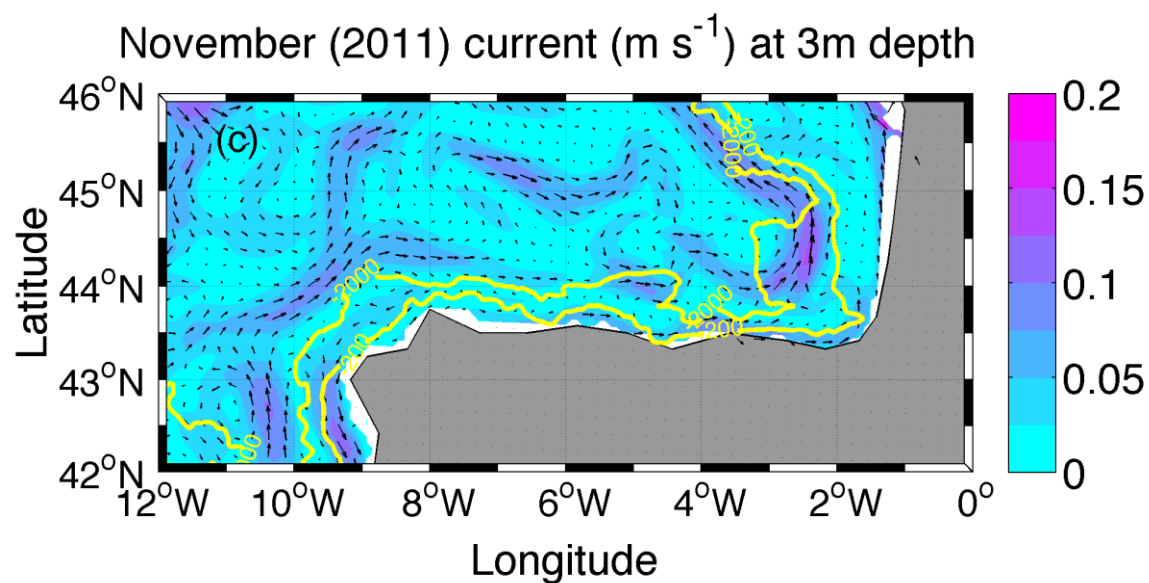
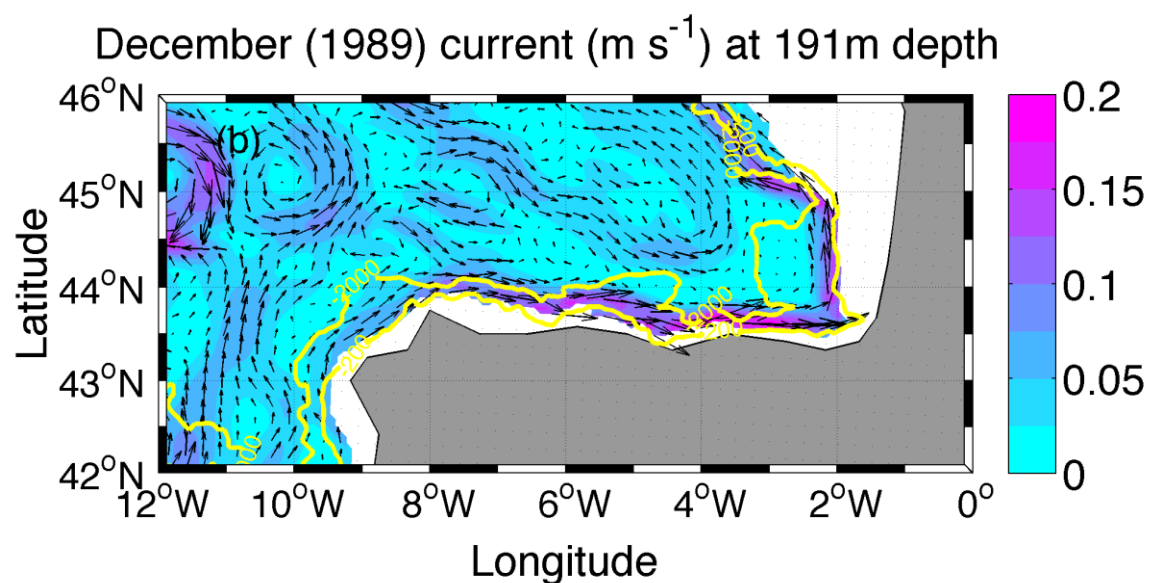


Figure 3.9: spatial distributions of the wind with intensity and direction related to December 1989 (a) and November 2011 (b) reproduced by the global simulation MJM88. The isobaths (200, 2000m are included).





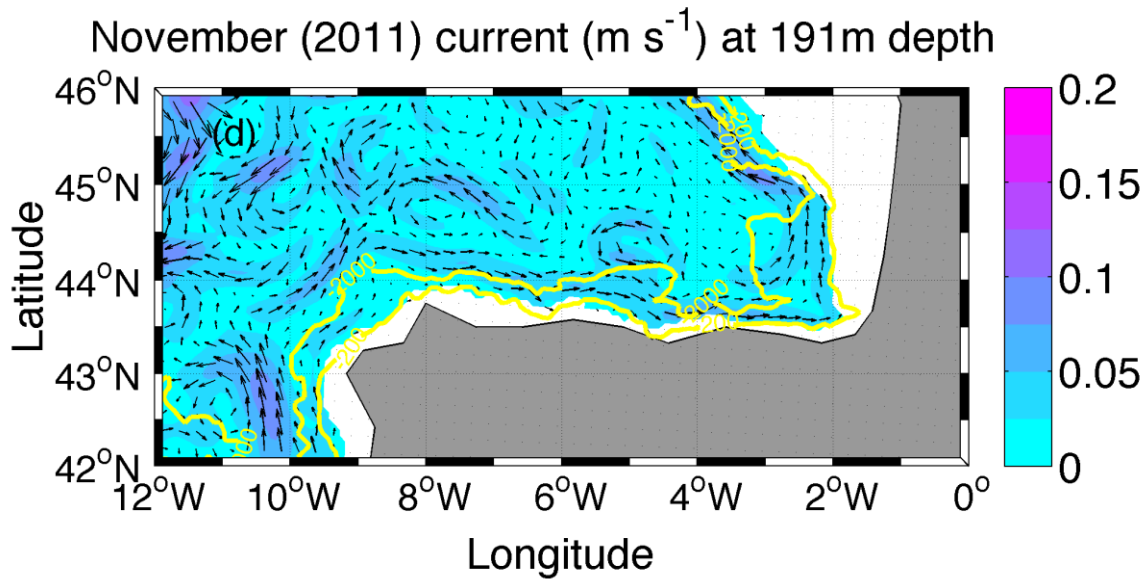


Figure 3.10: spatial distributions of current reproduced by the global simulation MJM88 related to December 1989 (a, b) and November 2011 (c, d) Navidad years at 3m (a, c) and 191m (b, d). The isobaths (200, 2000m are included).

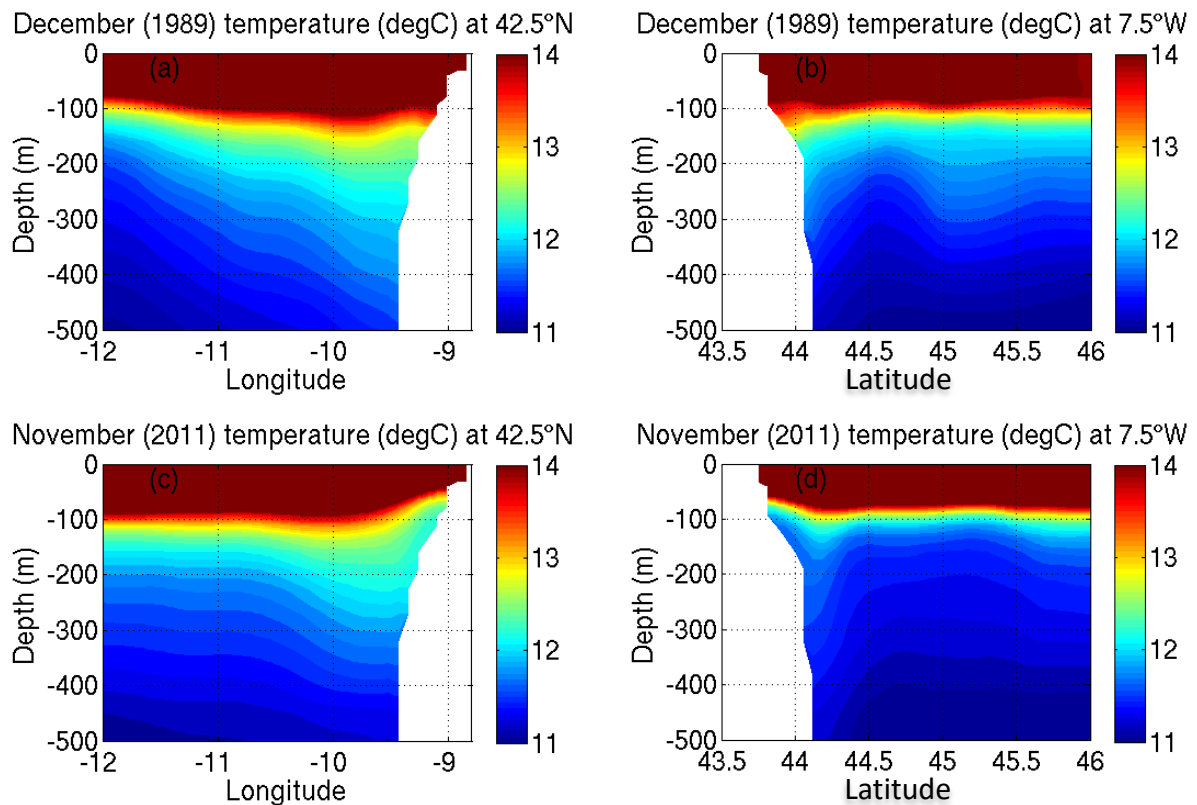


Figure 3.11: vertical distributions of temperature in the upper layers (0-500m), related to December 1989 (a, b) and November 2011 (c, d) Navidad event reproduced by the global simulation MJM88. (a) and (c) show the meridional transect (B) at 42.5°N (b) and (d) show the zonal transect (A) at 7.5°W (see Figure 3.1).

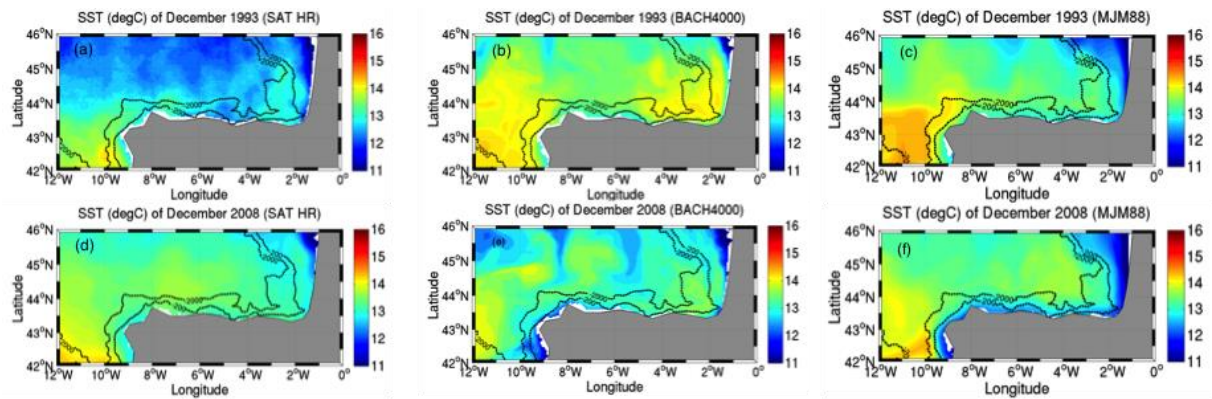
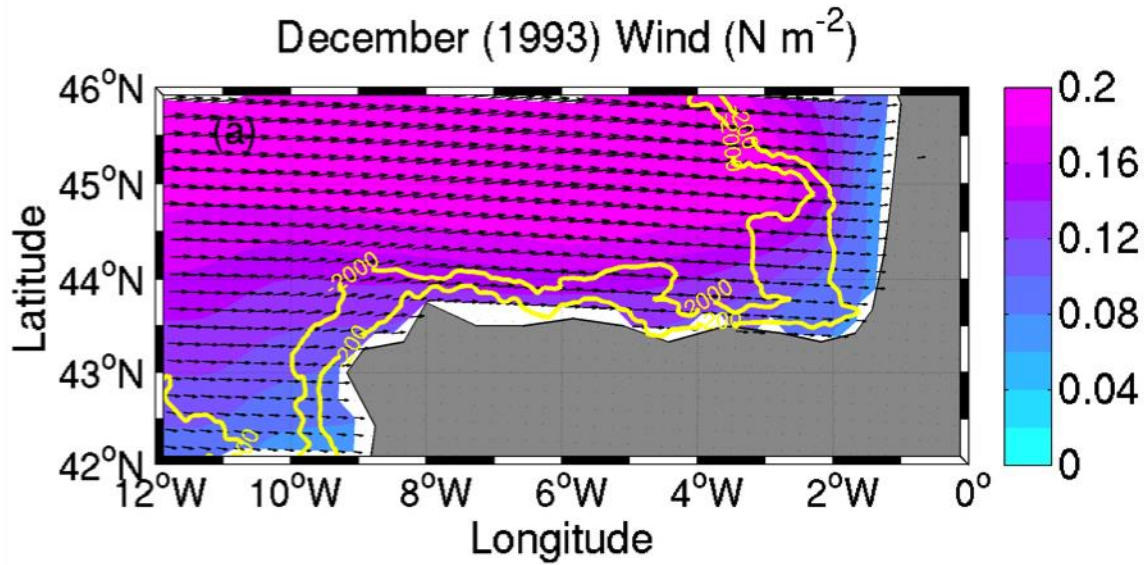


Figure 3.12: sea surface temperature for the cold year from remotely sensed observations (a, d), the regional experiment BACH4000 (b, e) and the global simulation MJM88 (c, f) for the 1993 (a, b, c) and 2008 (d, e, f) years. The isobaths (200, 2000m are included).



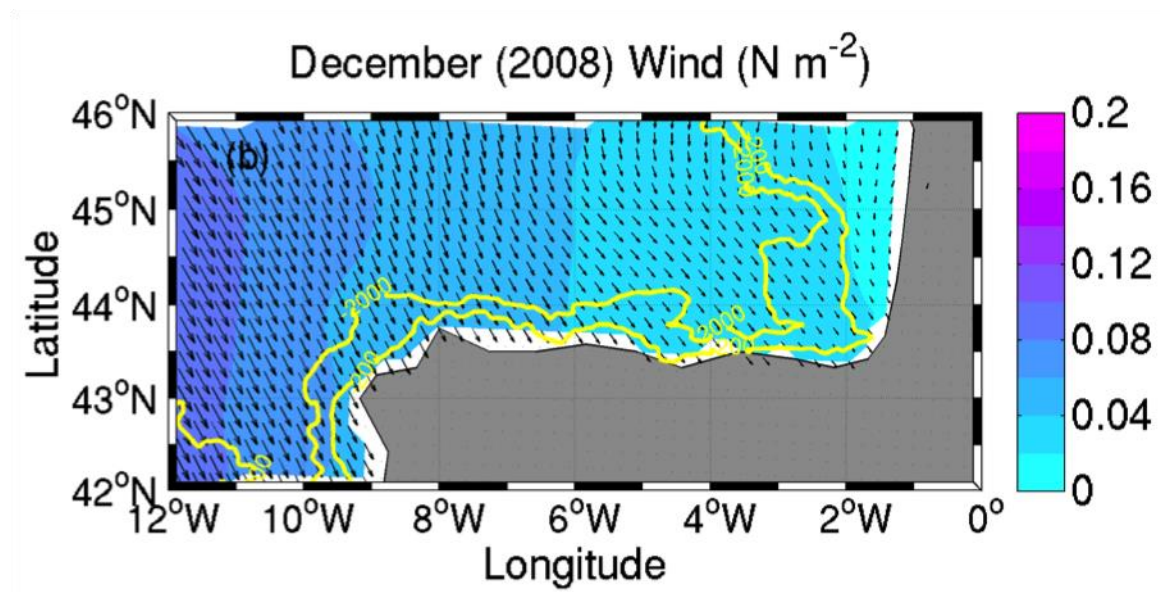
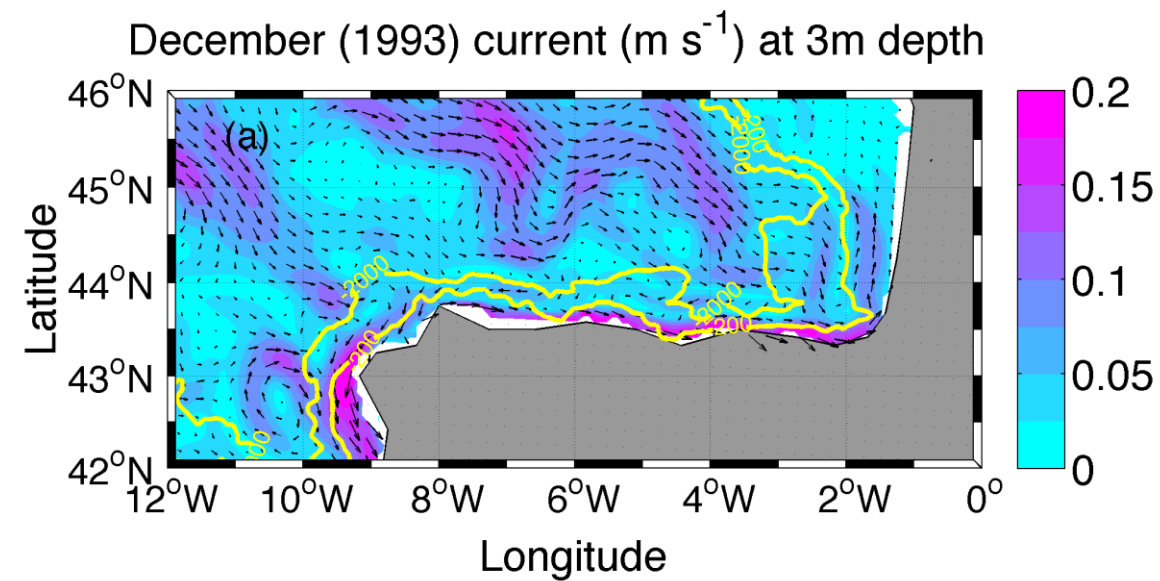
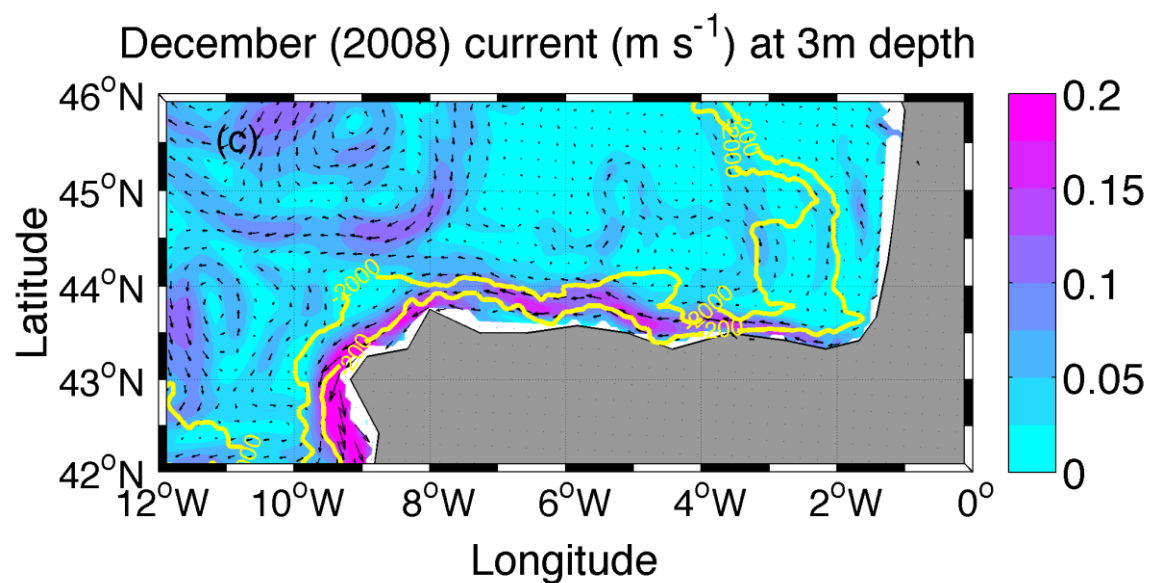
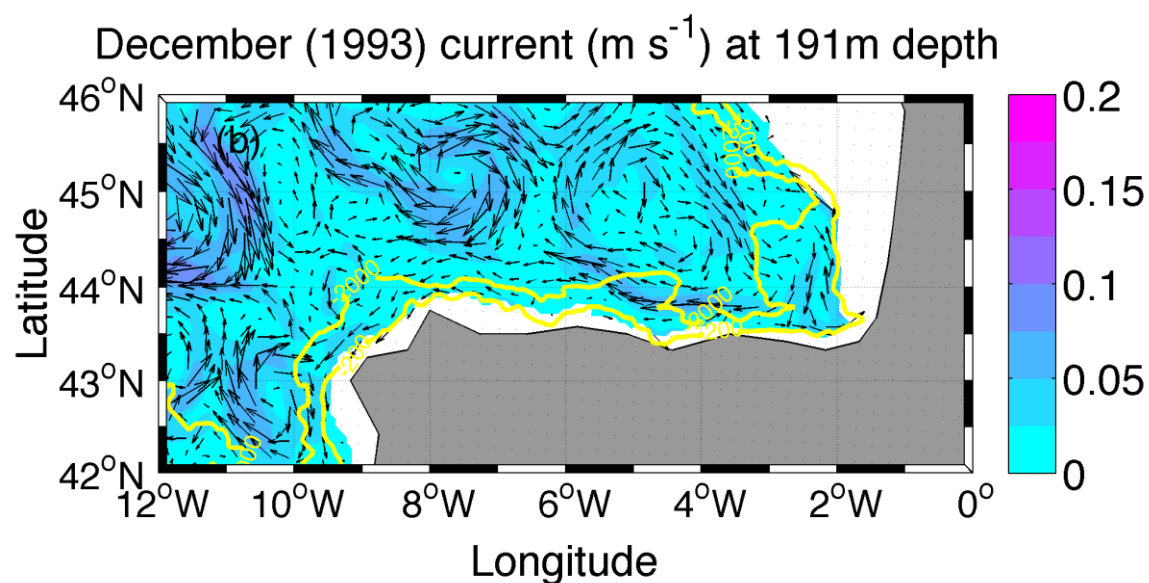


Figure 3.13: spatial distributions of the December wind with direction and intensity related to the 1993 (a) and 2008 year (b) reproduced by the global simulation MJM88. The isobaths (200, 2000m are included).





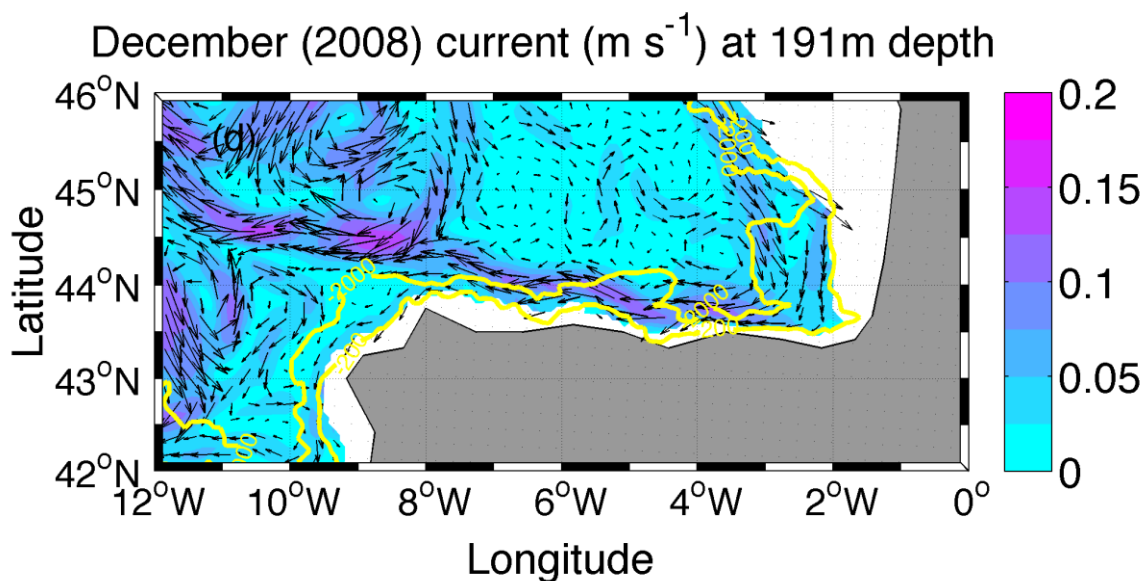


Figure 3.14: spatial distributions of current reproduced by the global simulation MJM88 related to 1993 (a, b) and 2008 (c, d) upwellings year at 3m (a, c) and 191m (b, d). The isobaths (200, 2000m are included).

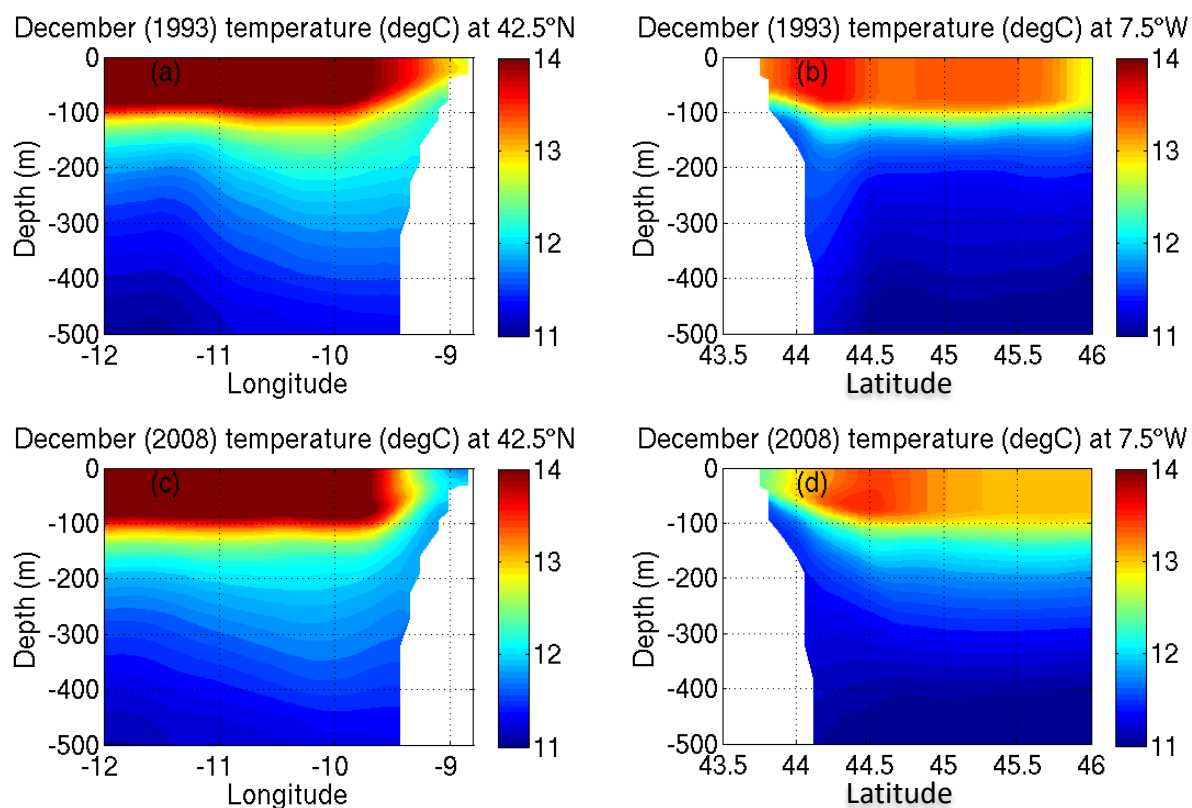


Figure 3.15: vertical distributions of temperature in the upper layers (0-500m), related to the 1993 (a, b) and 2008(c, d) upwelling event reproduced by the global simulation MJM88. (a) and (c) show the meridional transect (B) at 42.5°N (b) and (d) show the zonal transect (A) at 7.5°W (see Figure 3.1).

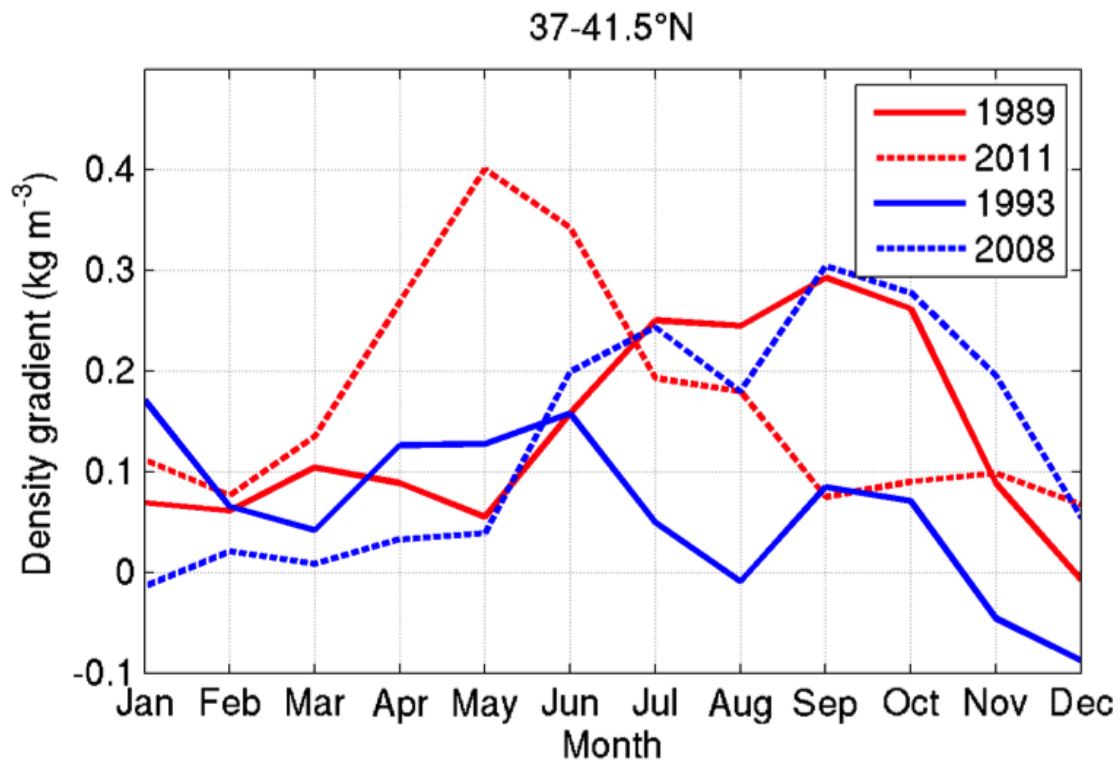


Figure 3.16: monthly surface density gradient between, computed from the global simulation MJM88 at 12°W/37-41.5°N for the two Navidad years, in red (1989, 2011) and the two upwelling years, in blue (1993, 2008).

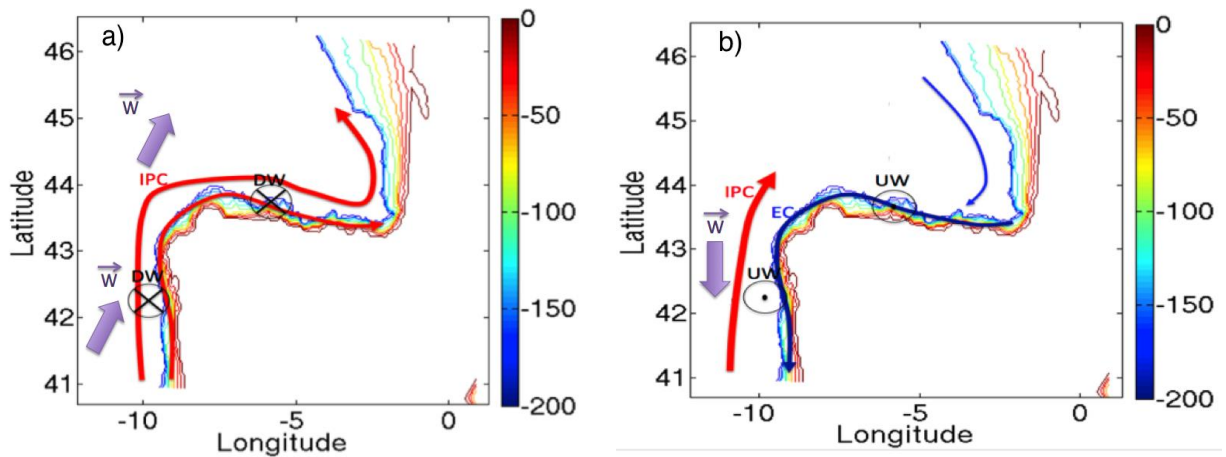


Figure 3.17: schematic representation of the three scenarios December circulation. IPC: Iberian poleward current, W: Wind stress, EC: Equatorward current, DW: DownWelling, UW: UpWelling.

Partie III: La turbulence géostrophique dans le golfe de Gascogne

Chapitre 4: Détection des tourbillons de subsurface

CHAPITRE 4: DETECTION DES TOURBILLONS DE SUBSURFACE	79
RÉSUMÉ: CHAPITRE 4	80
4.1 An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 1: theoretical aspects	83
4.1.1 Introduction.....	83
4.1.2 The model.....	85
4.1.3 The case of subsurface intensified vortices	87
4.1.4 Definition of a theoretical index to discriminate between surface and subsurface intensified eddies	89
4.1.5 Sensitivity and errors estimation	90
4.1.6 Conclusion: summary and perspectives for part 2	92
4.2 An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 2: Validation and limits.....	104
4.2.1 Introduction.....	104
4.2.2 General equations	104
4.2.3 Application of χ_p and χ_T to a regional numerical model	105
4.2.4 Application of χ_T to satellite data	110
4.2.5 Discussion.....	111
4.2.6 Conclusions: summary and perspectives	113

Résumé: chapitre 4

L'océan est peuplé d'un nombre important de tourbillons cohérents dont la taille correspond typiquement au rayon de déformation de Rossby entre 10 et 300 km (Chelton *et al.*, 1998 ; 2007 ; 2011). Ces tourbillons peuvent être simplement classés en quatre catégories distinctes en fonction de leur sens de rotation (cyclonique ou anticyclonique) et de la position verticale de leur vorticité potentielle (intensifiée en surface ou en subsurface). Loin de la côte, le sens de rotation peut être facilement déterminé à partir de l'altimétrie (niveau de la mer ; SSH) compte tenu de l'approximation géostrophique (Pedlosky, 1987; Cushman-Roisin et Beckers, 2011). En revanche, les données satellitaires de surface ne permettent pas, *a priori*, de déterminer si un tourbillon est en surface ou intensifié en subsurface. Il existe donc un risque que les anomalies de surface associées aux tourbillons de subsurface soient interprétées comme des signatures de tourbillons de surface.

L'objectif principal de cette étude est donc de proposer un indice simple, combinant les observations de SSH et de température de surface, qui permet de différencier les tourbillons de surface et de subsurface. Cette étude a été testée pour détecter les tourbillons de subsurface dans le golfe de Gascogne (SWODDIES) et au large du Pérou-Chili.

La réalisation de cette étude a été proposée pour publications dans deux articles soumis à Journal of Physical Oceanography (actuellement en révision).

Le premier article est intitulé: "An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 1: theoretical aspects".

Dans ce premier article, nous avons commencé par montrer que la reconstruction de la structure 3D des tourbillons à partir des champs de surface uniquement est mal posée. Nous avons utilisé pour cela un modèle académique basé sur l'inversion de l'équation de Vorticité Potentielle Quasi-Géostrophique (QGPV). La configuration générale est un tourbillon isolé (Morel et McWilliams, 1997) avec une condition en surface d'anomalie de densité. Nos résultats montrent qu'avec la même condition en surface de champ de densité, un nombre infini de solutions existe et donc différents champs 3D. De plus, les méthodes basées sur la théorie dite SQG (Surface Quasi-Geostrophy ; Hoskins *et al.*, 1985; Held *et al.*, 1995; Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre and Klein, 2006) et ISQG (Interior and Surface Quasi-Geostrophy ; Wang *et al.*, 2013), ne peuvent pas reproduire la structure des tourbillons de subsurface et conduisent systématiquement à des structures intensifiées en surface.

Si la structure 3D complète d'un tourbillon semble compliquée à calculer, sa nature, de surface ou de subsurface, est plus simple à déterminer. En effet, avec des champs physiques en densité de surface ($SS\rho$) et en SLA (anomalie du niveau de la mer) associés à un tourbillon de structure Gaussienne, nous avons pu montrer que le rapport $SS\rho / SLA$ peut s'écrire en fonction de la hauteur (H) et de la position du tourbillon sur la verticale (z_0)

$$\chi_\rho = \frac{SS\rho}{SLA} = -2\rho_0 \frac{z_0}{H^2} \text{ avec } \rho_0 \text{ est la densité de référence de l'eau de mer.}$$

Cette quantité peut indiquer la nature du tourbillon : surface ou subsurface. En effet, des tourbillons de subsurface ont un z_0 négatif et donc l'index $\chi_\rho > 0$. Les tourbillons de surface ont

un z_0 positif (le centre de courbure isopycnal est au-dessus de la surface) ou égale à 0 et donc l'index $\chi_p \leq 0$.

A la fin de ce premier article, nous avons réalisé une étude de sensibilité sur cet indice (χ_p) et nous avons montré que le calcul de χ_p est plus difficile dans un environnement complexe. En effet, un courant fort ayant des caractéristiques similaires à un tourbillon peut masquer son signal quand il se trouve dans son voisinage.

Le deuxième article vient compléter le premier article : nous avons commencé par appliquer l'indice χ_p à une simulation réaliste dans la région du Pérou-Chili où des tourbillons de subsurface ont déjà été observés (Chaigneau *et al.*, 2011). Les résultats sont qualitatifs et les statistiques sur une période de sept ans montrent que notre indice arrive à distinguer à 84% les tourbillons de surface et de subsurface.

La densité de surface de la mer n'est pas observée directement à partir de l'espace, seule la température de surface (SST) est disponible à une résolution et une précision suffisante. Nous avons donc évalué l'utilisation d'un nouveau indice basé sur le rapport SST /SLA (χ_T). Les résultats montrent une augmentation de l'erreur sur la détection de 2%.

Finalement, nous avons appliqué l'indice (χ_T) sur des données satellites dans le golfe de Gascogne. Le but était de tester la capacité de cet indice à détecter les tourbillons de subsurface à partir des mesures satellites en surface seulement. Pour réaliser cela, nous avons appliqué la méthode à la date de 7 Août 1998 où un SWODDY a déjà été étudié par Sánchez et Gil (2004). Les résultats montrent une parfaite détection de ce tourbillon de subsurface par notre indice.

An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 1: theoretical aspects

C. Assassi^{1,2}, Y. Morel¹, F. Vandermeirsch², X. Carton³, and P. Klein³

1) LEGOS (CNRS/IRD/UPS/CNES), 14 av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, FRANCE

2) IFREMR, DYNECO/PHYSED, Centre de Brest, BP 70, 29280 Plouzané, France

3) LPO (CNRS/IFREMER/IRD/UBO), BP 70, 29280 Plouzané, France.

ABSTRACT

In this study, it is first shown that a precise reconstruction of vortices vertical structures from surface observations alone is difficult in particular for subsurface vortices. We then propose a simple index based on the ratio of the sea surface density anomaly and the sea level anomaly. We then derive an index to distinguish between surface and subsurface intensified eddies from surface data only, using the sea surface height and the sea surface density. The index performances and validity are analysed using academic configurations, based on quasi-geostrophic assumptions.

Keywords

Eddies, vortices, subsurface, sea surface height, and sea surface density.

4.1 An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 1: theoretical aspects

4.1.1 Introduction

Superimposed on the large-scale circulation, the ocean is filled with numerous coherent mesoscale eddies whose size typically corresponds to the Rossby radius of deformation between 10 and 300 km (e.g. Chelton *et al.*, 1998; 2007; 2011). Cyclonic and anticyclonic eddies can advect parcels of trapped fluid over time scales from weeks to months, and hence play an important role for the large-scale transfer and redistribution of heat, salt and momentum (e.g. Wunsch, 1999; Jayne et Marotzke, 2002; Morrow and Le Traon, 2012; Treguier *et al.*, 2012). At local scale, eddies have important implications on tracer dispersion, ocean stirring, and mixing processes (d'Ovidio *et al.*, 2004; Pasquero *et al.*, 2005; Beron-Vera *et al.*, 2008; 2010). Through horizontal and vertical motions they also affect biogeochemical properties such as nutrients and phytoplankton concentration and can thus impact biological resources and marine ecosystems (McGillicuddy and Robinson, 1997; Abraham, 1998; Martin and Richards, 2001; Lévy and Klein, 2004; Pasquero *et al.*, 2005; Bracco *et al.*, 2009). Finally, ocean eddies can also influence the lower-atmosphere winds (Chelton and Xie, 2010; Chelton, 2013), cloud cover and rainfall (Frenger *et al.*, 2013) and enhance the dissipation of energy introduced by the wind to the ocean (Munk and Wunsch, 1998; Wunsch and Ferrari, 2004).

Satellite-based sensing provides sea-surface parameters at increasing precision, resolution and frequencies that are crucial for studying the ocean mesoscale dynamics. Eddies are associated with thermodynamical anomalies with relatively large amplitudes and can have clear signatures on altimetry Sea-Level Anomaly (SLA) maps and infrared sea-surface temperature (SST) images. Mesoscale vortices can be simply classified into four distinct categories depending on their rotation sense (cyclonic or anticyclonic) and the vertical position of their Potential Vorticity (PV) core (surface or subsurface-intensified) depending whether their core—or area where their PV reaches its maximum—is located inside the water column rather than in the surface layer. The rotation sense can be easily retrieved from SLA satellite data considering the geostrophic approximation (Pedlosky, 1987; Cushman-Roisin and Beckers, 2011). In contrast, surface satellite data do not allow, a priori, determining whether an eddy is surface or subsurface-intensified. Using *in-situ* hydrographic data, subsurface eddies have been observed in various sites of the world ocean such as the Mediterranean water EDDIES (MEDDIES) and Slope Water Oceanic EDDIES (SWODDIES) in the North-East Atlantic (Pingree *et al.*, 1992a; b; Paillet *et al.*, 2002; Bashmachnikov *et al.*, 2013), the California Undercurrent EDDIES (CUDDIES) in the North-East Pacific (Garfield *et al.*, 1999), or subsurface anticyclones in the South-East Pacific (Johnson and McTaggart, 2010; Chaigneau *et al.*, 2011; Morales *et al.*, 2012; Stramma *et al.*, 2013). Subsurface intensified eddies, that are thus ubiquitous in the ocean, are typically centred between 200 and 1000 m depth and exhibit, by nature, a completely distinct vertical structure than surface-intensified vortices (e.g. Chaigneau *et al.*, 2011; Colas *et al.*, 2012).

Different mechanisms of generation can explain the formation of surface or subsurface cyclones and anticyclones. Barotropic and baroclinic instabilities of oceanic currents are known to generate anticyclone and cyclone dipoles (see, Cushman-Roisin, 2011; Morel and McWilliams, 2001). They can also be forced by the rough floor topography (Pingree and Le Cann, 1992a; Chérubin *et al.*, 2000; Thompson, 2008). Many remote sensing observations have also revealed the formation of surface eddies in the lee of islands (Calil *et al.*, 2008). In the latter case, Kubryakov and Stanichny (2015) found a correlation between wind curl and the type of eddy formed, they showed that a weakening of large-scale circulation in response to the decrease of the wind curl leads to the formation of anticyclones and that an increasing wind curl and circulation induce intensive formation of cyclones. A constant wind blowing along a regular coast generates coastal upwellings or downwelling currents, that are known to form surface and subsurface eddies (McGillicuddy, 2014). Different mechanisms have been proposed to explain the observed instabilities and eddy generation for upwelling systems: adiabatic processes leading to the modification of the potential vorticity structure of the flow and barotropic/baroclinic instabilities, the effect of capes or promontories or the planetary beta effect when the coast is oriented along a North-South direction (see Marchesiello *et al.*, 2003, Morel *et al.*, 2006; Meunier *et al.*, 2010).

Although both surface and subsurface intensified eddies can have a signature on satellite-surface data, in particular on SLA and SST anomaly maps, without additional *in-situ* measurements, there exists a strong risk that the surface anomalies associated with subsurface eddies are interpreted as signatures of surface eddies, in particular by data assimilation systems or, as will be shown in this article, by vertical reconstruction methods based on sea surface data, such as the Surface Quasi-Geostrophy (SQG, see Hoskins *et al.*, 1985; Held *et al.*, 1995; Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre and Klein, 2006), or the Interior and Surface Quasi-Geostrophy (ISQG, see Wang *et al.*, 2013) methods. Even though a few studies have analyzed the surface signature of subsurface vortices observed *in-situ* (see for instance, Stammer *et al.*, 1991; Sweeney *et al.*, 2003; Caballero *et al.*, 2008). Recently Bashmachnikov *et al.* (2013) have shown that two MEDDIES, detected at sea, were associated with positive SLA and negative SST anomalies and suggested that this could be used as a proxy to identify MEDDIES. Despite these breakthroughs, we still lack a general theory revealing the exact nature (surface or subsurface) of vortices from satellite surface observations. The main goal of this study is to propose a simple index, combining SLA and SST observations, that allows differentiating between surface and subsurface intensified eddies.

The paper is organized as follows. In section 2, we present the quasi-geostrophic framework used in our study and the general inversion problem to reconstruct the vortex structure. In section 3, we underline the problematic case of distinguishing and inferring the structure of subsurface vortices. We then define the index that may allow discriminating between surface and subsurface-intensified eddies from surface observations only (section 4). The sensitivity of the index to vortex parameters is discussed in section 5 and concluding remarks are provided in section 6.

Our results are extended further in the companion paper Assassi *et al.* (2015).

4.1.2 The model

a) Quasi-geostrophic framework

In order to analyse the physical content of different observed fields, and the possibility to define some combination in order to infer information on the structure of oceanic eddies, it is necessary to define equations linking these physical fields. Simplified equations provide simplified relationships that often represent a very good approximation. To deal with mesoscale dynamics and vortices, the simplest equations are the quasi-geostrophic ones (*e.g.* Pedlosky, 1987). The dynamics of mesoscale eddies can indeed be approximated considering the geostrophic and hydrostatic approximations. The dynamical fields associated with mesoscale eddies on an f -plane are then linked to the pressure field P :

$$U = -\frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial P}{\partial y} \quad 4.1$$

$$V = \frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial P}{\partial x} \quad 4.2$$

$$\rho_{tot} = \rho_0 + \bar{\rho}(z) + \rho \quad 4.3$$

where P is the deviation from the mean pressure at rest, (U, V) the horizontal components of the velocity field, ρ_0 is a constant reference density of seawater, f is the planetary vorticity or Coriolis parameter (here we consider a constant Coriolis parameter $f=1.10^{-4} \text{ s}^{-1}$), $\bar{\rho}(z)$ is the mean vertical density profile that only depends on the vertical coordinate z , and ρ is the departure from this reference profile and is directly linked to P :

$$\rho = -\frac{1}{g} \frac{\partial P}{\partial z} \quad 4.4$$

where g is the gravitational acceleration.

In addition, the sea surface elevation η , and the relative vorticity ζ (which is generally used to evaluate the strength of a vortex) are given by:

$$\eta = \frac{P(z=0)}{\rho_0 g} \quad 4.5$$

$$\zeta = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\nabla^2 P}{\rho_0 f_0} \quad 4.6$$

The mean stratification also defines the Brunt-Vaisala frequency N ,

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad 4.7$$

The evolution equations simplify into the conservation of the Quasi-Geostrophic Potential Vorticity (QGPV, see Cushman-Roisin and Beckers, 2011):

$$QGPV = \Delta\psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad 4.8$$

Where $\Delta = \partial_{x^2} + \partial_{y^2}$ is the horizontal Laplace operator and $\psi = \frac{P}{r_0 f}$ is the streamfunction, and is proportional to the pressure field.

