Circulation générale et couplage physique-biogéochimie à (sous-)mésoéchelle en Méditerranée Nord-occidentale à partir de données in situ

Anthony Bosse

▶ **To cite this version:**

Anthony Bosse. Circulation générale et couplage physique-biogéochimie à (sous-)mésoéchelle en Méditerranée Nord-occidentale à partir de données in situ. Océanographie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066451 . tel-01290457

HAL Id: tel-01290457

https://theses.hal.science/tel-01290457

Submitted on 18 Mar 2016

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.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Océanographie Physique

École doctorale : « Sciences de l'Environnement d'Île-de-France »

réalisée au

Laboratoire d'Océanographie et du Climat

présentée par

Anthony BOSSE

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

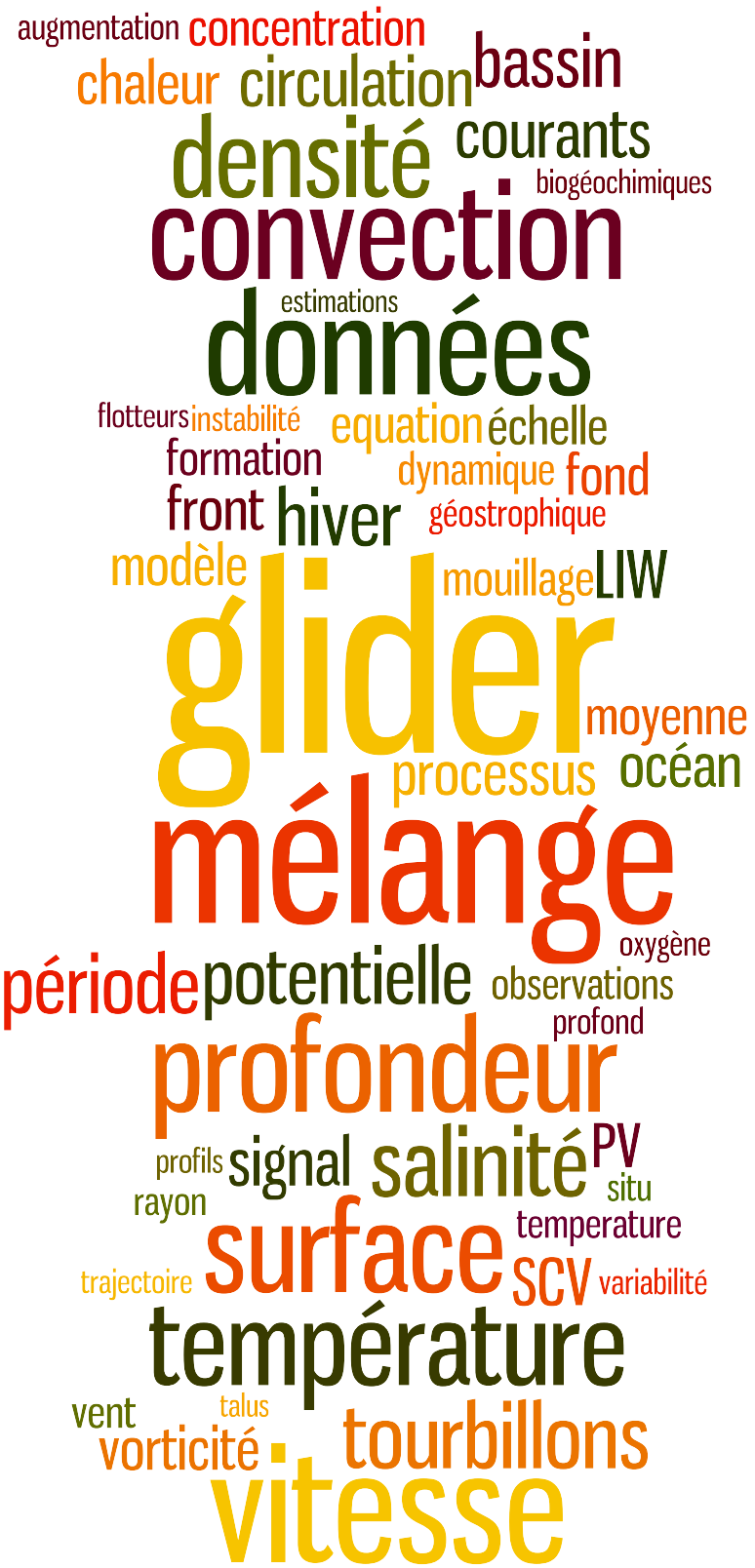
Titre de la thèse :

Circulation générale et couplage physique-biogéochimie à (sous-)mésoéchelle en Méditerranée Nord-occidentale à partir de données in situ

soutenue le 09/12/2015

devant le jury composé de :

M.	Xavier Carton	PR, Université de Brest	*Rapporteur*
M.	Bruno Zakardjian	PR, Université de Toulon	*Rapporteur*
Mme	Pascale Bouruet-Aubertot	PR, UPMC	*Examinatrice*
Mme	Claude Estournel	DR CNRS, LA	*Examinatrice*
M.	Hervé Giordani	Chercheur CNRM	*Examinateur*
M.	Louis Prieur	DR CNRS Émérite, LOV	*Examinateur*
M.	Laurent Mortier	PR, ENSTA	*Directeur de thèse*
M.	Pierre Testor	CR CNRS, LOCEAN	*Co-directeur de thèse*


augmentation
concentration
chaleur
circulation
bassin
densité
courants
biogéochimiques
convection
estimations
données
flotteurs
instabilité
equation
échelle
formation
dynamique
fond
front
hiver
géostrophique
modèle
glider
mouillage
LIW
moyenne
processus
océan
mélange
oxygène
période
potentielle
observations
profond
profondeur
profils
signal
salinité
PV
rayon
situ
surface
temperature
trajectoire
SCV
variabilité
température
vent
talus
vorticité
tourbillons
vitesse

Remerciements

This is the end, beautiful friend
This is the end, my only friend, the end
Of our elaborate plans, the end
Of everything that stands, the end
No safety or surprise, the end
I'll never look into your eyes, again
(*The End*, The Doors, 1967)

En guise de cadeau de noël, voici venue l'heure d'achever définitivement la rédaction de ma thèse avant qu'elle ne parte aux archives.

Je commencerai par remercier tous les membres du laboratoire pour leur accueil chaleureux. Un grand merci à toute l'équipe administrative avec une mention spéciale pour Dany, toujours à l'écoute, et qui m'a bien souvent sorti de situations épineuses.

Un grand merci aux membres de mon jury. En particulier à Xavier et Bruno, qui ont endossé la délicate tâche de rapporter ce manuscrit et l'ont accomplie avec une grande attention. Vos commentaires et suggestions m'ont été d'une grande utilité. Merci à Louis et Claude de m'avoir consacré du temps pour suivre mon travail durant ces trois ans. Les réunions de comité de thèse ont été des moments très importants dans l'avancement de mon travail. Merci Hervé d'avoir accepté d'être examinateur. Et enfin, merci à Pascale d'avoir présidé cet aréopage.

Un immense merci à mes directeurs de thèse : Laurent, Pierre. Vous m'avez offert une opportunité unique et taillée sur-mesure à mes envies d'océanographie physique de terrain. Merci de m'avoir permis de partir en mer à plusieurs reprises (même sur le Téthys !), ainsi qu'en conférence à de nombreuses reprises et ce jusqu'au milieu du Pacifique. Vous avez été une grande source d'inspiration scientifique durant ces trois ans et le resterez pour les prochaines. Merci Pierre pour ta patience et ta disponibilité durant nos longues réunions au cours desquelles j'ai appris le métier de chercheur à ton contact. Merci Laurent

pour ton optimisme sans faille et ta disponibilité en cas de problème. Au delà l'aspect scientifique, j'ai grandement apprécié vos qualités humaines. Elles m'ont permis de traverser aussi sereinement que possible ces trois ans de thèse.

Merci aux membres d'équipage des navires sur lesquels j'ai eu la chance d'embarquer ces dernières années (le *Suroît* et le *Téthys II*). Merci à Loïc, Maxime, Ségo, Orens, Timothée, Océane, Joris, Laurent, Fabrizio, Nicole, Magalie, Hervé, Denis, Mathieu : compagnons d'infortune pris dans les flots rugissants de la Méditerranée. Grâce à vous tous (et d'autres que j'ai sûrement oublié...), l'ambiance à bord aura toujours été au top !

Quand j'ai débarqué dans le bureau 427, un certain jour de septembre 2012, j'étais loin d'imaginer toutes les rencontres que j'y ferai. Merci à Alice, Julie, Soukeye, Sarah, Karine, Laurent, Martin, Félix qui s'y sont succédé. Spéciale dédicace à Julie, camarade fidèle de la première heure devenue une précieuse amie ; Laurent pour m'avoir sorti des affres de la thèse pour des parenthèses aussi festives que nécessaires (*Yes sir, I can boogie !*) ; et Martin pour ta pertinente sélection de vidéos virales (mais pas que !). L'ambiance n'aurai pas été aussi agréable sans l'intervention quasi-quotidienne d'une joyeuse bande : Joan (vive les Gintonic et la chartreuse !), Lolo, Victor, Laurène, Sara, Caz, Alice, Marion, Antoine, Laura, Pedro, Jérôme, Clément, Anastase, François, et aussi Yannis, Julien, Guillaume, Nklod, Claire : les *aficionados* de la cantoche et du café en terrasse. Vous avez enrichi ces trois ans de thèse d'expériences humaines et d'amitiés plus importantes à mes yeux que tout le reste.

Je remercie aussi tous mes camarades de grimpe avec qui j'ai partagé un bout de corde, de crashpad, un relais ou un rail de magnésie : Joan, Pedro, Rémi, Vincent, Laurent (merci pour toutes les excursions à Bleau !), Sarah, Glenn, Lise, Sylvia (pour les séances salvatrices durant la rédaction),... et j'en oublie certainement. Lors de moments d'errance, ces sorties loins du béton parisien m'ont apporté bien-être et sérénité.

Merci également aux *Anonymous Swingers* : Ari, Mai, Gautier, Clém, Nikos, Émilie et tous les autres. Pas toujours évident de commencer la semaine en rentrant à 3h du mat après quelques mojitos (de trop) à la montagne, mais que de bons souvenirs.

Merci à mes colocs Claire et Guillemette. Merci à Séb, qui m'a fait apprécier la physique lors de mes premières années d'études sup. Merci à Abdallah, Paul, Sophia, Simon, Marien, Ivan : amis de longue date aujourd'hui dispersés aux quatre coins du globe.

Un grand merci à ma famille (mes frères, ma sœur et mes parents) toujours présente.

Enfin, même si nos chemins ont divergé, merci à Camille de m'avoir à soutenu pendant de nombreuses années.