Using the different relationships between different physical fields (density, streamfunction, pressure, velocity, relative vorticity, potential vorticity), the knowledge of potential vorticity allows the calculation of the velocity, $(U, V) = F^{-1}(QGPV)$, (see Hoskins *et al.*, 1985; Bishop and Thorpe, 1994) but the boundary conditions are strong constraints for this inversion as, Eq. 4.8 is elliptic. Both lateral and vertical boundary conditions have thus to be specified to close this so-called Dirichlet-Laplace problem and allow the calculation of the streamfunction from the knowledge of the QGPV. Eq. 4.4 yields for the vertical boundaries (where H is the depth of the ocean):

$$\frac{\partial \psi}{\partial z}(z=0) = -\frac{g}{\rho_0 f} \rho(z=0) \quad 4.9$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z}(z=-H) = -\frac{g}{\rho_0 f} \rho(z=-H) \quad 4.10$$

As far as horizontal boundaries are concerned, in the following, in order to invert potential vorticity and calculate the associated velocity or stratification, we have assumed, following previous studies (see Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Wang *et al.*, 2013), periodic horizontal boundary conditions. Using Fourier transforms, the QGPV inversion then boils down to a 1D (vertical) partial differential equation and can be more easily solved using the vertical barotropic and baroclinic modes associated with the stratification (see Wang *et al.*, 2013).

b) General configuration

We will consider vortices associated with localized QGPV and surface density anomalies. A first important theoretical constraint exists on QGPV and surface/bottom density anomalies. Indeed integrating vertically Eq. 4.8 yields (using 4.9-4.10 and 4.7):

$$D\bar{\psi} = \overline{QGPV} - \frac{1}{H} \left[\frac{f r(z=0)}{\partial_z r(z=0)} - \frac{f r(z=-H)}{\partial_z r(z=-H)} \right] \quad 4.11$$

where $\bar{\psi}$ and $\overline{QGPV}$ are the barotropic (vertical average) streamfunction and QGPV. As shown in Morel and McWilliams (1997), the vortex is “isolated” if the net horizontal integral of the right hand side (potential vorticity and vertical boundary density anomalies) vanishes. If this is not the case, the vortex is not isolated and its velocity field decreases as $1/r$ (where r is the distance from its center). Such a slow decrease is not realistic (see Zhang *et al.*, 2013) and causes some problems for the inversion in a finite domain. Also notice that its kinetic energy would be infinite in an unbounded domain, and its sea level anomaly would increase as $\log(r)$.

In order to avoid this and deal with isolated vortices, we have chosen to determine a family of

vortex structures satisfying the isolation constraint. The QGPV and surface density anomalies are thus chosen as follows:

$$QGPV = Q_0 \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{z-z_0}{H_v}\right)^2} \quad 4.12$$

$$\rho(z=0) = \delta\rho_0 \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad 4.13$$

Where r is the distance from the vortex center, z the vertical coordinate, R is the vortex radius, z is the vertical coordinate (directed upward and with $z=0$ at the surface, so that $z<0$ within the water column) z_0 is the vertical position of the vortex core and H_v is its vertical extension. In the following, we consider $R = 50\text{km}$, $H_v = 200\text{m}$, and the density anomaly at the bottom is considered null, but Q_0 , z_0 and $\delta\rho_0$ remain variable.

Notice that the potential vorticity structure given by Eq. 4.12 ensures a vanishing net QGPV and is constituted of a core surrounded by a crown of opposite sign anomaly. Other choices are possible, in particular the vertical superimposition of opposite sign PV cores. The latter structure is however baroclinically unstable (see Morel and McWilliams, 1997) whereas the chosen family of QGPV structures is generally stable (see Carton and McWilliams, 1989; Herbette *et al.*, 2003).

Finally, Eq. 4.8, 4.9, 4.10 are solved using fast Fourier transforms with horizontal and vertical discretizations of $\Delta x = 5\text{km}$ and $\Delta z = 10\text{m}$. The domain will thus be constituted of a square (biperiodic in the horizontal) basin of length 500 km and total depth $H=2000$ m. The background stratification $\bar{\rho}(z)$ is also fixed and given in Figure 4.1a. It represents a seasonal thermocline located between 100 and 200m with a density jump $\delta\rho = 1.0/_{00}$ which separates two weakly stratified surface and interior layers. Figure 4.1b represents the first baroclinic mode $F_1(z)$ associated with this stratification. The associated radius of deformation is $R_1=16$ km.

4.1.3 The case of subsurface intensified vortices

As surface fields are accessible from spatial observations, and interior fields are more difficult to obtain (and require in situ measurements), it is tempting to try to reconstruct the vertical structure of eddies from the knowledge of surface fields alone. But, if the Dirichlet-Laplace problem, determined by Eq. 4.8, 4.9, 4.10 and additional lateral boundary conditions, is a well-posed mathematical problem, in contrast, the determination of the streamfunction (and all other physical 3D field) from the knowledge of surface boundary fields alone is unfortunately ill-posed. Indeed, notice that, given a surface density field, an infinite number of solutions exist with drastically different 3D fields, provided different interior QGPV field are chosen. Figure 4.2 illustrates this and represents the streamfunction, vorticity and density anomaly for 4 solutions associated with identical boundary conditions $\delta\rho_0 = 0.01\text{kg.m}^{-3}$, but different interior QGPV fields given in Tableau 4.1. Notice that despite identical boundary conditions, the interior (and therefore 3D) streamfunction, vorticity and density fields exhibit

very different structures. In particular, structure 1, 3 and 4 correspond to a surface intensified vortex (its vorticity is maximum at the surface and decreases with depth) and structure 2 is subsurface intensified. The knowledge of the interior QGPV field thus plays an important role to determine the 3D structure of a vortex.

The comparison between solutions 1 and 2 is particularly informative. Indeed, structure 1 is associated with the “surface quasi-geostrophy” approach (SQG, see Hoskins *et al.*, 1985; Held *et al.*, 1995; Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre and Klein, 2006). In the formalism presented in section 2, the SQG theory is simply based on the assumption of no potential vorticity anomaly inside the water column (QGPV = 0), so that the dynamics is entirely determined by the knowledge of the sea surface density anomalies. As shown in Figure 4.2 (see also appendix A), the vortex structure reconstructed by this method is however systematically surface intensified and it is not able to identify subsurface vortices.

A recent different method (Wang *et al.*, 2013) proposed to use the knowledge of both the surface density and SLA to determine the 3D structure of a vortex. This over-determination of the surface boundary condition can indeed lead to some information on the interior QGPV structure leading to the calculation of the 3D structure. Their method, called ISQG (interior + surface QG method), relies on the combination of the SQG streamfunction ψ_{SQG} (associated with the surface density anomaly alone), and an interior streamfunction ψ_i (associated with the QGPV):

$$\psi = \psi_{SQG}(x, y, z) + \psi_i(x, y, z) \quad 4.14$$

At the surface, $\psi(x, y, z = 0) = SLA = \psi_{SQG}(x, y, 0) + \psi_i(x, y, 0)$. Thus, the difference between the observed SLA and the surface SQG streamfunction (calculated using the observed surface density only) is the signature of the interior QGPV. This proves that the surface boundary over-determination indeed allows inferring some information of the 3D structure.

Despite this promising result, the interior structure is only known at the surface and its vertical variation remains unknown. To close the problem, some additional information have to be specified and Wang *et al.* (2013) hypothesize that the vertical structure of the interior streamfunction (and QGPV) projects on the barotropic and first baroclinic mode only. Unfortunately, the latter hypothesis leads to the same problem as the SQG method and the vortex structure reconstructed by the ISQG is systematically surface intensified and it is not able to identify subsurface vortices (see appendix A).

To conclude, the reconstruction of the 3D structure of vortices from the knowledge of surface fields alone is ill-posed and relies on additional hypothesis that, to our knowledge and up to now, systematically leads to surface intensified structures. The improvement of the existing methods requires being able to reconstruct the structures of both surface and subsurface intensified vortices. Additional degrees of freedom or different hypothesis have to be considered to do so.

Finally, an indication to establish if the observed surface anomalies are associated with a surface or a subsurface intensified structure would be an important step for such an improvement.

4.1.4 Definition of a theoretical index to discriminate between surface and subsurface intensified eddies

If the complete 3D structure of a vortex seems complicated to calculate precisely from surface fields alone, its nature, surface or subsurface, is simpler to determine. Indeed, for instance anticyclonic vortices are always associated with a positive sea level anomaly (SLA), but the sea surface density anomaly depends on the vertical position of the vortex core: it is expected to be negative for surface intensified anticyclones, but positive when the vortex core is subsurface, as shown by Bashmachnikov *et al.* (2013) for MEDDIES. Thus the combination of SLA and sea surface density anomaly can lead to the identification of the vortex nature.

To illustrate this, as a first and simpler approach, we here assume that any physical field associated with a vortex only depends on the vertical coordinate z and the cylindrical coordinate r (measuring the distance with respect to the vortex center) and that vortices are associated with localized pressure anomalies that can be described by a Gaussian structure (Chelton *et al.*, 2011):

$$P = P_0 e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{z-z_0}{H}\right)^2} \quad 4.15$$

Where P_0 is the pressure at the vortex center, R is the vortex radius, z_0 the vertical position of the vortex core and H its vertical extent. Note that H is always positive and the vortex is surface intensified for $z_0=0$ (or positive) and subsurface intensified for $z_0<0$.

This yields the following shapes for all other physical fields:

$$\rho = 2 \frac{P_0}{g} \frac{(z-z_0)}{H^2} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{z-z_0}{H}\right)^2} \quad 4.16$$

$$\eta = \frac{2P_0}{\rho_0 g} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{z-z_0}{H}\right)^2} \quad 4.17$$

$$V_{radial} = \frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{2P_0 r}{\rho_0 f R^2} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{z-z_0}{H}\right)^2} \quad 4.18$$

$$\zeta = \frac{1}{r} \frac{\partial(rV_{radial})}{\partial r} = -\frac{4P_0}{\rho_0 f R^2} \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{z-z_0}{H}\right)^2} \quad 4.19$$

At the surface ($z = 0$) the ratio χ_ρ of Sea Surface density (SS $\rho = \rho$, ($z=0$)) to sea-level anomaly (SLA= h) is defined as:

$$\chi_\rho = \frac{SS\rho}{SLA} = -2\rho_0 \frac{z_0}{H^2} \quad 4.20$$

For the chosen vortex structure, this ratio is only function of the parameters determining the vertical structure of the vortex (z_0 and H) and its nature (surface or subsurface) can be thus directly inferred from the sign of this ratio. Vortices that are surface-intensified ($z_0 \geq 0$, this means that the center of isopycnal curvature is above the surface) have a velocity field, which is maximum at the surface and decreases with depth (Eq. 4.18). Considering the thermal wind

balance, the shape of isopycnal levels within surface-intensified eddies is illustrated in Figure 4.3a-b. Surface-intensified cyclones are associated with a negative SLA and shoaling of isopycnals, leading to an increase of the sea-surface density with positive SSp values (Figure 4.1a). In contrast, surface-intensified anticyclones are associated with a positive SLA and deepening of isopycnals, leading to negative SSp. Thus, the ratio SSp / SLA is expected to be negative for both surface-intensified cyclones and anticyclones.

Subsurface-intensified anticyclones still have positive SLA associated with a positive (negative, respectively) relative vorticity field at the surface in the Northern (Southern) Hemisphere. However, within subsurface-intensified eddies, the swirl velocity and relative vorticity increase from the surface to the depth of the core location and decrease below this level (Eq. 4. 17-4. 18). The typical shape of isopycnal levels within subsurface-intensified vortices is schematized in Figure 4.3c-d and shows in particular the usual lens-like shape, which characterizes the subsurface anticyclones (McWilliams, 1985; Stammer *et al.*, 1991; McGillicuddy *et al.*, 1999; Sweeney *et al.*, 2003; Sánchez and Gil 2004). This results in opposite sign SSp in comparison with surface intensified vortices and the ratio SSp / SLA is thus positive for both cyclonic and anticyclonic subsurface vortices.

Hence, the ratio χ_p can be theoretically used as an index for discriminating between surface and subsurface-intensified eddies. Note that according to Eq. 4. 20, χ_p should also theoretically provide a quantitative estimate of the ratio z_o/H^2 . However calculations of the index using other definitions of vortex structure (using the QGPV from Eq. 4. 12 for instance) show that this result is very sensitive to the analytical structure chosen to represent the vortex and is therefore not general.

To conclude, the χ_p index seems efficient to determine qualitative information on the nature of the vortex (surface or subsurface), but it seems more difficult to retrieve quantitative information on the vertical structure in the general case.

4.1.5 Sensitivity and errors estimation

If we are confident on the ability of the χ_p index to determine the nature -surface/subsurface- of a vortex in the previous context, in nature some hypothesis we have implicitly used are questionable. Indeed, the previous vortex structures are considered monopolar, circular and isolated (here meaning that there is no background flow or other vortices), corresponding to highly idealised configurations. We believe that the deformation of vortices (elliptic shapes or inclination of the vertical axis) is not problematic: tests have shown that, as long as the vortex remains coherent (horizontal deformation below two initial vortex radius), the nature of deformed vortices remain correctly detected by the index.

When a vortex is not isolated, if there exists a background flow for instance, the first problem is to identify and calculate the part of the SSp and SLA signal associated with the vortex and the background flow. A filter has to be designed and we have proposed to use a spatial averaging based on a Gaussian filter with a correlation radius R_f (see appendix B). This filter is used to calculate and remove the background flow but is obviously a source of error: it alters the vortex structure and the separation between vortex structures and background flow is not obvious if their scales are comparable. To evaluate possible errors, we propose to

consider a jet-like surface current with a streamfunction of the form:

$$\psi = \psi_{0j} \tanh\left(\frac{y - y_j}{L}\right) e^{\frac{z}{H_j}} \quad 4.21$$

where L is the width of the current in y -direction, H_j is its vertical extension and y_0 is the distance between the current and the vortex center. In the following, we consider, $H_j = 200\text{m}$, but ψ_{0j} , y_0 , L remain variable. We also consider a subsurface anticyclonic vortex, with fixed characteristics (Gaussian structure defined using Eq. 4. 15): intensity $\psi_{0v} = 7500\text{m}^2\text{s}^{-1}$, vertical position $z_0 = 200\text{m}$, vertical extension $H_v = 400\text{m}$ and radius $R = 50\text{km}$. We superimpose both flows and use the filter given in appendix B to isolate the vortex flow and calculate χ_p . The vortex is subsurface, so that we expect $\chi_p > 0$ (if the vortex was isolated and without filter, $\chi_p = 2.5$, according to Eq. 4. 20).

We thus evaluate the sensitivity of the index calculation to the filter correlation radius R_f and jet width L , the jet intensity and its width, the jet intensity and the position of the jet with respect to the eddy center y_0 . The results are shown in Figure 4.4.

Figure 4.4a represents the index values as a function of the filter correlation radius and jet width. We have chosen $\psi_{0j} = 7500\text{m}^2\text{s}^{-1}$ and $y_0 = +50\text{km}$ (this corresponds to the most unfavourable distance as can be seen below in Figure 4.4c). The $\chi_p = 0$ isoline is represented so that it is easy to determine filter and jet characteristics for which the index calculation is problematic, here associated with a negative index which would identify the vortex as surface intensified. When R_f is small, the filter is not active and both structures (jet and vortex SLA and SSp signatures) mix so that the evaluation of the vortex nature is problematic, whatever the value of the jet width. A minimum filter correlation radius is thus necessary to avoid this problem. Also, as can be seen from Figure 4.4a, wrong identification is possible when the filter radius is more than 3 time the eddy radius and current width being comparable to or less than about 1.3 eddy radius. Otherwise, the eddy is always correctly identified as subsurface. This shows that the correlation radius of the Gaussian filter has to be chosen so that $R_f < 3 R$. In addition, we can observe that when the current width and the vortex have the same size ($L/R=1$) the best results are obtained when $R_f \sim R$. For the rest of the sensitivity study we thus fix the radius filter to 50km .

Figure 4.4b represents the index values as a function of the jet width and jet intensity. We thus set the filter radius at 50km and the distance eddy-jet y_0 at $+50\text{km}$. As can be expected, background currents influence the calculation of the index and can lead to incorrect identification if their characteristics (width and intensity) become comparable to the eddy. Also notice that there is no symmetry between eastward ($\psi_{0j} / \psi_{0v} > 0$) and westward current ($\psi_{0j} / \psi_{0v} < 0$), this is related to the clockwise rotation of the anticyclonic eddy that has accumulative effect on the eastward current and opposite effects when the current is westward. To conclude, close to strong and narrow currents, the detection of the nature of eddies can be problematic.

Figure 4.4c represents the index variations as a function of the jet intensity and vortex-current distance. We have here chosen $R_f=50\text{km}$ and $L=50\text{km}$. Again, there is no detection problem when the current is weak enough or when the current is far from the vortex. Notice that, when the center of the eddy is exactly superimposed with current ($y_0=0$), the subsurface eddy is well detected too, because in this particular point the average of the sea surface height and of the density fields associated with the current are weak. However, for strong currents (intensity higher than 2.3 times the vortex intensity), and when the vortex strongly interacts with the current ($y_0 \sim R$), the index does not allow a correct detection of the vortex nature.

To conclude, we have here illustrated that, in a complex environment, when the vortex is in the vicinity of strong currents, the χ_p index can lead to incorrect identification of the nature (surface or subsurface) of a vortex. In practice, we expect this problem occurs mainly close to generation areas of eddies when they originate from the instability of jets.

Finally, Figure 4.4 also shows that index value is sensitive to the general environment of the vortex, and to the filter characteristics. This confirms that it is difficult to gain quantitative information on the vortex vertical structure from the calculation of χ_p .

4.1.6 Conclusion: summary and perspectives for part 2

In this work, we have first shown that the knowledge of the interior potential vorticity is crucial to determine the exact structure of an eddy. Theoretical models based on the pure knowledge of instantaneous surface fields yield good results for surface vortices, but we have shown that subsurface eddies (with an interior potential vorticity fields intensified in deep layers) cannot be reconstructed by the SQG or ISQG theory. The ISQG theory improves the results obtained by SQG theory and can be used for turbulence generated by winds (Rossby waves) where first baroclinic mode and barotropic mode dominates, but hypothesizes that the vortex is surface intensified. SQG and ISQG approaches have thus to be handled with care in areas where subsurface vortices exist.

ISQG can however be easily extended to take into account other vertical structures, determined from climatologies of specific coherent vortices present in oceanic regions for instance, in particular with subsurface maximum. To do so, it is important to be able to determine the nature (surface or subsurface) of a vortex, from surface fields alone. Now we have proposed a very simple index: the ratio of the sea surface density sea level anomalies, χ_p . We have shown that it gives good qualitative results, which do not depend on the choice of the vortex structure for academic configurations (circular, isolated vortex).

In realistic configurations, a filter must be applied to determine the part of the SLA and SSP signals associated with the vortex. Sensitivity studies have shown that the index calculation is then more difficult in a complex environment. A strong current having characteristics similar to the vortex can hide the signal of subsurface eddy when it is located in its vicinity. The filter characteristics (in particular the correlation radius of the filter must be preferentially close to the vortex radius and less than three times its value) should also be chosen with care.

In addition, obviously, a vortex constituted of several vertically aligned cores, would be problematic too, as its nature is not clearly defined. Such structures are not ubiquitous in

observations but several studies have shown that vortices of the same sign, with cores located at different depths, tend to align (Polvani, 1991; Nof and Dewar, 1994; Corr  ard and Carton, 1998; Sutyrin *et al.*, 1998; Perrot *et al.*, 2010).

Finally, SS ρ is not directly observed from satellites, as it requires an observation of both the sea surface temperature and salinity at comparable precision and resolution, which is still beyond the actual possibilities. However, at first order, the variations of SS ρ are dominated by SST variations, except in specific regions where salinity can play a substantial role on the stratification (near estuaries, region of ice formation/melting, etc.). So we can expect the use of the SST anomaly (a field currently available from satellite observations at high resolution) to be a good proxy for the calculation of χ_p . This however remains to be tested. This, and further evaluation of the validity of the index in complex and realistic configurations, is done in Assassi *et al.* (2015).

a) Acknowledgements

This study has benefited from the funding of different projects: EPIGRAM, funded by CNRS (LEFE/IMAGO) and Agence Nationale de la Recherche (grant ANR-08-BLAN-0330-01), COMODO, funded by (ANR-11-MONU-005-03), and “Merging of satellite and *in-situ* observations for the analysis of meso and submesoscale dynamics”, funded by CNES (OSTST project).

b) Appendix A: evaluation of the SQG and ISQG methods for subsurface vortices

As initially shown by Bretherton (1966), building on the idea that the surface density of the ocean plays the same role as the potential vorticity in the interior of the ocean, several studies have proposed to compute velocity fields from the knowledge of surface temperature alone (see Held *et al.*, 1995; Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre and Klein, 2006), known as the Surface Quasi-Geostrophy (SQG) theory (Hoskins *et al.*, 1985). It boils down to inverting Eq. 4. 8, 4. 9 and 4. 10 hypothesizing QGPV=0. It can be shown that in the Northern hemisphere a positive surface density anomaly –or a negative temperature anomaly- will in this case be associated via the SQG theory with a surface intensified cyclone. Negative surface density anomaly –or a positive temperature anomaly- will be associated by the SQG theory to a surface intensified anticyclone (see Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre and Klein, 2006). This is illustrated in Figure 4.5 using surface density anomalies $\delta\rho_0 = \pm 0.02 \text{ } ^\circ/\text{ }_{00}$ and R= 50 km with $Q_0 = 0$. The maximum of the velocity field reaches 0.09m/s and the maximum vorticity $\zeta = 0.1 f$.

However, for most oceanic eddies the assumption of no potential vorticity anomaly within the water column is not verified, so we can expect some discrepancies between reconstructed fields using the SQG method and realistic vortex structures. In particular, the difference between the observed sea surface elevation and obtained using SQG and the sea surface density anomaly is the signature of the interior QGPV.

Based on this idea, Wang *et al.* (2013) have proposed an improved method, called ISQG (interior + QG method), which relies on the addition of an interior streamfunction ψ_i to the

SQG streamfunction ψ_{SQG} associated with the surface density anomaly (Eq. 4. 14, $\psi = \psi_{SQG} + \psi_i$). The interior streamfunction ψ_i is then calculated assuming that its vertical structure is a combination of the barotropic and first baroclinic modes whose horizontal structure is calculated so that the total streamfunction matches the sea surface elevation at the surface ($\psi(z=0) = g\eta / f + \psi_{surf}$) and vanishes at the bottom. The solution is given by

$$\psi_i(x, y, z) = \psi_h(x, y)F_1(z) - \psi_{SQG}(x, y, -H) - \psi_h(x, y)F_1(-H) \quad A. 1$$

$$\psi_h(x, y) = \frac{1}{F_1(0) - F_1(-H)} [\psi_{surf}(x, y) + \psi_{SQG}(x, y, -H) - \psi_{SQG}(x, y, 0)] \quad A. 2$$

With this, it can be easily verified that $\psi(z=0) = \psi_{surf}$ (the sea surface elevation is as prescribed), $\psi(z=-H) = 0$ (the total streamfunction vanishes at the bottom) and

$\frac{\partial \psi}{\partial z}(z=0) = \frac{\partial \psi_{SQG}}{\partial z}(z=0)$ (the surface density field is as prescribed). Thus, the ISQG method leads to an estimation of interior fields from the sea surface elevation and density alone and matching these surface fields.

However, the vertical structure of the interior streamfunction, and thus QGPV, is empirically determined and only projects on the barotropic mode (which does not vary with depth) and first baroclinic mode. If the details of the shape of the first baroclinic mode depend on the stratification, it is always intensified at the surface, reaches zero at mid depth or so and reaches another extremum (usually weaker) at the bottom (see Figure 4.1b). As a result, the vertical structure of the QGPV field associated with the ISQG approach is determined by the first baroclinic mode and is always surface intensified.

Figure 4.6 represents the vorticity, QGPV and density anomaly fields for a chosen surface intensified anticyclone with $\delta\rho_0 = -0.02 \text{ } ^\circ/_{00}$, $R = 50\text{km}$, $H_v = 200\text{m}$, $z_0 = 0\text{m}$ and $Q_0 = -0.5f$ and its reconstruction using the ISQG and SQG approaches. As demonstrated by Wang *et al.* (2013) the improvement of the ISQG approach is obvious, in particular for the vorticity and density anomaly fields. Notice however that there exists a discrepancy in the deepest layers for the QGPV field, which exhibits a vertical structure with opposite sign anomalies for ISQG, a structure known to be baroclinically unstable. This modification does not have a strong impact for the reconstructed fields (at least in the upper layers), but if it was used in a predictive model, the evolution and propagation of the (real) QGPV and ISQG reconstructed vortices would be different (see Morel and McWilliams, 1997).

As the QGPV of the ISQG is surface intensified (and is null for SQG), the reconstruction of subsurface eddies thus remains a problem for both SQG and ISQG methods. This is illustrated in Figure 4.7 which represents the vorticity, QGPV and density anomaly fields for a subsurface vortex with $\delta\rho_0 = 0. \text{ } ^\circ/_{00}$, $R = 50\text{km}$, $H_v = 200\text{m}$, $z_0 = 300\text{m}$ and $Q_0 = -0.5f$. The surface vorticity field remains decently represented, but as expected, the QGPV and density fields are this time very different as the structure reconstructed by the ISQG method remains surface intensified. These differences get stronger as the vortex core vertical position

(z_0) gets deeper. Also notice that, as the chosen vortex has no density signature at the surface ($\delta\rho_0 = 0$, σ_{θ_0}) the SQG fields are null.

Finally, notice that this time the density field reconstructed by the ISQG method leads to opposite sign anomalies: in fact, an anticyclonic vortex with a negative QGPV core has a weakly stratified core. As a result, surface intensified anticyclones deflect isopycnic levels and the thermocline downward. This is also true for isopycnic levels located below the core of subsurface vortices, but the isopycnic levels located above their core are this time pushed upward (see for instance Bashmachnikov and Carton, 2012; Bashmachnikov *et al.*, 2014).

This has important consequences and accentuates the discrepancies for subsurface anticyclones. Indeed, as isopycnic levels located above the core are pushed upward, it is reasonable to associate this kind of structure with positive density anomalies at the surface. Figure 4.8 represents the velocity, vorticity and potential vorticity fields for a subsurface vortex with $\delta\rho_0 = 0$, σ_{θ_0} , $R = 50\text{km}$, $H_v = 200\text{m}$, $z_0 = 300\text{m}$ and $Q_0 = -0.5 f$.

The ISQG method leads to subsurface intensified vorticity, but the QGPV field still has the same problem and the intensity of the vorticity and density fields are this time much weaker than reality. SQG predicts a good thermocline position (density anomaly) but, as a positive surface density anomaly is associated with cyclonic vortices, the vorticity has an opposite sign.

To conclude, both SQG and ISQG have difficulties to represent subsurface eddies. Notice that as Eq. 4. 8-4. 10 are linear, we only considered anticyclonic vortices with a fixed QGPV strength ($Q_0 = -0.5 f$), but the results are identical for cyclones or anticyclones with different strength.

The discrepancies associated with the reconstructed ISQG or SQG fields obviously depends on several parameters (vortex core depth, radius, shape, ...), but subsurface vortices represent a specific problematic category and, despite the recent improvement brought by the ISQG approach, the identification and calculation of the 3D fields for this kind of structures remains a challenge.

c) Appendix B: Gaussian filter

Using a low pass filter allows to retain the large scale information within an image while reducing the small scale information. Here, the low pass filter $\bar{\psi}$ of a physical field ψ is calculated using a smoother of the form:

$$\bar{\psi}(i, j) = \frac{\sum_{\Omega_{i,j}} w(i1, j1) \psi(i1, j1)}{\sum_{\Omega_{i,j}} w(i1, j1)} \quad \text{B. 1}$$

where the weights w are defined as:

$$w(i1, j1) = e^{-\frac{(x(i,j)-x(i1,j1))^2 + (y(i,j)-y(i1,j1))^2}{R_f^2}} \quad \text{B. 2}$$

and R_f is the correlation radius. The region $\Omega_{i,j}$ over which the mean field is calculated is

circular with a radius $2 R_f$.

d) Tables

Tableau 4.1: Characteristics of the QGPV fields for the 4 solutions presented in Figure 4.2.

Structure	z_0	Q_0
1	0	0.
2	-300	+0.5 f
3	0	+0.5 f
4	0	-0.5 f

e) Figures

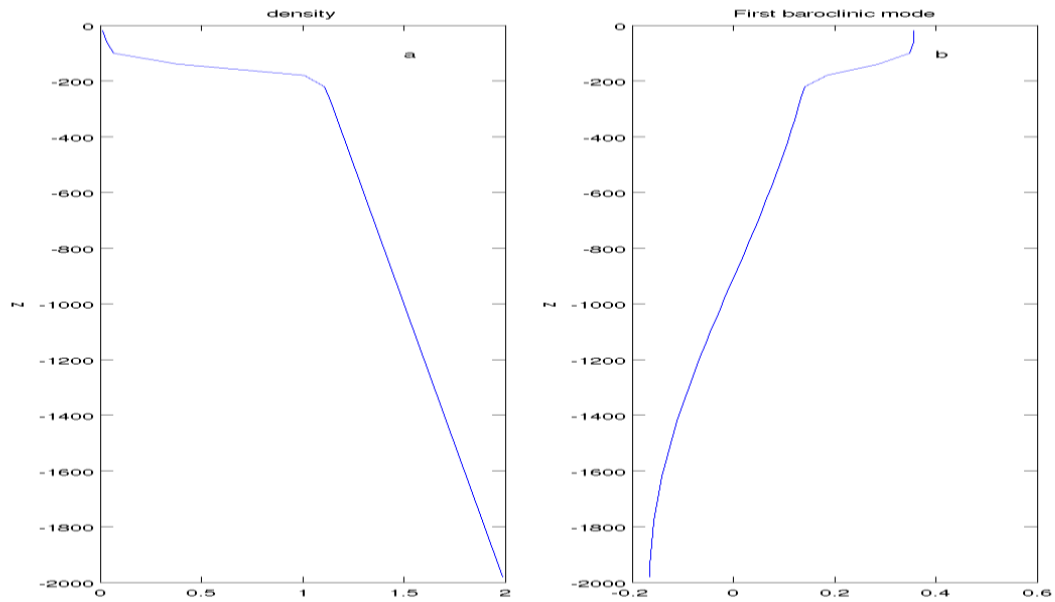


Figure 4.1: chosen density profile ($\bar{\rho}(z)$, panel a) and vertical structure of the first baroclinic mode (panel b).

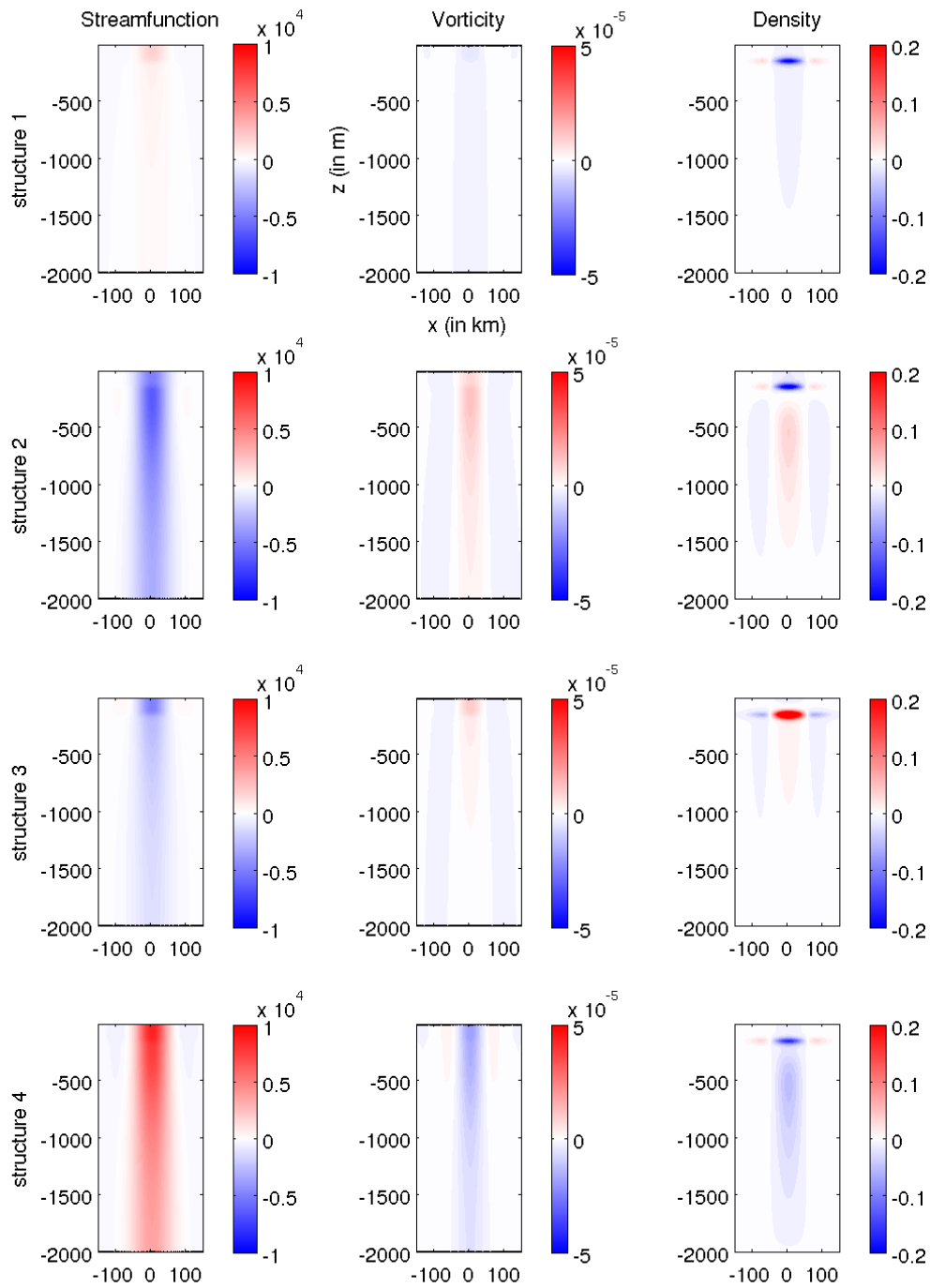


Figure 4.2: streamfunction (left column), Vorticity (middle column) and density anomaly (right column) for solutions associated with the same boundary conditions, but different QGPV fields (see table 1 and Eq. 4. 12).

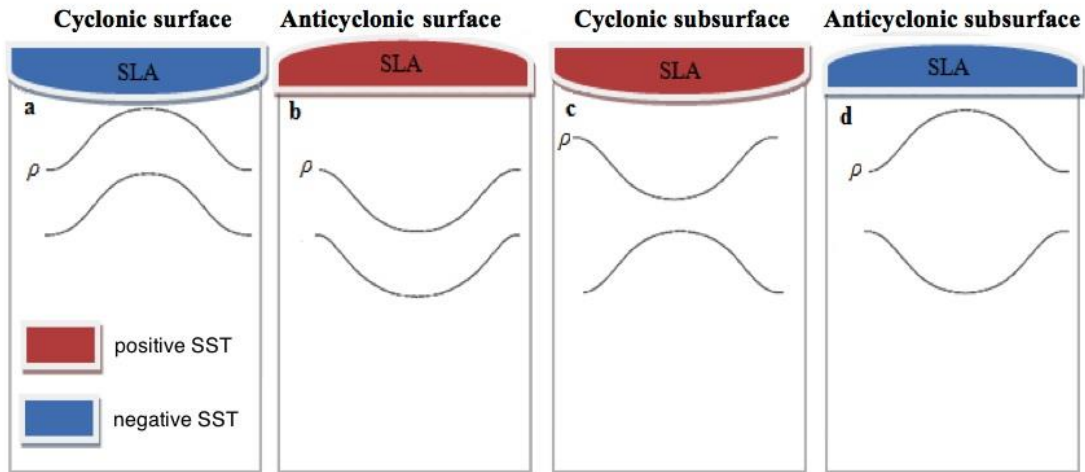


Figure 4.3: isopycnal displacements, SLA and SST anomaly, for the four different eddies types.

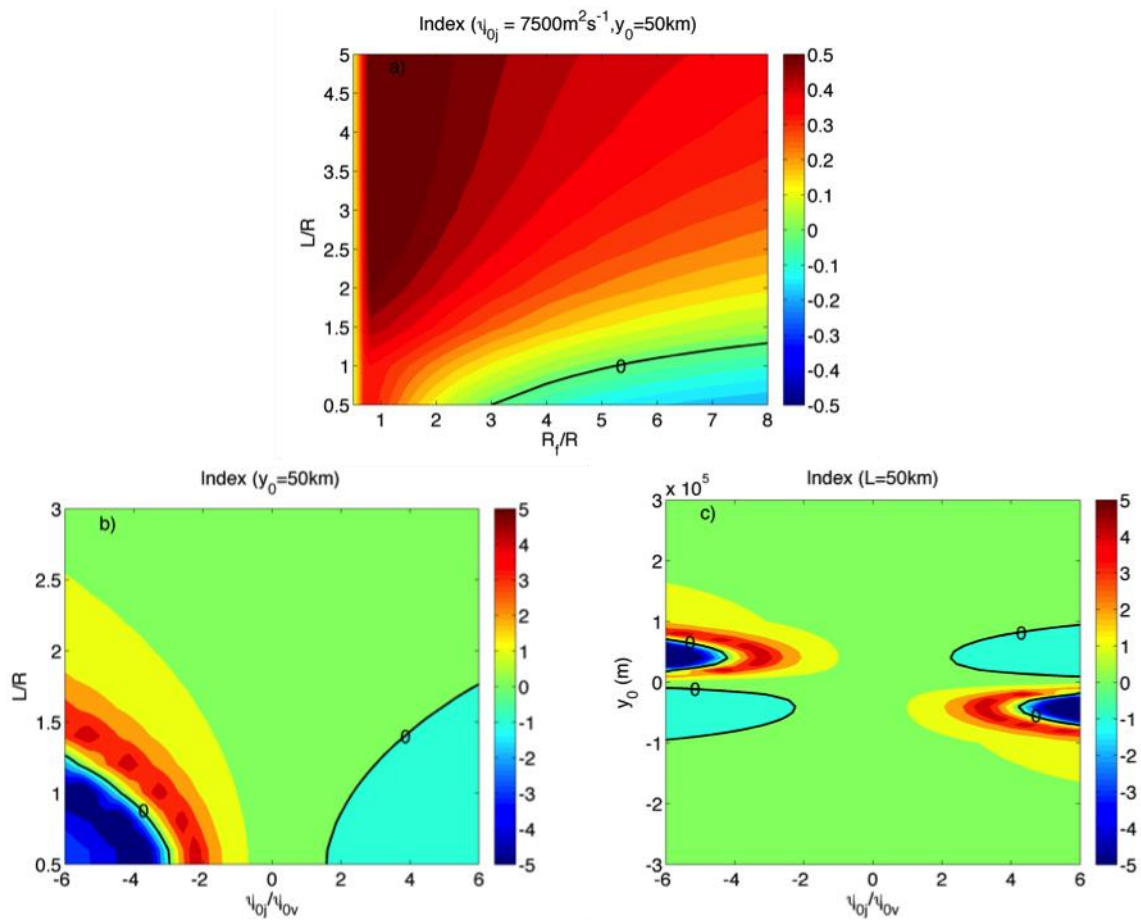


Figure 4.4: sensitivity study of the index to: a) the filter radius and the current width, b) the jet intensity and its width, c) the jet intensity and the distance jet-eddy.

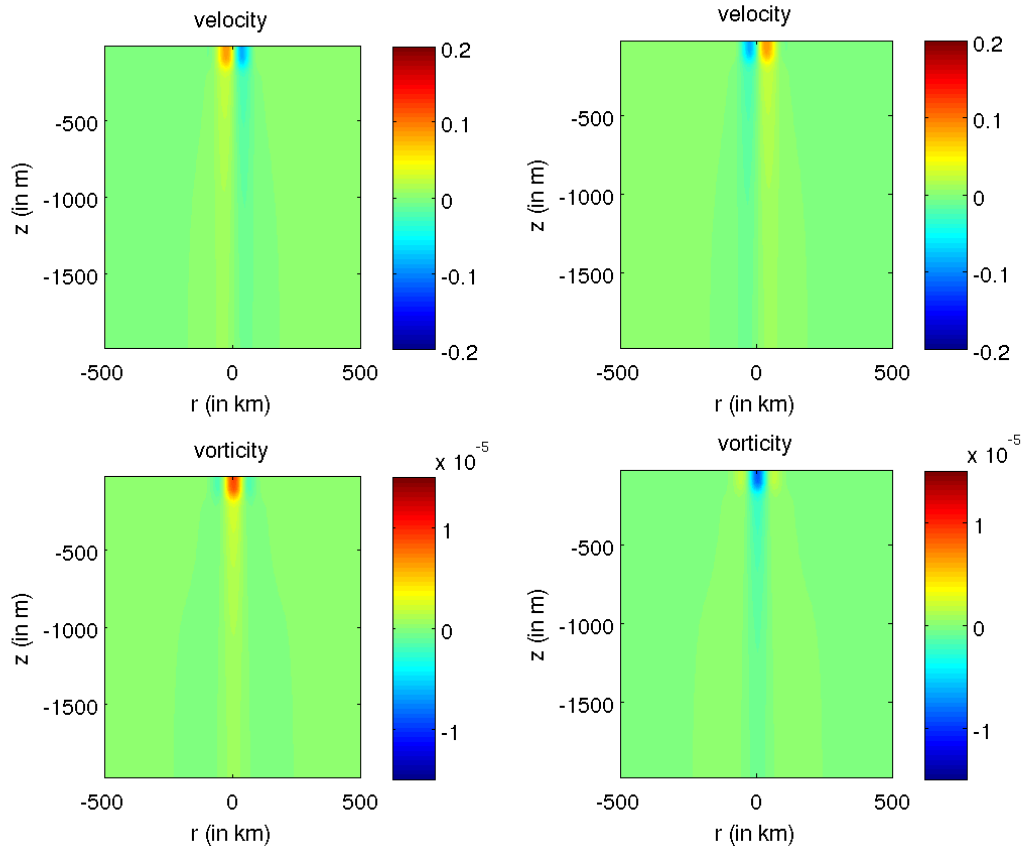


Figure 4.5: velocity field (upper panels) and relative vorticity (lower panels) associated with a density anomaly $\delta\rho_0 = 0.02 \text{ } ^0/_{00}$ (left panels), or $\delta\rho_0 = -0.02 \text{ } ^0/_{00}$ (right panels), and $R=50\text{km}$ ($Q_0 = 0$). Notice that a surface density anomaly with a positive core is associated with a cyclonic circulation and a negative core with an anticyclonic circulation.

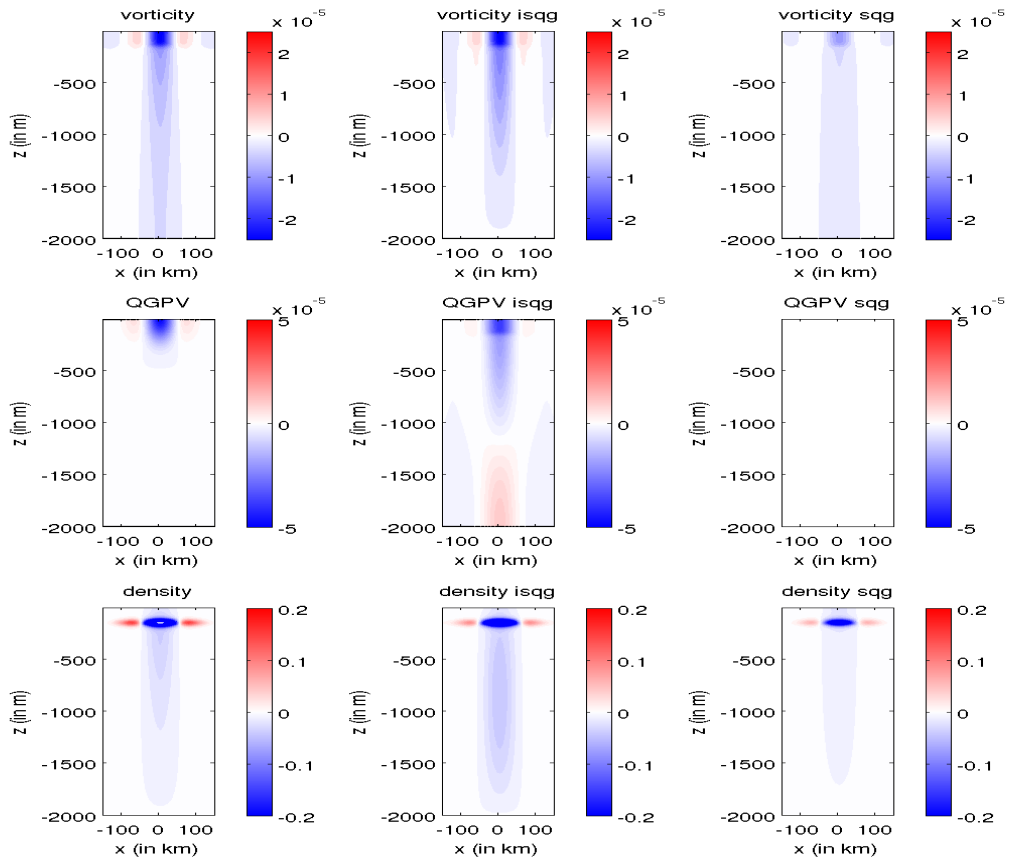


Figure 4.6: vertical section of vorticity, QGPV and density fields for a surface anticyclone with $\delta\rho_0 = -0.02 \text{ } ^0/_{00}$, $R= 50\text{km}$, $H_v = 200\text{m}$, $z_0 = 0\text{m}$ and $Q_0 = -0.5 f$ (left column) and reconstructed fields for ISQG (middle column) and SQG (right column).

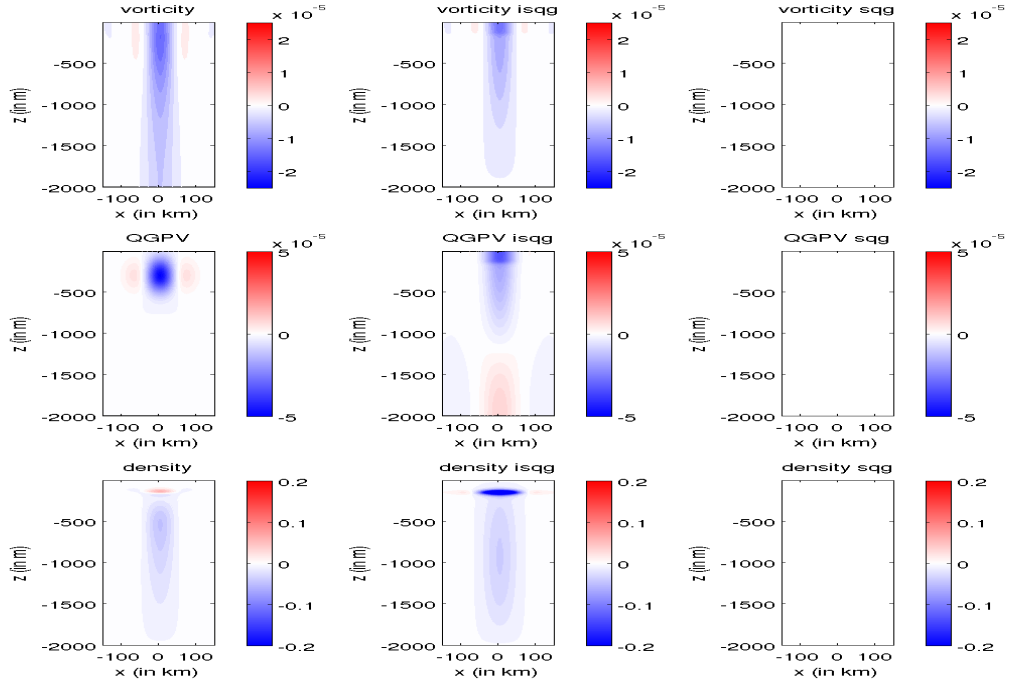


Figure 4.7: vorticity, QGPV and density fields for a subsurface anticyclone with $\delta\rho_0 = 0$, $R = 50\text{km}$, $H_v = 200\text{m}$, $z_0 = 300\text{m}$ and $Q_0 = -0.5f$ (left column) and reconstructed fields for ISQG (middle column) and SQG (right column).