Sommaire

Table des figures i

Liste des tableaux v

Liste des acronymes vii

Introduction générale 1
1 Le fonctionnement général de la mer Méditerranée . . . 1
2 Observations *in situ* en Méditerranée Nord-occidentale . . . 20
3 Méthodologie . . . 36
4 Problématique et plan de la thèse . . . 40

A Circulation générale et préconditionnement multi-échelle de la Méditerranée Nord-occidentale 43

A1 Suivi hydrographique interannuel de la Méditerranée Nord-occidentale 45
1 Introduction . . . 45
2 Méthodologie . . . 46
3 Indices de variabilité de la Méditerranée Nord-occidentale . . . 48
4 Bilan et perspectives . . . 55

A2 Circulation générale de la Méditerranée Nord-occidentale 57
1 Introduction . . . 57
2 Données et Méthode . . . 59
3 Courants géostrophiques moyens . . . 64
4 Description du Courant Nord . . . 66
5 Bilan et perspectives . . . 72

A3 Étalement des Eaux Levantines Intermédiaires par des tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle 75

B Renouvellement des eaux profondes : effet intégral et dynamique verticale à sous-mésoéchelle de la convection profonde 79

B1 Renouvellement des DW : variabilité interannuelle, focus sur l'hiver 2013 81
1 Introduction . . . 82
2 Extension spatiale de la zone convective . . . 83
3 Étude de l'épisode de convection de l'hiver 2012-2013 . . . 91
4 Bilan et perspectives . . . 107

B2 Plumes convectives et couplage biogéochimique 109
1 Introduction . . . 109
2 Méthodologie . . . 112
3 Résultats . . . 116
4 Bilan et perspectives . . . 129

B3 Processus frontaux de sous-mésoéchelle 131
1 Introduction . . . 131
2 Dynamique frontale en période hivernale . . . 134
3 Destruction de vorticité potentielle . . . 143
4 Bilan et perspectives . . . 151

C Processus tourbillonnaires de la phase post-convective 153

C1 Export des eaux du mélange hivernal par des structures tourbillonnaires 155
1 Synthèse de l'article (en préparation) . . . 156
2 Modélisation réaliste des tourbillons dans une simulation régionale . . . 159
3 Ajustement dynamique de l'océan intérieur en réponse à une intrusion d'eaux denses . . . 161

C2 Étude physique/biogéochimique d'un tourbillon de sous-mésoéchelle 173
1 Introduction . . . 173
2 Données et méthode . . . 174
3 Structure verticale du tourbillon . . . 177
4 Cycle de vie du tourbillon . . . 184
5 Impacts sur les paramètres biogéochimiques . . . 189
6 Bilan et perspectives . . . 191

Conclusions et perspectives 195

Bibliographie 203

Notes sur les missions glider, les flotteurs Argo et leur calibration 225

Bosse, et al (2015) : Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders 231

Bosse, et al (2016, in prep. for JGR) : Observations of submesoscale vortices formed by deep vertical mixing in the northwestern Mediterranean Sea 257

Table des figures

0.1 Bathymétrie de la mer Méditerranée. 2
0.2 Flux net de chaleur à la surface de la mer Méditerranée. 5
0.3 Climatologie de couche de mélange en mer Méditerranée. 6
0.4 Profils de température, salinité et diagramme θ/S. 7
0.5 La circulation des différentes masses d'eau de la mer Méditerranée. 8
0.6 Image satellite de température de surface en Méditerranée Occidentale. 12
0.7 Les différentes phases de la convection profonde océanique. 14
0.8 Interaction de la convection profonde et du *cascading* dans le Golfe du Lion. . . 16
0.9 Climatologie de chlorophylle-a satellite et bio-régions de la Méditerranée 18
0.10 Images des différents moyens d'observation *in situ* de l'océan. 20
0.11 Position des flotteurs Argo actifs en août 2015 en Méditerranée. 22
0.12 Schéma du fonctionnement d'un glider. 23
0.13 Image MODIS en vraie couleur de la mer Noire. 25
0.14 Carte des stations CTD réalisées sur la période 2007-2015. 28
0.15 Carte des profils collectés par les gliders sur la période 2007-2015. 31
0.16 Carte des profils collectés par les flotteurs Argo sur la période 2007-2015. 32
0.17 Variogrammes de température et salinité à 750 m au mouillage LION. 34
0.18 Grilles horizontale et verticale du modèle SYMPHONIE. 39
0.19 Carte de température à 50 m simulée par le modèle SYMPHONIE. 40

A1.1 Carte de l'ensemble des observations *in situ* réalisées sur la période 2007-2015. 46
A1.2 Observation du mélange dans le Golfe du Lion et en mer Ligure de 2008 à 2015. 49
A1.3 Évolution des Eaux Atlantiques sur la période 2008-2015. 51
A1.4 Évolution des Eaux Levantines Intermédiaires sur la période 2008-2015. 52
A1.5 Évolution des eaux profondes sur la période 2008-2015 dans le Golfe du Lion. . . 53

A2.1 Carte des courants moyens estimés par les gliders. 59

A2.2 Saisonnalité de la stratification du Courant Nord. 61
A2.3 Schéma de l'échantillonnage d'un front 1D par un glider. 63
A2.4 Circulation géostrophique moyenne à différentes profondeurs. 65
A2.5 Circulation géostrophique moyenne au cours des saisons. 67
A2.6 Carte de position du Courant Nord évaluée par les gliders. 68
A2.7 Structure verticale du Courant-Nord le long de 4 radiales répétées. 69
A2.8 Saisonnalité de la structure verticale du Courant Nord. 71
A2.9 Caractéristiques des LIW transportées par le Courant Nord et au large. 72

A3.1 Observation d'un SCV de LIW en mer Ligure. 76

B1.1 Mesures satellitaires de chlorophylle en hiver sur la période 2007-2013. 84
B1.2 Relation entre couche de mélange et température moyenne sur 400-600m. . . . 87
B1.3 Température moyenne sur 400-600 m observé dans le Golfe du Lion. 89
B1.4 Cycle saisonnier de la chlorophylle-a satellitaire en 2012-2013. 93
B1.5 Évolution des paramètres physiques et biogéochimiques. 95
B1.6 Cycle saisonnier de la salinité de surface. 98
B1.7 Cycle saisonnier de la température moyenne sur 400-600 m. 99
B1.8 Cycle saisonnier de la température profonde (>1500 m). 100
B1.9 Cycle saisonnier de la chlorophylle-a (*in situ*) de surface. 101
B1.10Cycle saisonnier énergétique du bassin (APE, KE, EKE). 102
B1.11Analyse détaillée de la densité moyenne sur 900-1000 m de janvier à mai. 104
B1.12Évolution des volumes d'eaux profondes par observations *in situ*. 105

B2.1 Vision schématique d'une zone de convection profonde. 110
B2.2 Bilan des forces agissant sur un glider en vol. 112
B2.3 Paramètres du glider optimisés pour une mission glider. 114
B2.4 Un glider en vol lors d'un épisode convectif. 115
B2.5 Paramètres de vol et vitesses verticales pendant une période calme. 117
B2.6 Paramètres de vol et vitesses verticales pendant une période de mélange intense. 118
B2.7 Vitesses verticales enregistrées au mouillage LION. 120
B2.8 Histogramme des vitesses verticales. 121
B2.9 Portrait robot d'une plume convective. 122
B2.10Sections des différents paramètres et des vitesses verticales estimées par un glider en hiver. 124
B2.11Turbidité enregistrée glider lors d'un épisode de re-suspension sédimentaire. . . 125
B2.12Concentration sédimentaire fin-février 2013 mesurée au mouillage LION. 127
B2.13Relation turbidité/vorticité. 128

B3.1 Section glider à travers les zones frontales en bordure de la zone de convection. 133
B3.2 Situation météorologique et trajectoire d'un glider lors de l'hiver 2013. 134
B3.3 Schéma des différents régimes d'instabilité en fonction de l'angle Φ_B. 138

B3.4 PV géostrophique et totale au niveau du NC simulées lors d'un coup de vent. . . 140
B3.5 PV géostrophique et échantillonnage "glider" dans le modèle. 141
B3.6 PV géostrophique vs échantillonnage "glider" dans le modèle. 142
B3.7 Sections θ, S, σ et PV à partir de données glider et modélisé. 144
B3.8 Flux thermique et mécanique de flottabilité sur la Méditerranée Nord-occidentale. 145
B3.9 PV calculée par le modèle SYMPHONIE lors d'un coup de vent hivernal. 146
B3.10 Réponse du front du NC à un coup de vent dans le modèle SYMPHONIE. 149
B3.11 Sections θ, CHL et PV estimées à partir des données d'un glider. 151

C1.1 Observations glider des différents SCVs formés par mélange hivernal. 157
C1.2 SCVs modélisés en configuration réaliste par le modèle SYMPHONIE. 160
C1.3 Densité mesurée au mouillage LION sur la période 2009-2012. 161
C1.4 Schéma et notations pour l'ajustement à $1^1/_2$ couche. 162
C1.5 Solution de l'ajustement géostrophique à $1^1/_2$ couche. 164
C1.6 Schéma et notations pour l'ajustement à $2^1/_2$ couches. 165

C2.1 Stations CTD de la campagne MOOSE-GE 2013 révélant un SCV. 175
C2.2 Échantillonnage glider intensif d'un SCV. 177
C2.3 Sections de température, salinité et oxygène d'un SCV d'Eaux d'Hiver Profondes. 178
C2.4 Coupe horizontale de température et salinité à 400 m dans le référentiel du SCV. 179
C2.5 Vitesses orbitales moyennes mesurées par les gliders. 180
C2.6 Sections verticales de vitesse orbitale, de stratification et de PV. 182
C2.7 Observation du mélange dans le Golfe du Lion et en mer Ligure. 184
C2.8 Coefficients de diffusion horizontale déduits de la distribution de traceurs. . . . 186
C2.9 Coefficient de diffusion horizontale turbulente vs profondeur et vorticité. 188
C2.10 Mesure des principaux nutriments et du DIC dans le SCV. 189
C2.11 Nutriments dans la couche de surface et section glider de chlorophylle. 191

Liste des tableaux

0.1 Capteurs CTD déployés sur les mouillages profonds LION et DYFAMED. 29

B1.1 Surfaces de zone convective déduites d'observations satellitaires. 85
B1.2 Surfaces de zone convective déduites d'observations *in situ*. 90

AX1 Liste des déploiements glider en Méditerranée Nord-occidentale 1/2. 228
AX2 Liste des déploiements glider en Méditerranée Nord-occidentale 2/2. 229
AX3 Liste des flotteurs Argo déployés en Méditerranée Nord-occidentale. 230

Liste des acronymes

AW Eaux Atlantiques.

mAW Eaux Atlantiques modifiées.

WIW Eaux d'Hiver Intermédiaires.

LIW Eaux Levantines Intermédiaires.

WMDW Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale.

SDW Eaux Denses de Plateau.

NC Courant Nord.

WCC Courant Ouest-Corse.

NBF Front Nord-Baléares.

SCV Submesoscale Coherent Vortices.

PV Vorticité potentielle.

APE Énergie potentielle disponible.

KE Énergie cinétique.

EKE Énergie cinétique tourbillonnaire.

CHL Chlorophylle.

DIC Carbone Inorganique Dissous.

Introduction générale

Sommaire

1 Le fonctionnement général de la mer Méditerranée **1**
a) Présentation générale 1
b) Les enjeux de l'étude de la mer Méditerranée 3
c) Climat de la Méditerranée 4
d) La mer Méditerranée et l'océanographie physique 4
e) Les différentes masses d'eau et leur circulation horizontale . . . 7
f) Focus sur la Méditerranée Occidentale 12
g) Les cycles biogéochimiques de la mer Méditerranée 17
2 Observations *in situ* en Méditerranée Nord-occidentale **20**
a) Les techniques de mesure *in situ* de l'océan 20
b) Les observations en Méditerranée Nord-occidentale 27
3 Méthodologie **36**
a) Méthode d'interpolation optimale 36
b) Notes sur la notion de vorticité potentielle 36
c) Modélisation numérique régionale du bassin Nord-occidental . 37
4 Problématique et plan de la thèse **40**

1 Le fonctionnement général de la mer Méditerranée

a) Présentation générale

La mer Méditerranée est une mer intérieure profonde qui s'étend sur environ 4000 km d'est en ouest et 800 km du nord au sud (entre 30°N et 45°N) (voir figure 0.1). D'une surface de 2.5 millions de km^2 et d'une profondeur moyenne de 1500 m, elle est classiquement subdivisée en deux bassins principaux : le bassin occidental et le bassin oriental, reliés par

le canal de Sicile dont le seuil se situe à environ 400 m de profondeur. Dans le bassin occidental, on distingue : au nord, la zone du Golfe du Lion et la mer Ligure, le bassin Algérien au sud et la mer Tyrrhénienne située à l'est de la Corse et de la Sardaigne. quant au bassin oriental, il peut être divisé en quatre régions principales : d'ouest en est, la mer Adriatique, Ionienne, Égée et le bassin levantin.