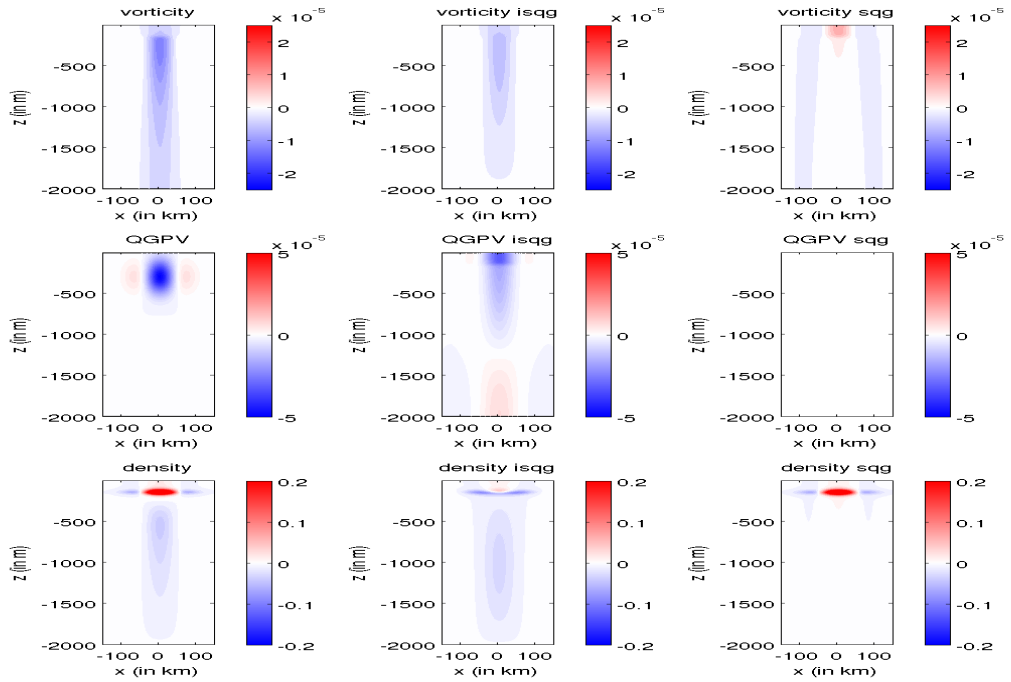


Figure 4.8: vorticity, QGPV and density fields for a subsurface anticyclone with

$\delta\rho_0 = 0.02 \text{ } ^0/_{00}$, $R = 50 \text{ km}$, $H_v = 200m$, $z_0 = 300m$ and $Q_0 = -0.5f$ (left column) and reconstructed fields for ISQG (middle column) and SQG (right column).

An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 2: Validation and limits

C. Assassi^{1,2}, Y. Morel¹, A. Chaigneau¹, C. Pegliasco¹, F. Vandermeirsch², R. Morrow¹, F. Colas³, R. Cambra¹

1) LEGOS (CNRS/IRD/UPS/CNES), 14 av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, FRANCE

2) IFREMER, DYNECO/PHYSED, Centre de Brest, BP 70, 29280 Plouzané, France

3) LOCEAN (IRD/IPSL/UPMC), Paris, France.

ABSTRACT

In this study, we investigate the possibility to distinguish between surface and subsurface intensified eddies from surface data only, using the sea surface height and the sea surface temperature available from satellite observations. A simple index, based on the ratio of the sea surface temperature anomaly and the sea level anomaly, is proposed. Its validity in complex and realistic configurations is studied using outputs of a realistic regional circulation model of the Peru-Chile upwelling system, where both surface and subsurface eddies coexist. The index is also applied on in-situ data to analyze a previously observed subsurface-intensified SWODDY (Slope Water EDDY) in the Bay of Biscay. This study suggests that the index can be successfully used to determine the nature of mesoscale eddies (surface or subsurface-intensified) from satellite observations only. Several applications of the index are also discussed.

Keywords

Eddies, vortices, subsurface, sea surface height, and sea surface temperature.

4.2 An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 2: Validation and limits

4.2.1 Introduction

In a first paper (Assassi *et al.*, 2015) we have proposed a simple index to determine if an oceanic vortex was surface or subsurface intensified. The index, denoted χ_ρ , is the ratio of the Sea Surface density (SSp) to the Sea Level Anomalies (SLA). It is shown to be negative for surface intensified vortices and positive for subsurface intensified vortices. If it is expected to work well in academic configurations with axisymmetric and isolated vortices, it has been shown that error can occur in a complex background. In addition, the SSp is not directly observed from space and we have also noted that the use of the Sea Surface Temperature (SST) would be easier, but has to be tested.

The goal of the present paper is therefore to examine the validity of an index based on sea surface temperature and in realistic configurations.

The paper is organized as follows. In Section 2, we recall the index definition and the equations relating physical quantities in the framework of the quasi-geostrophic model. The validation and efficiency of this index is first tested in Section 3 using a regional model simulation in the eastern South Pacific where surface and subsurface eddies cohabit (Chaigneau *et al.*, 2011; Colas *et al.*, 2012). Then, in Section 4, the index is applied to satellite data, showing its ability to adequately detect subsurface eddies previously observed from hydrographic measurements. Results and further possible applications of the index are discussed in Section 5 and concluding remarks are provided in Section 6.

4.2.2 General equations

In the framework of the quasi-geostrophic assumption on an f -plane, dynamical fields are all linked to the pressure field P (see Eq. 4. 1, 4. 2, 4. 3 4. 4, 4. 5, 4. 6; *e.g.* Pedlosky, 1987):

As in Assassi *et al.* (2015), for further analytical calculations, we assume that vortices are associated with localized pressure anomalies that can be described by a Gaussian structure Eq. 4. 15; see Chelton *et al.*, 2011):

This yields the following shapes for all other physical fields (Eq. 4. 16; 4. 17; 4. 18; 4. 19)

The index χ_ρ is defined as the ratio of the Sea Surface density ($\text{SSp} = \rho(z=0)$) to the sea-level anomaly ($\text{SLA} = h$; Eq. 4. 20)

As shown in Assassi *et al.* (2015), for the vortex structure associated with Eq. 4. 20,

$\chi_\rho = -2\rho_0 \frac{z_0}{H^2}$ Even though the quantitative aspects of the previous result are strongly associated with the chosen analytical structure, the sign of χ_ρ allows determining the nature of a vortex. As recalled in Tableau 4.2, χ_ρ is negative for surface intensified vortices (cyclones

or anticyclones) and positive for subsurface intensified ones (cyclones or anticyclones).

As SSp is not directly measured from satellites observations, we also define: $\chi_T = \frac{SST}{SLA}$

At first order, the variations of SSp are dominated by Sea Surface Temperature (SST) variations (except in specific regions where salinity can play a substantial role on the stratification: near estuaries, region of ice formation/melting, etc...). Thus, χ_T can also be used as an index to distinguish between surface and subsurface-intensified eddies (this will be tested in the next sections) except that as temperature and density are anticorrelated, χ_ρ and χ_T are of opposite sign (see Tableau 4.2).

4.2.3 Application of χ_ρ and χ_T to a regional numerical model

a) Model configuration

In order to examine the relevance of the proposed indices (χ_ρ and χ_T) to discriminate between surface and subsurface intensified eddies, we first used a realistic ROMS (Regional Ocean Modeling System) simulation of the Peru-Chile Current System. In this region, the main characteristics and dynamics of mesoscale eddies have been recently studied from satellite data and *in-situ* observations (Chaigneau and Pizarro, 2005a, b; Chaigneau *et al.*, 2008; 2009; 2011; Johnson and McTaggart, 2010; Morales *et al.*, 2012; Stramma *et al.*, 2013). These studies have revealed the presence of both surface and subsurface intensified eddies that are preferentially formed near the coast and propagate toward the open ocean. The ROMS model is able to adequately reproduce both the observed regional-scale circulation (Penven *et al.*, 2005; Colas *et al.*, 2008; Montes *et al.*, 2010, 2011; Echevin *et al.*, 2011) and surface/subsurface intensified eddies in the region (Colas *et al.*, 2012).

ROMS is a free-surface, split-explicit model that solves the hydrostatic primitive equations based on the Boussinesq approximation (Shchepetkin and McWilliams, 2005; 2009). We used the same model configuration than in Colas *et al.* (2012; 2013). The horizontal grid is isotropic and spans the region between 15°N and 41°S and from 100°W to the South American coast. Its spatial resolution is ~ 7.5 km, allowing to correctly resolve mesoscale structures (Colas *et al.* 2012) because the baroclinic Rossby radius of deformation is of 50-150 km in the study region (*e.g.* Chelton *et al.*, 1998; Chaigneau *et al.*, 2009). The ROMS configuration used 32 stretched terrain-following curvilinear vertical coordinates. Lateral boundaries are opened and forced by thermodynamical fields from a monthly climatology taken from SODA (Carton and Giese, 2008) and constructed over the 1980-2000 period. The model is forced at the surface by heat fluxes from the COADS monthly climatology (DaSilva *et al.*, 1994) and by a QuikSCAT wind-stress monthly climatology (SCOW, Risien and Chelton 2008). As in Colas *et al.* (2012), the simulation was performed over a 13 years period, during which 3-day averages of the model outputs are stored. The first 3 years are considered as the spin-up phase and discarded from the stabilized equilibrium solution analyzed in this study. The mean currents are realistic and major characteristics of the Humboldt Current system are reproduced, but El-Niño events and intra-seasonal variability associated with equatorial waves dynamics are not represented due to the climatological forcing. In the present study, we use the last year of the simulation for our analysis. Readers

interested are referred to Shchepetkin and McWilliams (2009) for a model description and Colas *et al.* (2012, 2013) for a more detailed description of the configuration and analysis of the results.

Figure 4.9 represents the sea surface height and temperature for a given model output, representative of the circulation in the area. Notice the presence of numerous eddies but also the larger scale gradients associated with the large scale circulation, and the strong coastal upwelling associated with permanent alongshore winds (Colas *et al.*, 2012). Since alongshore equatorward wind is the primary forcing of coastal upwelling along an Eastern boundary, this upwelling is ubiquitous as indicated by the continuous strip of cold water and negative SSH nearshore (Figure 4.9).

b) Analysis of surface and subsurface eddies

To isolate the vortex SLA, SST and SS τ signatures, a filter has to be applied to the global fields. We use a Gaussian filter and, as shown in Assassi *et al.* (2015), the correlation radius R_f of the filter should be chosen close to the vortex radius and smaller than three times the latter. As the eddy size is variable over the region we have chosen $R_f=150$ km corresponding to the maximum eddy radius observed in the area (Chaigneau *et al.*, 2008; 2009).

The anomaly maps (SLA, SSpA and SSTA) corresponding to Figure 4.9 are shown in Figure 4.10. The SLA exhibit positive changes up to 8 cm for anticyclonic eddies and -10 cm for cyclonic eddies. The structure of the vortices is well marked with radii ranging between 50 and about 150 km (Figure 4.10a). The SSpA and SSTA exhibit very similar structures, with SSTA variations reaching $\pm 1^\circ\text{C}$ in the open ocean but as low as -4°C near the coast where the upwelling signal is very strong. The vortex structures are more clearly marked on SLA than on SSpA or SSTA maps (see Figure 4.10b and c). Vortex centres are thus identified as local minimum or maximum on SLA maps. In order to avoid taking into account relatively weak eddies, we discarded from the analysis the eddy centers that have an $|\text{SLA}| < 2$ cm.

Figure 4.11 shows a map of χ_p , red areas are associated with positive values, corresponding to expected subsurface vortices, blue areas are associated with negative values, corresponding to expected surface vortices. We have also superimposed the filtered SLA isolines (yellow contours). The expected nature of each vortex is then evaluated using the index near the eddy center (in practice the value at the center over one grid point give the best results). The exact nature of the identified vortex is established using the relative vorticity (calculated from the 3D velocity field available from the numerical results). Based on the notion that rotation dominates within a vortex, the relative vorticity is indeed a good indicator and can be used to detect eddies and to characterize their intensity (McWilliams, 1990). For each detected vortex, the depth of maximum relative vorticity $Z_{\zeta_{\max}}$ corresponds to the vertical position of the vortex core.

The four different vortex types were observed: surface anticyclones and cyclones (with respectively positive and negative relative vorticity reaching their maximum absolute value at the surface) and subsurface anticyclones and cyclones (with respectively positive and negative relative vorticity reaching their maximum absolute value inside the water column). Typical examples are given in Figure 4.12 with structures representative of the four possible vortex

types and different amplitudes. The positions of the eddies are indicated on Figure 4.11.

c) Analysis

As mentioned above, both anticyclonic and cyclonic subsurface vortices can be identified. Their core is located at different depths but because of the dependency of χ_p on the vertical extent (or decreasing rate) H and because of its sensitivity to the exact shape of the vortex, we were not able to evaluate these depths from the surface fields and our results remain qualitative.

For the particular SLA map shown in Figure 4.10a, 77 eddies have been identified over the region. The use of the index χ_p allows us to adequately determine the exact nature of the eddy (surface or subsurface) for about 75% of them. Also notice that the vortices have elliptic shapes and are slightly elongated horizontally (see also Chaigneau *et al.*, 2008), probably because of their interaction with surrounding eddies and background sheared currents. This shows that the circular symmetry, assumed in the analytical approach (Assassi *et al.*, 2015), is not necessary in practice: as long as a clear local SLA extremum can be identified we expect the index to give reliable results.

Despite this relatively good agreement, the index does not yield correct analyses for ~25% of the vortices. The analysis of these vortices showed that half (12%) of such vortices are in fact multi-core eddies with both local surface and subsurface maximum of relative vorticity. Figure 4.13 represents the position for all identified eddies superimposed on the SLA (Figure 4.13a) and χ_p (Figure 4.13b). Circles (o) are associated with multi-core eddies¹, crosses (+) with eddies with single-cores, stars (*) are associated with eddies that are not correctly identified: positive index but surface intensified core in reality or negative index but subsurface intensified core.

It is well known that vortices of the same sign but whose cores are located at different depth tend to align when they are close to each other (Polvani, 1991; Nof and Dewar, 1994; Correard and Carton, 1998; Sutyrin *et al.*, 1998; Perrot *et al.*, 2010). Even though such a process is difficult to observe in nature (Cresswell, 1983; Pingree and Le Cann, 1993; Tychensky *et al.*, 1998), the present results show that it could be widespread, at least in numerical simulations. It has also been shown that the interaction of vortices with currents or topography, in particular intensified at different depths, can lead to the formation of secondary aligned pole for the vortex (Herbette *et al.*, 2004).

Figure 4.14 gives an example of multi-core structures. Figure 4.14a represents an anticyclonic vortex correctly identified as a subsurface eddy by the index (maximum intensity at 100 m depth) but aligned with a cyclonic surface core. Figure 4.14b represents a cyclonic vortex correctly identified as a surface eddy by the index (maximum intensity at the surface) but aligned with a subsurface core (located at 50 m depth). Figure 4.14c and 6d give examples of respectively cyclonic and anticyclonic multi-core vortices, identified as surface intensified by

¹An eddy is defined as multi-core when the vorticity vertical profile at its center exhibits more than one extremum, separated by more than 50m depth.

the index but for which the lower relative vorticity core is more intense.

In fact, the index for a double core vortex is of the form:

$$P = P_{sur} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{Z-Z_{sur}}{H_{sur}}\right)^2} + P_{sub} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{Z-Z_{sub}}{H_{sub}}\right)^2} \quad 4.22$$

can be calculated and we get:

$$C_r = -2r_0 \frac{P_{sur} \frac{Z_{sur}}{H_{sur}^2} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{Z_{sur}}{H_{sur}}\right)^2} + P_{sub} \frac{Z_{sub}}{H_{sub}^2} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{Z_{sub}}{H_{sub}}\right)^2}}{P_{sur} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{Z_{sur}}{H_{sur}}\right)^2} + P_{sub} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} e^{-\left(\frac{Z_{sub}}{H_{sub}}\right)^2}} \quad 4.23$$

whose sign depends on many parameters, the surface and subsurface core strengths, but also the rate of decrease of each core, in particular if both cores have comparable strengths. Thus, the sign of the index does not necessarily reveal the position of the most intense core.

Thus this kind of specific structure (the fact that the structure is multi-core) cannot be detected using the proposed index, but, when there is a significant difference in the strength of the vertically aligned cores, our results show that the index gives the good result. Multi-core structures with cores of comparable strengths are more problematic, but they can be considered both surface and subsurface, and they are not expected to be ubiquitous in nature.

Figure 4.15 represents the relative vorticity structure of the 4 single-core eddies for which the index yields wrong results. Their positions are indicated in Figure 4.11 (denoted 7a, b, c and d) and Figure 4.13(indicated by stars: *). Vortex 7a is a subsurface anticyclonic vortex identified as a surface intensified eddy by the index χ_p (negative value). Notice that it is a vortex with a reduced strength and that the index varies from negative to positive in the vicinity of the center. All previous remarks also apply to vortex 7b, a surface intensified anticyclone identified as a subsurface intensified eddy by the index. Vortices 7c and 7d are different. They are both associated with strong subsurface anticyclones, identified as surface eddies by the index. Since we are confident of our criterion for isolated axisymmetric structures, we believe the explanation is associated with the strong deformation or influence of the structures in the vicinity. Notice for instance that both eddies seem to be linked to other cores in their vicinity (Figure 4.15c, d, vertical transects) and that vortex 7c is close to a strong thermal front (see Figure 4.9b) so that it could well have recently subducted (see Herbette *et al.*, 2004) or vertically split when interacting with background currents or bottom topography (Vandermeirsch *et al.*, 2002; Herbette *et al.*, 2003).

Thus, as expected from Assassi *et al.* (2015), the nearby environment of the eddy plays a role in the calculation of the index as it enters in the definition of the “background” and thus the anomaly associated with the eddy. For several processes, the calculation of the anomaly associated with an eddy can be problematic: the proposed algorithm is not well adapted when the background field is not large scale. However, the present algorithm is simple and in practice the index gives good results when applied to realistic numerical results.

d) Statistics over seven years

To evaluate whether the previous results depend on the specific date chosen above, in

particular on seasonal characteristics (mixed layer depth, enhanced winter mixing or summer restratification), the previous calculations have been tested for other dates over the seven years of simulation. One output per month, corresponding to the 1st date of each month for seven years of the simulation described above, have been selected and analysed. More frequent outputs can be used, but since the vortex evolution is of the order of a few weeks, one month is an adequate time period to have significant evolution of the vortex distribution but still have a good representation of the seasonal variability. For each selected date, we follow the methods presented in the previous section: the vortices have been identified, the index χ_p and the vortex core depth $Z_{\zeta_{\max}}$ have been calculated and visually compared with the vertical relative vorticity structure, and multi-core structures have been identified.

The global statistics are presented in Figure 4.16, which represents the total number of vortices detected (numbers on the top of the diagram) and the multi-core and single-core ones with wrong identification for the 12 months of the simulation (mean of seven years and the standard deviation). This graphic shows that the total error, for both single-core and multi-core eddies, represents at most 31%, so that at least 69% of the eddies are correctly identified.

Multi-core eddies represent an average of 37% on all vortices, and they contribute to about half the number of the wrong identification (explaining 15% of the 31% errors). Again, the index is not able to detect multi-core vortices, but we believe wrong identification of such structures is not necessarily problematic as it can be considered both surface and subsurface. The “true” error, associated with single-core eddies, has an average of ~17%, which is good. Interestingly, this error exhibits a seasonal cycle with a minimum in austral winter and a maximum in late austral summer. This is associated with mixed layer dynamics. Indeed, during summer, when the mixed layer is shallower, SSTA can be more influenced by atmospheric forcings than by oceanic processes. In addition, during summer, the stratification increases and the seasonal thermocline shoals reducing the surface signature of subsurface intensified eddies.

To conclude, despite the observed seasonal variability, the errors remain reasonable and the index is able to correctly identify surface and subsurface vortices during the whole year.

e) Complementary tests

As mentioned previously, the sea surface density is not currently observed from space and only SST is available at an adequate resolution and precision. We have thus evaluated the use of χ_T : Figure 4.17 is the same as Figure 4.13 but using χ_T instead of χ_p . The results show a very good general correspondence with χ_p . In fact, the nature of eddies, as evaluated from χ_T and χ_p , differs from 3 to 8% of the vortices and most of the eddies with different χ_T and χ_p identification are in fact multi-core vortices. This could thus be a way to identify some multi-core eddies, but the scientific reason behind this result is unclear for now and it should thus be handled with care.

All in all, the rate of success of using χ_T is just slightly (1 or 2%) below the rate associated with χ_p . This shows that in practice, in this region where salinity does not control the stratification, χ_T can be retained without any loss of –qualitative– information in comparison with χ_p . Indeed, the differences between the SST and SSS fields are generally due to large-

scale variations (characteristics of surface water masses, influence of precipitation, cloud cover, ...), which is mostly filtered out within the reference state signal. Regions may however exist where vortices are constituted of waters with compensating temperature and salinity anomalies, or region where the mesoscale signal is dominated by salinity variability, such as close to estuaries. In such cases the use of χ_T instead of χ_ρ may be more problematic.

The comparison of the structures of SLA and SS ρ (see Figure 4.10) also strikingly shows very different shapes, with mostly circular or elliptic patterns for the SLA and much more distortion and filaments for SS ρ and SST. These are associated with advection of waters of background or vortex core origins by the vortex circulation: as the reference/background signal is calculated as a local spatial average, eddy waters and background waters are always associated with opposite sign sea surface density or temperature anomalies. As a result, there exist opposite sign index values in the vicinity of vortex cores and the precise positioning of the latter is thus very important. Based on previous studies, we have chosen to associate the vortex cores with extremum of SLA but another, maybe more physical, option would be to choose the potential vorticity, as it is a tracer whose anomaly also characterizes the waters contained within a vortex core, and is thus generally closely correlated with other tracers such as temperature or density. Potential vorticity anomalies depend on the relative vorticity and the vortex stretching, which varies with the stratification. Potential vorticity can thus not be calculated from surface quantities only, but we could use relative vorticity as a proxy. We have tested this idea and have replaced, in the calculation of the index, SLA by the surface relative vorticity, which is the Laplacian of SLA. Eq. 4. 19 shows that in the studied region (southern hemisphere and negative f) relative vorticity has the same sign as SLA near the vortex center, so that in order to detect surface and subsurface eddies we can use the same algorithms but we replace SLA by relative vorticity to calculate a new index denoted χ_ρ^ζ . To identify eddies, the same method can be used but a new minimum ($\zeta_{\min} = 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) has to be defined to remove weaker eddies.

Figure 4.18 represents the relative vorticity and SSTA (same field as Figure 4.10b) for the same model results analysed previously. Notice the much closer correlation between these two quantities, as expected. The same performance statistics have been calculated with the new χ_ρ^ζ index and the results are shown in Figure 4.19. More vortices are now identified (169), but the general statistics are not improved in comparison with χ_ρ . The vortices with the wrong identification are sometimes different than with χ_ρ . Thus, the use of both χ_ρ and χ_ρ^ζ could be an interesting perspective to identify some multi-core eddies. However, even though the calculation of relative vorticity is as easy as SLA when using numerical models, it is more problematic to calculate relative vorticity from satellite observations. Gridded altimetric SSH products have a coarse spatial resolution. The relative vorticity field, based on a double derivative of SSH is then associated with large uncertainties that we believe would be problematic. The use of SLA from altimeter data thus seems preferable for the moment.

4.2.4 Application of χ_T to satellite data

a) Spatial observations

A specific test has been performed with satellite data and is now presented. We have used altimetric SLA observations with a spatial resolution of $1/3^\circ$, coming from the combination of

Topex/Poseidon and ERS satellites (available from Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data, AVISO). The satellite SST data are from High Resolution Sea Surface Temperature (GHRSSST) fields produced daily on a 0.25° degree grid at the NOAA National Climatic Data Center. This product uses optimal interpolated data from the 4 km Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) Pathfinder Version 5 and *in-situ* ship and buoy observations (available from Physical Oceanography Distributed Active Archive Center, PODAAC). SLA and SST were processed and filtered to obtain the anomalies associated with mesoscale dynamics (notice that SLA is already an anomaly with reference to a time average. For coherence we have applied the same –spatial- filters to all fields including SLA, but the latter remains quite close to its initial structure). The combined analysis of SLA and SST Anomaly (hereafter SSTA) fields requires the interpolation of both fields on a common grid. We have chosen the SST grid and the SLA field is thus interpolated on a slightly higher resolution, 0.25° grid.

b) Validation with a subsurface vortex observed *in-situ*

In order to validate the index with in-situ observations, it is necessary to apply our tests to eddies having known vertical structures, determined from *in-situ* observations. To generalize our results we have selected another area and we have chosen the Bay of Biscay. This region is characterized by the presence of many eddies and a persistent subsurface poleward current (slope current) of 5 to 10 cm s^{-1} flowing along the continental margin. The anticyclonic eddies generated by the slope current were named SWODDIES by Pingree and Le Cann (1992a). Their radius is around 50 to 60 km and their dynamical signature generally extends from the sea surface to over 1500 m , with an anticyclonic core centered at a depth of about 150 m and characterized by relatively warm and salty water. SWODDIES have been observed using spatial SST and SLA observations (Pingree and Le Cann, 1992a; Garcia-Soto *et al.*, 2002; Sánchez and Gil, 2004; Caballero *et al.*, 2008). Here we focussed on a particular SWODDY centered at $\sim 6.2^\circ\text{W}$ and $\sim 45.3^\circ\text{N}$ (eddy A1 in Figure 4.20) and extensively sampled in August 1998 from an oceanographic survey (see Sánchez and Gil, 2004). From in-situ data, it has been shown that this particular SWODDY had a maximum potential vorticity anomaly at 140-m depth (Fig. 10 in Sánchez and Gil, 2004). Figure 4.20 represents χ_T in the Bay of Biscay for the 7th of August 1998, a date around which SWODDY A1 was sampled. χ_T is mostly negative over the eddy, and in particular over its core, suggesting that the eddy A1 is subsurface intensified and could potentially be associated with a SWODDY.

4.2.5 Discussion

a) Process study

Figure 4.21 shows SLA and SSTA maps over this area. Notice that SSTA and SLA extrema are slightly shifted and that eddy A4 has a weak SLA signature but a very strong SSTA because it was combined with another subsurface anticyclone (A5). Notice that A2, A3, B2 eddies also exhibit such a shift between SLA and SSTA. The reason of this shift could be associated with measurement errors. Indeed, the resolution of the altimetric data, which is determined by the distance between satellite tracks and is rather coarse. In addition the surface height is interpolated on regular grids and it is a combination of data acquired over several days and does not represent a snapshot at a precise time. The position of local SLA extrema is

thus not precisely determined and can explain the observed a shift. Notice that Stammer *et al.* (1991) also observed a mismatch between the satellite estimate of the SSH maximum and *in-situ* data. However the observed shift can also be attributed to physical mechanisms (see the conclusion for a discussion).

According to the SLA and χ_T calculations (see Figure 4.20) the SWODDY is surrounded by five subsurface cyclonic eddies. To our knowledge, such structures have rarely been discussed because they are more difficult to identify on temperature and salinity profiles in comparison with anticyclones whose core is constituted of mode waters with specific characteristics generally covering a wide depth range. They are however clearly identified on Figure 4.21 a, b. Sánchez and Gil (2004) have identified at least two of these eddies (A2 and A5) and showed that they were moving westward together with the SWODDY, but they did not discuss their nature (surface or subsurface). Figure 4.20 shows that there could be 3 additional cyclonic eddies associated with A1, that are quite regularly located around the central SWODDY (Figure 4.20, zone A). Several publications have shown the existence of such multipolar structures and discussed their possible origins. Legras *et al.* (1988) using a 2D turbulence study showed that the interaction of eddies leads to the formation of isolated structures but also of dipoles and tripoles. The formation of such a complex structure (*e.g* pentapole) was studied by Morel and Carton (1994) and they showed that multipolar structures could emerge from the barotropic instability of an isolated eddy. However, they also showed that when there exists more than two vortices, the multipolar structure becomes unstable and its lifetime is at most a few vortex turnover times (several weeks). Pingree and Le Cann (1992a) have observed a baroclinic tripole in the Bay of Biscay in 1990 using satellite infrared. This tripole could directly emerge during the formation of the SWODDY by instability of the slope current.

Figure 4.20 also shows that subsurface eddies are dominant structures in the bay (yellow color) with about 80% of structures identified as subsurface eddies. Some surface eddies are also observable in the region, but they remain a minority. In the Bay of Biscay at this time period, only boundary currents instabilities can explain the formation of coherent subsurface structures, and we can thus hypothesize that it represents the primary source of mesoscale turbulence in the region.

As mentioned above, two additional areas (zones B and C) have been defined to investigate the nature of vortices in the Bay of Biscay. It is possible to identify four subsurface eddies in zone B (B1, B2, B3 and B4) and three subsurface eddies (C1, C2 and C3) in zone C.

Zone B seems associated with a similar pattern to zone A, with an anticyclonic subsurface eddy B1 in the center, surrounded by three other subsurface cyclonic eddies (Figure 4.20, zone B). B1 is located in the western part of the Bay of Biscay. Notice that in this area Paillet *et al.* (2002) identified and followed a MEDDY, which remained trapped for more than a year. B1 may thus represent either a SWODDY during its expected south-westward propagation or a “Northern MEDDY”, the only two subsurface coherent structures observed in zone B up to now.

Zone C is somewhat different with three subsurface anticyclonic eddies (C1, C2 and C3) following each other. The size (smaller than A1) and position of these eddies is coherent with

older SWODDIES, eroded during their westward propagation away from the Bay of Biscay, and in a state for which they seem to have lost their cyclonic satellites.

Another useful application of our index is to track vortices and examine the evolution of their nature. For instance, for the SWODDY examined above, one aim is to see if we can determine its origin and its mode of formation, and also understand how the constellation of subsurface satellite vortices was formed. To do so, daily index maps were calculated backward to February 1998. Figure 4.22 represents the index and the SLA on April 25th, shortly after the generation of the SWODDY A1 discussed above. Notice the SWODDY was subsurface and accompanied by a surface cyclone, thus forming a baroclinic dipole—or heton-. This strongly suggests that the SWODDY was formed by baroclinic instability (see Morel and McWilliams, 2001). It also shows that the cyclonic satellites observed in August around A1 were not formed with the SWODDY. The temporal evolution (not shown) actually shows that the initial surface cyclone interacted with neighboring eddies, then split into several eddies that sometimes merged with other cyclones, changing their nature and becoming subsurface in the process. The mechanism yielding such a drastic change is not obvious but could be linked to subduction or the modification of the upper layers by atmospheric fluxes. We note that the SWODDY was sometimes identified as a surface vortex (the maximum SLA being in an area of positive index) during the 8 months of daily maps we have calculated. In the present case this change only occurred for a few days, but it suggests that the errors associated with the calculation of SLA on a regular grid could yield some problems when applying our index to real satellite data. Observations over long enough time periods (one or two weeks) or application to larger scale eddies should limit this problem.

b) Application of the index to the SQG or ISQG theories

As already discussed in part 1 (Assassi *et al.*, 2015) recently methods have emerged which allows us to compute velocity fields from the knowledge of surface fields alone. The surface quasi-geostrophy (SQG) theory (see Hoskins *et al.*, 1985; Held *et al.*, 1995; Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre and Klein, 2006), and the interior and surface quasi-geostrophy (ISQG, see Wang *et al.*, 2013) methods propose to use the SST and SLA fields to reconstruct a 3D structure of observed eddies. However, both methods associate subsurface eddies to surface intensified structures. Thus the SQG and ISQG approaches have to be handled with care in areas where subsurface vortices exist. The index proposed in this study provides a useful proxy for such areas, helping to successfully identify subsurface eddies for which the SQG or ISQG theories could be invalid.

Moreover, ISQG can be easily extended to take into account other vertical structures, determined from climatologies of specific coherent vortices present in oceanic regions for instance, in particular with subsurface maximum. To do so, the first step is to be able to determine the nature (surface or subsurface) of a vortex, from surface fields alone. Again, the proposed index would be a great help to extend the ISQG theory to more general vortex structures.

4.2.6 Conclusions: summary and perspectives

Many studies, based on satellite or *in-situ* observations or numerical models, show that there

exists numerous surface and subsurface intensified eddies whose thermodynamical signature extends over most of the water column. We have shown that surface anomalies, measured from satellite, can be used to determine the nature (surface or subsurface) of these vortices. A simplified analytical model has indeed shown that the ratio between surface density or temperature and SLA is an efficient index to identify subsurface vortices. This was confirmed with data coming from a realistic ocean circulation model in the Peru-Chile upwelling system and an analysis of tens of vortices. The Peru-Chile region is characterized by low eddy kinetic energy levels, and the emerging vortices have in general smaller amplitudes in comparison with other oceanic regions. We thus expect the criterion to be efficient in most other oceanic regions, in particular in regions where coherent vortices are known to transit.

The index was also validated for real satellite observations for a single example, based on ship observations of a SWODDY. In the latter case, we have shown that errors due to the resolution of the satellite observations can make it more difficult to calculate an efficient index. However, we expect that applications focussing on large scale structures or using SST and SSH averaged over several days should limit these difficulties. Testing the proposed method on other subsurface eddies already identified by authors or using Argo buoys is a perspective of this work.

This has not been directly addressed in the present study as we have used microwave temperature observations with a resolution close to the SLA one. Another problem is the difference in resolution between satellite SST and SSH data, whereas the spatial and temporal resolutions of infrared SST observations are far better. This is another potential source of error for the calculation of the index, which has to be assessed. In the future, wide swath altimetric observations will overcome this bias so that the present results will greatly benefit from the breakthrough provided by the SWOT (Surface Water Ocean Topography satellite, <http://swot.jpl.nasa.gov/>) mission, planned for 2020. In this respect, the access to high resolution SLA observations will also allow the calculation of precise relative vorticity fields, which we have shown is closely linked to potential vorticity and could be an interesting proxy for the characterization of vortex cores. All these results are thus also contributions to prepare the exploitation of the future SWOT mission for the analysis of the dynamics of meso and submesoscale vortices in the ocean.

Multi-core structures cannot be detected by the proposed index, and we have seen that in this case, when the signature of the subsurface and surface cores are comparable, the index cannot determine the position of the most intense core. This can be problematic in some regions where deep coherent vortices exist but whose signature can be hidden by vertically aligned surface eddies. However, the general rate of success of the method reaches 70% or more and the ubiquity of such alignment events remains to be assessed.

The index was shown to yield interesting information to determine areas where the SQG approach can be used –or not– to calculate a surface velocity field and where the ISQG method can be generalized to represent subsurface structure, provided the interior PV structure is projected on new vertical profiles for instance calculated from local vortex climatologies.

The index is also a good additional proxy to analyze the details of the processes responsible

for the generation and evolution of eddies in nature, or obviously also in numerical model results. Some preliminary results have been exposed here but the index could yield important information to evaluate the contribution of eddies to the general circulation in the ocean, in particular in regions where water masses are known to subduct or to surface.

We have noticed that there can exist a strong shift between the position of the SLA and SST maxima. Even though observation errors can explain it, such a shift also exists for some eddies from the numerical simulation (see Figure 4.11) and has been observed in nature. For instance Roemmich and Gilson (2001) were able to demonstrate a systematic westward phase tilt of temperature fluctuations with decreasing depth. After them, Qiu and Chen (2005) detected phase shifts between SSH and SST fluctuations of the order of the deformation radius. More recently, in the North Atlantic and the Southern Ocean, Hausman and Czaja (2012) showed a westward shift between SSTA and SSHA of the order of the local deformation radius over energetic (Gulf Stream, Antarctic Circumpolar Current) regions and 1.5 times the local deformation radius in more quiet regions (North Atlantic and South Pacific). The shift is thus likely to be associated with the interaction between the eddy and the background flow (see Qiu and Chen, 2005; Hausman and Czaja, 2012), which can lead to errors when using the present index to determine the eddy nature (see Assassi *et al.*, 2015).

Finally, a straightforward and obvious application of the index is associated with the assimilation of SLA or SST anomalies, which are for now, generally associated with surface intensified eddies. Our work shows that both physical fields are strongly correlated and we think our results offer the first step of a method to combine them to reconstruct the vertical structure of a vortex and improve the representation of vortices in realistic models with data assimilation. The estimate of the exact vertical position of the vortex center remains a problem, as we have shown that the index combines it with the vertical scale of the eddy core and is probably sensitive to the details of the vortex structure. This has to be studied further but in general a given oceanic region contains a limited number of coherent vortex types. It thus seems possible to determine the index characteristics for each vortex type and to connect an observed anomaly to a single one, then using an average three-dimensional structure of the latter to project the observed anomalies vertically. This however requires important further developments.

a) Acknowledgements

This study has benefited from the funding of different projects: EPIGRAM, funded by CNRS (LEFE/IDAO) and Agence Nationale de la Recherche (grant ANR-08-BLAN-0330-01), “Merging of satellite and *in-situ* observations for the analysis of meso and submesoscale dynamics”, funded by CNES (OSTST project), and COMODO, funded by (ANR-11-MONU-005-03). The authors would like to thank the “Centre de Topographie des Océans et de l’Hydrosphère” (CTOH) at LEGOS, Toulouse, France, for the provision and the packaging of altimetrics dataset. We are grateful to Xavier Carton and Bernard Le Cann (UBO, LPO, Brest) for discussions on vortex alignment studies and eddy observations.

b) Tables

Tableau 4.2: Sign of indices and SLA for the different vortex types.

$c_r = \frac{SSr}{SLA}$	$c_T = \frac{SST}{SLA}$	SLA	Nature of the vortex
> 0	< 0	> 0	Subsurface and anticyclonic
> 0	< 0	< 0	Subsurface and cyclonic
< 0	> 0	> 0	Surface and anticyclonic
< 0	> 0	< 0	Surface and cyclonic

c) Figures

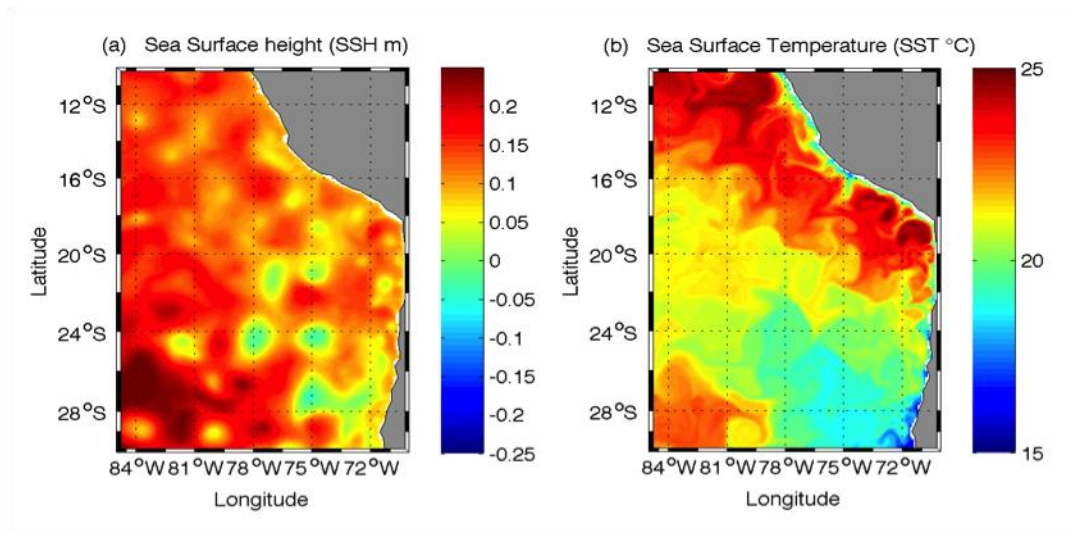


Figure 4.9: sea surface high in m (a) and sea surface temperature in °C (b) over the Peru-Chile domain on February (1st) of the last year (7th) of the climatological simulation.

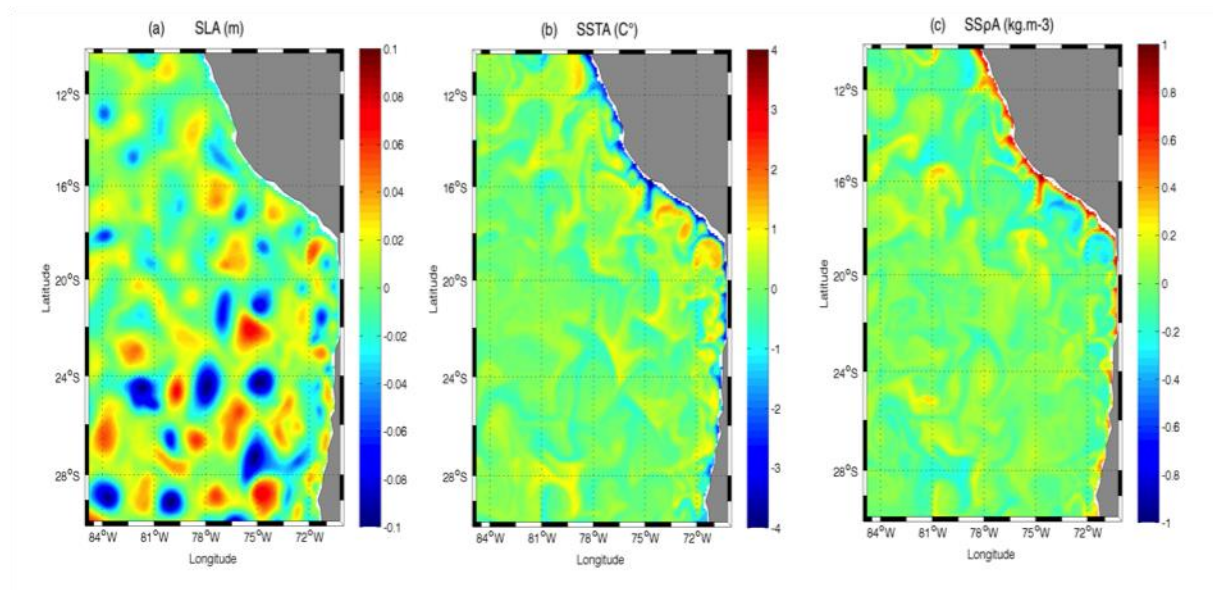


Figure 4.10: sea level anomaly in m (a), sea surface temperature anomaly in °C (b) and SSpA in kg.m⁻³ (c), where the “anomalies” are calculated from the total fields presented in Figure 4.9.

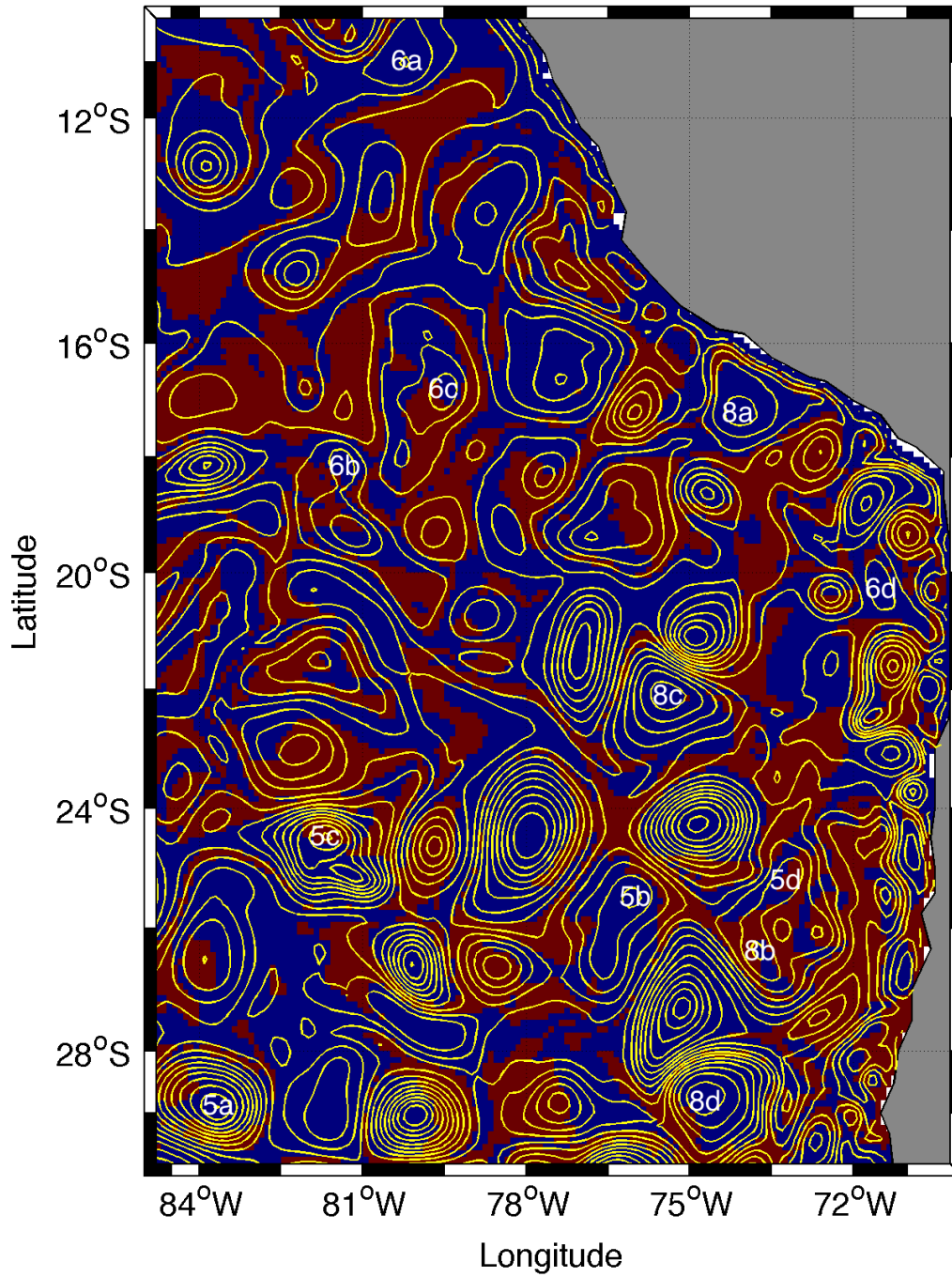
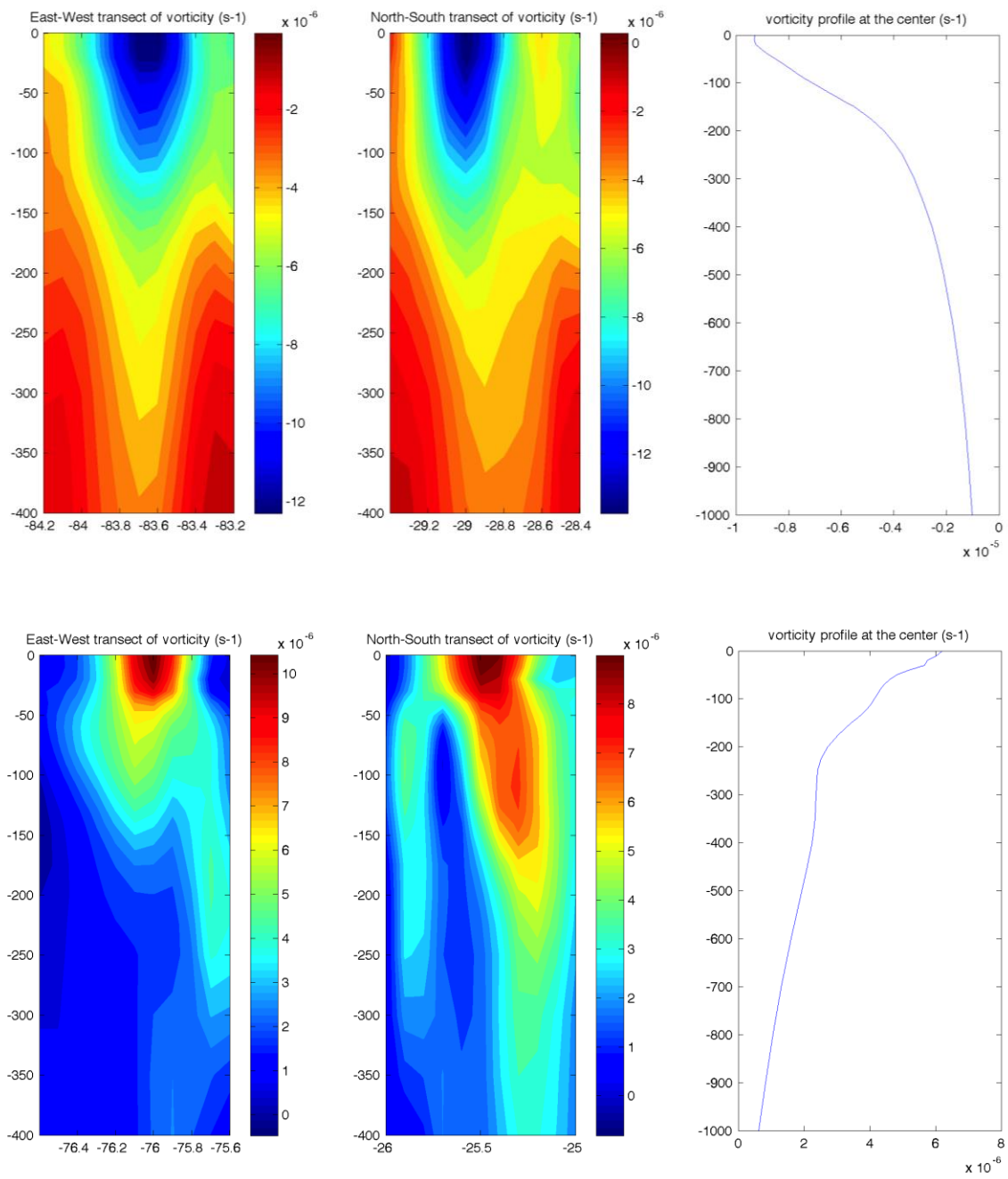
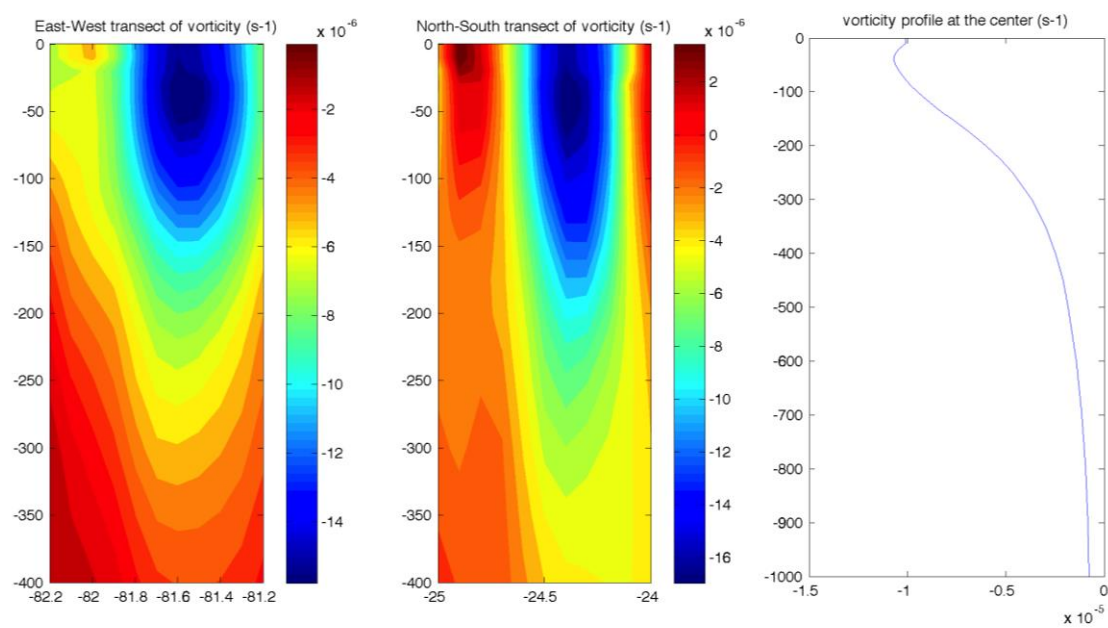


Figure 4.11: map of the index χ_p (red for positive index and subsurface vortices, blue for negative index and surface vortices) superimposed on the SLA (red lines) in the Peru-Chile area calculated from the fields presented in Figure 4.10 (the position of specific eddies analysed in this study is indicated by numbers).





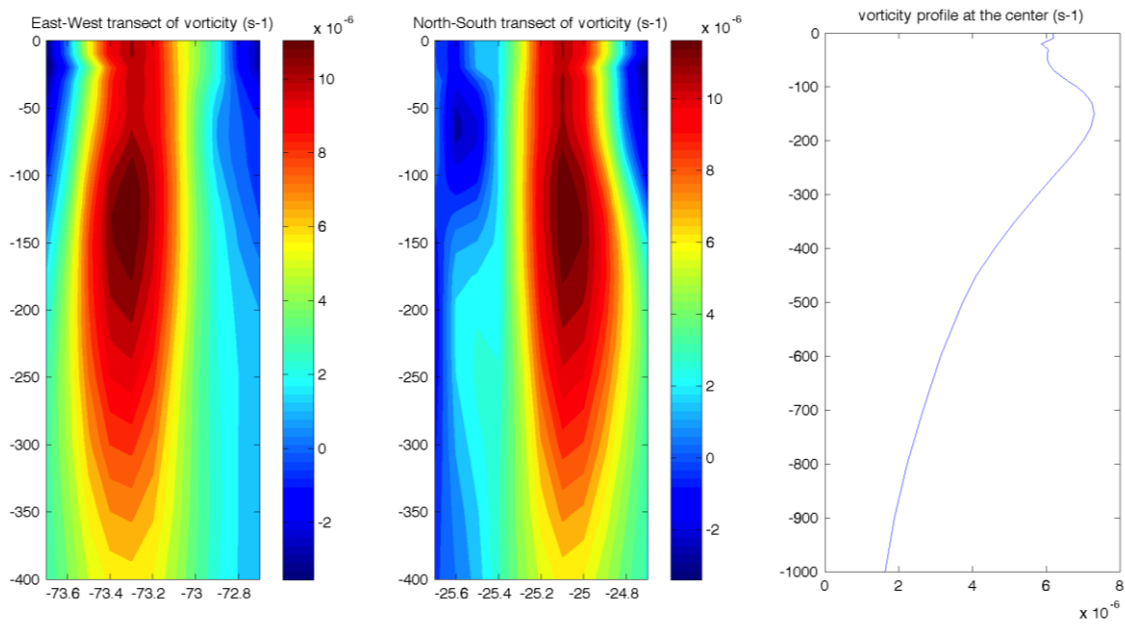


Figure 4.12: relative vorticity (East-West and North-South transects, vertical profile) of eddies correctly identified: a- cyclonic surface eddy, b-anticyclonic surface eddy, c- cyclonic subsurface eddy, and d-anticyclonic subsurface eddy. The position of each vortex (denoted 5a, b, c, d) is indicated in Figure 4.11.

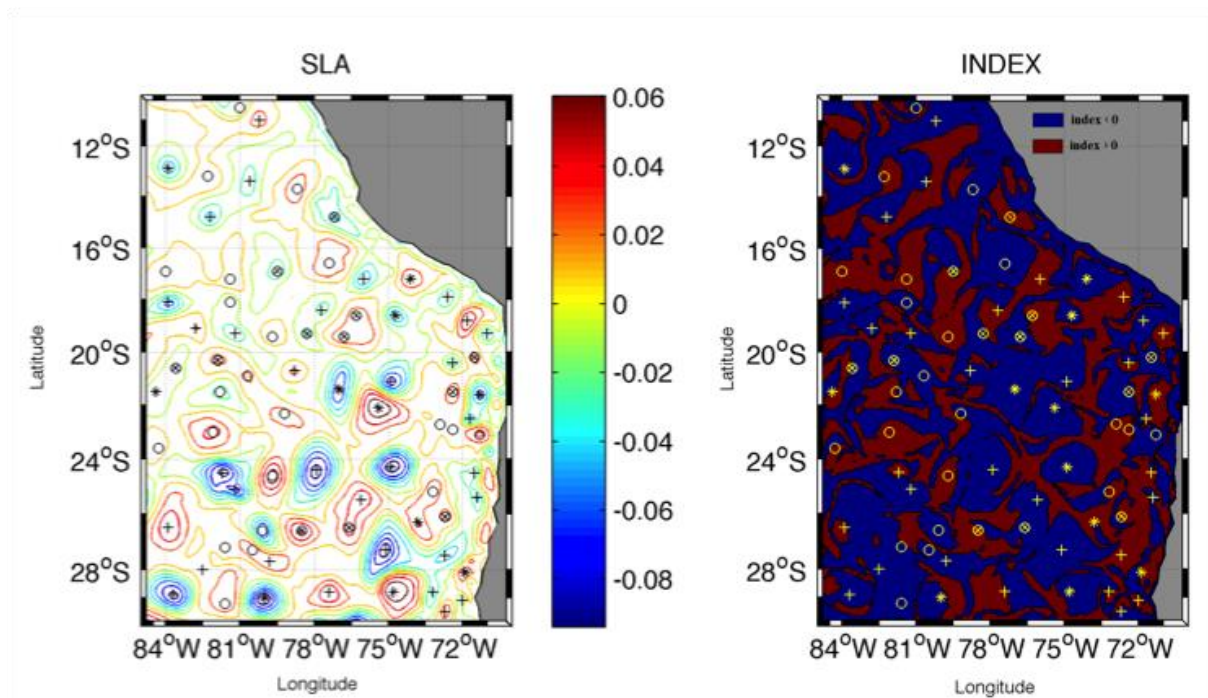
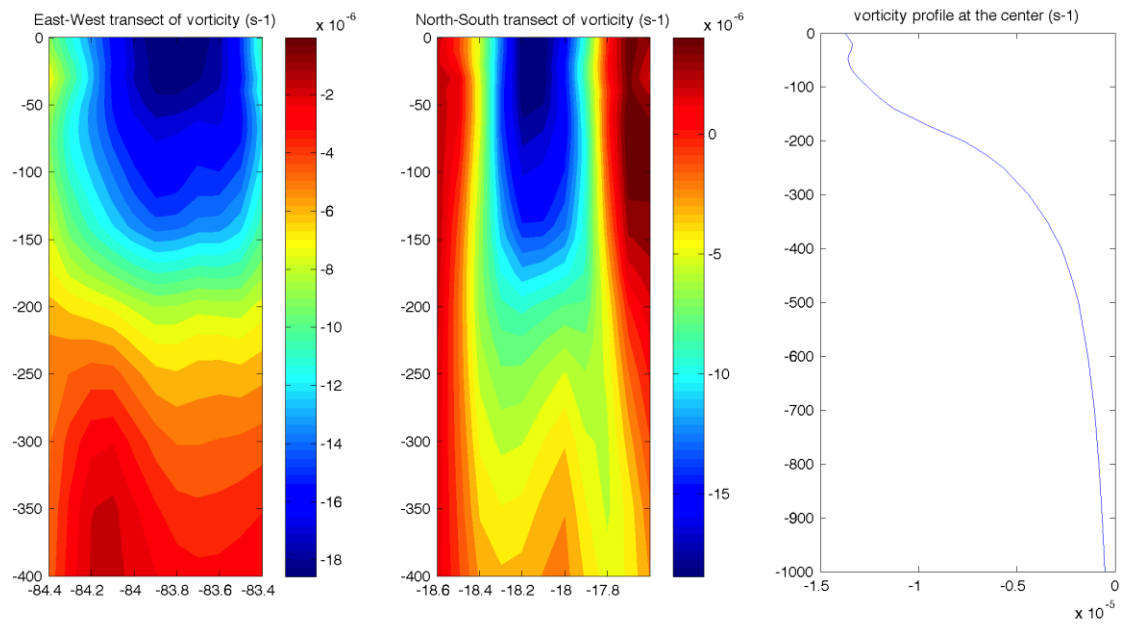
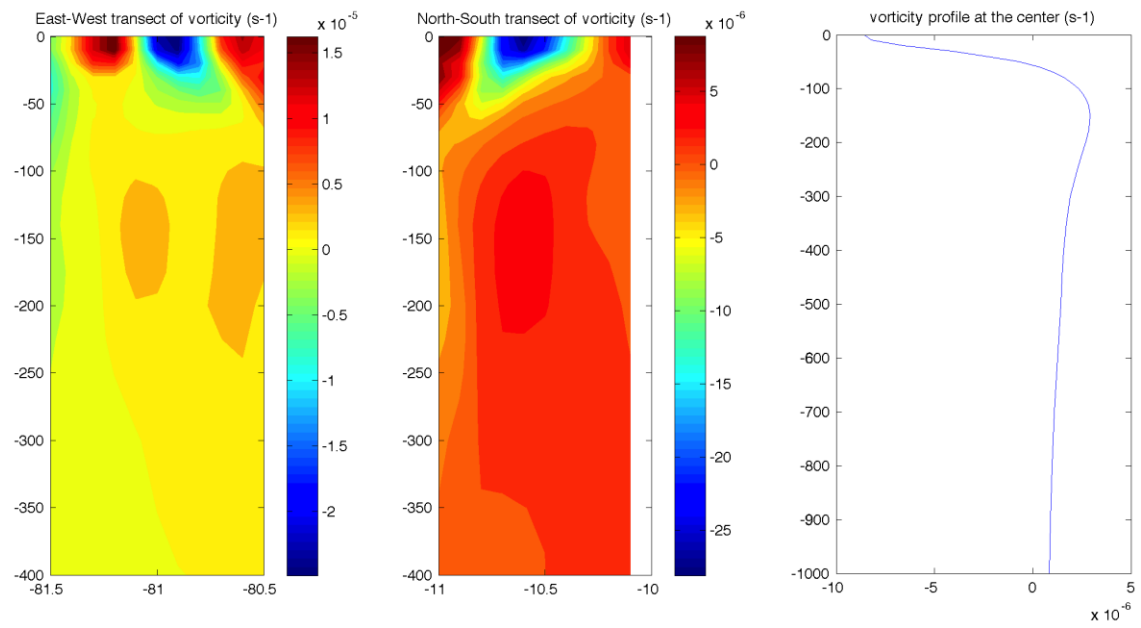
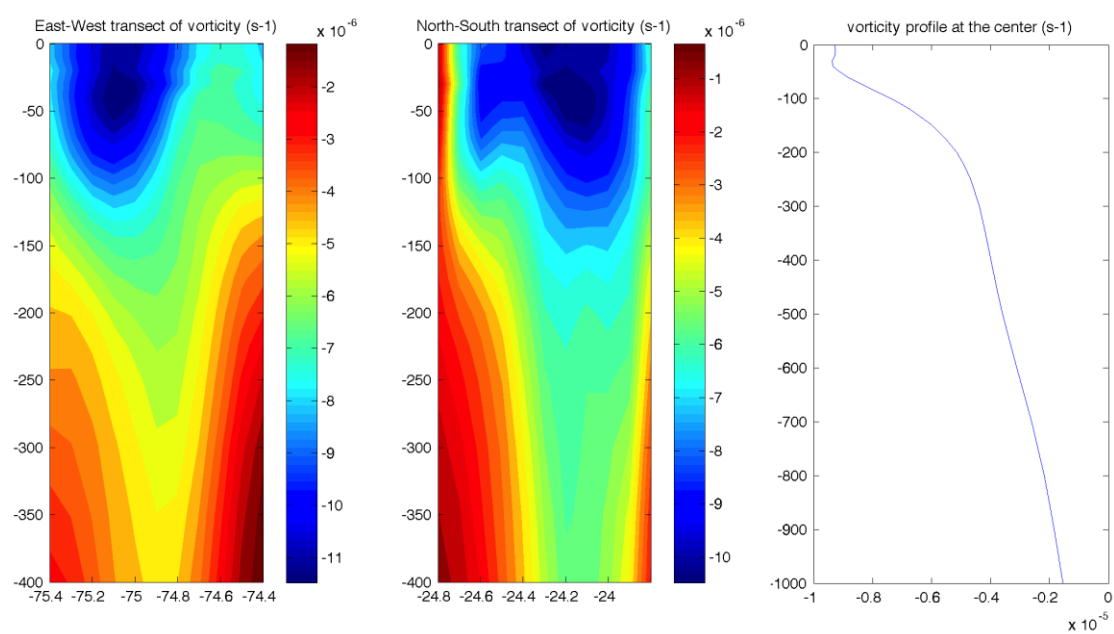


Figure 4.13: sea level anomaly (left panel, same as Figure 4.10a but with less contours) and Index χ_p (right panel, same as Figure 4.11 but with blue for positive and red for negative). Eddies with at least two cores are marked by circles (o), eddies with a single-core are identified with crosses (+). Eddies that are not correctly identified by the index are identified with stars (*, within a circle for multi-core structures).





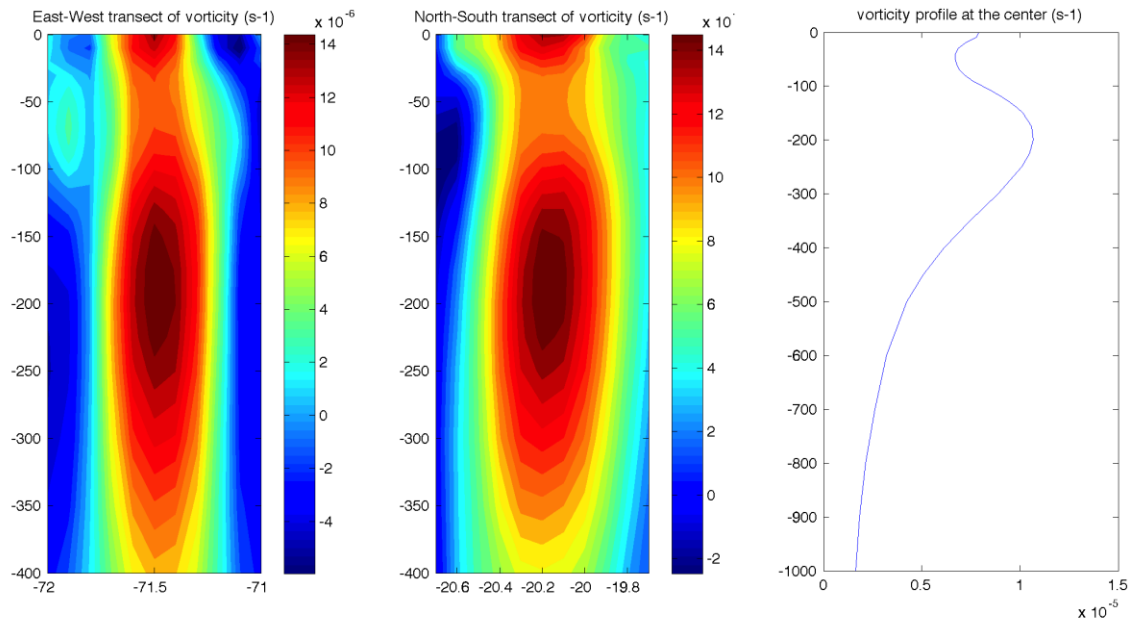
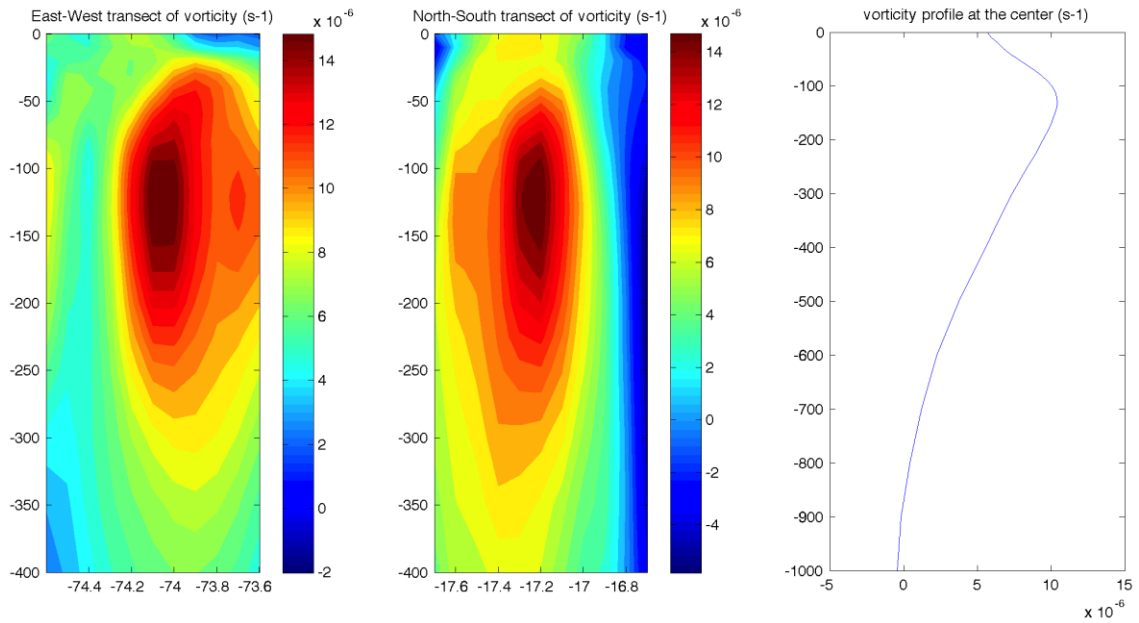
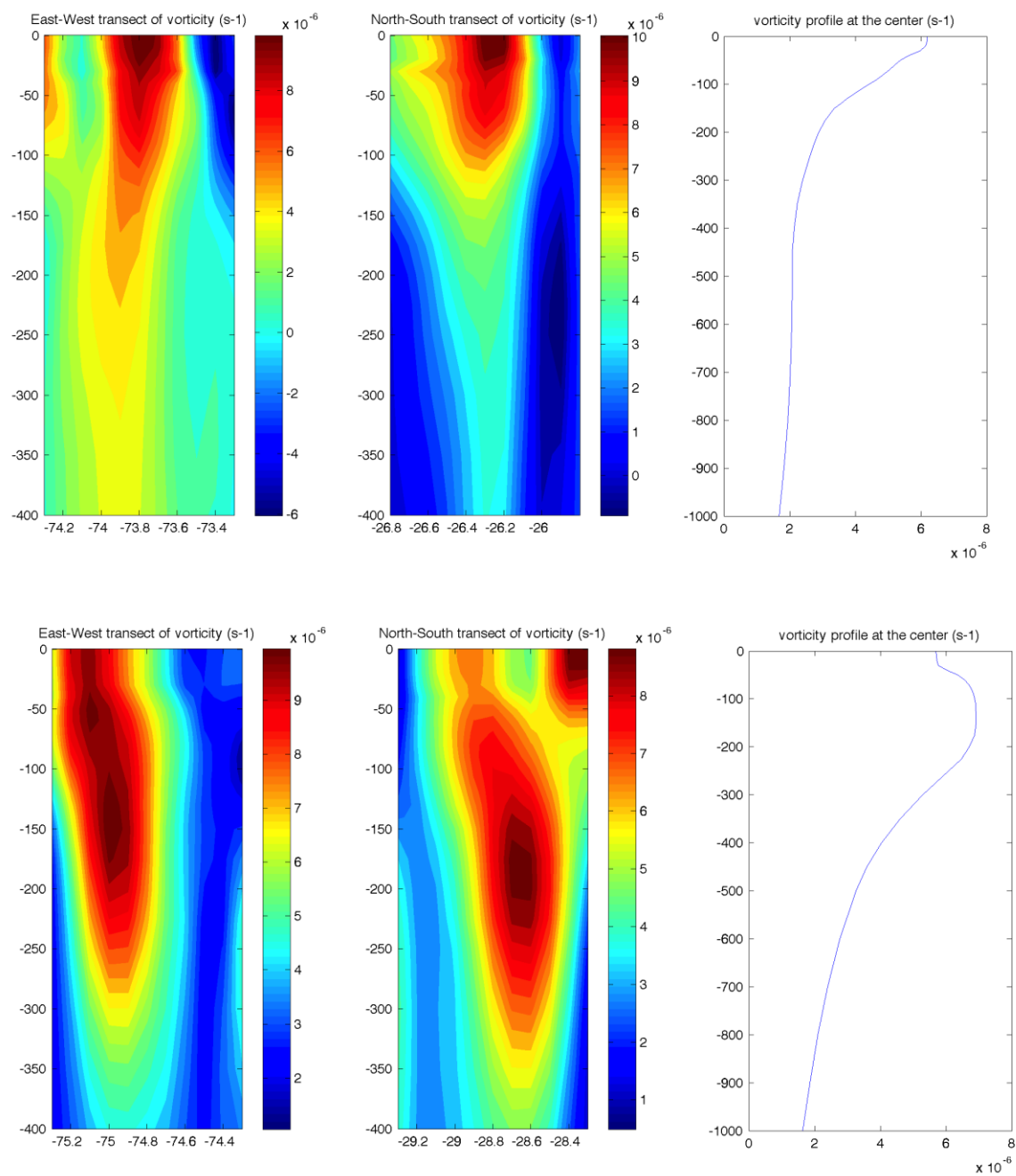


Figure 4.14: typical case of eddies with a multi-core structure. For each vortex, we have represented the East-West and North-South transects of relative vorticity, and a mean vertical profile near the center. The positions of each vortex (denoted 7a, b, c, d) are also given on Figure 4.11.





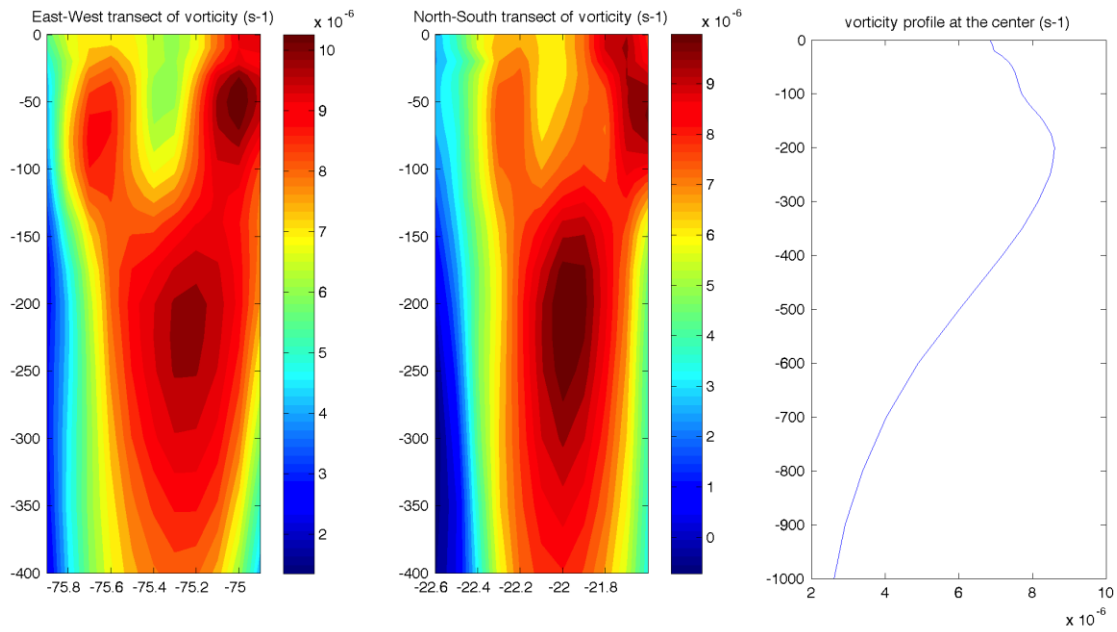


Figure 4.15: vorticity structure of the 4 eddies with single-cores and for which the index yields wrong results. For each vortex, we have represented the East-West and North-South transects of relative vorticity, and a mean vertical profile near the center. The positions of each vortex (denoted 8a, b, c, d) are also given on Figure 4.11.

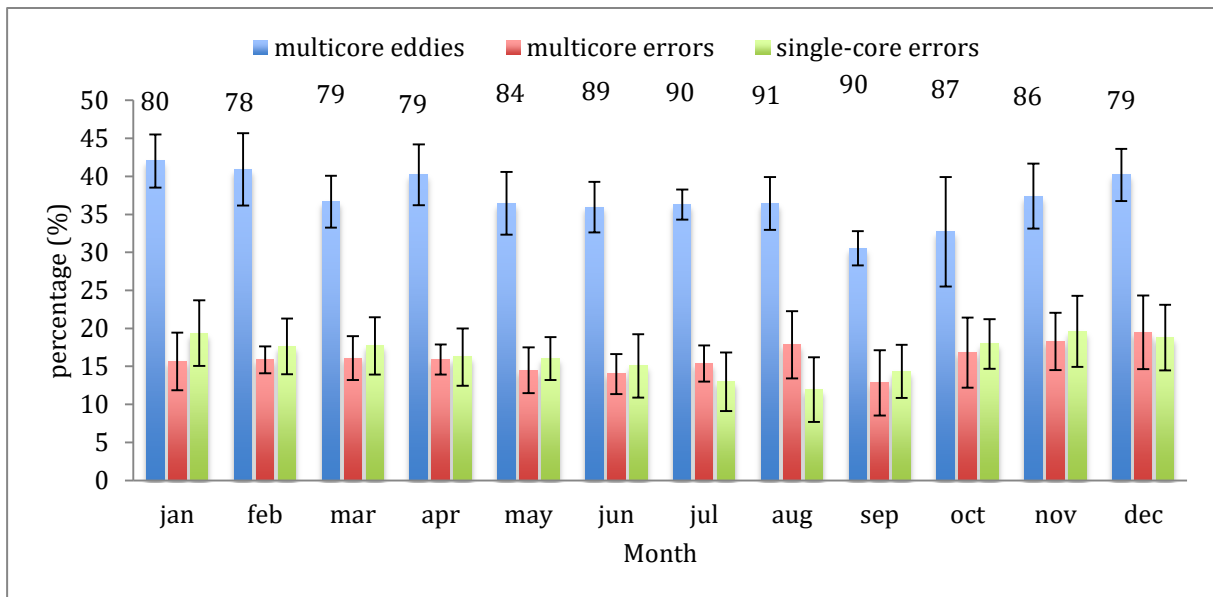


Figure 4.16: diagram representing the monthly statistics of eddies identification for the numerical simulation used in the study (the black intervals represent the standard deviation for each month over the seven years of simulation).

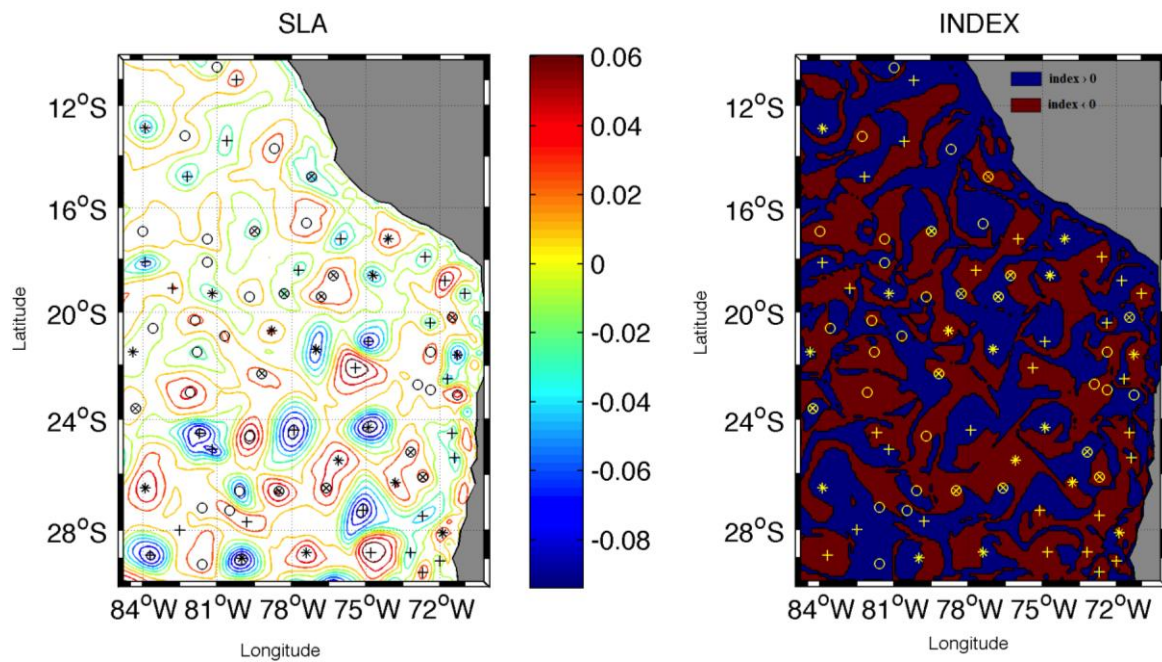


Figure 4.17: same as Figure 4.13 but using χ_T instead of χ_p . Eddies with at least two cores are marked by circles (o), eddies with a single-core are identified with crosses (+). Eddies that are not correctly identified by the index are identified with stars (*).

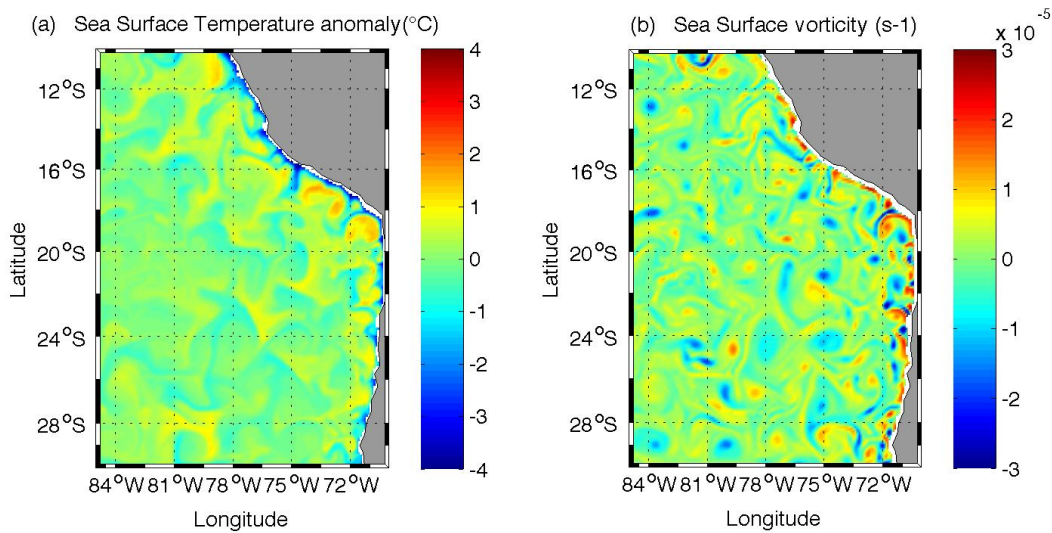


Figure 4.18: comparison between the SST and surface vorticity field for the main numerical simulation output discussed in the paper. Notice the closer correlation between both fields in comparison with SLA.

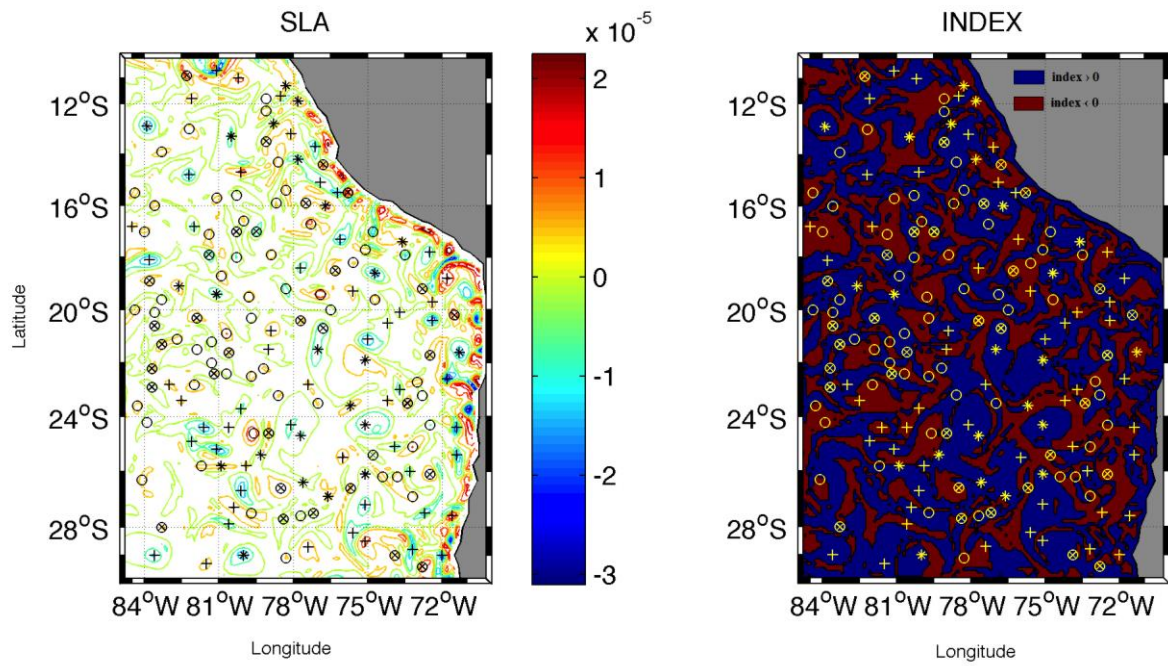


Figure 4.19: same as Figure 4.17 but using the χ_p^ζ index.

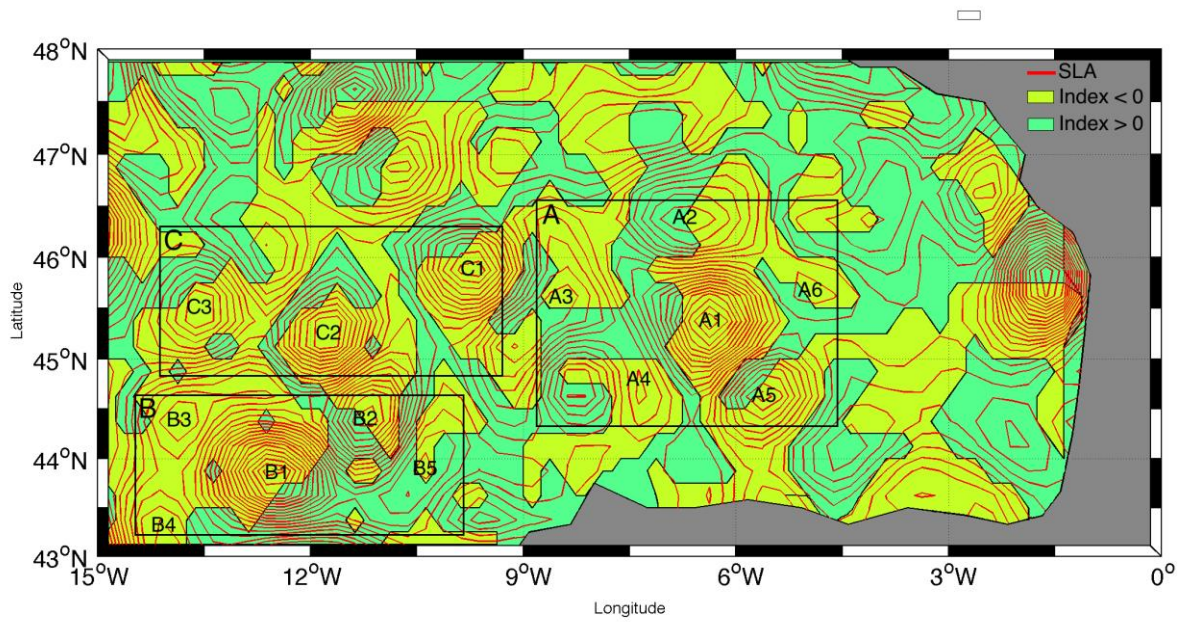


Figure 4.20: map of χ_T and SLA contours in the Bay of Biscay for the 7th of August 1998.

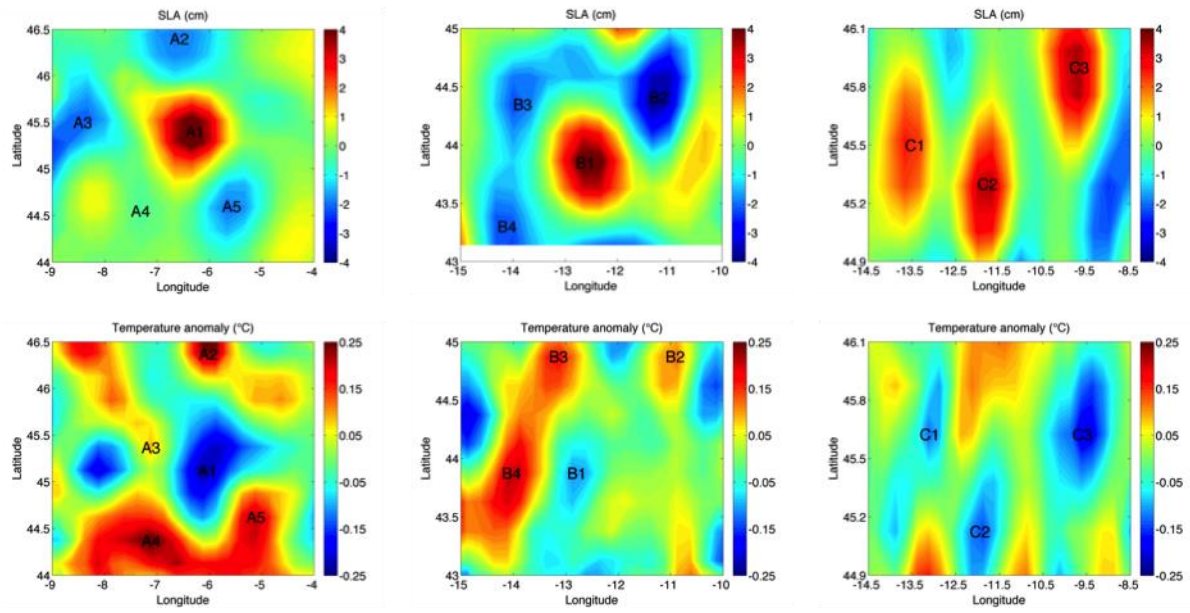


Figure 4.21: the anomalies of sea level (above) and surface temperature (below) in the three zones A, B, C.

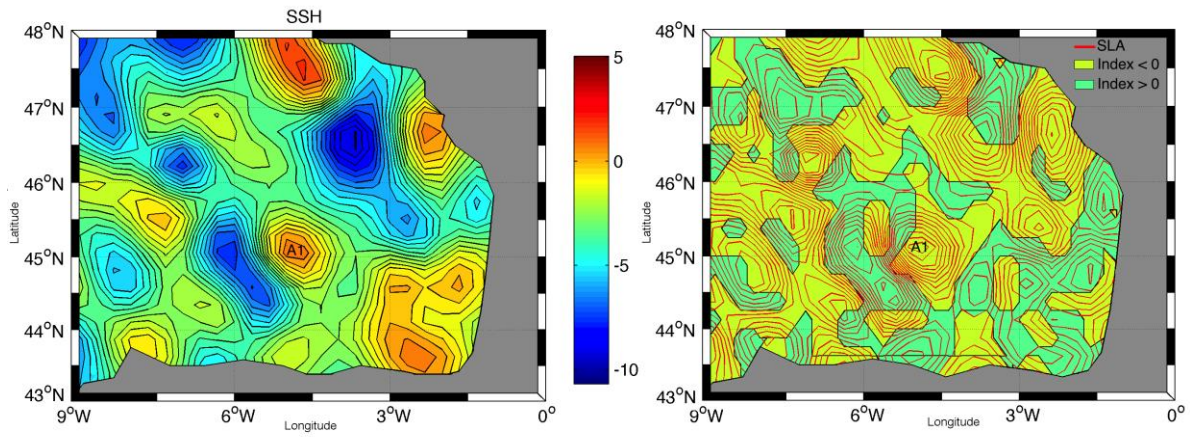


Figure 4.22: map of χ_T and SLA in the Bay of Biscay for the 25th of April 1998.

Chapitre 5 : Etude spectrale de la turbulence géostrophique

RESUME: CHAPITRE 5	131
5.1 Introduction	133
5.1.1 Le contexte général.....	133
5.1.2 Turbulence	133
5.1.3 La problématique	145
5.2 L'énergie cinétique moyenne (MKE) et turbulente (EKE)	148
5.2.1 EKE et MKE moyennes sur une période de 10 ans	148
5.2.2 EKE, MKE : La variabilité saisonnière sur 10 ans.....	150
5.2.3 EKE : la variabilité interannuelle sur une période de 10 ans	152
5.3 Les spectres d'énergie.....	155
5.3.1 Les spectres de SST, SSH et KE	155
5.3.2 La variabilité temporelle	157
5.4 Conclusion.....	159

Résumé: chapitre 5

Nous avons décrit, dans le chapitre précédent, une méthode qui permet de détecter les SWODDIES dans le golfe de Gascogne (GdG) à partir des données de surface. Dans la même thématique et pour étudier ces structures et la méso-échelle d'une manière générale, nous allons, dans ce chapitre, nous intéresser à l'énergie cinétique turbulente (EKE) et aux spectres d'énergie spatiaux afin de caractériser la Turbulence Géostrophique (TG) dans le GdG.

Pour réaliser cette étude nous avons commencé par rappeler la théorie classique de Kolmogorov, qui décrit le transfert des flux d'énergie entre les différentes échelles de tourbillons et les théories de la TG : la turbulence Quasi-Géostrophique (QG) et la turbulence Quasi-Géostrophique de Surface (SQG).

Nous avons ensuite fait un état de l'art sur les pentes de spectres observées par les mesures satellites, par les mesures *in situ* et par les simulations numériques. Ces observations se différencient entre les zones de forte et de faible EKE. Dans les zones de forte EKE, les pentes de spectres d'élévation du niveau de la mer (SSH) sont majoritairement en k^{-4} plus proche de la turbulence SQG tandis que dans les zones de faibles EKE, les observations montrent une pente qui varie entre k^{-1} à k^{-3} (Fu et Zlotnicki, 1989 ; Le Traon *et al.*, 1990 ; Xu et Fu, 2011 ; Zhou *et al.*, 2015). Les simulations contrairement aux observations montrent une pente en k^{-4} (Sasaki et Klein, 2012 ; Djath *et al.*, 2014) dans les deux zones de forte et de faible EKE. Puis, une description de l'apport de l'augmentation de la résolution spatiale est présentée sur la méso-échelle, sur l'EKE et sur les spectres spatiaux. Nous avons ensuite fait une description de l'EKE et de son spectre observé dans le GdG.

A l'issue de cette étude bibliographique nous avons défini deux objectifs :

Le premier objectif consiste à étudier la variabilité temporelle des spectres d'énergie de SSH, de la température de surface (SST) et de l'énergie cinétique (KE) de surface. La variabilité spatiale montre une relation entre les pentes de spectres et l'EKE. Le but est aussi de mettre en évidence cette relation mais temporellement.

Le deuxième objectif consiste à comprendre le comportement des spectres d'énergie dans des zones de faible EKE comme le GdG.

Les résultats de l'analyse de l'EKE, dans le GDG, par les simulations numériques montrent une variabilité spatiale et temporelle. Le maximum d'EKE est localisé au sud du GdG, sur le plateau et le talus continental et est lié à l'IPC. Cette région qui se caractérise par une activité méso-échelle importante, présente également une variabilité saisonnière d'EKE : plus énergétique en automne et en hiver et plus faible au printemps et en été. L'analyse de plusieurs simulations à différentes résolutions montre l'augmentation de l'EKE avec l'augmentation de la résolution spatiale.

Les résultats de l'analyse des spectres d'énergie, dans le GdG (10.62-6.16°O/44.39-47.18°N), montrent que les pentes caractéristiques de la méso-échelle (10-100km) moyennées sur 9 ans de la simulation BACH1000 ($k^{-4.2}$ pour la SSH, en $k^{-2.4}$ pour la SST et en $k^{-2.4}$ pour la KE) sont en accord avec les résultats de Sasaki et Klein 2012 et Djath *et al.* (2004).

Enfin, nous avons montré que les pentes des spectres ont une variabilité temporelle. Cette variabilité se traduit surtout par un cycle saisonnier des pentes de spectre avec un maximum en hiver et un minimum en été en lien avec le cycle saisonnier de l'EKE.

5.1 Introduction

5.1.1 Le contexte général

Le golfe de Gascogne (GdG) se caractérise par une variabilité saisonnière à interannuelle (e.g.; Pingree et Le Cann, 1989 ; 1990 ; Solabarrieta *et al.*, 2014 ; Costoya *et al.*, 2015). En effet, Charria *et al.* (2013), en utilisant des bouées Lagrangiennes collectées entre 1992 et 2009, montrent que la circulation dans le bassin peut avoir une variabilité saisonnière, cyclonique en automne et en hiver, mais anticyclonique au printemps et en été. Le courant de pente IPC (Iberian Poleward Current) présente également une variabilité saisonnière, il est plus intense en hiver et cette intensité dépend fortement du vent de Sud (Teles-Machado *et al.*, 2015). Ce courant de pente génère régulièrement des tourbillons méso-échelles au niveau des accidents topographiques (Pingree *et al.*, 1992a ; Garcia-Soto *et al.*, 2002). Caballero *et al.* (2008) montrent que la grande variabilité d'énergie cinétique turbulente (EKE) est due principalement à ces tourbillons. Toute cette variabilité saisonnière se traduit par une EKE, qui est plus grande en hiver qu'en été (Van Aken, 2002 ; Charria *et al.*, 2013).

L'océan est un fluide turbulent (Vallis, 2006). Les écoulements à grande échelle sont associés à l'instabilité barocline (Annexe C) et sont influencés par la rotation et la stratification, on parle dans ce cas de turbulence géostrophique. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la variabilité saisonnière et interannuelle de la turbulence géostrophique. Nous introduisons la théorie de Kolmogorov, la turbulence géostrophique, puis les modèles les plus utilisés pour étudier ce type de turbulence. Les spectres d'énergie et les pentes associées représentent un moyen de caractérisation de cette turbulence, ainsi un état de l'art des spectres d'énergie réalisés à partir d'observations et de simulations numériques sera présenté. A partir de ces rappels théoriques et de cet état de l'art, la problématique de cette partie sera posée.