Elle communique avec l'Océan Atlantique par le détroit de Gibraltar large d'environ 20 km et d'une profondeur proche des 300 m. Son régime hydrologique est celui d'un bassin d'accumulation, ce qui signifie que son bilan hydrique est globalement négatif : l'évaporation domine les apports d'eau douce et représente une perte annuelle d'eau d'environ 0.5-1 m [Sanchez-Gomez et al., 2011]. Cette perte d'eau entraîne une circulation de surface orientée de l'Atlantique vers la Méditerranée et inversement en profondeur. Au cours de leur séjour méditerranéen, les eaux de l'Océan Atlantique vont progressivement être transformées par des processus d'interaction air-mer, qui génèrent un important mélange vertical dans certaines régions. Elles vont ainsi gagner en salinité et en densité avant de quitter la Méditerranée en profondeur au niveau du détroit de Gibraltar. La vitesse de l'écoulement profond au niveau du détroit de Gibraltar peut être très intense avec des vitesses de l'ordre de 1 m s^{-1} et un transport estimé à 0.9±0.1 Sv [1] [Send et al., 1999]. Ce courant de subsurface était d'ailleurs déjà connu à l'antiquité par les Phéniciens, qui l'utilisaient comme aide à la navigation [Lacombe, 1990]. Le temps de résidence des eaux en Méditerranée est estimé comme étant de l'ordre de 100 ans, ce qui reste un ordre de grandeur inférieur aux échelles de temps associées à la circulation thermohaline globale. Cette caractéristique la rend particulièrement réactive et sensible au changement climatique récent [Durrieu De Madron et al., 2011].

b) Les enjeux de l'étude de la mer Méditerranée

Malgré sa taille réduite (0.8 % de la surface de l'océan global et 0.3 % de son volume), la mer Méditerranée abrite une très forte concentration d'espèces marines. En effet, 4 à 18 % de la biodiversité mondiale y est répertoriée [Bianchi and Morri, 2000] et cet environnement marin méditerranéen est un espace écologique particulièrement vulnérable au changement climatique [Coll et al., 2010, Durrieu De Madron et al., 2011]. De plus, elle est aujourd'hui devenue un carrefour privilégié du trafic maritime et concentre près de 25 % du trafic maritime mondial et 30 % du trafic pétrolier. Le littoral méditerranéen, berceau des civilisations antiques, a également vu sa population croître fortement lors des dernières décennies : 145 millions de personnes vivent aujourd'hui sur les rivages de la Méditerranée, en augmentation de +52 % entre 1970 et 2000 [Attané and Courbage, 2001]. L'aménagement du littoral, ainsi que l'impact anthropique sur le milieu marin, est donc particulièrement important et crucial à comprendre dans cette région. À titre d'exemple, une étude récente a révélé des concentrations de déchets sous-marins allant jusqu'à plus de 1000 objets par kilomètre carré [Tubau et al., 2015]. Ces concentrations extrêmes ont été mesurées par des

1. 1 Sv ≡ 10^6 m^3 s^{-1}.

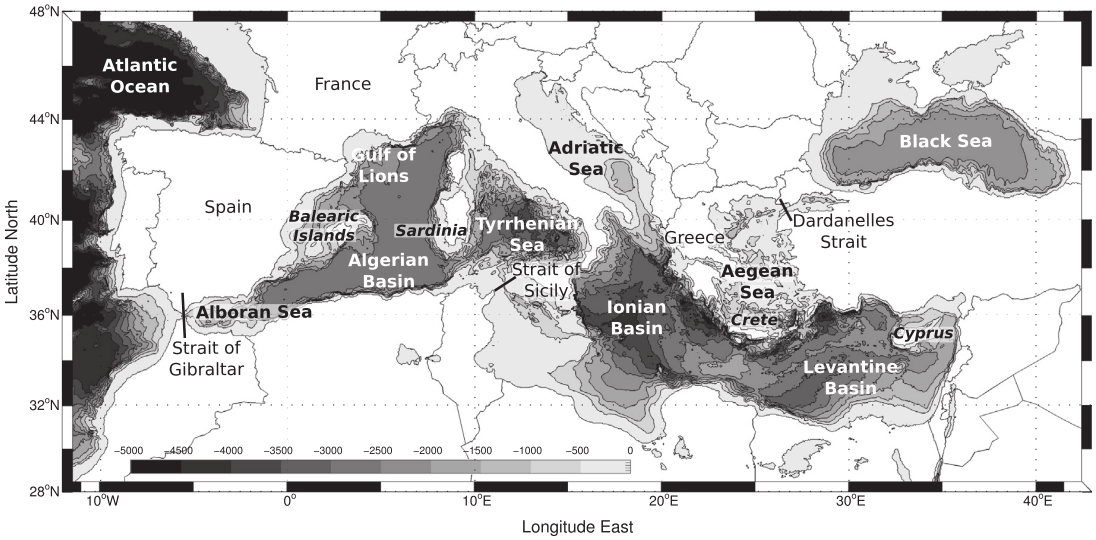


Fig. 0.1 Bathymétrie de la mer Méditerranée avec les noms des différents bassins, d'après [Houpert et al., 2015].

robots sous-marins à des profondeurs supérieures à 1000 m et soumises à des conditions hydrodynamiques particulières liées à un phénomène de *"cascading"* d'eaux denses formées sur le plateau du Golfe du Lion (voir section f)). On peut citer un autre exemple de pollution d'origine anthropique du milieu marin. Des concentrations comparables à celles mesurées dans les zones d'accumulation situées au centre des grands océans de la planète (Atlantique, Pacifique et Indien) ont été mesurées en Méditerranée [Cózar et al., 2015]. De par sa géométrie semi-fermée, la mer Méditerranée se présente donc comme une zone d'accumulation de plastique à surveiller.

L'impact de la présence de l'Homme, ainsi que l'aménagement du littoral, a donc des conséquences importantes jusque dans des endroits insoupçonnés et extrêmement difficiles d'accès. Dans ce contexte, une meilleure connaissance du milieu océanique méditerranéen revêt un intérêt crucial. À cela, nous pouvons ajouter la question du réchauffement climatique actuel. En effet, le climat du bassin Méditerranéen va être amené à changer rapidement et devrait devenir plus sec [Somot et al., 2008]. La mer Méditerranée a la capacité de changer bien plus rapidement que les océans globaux en réponse au forçage climatique, notamment du fait du temps de résidence des masses d'eau de l'ordre de 100 ans et comparable à celui des perturbations climatiques. Le fonctionnement physique de la Méditerranée , et en particulier le phénomène de formation des eaux profondes , risque ainsi d'être fortement impacté [Somot et al., 2006], avec des conséquences directes pour les écosystèmes pélagiques et le cycle du carbone [Herrmann et al., 2014]. Une augmentation de température des eaux profondes de l'ordre de 0.3°C a déjà été observée depuis les années 1950 [Béthoux et al., 1990, Krahmann and Schott, 1998], et des projections à l'horizon 2100 prédisent une augmentation des températures de surface de 2 à 3°C [Adloff et al., 2015], ce qui pourrait notamment perturber les cycles de reproduction de nombreuses espèces ma-

rines [Lejeusne et al., 2010]. De plus, les ressources halieutiques de la Méditerranée sont d'ores et déjà fortement sous pression (voir par exemple, la crise du thon rouge en Méditerranée [Longo and Clark, 2012]) et exploitées intensivement par des techniques dévastatrices pour les écosystèmes benthiques comme le chalutage [Pusceddu et al., 2014]. La montée du niveau de la mer en lien avec le réchauffement climatique, de l'ordre de 35-50 cm [Adloff et al., 2015], risque également d'avoir des conséquences importantes pour les populations vivant sur le littoral.

Une conséquence de l'augmentation de la concentration de carbone dans l'atmosphère et l'océan et des effets sur la calcite océanique ($CaCO_3$) est l'acidification des océans. L'acidification d'origine anthropique des eaux de la Méditerranée est estimée à environ -0.1 unité de pH depuis les années 1970 [Hassoun et al., 2015]. D'un point de vue géochimique, l'alcalinité de la mer Méditerranée est, en comparaison à l'océan global, plus élevée et présente une sursaturation importante de calcite [Schneider et al., 2007] avec un pH légèrement plus basique, ce qui la rend particulièrement encline à absorber le CO_2 atmosphérique. Cela signifie que l'acidification en mer Méditerranée a un fort potentiel et contient d'ores et déjà des taux de carbone anthropique parmi les plus élevés du globe. Son rôle dans l'apport de carbone anthropique dans l'Atlantique Nord doit donc être pris en compte dans les projections globales à long terme du cycle du carbone [Álvarez et al., 2005].

c) Climat de la Méditerranée

L'orographie accidentée du pourtour méditerranéen canalise de nombreux vents catabatiques[2] de nord froids et secs. On trouve par exemple : le Mistral et la Tramontane dans le Golfe du Lion, ainsi que la Bora en mer Adriatique, dans le bassin Ionien, et les vents Étésiens en mer Égée. En période hivernale, ces vents entraînent de très fortes pertes de chaleur à la surface de l'océan pouvant dépasser localement -1000 W m^2. La figure 0.2 illustre bien les vents dominants du nord associés à ces pertes de chaleur. Ce climat singulier confère à la mer Méditerranée une activité de mélange vertical particulièrement intense, qui se traduit par une forte saisonnalité de la profondeur de la couche mélangée (voir figure 0.3) [D'Ortenzio et al., 2005, Houpert et al., 2015]. Cette dynamique verticale est cruciale pour la transformation des masses d'eau et l'injection de nutriments dans la couche éclairée de surface, qui contrôle le développement du phytoplancton et façonne les écosystèmes marins [D'Ortenzio and Ribera d'Alcalà, 2008, Lavigne et al., 2013, D'Ortenzio et al., 2014].

d) La mer Méditerranée et l'océanographie physique

Dans la zone du Golfe du Lion en Méditerranée Nord-occidentale a lieu un processus clé de la circulation thermohaline des océans : la convection profonde en mer ouverte. En effet, ce phénomène, crucial pour la ventilation de l'océan profond, a lieu en

2. Vent gravitationnel produit par le poids d'une masse d'air froide dévalant un relief géographique.

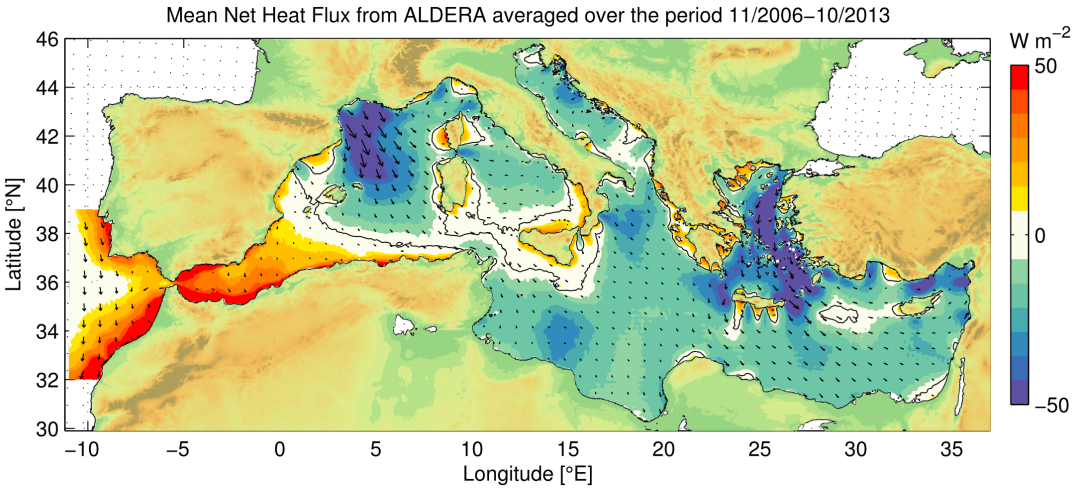


Fig. 0.2 Flux net de chaleur à la surface de la mer Méditerranée calculé à partir de la réanalyse atmosphérique ALDERA sur la période récente 2006-2013. Les flèches représentent le vent moyen sur la même période.

dehors de la Méditerranée uniquement dans quelques régions de hautes latitudes et difficiles d'accès du globe [Killworth, 1983]. Ce phénomène est déclenché par de forts épisodes de vents froids et secs, qui provoquent des pertes de chaleur intenses à la surface des océans. Ces pertes de chaleur combinées à un état océanique favorable au mélange profond provoque des phénomènes de mélange vertical pouvant atteindre de grandes profondeurs (>1000 m). La zone de convection profonde du Golfe du Lion est relativement facile d'accès et a été l'objet de nombreuses études pionnières dans la compréhension de ce phénomène : la description des différentes phases de la convection [MEDOC-Group, 1970], de l'instabilité de la circulation cyclonique bordant la zone de convection [Gascard, 1978, Gascard and Clarke, 1983], l'observation de vitesses verticales intenses pendant les phases actives du mélange vertical [Leaman, 1994, Leaman et al., 1995], le rôle des tourbillons dans la dispersion des eaux profondes nouvellement formées [Testor and Gascard, 2003, Testor and Gascard, 2006], le phénomène de *"cascading"* d'eaux denses formées sur le plateau [Durrieu de Madron et al., 2013] et le rôle de la convection sur les cycles biogéochimiques [Lévy et al., 1998, D'Ortenzio et al., 2014]. À ce titre, la mer Méditerranée est souvent comparée à un laboratoire naturel pour l'étude de processus océaniques. Il ne faut toutefois pas oublier ou négliger l'intérêt propre lié à son étude et à sa compréhension.

L'exportation des Eaux Méditerranéennes par le détroit de Gibraltar a également joué un rôle particulier dans l'histoire de l'océanographie physique. En effet, alors que les premiers flotteurs lagrangiens de subsurface sont déployés dans l'océan Atlantique pour tenter d'appréhender sa circulation profonde, les océanographes y ont découvert de nombreuses structures tourbillonnaires cohérentes transportant ces eaux chaudes et salées provenant de la mer Méditerranée sur de très grandes distances. Ces tourbillons ont été baptisés *"Meddies"* (*"Mediterranean eddies"*). L'évolution d'un même *Meddy* a même pu être

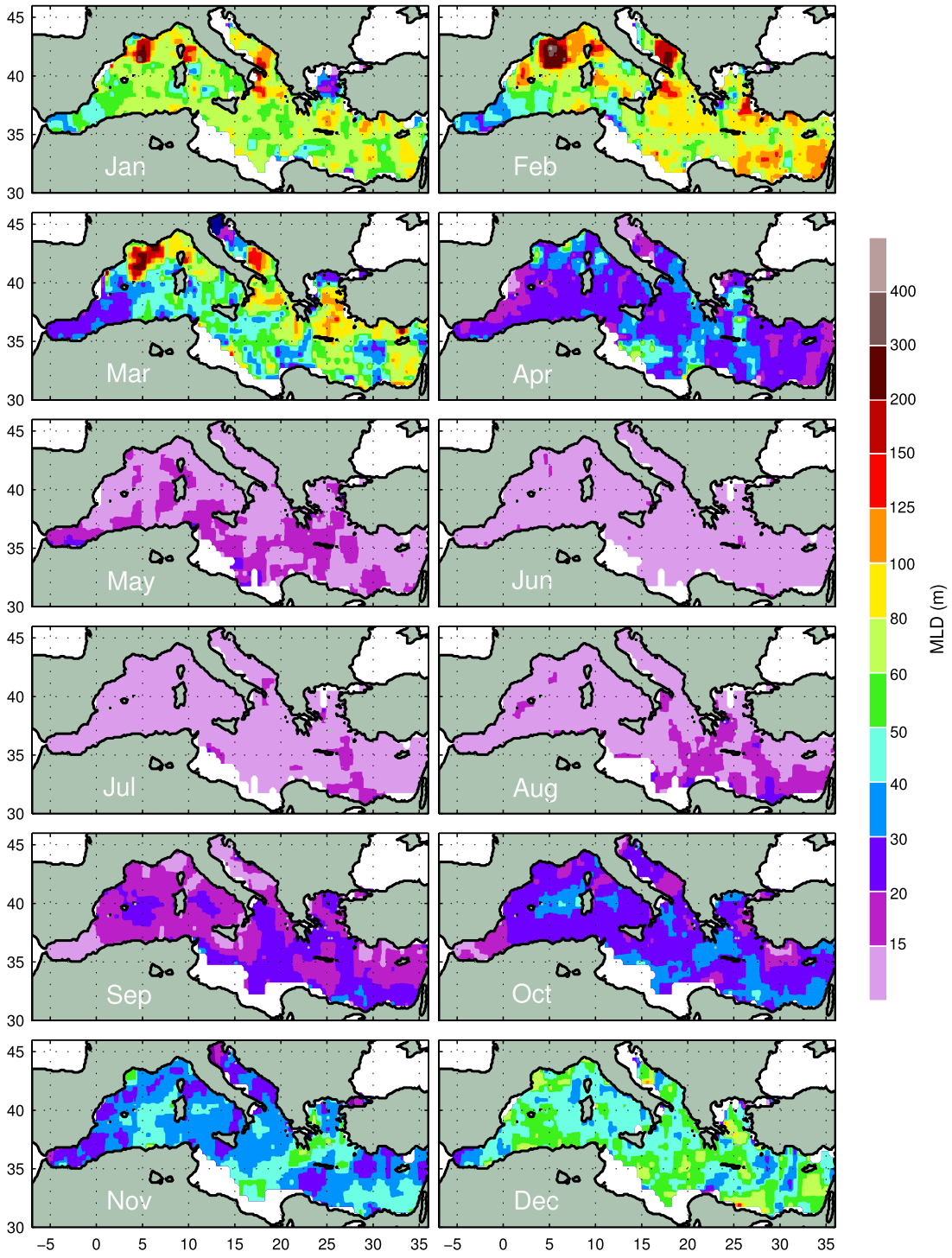


Fig. 0.3 Climatologie de couche de mélange en mer Méditerranée calculée à partir d'une base de données hydrographiques sur la période 1969-2012, tiré de [Houpert et al., 2015].

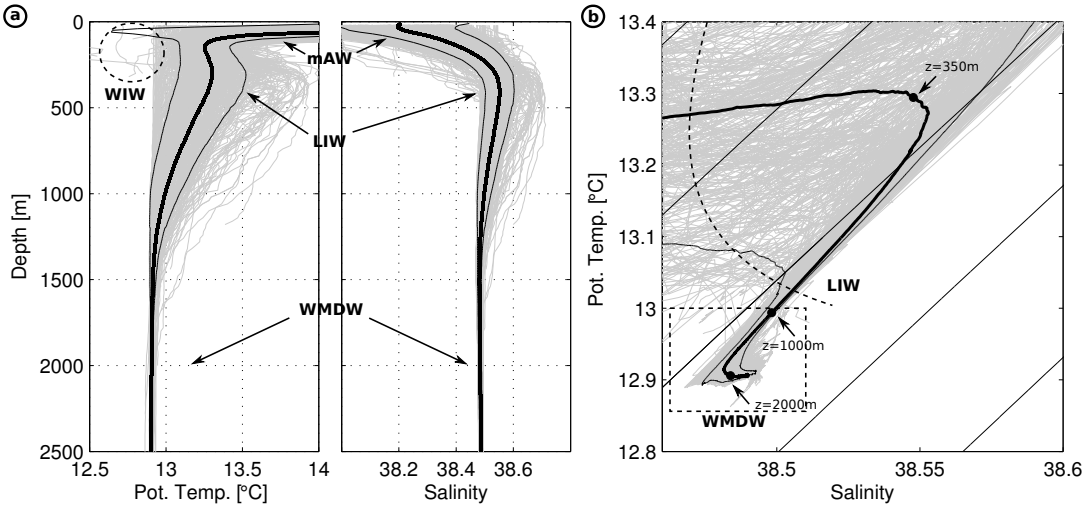


Fig. 0.4 Profils de température potentielle *(a)*, de salinité *(b)* et diagramme θ/S *(c)* construits à partir de données de référence collectées durant 6 campagnes conduites en Méditerranée Nord-occidentaleentre 2012 et 2013 : MOOSE-GE 2012 et 2013, DOWEX 2012 et 2013, DEWEX 2013 leg 1 et 2. La ligne épaisse noire représente le profil moyen des 448 profils tracés en gris clair. Les différentes masses d'eau de la Méditerranée Nord-occidentale ont été annotées : mAW (Eaux Atlantiques modifiées), WIW (Eaux d'Hiver Intermédiaires), LIW (Eaux Levantines Intermédiaires) et WMDW (Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale).

suivie pendant près de deux ans [Armi et al., 1988]. Cette découverte de la fin des années 1970 va ensuite donner lieu à un grand nombre d'études cherchant à expliquer le devenir des Eaux Méditerranéennes qui s'écoulent à profondeur intermédiaire (entre 500 m et 1500 m) le long du talus continental portugais. Ces tourbillons extrêmement stables ont donc été identifiés comme des vecteurs importants et efficaces du transport de sel à travers le bassin Atlantique [Spall, 1994]. Cette signature des Eaux Méditerranéennes dans l'Atlantique pourrait notamment avoir une influence sur la circulation thermohaline globale [Candela, 2001].

e) Les différentes masses d'eau et leur circulation horizontale

On distingue trois masses d'eau principales en Méditerranée Nord-occidentale (voir figure 0.4) :

— les Eaux Atlantiques qui occupent les couches supérieures de l'océan jusqu'à environ 300 m ;
— les eaux intermédiaires que l'on trouve typiquement entre 300 et 1000 m ;
— les eaux profondes qui tapissent le fond des océans jusqu'à la profondeur de 1000 m environ.

Leur circulation est décrite dans différents articles de synthèse [Millot, 1999, Pinardi and Masetti, 2000, Malanotte-rizzoli, 2001, Millot and Taupier-Letage, 2005b, Schroeder et al., 2012], dont nous résumerons la substance principale dans ce qui suit.

Les Eaux Atlantiques

Les Eaux Atlantiques (*"Atlantic Waters"*, AW ci-après), comme leur nom l'indique, proviennent de l'océan Atlantique et occupent toutes les couches superficielles de la Méditerranée. Elles ont néanmoins des caractéristiques variables de l'ouest à l'est du bassin : elles ont une salinité S inférieure à 38 dans le bassin occidental et ce minimum relatif s'estompe dans le bassin oriental du fait de la forte évaporation qui y règne. Elles sont qualifiées d'Eaux Atlantiques modifiées (*"modified Atlantic Waters"*, mAW ci-après) lorsqu'elles possèdent des caractéristiques légèrement plus salées (S ~38 à l'ouest et S ~ 39 à l'est). Cette augmentation de la salinité traduit l'action des processus qui vont les transformer petit à petit en Eaux Méditerranéennes prêtes à retourner dans l'Océan Atlantique. La circulation de bord transporte des AW moins salées, car ayant séjourné moins longtemps en Méditerranée, et on trouve des AW plus salées et amodifiées au centre de chaque sous-bassin.

La circulation des AW est globalement cyclonique[3] à l'échelle des différents bassins. Elle est bien connue grâce notamment aux mesures *in situ*, à l'altimétrie satellitaire et l'utilisation de bouées dérivantes qui renseignent sur les courants de surface [Birol et al., 2010, Poulain et al., 2012a]. Il existe cependant des exceptions à cette assertion : la circulation en mer Ionienne est caractérisée par une oscillation entre phase de circulation cyclonique et anticyclonique [Borzelli et al., 2009, Gacic et al., 2010].