5.1.2 Turbulence

La turbulence se caractérise par un nombre élevé du nombre de Reynolds (Annexe B), dominée par les non-linéarités : elle est définie par un désordre spatial et temporel. On peut observer la turbulence partout, dans une mer agitée, dans un sillage de bateau ou d'avion. Il est difficile d'étudier la turbulence car elle est par définition non-linéaire et ces interactions font intervenir une large gamme d'échelles de l'écoulement, en particulier pour les fluides géophysiques. La meilleure façon de caractériser la turbulence est d'utiliser les propriétés statistiques et spectrales définies par la théorie de Kolmogorov. Nous présentons par la suite cette théorie avec ces hypothèses.

a) Rappel sur la théorie de Kolmogorov

Selon Kolmogorov (1941 et 1962) les mouvements turbulents couvrent une large gamme d'échelle, de la grande échelle (dans laquelle un flux d'énergie θ est injecté), à la petite échelle (dans laquelle l'énergie est dissipée par la viscosité). Entre ces deux gammes d'échelles, un transfert d'énergie s'établit, avec un taux constant (θ en régime stationnaire), des grands tourbillons vers les petits essentiellement par étirement et filamentation de la vorticité. Ce processus est connu comme la cascade d'énergie turbulente dont les propriétés sont caractérisées par la forme du spectre d'énergie (Variation de l'énergie en fonction des échelles spatiales, voir Figure 5.1).

Ainsi, Kolmogorov a montré que le spectre d'une turbulence stationnaire (qui ne change pas dans le temps), homogène (uniforme dans l'espace) et isotrope (pas de direction privilégiée), dépendant donc seulement des flux d'énergie ϵ et du nombre d'onde k , est donné par (Eq. 5.1).

$$E(k) = \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad 5.1$$

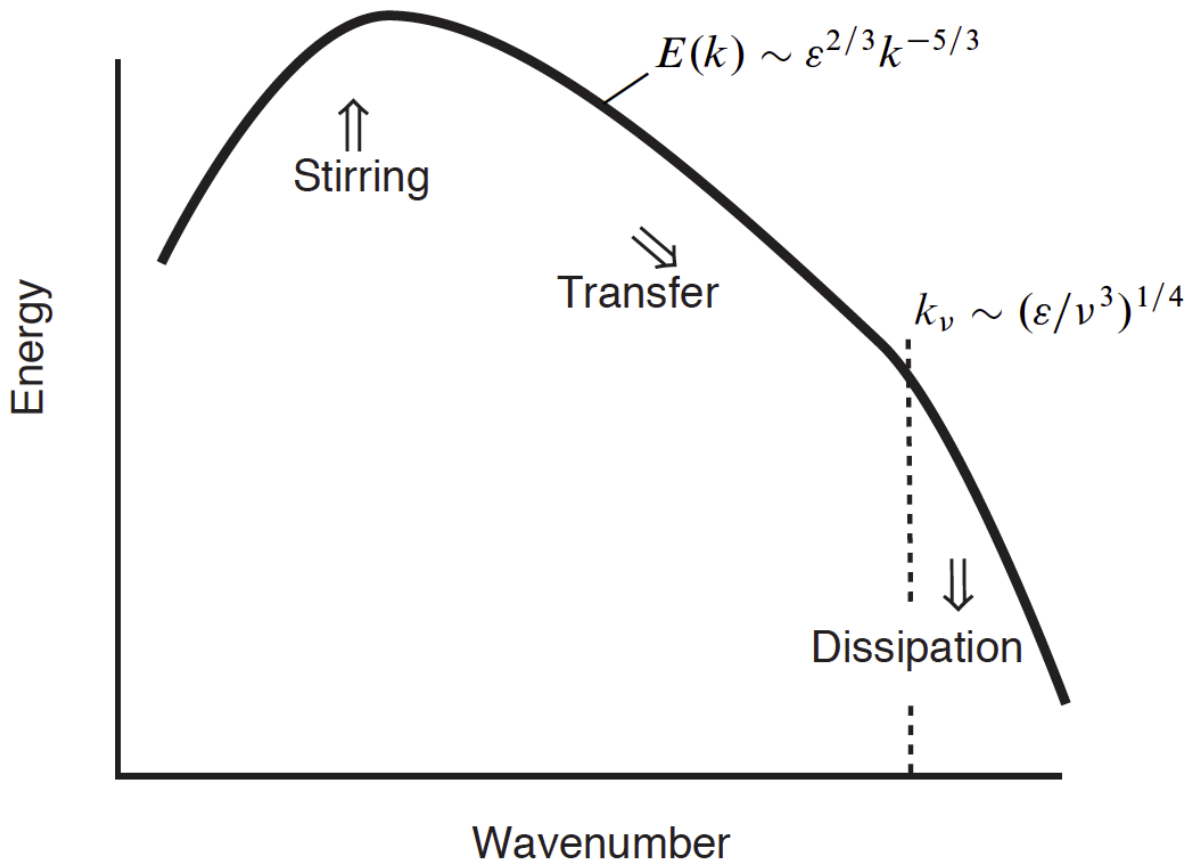


Figure 5.1 : spectre d'énergie de la turbulence 3D selon la théorie de Kolmogorov (Figure 8.3 de Vallis, 2006).

b) Rappel sur la turbulence géostrophique

Dans l'océan les mouvements à grande et à méso-échelle sont fortement influencés par la rotation qui est caractérisée par le nombre de Rossby (Annexe B) et la stratification qui est caractérisée par le nombre de Froude (Annexe B). La turbulence horizontale est alors appelée turbulence géostrophique.

Les effets de la rotation et de la stratification sont capturés d'une manière simple et directe par les équations quasi-géostrophiques ; de plus, ces équations conservent les termes non-linéaires dans l'équation de vorticité ; pour ces raisons les équations QG sont encore très utilisées pour étudier la turbulence géostrophique (Vallis, 2006). Récemment, plusieurs auteurs (Held *et al.*, 1995; Isern-Fontanet *et al.*, 2006; Lapeyre et Klein, 2006) ont développé une approche complémentaire pour étudier la dynamique de la couche de surface : la dynamique SQG (pour

QG de Surface). Quelles sont les caractéristiques de ces deux approches utilisées pour étudier la turbulence géostrophique ?

La turbulence Quasi-Géostrophique

Dans la turbulence quasi-géostrophique l'énergie totale (E ; Eq. 5. 2) et l'ensrophie (Z ; Eq. 5. 3 ; invariant quadratique qui représente le module au carré de la vorticité) sont conservés (Vallis, 2006). Ces propriétés sont obtenues en multipliant l'équation QG (Eq. 4. 8) par la fonction de courant ψ et par la vorticité potentielle q respectivement, et en intégrant sur le domaine 3D :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint \frac{1}{2} r_0 |\nabla \psi|^2 dx dy dz + \frac{d}{dt} \iiint \frac{1}{2} r_0 \frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 dx dy dz = 0 \quad 5.2$$

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint \frac{1}{2} r_0 q^2 dx dy dz = 0 \quad 5.3$$

Le premier terme dans l'équation d'énergie totale représente l'Énergie Cinétique (EC) ; et le deuxième terme représente l'Énergie Potentielle Disponible (EPD ; Cushman-Roisin et Beckers, 2011). Charney (1971) montre qu'il y a une équiartition entre ces deux énergies.

La turbulence géostrophique peut être abordée à partir d'un modèle à deux couches quasi-géostrophique (Vallis, 2006), résumée par la Figure 5.2. Ce modèle simplifié fait ressortir les caractéristiques suivantes :

- à grande échelle, il y a une injection d'énergie barocline par le vent ou par des flux de chaleur,
- l'instabilité barocline engendre un transfert d'énergie vers l'échelle de déformation ($1/k_R$) ou les deux modes barocline et barotrope sont excités,
- au niveau du rayon de déformation ($1/k_R$), il y a une cascade directe d'ensrophie vers les petites échelles dans toutes les couches jusqu'à la dispersion par la turbulence 3D et la dissipation ($1/k_D$).
- à des échelles plus grandes que le rayon de déformation, il y a une cascade inverse d'énergie barotrope vers les grandes échelles où elle est modifiée par l'effet β et arrêtée par la friction au fond.

Sur la base de ces résultats et de la conservation de l'équation 5. 2 et 5. 3 il a été montré que la turbulence quasi-géostrophique engendre un transfert d'énergie vers les plus grandes échelles (cascade inverse) dont la pente du spectre est en $k^{-5/3}$ (Larichev et Held, 1995) et un transfert d'ensrophie vers les petites échelles avec une pente en k^{-3} , en analogie avec la turbulence 2D de Kraichnan (1967).

La théorie de Charney prédit un spectre d'EC et de température en k^{-3} . Ce spectre est en k^{-5} pour l'élévation de niveau de la mer (SSH ; estimé à partir de la géostrophie).

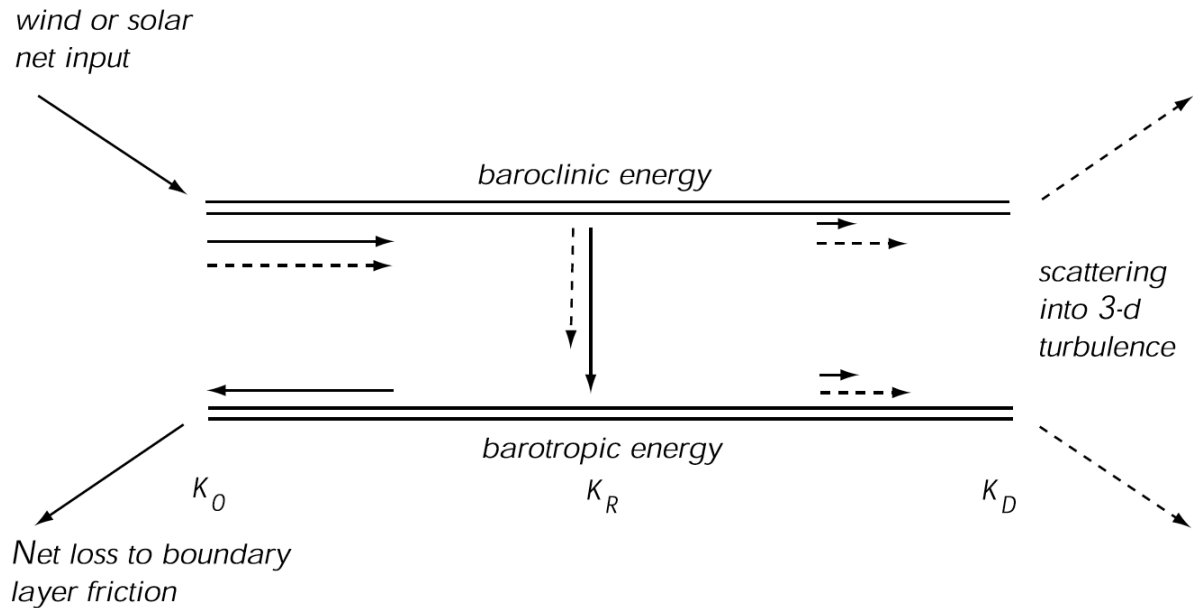


Figure 5.2 : schéma (Figure 1 de Salmon, 1980) d'un modèle idéalisé à deux couches de la turbulence barocline (transfert d'énergie, flèche continu et transfert d'ensrophie flèche pointillée).

La turbulence Quasi-Géostrophique de Surface

Le modèle SQG correspond au modèle QG de surface contrôlé par les anomalies de densité de surface en faisant l'hypothèse que l'anomalie de vorticité potentielle est nulle dans tout le fluide. Dans la turbulence SQG l'ensrophie est nulle par construction ($q=0$; Eq. 4. 8), mais l'énergie totale et l'EPD sont conservés. Cette théorie permet de calculer la dynamique 3D des 500 premiers mètres (Lapeyre et Klein, 2006 ; Isern-Fontanet *et al.*, 2008). Elle est capable de générer des filaments de densité comme les fronts de surface couramment observés dans l'océan et l'atmosphère (Held *et al.*, 1995).

Blumen (1978) montre théoriquement qu'il existe deux régimes, un régime de cascade directe de densité de surface (ou EPD) dont la pente spectrale est en $k^{-5/3}$ et un régime de cascade inverse de l'énergie totale en k^{-1} . L'énergie cinétique du modèle SQG est proportionnelle à l'EPD et suit aussi une loi spectrale en $k^{-5/3}$ et donc en $k^{-11/3}$ pour le spectre de SSH.

Après avoir abordé les comportements prédits par la théorie QG et SQG, nous décrivons les résultats obtenus à partir d'observations satellites, de mesures in situ et de simulations numériques réalistes.

c) Discussion bibliographique sur les spectres d'énergie

Les spectres observés

Mesures satellites

A partir des premières observations satellites, Fu et Zlotnicki (1989) ont utilisé les données de l'altimètre Seasat et Geosat sur une période entre Novembre 1986 et Juillet 1987. Ils ont montré que les spectres de SSH pour des longueurs d'onde entre 100 et 200 km dans les zones de forte énergie turbulente (EKE) comme le Kuroshio, le Gulf Stream et le courant des

Aiguilles suivent une loi en k^{-4} alors que dans les zones de faible énergie (nord-est et le sud-est Pacifique), ils suivent une loi en k^{-2} . Ces derniers résultats ont été confirmés par Le Traon *et al.* (1990) avec les données de l'altimètre Geosat sur une période de deux ans entre Novembre 1986 et Novembre 1988 et pour des longueurs d'onde entre 100 et 200km ainsi que par Stammer (1997) en utilisant des données altimétriques TOPEX/Poseidon (01/12/1992 au 27/11/1995) pour des longueurs d'onde entre 90 et 400km (Fig. 13 de Stammer, 1997). De même, Xu et Fu (2011) obtiennent des résultats similaires à partir Jason-1 entre 2002 et 2009 et pour des longueurs d'onde entre 70 et 250km.

Le Traon *et al.*, (2008) ont proposé une réponse à la question : quelle théorie de la turbulence QG et SQG représente les pentes de spectre de SSH ? Pour répondre à cette question, ils ont utilisé quatre types de données altimétriques [TOPEX/Poseidon (T/P), Jason-1 (J1), ENVISAT (ENV) et GEOSAT (GEO)] dans trois régions différentes de forte énergie cinétique (le Gulf Stream, le Kuroshio et le courant des Aiguilles). Les spectres de SSH trouvés pour des échelles comprises entre 100 et 300 km ont une pente entre $k^{-3.4}$ et $k^{-3.7}$ (Figure 5.3) en accord avec la théorie SQG proposant une pente de $k^{-11/3}$.

Plus récemment Zhou *et al.* (2015) reposent la question en utilisant dix ans de T/P entre Octobre 1992 et Avril 2002, en montrant qu'un filtre spatio-temporel basé sur la Fonction Empirique Orthogonal (EOF) conduit à des pentes de spectre de SSH en k^{-5} dans des régions de forte EKE (pour des longueurs d'onde entre 70 et 250 km). Ils ont confirmé ces valeurs avec des mesures ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler). Dans les zones de faible énergie, ils ont trouvé des spectres de SSH en k^{-3} .

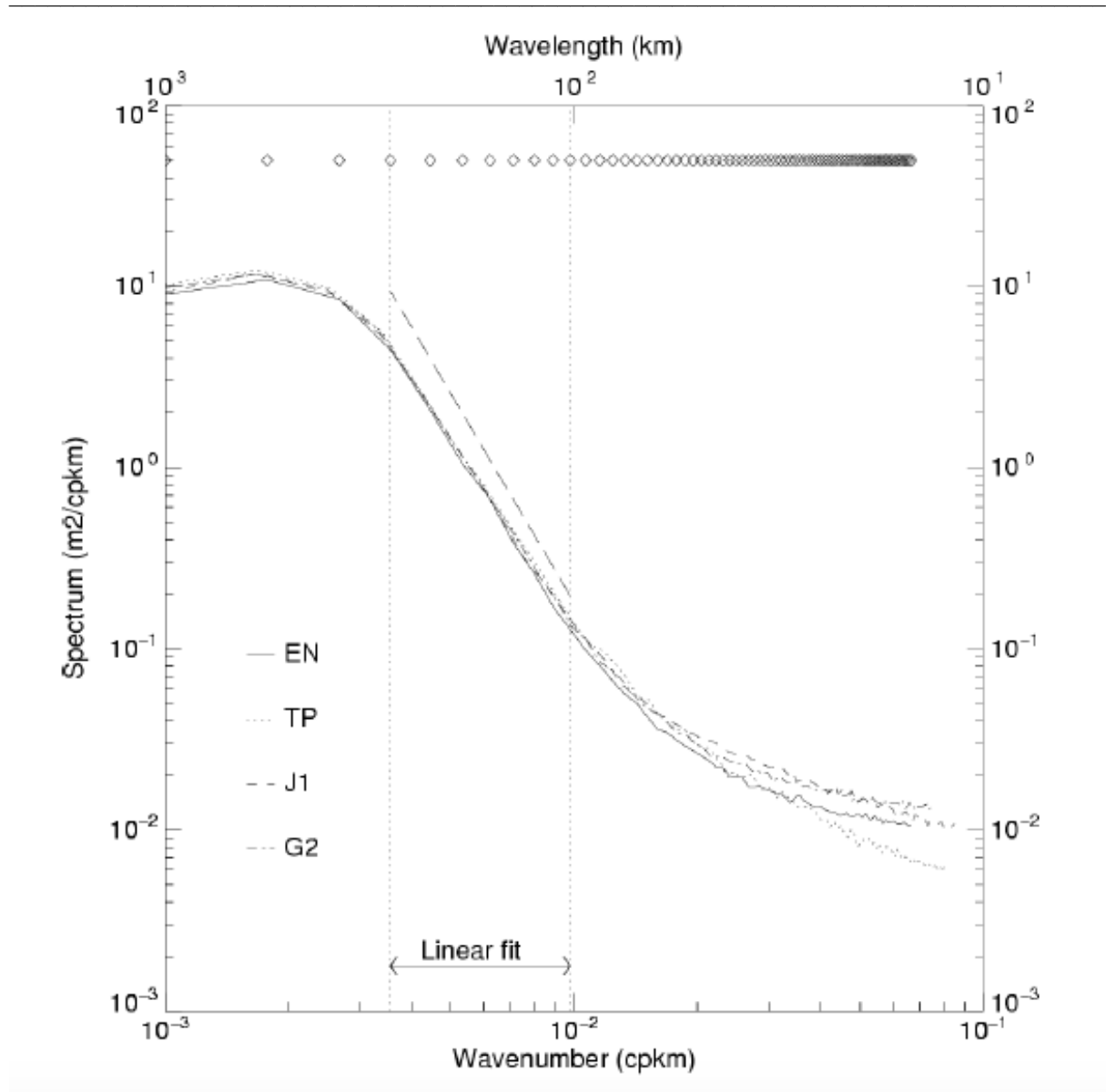


Figure 5.3 : les Spectres en nombre d'onde de la SSH le long des traces pour la zone du Gulf Stream pour TOPEX/Poseidon (T/P), Jason-1 (J-1), ENVISAT (ENV) et GEOSAT (GEO), pente spectrale estimée entre 100 et 300km de $k^{-11/3}$ (ligne pointillée). (Figure 1a de Le Traon *et al.*, 2008).

Conclusion

Les observations satellites montrent qu'il y a deux régimes : un régime correspondant aux zones de fortes EKE en accord avec la théorie de la turbulence SQG et un régime correspondant aux zones de faibles EKE avec des spectres de SSH entre k^{-1} et k^{-3} . L'amélioration des produits satellites au cours de temps a validé ces résultats pour des échelles entre 70 et 300 km. Certaines études montrent que les spectres de SSH peuvent être décrits par la turbulence QG, quand on applique un filtre spatio-temporel (Zhou *et al.*, 2015).

Mesures in situ

Les données ADCP présentent elles aussi des différences en termes de pente des spectres selon les régions de forte ou de faible EKE. Wang *et al.* (2010) ont utilisé dix ans de données ADCP (1994-2004), issues du projet Oleander, dans une zone de forte EKE, le Gulf Stream. Ils ont obtenu un spectre en k^{-3} pour la température et l'EC, pour des longueurs d'onde entre 10 et 150 km. Ces résultats ont été également obtenus par Callies et Ferrari (2013) et par Zhou *et al.* (2015) dans la même région pour des longueurs d'onde inférieures à 250 km. Dans le Pacifique Nord subtropical (faible EKE) Callies et Ferrari (2013) trouvent un spectre d'EC en k^{-2} pour des échelles entre 20 et 200 km.

Conclusion

Les mesures in situ montrent qu'il y a également deux régimes : un régime correspondant aux zones de fortes EKE en accord avec la théorie de la turbulence QG et un régime correspondant aux zones de faibles EKE avec des spectres d'EC en k^{-2} .

d) Les spectres à partir des simulations numériques

Les modèles numériques réalistes de circulation océanique sont des outils important pour étudier la turbulence géostrophique : quels en sont les principaux résultats concernant les spectre d'énergie ?

Une simulation numérique d'un écoulement non linéaire en présence d'instabilité barocline dans un canal, centré à 45° de latitude Nord et basé sur les équations primitives du code ROMS, avec 2km de résolution horizontale et 100 niveaux verticaux (Klein *et al.*, 2008) montre des spectres d'énergie cinétique en k^{-2} pour des échelles entre 4 et 400km.

Ces résultats ont été aussi observés par Capet *et al.* (2008a, c) pour des simulations aux équations primitives du courant de Californie mais pour des échelles inférieures à 20 km. Sasaki et Klein (2012) ont analysé les caractéristiques spectrales de l'élévation de niveau de la mer (SSH) avec une simulation réaliste dans le Pacifique Nord, une résolution horizontale de 1/30° et une résolution verticale de 100 niveaux. Ils ont distingué deux régions, une région avec des valeurs fortes d'EKE qui est associée à un spectre de SSH en k^{-4} (pour des échelles <200-300km) en accord avec l'altimétrie, et une région avec des valeurs faibles d'EKE qui suit elle aussi une loi en k^{-4} pour la SSH (pour des échelles entre 150-300km) contrairement aux observations altimétriques (entre k^{-1} à k^{-3}). Djath *et al.* (2014) ont utilisé une simulation numérique réaliste à 1/36° de résolution pour la mer des Salomon et ils ont trouvé des spectres en k^{-4} pour la SSH et en k^{-2} pour la température et pour l'EC dans les deux régions de fortes et de faibles valeurs d'EKE.

Conclusion

Dans les régions de fortes valeurs d'EKE, les simulations numériques réalistes montrent des pentes fortes (k^{-4}) pour la SSH (et/ou k^{-2} pour la température et pour l'EC), en accord avec les observations. Dans les régions de faible EKE, le spectre de SSH est aussi en k^{-4} contrairement aux observations.

Les spectres d'énergie décrivent la dynamique turbulente de la sous méso à la méso-échelle. La dynamique de la méso-échelle est sensible à la résolution horizontale et la dynamique de la sous méso-échelle n'intervient qu'à des résolutions de l'ordre de 1 km. Par la suite, nous

décrivons les effets de la diminution de la résolution horizontale sur la dynamique océanique.

e) Effet de la résolution horizontale

Influence de la sous méso échelle sur l'énergie cinétique turbulente

Une résolution horizontale de l'ordre du km permet l'émergence de structures de sous méso-échelle (Capet *et al.*, 2008a, b, c ; Lévy *et al.*, 2010 ; Zhong et Bracco, 2013). Ces structures se caractérisent par une échelle horizontale de $O(1-10)$ km, verticale de $O(100)$ m, temporelle de $O(1)$ jour (Lévy *et al.*, 2012). Ces caractéristiques sont associées à des grands nombres de Rossby et une dynamique non-linéaire plus développée présentant des termes agéostrophiques plus intenses (Capet *et al.*, 2008a ; Thomas *et al.*, 2008). Capet *et al.*, (2008a) ont utilisé des simulations qui diffèrent par la résolution horizontale (de 12km jusqu'à 0.75km) pour représenter les upwellings dans le système du courant Californien, ils ont montré que l'augmentation de la résolution induit des structures additionnelles à des échelles petites, qui sont fréquentes dans les régions de fort gradient de température (entre les tourbillons). Lévy *et al.*, (2010) ont montré l'apparition des petits tourbillons et des filaments qui résultent des interactions non linéaires. Zhong et Bracco (2013) obtiennent des résultats similaires dans le golfe du Mexique en utilisant le modèle océanique ROMS pour deux résolutions de 5 et 1 km. Leurs résultats montrent une augmentation spectaculaire de l'intensité et du nombre de tourbillons à sous méso-échelle dans la couche de mélange à haute résolution spatiale (Figure 5.4).

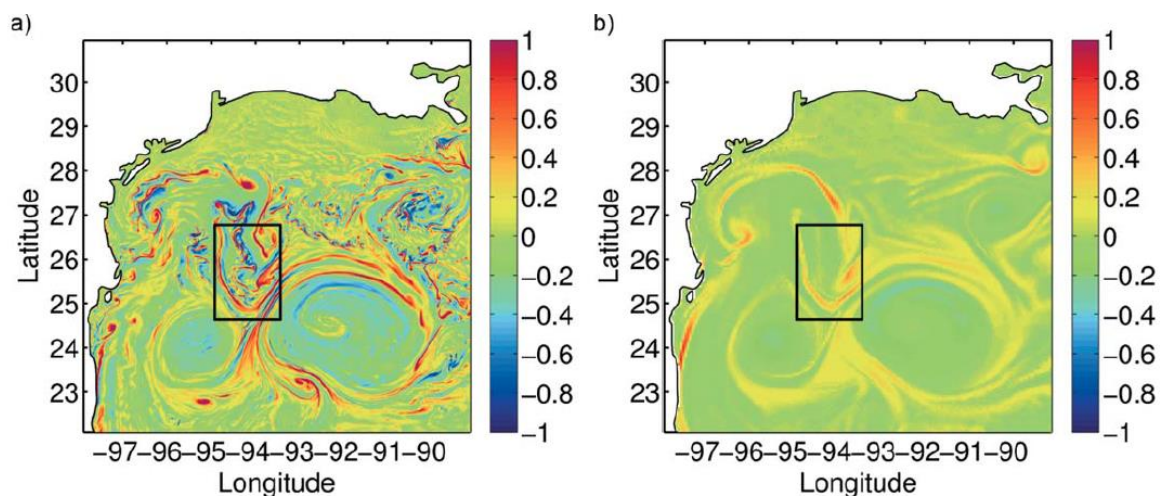


Figure 5.4 : la vorticité relative, normé par le paramètre de Coriolis f , le 21 Avril 2005. (a) 1 km (b) 5 km (Figure 1 de Zhong et Bracco, 2013).

Ainsi, une meilleure résolution horizontale augmente l'amplitude des vitesses horizontales (Lévy *et al.*, 2010) et verticales (Capet *et al.*, 2008a). L'augmentation des vitesses verticales a été observée sur toute la colonne d'eau (Capet *et al.*, 2008a) et ne se trouve pas seulement dans les régions d'intensification de la sous méso-échelle mais aussi à l'intérieur des tourbillons (Zhong et Bracco, 2013).

L'amélioration de la résolution horizontale intensifie aussi significativement l'EKE globale, pourtant principalement associées aux structures de grandes échelles (Djath *et al.*, 2014, Lévy *et al.*, 2010 ; Zhong et Bracco, 2013). En effet, Djath *et al.* (2014), dans la mer des Salomon,

montrent que le passage d'une résolution horizontale de $1/12^\circ$ à $1/36^\circ$ augmente l'EKE de 30-40%. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que Lévy *et al.* (2010) qui montrent une augmentation de 57% d'EKE entre $1/9^\circ$ et $1/54^\circ$ (Figure 5.5). Cette augmentation d'EKE globale s'explique par des tourbillons plus intenses et ayant des durées de vie plus longues. En effet, les gradients de vorticité (sous méso-échelle) entre ces tourbillons semblent former des barrières dynamiques qui empêchent leur déformation et leur destruction.

Pour finir, dans le cas d'un jet zonal, les tourbillons intenses de sous méso-échelle et méso-échelle rendent le stress de Reynolds (Annexe B) plus large et renforce le jet zonal (Rhines 1994), augmentant ainsi l'énergie cinétique moyenne (MKE). Lévy *et al.* (2010) ont ainsi observé une augmentation 38% de MKE dans leurs simulations en passant de $1/9$ à $1/54^\circ$.

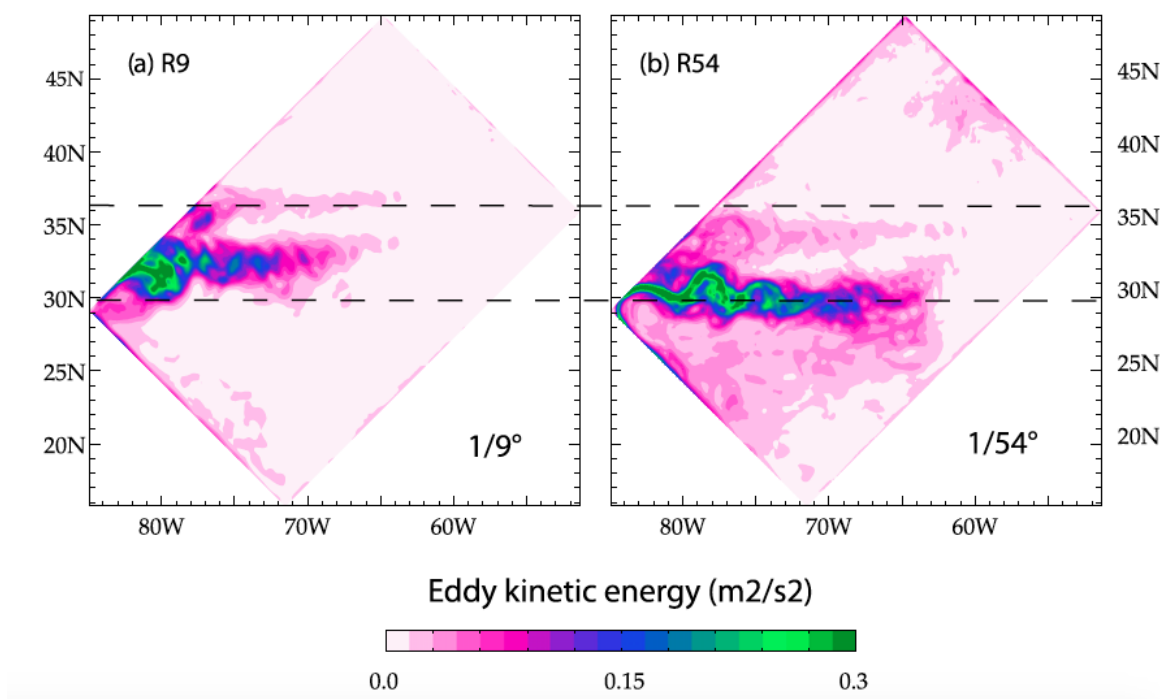


Figure 5.5 : la moyenne annuelle d'EKE pour la simulation R9 et R54 (Figure 4 de Lévy *et al.*, 2010).

Influence de la sous méso-échelle sur les spectres

Une conséquence immédiate des résultats précédent est que l'amélioration de la résolution horizontale impacte aussi les spectres d'énergies. Ainsi Zhong et Bracco (2013) montrent que le spectre d'énergie suit une loi k^{-3} dans leur simulation de basse résolution en accord avec la théorie de la turbulence quasi géostrophique (Charney 1971). Cependant dans la simulation de haute résolution le spectre d'énergie suit la loi k^{-2} . Ces résultats ont été confirmés précédemment par Lévy *et al.* (2010), à l'aide de plusieurs simulations du modèle NEMO (R1=106km, R9= 11.8km, R27= 3.9km, R54=2km) et par Capet *et al.* (2008a, c) qui ont montré que le spectre d'énergie (Figure 5.6) et le spectre des traceurs (température et densité) tendent vers une pente plus faible (k^{-2}) en augmentant la résolution. Les échelles de dissipation sont alors repoussées vers des nombres d'onde plus élevés.

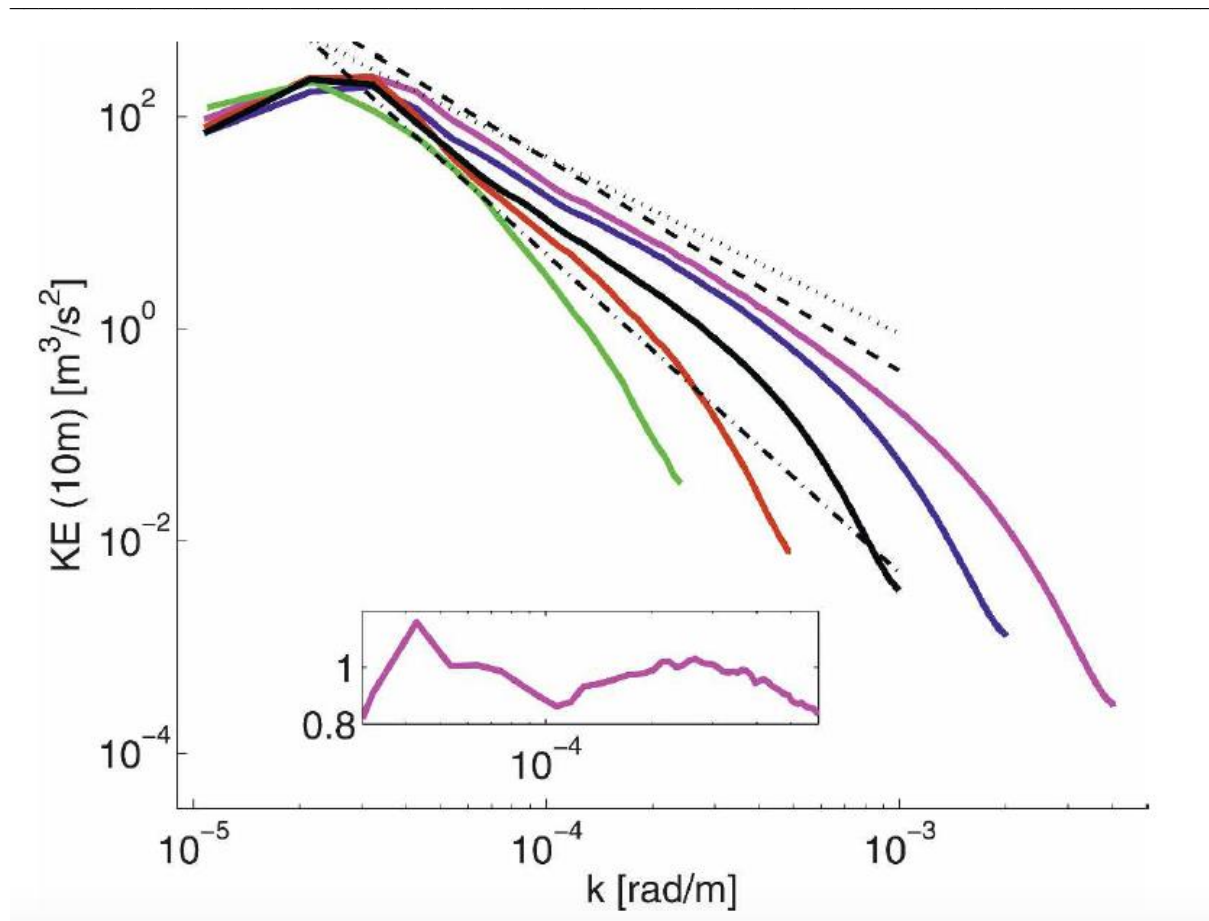


Figure 5.6 : les spectres d'énergie cinétique à 10m de profondeur pour différentes simulations qui augmentent en résolution horizontale de ICC12 =12km jusqu'à ICC0=0.75km. 5/3 (en pointillés), -2 (tiret), et -3 (point-tiret). (Figure 1 de Capet *et al.*, 2008c).

Les simulations numériques ont permis d'identifier une physique nouvelle et le rôle des petites échelles sur la turbulence et son évolution. Il existe toutefois des différences importantes avec les observations pour les pentes de spectres d'énergie ou de SSH. En particulier, dans les simulations numériques, les zones de forte ou faible EKE exhibent les mêmes pentes. Par la suite, nous analyserons le cas particulier de la variabilité spatiale et temporelle de l'EKE dans le GdG.

f) La turbulence dans le golfe de Gascogne

Les observations et les simulations numériques montrent que les pentes des spectres se comportent différemment selon les régions de forte ou de faible EKE, ainsi, nous allons détailler la variabilité spatiale et temporelle de l'EKE dans le GdG.

L'énergie cinétique turbulente dans le golfe de Gascogne

L'EKE représente l'énergie cinétique par unité de masse associée aux tourbillons dans un écoulement turbulent. Caballero *et al.* (2008) à partir de données altimétriques montrent que la distribution de l'EKE pour une période de 12 ans (Jan-1993 à May-2005) dans le GdG varie entre 0.15-65.74 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ avec une moyenne de 16.29 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ (Figure 5.7) et que cette variabilité est due principalement à la génération des SWODDIES à partir du courant de pente.

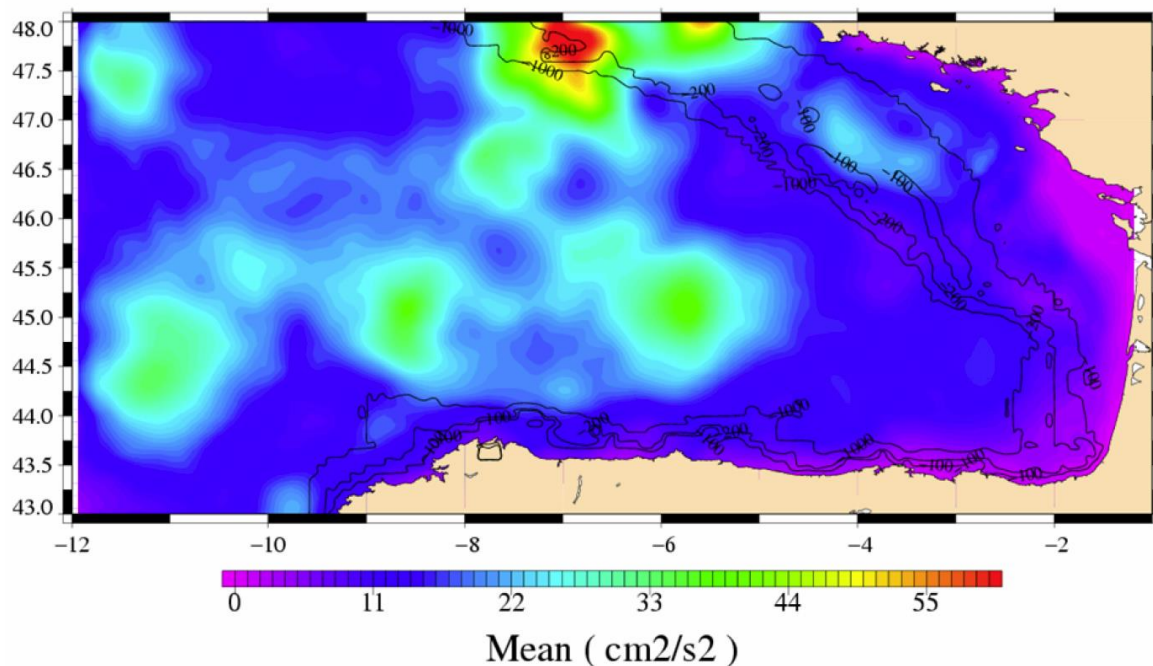


Figure 5.7 : distribution spatiale de l'EKE calculé entre Jan1993 et May 2005 à partir des données satellites (Figure 8 de Caballero *et al.*, 2008).

Ces valeurs sont du même ordre de grandeur quoiqu'un peu plus faibles que les valeurs observées par ailleurs dans la région. En effet, Charria *et al.* (2013) ont utilisé des bouées Lagrangiennes entre 1992 et 2009 et ils ont montré une variabilité saisonnière d'EKE avec une moyenne de $84 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en hiver et $60 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en été, tandis que Van Aken (2002) a trouvé des valeurs de $50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en hiver et $35 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en été, pour le même type de données, mais sur une plus courte période (1995-1999). Une telle différence entre l'EKE retrouvée entre les bouées Lagrangiennes et les données satellites a déjà été observée sur d'autres régions. En effet, Fratantoni (2001) a montré que les valeurs des bouées dans le bassin Nord Atlantique sont de l'ordre de $100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ et supérieures aux observations altimétriques (TOPEX/ERS).

Quoiqu'il en soit, les valeurs d'EKE dans le GdG restent faibles comparées à l'ensemble du bassin Nord Atlantique. Leach *et al.* (2002) ont par exemple utilisé des données ADCP issues de la croisière Vivaldi 1991 et montrent que l'EKE augmente de $100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ à 10°O jusqu'à $500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ à 30°O dans la bande de latitude $37^\circ\text{-}57^\circ \text{N}$, valeurs bien supérieures à celles du GdG. Un peu plus au Nord, à des latitudes entre 60° et 62°N , Knutsen *et al.* (2005) montrent que les valeurs d'EKE varient entre 150 et $600 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$. En Atlantique Nord, les valeurs d'EKE peuvent dépasser les $1500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ (Figure 5.8) dans des régions comme le Gulf Stream (Brachet *et al.*, 2004 ; Le Traon *et al.*, 1990 ; Volkov, 2005) et peuvent même atteindre $2790 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ (Fratantoni, 2001).

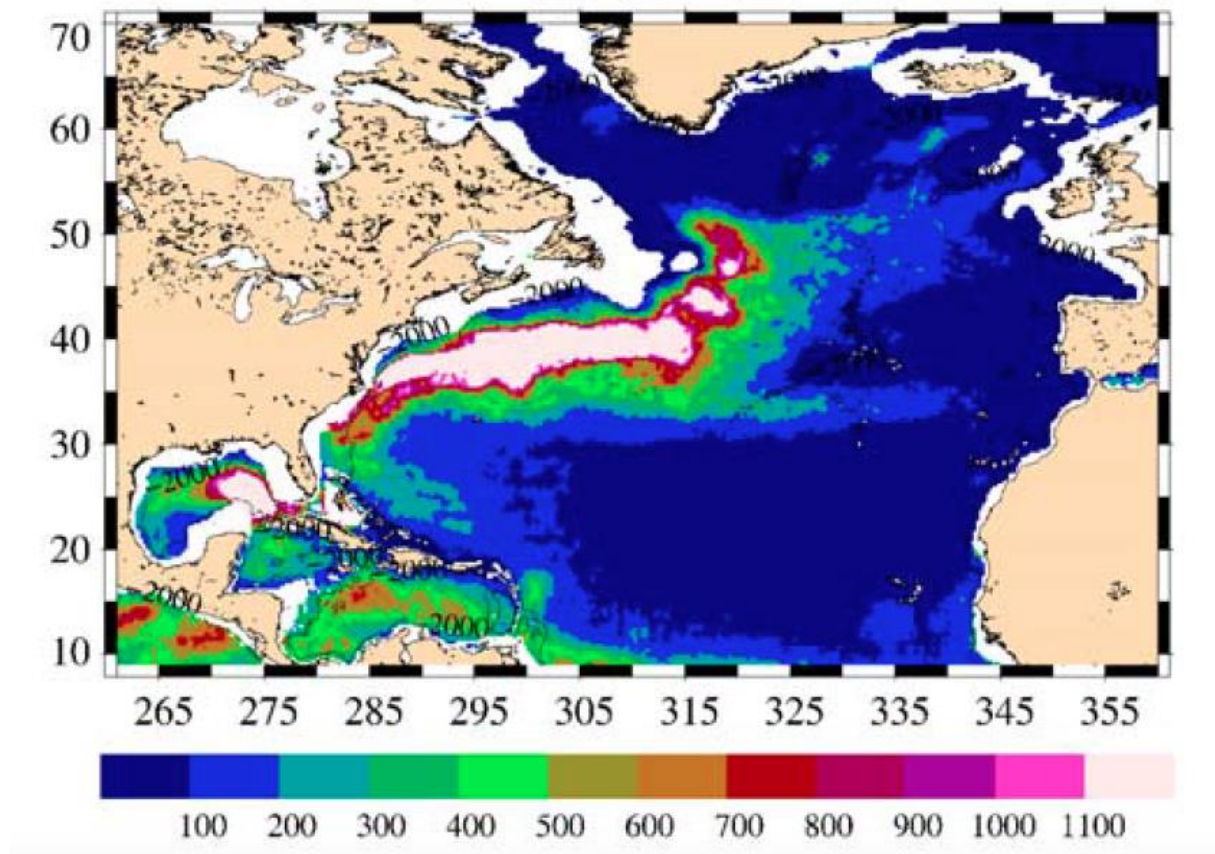


Figure 5.8 : distribution spatiale de l'EKE calculé entre 1995 et 2000 dans le Nord Atlantique à partir des données satellites. (Figure 2 de Brachet *et al.*, 2004).

Les spectres d'énergie observé dans golfe de Gascogne

Les études sur la turbulence géostrophique à l'échelle locale du GdG (notre zone d'étude) sont rares. Seul Dussurget *et al.* (2011) ont effectué un tel travail et ont trouvé un spectre de SSH en $k^{-2.5}$ (courbe rouge ; Figure 5.9), sur des données satellites le long des traces de T/P, J1, ENV et GEO et sur une période de quinze ans (1993-2008).

Conclusion

Le GdG est un bassin de faible EKE. Les pentes des spectres de SSH attendues sont donc faibles. Une étude préliminaire a été effectuée sur le sujet par Dussurget *et al.* (2011) qui ont montré une pente de SSH en $k^{-2.5}$.

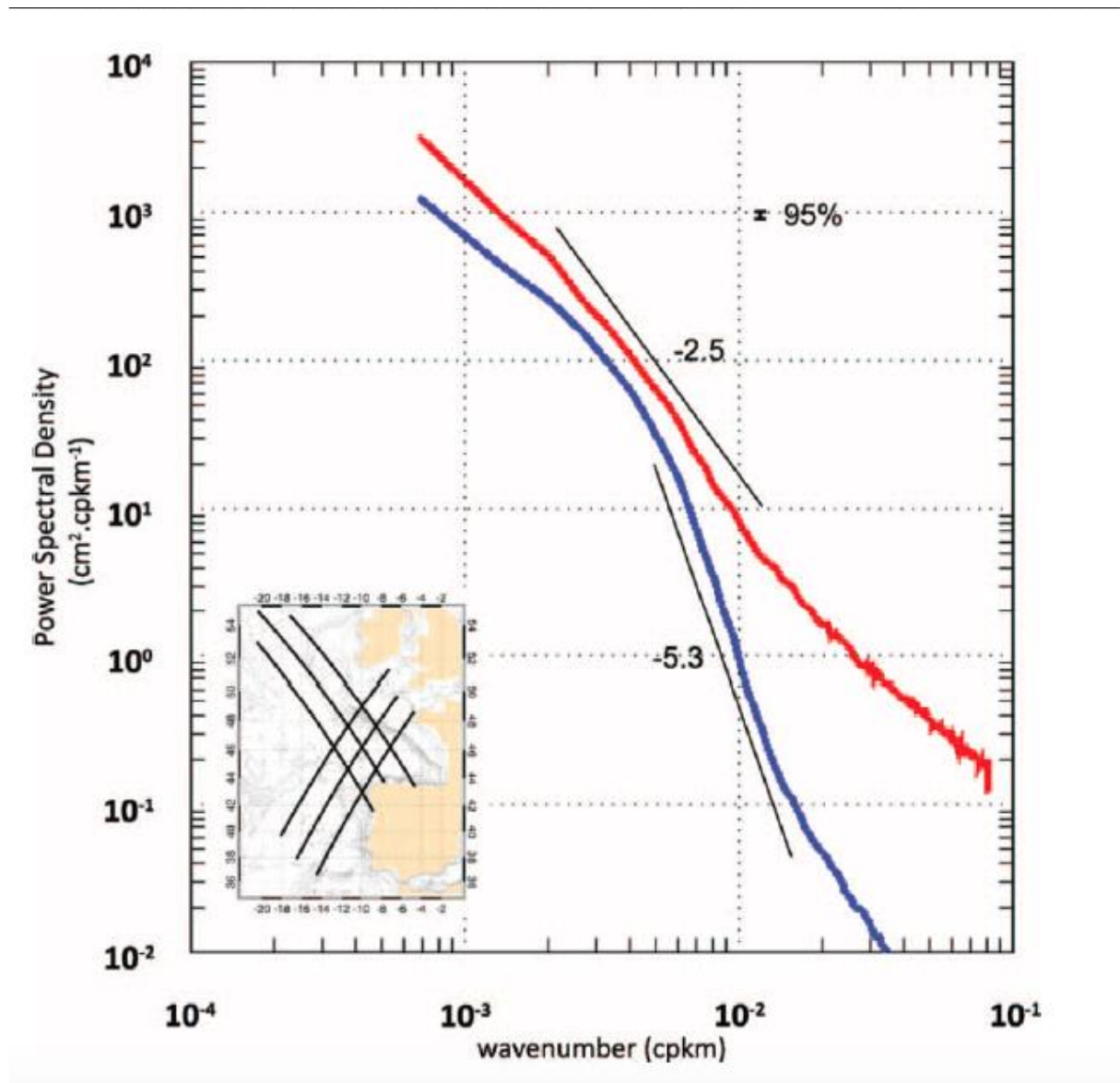


Figure 5.9 : spectres en nombre d'onde à partir de la SSH le long des traces (rouge) et des données globales grillées d'AVISO (bleue entre Mars 1992 et Avril 2008 (Figure 4 de Dussurget *et al.*, 2011)).