Les Eaux Intermédiaires

Les masses d'eaux intermédiaires sont formées par mélange vertical dû au forçage atmosphérique générant de fortes pertes de chaleur. Subissant l'action de forts vents froids et secs, la couche de mélange, interface entre l'atmosphère et l'océan intérieur, s'approfondit sous l'effet de l'évaporation et du refroidissement générant une forte turbulence sur la verticale. Ce mélange aboutit à la formation d'une nouvelle masse d'eau. Dans l'océan, on qualifie génériquement les eaux formées ainsi d'eaux modales (*"Mode Waters"*). Naturellement, la profondeur maximale atteinte par le mélange varie fortement dans l'espace et dans le temps. Les sites de mélange profond sont toutefois localisés dans des zones aux conditions océaniques favorables et dictées par la circulation générale. Lorsque le mélange atteint une profondeur qualifiée d'intermédiaire (c-à-d ≃ 300-1000 m), on parle alors de formation d'eaux intermédiaires. Comme nous le montre la figure 0.3, la profondeur de la couche de mélange devient importante dans de nombreuses zones de la Méditerranée au mois de février. Nous allons notamment décrire deux sources importantes de formation de masses d'eaux intermédiaires qui seront importantes dans cette thèse :

3. circulant dans le sens antihoraire dans l'hémisphère nord.

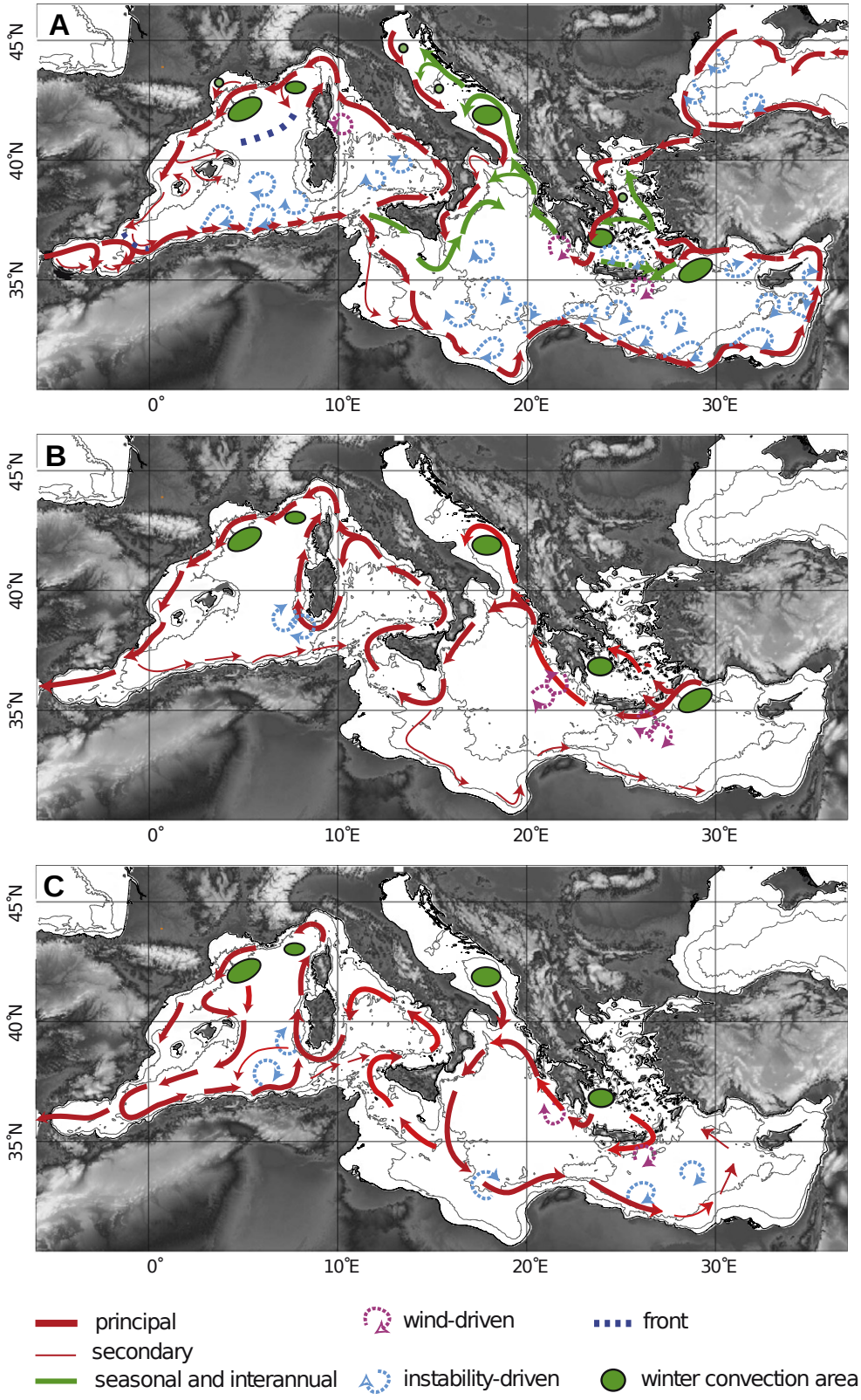


Fig. 0.5 La circulation des masses d'eau *(a)* de surface, *(b)* intermédiaires et *(c)* profondes de la mer Méditerranée. Tiré de [Durrieu De Madron et al., 2011].

— le bassin Levantin, situé dans le bassin oriental (voir figure 0.1) : le mélange peut y atteindre une profondeur d'environ 500 à 1000 m [Lascaratos, 1993]. Ce mélange concerne des mAW relativement chaudes, salées ($S > 39$), générées par une forte évaporation estivale dans cette zone. Une grande quantité de sel va alors être mélangée et transférée des couches de surface vers les profondeurs intermédiaires. Ces eaux intermédiaires s'identifient facilement par un maximum local de température et salinité situé entre 300 et 800 m et sont nommées Eaux Levantines Intermédiaires (*"Levantine Intermediate Waters"*, LIW ci-après). Leur signature est détectable du bassin oriental avec des caractéristiques fortement marquées ($\theta \sim 15°C$ et $S \sim 39$) jusque dans le bassin occidental avec toutefois une signature atténuée ($\theta \sim 13.5°C$ et $S \sim 38.6$). On les retrouve même jusqu'au détroit de Gibraltar où elles participent grandement (environ pour la moitié) à la composition des eaux qui vont quitter la Méditerranée [Bryden et al., 1994, Gascard and Richez, 1985]. Ces eaux représentent un grand réservoir de chaleur et de sel à profondeurs intermédiaires. De fait, les LIW jouent un rôle crucial pour la circulation thermohaline de la Méditerranée[Grignon et al., 2010]. Quand elles atteignent le bassin occidental, ces eaux ont été transformées par mélange avec d'autres masses d'eaux intermédiaires secondaires (Eaux Intermédiaires Crétoises par exemple, [Millot, 2013]), on les nomme toutefois toujours LIW dans le bassin occidental en référence à leur site de formation principale à l'est du bassin. En Méditerranée Occidentale, cette masse d'eau est aussi caractérisée par un minimum relatif en oxygène dissous, traduisant son absence de contact avec l'atmosphère depuis sa formation par rapport aux autres masses d'eau environnantes.

— le bassin nord-occidental : en hiver, le mélange peut atteindre une très grande profondeur dans la région du Golfe du Lion [MEDOC-Group, 1970, Schott et al., 1996, Houpert, 2013]. En revanche, dans une zone périphérique allant généralement de la mer Ligure à l'est à la mer des Baléares à l'ouest, le mélange s'arrête à profondeur intermédiaire ($\sim 200 - 500$ m). Il incorpore peu ou partiellement les LIW chaudes et salées que l'on trouve entre environ 300 et 800 m de profondeur. La masse d'eau formée est alors relativement froide et peu salée ($\theta < 13°C$ et $S < 38.5$). Elle va trouver sa profondeur d'équilibre entre les mAW de surface et les LIW. En dehors de ce schéma classique de formation au large, une masse d'eau similairement froide et peu salée peut également être formée par le mélange localisé sur le plateau du Golfe du Lion. Ce processus a été identifié comme une source importante de ces eaux intermédiaires [Juza et al., 2013], qui jouent un rôle particulier dans la circulation de la mer des Baléares [Pinot et al., 1999]. Contrairement aux LIW, ces eaux sont marquées par une forte concentration d'oxygène dissous due à leur ventilation locale dans le bassin occidental. Cette masse d'eau a été baptisée "Eaux d'Hiver Intermédiaires" (*"Winter Intermediate Waters"*, WIW ci-après).

Ces eaux intermédiaires suivent globalement le trajet cyclonique décrit par les masses d'eau de surface (voir figure 0.5-b). En dehors de cette circulation de bord, elles se répandent sur toute la surface des bassins océaniques de la Méditerranée. Le rôle des tourbillons dans ce transport au large des eaux intermédiaires est crucial et encore mal connu.

Les Eaux Profondes

Les eaux profondes , que l'on trouve au-delà de 1000 m de profondeur, sont formées dans des sites très particuliers du bassin oriental (mer Adriatique et mer Égée) et occidental (Golfe du Lion) de la mer Méditerranée (voir figure 0.5-c). En effet, la production de ces eaux profondes implique un ensemble de processus complexes, qui ne se restreint pas uniquement à la présence, bien que nécessaire, de fortes pertes de chaleur hivernales. Ces processus seront détaillés un peu plus avant dans la partie f).

— Les Eaux Profondes de la Méditerranée Orientale (*"Eastern Mediterranean Deep Water"*, EMDW ci-après) sont généralement formées en mer Adriatique et situées à l'ouest du bassin oriental sous l'effet de la Bora. Au cours de la décennie 1990, les conditions météorologiques ont cependant été plus favorables à la production d'eaux profondes en mer Égée, formant ainsi des eaux moins froides ($\theta \sim 14°C$) et surtout plus salées ($S \sim 39.1$). Ces eaux profondes , plus denses que les eaux profondes présentes dans le bassin oriental et habituellement formées en Adriatique, et qui s'écoulent dans le bassin Ionien ($\theta \sim 13.3°C$ et $S \sim 38.7$), ont provoqué un changement brutal de la composition des EMDW. Cet événement, nommé *"Eastern Mediterranean Transient"* (EMT), a eu un impact sur les caractéristiques des eaux qui s'écoulent vers le bassin occidental en profondeur par le détroit de Sicile [Gasparini et al., 2005]. Ainsi, la propagation du signal de l'EMT vers l'ouest s'est manifesté au niveau des LIW et aurait été à l'origine l'événement de production massif d'eaux profondes de l'hiver 2005 aux caractéristiques exceptionnellement chaudes et salées [Schroeder et al., 2006, Schroeder et al., 2008a, Schroeder et al., 2010]. Cette hypothèse continue cependant de faire débat : d'autres hypothèses ont été avancées pour expliquer l'événement exceptionnel de 2005, comme la faible intensité de la convection profonde dans le Golfe du Lion durant la décennie 1990 [Herrmann et al., 2010].