5.1.3 La problématique

Il a été montré dans la partie 5.1.2.c) que les spectres de SSH et/ou les spectres d'énergies cinétiques peuvent se comporter différemment selon les régions de forte ou de faible EKE (Fu, 1983 ; Fu et Zlotnicki, 1989 ; Le Traon *et al.*, 1990 ; Sasaki et Klein, 2012; Xu et Fu, 2011). En effet dans les régions de forte EKE (par exemple comme le Kuroshio) on trouve des spectres de SSH qui suivent une pente en k^{-4} (Djath *et al.*, 2014 ; Fu, 1983; Fu et Zlotnicki, 1989 ; Le Traon *et al.*, 1990 ; 2008 ; Sasaki et Klein, 2012; Xu et Fu, 2011) ou en énergie cinétique en k^{-2} (Djath *et al.*, 2014 ; Klein *et al.*, 2008 ; Callies et Ferrari, 2013 ; Capet *et al.*, 2008a ;c ; Zhong et Bracco, 2013). Tandis que pour les zones de faible EKE on trouve des spectres entre k^{-1} et k^{-3} (Fu et Zlotnicki ; Le Traon *et al.*, 1990; Xu et Fu, 2011 ; Zhou *et al.*, 2015). Le GdG étant une zone de faible EKE, cela explique la faible pente de $k^{-2.5}$ retrouvée par Dussurget *et al.*, (2011). Cette variabilité spatiale peut refléter la réponse de l'océan aux

forçages atmosphériques et aux interactions air-mer (Xu et Fu, 2010). L'EKE présente une variabilité temporelle (saisonnière) dans le GdG (Charria *et al.*, 2013 ; Van Aken, 2002) et on peut donc se poser la question de la variabilité saisonnière et interannuelle des spectres d'énergie dans le GdG. Ceci constitue une première problématique de notre travail :

Les spectres d'énergie manifestent ils une variabilité temporelle à l'échelle du GdG ? Si oui, comment le spectre se comporte-t-il en termes d'amplitude et de pente ?

Cette variabilité temporelle des spectres a été déjà observée dans le Nord-Est Atlantique par Kolodziejczyk *et al.* (2015) pour le niveau d'énergie, de température et de salinité qui diminuent en été, contrairement à celui de la densité qui augmente. Ils ont montré aussi que les spectres des traceurs sont plus raides en hiver avec une pente en k^{-2} et en k^{-1} en été, entre 20 et 100 km (Figure 5.10). Callies *et al.* (2015) ont montré aussi une telle variabilité saisonnière dans le Gulf Stream pour les spectres d'énergie cinétique et potentielle. En effet, pour des longueurs d'onde comprises entre 10 et 200 km, ils ont montré un changement de spectre d'énergie de k^{-3} en été à k^{-2} en hiver. Les observations de Callies *et al.* (2015) conduisent donc à des résultats différents de ceux de Kolodziejczyk *et al.* (2015). Ceci nous a conduit à nous poser les questions suivantes pour le cas particulier du GdG :

Est-ce que les spectres dans le GdG sont plus énergétiques en été ou en hiver ? Et est-ce que la pente du spectre évolue entre l'été et l'hiver ? Par extension, quel est le lien entre la variabilité du spectre d'énergie ou de SSH et la variabilité saisonnière de l'activité tourbillonnaire observée dans le GdG ?

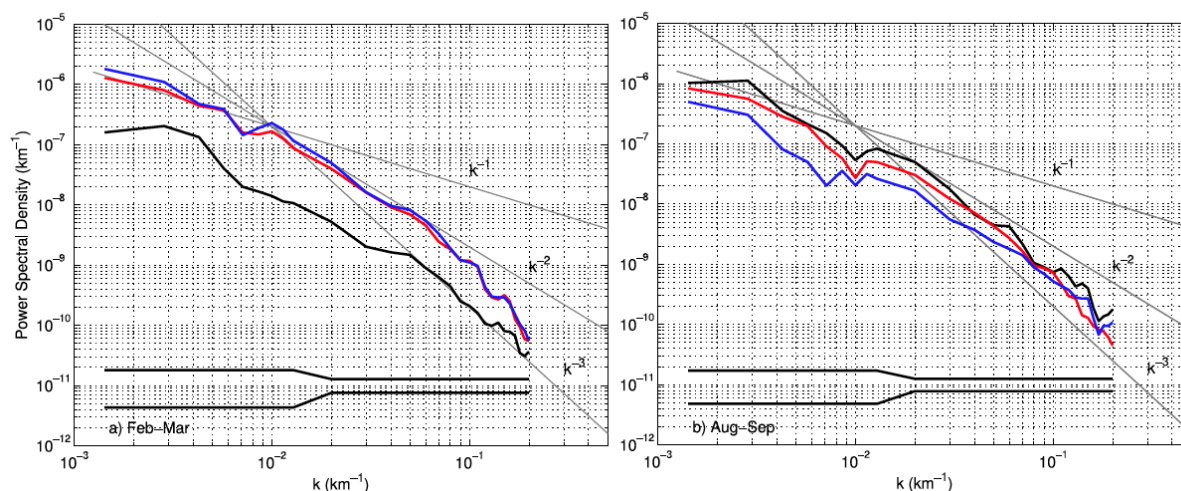


Figure 5.10 : (a) les Spectres en nombre d'onde de la température (bleu), la salinité (rouge), et la densité (noir) calculés en Février-Mars sur la période 2002-2011. Les pentes spectrales k^{-1} , k^{-2} et k^{-3} sont indiquées en ligne grise. Lignes noires horizontales montrent l'intervalle de confiance de 95%. (b) Comme à la figure 6a, mais en Août-Septembre (Figure 6e Kolodziejczyk *et al.*, 2015).

Les spectres de SSH observés par l'altimétrie satellite dans les régions de faible EKE (Dussurget *et al.*, 2011 ; Fu, 1983 ; Fu et Zlotnicki ; Le Traon *et al.*, 1990 ; Xu et Fu, 2011 ; Zhou *et al.*, 2015) ont une pente faible qui ne suit pas les théories de turbulence (QG ou

SQG). Seule Sasaki et Klein (2012) et Djath *et al.* (2014) ont montré un spectre en k^{-4} dans les zones de faible EKE. Ils ont attribué ce résultat à l'apport de la résolution spatiale. Ce résultat va à l'encontre des travaux de Capet *et al.* (2008a) et Zhong et Bracco (2013) qui ont montré que l'augmentation de la résolution et l'apport des sous méso-échelle rendent les pentes des spectres d'énergie cinétique plus faibles. Si on suppose que les spectres de SSH suivent effectivement la théorie de la turbulence quasi-géostrophique de surface comme montré par Sasaki et Klein (2012), l'augmentation de la résolution numérique devrait augmenter l'EKE et améliorer ces spectres dans les régions de faible EKE telle que le GdG. Cette apparente contradiction entre certains résultats numériques nous conduit à la deuxième problématique et aux questions suivantes :

Est-ce que l'augmentation de la résolution pour une simulation sur le GdG (zone de faible EKE) va suivre les résultats de Sasaki et Klein (2014) et nous mener vers un spectre de SSH de pente $k^{-11/3}$? Ou bien va-t-on obtenir les résultats de Capet *et al.* (2008a) et Zhong et Bracco (2013) avec un spectre tendant vers des pentes plus faibles?

Ces résultats peuvent ils nous donner des indications sur les raisons de non validité des théories de la turbulence QG et SQG dans les zones de faibles EKE?

Ce sont les questions auxquelles nous avons essayé d'amener des réponses au court de ce chapitre. Pour ce faire nous avons réalisé un certain nombre de simulations numériques dont les configurations et les résultats vont maintenant être présentés, en mettant donc l'accent sur les spectres d'énergie et de SSH.

5.2 L'énergie cinétique moyenne (MKE) et turbulente (EKE)

Dans cette partie, nous allons décrire la variabilité spatiale et temporelle de l'énergie cinétique moyenne (MKE) et turbulente (EKE) dans le GdG. La MKE est estimé par la relation 5. 4.

$$MKE = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} u \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} v \right)^2 \right] \quad 5. 4$$

N représente le nombre d'échantillon temporel. u et v sont les vitesses zonales et méridionales à chaque pas de temps de N .

L'EKE est estimée par la relation 5. 5.

$$EKE = \frac{1}{2N} \sum_{n=1}^{n=N} [(u\phi)^2 + (v\phi)^2] \quad 5. 5$$

Les anomalies de la vitesse zonale $u\phi$ et méridionale $v\phi$ sont calculées par la soustraction d'un champ de vitesse ($\bar{U}$ et $\bar{V}$) moyenné sur N .

$$u\phi = u - \bar{U}$$

$$v\phi = v - \bar{V}$$

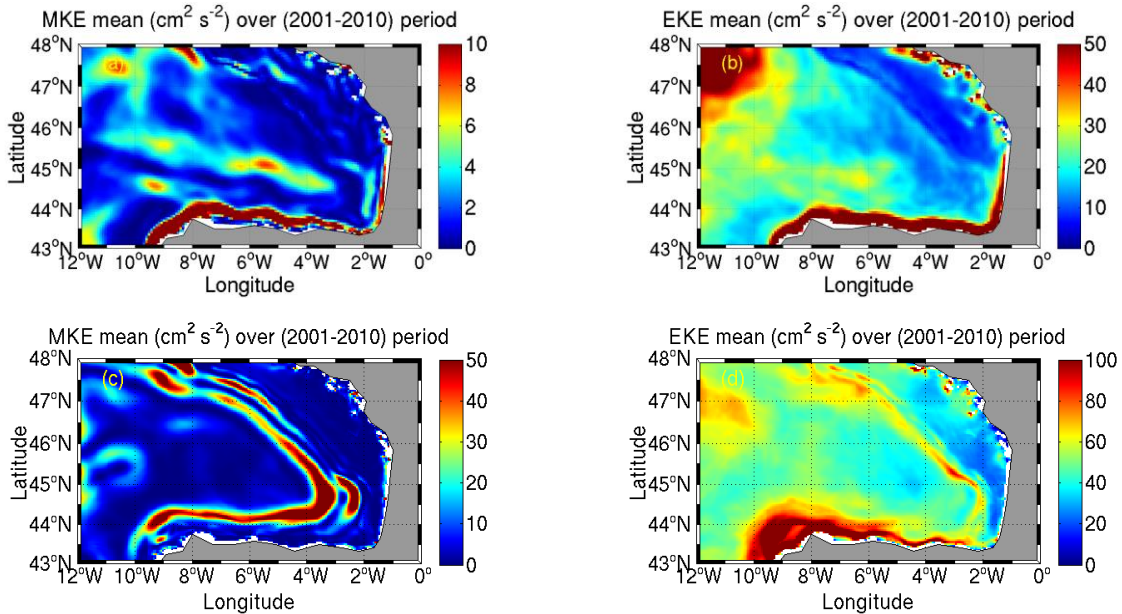
5. 6

MJM88 a un échantillonnage temporel de 5 jours. BACH4000 et BACH1000 ont un échantillonnage temporel journalier.

L'EKE va être calculée à 3m de profondeur.

5.2.1 EKE et MKE moyennes sur une période de 10 ans

La carte spatiale de l'EKE moyennée sur une période de 10 ans a été réalisée dans le GdG (Figure 5.11), avec $N=730$ pour MJM88 et $N=3652$ pour BACH4000 et BACH1000.



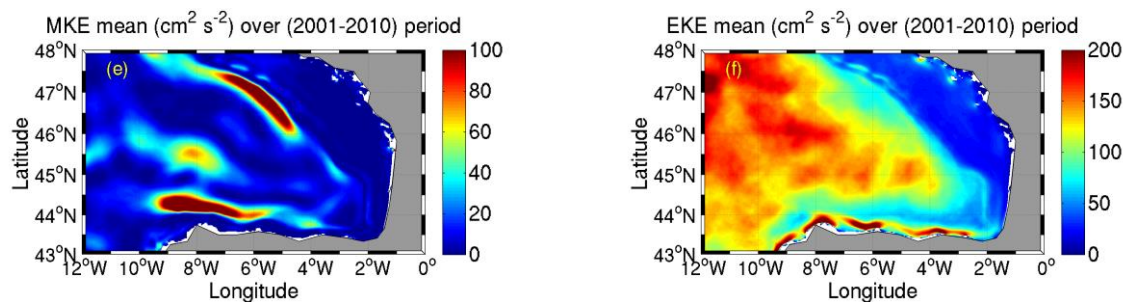


Figure 5.11 : énergie cinétique turbulente et énergie cinétique moyenne moyennée sur une période de 10 ans (2001-2010). a, b- MJM88, c, d- BACH4000, e, f-BACH1000. A noter que l'échelle n'est pas la même entre les simulations.

La Figure 5.11 montre que la MKE est six fois plus faible comparée à l'EKE, cela indique une forte activité méso-échelle. Elle est en moyenne sur tout le GdG de $3.76 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ avec une variabilité spatiale liée au plateau continental pour MJM88. Pour BACH4000, la MKE est en moyenne de $9.45 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ avec une variabilité spatiale liée seulement au talus continental. Enfin, pour BACH1000, MKE est en moyenne de $15.78 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ avec une variabilité spatiale liée aussi au talus continental.

L'EKE dans le GdG est globalement faible notamment dans la plaine abyssale (par rapport à l'Atlantique Nord). La moyenne sur tout le GdG ($0-12^\circ \text{W}/43-48^\circ \text{N}$) est de $25.45 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ pour la simulation globale MJM88, $51.04 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ pour la simulation régionale BACH4000 et $98.40 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ pour la simulation régionale BACH1000. Ces valeurs sont un peu plus fortes que la valeur moyenne ($16.29 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) trouvée à partir des données satellites de Caballero *et al.* (2008) ou la valeur moyenne ($50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) retrouvées par les bouées lagrangiennes de Charria *et al.* (2013) sur un domaine plus petit ($8-0^\circ \text{O}/43-49^\circ \text{N}$). Ces valeurs et cette augmentation d'EKE étaient attendues : les simulations numériques ont plus de résolution spatiale (MJM88, $1/12^\circ$; BACH4000, 4km, BACH1000, 1km) comparée aux produits satellites ($1/8^\circ$) utilisés par Caballero *et al.* (2008).

Les simulations numériques (Figure 5.11b, d, f) montrent, dans la partie Sud du GdG, au niveau du plateau et talus continentaux Nord espagnol, une activité turbulente intense qui peut atteindre $404.91 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ à $-2.96^\circ \text{O}/43.49^\circ \text{N}$ dans MJM88, $367.14 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ à $-7.92^\circ \text{O}/43.80^\circ \text{N}$ dans BACH4000 et $362.33 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ à $-7.68^\circ \text{O}/43.82^\circ \text{N}$, dans BACH1000. Ces régions, qui correspondent aux canyon de Cap Ortegal et de Cap Breton sont favorable à la formation des tourbillons de méso-échelle (Pingree et Le Cann, 1992a ; b ; Garcia-Soto *et al.*, 2002 ; Caballero *et al.*, 2008 ; Ferrer et Caballero, 2011 ; Caballero *et al.*, 2014). Cette intense activité turbulente est liée au courant Ibérien (IPC ; Garcia-Soto *et al.*, 2002 ; Caballero *et al.*, 2008 ; Garcia-Soto et Pingree, 2012 ; Charria *et al.*, 2013). La Figure 5.7 de Caballero *et al.* (2008) montre que l'EKE est faible à l'approche de la côte Nord espagnole contrairement à nos simulations. Cela peut s'expliquer par le bruit lié aux mesures altimétriques à l'approche de la côte et ainsi la non validation de l'approximation géostrophique utilisée pour le calcul de l'EKE à cette région. Malgré cela, Caballero *et al.* (2008) ont attribué la grande variabilité d'EKE aux SWODDIES générés à partir d'IPC.

L'EKE liée à l'IPC dans le GdG présente certaine différence à partir de 2°O . Elle est plus liée

à la côte et continue sur le plateau Aquitain jusqu'à 45.5°N dans MJM88. Elle suit le talus continental à partir du canyon de Cap Breton dans la simulation BACH4000. Elle s'arrête dans la simulation BACH1000. Les simulations numériques montrent aussi que la frontière Ouest est une source majeure d'EKE et que cette énergie augmente avec la résolution. Cette source peut être liée au Courant Nord Atlantique (CNA).

5.2.2 EKE, MKE : La variabilité saisonnière sur 10 ans

La variabilité saisonnière est calculée sur une période de 10 ans à partir d'une moyenne de tous les hivers (Janvier à Mars), de tous les printemps (Avril à Juin), de tous les étés (Juillet à Septembre) et de tous les automnes (Octobre à Décembre). Les cartes spatiales sont présentées sur les Figure 5.12, 5.14, 5.15.

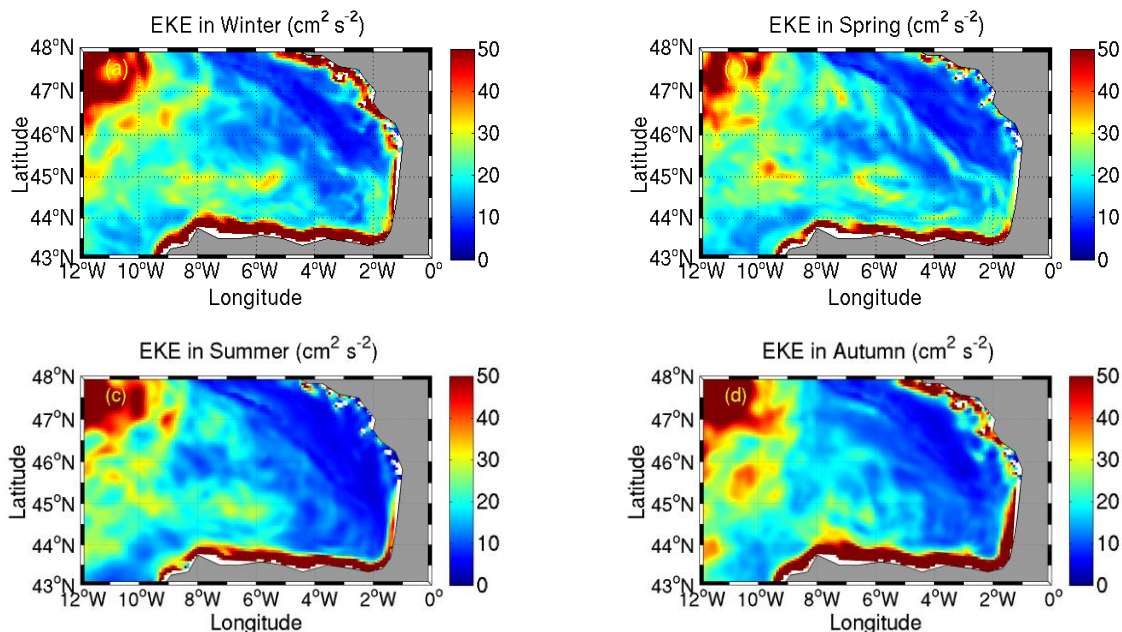


Figure 5.12 : énergie cinétique turbulente saisonnière moyennée sur une période de 10ans, a- Hiver, b- Printemps, c-été, d-Automne dans la simulation globale MJM88.

La MKE (Tableau 5.1) présente une variabilité saisonnière opposée à l'EKE. Elle est plutôt faible en hiver et en automne avec des valeurs moyennes entre 3 et 5 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$. Mais plus forte en été avec une valeur moyenne de 10 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$.

La simulation MJM88 montre que la variabilité saisonnière est surtout observée au niveau du plateau et talus continental (Figure 5.12). L'EKE liée à l'IPC est plus forte en hiver et en automne avec des valeurs moyennes de l'ordre de 26 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$. Dans ces saisons l'IPC longe la côte jusqu'au plateau Armorica où des fortes valeurs d'EKE ont été simulées. Au printemps et en été, l'EKE est plus faibles avec des valeurs moyennes de l'ordre de 21 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ (Tableau 5.1). La contribution de l'EKE par la frontière Ouest est persistante toute l'année. L'EKE est intense à 12°Ouest entre 47 et 48°N, cela peut être liée au CNA.

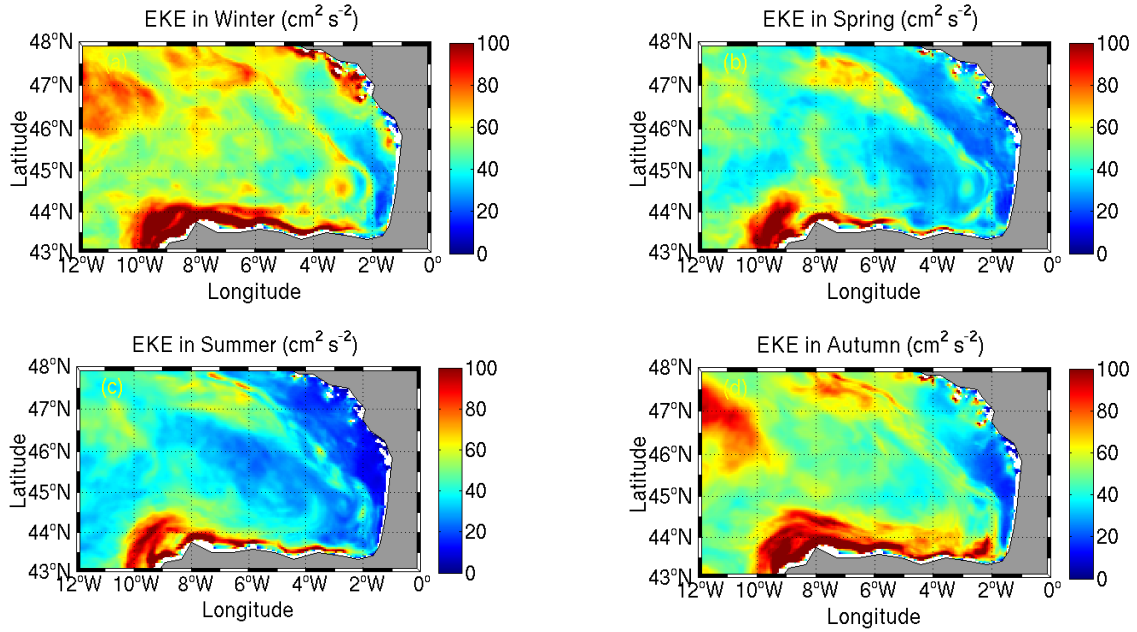
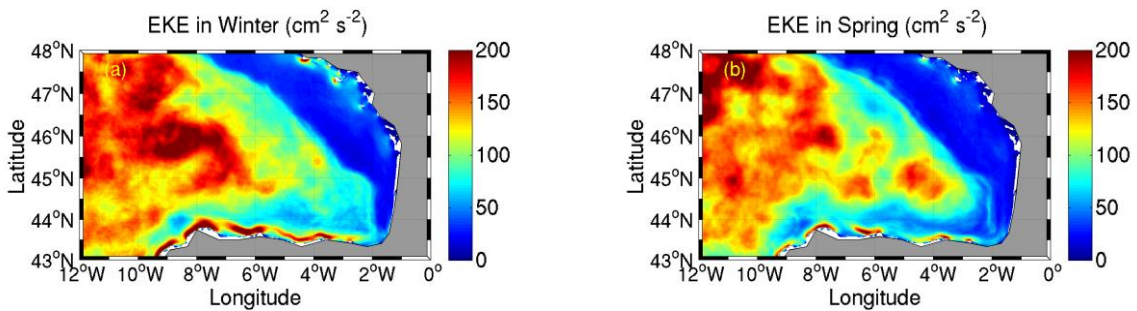


Figure 5.13 : énergie cinétique turbulente saisonnière moyennée sur une période de 10ans, a- Hiver, b- Printemps, c-été, d-Automne dans la simulation globale BACH4000.

La MKE (Tableau 5.1) est plus forte en été avec une valeur moyenne de $15.28\text{cm}^2\text{s}^{-2}$, contrairement aux autres saisons où la MKE est autour de $11\text{cm}^2\text{s}^{-2}$.

La simulation BACH4000 présente la même variabilité temporelle que MJM88, mais avec un ordre de grandeur deux fois plus grande. Cette variabilité se traduit par des fortes valeurs d'EKE en hiver ($58.20\text{cm}^2\text{s}^{-2}$) et en automne ($53.63\text{cm}^2\text{s}^{-2}$), mais plus faible au printemps ($42.99\text{cm}^2\text{s}^{-2}$) et en été ($37.91\text{cm}^2\text{s}^{-2}$). La variabilité spatiale est un peu différente. En effet, une grande veine d'EKE qui s'étend jusqu'à 44.5°N est simulée par la frontière Sud à 10°O dans toutes les saisons. Cette veine se rétrécit et longe la côte Cantabrique pour s'arrêter à 2°O au printemps et en été, mais longe le talus continental Armorica en hiver et en automne contrairement à MJM88 qui reste collé à la côte.



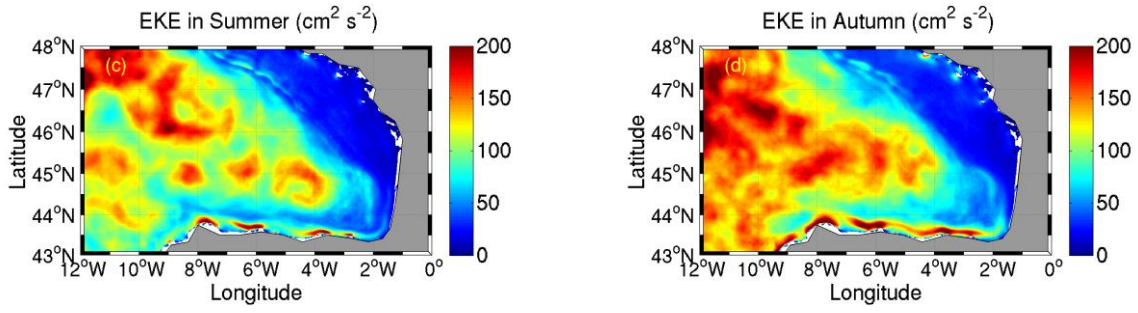


Figure 5.14 : énergie cinétique turbulente saisonnière moyennée sur une période de 10ans, a- Hiver, b- Printemps, c-été, d-Automne dans la simulation globale BACH1000.

La MKE présente la même variabilité temporelle que les autres simulations avec des fortes valeurs d'EKE en été ($24.82 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$; Tableau 5.1).

La simulation BACH1000 est plus turbulente que la simulation BACH4000 et MJM88 (Figure 5.14). L'énergie est très visible sur la pleine abyssale et montre que la principale source d'EKE est la frontière Ouest. L'EKE liée à l'IPC est également présente longeant la côte Nord espagnole jusqu'à 2°Ouest. La variabilité temporelle est moins évidente, mais on constate des fortes valeurs d'EKE en hiver $101.63 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ et des faibles valeurs en été $85.42 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ (Tableau 5.1).

Il est difficile de faire une analogie et une comparaison avec la littérature à cause de la différence dans la région, la période, les données et la méthode de calcul de l'EKE. Malgré cela, les valeurs trouvées par van Aken (2002), sur la plaine abyssale ($50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en hiver et $35 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en été), avec des données de bouées lagrangiennes collectées entre 1995 et 1998, sont plus proches de la simulation BACH4000 ($58.20 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en hiver et $37.91 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en été). Les valeurs trouvées par Charria *et al.* (2013), sur la plaine abyssale ($84 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en hiver et $60 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ en été), avec des données de bouées lagrangiennes collectées entre 1992 et 2009, se situent entre la simulation BACH4000 et BACH1000.

5.2.3 EKE : la variabilité interannuelle sur une période de 10 ans

La variabilité interannuelle est calculée par la relation 5.7 :

$$EKE = \frac{1}{2IJ} \bar{a} \bar{a} [(u\Phi)^2 + (v\Phi)^2] \quad 5.7$$

I, J représentent les indices des points de grilles spatiales. Une moyenne spatiale a été appliquée dans la région 12-0°O/43-48°N. Les 3 simulations sont représentées sur la même figure. Une moyenne glissante de 30 jours a été également utilisée pour filtrer la haute fréquence (Figure 5.15).

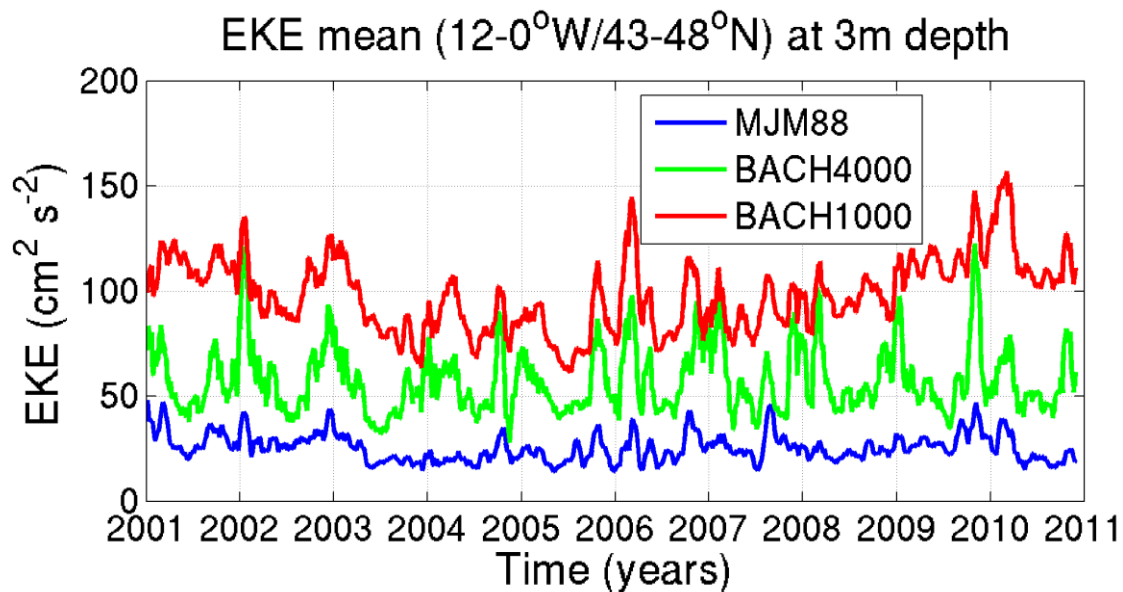


Figure 5.15 : série temporelle d'EKE, calculé à partir d'une moyenne glissante de 30 jours, pour les simulations numériques MJM88 (bleu), BACH4000 (vert), BACH1000 (rouge) à 3 m de profondeur.

La Figure 5.15 montre que l'EKE augmente avec la résolution horizontale. Une augmentation de 100% a été calculée entre MJM88 ($1/12^\circ \sim 7\text{km}$) et BACH4000 (4km) et une augmentation de 93% a été calculée entre BACH4000 et BACH1000 (1km). Cette augmentation d'EKE a été déjà constatée par Djath *et al.* (2014) et Lévy *et al.* (2010), toutefois les ordres de grandeurs sont faibles [30% pour une résolution de 9 à 3 km (Djath *et al.*, 2014) et 57% pour une résolution de 10 à 2km (Lévy *et al.*, 2010).

L'écart entre les simulations est grand, mais les trois simulations présentent une variabilité interannuelle similaire avec un maximum en hiver et un minimum en été.

Conclusion

L'EKE et la MKE, dans le GdG, présentent une variabilité spatiale et temporelle, qui est lié à l'IPC. Cette région qui se caractérise par une activité méso-échelle importante, présente également une variabilité saisonnière d'EKE : plus énergétique en automne et en hiver et un peu plus faible au printemps et en été. A l'inverse, la MKE est plus énergétique en été.

L'augmentation de la résolution spatiale permet de résoudre des échelles plus petites. L'émergence de la sous méso-échelle augmente l'EKE et la MKE dans le GdG.

Tableau 5.1: Les statistiques de l'EKE et de La MKE dans les trois simulations numériques.

Simulation	ORCA-MJM88 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)		BACH4000 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)		BACH1000 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)	
Saison	EKE _{max}	EKE _{mean}	EKE _{max}	EKE _{mean}	EKE _{max}	EKE _{mean}
Hiver	553.94	25.72	400.36	58.20	431.63	101.63
Printemps	260.01	20.91	259.02	42.99	270.17	93.70
Eté	383.18	19.80	230.69	37.91	328.17	85.42
Automne	475.62	25.81	350.70	53.63	367.18	97.10

Simulation	ORCA-MJM88 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)		BACH4000 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)		BACH1000 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)	
Saison	MKE_{max}	MKE_{mean}	MKE_{max}	MKE_{mean}	MKE_{max}	MKE_{mean}
Hiver	86.06	4.86	149.30	11.45	214.10	18.61
Printemps	262.07	6.16	111.83	11.53	313.27	20.69
Eté	687.53	9.92	545.94	15.28	380.65	24.82
Automne	92.04	3.27	214.83	10.34	162.85	15.41

La méso-échelle englobe toutes les structures de tailles entre 10-100km. Parmi ces structures nous distinguons les SWODDIES. Ces derniers formés par instabilités du courant de pente migrent autour de l'axe 45°N (Pingree et Le Cann, 1992a ; Caballero *et al.*, 2008). Pour étudier le comportement spectral de ces structures et pour s'affranchir de l'effet de la topographie, une sous zone (10.62-6.16°O/44.39-47.18°N) a été choisie.

5.3 Les spectres d'énergie

Comme on l'a déjà mentionné dans l'introduction, la meilleure façon de caractériser la turbulence est d'utiliser les propriétés statistiques et spectrales décrites par la théorie de Kolmogorov. Mathématiquement, un spectre est la transformée de Fourier d'une variable choisie (e.g. température, énergie cinétique, SSH). La description de l'outil utilisé ainsi qu'une étude de sensibilité a été faite sur une onde stationnaire 2D (Annexe D). Le but est d'étudier à partir des simulations numériques la variabilité temporelle de spectres d'énergie. Ceci, répondra à la première problématique de ce chapitre. L'effet de l'amélioration de la résolution spatiale sur les pentes de spectre répondra à la deuxième problématique.

Les spectres d'énergie sont calculés zonalement puis sont moyennés méridionalement. Ainsi, nous obtenons un spectre pour chaque champ spatial. 657 spectres pour la simulation globale MJM88 et 3287 spectres pour la simulation régionale BACH1000 (représentent 9 ans de données entre 2002 et 2009) ont été utilisés. Afin de calculer les pentes de ces spectres, la limite supérieure était fixée à 100km. Cela, nous permettra d'étudier des signaux qui se répètent trois fois minimum (contrainte imposée par la taille de domaine : 370×296 km²). La limite inférieure est deux fois la résolution spatiale, ainsi pour la simulation globale MJM88 et la simulation régionale BACH1000 nous pouvons résoudre des échelles jusqu'à 15km et 2 km respectivement.

5.3.1 Les spectres de SST, SSH et KE

a) MJM88

La Figure 5.16 représente les spectres spatiaux de la température de surface (SST), le niveau de la mer (SSH) et l'énergie cinétique (KE) moyennés sur une période de 9 ans entre 2002 et 2010. Les pentes de spectres sont calculées pour des échelles entre 15 et 100km (méso-échelle).

Les résultats montrent que le spectre spatial de SSH calculé entre 15 et 100km a une pente en $k^{-6.1}$, la SST a une pente en $k^{-3.4}$ et la KE a une pente en $k^{-5.5}$. Ces résultats, pour une zone de faible EKE (GdG) sont très forts. La pente de SSH recalculée entre 100 et 200 km ($k^{-3.9}$) est également différente des résultats d'observation satellites dans des zones semblables où les spectres de SSH ont une pente entre k^{-1} et k^{-3} (Fu et Zlotnicki ; Le Traon *et al.*, 1990 ; Xu et Fu, 2011 ; Dussurget *et al.*, 2011). Cela est attribué à la faible résolution de la simulation globale. En effet, la résolution effective qui représente entre 5 à 10 fois la résolution spatiale (Skamarock, 2004 ; Marchesiello *et al.*, 2011) rend le spectre exploitable, seulement à partir des échelles supérieures à 70 km, d'où la nécessité d'augmenter la résolution pour étudier la turbulence géostrophique. Pour la suite des analyses (variabilité temporelle), nous allons nous intéresser qu'à la simulation BACH1000, qui permet d'exploiter les spectres à des échelles

supérieures à 10km.

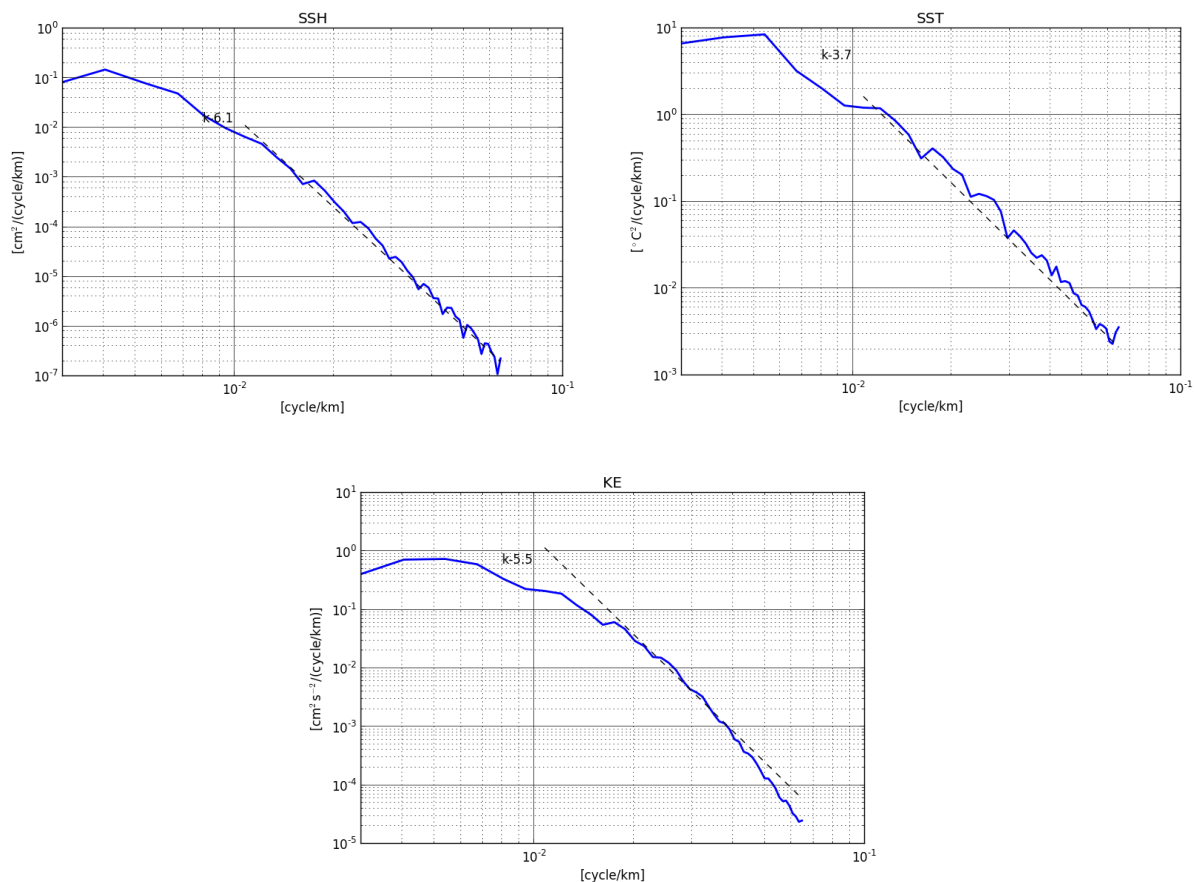


Figure 5.16 : spectres spatiaux de SSH, SST et KE à partir de la simulation globale MJM88. La pente est calculée entre 15 et 100km (trait pointillé).

b) BACH1000

Pour la simulation régionale BACH1000, la Figure 5.17 présente les spectres spatiaux de SST, SSH et KE moyennés sur une période de 9 ans entre 2002 et 2010. Les 6 premiers mois de l'année 2001 étaient nécessaires pour que la simulation atteigne l'équilibre.

Les pentes sont calculées entre 10 et 100 km (mésos-échelle). La simulation BACH1000 avec 1 km de résolution est exploitable à partir de 10 km (Skamarock, 2004 ; Marchesiello *et al.*, 2011). Les résultats montrent des pentes en $k^{-4.2}$ pour la SSH, en $k^{-2.4}$ pour la SST et en $k^{-2.4}$ pour la KE. Ces résultats sont plus proches de la théorie SQG et en accord avec les résultats obtenus par les simulations sans marée de Sasaki et Klein (2012) et Djath *et al.* (2014), mais différentes des résultats d'observations satellites (même pour des échelles comparables $k^{-4.1}$ entre 100 et 200km). Sasaki et Klein (2012) ont proposé la marée interne pour expliquer cette différence entre observations et leur simulation. En effet, une grande partie du signal de SSH pourrait être masquée par la marée interne non stationnaire, ce qui peut affecter à la fois la variance de SSH et la pente spectrale (Ray et Zaron, 2011). Dans notre cas, nous pensons que la marée présente dans la simulation BACH1000 ne favorise pas cette hypothèse. Faute de temps nous n'avons pas pu confirmer ce résultat et explorer le cas sans marée.

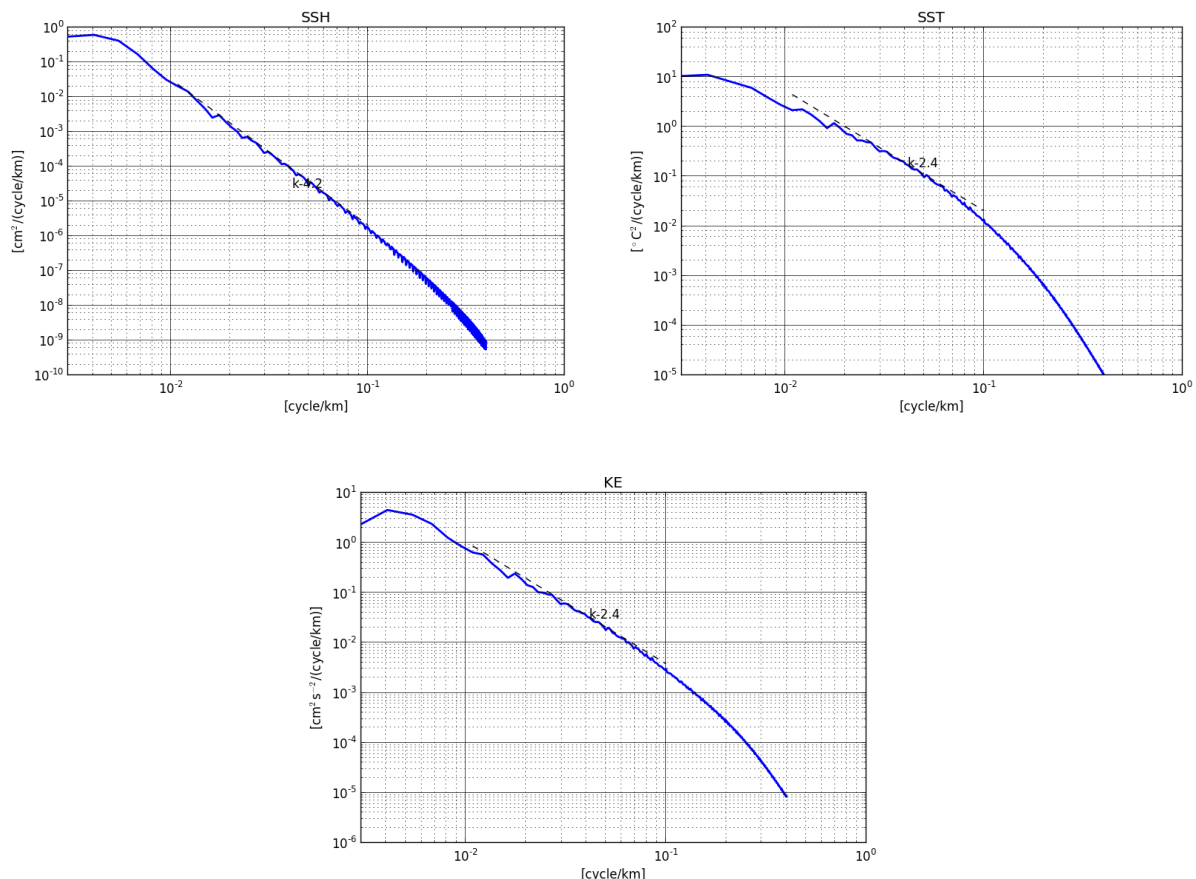


Figure 5.17 : spectres spatiaux de SSH, SST et KE à partir de la simulation régionale BACH1000. La pente est calculée entre 10 et 100km (trait pointillé).

5.3.2 La variabilité temporelle

Les pentes de spectres journaliers de SSH, SST et KE calculées à des échelles entre 10 et 100km ainsi leurs amplitudes associées et sommées sur les mêmes échelles sont présentées dans la Figure 5.18.

a) SSH

Nous n'avons pas constaté une grande variabilité interannuelle de la pente de SSH, (moyenne annuelle). Les pentes sont plus ou moins stable d'une année à l'autre avec des valeurs qui fluctuent entre $k^{-4.1}$ (2008) et $k^{-4.3}$ (2010). L'amplitude de SSH sommée entre 10 et 100km est plus intense sur les années 2002 ($0.076 \text{ cm}^2 \text{ km cycle}^{-1}$) et 2010 ($0.073 \text{ cm}^2 \text{ km cycle}^{-1}$), mais plus faible sur l'année 2007 ($0.05 \text{ cm}^2 \text{ km cycle}^{-1}$). Le cycle saisonnier des pentes de SSH est bien marqué avec un minimum en $k^{-4.5}$ en Mai et un maximum en k^{-4} en Décembre et Février.

b) SST

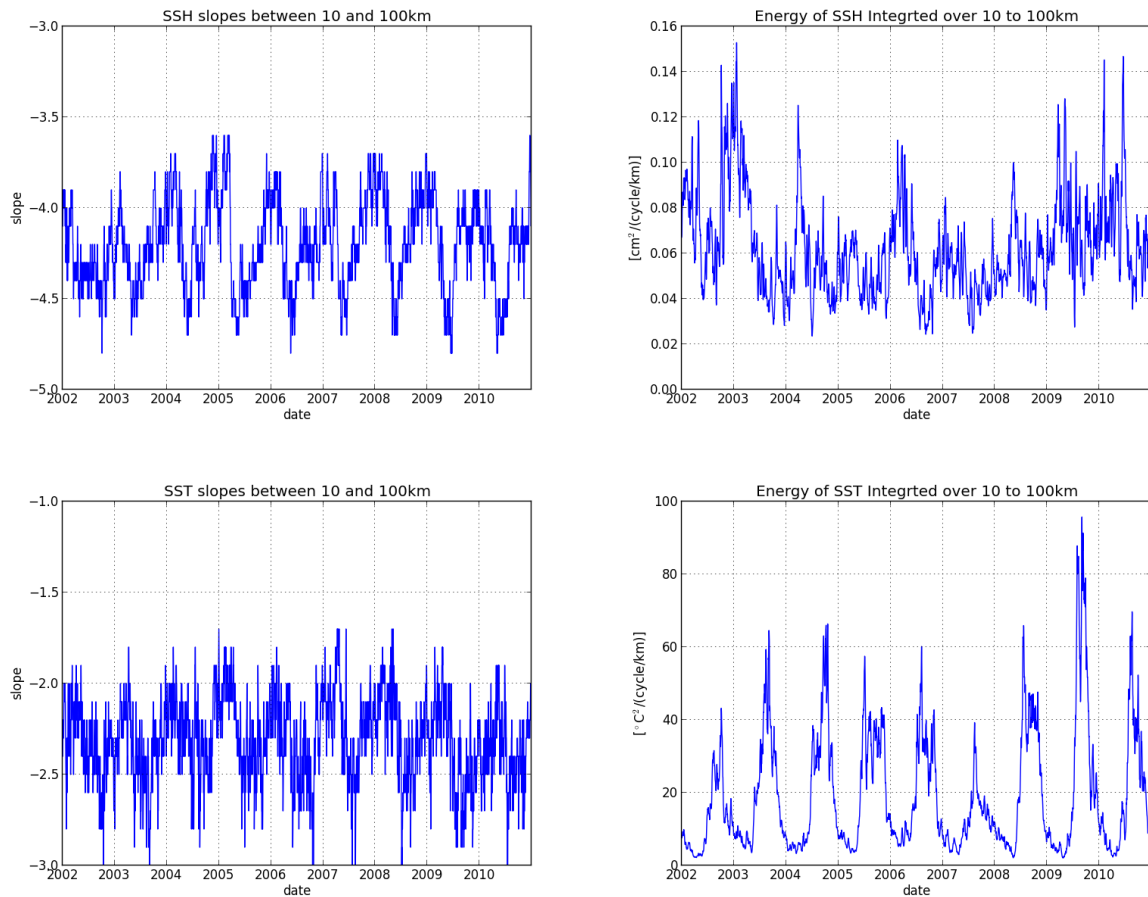
La température de surface a un cycle annuel de pentes qui est plus au moins constant avec des valeurs entre $k^{-2.3}$ et $k^{-2.5}$. L'amplitude sommée entre 10 et 100km présente une variabilité interannuelle : l'année 2009 est la plus énergétique avec une valeur de $25.67^\circ \text{C}^2 \text{ km cycle}^{-1}$ et l'année 2007 est la moins énergétique avec une valeur de $11.86^\circ \text{C}^2 \text{ km cycle}^{-1}$. Le cycle saisonnier est apparent sur les pentes et ses amplitudes : le maximum d'amplitude ($40.86^\circ \text{C}^2 \text{ km cycle}^{-1}$) et le minimum de pente $k^{-2.5}$ est trouvé en Août, tandis que le minimum

d'amplitude ($4.78^{\circ}\text{C}^2 \text{ km cycle}^{-1}$) et le maximum de pente $k^{-2.2}$ est trouvé en Avril.

c) KE

L'énergie cinétique se comporte de la même façon que le SSH et la SST pour les pentes qui sont constant et ne varie qu'entre $k^{-2.3}$ à $k^{-2.6}$. L'amplitude associée à la KE a un maximum en 2009 et 2010 avec des valeurs de l'ordre de $4.8\text{cm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ km cycle}^{-1}$ et un minimum en 2007 de $3.35\text{cm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ km cycle}^{-1}$. Le cycle saisonnier des pentes de KE est bien marqué avec un minimum (k^{-3}) en Juin et un maximum en Février (k^{-2}). Ce cycle est décalé pour l'amplitude de KE avec un maximum en Mars et un minimum en Août.