— Les Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale (*"Western Mediterranean Deep Waters"*, WMDW) sont toujours formées en Méditerranée Nord-occidentale par convection profonde hivernale. Ce phénomène n'a pas lieu tous les ans, mais subit une forte variabilité interannuelle [Mertens and Schott, 1998, Schroeder et al., 2008b]. L'intensité de la convection profonde, ainsi que le volume d'eaux profondes formé, varie également et est un indicateur difficile et pourtant crucial à estimer. Pour l'hiver 2012, [Durrieu de Madron et al., 2013] détermine un volume de ~35 000 km^3 , qui ramené

sur une période d'un an, correspond à un flux vertical d'environ 1.1 Sv[4]. Ce chiffre est proche de l'estimation de 2.4 Sv faite par [Schroeder et al., 2008a] pour les hivers 2005 et 2006 réunis, mais reste supérieur aux valeurs usuellement admises de 0.5 Sv [Rhein, 1995]. Ceci suggère donc que le Méditerranée Occidentale a subi un intense renouvellement des eaux profondes lors de la dernière décennie. Les mesures faites entre le début du XX^{e} siècle et les années 1960s montraient une grande stabilité dans les propriétés hydrographiques des WMDW avec une température d'environ 12.65°C et salinité de 38.40 [Lacombe et al., 1985]. Cependant, leur température est ensuite passée d'environ θ ~12.65°C dans les années 1960 à θ ~12.80°C dans les années 1990 [Béthoux et al., 1990]. Elles ont actuellement une température potentielle d'environ 12.9°C et une salinité de 38.50. Comme nous l'avons évoqué précédemment, les hivers 2005 et 2006 ont été marqués par de forts épisodes convectifs ayant provoqué une augmentation brutale et spectaculaire de la température (+0.04°C) et de la salinité (+0.02) des WMDW [Schroeder et al., 2010]. Plus récemment, la convection profonde a également été particulièrement active avec 5 épisodes consécutifs de convection profonde atteignant le fond à environ 2300 m entre 2009 et 2013 [Houpert, 2013]. Il a été observé dans le passé que cette convection peut s'étendre à la mer Ligure à l'est du Golfe du Lion, comme l'ont révélé des données de flotteurs profileurs lors de l'hiver 2006 [Smith et al., 2008], mais ce phénomène reste toutefois principalement localisé dans la zone du Golfe du Lion où les conditions océaniques sont les plus favorables au mélange profond.

En plus du phénomène de convection profonde qui forme des eaux profondes au large, le phénomène de *"cascading"* d'eaux denses en provenance du plateau peut avoir lieu occasionnellement sur le plateau du Golfe du Lion ou en mer Adriatique [Durrieu de Madron et al., 2005, Ivanov et al., 2004]. Nous donnerons un peu plus de détails sur ce phénomène dans la partie f).

f) Focus sur la Méditerranée Occidentale

Circulation générale

Dans cette thèse, nous nous intéresserons particulièrement au bassin occidental et à sa partie nord (située entre 0-10°E et 40-45°N). La figure 0.6 illustre par la température de surface (*"Sea Surface Temperature"*, ci-après SST) une situation typique et est annotée des principaux traits de la circulation générale de surface.

Dans la partie sud du bassin, des AW peu salées entrent au niveau du détroit de Gibraltar. Ces eaux de surface re-circulent dès leur entrée en mer d'Alboran autour de circulations anticycloniques intenses [Tintore et al., 1988]. Un courant généré par la présence de ces AW peu denses émerge ensuite le long du talus continental algérien : le courant Algérien (AC)

4. 1 Sv = 10^6 m^3 s^{-1}, unité de flux de masse océanique nommée en l'honneur du célèbre océanographe Harald Sverdrup

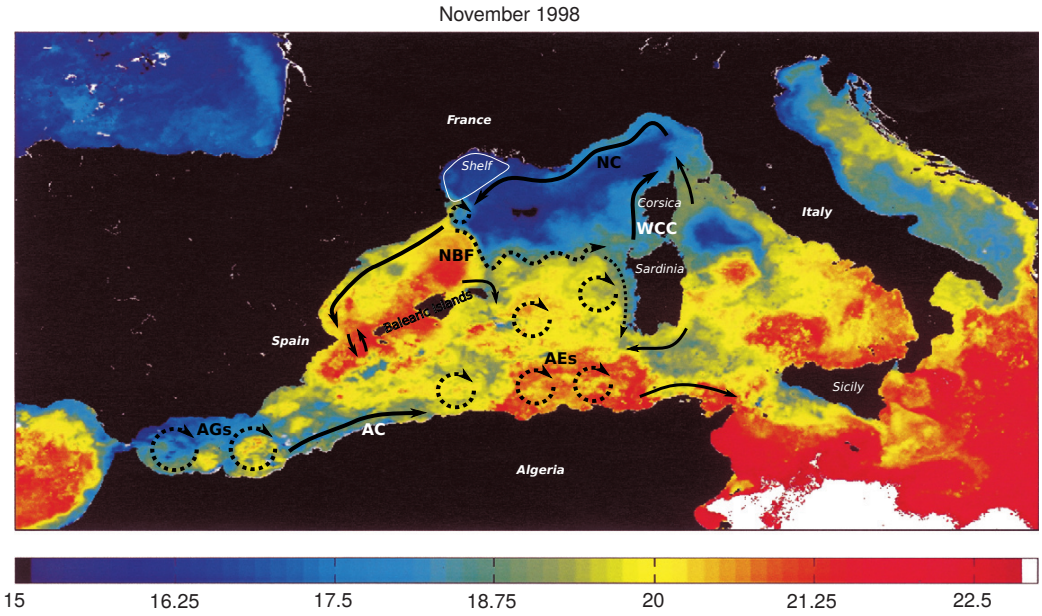


Fig. 0.6 Image de température de surface de la Méditerranée Occidentale mesurée par satellite en novembre 1998. La figure a été adaptée de [Robinson et al., 2001] et on y indique les traits principaux de la circulation du bassin : *Alboran Gyres* (AGs), *Algerian Current* (AC), *Algerian Eddies* (AEs), *Western Corsica Current* (WCC), *Northern Current* (NC), *North-Balearic Front* (NBF). La région du plateau (*"shelf"*) du Golfe du Lion a également été délimitée.

[Arnone et al., 1990]. Celui-ci est connu pour être instable et donne naissance à de nombreux tourbillons, appelés tourbillons algériens (*"Algerian Eddies"*, AEs) [Millot et al., 1990], que l'on peut repérer sur des images de température de surface. Ces tourbillons anticycloniques aux vitesses intensifiées en surface ont un rayon variant de 50 km à 100 km. Ils se forment au niveau des côtes algériennes, puis migrent vers l'est où, bloqués par le canal de Sardaigne-Tunisie, ils prennent une route vers le nord jusqu'à la limite du Front Nord-Baléares (*"North-Balearic Front"*, NBF) et, si leur durée de vie le permet, ensuite vers l'ouest en suivant les circulations générales de gyres cycloniques concernant l'ensemble du bassin algérien [Testor et al., 2005b]. La présence de ces nombreux tourbillons anticycloniques, l'écoulement de surface le long du talus Sarde semble résulter de l'effet de ces tourbillons et orienté vers le sud. C'est ce qui a été identifié dans de récentes études basées sur des observations [Poulain et al., 2012b] et modèles numériques [Pinardi et al., 2013]. On remarque également la présence d'eaux froides bien visibles sur l'image de SST de la figure 0.6, qui correspond à une situation d'*upwelling*.

Dans la partie nord du bassin, la circulation est connue comme étant cyclonique et caractérisée au nord par un courant de bord intense (connu sous le nom de "Courant Nord " (NC) ou "Courant Liguro-Provençal" ou encore "Liguro-Provençal-Catalan") [Millot, 1999]. Il se forme dans le golfe de Gênes par la jonction du Courant Ouest-Corse (*"Western Corsica Current"*, WCC) et d'une branche provenant de la mer Tyrrhénienne à travers le canal

de Corse. Sa structure de courant présente une intensification en surface avec des vitesses maximales dépassant généralement les 50 cm s^{-1}. Il possède une forte variabilité saisonnière associée aux épisodes de mélange profond au large, localisés au centre de la circulation cyclonique du bassin [Alberola et al., 1995, Sammari et al., 1995]. Ce gyre cyclonique est fermé au sud par le courant associé à la présence d'un front de densité traversant le bassin d'ouest en est : le Front Nord-Baléares . La dynamique de ce front possède une variabilité spatio-temporelle très importante, qui reste toujours très mal connue. Il constitue une barrière dynamique importante entre les parties nord et sud de la Méditerranée Occidentale [Mancho et al., 2006], qui ont de fait un fonctionnement physique très différent. Sur le plateau du Golfe du Lion se forment des tourbillons côtiers de mésoéchelle d'un rayon d'environ 15-20 km [Hu et al., 2011]. Un exemple de ce type de tourbillons est clairement visible sur la carte de SST de la figure 0.6. Ces tourbillons sont générés par le vent avant de se propager ensuite par interaction avec le Courant Nord le long de la côte Catalane [Rubio et al., 2009].

Sous la couche de surface, on trouve les Eaux d'Hiver Intermédiaires qui jouent un rôle important dans la circulation de la mer des Baléares. En effet, il a été observé par le passé que des structures anticycloniques formées de WIW ont la capacité à renverser le sens des échanges au niveau du canal d'Ibiza [Pinot et al., 1999, Heslop et al., 2012]. Des tourbillons de WIW ont également été observés entre la France et l'Algérie [Fuda et al., 2000], encore en mer Ligure [Gasparini et al., 1999] et semblent avoir une importance négligée dans l'export des Eaux Méditerranéennes à Gibraltar [Millot, 2009].

Concernant la circulation des LIW, celles-ci empruntent globalement le même circuit cyclonique que les eaux de surface, à part le long du talus Sarde où elles ont plutôt tendance à remonter vers le nord en provenance de la mer Tyrrhénienne [Millot, 1987]. Cette zone de divergence des courants de surface et profonds a été identifiée comme une zone intense en ce qui concerne les échanges côte/large [Testor et al., 2005a, Millot and Taupier-Letage, 2005a]. C'est le long du talus continental, et en particulier le long de la Sardaigne et la Corse, que l'on trouve les LIW les plus marquées (c-à-d plus chaudes et plus salées) du bassin occidental de la Méditerranée , caractérisées ces dernières années par une température d'environ 13.8°C et une salinité d'environ 38.7 [Bosse et al., 2015]. Cette masse d'eau joue un rôle particulièrement important dans le fonctionnement physique de la Méditerranée Nord-occidentale car elle a un impact sur le phénomène de convection profonde qui a lieu dans le Golfe du Lion. En effet, elles permettent d'injecter une grande quantité de sel et de chaleur dans la colonne d'eau à profondeur intermédiaire et favorisent ainsi le mélange vertical [Grignon et al., 2010]. L'étalement de ces eaux à travers la Méditerranée Occidentale revêt donc une importance cruciale.

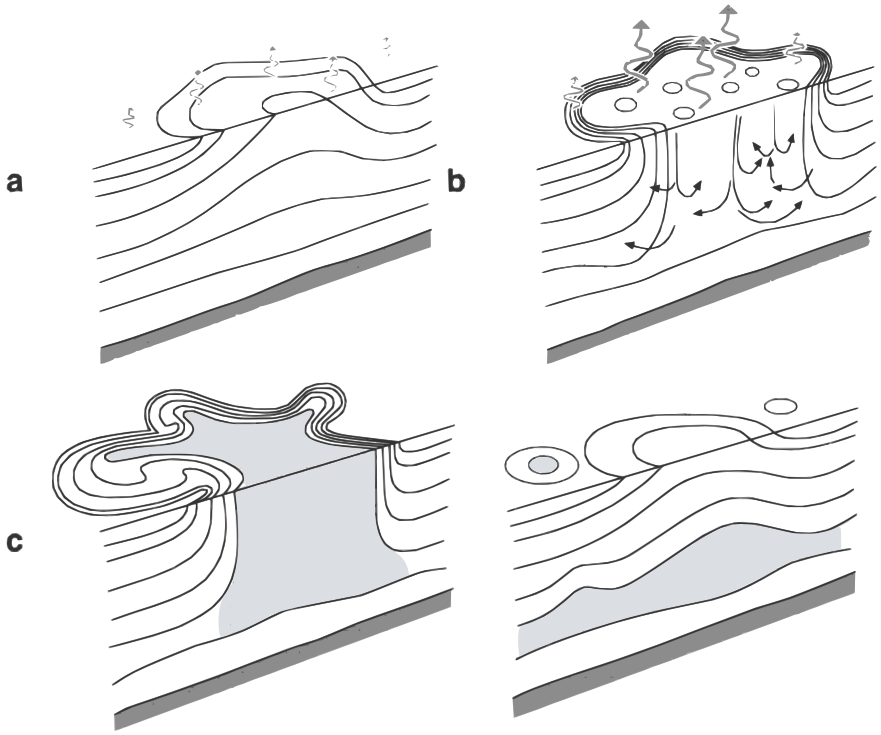


Fig. 0.7 Schéma des différentes phases de la convection profonde océanique en mer ouverte : *(a)* le préconditionnement ; *(b)* la phase de mélange violent ; *(c)* la phase d'étalement des eaux nouvellement formées. D'après [Marshall and Schott, 1999].

Le phénomène de convection profonde

La zone du Golfe du Lion en Méditerranée Nord-occidentale est un des rares sites de l'océan global où peut avoir lieu le phénomène de convection profonde. En dehors de cette région, on trouve ce phénomène dans les océans (sub)polaires : en mer du Labrador et du Groenland dans l'hémisphère Nord et mer de Weddell dans l'hémisphère Sud (voir notamment [Killworth, 1983] et [Marshall and Schott, 1999] pour une revue de ce phénomène). Ces régions océaniques ont toutes en commun de subir d'intenses pertes de chaleur hivernales dues à d'intenses vents froids et secs. Dans les zones polaires, la production de glace de mer, qui s'accompagne de rejet de saumure, aide à provoquer une augmentation de la densité des eaux de surface et l'approfondissement du mélange vertical. En Méditerranée, c'est principalement l'évaporation et la différence de température entre l'air et les eaux de surface relativement chaudes (13°C) qui déclenchent ce phénomène. Ajouté à ce forçage atmosphérique important et nécessaire au phénomène de formation d'eaux profondes, ces bassins océaniques possèdent tous une stratification suffisamment faible pour permettre au mélange d'atteindre localement (zone de 50-100 km d'échelle horizontale) de grandes profondeurs (>1500-2000 m) ou le fond. La zone de mélange profond est tou-

jours située au centre d'une circulation cyclonique de plus grande échelle, dont nous avons précédemment dressé les caractéristiques principales dans le cas de la Méditerranée Nord-occidentale.

Ce phénomène, crucial pour la ventilation de l'océan profond et le renouvellement des eaux profondes , a été documenté pour la toute première fois à partir d'observations en Méditerranée, où les mesures *in situ* collectées par des navires océanographiques sont plus aisées à faire en hiver que dans les régions polaires. Une étude pionnière a ainsi permis d'identifier les trois phases du phénomène de convection profonde [MEDOC-Group, 1970] : (voir figure 0.7)

(a) La phase de préconditionnement : Une circulation cyclonique à l'échelle du bassin engendre une remontées des isopycnes [5] et favorise ainsi l'approfondissement du mélange vertical au centre de cette circulation durant les épisodes de fortes pertes de chaleur.

(b) La phase de mélange : Lorsque les vents froids et secs soufflent sur la zone préconditionnée par la circulation de grande échelle, de fortes pertes de chaleur sont engendrées à la surface de l'océan. Lors d'un coup de vent typique dans le Golfe du Lion, les pertes de chaleur peuvent facilement atteindre -1000 W m^{-2} [Mertens and Schott, 1998]. Une zone mélangée, dont le rayon typique est de 50 à 100 km, se forme ainsi et s'approfondit progressivement. Les eaux constituant cette zone de mélange ont des propriétés homogènes à cause de l'intense turbulence verticale qui y règne. Ce mélange provoque aussi le renforcement des gradients horizontaux de densité qui entraîne des phénomènes d'instabilité barocline [Gascard, 1978, Gascard and Clarke, 1983] et la formation de tourbillons responsables de l'export des eaux profondes nouvellement formées ainsi que la restratification de la zone mélangée. Dans la région du Golfe du Lion durant les cinq hivers de la période 2009-2013, le mélange vertical n'a été stoppé que par le fond de l'océan à 2300 m [Houpert et al., 2016]. Dans la zone convective, un profil vertical de température peut montrer une température extrêmement homogène, mais en réalité la zone de convection présente des inhomogénéité spatiales horizontales à moyenne [Frajka-Williams et al., 2014] et petite échelle [Marshall and Schott, 1999]. Si on s'intéresse aux plus petites échelles cohérentes du mélange vertical, on trouve la présence de "plumes convectives", dont le diamètre est de l'ordre de 1 km et dans lesquelles se concentrent d'intenses mouvements descendants et ascendants caractérisés par une vitesse verticale pouvant atteindre 10-15 cm s^{-1} [Schott and Leaman, 1991]. Ces plumes sont très difficiles à observer et à caractériser de part leur petite taille (~1 km) et leur courte durée de vie de l'ordre d'une période d'inertie (18 heures à 42°N).

5. Courbes d'égales densité

(c) La phase de restratification et d'étalement des eaux profondes nouvellement formées : Au printemps, le bilan de chaleur de l'océan devient positif. La colonne d'eau, qui était alors maintenue homogène par ces intenses pertes de chaleur, se restratifie rapidement, notamment par l'action des tourbillons générés par l'instabilité de la circulation bordant la zone de convection [Visbeck et al., 1996, Jones and Marshall, 1997]. Ces processus d'instabilité vont générer d'importants échanges latéraux entre la zone mélangée faiblement stratifiée et la région extérieure stratifiée. En Méditerranée Nord-occidentale, l'exportation des eaux profondes nouvellement formées est contrôlée principalement par deux phénomènes dans des proportions équivalentes (de l'ordre de 50 % du volume total des eaux formées) : d'une part, par le drainage des eaux profondes par le Courant Nord [Send et al., 1996] et, d'autre part, par le transport par des structures tourbillonnaires de subsurface d'un rayon proche de 5 km garant leur cohérence pendant plus d'un an, ce qui leur permet de voyager dans tout le bassin de la Méditerranée Occidentale [Testor and Gascard, 2003, Testor and Gascard, 2006].

Cette description en trois phases suggère implicitement une succession temporelle mais, de fait, ces trois phases interagissent avec des effets de préconditionnement, de restratification et d'étalement qui sont importants pendant la phase de mélange vertical violent par exemple. De même, il semble y avoir un effet de mémoire d'une année sur l'autre : la phase de restratification et d'étalement conditionnent également le préconditionnement de l'hiver suivant.

La *cascading* d'eaux denses formées sur le plateau du Golfe du Lion

Du fait de la faible profondeur du plateau dans le Golfe du Lion (environ 100 m, voir figure 0.8-*gauche*), les eaux vont y être rapidement mélangées jusqu'au fond en hiver. La persistance de fortes pertes de chaleur sur une colonne d'eau homogène a alors provoqué un refroidissement important de ces eaux ($\theta < 10°C$). Certains hivers, le refroidissement est si extrême qu'il forme une masse d'eau plus dense que les eaux profondes qui se trouvent au large (figure 0.8-*droite*). On parle alors de formation d'Eaux Denses de Plateau (*"Shelf Dense Waters"*, SDW ci-après). Lors de périodes favorables, de très fortes vitesses horizontales proche de 1 m s^{-1} au fond de canyons ont été mesurées au niveau de la partie ouest du talus bordant le plateau du Golfe du Lion transportant ces SDW dans un phénomène que l'on nomme *"cascading"* d'eaux denses [Canals et al., 2006]. Les eaux du *cascading* vont alors interagir avec les LIW chaudes et salées transportées par le Courant Nordet atteindre une profondeur d'équilibre variable en fonction des caractéristiques des SDW et de la situation au large.

Ce phénomène a lieu dans des conditions climatiques particulières et notamment lors des hivers les plus rigoureux. Dans le Golfe du Lion, des événements de *cascading* ont été rapportés pendant les hivers 1971, 1980, 1988, 1999 [Béthoux et al., 2002], 2005, 2006 [Puig et al., 2013]

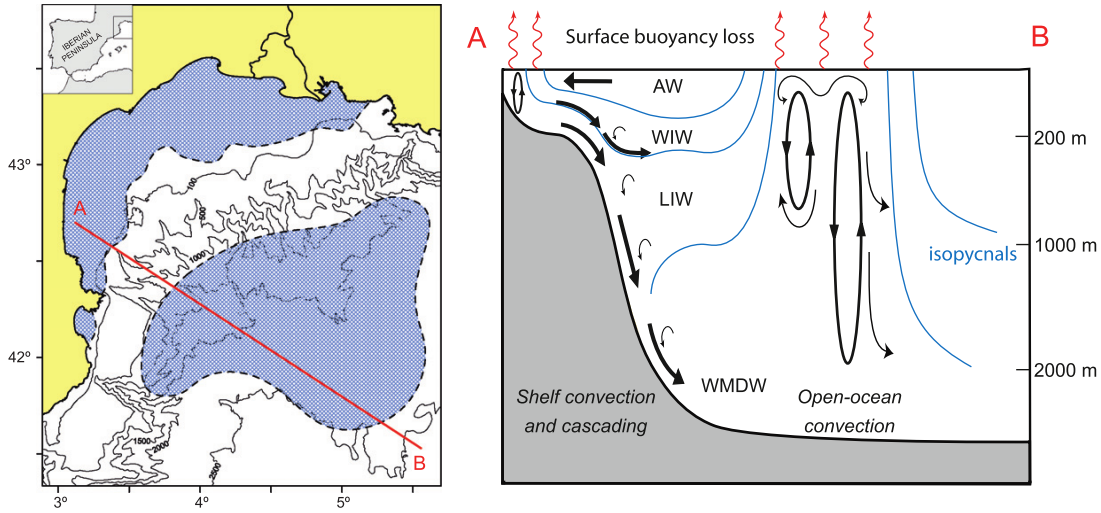


Fig. 0.8 Schéma de l'interaction entre la convection profonde au large et du *cascading* dans le Golfe du Lion : *(à gauche)* Carte bathymétrique du Golfe du Lion avec en bleu près de la côte la zone concernée par la production d'eaux denses sur le plateau et au large celle concernée par la convection profonde ; *(à droite)* Coupe verticale schématique à travers la zone de convection (le long d'une ligne définie par les points A et B). Tiré de [Puig et al., 2013].

g) Les cycles biogéochimiques de la mer Méditerranée

Le phytoplancton (du grec, *phyto* : "végétal" et *plancton* : "errant") désigne l'ensemble des micro-algues végétales qui vivent en suspension dans l'eau de mer et qui ont un rôle *a priori* passif vis-à-vis des courants océaniques. Il constitue le premier élément de la chaîne trophique des océans. En effet, le phytoplancton sert de nourriture de base au zooplancton, qui constitue la branche animale du plancton. Contrairement au phytoplancton, le zooplancton a la capacité de migrer sur la verticale [Genin et al., 2005]. La taille du plancton varie de < 0.2 μm à l'échelle centimétrique pour certaines espèces de zooplancton. Le zooplancton sert ensuite de nourriture à de petits poissons pélagiques, ainsi qu'à la plupart des grands cétacés. Malgré sa taille microscopique, le plancton représente près de 98 % de la biomasse des océans et la moitié de la biomasse globale [Longhurst et al., 1995]. La diversité planctonique est immense et encore très mal comprise. Elle a fait l'objet de nombreuses études, des premières planches dessinées d'organismes planctoniques au milieu du XIX^{e} siècle [Haeckel, 1862], à l'échantillonnage planétaire réalisé par l'expédition TARA de 2009 à 2013 [Bork et al., 2015]. Par le processus de photosynthèse, le phytoplancton produit une grande partie de l'oxygène que nous respirons, tout en capturant du carbone. En se dégradant, ce carbone va alors être piégée dans les sédiments du fond des océans. Cette pompe biologique de carbone participe ainsi à la séquestration du carbone et joue un rôle crucial dans le climat actuel, puisqu'on estime que les océans absorbent au total près de ~50 % des émissions de carbone d'origine anthropique [Sabine et al., 2004]. Cette absorp-