En général, les pentes de spectres présentent une variabilité interannuelle qui fluctue faiblement d'une année à l'autre contrairement la variabilité saisonnière se caractérise par un minimum en été et un maximum en hiver (décalé à Avril pour la SST). Ce cycle des pentes est potentiellement lié au cycle saisonnier d'EKE plus énergétique en hiver et faible en été. Une corrélation de l'ordre de 71% était calculée entre les pentes (SST, SSH et KE) de spectre et l'EKE.



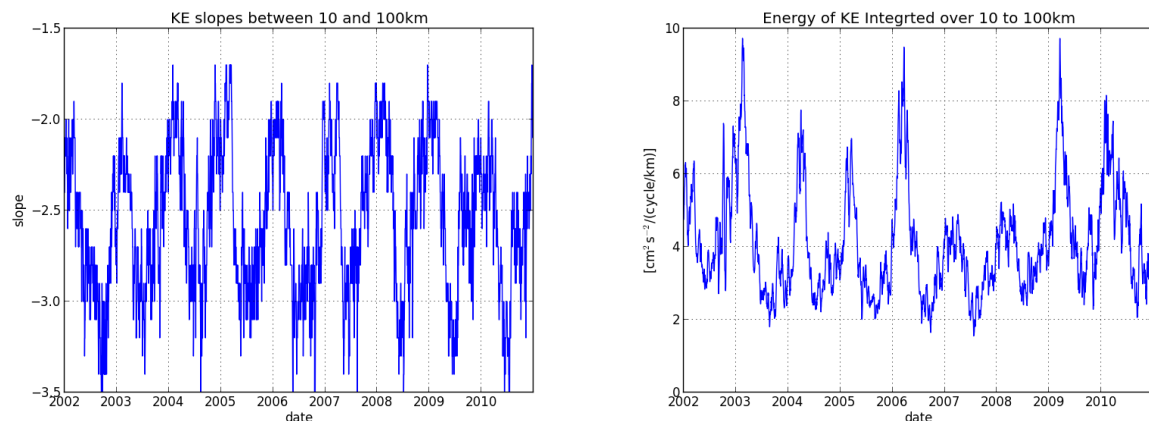


Figure 5.18 : une série temporelle des pentes calculées entre 10 et 100km (à gauche) et leurs amplitudes sommées sur les mêmes échelles (à droite) pour la SSH (en haut), la SST (au milieu) et la KE (en bas) à partir de la simulation BACH1000.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux comportements de l'énergie cinétique turbulente (EKE) et des spectres spatiaux à travers des simulations numériques dans le GdG.

L'EKE présente une variabilité spatiale qui se manifeste surtout sur le talus et le plateau Nord espagnoles, qui est lié au courant de pente (IPC) et au large (CNA). La variabilité temporelle d'EKE présente un cycle saisonnier avec un maximum en hiver et en automne, et un minimum en été et au printemps.

L'augmentation de la résolution de 7 à 4 km a doublé la quantité d'EKE dans le GdG. Cette quantité a doublé encore entre 4 et 1 km.

Les pentes moyennées sur 9 ans de la simulation BACH1000 à haute résolution sont en accord avec les résultats de Sasaki et Klein (2012) et Djath *et al.* (2004). Ceci est différent des spectres issus des observations satellites et semble être dissocié de l'effet de marée.

Les pentes de spectres calculés sur la plaine abyssale (10.62-6.16°O/44.39-47.18°N) à des échelles entre 10 et 100km n'ont pas de variabilité interannuelle apparente, mais un cycle saisonnier avec des pentes plus fortes en hiver et plus faibles en été. Ces pentes suivent le cycle saisonnier de l'EKE.

Les amplitudes sommées entre 10 et 100km présentent une variabilité interannuelle et saisonnière des trois variables étudiées : la température de surface, l'élévation du niveau de la mer et l'énergie cinétique. Cette variabilité interannuelle se traduit par un maximum en 2009 et en 2010 et par un minimum en 2007.

Conclusions générales et perspectives

Ce travail de thèse s'est divisé en 2 parties : l'une a été consacrée à l'étude de la variabilité interannuelle de la température, de la salinité et du phénomène de Navidad ; l'autre a été consacrée à la description de la turbulence géostrophique.

Synthèse des résultats obtenus

Nous avons commencé par montrer que les simulations réalistes globales et régionales reproduisent la variabilité interannuelle de la température et de la salinité. Nous avons ensuite décrit les deux phases de tendance simulées : le refroidissement et l'adoucissement supposés liés à la grande anomalie de salinité et le réchauffement et la salinification actuelle liée à des origines atmosphériques.

Les simulations de la Navidad, nous ont montré qu'elles représentaient correctement la variabilité et qu'une résolution de $1/12^\circ$ était suffisante pour décrire le schéma de circulation général dans la partie profonde du golfe de Gascogne, en accord avec les données satellites et la bibliographie. Nous avons ensuite montré une grande variabilité en hiver qui est due principalement au courant de pente IPC et aux upwellings. L'apparition des épisodes de Navidad dans le golfe de Gascogne est liée au vent de Sud-Ouest tandis que l'apparition des upwellings (anomalies froides) est liée au vent de Nord dans le bassin Ouest Ibérien et au courant vers l'équateur dans le Sud du golfe de Gascogne.

La Navidad et plus précisément le courant de pente génère des structures à méso-échelle appelées SWODDIES. Ces structures ont la même anomalie de température que la Navidad et ils ont un cœur localisé en subsurface (70 à 280m). Nous avons proposé un indice pour la détection de ces tourbillons de subsurface à partir des données de surface basé sur le rapport entre les anomalies de densité de surface et d'élévation de la surface libre. La difficulté de l'application de cet indice réside dans le calcul de ces anomalies. Ainsi nous avons montré qu'un filtre Gaussien doit avoir un rayon plus proche du rayon du tourbillon pour une meilleure détection et efficacité de l'indice. Nous avons montré également qu'un courant intense ou proche du tourbillon peut masquer son signal.

Nous avons ensuite montré que les anomalies de surfaces mesurées à partir des données satellites peuvent être utilisées pour déterminer la nature des tourbillons (surface ou subsurface). Cela a été validé sur des observations satellites d'un Slope Water Oceanic EDDY (SWODDY) observé. Nous avons également montré que l'indice peut être utilisé pour montrer les domaines où l'approche SQG peut être utilisée -ou pas- pour calculer les vitesses de surface. Cette indice peut être utilisé comme un proxy pour analyser en détail les processus responsables de la génération et l'évolution de ces tourbillons et leur nature.

Afin de caractériser cette activité tourbillonnaire, l'analyse spectrale a été retenue pour explorer la variabilité associée. Ainsi, le dernier objectif de cette thèse était d'étudier la variabilité temporelle des spectres d'énergie de cette région en amplitude et leur pente associée, ainsi que l'effet de l'augmentation de la résolution spatiale sur ces spectres.

Nous avons montré que l'énergie cinétique turbulente (EKE) dans le golfe de Gascogne est intense sur la côte Nord espagnole avec une variabilité spatiale et temporelle en accord avec

la variabilité de l'Iberian Poleward Current (IPC). La quantité d'EKE augmente en fonction de la résolution spatiale des simulations numériques et a diminué les pentes des spectres. Ces pentes sont en désaccord avec les observations satellites sur des régions de faible EKE comme le golfe de Gascogne, mais plus proche de la théorie SQG et en accord avec des simulations comme celle de Sasaki et Klein (2012) et Djath *et al.* (2014). Ces pentes ont une variabilité saisonnière qui suit le cycle saisonnier d'EKE (maximum en hiver et minimum en été).

Perspectives

Même si les résultats sont encourageants, il est certain que les études réalisées au cours de cette thèse sont insuffisantes pour répondre à toutes les questions scientifiques liées à la variabilité interannuelle dans le golfe de Gascogne. Plusieurs possibilités de recherche peuvent être envisagées pour compléter ce travail : nous commençons par la variabilité interannuelle de la température et de la salinité dans le golfe de Gascogne qui semble avoir les mêmes tendances que l'Atlantique Nord, mais pas exactement la même variabilité. Une étude d'estimation de l'apport fluvial et des événements de Navidad en chaleur peut expliquer une partie de cette différence.

La variabilité de la Navidad est liée à un vent de Sud alors que la variabilité des upwellings est liée à un courant d'Ouest. Ce dernier processus est mal représenté par les simulations. Le mécanisme qui génère ce courant est mal compris. Ainsi, une série de test sur des simulations réalistes, avec un forçage atmosphérique qui privilégie certaines directions du vent peut confirmer les incertitudes sur cette analyse et peut confirmer l'hypothèse liée au rotationnel du vent.

Concernant la détection des tourbillons de subsurface, plusieurs approches peuvent être utilisées pour améliorer le taux de détection de l'indice. L'exploitation et l'analyse des données existantes et/ou la réalisation des campagnes de mesures dans cette région permettent une meilleure compréhension de la structure 3D des SWODDIES. Tester également la méthode proposée sur d'autres tourbillons de subsurface déjà identifiée par les auteurs ou à l'aide de ces campagnes de mesure est aussi une perspective de ce travail.

La faible résolution de l'altimétrie est une source potentielle d'erreur. Dans l'avenir, les observations altimétriques hautes résolutions de type SWOT à large bande permettront d'expliquer ces erreurs (Surface Water and Ocean Topography, <http://swot.jpl.nasa.gov/>, mission, prévue pour 2020).

Une autre source d'erreur est le décalage observé entre la position des maxima des anomalies de niveau de la mer et les maxima des anomalies de température. Un tel décalage existe aussi pour des tourbillons à partir des simulations numériques et a été observé dans la nature. L'amélioration de notre indice passe par la compréhension de ce décalage et par sa prise en compte dans le calcul de ce dernier.

Une application simple et évidente de l'indice est associée à l'assimilation des anomalies du niveau de la mer et de température, qui sont pour le moment, généralement, associée aux tourbillons de surface. Notre travail montre que les deux champs physiques sont fortement corrélées et nous pensons que nos résultats offrent la première étape d'un procédé de les combiner pour reconstruire la structure verticale d'un tourbillon et d'améliorer la

représentation des tourbillons dans des modèles réalistes avec assimilation de données.

Notre indice donne des résultats qualitatifs, en effet, l'estimation de la position verticale du centre du tourbillon reste problématique. Comme nous l'avons montré, il dépend également de la décroissance verticale. La compréhension de la structure 3D des SWODDIES (campagne en mer) permet de déterminer les caractéristiques de l'indice pour ce type de tourbillon. Une estimation quantitative sera donc envisageable. Cela nécessite toutefois d'importants déploiements.

Des travaux sur la turbulence géostrophique ont été commencés dans le golfe de Gascogne : de nombreuses études complémentaires peuvent être envisagées dans cette direction. L'estimation des échelles d'injections et le type de transfert entre les échelles permettraient de mieux comprendre cette turbulence.

Nous avons montré avec une simulation régionale à 1km de résolution qu'une zone de faible EKE (golfe de Gascogne) et à des échelles entre 10 et 100km a des pentes fortes en spectre d'énergie. Cela semble être dissocié de l'effet de marée et nécessite une étude approfondie.

Bibliographie

- Abraham, E. R., 1998: The generation of plankton patchiness by turbulent stirring. *Nature.*, 391, 577–580.
- Agoumi, A., 1982: Modélisation du régime thermique de la Manche. Phd Thesis. École Nationale des Ponts et Chaussées. Paris, France. 127pp.
- Alvarez, I., M. Gómez-Gesteira, M. deCastro, J. L. Gomez-Gesteira and J. M. Dias, 2010: Summer upwelling frequency along the western Cantabrian coast from 1967 to 2007. *J. Marine. Syst.*, 79, 218–226, doi:10.1016/j.jmarsys.2009.09.004.
- Alvarez, I., M. Gómez-Gesteira, M. deCastro, and D. Carvalho, 2014: Comparison of different wind products and buoy wind data with seasonality and interannual climate variability in the southern Bay of Biscay (2000–2009). *Deep-Sea. Res. Pt. II.*, 106, 38–48, doi:10.1016/j.dsr2.2013.09.028.
- Ambar, I., A. F. G. Fiúza, T. Boyd, and R. Frouin, 1986: Observations of a warm oceanic current flowing northward along the coasts of Portugal and Spain during Nov–Dec 1983. *EOS Transaction. American Geophysical Union* 67, 144, 1054 pp.
- Assassi, C., Y. Morel, A. Chaigneau, C. Pegliasco, F. Vandermeirsch, R. Morrow, F. Colas, and R. Cambra, 2015: An index to distinguish surface and subsurface intensified vortices from surface observations. Part 2: Validation and limits. *J. Phys. Oceanogr.*, Submitted.
- Ayina, L. H., 2009: Evaluation des flux de chaleur dans le code Mars. Rapport Final MetOcean Consulting n° 09 – 01. 138 pp.
- Bakun, A., and C. S. Nelson, 1991: The seasonal cycle of wind-stress curl in Subtropical Eastern boundary current regions. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1815–1834.
- Barnier, B., et al., 2006: Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution. *Ocean. Dynam.*, 56, 543–567 doi:10.1007/s10236-006-0082-1.
- Bashmachnikov, I., and X. Carton, 2012: Surface signature of Mediterranean Water eddies in the Northeastern Atlantic: effects of the upper ocean stratification. *Ocean. Sci.*, 8, 931–943. doi:10.5194/os-8-931-2012.
- Bashmachnikov, I., D. Boutov, and J. Dias, 2013: Manifestation of two meddies in altimetry and sea-surface Temperature. *Ocean. Sci.*, 9, 249–259.
- Bashmachnikov, I., X. Carton, and T.V. Belonenko, 2014: Characteristics of surface signature of Mediterranean water eddies. *J. Geophys. Res.*, 119, 10, 7245–7266, doi:10.1002/2014JC010244.
- Batifoulier, F., 2011: Hydrodynamique du plateau continental Aquitain et influence sur les épisodes à Dinophysis dans le Bassin d’Arcachon. PhD thesis. Université de Bordeaux. Bordeaux, France. 136pp.
- Belkin, I. M., S. Levitus, J. Antonov, and S- A. Malmberg, 1998: “Great Salinity Anomalies” in the North Atlantic. *Prog. Oceanogr.*, 41, 1–68.
- Beron-Vera, F. J., María J., Olascoaga, and G. J. Goni, 2010: Surface Ocean Mixing Inferred from Different Multisatellite Altimetry Measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 40, 2466–2480.

- Bindoff, N. L., J. Willebrand, V. Artale, A. Cazenave, M. Gregory, et al, 2007: Observations: oceanic climate change and sea level. In *Climate Change 2007: The Physical Science Basis: Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, et al. (eds), pp. 385–432. Cambridge: Cambridge University Press.
- Bishop, C. H., and A. J. Thorpe, 1994: Potential vorticity and the electrostatics analogy: Quasi-geostrophic theory. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 120, 713–731, doi:10.1002/qj.49712051710.
- Blumen, W., 1978: Uniform potential vorticity flow: part I. Theory of wave interactions and two-dimensional turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 35, 774–783.
- Borges, M. F., A. M. P. Santos, N. Crato, H. Mendes, and B. Mota, 2003: Sardine regime shifts off Portugal: a time series analysis of catches and wind conditions. *Sci. Mar.*, 67, 235–244.
- Botas, J. A., E. Fernández, A. Bode, and R. Anadón, 1989: Water masses off the Central Cantabrian Coasts. *Sci. Mar.*, 53 (4), 755–761.
- Botas, J. A., E. Fernández, A. Bode, and R. Anadón, 1990: A persistent upwelling off the central Cantabrian coast (Bay of Biscay). *Estuar. Coast. Shelf. S.*, 30, 185–199.
- Bourdallé-Badie, R., A. M. Treguier, J. M. Molines, A. Coward, M. Scheinert, Y. Lu, A. Lecointre, and B. Tranchant, 2012: The ORCA12 bathymetry V3.2. Technical report, MERCATOR-DRAKKAR report.
- Bourillet, J. -F., S. Zaragosi, and T. Mulder, 2006: The French Atlantic margin and deep-sea submarine systems. *Geo. Mar. Lett.*, 26, 311–315. doi:10.1007/s00367-006-0042-2.
- Boyer, T. P., S. Levitus, J. I. Antonov, R. A. Locarnini, and H. E. Garcia, 2005: Linear trends in salinity for the World Ocean, 1955–1998. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L01604, doi:10.1029/2004GL021791.
- Bracco, A., S. Clayton, and C. Pasquero, 2009: Horizontal advection, diffusion, and plankton spectra at the sea surface. *J. Geophys. Res.*, 114, C02001, doi:10.1029/2007JC004671.
- Brachet, S., P. Le Traon, and C. Le Provost, 2004: Mesoscale variability from a high-resolution model and from altimeter data in the North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 109, C12025, doi:10.1029/2004JC002360.
- Bretherton, F. P., 1966: Critical layer instability in baroclinic flows. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 92, 325–334.
- Brodeau, L., B. Barnier, A. Treguier, T. Penduff, and S. Gulev, 2010: An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean. Model.*, 31, 88–104.
- Caballero, A., A. Pascual, G. Dibarboure, and M. Espino, 2008: Sea level and eddy kinetic energy variability in the Bay of Biscay inferred from satellite altimeter data. *J. Marine. Syst.*, 72, 116–134.
- Caballero, A., L. Ferrer, A. Rubio, G. Charria, B. H. Taylor, and N. Grima, 2014: Monitoring of a quasi-stationary eddy in the Bay of Biscay by means of satellite, in situ and model results. *Deep-Sea. Res. Pt. II.*, 106, 23–37, doi:10.1016/j.dsr2.2013.09.029.
- Cailleau, S., 1992: Validation de méthode de contrainte aux frontières d'un modèle

- océanique : Application à un modèle hauturier de l'Atlantique Nord et à un modèle régional du Golfe de Gascogne. PhD thesis. Université Joseph Fourier-Grenoble 1. Grenoble. France. 223pp.
- Calil, P. H. R., Y. L. Jia., R. R. Bidigare, 2008: Eddy activity in the lee of the Hawaiian Islands. *Deep-Sea. Res. Pt .II: Tropical Studies in Oceanography.*, 55, 10-13, 1179-1194, doi:10.1016/j.dsr2.2008.
- Callies, J., and R. Ferrari, 2013: Interpreting energy and tracer spectra of upper-ocean turbulence in the submesoscale range (1–200 km). *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 2456–2474, doi:10.1175/JPO-D-13-063.1.
- Callies, J., R. Ferrari, J. M. Klymak and J. Gula, 2015: Seasonality in submesoscale turbulence. *Nat. Commun.*, 6, 6862, doi:10.1038/ncomms7862/.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. F. Shchepetkin, 2008a: Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system, Part I: Flow structure, eddy flux, and observational tests. *J. Phys. Oceanogr.*, 38(1), 29–43, doi:10.1175/2007JPO3671.1.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. F. Shchepetkin, 2008b: Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system, Part II: Frontal processes. *J. Phys. Oceanogr.*, 38(1), 44–64, doi:10.1175/2007JPO3672.1.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. F. Shchepetkin, 2008c: Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system, Part III: Energy balance and flux. *J. Phys. Oceanogr.*, 38(10), 2256–2269, doi:10.1175/2008jpo3810.1.
- Carton, X., and J. McWilliams, 1989: Barotropic and baroclinic instabilities of axisymmetric vortices in a quasigeostrophic model. *Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence*. Elsev. Oceanogr ser., 225–244.
- Carton, J. A., and B. S. Giese, 2008: A reanalysis of ocean climate using simple ocean data assimilation (SODA). *Mon. Wea. Rev.*, 136, 2999–3017, doi:10.1175/2007MWR1978.1.
- Chaigneau, A., and O. Pizarro 2005a: Surface circulation and fronts of the South Pacific Ocean, east of 120°W. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L08605, doi:10.1029/2004GL022070.
- Chaigneau, A., and O. Pizarro, 2005b: Mean surface circulation and mesoscale turbulent flow characteristics in the eastern South Pacific from satellite tracked drifters. *J. Geophys. Res.*, 110, C05014, doi:10.1029/2004JC002628.
- Chaigneau, A., A. Gizolme, and C. Grados, 2008: Mesoscale eddies off Peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatiotemporal patterns. *Prog. Oceanogr.*, 79, 106–119, doi:10.1016/j.pocean.2008.10.013.
- Chaigneau, A., G. Eldin, and B. Dewitte, 2009: Eddy activity in the four major upwelling Systems from satellite altimetry (1992–2007). *Prog. Oceanogr.*, 83, 117–123, doi:10.1016/j.pocean.2009.07.012.
- Chaigneau, A., M. Le Texier, G. Eldin, C. Grados, and O. Pizarro, 2011: Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats. *J. Geophys. Res.*, 116, C11025, doi:10.1029/2011JC007134.
- Charney, J., 1971: Geostrophic turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1087–1095.
- Charria, G., P. Lazure, B. Le Cann, A. Serpette, G. Reverdin, S. Louazel, F. Batifoulier, F.

- Dumas, A. Pichon, and Y. Morel, 2013: Surface layer circulation derived from Lagrangian drifters in the Bay of Biscay. *J. Marine. Syst.*, 109-110, S60-S76, doi:10.1016/j.jmarsys.2011.09.015.
- Charria Guillaume, Vandermeirsch Frederic, Cailleau Sylvain, Enigme's Group, 2014: ENIGME: Interannual Evolution of the Dynamics in the Bay of Biscay and the English Channel. MyOcean Science Days -Open Science Conference on Operational Oceanography in Europe. 3rd Edition, 22-24 September 2014, Toulouse.
- Chelton, D. B., R. A. deSzoek, M. G. Schlax, K. El Nagger, and N. Siwertz, 1998: Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 433-460.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, R. M. Samelson, and R. A. Szoek, 2007: Global observations of large oceanic eddies. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L15606, doi:10.1029/2007GL030812.
- Chelton, D. B., and S. P. Xie, 2010: Coupled ocean-atmosphere interaction at oceanic mesoscale. *Oceanography Magazine.*, 23, 52-69.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011: Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Prog. Oceanogr.*, 91, 167-216.
- Chelton D., 2013: Ocean-atmosphere coupling: Mesoscale eddy effects. *Nature. Geosci.*, 6, 594-595 doi:10.1038/ngeo1906.
- Cheng, W., J. C. H. Chiang, and D. Zhang, 2013: Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) in CMIP5 models: RCP and historical simulation. *J. Climate.*, 26, 7187-7197, doi:10.1175/JCLI-D-12-00496.1.
- Chérubin, L., X. Carton, J. Paillet, Y. Morel and A. Serpette, 2000: Instability of the Mediterranean Water undercurrents southwest of Portugal: effects of baroclinicity and of topography. *Oceanol. Acta.*, 23, 551-573
- Coelho, H. S., R. R. Neves, P. C. Leita, H. Martins, and A. P. Santos, 1999: The slope current along the western European margin: A numerical investigation. *Bol. Inst. Esp. Oceanogr.*, 15, 61-72.
- Colas, F., X. Capet, J. C. McWilliams, and A. Shchepetkin, 2008: 1997-1998 El Niño off Peru: A numerical study. *Prog. Oceanogr.*, 79 (2), 138-155.
- Colas, F., J. C. McWilliams, X. Capet, and J. Kurian, 2012: Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Climate Dynamics.*, 39, 509-529, doi:10.1007/s00382-011-1170-6.
- Colas, F., J. C. McWilliams, X. Capet, and J. Kurian, 2012: Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. *Clim. Dynam.*, 39, 509-529 doi:10.1007/s00382-011-1170-6.
- Colas, F., X. Capet, J. C. McWilliams, and Z. Li, 2013: Mesoscale eddy buoyancy flux and eddy-induced circulation in Eastern Boundary Currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 1073-1095.
- Corréard, S., and X. Carton, 1998: Vertical alignment of geostrophic vortices: on the influence of the initial distribution of potential vorticity. *Proceedings of the IUTAM Symposium on Simulation and Identification of organized structures in flows.* Kluwer Acad. Publ., 52, 191-200.
- Costoya, X., M. deCastro, and M. Gómez-Gesteira, 2014: Thermohaline trends in the Bay of Biscay from Argo floats over the decade 2004-2013. *J. Marine. Syst.*, 139, 159-165,

doi:10.1016/j.jmarsys.2014.06.001.

Costoya, X., M. deCastro, M. Gómez-Gesteira, and F. Santos 2015: Changes in sea surface temperature seasonality in the Bay of Biscay over the last decades (1982-2014). *J. Marine. Syst.* 150, 91-101, doi:10.1016/j.jmarsys.2015.06.002.

Cresswell, G. R. (1983). Physical evolution of Tasman Sea eddy *J. Mar. Freshwater. Res.*, 34(4), 495-513.

Curry, R., B. Dickson, and I. Yashayaev, 2003: A change in the freshwater balance of the Atlantic ocean over the past four decades. *Nature.*, 426, 826-829, doi:10.1038/nature02206.

Cushman-Roisin, B., and Beckers J-M, 2011: *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. 2nd Edition. Academic Press, 875 pp.

d'Ovidio, F., V. Fernandez, E. Hernandez-Garcia, and C. Lopez, 2004: Mixing structures in the Mediterranean sea from finite size Lyapunov exponents. *Geophy. Res. lett.*, 31, L17203.

Dai, A., and K. E. Trenberth, 2002: Estimates of freshwater discharge from continents: Latitudinal and seasonal variations. *J. Hydrometeor.*, 3:660–687, 2002.

Daniault, N., J. P. Mazé, and M. Arhan, 1994: Circulation and mixing of Mediterranean Water west of the Iberian Peninsula, Deep-Sea. Res. Pt. I., 41, 1685–1714.

DaSilva, A., A. C. Young, and S. Levitus, 1994: "Atlas of surface marine data 1994, volume 1. Algorithms and procedures.," Tech. Rep. 6, U.S. Department of Commerce, NOAA, NESDIS.

deCastro, M., M. Gómez-Gesteira, I. Álvarez, and J. L. G. Gesteira, 2009: Present warming within the context of cooling-warming cycles observed since 1854 in the Bay of Biscay. *Cont. Shelf. Res.*, 29, 1053-1059. doi:10.1016/j.csr.2008.11.016.

deCastro, M., M. Gómez-Gesteira, I. Álvarez, and A. J. C. Crespo, 2011: Atmospheric modes influence on Iberian Poleward Current variability. *Cont. Shelf. Res.*, 31, 425–432, doi:10.1016/j.csr.2010.03.004.

Dee, D. P., et al., 2011: The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 137, 553-597, doi:10.1002/qj.828.

Dickson, R. R., and D. G. Hughes, 1981: Satellite evidence of mesoscale eddy activity over the Biscay abyssal plain. *Oceanol. Acta.*, 4:43-46.

Dickson, R. R., J. Meincke, S- A. Malmberg, and J. Lee, 1988: The “Great Salinity Anomaly” in the Northern North Atlantic 1968-1982. *Prog. Oceanogr.*, 20, 103-151.

Djath, B., J. Verron, A. Melet, L. Gourdeau, B. Barnier, and J. M. Molines, 2014: Multiscale dynamical analysis of a high-resolution numerical model simulation of the Solomon Sea circulation. *J. Geophys. Res.*, 119, 6286-6304, doi:10.1002/2013JC009695.

Doney, S.C., M. Ruckelshaus, J.E. Duffy, J. P. Barry, F. Chan, F., et al. 2012: Climate change impacts on marine ecosystems. *Ann. Rev. Mar. Sci.*, 4, 11-37, doi:10.1146/annurev-marine-041911-111611.

Donlon, G. J., M. Martin, J. Stark, and J. Roberts-Jones, 2012: The Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis (OSTIA) system. *Remote. Sens. Environ.*, 116, 140-158, doi:10.1016/j.rse.2010.10.017.

Dubert, J. P., 1998: Dynamique du système de courants vers le pôle au voisinage de la pente continentale à l'Ouest et au Nord de la Péninsule Ibérique. PhD thesis., Université de

Bretagne occidentale, Brest, France. 237pp.

Duhaut, T., M. Honnorat, and L. Debreu, 2008: Développements numériques pour le modèle MARS, Rapport PREVIMER., contrat N : 06/2 210 290.

Durack, P. J., and S. E. Wijffels, 2010: Fifty-year trends in global ocean salinities and their relationship to broad-scale warming. *J. Clim.*, 23, 4342-4362, doi:10.1175/2010JCLI3377.1.

Dussin, R., J. M. Molines, and B. Barnier, 2012: Definition of the interannual experiment ORCA025.L75-GRD100, 1958-2010, The Drakkar Group, Experiment report LGGE-DRA.

Dussurget, R., F. Birol, R. Morrow, and P. De Mey, 2011: Fine resolution altimetry data for a regional application in the Bay of Biscay. *Mar. Geod.*, 34, 447–476, doi:10.1080/01490419.2011.584835.

Echevin, V., F. Colas, A. Chaigneau, and P. Penven, 2011: Sensitivity of the Northern Humboldt Current System nearshore modeled circulation to initial and boundary conditions. *J. Geophys. Res.*, 116, C07002, doi:10.1029/2010JC006684.

Esnaola, G., J. Sáenz, E. Zorita, A. Fontán, V. Valencia, and P. Lazure, 2013: Daily scale wintertime sea surface temperature and IPC-Navidad variability in the southern Bay of Biscay from 1981 to 2010. *Ocean. Sci.*, 9, 655-679, doi:10.5194/os-9-655-2013.

Ferrer, L., and A. Caballero, 2011: Eddies in the Bay of Biscay : A numerical approximation. *J. Mar. Syst.*, 87, 133-144. doi:10.1016/j.jmarsys.2011.03.008.

Fiúza, A. F. G., M. E. Macedo, and M. R. Guerreiro, 1982: Climatological space and time variation of the Portuguese coastal upwelling, *Oceanol. Acta.*, 5(1), 31-40.

Fiúza, A. F. G., M. Hamann, I. Ambar, G. D. del Rio, N. González, and J. M. Cabanas, 1998: Water masses and their circulation off western Iberia during May 1993. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 45, 1127– 1160.

Fraile-Nuez, E., F. Plaza, and A. Hernández-Guerra, 2008: Mass transport in the Bay of Biscay from an inverse box model. *J. Geophys. Res.*, 113, C06023, doi:10.1029/2007JC004490.

Fratantoni, D. M, 2001: North Atlantic surface circulation during the 1990's observed with satellite-tracked drifters. *J. Geophys. Res.*, 106, 22067-22093, doi:10.1029/2000JC000730.

Frenger, I., N. Gruber, R. Knutti, and M. Münnich, 2013: Imprint of Southern Ocean eddies on winds clouds and rainfall. *Nature. Geosci.*, 6, 608-612, doi:10.1038/ngeo1863.

Friocourt, Y., B. Levier, S. Speich, B. Blanke, and S. S. Drijfhout, 2007: A regional numerical ocean model of the circulation in the Bay of Biscay. *J. Geophys. Res.*, 112, C09008, doi:1029/2006JC003935.

Froidefond, J.-M, P. Castaing and J.-M. Jouanneau, 1996: Distribution of suspended matter in a coastal upwelling area. Satellite data and in situ measurements. *J. Mar. Syst.*, 8, 91-105.

Frouin, R., A. Fiuza, I. Ambar, and T. Boyd, 1990: Observations of a poleward surface current off the coasts of Portugal and Spain during winter. *J. Geophys. Res.*, 95, 679–691.

Fu, L. L., and V. Zlotnicki, 1989: Observing oceanic mesoscale eddies from geosat altimetry: preliminary results. *Geophys. Res. Lett.*, 16, 457–460.

Garcia-Soto, C., R. D. Pingree, and L. Valdés, 2002: Navidad development in the southern

- Bay of Biscay: Climate change and swoddy structure from remote sensing and in situ measurements. *J. Geophys. Res.*, 107, C8, 3118, doi:10.1029/2001JC001012.
- Garcia-Soto, C., 2004: 'Prestige' oil spill and Navidad flow. *J. MAR. BIOL. ASSOC. UK.*, 84,297-300.
- Garcia-Soto, C., and R. D. Pingree, 2012: Atlantic Multidecadal Pscillation (AMO) and sea surface temperature in the Bay of Biscay and adjacent regions. *J. Mar. Biol. Assoc. U. K.*, 92, 213-234. doi:10.1017/S0025315410002134.
- Garfield, N., C. A. Collins, R. G. Paquette, and E. Carter, 1999: Lagrangian exploration of the California Undercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 560–583.
- Gill, A. E., 1982: *Atmosphere-Ocean dynamics*, Academic, San Diego, Calif., 662pp.
- Goikoetxea, N., Á., Borja, A. Fontán, M. González, and V. Valencia, 2009: Trends and anomalies in sea-surface temperature, observed over the last 60 years, within the southeastern Bay of Biscay. *Cont. Shelf. Res.*, 29, 1060-1069, doi:10.1016/j.csr.2008.11.014.
- Gómez-Gesteira, M., M. deCastro, F. Santos, I. Álvarez, and X. Costoya, 2013: Changes in ENACW observed in the Bay of Biscay over the period 1975-2010. *Cont. Shelf. Res.*, 65, 73-80, doi:10.1016/j.csr.2013.06.014.
- Gouretski, V., and K. P. Koltermann, 2007: How much is the ocean really warming? *Geophys. Res. Lett.*, 34, L01610, doi:10.1029/2006GL027834.
- Hausmann, U., and A. Czaja, 2012: The observed signature of mesoscale eddies on sea surface temperature and its associated heat transport. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 44 (0), 60–72.
- Hawkins, S. J., A. J. Southward, and M. J. Genner, 2003: Detection of environmental change in a marine ecosystem-evidence from the Western English Channel. *Sci. Total. Environ.*, 310, 245-256, doi:10.1016/S0048-9697(02)00645-9.
- Haynes, R., and E. Barton, 1990: A poleward flow along the Atlantic coast of the Iberian Peninsula. *J. Geophys. Res.*, 95, 11425–11441.
- Haynes, R., E. Barton, and L. Pilling, 1993: Development, persistence, and variability of upwelling filaments off the Atlantic coast of the Iberian Peninsula. *J. Geophys. Res.*, 98, 681–692.
- Held, I. M., R. T. Pierrehumbert, S. T. Garner, and K. L. Swanson, 1995: Surface quasi-geostrophic dynamics. *J. Fluid. Mech.*, 282, 1–20.
- Herbert, G., N. Ayoub, P. Marsaleix, , and F. Lyard, 2011: Signature of the coastal circulation variability in altimetric data in the southern Bay of Biscay during winter and fall 2004. *J. Marine. Syst.*, 88, 139–158, doi:10.1016/j.jmarsys.2011.03.004.
- Herbette, S., Y. Morel, and M. Arhan, 2003: Erosion of a surface vortex by a seamount. *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 1664–1679.
- Herbette, S., Y. Morel, and M. Arhan, 2004: Subduction of a surface vortex under an outcropping front. *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 1610–1627. doi:10.1175/1520-0485(2004)034<1610:SOASVU>2.0.CO;2.
- Hodson, D. L. R., J. I. Robson, and R. T. Sutton, 2014: An anatomy of the cooling of the North Atlantic ocean in the 1960s and 1970s. *J. Climate.*, 21, 8229-8243, doi:10.1175/JCLI-

D-14-00301.1.

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111, 877-946.

Hsuesh, Y., and J. J. O'Brien, 1971: Steady coastal upwelling induced by an along-shore current. *J. Phys. Oceanogr.*, 1(3), 180-186.

Huthnance, J., 1984: Slope Currents and JEBAR. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 795–810.

Huthnance, J., H. Van Haken, M. White, E. Barton, B. Le Cann, E. Coelho, A. Fanjul, P. Miller, J. Vitorino, 2002. Ocean margin exchange – water flux estimates. *J. Marine Syst.*, 32, 107–137.

Iorga, M. C., and M. S. Lozier, 1999, Signatures of the Mediterranean outflow from a North Atlantic climatology: 1. Salinity and density fields. *J. Geophys. Res.*, 104, 25,985– 26,009.

Isern-Fontanet, J., B. Chapron, G. Lapeyre, and P. Klein, 2006: Potential use of microwave Sea surface temperatures for the estimation of ocean currents. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L24608, doi:10.1029/2006GL027801.

Isern-Fontanet, J., G. Lapeyre, P. Klein, B. Chapron, et M. W. Hecht, 2008: Three dimensional reconstruction of oceanic mesoscale currents from surface information. *J. Geophys. Res.*, 113, C09005, doi:10.1029/2007JC004692.s.

Jackson, L. and M. Vellinga, 2012: Multidecadal to centennial variability of the AMOC: HadCM3 and a perturbed physics ensemble. *J. Climate.*, 26, 2390-2407, doi:10.1175/JCLI-D-11-00601.1.

Jayne, S. R., and J. Marotzke, 2002: The oceanic eddy heat transport. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 3328– 3345.

Johnson, G. C., and K. E. McTaggart, 2010: Equatorial Pacific 13°C water eddies in the eastern subtropical South Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 40, 226-236, doi:10.1175/2009JPO42871.

Klein, P., B. L. Hua, G. Lapeyre, X. Capet, S. Le Gentil, and H. Sasaki, 2008: Upper ocean turbulence from high-resolution 3D simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1748–1763. doi:10.1175/2007JPO3773.1.

Knutsen, O., H. Svendsen, S. Osterhus, T. Rossby, and B. Hansen, 2005: Direct measurements of the mean flow and eddy kinetic energy structure of the upper ocean circulation in the NE Atlantic. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14604, doi:10.1029/2005GL023615.

Kolmogorov, A. N., 1941: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large reynolds numbers. *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 30, 301-305.

Kolmogorov, A. N., 1962: A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *J. Fluid. Mech.*, 13, 82-85, doi:10.1017/S0022112062000518.

Kolodziejczyk N., G. Reverdin, J. Boutin¹, and O. Hernandez, 2015: Observation of the surface horizontal thermohaline variability at mesoscale to submesoscale in the north-eastern subtropical Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 120, 2588-2600, doi:10.1002/2014JC010455.

Koutsikopoulos, C., and B. Le Cann, 1996: Physical processes and hydrological structures

related to the Bay of Biscay anchovy. *Sci. Mar.*, 60, 9-19.

Kraichnan, R., 1967: Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 10, 1417–1423.

Kubryakov, A. A., and S. V. Stanichny, 2015: Seasonal and interannual variability of the Black Sea eddies and its dependence on characteristics of the large-scale circulation. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 97, 80-91, doi:10.1016/j.dsr.2014.12.002.

Lapeyre, G, and P. Klein, 2006: Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasigeostrophy theory. *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 165–176. doi:10.1175/2009JPO3968.1.

Large, W. C and S. Yeager, 2004: Diurnal to decadal global forcing for ocean sea ice models: the data set and fluxes climatologies. Rep. NCAR/TN-460+STR, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, 2004.

Larichev, V. D. and I. M. Held, 1995: Eddy amplitudes and fluxes in a homogeneous model of fully developed baroclinic instability. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2285–2297.

Lavín, A., L. Valdés, J. Gil, and M. Moral, 1998 : Seasonal and inter-annual variability in properties of surface water off Santander, Bay of Biscay, 1991-1995. *Oceanol. Acta.*, 21:179-190.

Lazure, P., and A. M. Jégou, 1998: 3D modelling of seasonal evolution of Loire and Gironde plumes on Biscay Bay continental shelf. *Oceanol. Acta.*, 21, 165-177.

Lazure, P., F. Dumas, and C. Vignaud, 2008: Circulation on the Armorican shelf (Bay of Biscay) in autumn. *J. Mar. Syst.*, 72(1), 218-237.

Le Cann B., 1990 : Barotropic tidal dynamics of the Bay of Biscay shelf: observations, numerical modeling and physical interpretation. *Cont. Shelf Res.*, 10, 8, 723-758.

Le Cann, B., and A. Serpette, 2009: Intense warm and saline upper ocean inflow in the southern Bay of Biscay in autumn-winter 2006–2007. *Cont. Shelf. Res.*, 29, 1014–1025, doi:10.1016/j.csr.2008.11.015.

Le Hénaff, M., L. Roblou, and J. Bouffard, 2011: Characterizing the Navidad current interannual variability using coastal altimetry. *Ocean. Dynam.*, 61, 425–437, doi:10.1007/s10236-010-0360-9.

Le Traon, P., M. Rouquet, and C. Boissier, 1990: Spatial scales of mesoscale variability in the North Atlantic as deduced from Geosat data. *J. Geophys. Res.*, 95, 20 267–20 285.

Le Traon, P., P. Klein, B. Hua, and G. Dibarboure, 2008: Do altimeter wavenumber spectra agree with interior or surface quasigeostrophic theory? *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1137–1142.

Leach, H., S. J. Bowerman, and M. E. McCulloch, 2002: Upper-ocean eddy transports of heat, potential vorticity, and volume in the northeastern North Atlantic "Vivaldi 1991". *J. Phys. oceanogr.*, 32, 2926-2937.

Légaré, B., P. Santangelo, and R. Benzi, 1988: High-resolution numerical experiments for forced two-dimensional turbulence. *Europhysics Letter.*, 5, 37-42.

Levitus, S., J. I. Antonov, and T. P. Boyer, 2005: Warming of the World Ocean, 1955-2003. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L02604, doi:10.1029/2004GL021592.

Levitus, S., J. I. Antonov, T. P. Boyer, R. A. Locarnini, H. E. Garcia, and A. V. Mishonov,

- 2009: Global ocean heat content 1955–2008 in light of recently revealed instrumentation problems. *Geophys. Res. Lett.*, 36, L07608, doi:10.1029/2008GL037155.
- Lévy, M., and P. Klein, 2004: Does the low frequency variability of mesoscale dynamics explain a part of the phytoplankton and zooplankton spectral variability? *P. Roy. Irish. ACAD. A.*, 460, 1673-1683, doi: 10.1098/rspa.2003.1219.
- Lévy, M., P. Klein, A. -M. Tréguier, D. Iovino, G. Madec, S. Masson, and K. Takahashi, 2010: Modifications of gyre circulation by sub-mesoscale physics. *Ocean. Model.*, 34, 1-15, doi : 10.1016/j.ocemod.2010.04.001.
- Lévy, M., R. Ferrari, P. J. S. Franks, A. P. Martin, and P. Rivière, 2012: Bringing physics to life at the submesoscale. *Geophys. Res. Lett.*, 39, L14602, doi:10.1029/2012GL052756.
- Llope, M., R. Anadón, L. Viesca, M. Quevedo, R. González-Quirós, and N. C. Stenseth, 2006: Hydrography of the southern Bay of Biscay shelf-break region: Integrating the multiscale physical variability over the period 1993–2003. *J. Geophys. Res.*, 111, C09021, doi:10.1029/2005JC002963.
- Madec, G., 2008: NEMO ocean engine, Note du Pole de modelisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, 27, 1288–1619.
- Madelain, F., and E. G. Kerut, 1978: Evidence of mesoscale eddies in the Northeast Atlantic from a drifting buoy experiment. *Oceanol. Acta.*, 1, 159-168.
- Marchesiello, P., J.C. McWilliams, and A. Shchepetkin, 2003. Equilibrium structure and dynamics of the California current system. *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 753–783.
- Marchesiello, P., X. Capet, C. Menkes, and S. C. Kennan, 2011: Submesoscale dynamics in tropical instability waves. *Ocean Model.* 39, 31-46, doi :10.1016/j.ocemod.2011.04.011.
- Martin, A. P., and K. J. Richards, 2001: Mechanisms for vertical nutrient transport within a North Atlantic mesoscale eddy. *Deep-Sea. Res. Pt. II.*, 48, 757–773.
- Martin, M.J., A. Hines and M.J. Bell, 2007: Data assimilation in the FOAM operational short-range ocean forecasting system: a description of the scheme and its impact. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 133:981-995.
- Martins, C., M. Hamann, A. Fiúza, 2002: Surface circulation in the eastern North Atlantic, from drifters and altimetry. *J. Geophys. Res.*, 107 (C12), 3217. doi:10.1029/2000JC000345.
- Mazé, J., M. Arhan, and H. Mercier, 1997: Volume budget of the eastern boundary layer off the Iberian Peninsula. *Deep-Sea Res. Pt. I.*, 44, 1543–1574.
- McCreary, J. P., P. Kundu and S. Y. Chao, 1987 : On the dynamics of the California current system. *J. Mar. Res.* 45: 1-32.
- McGillicuddy, D. J., and A.R. Robinson, 1997: Eddy induced nutrient supply and new production in the Sargasso Sea. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 44(8), 1427-1450.
- McGillicuddy, D. J., R. Johnson, D. A. Siegel, A. F. Michaels, N. R. Bates, and A. H. Knap, 1999: Mesoscale variations in biogeochemical properties in the Sargasse Sea. *J. Geophys. Res.*, 104(C6), c13381-13394.
- McGillicuddy, D. J., et al., 2007: Eddy/wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms. *Science.*, 316, 1021–1026, doi:10.1126/science.1136256.

-
- McGillicuddy, D. J., 2014: Formation of Intrathermocline Lenses by Eddy–Wind Interaction. *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 606–612, doi:10.1175/JPO-D-14-0221.1.
- McWilliams, J. C., 1985: Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Rev. Geophys.*, 23, 165–182.
- McWilliams, J. C., 1990: The vortices of two-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 219, 361–385.
- Mertz, G., and D. G. Wright, 1992: Interpretation of the JEBAR term. *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 301–305.
- Meunier, T., V. Rossi, Y. Morel, and X. Carton, 2010: Influence of bottom topography on an upwelling current: Generation of long trapped filaments. *Ocean. Model.*, 35, 277–303, doi:10.1016/j.ocemod.2010.08.004.
- Michel, S., A. M. Treguier, and F. Vandermeirsch, 2009a: Temperature variability in the Bay of Biscay during the past 40 years, from an in situ analysis and a 3D global simulation. *Cont. Shelf. Res.*, 29, 1070–1087, doi:10.1016/j.csr.2008.11.019.
- Michel, S., F. Vandermeirsch, P. Lorance, 2009b: Evolution of upper layer temperature in the bay of Biscay during the last 40 years. *Aquat. Living. Resour.*, 22, 447–461, doi:10.1051/alr/2009054.
- Molines, J. M., B. Barnier, T. Penduff, A. M. Treguier, and J. Le Sommer, 2014: ORCA12.L46 climatological and interannual simulations forced with DFS4.4: GJM02 and MJM88, The Drakkar Group, Experiment report LGGE-DRA.
- Montes, I., W. Schneider, F. Colas, B. Blanke, and V. Echevin, 2011: Subsurface connections in the eastern tropical Pacific during La Niña 1999–2001 and El Niño 2002–2003. *J. Geophys. Res.*, 116, C12022, doi:10.1029/2011JC007624.
- Morales, C. E., S. Hormazabel, M. Correa-Ramirez, O. Pizarro, N. Silva, C. Fernandez, V. Anabalón, and M. L. Torreblanco, 2012: Mesoscale variability and nutrient-phytoplankton distribution off central-southern Chile during the upwelling season: the influence of mesoscale eddies. *Prog. Oceanogr.*, 104, 17–29.
- Morel, Y. G., and X. J. Carton, 1994: Multipolar vortices in two-dimensional incompressible flows. *J. Fluid Mech.*, 267, 23–51. *Deep-Sea Research.*, 45, 1977–2010.
- Morel, Y., and J. C. McWilliams, 1997: Evolution of isolated interior vortices in the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 727–748.
- Morel, Y., and J. C. McWilliams, 2001: Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 2280–2296.
- Morel, Y., G. Darr, D.S. Talandier, C. 2006: Possible sources driving the potential vorticity structure and long-wave instability of coastal upwelling and downwelling currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 875–896.
- Morrow, R., and P. Y. Le Traon, 2012: Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Adv. Space. Res.*, 50, 1062–1076.
- Munk, W. H., and C. Wunsch, 1998: Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 45, 1977–2010.

- Nof, D., and W. K. Dewar, 1994: Alignment of lenses: laboratory and numerical experiments. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 41, 1207-1229.
- OSPAR Commission. 2000: Quality Status Report 2000: Region IV — Bay of Biscay and Iberian Coast. OSPAR commission, London, 134pp.
- Paillet, J., and H. Mercier, 1997: An inverse model of the North Eastern Atlantic general circulation and thermocline ventilation. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 44, 1293-1328, doi:10.1016/S09670637(97)00019-8.
- Paillet, J., B. Le Cann, A. Serpette, Y. Morel, and X. Carton, 2002: Dynamics and evolution of a Northern Meddy. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 55-79.
- Pasquero, C., A. Bracco, and A. Provenzale, 2005: Impact of the spatiotemporal variability of the nutrient flux on primary productivity in the ocean. *J. Geophys. Res.*, 110, C07005, doi:10.1029/2004JC002738.
- Pedlosky, J., 1987: *Geophysical Fluid Dynamics.*, New York, Springer-Verlag, 710 pp.
- Peliz, A., T. L. Rosa, M. P. Santos, and J. L. Pissarra, 2002: Fronts, jets, and counter-flows in the Western Iberia upwelling system. *J. Marine. Syst.*, 35, 61-77.
- Peliz, A., J. Dubert, D. B. Haidvogel, 2003a : Subinertial response of a density-driven Eastern Boundary Poleward Current to wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 1633–1650.
- Peliz, A., J. Dubert, D. B. Haidvogel, and B. Le Cann, 2003b: Generation and unstable evolution of a density-driven Eastern Poleward Current: The Iberian Poleward Current. *J. Geophys. Res.*, 108, 3268, doi:10.1029/2002JC001443.
- Peliz, A., J. Dubert, A. M. P. Santos, P. B. Oliveira, and B. Le Cann, 2005: Winter upper ocean circulation in the Western Iberian Basin –Fronts, Eddies and Poleward Flows: an overview. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 52, 621–646, doi:10.1016/j.dsr.2004.11.005.
- Penven, P., V. Echevin, J. Pasapera, F. Colas, and J. Tam, 2005: Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modeling approach. *J. Geophys. Res.*, 110, C10021, doi:10.1029/2005JC002945
- Pérez F. F., R. T. Pollard, J. F. Read, V. Valencia, J. M. Cabanas and A. F. Ríos, 2000: Climatological coupling of the thermohaline decadal changes in Central Water of the Eastern North Atlantic. *Sci. Mar.*, 64, 347–353.
- Perrot, X., X. Carton, and A. Guillou, 2010: Geostrophic vortex alignment in external shear or strain. *Proceedings of the Symposium on Turbulence in the Atmosphere and Oceans*, IUTAM book series 28, Springer, 217-224.
- Pierce, D. W., P. J. Gleckler, T. P. Barnett, and B. D. Santer, 2012: The fingerprint of human-induced changes in the ocean's salinity and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, 39, L21704, doi:10.1029/2012GL053389.
- Pingree, R. D. and B. Le Cann, 1989: Celtic and Armorican slope and shelf residual currents. *Prog. Oceanogr.*, 23, 303-338.
- Pingree, R. D., and B. Le Cann, 1990: Structure, strength and seasonality of the slope currents in the Bay of Biscay region. *J. Mar. Biol. Assoc. U. K.*, 70, 857–885.
- Pingree, R., and B. Le Cann, 1992a: Three anticyclonic Slope Water Oceanic EDDIES

- (SWODDIES) in the Southern Bay of Biscay in 1990. *Deep-Sea Res.*, 39, 1147–1175.
- Pingree, R. D., and B. Le Cann, 1992b: Anticyclonic eddy X91 in the southern Bay of Biscay, may 1991 to February 1992. *J. Geophys. Res.*, 97, doi:10.1029/92JC01181.
- Pingree, R. D., and B. Le Cann, 1993: Structure of a Meddy (Bobby 92) southeast of the Azores. *Deep Sea Research* 40(10), 2077–2103, doi :10.1016/0967-0637(93)90046-6.
- Pingree R. D., 1993. Flow of surface waters to the west of the British Isles and in the Bay of Biscay. *Deep-Sea Res.*, 40, 369–388.
- Planque B., P. Beillois, A. M. Jégou., P. Lazure, P. Pettigas and I. Puillat, 2003: Large-scale hydroclimatic variability in the Bay of Biscay: the 1990s in the context of interdecadal changes. *ICES Marine Science Symposia* 219, 61–70.
- Pollard, R.T. and S. Pu, 1985 : Structure and circulation of the upper Atlantic Ocean northeast of the Azores. *Prog. Oceanogr.*, 14, 443–462.
- Pollard, R. T., M. J. Griffiths, S. A. Cunningham, J. F. Read, F. F. Pérez, and A. F. Ríos, 1996: Vivaldi 1991—a study of the formation, circulation and ventilation of Eastern North Atlantic Central Water. *Prog. Oceanogr.*, 37, 167–192.
- Polvani, L. M., 1991: Two-layer geostrophic vortex dynamics. Part II. Alignment and two-layer V-states. *J. Fluid. Mech.*, 225, 241–270.
- Puillat, I., P. Lazure, A. M. Jégou, L. Lampert, and P. I. Miller, 2004: Hydrographical variability on the French continental shelf in the Bay of Biscay, during the 1990s. *Cont. Shelf. Res.*, 24, 1143–1163, doi:10.1016/j.csr.2004.02.008.
- Qiu, B., and S. Chen, 2005: Eddy-Induced Heat Transport in the Subtropical North Pacific from Argo , TMI , and Altimetry measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 35 , 458–473.
- Ray, R. D., and E. D. Zaron, 2011: Non-stationary internal tides observed with satellite altimetry. *Geophys. Res. Lett.*, 38, L17609, doi:10.1029/2011GL048617.
- Relvas, P., E. D. Barton, J. Dubert, P. B Oliveira, Á. Peliz, J. C. B. da Silva, and A. M. P., 2007: physical oceanography of the western Iberia ecosystem: latest views and challenges. *Prog. oceanogr.*, 74, 149–173.
- Reynolds, R.W., N.A. Rayner, T.M. Smith, D.C. Stokes, and W. Wang, 2002: An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J. Climate.*, 15, 1609–1625.
- Ribeiro, A. C., Á. Peliz, and A. M. P. Santos, 2005: A study of the response of chlorophyll-a biomass to a winter upwelling event off Western Iberia using SeaWiFS and in situ data. *J. Marine. Syst.*, 53, 87–107, doi:10.1016/j.jmarsys.2004.05.031.
- Ríos, A., F. Pérez, and F. Fraga, 1992: Water masses in the upper and middle North Atlantic Ocean east of the Azores. *Deep-Sea. Res.*, 39, 645–658.
- Risien, C. M., and D.B. Chelton, 2008: A global climatology of surface wind and wind stress fields from eight years of QuikSCAT scatterometer data. *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 2379–2413. doi:10.1175/2008.JPO3881.1.
- Rodi, W., 1993: Turbulence models and their application in hydraulics a state of the art review, International Association for Hydraulic Research., Delft, 3rd edition.
- Roemmich, D., and J. Gilson, 2001: Eddy Transport of Heat and Thermocline Waters in the

- North Pacific : A Key to Interannual/Decadal Climate Variability ? J. Phys. Oceanogr., 31 (3), 675–687, doi:10.1175/1520-0485(2001)031<0675:ETOHAT>2.0.CO;2,
- Rubio, A., A. Fontán, P. Lazure, M. González, V. Valencia, L. Ferrer, J. Mader, and C. Hernández, 2013: Seasonal to tidal variability of currents and temperature in waters of the continental slope, southeastern Bay of Biscay. J. Marine. Syst., 109-110, S121-S133, doi:10.1016/j.jmarsys.2012.01.004.
- Salmon, R., 1980: Baroclinic instability and geostrophic turbulence. Geophys. Astrophys. Fluid. Dyn., 15, 167–211.
- Sánchez, R., and J. Gil, 2004: 3D structure, mesoscale interactions and potential vorticityconservation in a swoddy in the Bay of Biscay. J. Marine. Syst., 46, 47–68.
- Santos, A. M. P., A. Peliz, J. Dubert, P.B. Oliveira, M. M. Angélico, and P. Ré, 2004: Impact of a winter upwelling event on the distribution and transport of sardine (*Sardina pilchardus*) eggs and larvae off werstern Iberia : a retention mechanism. Cont. Shelf. Res., 24, 149 165, doi :10.1016/j.csr.2003.10.004.
- Sasaki, H., and P. Klein, 2012: SSH Wavenumber spectra in the North Pacific from a high-resolution realistic simulation. J. Phys. Oceanogr., 42, 1233-1241, doi:10.1175/JPO-D-11-0180.1.
- Saulquin B., and F. Gohin, 2010 : Mean seasonal cycle and evolution of the sea surface temperature from satellite and in situ data in the English Channel for the period 1986-2006. Int. J. Remote. Sens., 31, 4069 – 4093. doi:10.1080/01431160903199155.
- Schmitt, R.W., P. S. Bogden, and C. R. Dorman, 1989: Evaporation minus precipitation and density fluxes for the North Atlantic. J. Phys. Oceanogr., 19, 1208-1221.
- Shchepetkin, A. F., and J. C. McWilliams, 2005: The Regional Ocean Modeling System: A split-explicit, free surface, topography following coordinates ocean model. Ocean. Model., 9, 347-404.
- Shchepetkin, A. F., and J. C. McWilliams, 2009: Correction and Commentary for "Ocean forecasting in terrain-following coordinates: formulation and skill assessment of the Regional Ocean Modeling System" by Haidvogel et al., J. Computat. Phys., 227, 3595-3624.
- Sibuet, J.-C., S. Monti, B. Loubrieu, J.-P Mazé, and S. Srivastava, 2004: Carte bathymétrique de l'Atlantique nord-est et du golfe de Gascogne : implications cinématiques. Bull. Soc. Géol. Fr., 175(5):429–442.
- Skamarock, W. C., 2004: Evaluating Mesoscale NWP models using kinetic energy spectra. Mon. Weather. Rev., 132, 3019-3032, doi:10.1175/MWR2830.1.
- Solabarrieta, L., A. Rubio, S. Castanedo, R. Medina, G. Charria, and C. Hernández, 2014: Surface water circulation patterns in the southeastern Bay of Biscay: New evidences from HF radar data. Cont. Shelf. Res., 74, 60-76, doi:10.1016/j.csr.2013.11.022.
- Stammer, D., H. -H. Hinrichsen, and R. H. Käse, 1991: Can meddies be detected by satellite altimetry? J. Geophys. Res., 96(C4), 7005–7014, doi:10.1029/90JC02740.
- Stammer, D., 1997: Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/Poseidon altimeter measurements. J. Phys. Oceanogr., 27, 1743–1769.

- Stramma, L. H., W. Bange, R. Czeschel, A. Lorenzo, and M. Frank, 2013: On the role of mesoscale eddies for the biological productivity and biogeochemistry in the eastern tropical Pacific Ocean off Peru. *Biogeosci. Discuss.*, 10, 9179-9211, doi:10.5194/bgd-10-9179-2013.
- Sutyrin G. G., J. C McWilliams, R. Saravanan, 1998: Co-rotating stationary states and vertical alignment of geostrophic vortices with thin cores. *J. Fluid. Mech.*, 357, 321-349.
- Sweeney, E. N., D. J. McGillicuddy, K. O. Buesseler, 2003: Biogeochemical impacts due to mesoscale eddy activity in the Sargasso Sea as measured at the Bermuda Atlantic Time-series. *Deep-Sea. Res. Pt. II.*, 50, 3017-3039.
- Teles-Machado, A., Á. Peliz, J. C. McWilliams, R. M. Cardoso, P. M. M. Soares, and P. M. A. Miranda, 2015: on the year-to-year changes of the Iberian Poleward Current. *J. Geophys. Res.*, 120, 4980–4999, doi:10.1002/2015JC010758.
- Thomas, L., and R. Ferrari, 2008: Friction, frontogenesis and the stratification of the surface mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 2501-2518, doi:10.1175/2008JPO3797.1.
- Thompson, A. F., 2008: The atmospheric ocean: eddies and jets in the Antarctic Circumpolar Current. *Philos. T. Roy. Soc. A.*, 366, 4529–4541.
- Thompson, D. W. J., J. M. Wallace, J. J. Kennedy, and P. D. Jones, 2010: An abrupt drop in Northern Hemisphere sea surface temperature around 1970. *Nature.*, 467, 444-447 doi:10.1038/nature09394.
- Torres, R., and E. Barton, 2006: Onset and development of the Iberian poleward flow along the Galician coast. *Cont. Shelf. Res.*, 26, 1134–1153.
- Treguier, A. M., J. Deshayes, C. Lique, R. Dussin, and J. M. Molines., 2012: Eddy contributions to the meridional transport of salt in the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 117, C05010, doi:10.1029/2012JC007927.
- Tychensky, A., and X. Carton, 1998: Hydrological and dynamical characterization of meddies in the Azores region: A paradigm for baroclinic vortex dynamics. *J. Geophys. Res.*, 103, 25061–25079.
- Uppala, S. M., et al; 2005: The ERA-40 re-analysis. *Q. J. Roy. Meteor. soc.*, 131, 2961-3012, doi:10.1256/qj.04.176.
- Vallis, G. K., 2006: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 745 pp.
- van Aken, H.M. 2000: The hydrography of the mid-latitude north east Atlantic ocean. I: The deep water masses. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 47, 757–788.
- van Aken, H., 2001: The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean – Part III: the subducted thermocline water mass. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 48, 237–267.
- Van Aken, H. M., 2002: Surface current in the Bay of Biscay as observed with drifters between 1995 and 1999. *Deep-Sea. Res. Pt. I.*, 49, 1071–1086.
- Vandermeirsch, F., Y. Morel, and G. Sutyrin, 2002: Resistance of a coherent vortex to a vertical shear. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 3089-3100.
- Vandermeirsch F., Charraudeau M., Bonnat A., Fichaut M., Maillard C., Gaillard F. and Autret E., 2010. Bay of Biscay's temperature and salinity climatology. XII International Symposium

- on Oceanography of the Bay of Biscay, 4-6 mai 2010, Plouzan., France.
- Vitorino, J., A. Oliveira, J. M. Jouanneau, and T. Drago, 2002: Winter dynamics on the northern Portuguese shelf. Part 1: physical processes. *Prog. Oceanogr.*, 52, 129-153.
- Volkov, D. L., 2005: Interannual Variability of the Altimetry-Derived Eddy Field and Surface Circulation in the Extratropical North Atlantic Ocean in 1993–2001. *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 405-426, doi:10.1175/JPO2683.1.
- Wang, D-P., C. N. Flagg, K. Donohue, and H. T. Rossby, 2010: Wavenumber spectrum in the Gulf Stream from shipboard ADCP observations and comparison with altimetry measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 40, 840–844, doi:10.1175/2009JPO4330.1.
- Wang, J., G. R. Flierl, J. H. LaCasce, J. L. McClean, A. Mahadevan, 2013: Reconstructing the Ocean's Interior from Surface Data. *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 1611–1626.
- Wooster, W. S., A. Bakun, D. R. McLain, 1976: The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 34, 131-141.
- Wunsch, C., 1999: Where do ocean eddy heat fluxes matter? *J. Geophys. Res.*, 104, 13,235–13,249.
- Wunsch, C., and R. Ferrari, 2004: Vertical Mixing, Energy, and the General Circulation of the Oceans, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36, 281-314.
- Xu, Y., and L. Fu, 2011: Global variability of the wavenumber spectrum of oceanic mesoscale turbulence. *J. Phys. Oceanogr.*, 41, 802–809.
- Zhang, Z., Y. Zhang, W. Wang, and R. X. Huang, 2013: Universal structure of mesoscale eddies in the ocean. *Geophys. Res. Letter.*, 40, 3677-3681.
- Zhong, Y., and A. Bracco, 2013: Submesoscale impacts on horizontal and vertical transport in the Gulf of Mexico. *J. Geophys. Res.*, 118, 5651-5668, doi:10.1002/jgrc.20402.
- Zhou, X-H., D-P. Wang, and D. Chen, 2015: Global wavenumber spectrum with corrections for altimeter high frequency noise. *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 495-503, doi:10.1175/JPO-D-14-0144.1.

Annexes

Annexe A : Étude de sensibilité sur la cohérence des formulations bulks dans BACH4000

Des expériences sur une courte période avec la configuration BACH4000 ont été réalisées pour tester la cohérence des formulations bulks entre les modèles NEMO et MARS3D (les flux atmosphériques DFS étant inadaptés pour leur utilisation à partir des bulks de MARS3D).

Nous disposons d'un produit atmosphérique Era-Interim sur la période entre 1979 et 2010 qui est une réanalyse atmosphérique globale produite par le centre européen de prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF) et qui fournit les variables suivantes : les deux composantes de vitesses de vent à 10m, la couverture nuageuse, la température de l'air à 2m, l'humidité relative et la pression atmosphérique avec une résolution temporelle de 6 heures et une résolution spatiale de 0.25°. Ce produit est utilisé pour forcer le modèle MARS3D. Les flux de chaleur calculés avec les formules bulks dans Mars3D sont donc comparés aux flux issus d'ORCA025-GRD100 pour différentes années (2001, 2005, 2008).

Le Tableau A.1 résume les forçages atmosphériques utilisés par les deux simulations.

Tableau A.1: configuration utilisée dans les deux simulations

Simulation (Sim) /forçages atmosphériques (Atm)	Sim : ORCA025	Atm : DFS	MO : BACH	Atm : Era-Interim
Résolution spatiale	0.25°x0.25°	1.875°x1.9°	0.036°x0.0536°	1.5°x1.5°
Résolution temporelle	5 jours	1 jour	6 heures	6 heures
Période	1958-2010	1958-2010	2001, 2005, 2008	1979-2010
Zone de recouvrement	Globale	Globale	14.25°O à 4.67°E et de 41 à 52.5°N	20°O à 15°E et de 40 à 65°N

Variabilité des flux radiatifs de BACH4000 et d'ORCA025-GRD100

Pour avoir des produits comparables plusieurs opérations ont été effectuées :

- Les flux atmosphériques sont des moyennes à 5 jours pour ceux issus de GRD100 et 6 heures pour BACH4000 forcé avec Era-Interim. Des moyennes temporelles de BACH4000 ont été réalisées pour avoir la même résolution temporelle (Tableau A.1).
- Interpolation des données BACH sur la grille ORCA025 pour avoir la même résolution spatiale.
- Comparaison des moyennes et des anomalies spatiales et temporelles.

La Figure A.1 représente la moyenne spatiale des anomalies des 4 composantes et le flux de chaleur net de l'année 2001.

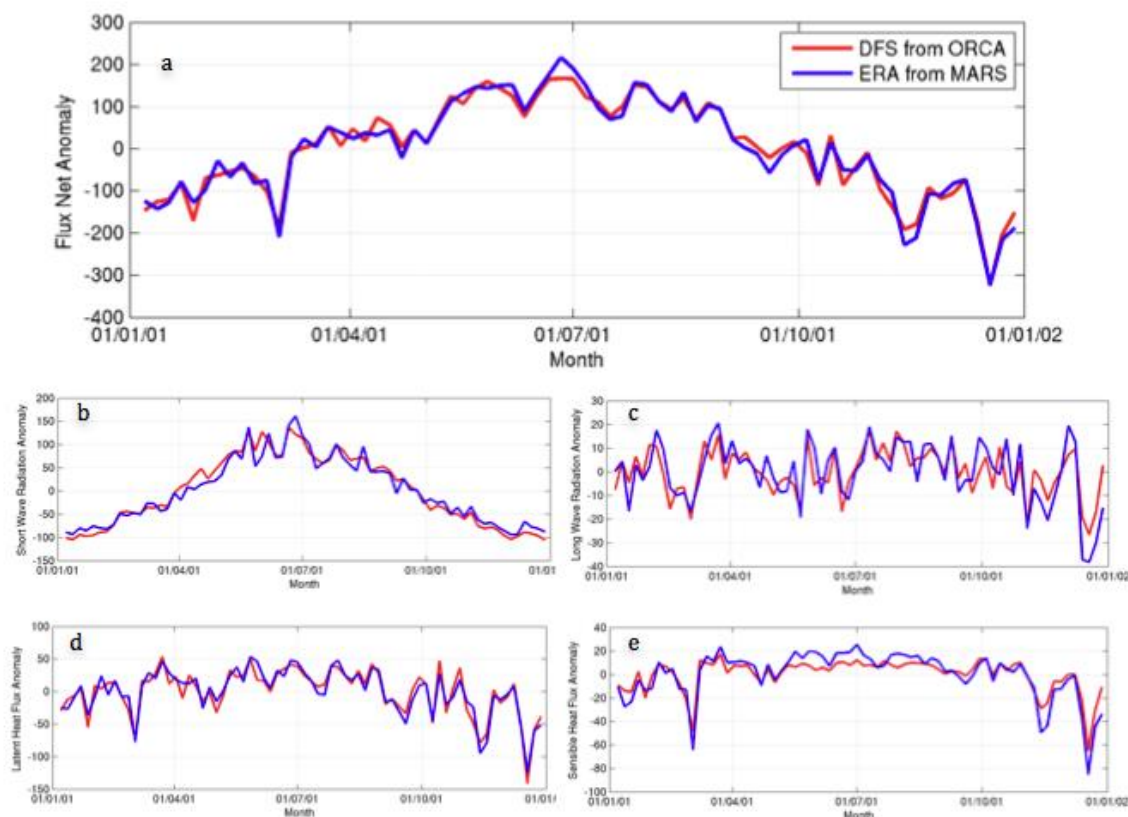


Figure A.1: série temporelle des anomalies des flux de chaleurs atmosphériques en W m^{-2} moyennée spatialement sur l'année 2001 ; a : flux net, b : flux solaire, c : flux thermal, d : flux de chaleur latent, e : flux de chaleur sensible.

Dans les flux d'Era-Interim calculés par BACH, le rayonnement solaire (short wave) reçu à la surface du golfe de Gascogne est légèrement supérieur au printemps et en automne à celui des flux d'ORCA025, avec une valeur moyenne de 139 W m^{-2} contre 126 W m^{-2} . La valeur maximale absolue des flux solaires est en été de 276 W m^{-2} pour ORCA025 et de 287 W m^{-2} pour BACH. Les flux solaires issus de BACH ont plus de variabilité, mais la tendance est la même. On remarque une différence non négligeable dans les flux thermiques entre ORCA025 et BACH (Figure A.1). Cette différence est limitée par l'utilisation dans les formulations bulks, des flux thermique, une température de surface de l'océan qui peut être très différente entre ORCA025 et BACH. A la fin les flux turbulents latents et sensibles sont cohérents.

En général, nous remarquons que la variabilité des flux de chaleur atmosphériques produits par ORCA025 est très proche de celle produite par BACH. En moyenne dans le flux net, il y a un gain de chaleur dans BACH avec une moyenne de 10.3 W m^{-2} contre une valeur 7.9 W m^{-2} pour ORCA025.

Annexe B : Paramètres physiques

Paramètres	Définition
$R_0 = \frac{U}{f * L}$	Le nombre de Rossby : est le rapport entre l'amplitude des termes advectifs et la force de Coriolis. Plus le nombre de Rossby est petit, plus la rotation joue un rôle important dans la dynamique d'un fluide. U est l'amplitude de vitesse horizontale ($m s^{-1}$), L la longueur caractéristique (m) et f (s^{-1}) le paramètre de Coriolis.
$Fr = \frac{U}{N * H}$	Le nombre de Froude : est le rapport entre l'amplitude des termes advectifs et la stratification verticale. Plus le nombre de Froude est petit, plus la stratification joue un rôle important dans la dynamique d'un fluide. H est la profondeur moyenne et N (s^{-1}) la fréquence de Brünt-Vaisala
$N^2 = - \frac{g \rho_z \rho}{\rho_0}$	Est la fréquence de Brünt-Vaisala. g est l'accélération gravitationnelle ($m s^{-2}$), $\rho_z \rho$ est le gradient vertical de densité et ρ_0 la densité moyenne ($kg m^3$).
$Re = \frac{UL}{\nu}$	Le nombre de Reynolds : est le rapport entre les termes advectifs et la viscosité. Plus le nombre de Reynolds est élevé plus l'écoulement devient turbulent. ν est la viscosité cinématique du fluide ($m^2 s^{-1}$).
$\nabla \cdot \overline{v'v'} = \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'u'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'}$	Ces termes, et ceux similaires en y et en z dans les équations de quantité de mouvement représentent les effets des tourbillons sur le flux moyen et sont connus comme les termes de stress de Reynolds.

Annexe C : Les instabilités

Dans un fluide géophysique, quand le nombre de Rossby est non négligeable (les forces d'inertie sont non négligeables devant les forces dues à la rotation), la dynamique océanique devient non linéaire ce qui se traduit par la manifestation de fronts, de jets, de méandres puis de tourbillons. Les fronts se forment suite à la rencontre de 2 masses d'eau de densité différente, ce qui crée un gradient de pression. Sous l'action de la force de Coriolis, l'équilibre géostrophique crée des courants perpendiculaires à ce gradient (Cushman-Roisin, Beckers, 2011). Des méandres peuvent être générés et se séparer du courant sous la forme de tourbillons : ce mécanisme de formation est déclenché à partir d'instabilités, barotrope, barocline ou d'une combinaison des deux.

C.1 Instabilité Barotrope

L'instabilité barotrope se manifeste en présence de d'un courant cisailé horizontalement et peut apparaître dans un fluide de densité constante (Vallis, 2006). Elle extrait l'énergie cinétique des flux cisailés pour alimenter les méandres.

C.2 Instabilité Barocline

L'instabilité barocline est la cause principale de la variabilité océanique et de la génération des tourbillons à méso-échelle. C'est l'instabilité hydrodynamique qui se produit dans un fluide stratifié, en rotation et qui donne lieu aux mouvements à grande et à méso-échelle dans l'atmosphère et dans l'océan (Vallis, 2006).

Deux paramètres sont responsables de la génération des instabilités baroclines, le cisaillement vertical des courants U_z (ou le gradient horizontal de densité) et le gradient de vorticité potentielle Q_y . Une condition nécessaire pour que l'instabilité barocline se produise est que l'un de ces critères soit remplis (Figure C.1) :

- Q_y est de même signe que U_z au bord inférieur du domaine,
- Q_y est de signe opposé à U_z au bord supérieur du domaine,
- U_z est de même signe aux bords inférieur et supérieur du domaine,
- Q_y change de signe à l'intérieur de l'écoulement.

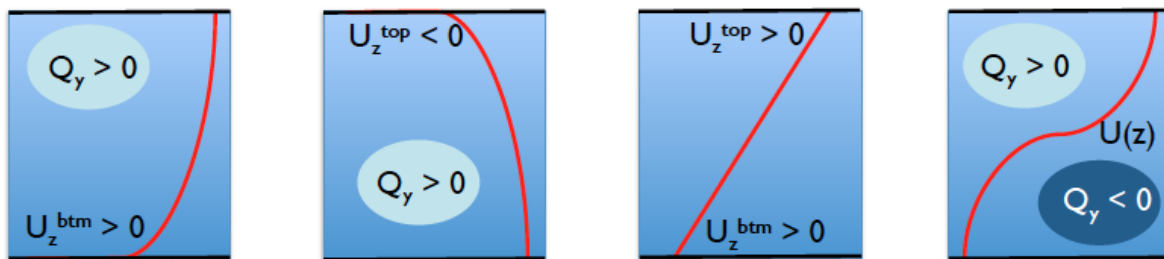


Figure C.1 : conditions nécessaires pour déclencher l'instabilité barocline ; Q_y : gradient méridien de la vorticité potentielle ; U_z : cisaillement vertical du courants (Keating, 2014).

Annexe D : Etude de sensibilité des spectres d'énergie sur une onde stationnaire en 2D

Comme on l'a déjà mentionné, la meilleure façon de caractériser la turbulence est d'utiliser les propriétés statistiques et spectrales décrite par la théorie de Kolmogorov. Mathématiquement, un spectre est la transformé de Fourier d'une variable choisie (e.g. température, énergie cinétique, SSH). Une étude de sensibilité sur une onde stationnaire 2D a été réalisée dans le but de mieux comprendre le comportement de la transformée de Fourier sur un champs spatial, pour comprendre l'effet de l'augmentation de la résolution spatiale et pour choisir un filtre approprié.

D.1 La transformé de Fourier discrète

En analyse numérique, seule la transformée de Fourier discrète est utilisée (TFD). Elle

représente la somme finie d'exponentielles complexes, sa définition mathématique pour un signal $X(k)$ de N échantillons est donnée par l'équation D.1:

$$X(k) = \sum_{j=0}^{N-1} x(j) e^{-2i\rho \frac{k}{N} j} \quad \text{D. 1}$$

D.2 L'onde stationnaire en 2D

Le champ bidimensionnel de la fonction proposée $A(X, Y)$ (X, Y étant la position dans l'espace) s'écrit sous la forme (Eq. D.2) :

$$A(X, Y) = A_0 \sin(k' [X \sin(a) + Y \cos(a)] + j) \quad \text{D. 2}$$

Où A_0 est l'amplitude, j est la phase initiale quand $X=Y=0$, a représente la direction de l'onde et k est Le nombre d'onde ($k = \frac{2\rho}{l}$).

D.3 Un champ de référence

Pour $a = \frac{\rho}{2}$ et $j = 0$ $A(X, Y)$ se réduit a :

$$A(X, Y) = A_0 \sin(k' [X \sin(a) + Y \cos(a)] + j) \quad \text{D. 3}$$

Le domaine à une taille $L_x = 2\rho \times 2\rho$ et on a choisi un $A_0=1$ et un $l = 0.1\rho$ donc $k=20$.

Pour choisir un champ de référence, plusieurs résolutions spatiales (D_x) ont été choisi, qui sont en relation avec le nombre de point d'échantillonnage de notre onde ($n_b \times n_{by}$).

Les nombres de point choisis sont 50×50 ($D_x = 0.126$), 100×100 ($D_x = 0.063$) et 200×200 ($D_x = 0.031$). Une TFD a été appliquée sur ces différents champs et les résultats sont représentés dans la Figure D.1.

La Figure D.1a montre les champs spatiaux de l'onde stationnaire 2D. Cette onde propage de l'Ouest vers l'Est avec une amplitude qui varie entre 1 et -1. Avec 50×50 points de grille, le maximum d'énergie est de 0.255 (Figure D.1, b1). Quand on augmente le nombre de points à 100×100 l'énergie max passe à 0.431 et à 0.481 avec 200×200 points. Quand on augmente la résolution encore, les valeurs de l'énergie converge à une valeur égale à $\frac{A_0}{2}$ (0.5). Avec

2000×2000 point de grille l'énergie devient 0.499, par contre le temps du calcul devient plus important. Pour la suite des analyses on fixe la résolution spatiale à 0.031 donc une grille de 200×200 .

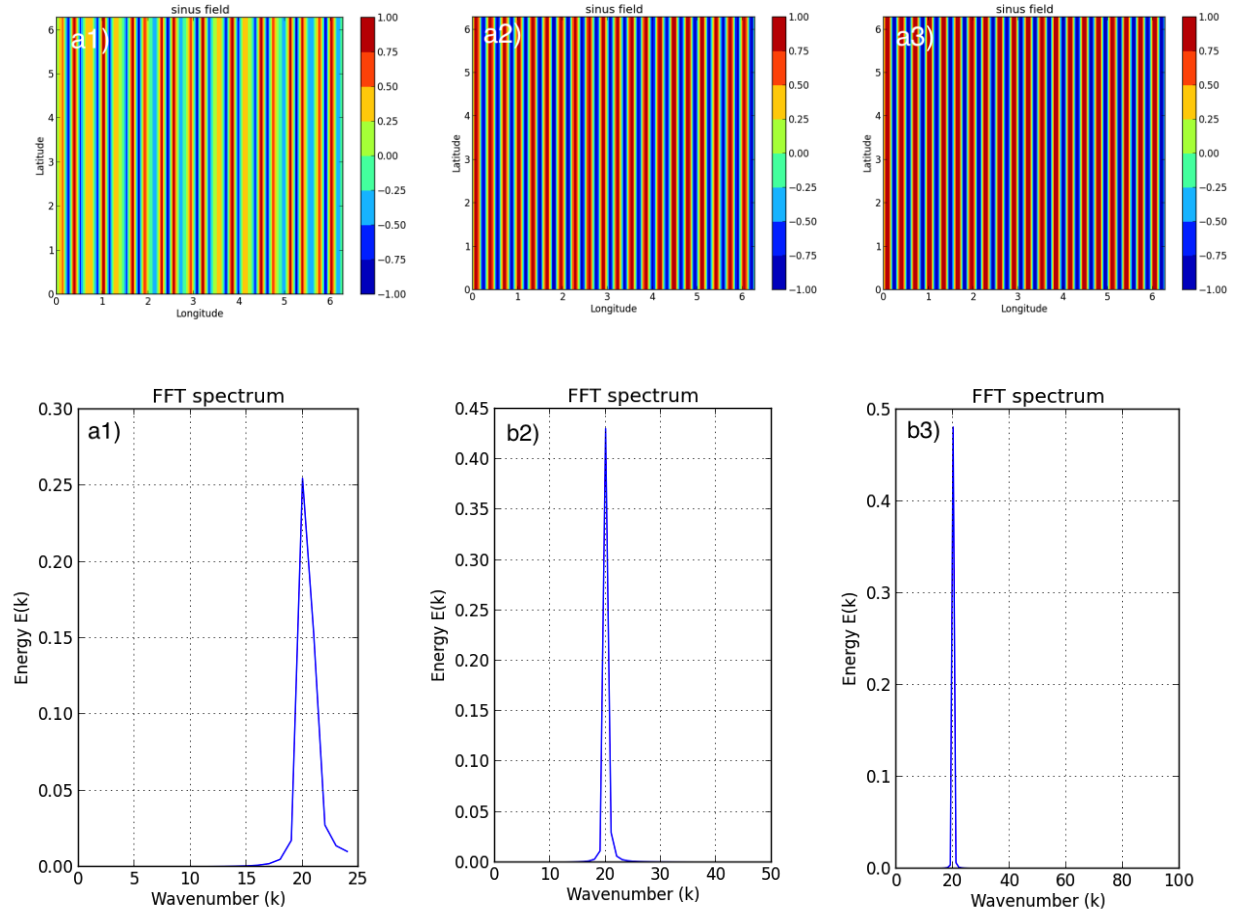


Figure D.1 : les champs spatiaux de l'onde stationnaire 2D (a1, a2, a3) et leurs spectres d'énergie associée (b1, b2, b3) pour une grille de 50×50 (a1, b1), de 100×100 (a2, b2) et de 200×200 (a3, b3).

La transformé de Fourier suppose que le signal est périodique. Un signal $X(k)$ est dite périodique de période T si il satisfait la relation : $X(k) = X(k + T)$ pour tout $k \in \mathbb{R}$. Dans l'océan les champs de température, de SSH et d'énergie ne sont pas périodiques ce qui peut créer des distorsions et de perte d'énergie. Dans la littérature se problème a été résolu par deux méthodes. La première consiste à rendre le champ doublement périodique dans la direction X et Y (Sasaki et Klein 2002 ; Djath *et al.*, 2014). La deuxième consiste à appliquer la fenêtre de Hann (e.g : capet *et al.*, 2008c). Par la suite, nous allons réaliser une application de ces méthodes sur un champ périodique et non périodique.

D.4 Impact sur un champ périodique

a) Doublement du signal

La méthode consiste à doubler le signal avec un effet miroir dans la direction zonale et méridienne (Figure D.2).



Figure D.2 : Un exemple d'application de la méthode doublement périodique.

Quand nous appliquons cette méthode à un signal périodique on remarque qu'une anomalie se crée au centre du champ spatial (Figure D.3, a), ce qui se traduit par un bruit dans le spectre d'énergie (Figure D.3, b2). L'énergie max ($E_{\max}$) est sur estimé et égale à 0.562 (Figure D.3, b1) supérieure à la valeur 0.5 attendue ($\frac{A_0}{2}$).

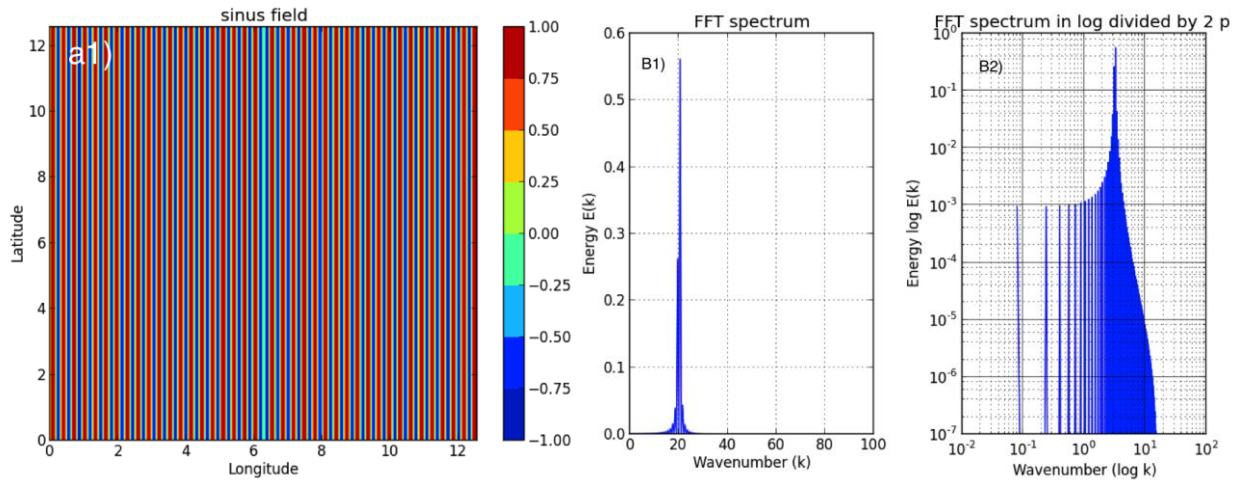


Figure D.3 : le champ spatial de l'onde stationnaire 2D après le doublement du signal (a1), et son spectres d'énergie associée en fonction de k (b1) et en fonction de $\log(k)$ (b2).

b) Application du filtre de Hann

Le filtre de Hann est une fonction (Eq. D.4) appliquée sur un signal pour le rendre périodique

$$w(n) = 0.5 \left(1 - \cos \frac{2\pi n}{N-1} \right) \quad \text{D. 4}$$

avec N le nombre d'échantillons.

L'application de la fenêtre du Hann sur le champ spatial est illustrée dans la Figure D.4, a. Le filtre élimine tout le bruit (Figure D.4, b2) mais l'énergie est sous-estimé par un facteur de 5, $E_{\max}=0.1$ (Figure D.4, b1).

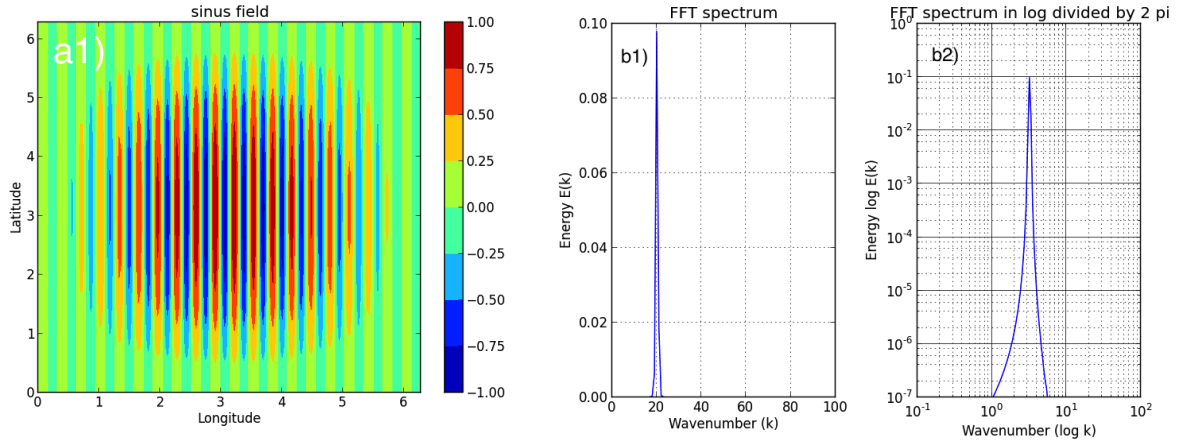


Figure D.4 : le champ spatial de l'onde stationnaire 2D après application du filtre de Hann (a1) et son spectres d'énergie associée en fonction de k (b1) et en fonction de $\log(k)$ (b2).

D.5 Impact sur un champ non périodique

Pour que le champ spatial devienne non périodique on applique une $a = \frac{p}{4}$, dans ce cas $A(X, Y)$ se réduit à la fonction (Eq. D.5) :

$$A(X, Y) = A_0 \sin\left(k' \left[X \frac{\sqrt{2}}{2} + Y \frac{\sqrt{2}}{2} \right]\right) \quad \text{D. 5}$$

La Figure D.5, a illustré ce champ non périodique avec une propagation Sud-Ouest vers le Nord-Est. On peut remarquer qu'il y a une perte d'énergie ($E_{\max} = 0.37$; Figure D.5, b2) par rapport au champ de référence ($E_{\max} = 0.48$; Figure D.1, b3).

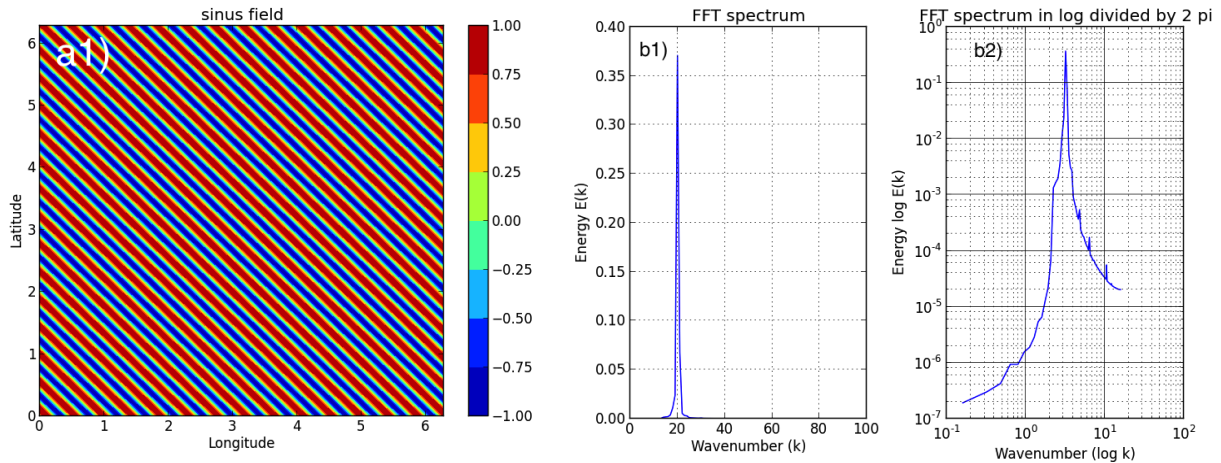


Figure D.5 : le champ spatial de l'onde stationnaire 2D en $a = \frac{p}{4}$ (a1), et son spectres d'énergie associée en fonction de k (b1) et en fonction de $\log(k)$ (b2).

a) Doublement du signal

Dans le cas d'un champ non périodique la méthode de doubler le signal donne des résultats

satisfaisantes avec $E_{\max}(k) = 0.562$ (D.6, b1).

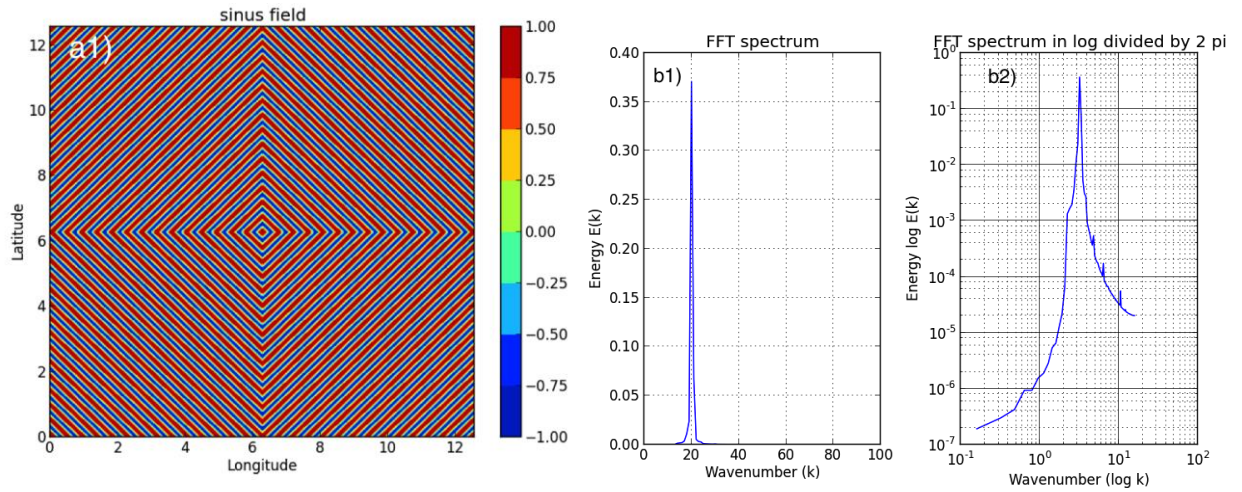


Figure D.6 : le champ spatial de l'onde stationnaire 2D après le doublement de champ (a1), et son spectres d'énergie associée en fonction de k (b1) et en fonction de $\log(k)$ (b2).

b) Application du filtre de Hann

Le filtre de Hann sous-estime l'énergie maximale ($E_{\max}(k) = 0.07$; Figure D.7, b1) ce qui représente également un facteur de 5 par rapport à l'énergie maximale sans l'application de cette fenêtre (Figure D.5, b2).

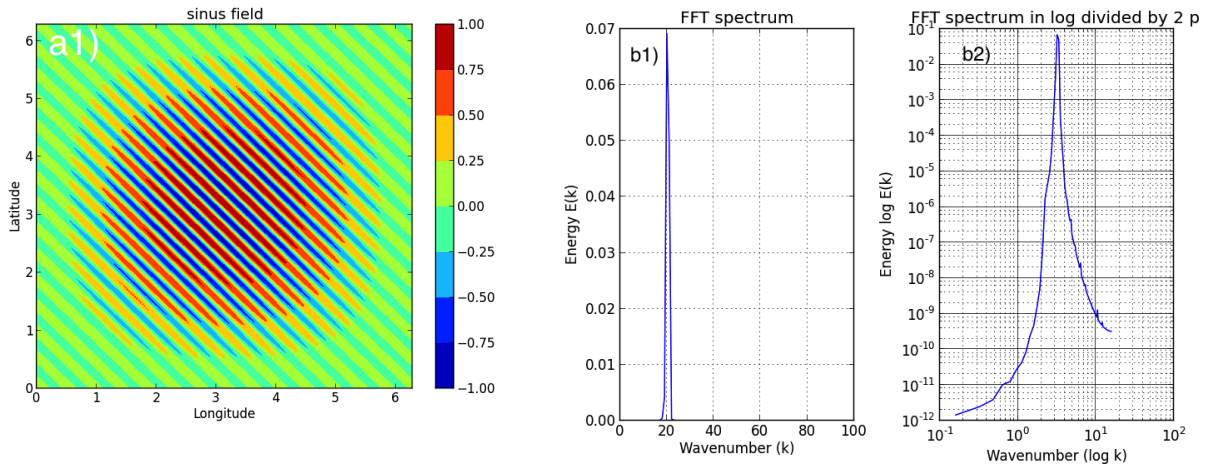


Figure D.7 : le champ spatial de l'onde stationnaire 2D après application du filtre de Hann (a1), et son spectres d'énergie associée en fonction de k (b1) et en fonction de $\log(k)$ (b2).

D.5 Conclusion

La fenêtre de Hann peut être appliquée sur tous les champs périodiques et non périodiques par contre elle sous-estime l'énergie d'un facteur de 5. La méthode qui consiste à doubler le champ spatial en X et Y ne fonctionne pas bien dans un champ périodique mais elle donne des résultats meilleurs pour le champ non périodique. Pour la suite des analyses on va utiliser la méthode double périodique pour s'affranchir du problème des champs non périodiques qui caractérisent l'océan.