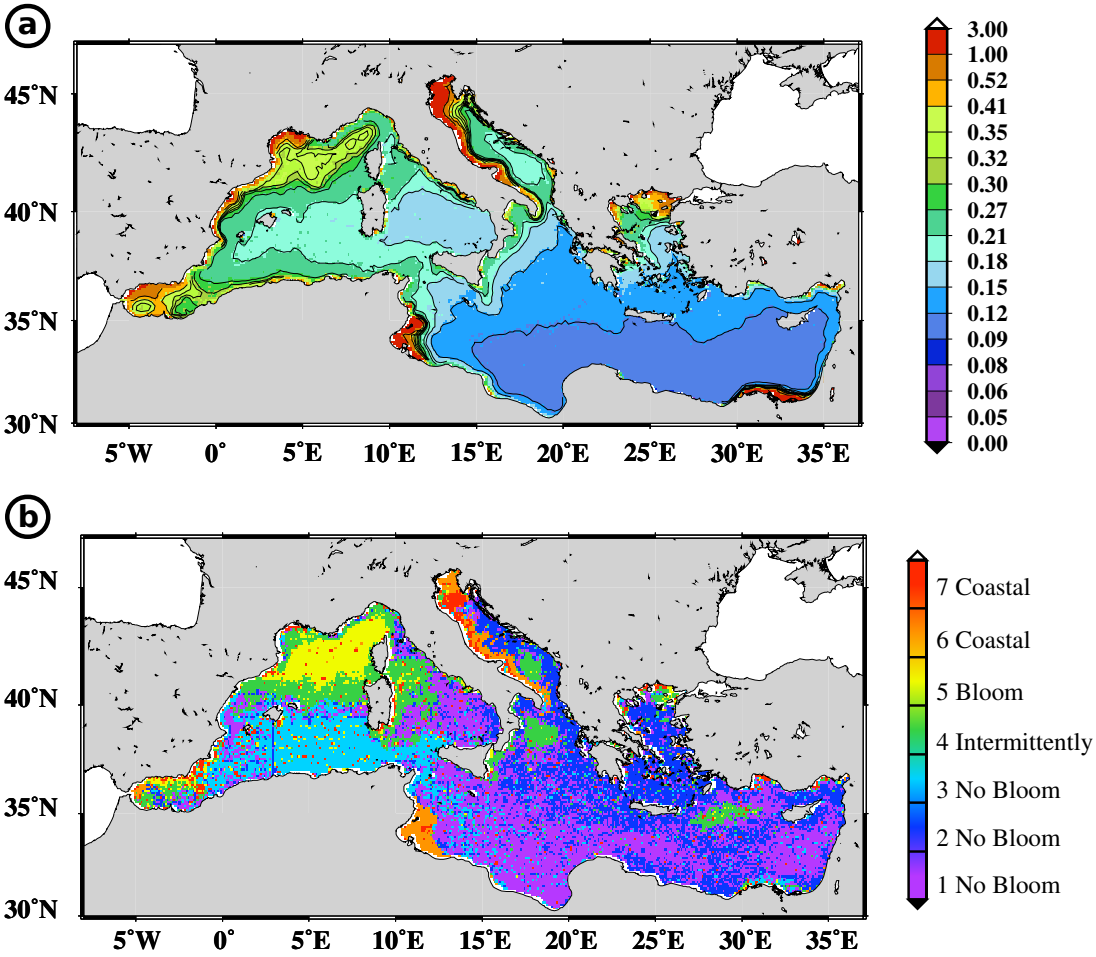


Fig. 0.9 **a)** Moyenne sur 10 ans des observations spatiales de chlorophylle de surface (en mg m^{-3}) ; **b)** Différentes classes (bio-régions) définies par la méthode des *k-means* sur le cycle saisonnier de chaque région. Tirés de [D'Ortenzio and Ribera d'Alcalà, 2008].

tion de carbone n'est cependant pas sans conséquence pour l'acidification des océans, qui affecte particulièrement certaines espèces de plancton utilisant la calcite pour former leur squelette [Orr et al., 2005]. L'étude des facteurs environnementaux qui contrôlent son développement est donc d'une importance capitale.

Tout comme les plantes photosynthétiques terrestres, le phytoplancton se développe à partir du soleil et de nutriments via la réaction de photosynthèse transformant ainsi le Carbone Inorganique Dissous (DIC) en Carbone Organique Particulaire (POC) avant qu'il ne soit dégradé en Carbone Organique Dissous (DOC) puis DIC. Cette réaction se fait en conditions favorables d'ensoleillement et en présence de sels nutritifs. Les principaux nutriments que l'on trouve dans l'océan sont : les nitrates (NO_3), les phosphates (PO_4) et les silicates ($Si(OH)_4$). En général, ces nutriments sont abondants dans les couches profondes de l'océan et ont une concentration quasi nulle proche de la surface. On nomme nutri-

cline, l'interface entre ces deux milieux. Tant qu'elles reçoivent suffisamment d'énergie solaire, les cellules phytoplanctoniques se divisent et se développent rapidement, et captent les nutriments du milieu jusqu'à épuisement des stocks. On distingue donc classiquement deux catégories de milieux marins du point de vue des cycles biogéochimiques :

— Les milieux pauvres en nutriments (*"nutrients limited"* ou oligotrophe) : On trouve généralement ces zones dans les régions tropicales, où le flux solaire est toujours important au cours de l'année, mais les concentrations en nutriments sont faibles dans la couches euphotique car le mélange vertical est faible dans ces régions et l'océan très stratifié. La profondeur de la couche de mélange atteint donc difficilement la nutricline. Dans ces régions, les concentrations de phytoplancton sont relativement faibles tout au long de l'année et se concentrent autour d'un maximum situé en profondeur autour de 50 à 150 m de profondeur (*"Deep Chlorophyll Maximum"*, DCM) à la base de la couche de mélange. De l'automne à l'hiver, on peut toutefois observer une augmentation des concentrations de phytoplancton du DCM car des phénomènes de mélange peuvent épisodiquement injecter des nutriments dans la couche euphotique. En Méditerranée, on retrouve ce mode de fonctionnement dans le bassin oriental et dans le sud du bassin occidental (régions *"no-bloom"* de la figure 0.9-b).
— Les régions pauvres en lumière (*"light limited"*) : Ces zones sont typiquement associées aux régions polaires, où le mélange vertical est très important en hiver. Cela provoque à la fois une augmentation des concentrations en nutriments dans la couche de surface, mais également une diminution du temps passé par le phytoplancton dans la couche euphotique, limitant ainsi sa croissance. Dès que les conditions redeviennent favorables, une efflorescence printanière (ou *"bloom"* printanier) se déclenche et se traduit par une croissance exponentielle du phytoplancton jusqu'à épuisement des stocks de nutriments injectés dans la couche euphotique par le mélange hivernal. En Méditerranée, on retrouve des zones de type *"bloom"* dans les zones de mélange vertical profond comme la région du Golfe du Lion en Méditerranée Nord-occidentale (voir figure 0.9-b), ce qui en fait une des régions les plus productives de la mer Méditerranée (voir figure 0.9-a). On trouve également ce type de fonctionnement par intermittence au sud de la mer Adriatique, en mer Ionienne et dans le Bassin Levantin.

D'un point de vue biogéochimique, la mer Méditerranée est une zone particulièrement intéressante à étudier car elle concentre de nombreux aspects de fonctionnement que l'on retrouve dans l'océan global. Cela rend donc la compréhension de son fonctionnement d'autant plus intéressante que cela permet de mieux appréhender des processus plus globaux, comme ceux liés à l'initiation de l'efflorescence printanière par exemple. En effet, de nombreuses théories écosystémiques [Behrenfeld, 2010] et physiques [Taylor and Ferrari, 2011b] ont récemment émergé sur ce sujet remettant en cause la théorie classique de Sverdrup admise depuis près de 50 ans [Sverdrup, 1953].

2 Observations *in situ* en Méditerranée Nord-occidentale

a) Les techniques de mesure *in situ* de l'océan

Les données collectées par les navires océanographiques

L'océan est un milieu hostile, difficile d'accès et opaque. Même si certains courants marins, comme le *Gulf Stream*, ont été découvert par les premiers navigateurs espagnols à s'aventurer au large dès le XV^{e} siècle, les propriétés de subsurface de l'océan sont restées très longtemps mystérieuses. Les premières missions océanographiques étaient de véritables expéditions longues et périlleuses, qui ont permis de faire des avancées considérables pour l'époque. La mission Challenger (1872-1876), ayant coûté la vie à 10 personnes, et malgré tout considérée comme un grand succès et la première grande mission océanographique, a ainsi permis de réaliser plus de 400 sondages dans l'océan profond et de découvrir de nombreuses espèces marines.

Du début du XX^{e} jusque dans les années 1970, les mesures étaient réalisées à des profondeurs fixes grâce à des thermomètres à renversement capables de conserver l'information de température lors de la remontée à bord de l'instrument et des bouteilles Niskin capables d'emprisonner de l'eau à profondeur donnée pour faire des analyses de salinité à bord, par exemple. La possibilité de mesurer en continue les propriétés de l'océan sur la verticale a constitué une véritable révolution. Celle-ci est intervenue avec l'apparition dans un premier temps du bathythermographe, puis de la bathysonde dans les années 1970. La bathysonde est un système électronique d'acquisition continue de mesures *in situ* des paramètres de l'océan. Ce type d'instrument, d'une grande fiabilité, est toujours utilisé de nos jours. Aujourd'hui, une bathysonde regroupe de nombreux capteurs : généralement, un

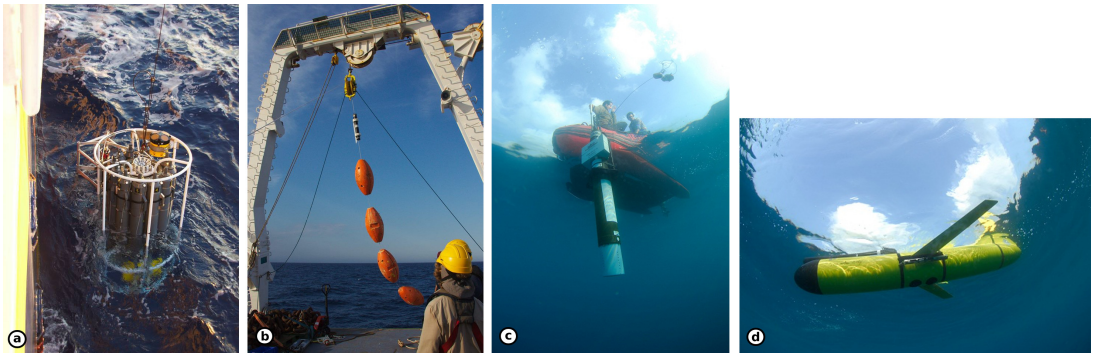


Fig. 0.10 Images de différents moyens d'observation *in situ* de l'océan. **(a)** Mise à l'eau d'une rosette : on distingue différents instruments comme un ADCP, des bouteilles Niskin, un PVM fixé à l'extérieur, ainsi que la bathysonde située dans la partie inférieure immergée. **(b)** La relève du mouillage LION en juillet 2014 : les boules oranges sont des bouées de flottabilité et on distingue un courantomètre fixé au câble du mouillage. **(c)** Un flotteur profileur Argo. **(d)** Un glider en surface. [Crédit photos : a) et b) Timothée Bourgeois (LSCE) durant la campagne MOOSE-GE 2014, c) et d) David Luquet (LOV)]

capteur de température, conductivité et pression (CTD pour *"Conductivity, Temperature, Depth"*), un fluorimètre mesurant indirectement la concentration du phytoplancton, un transmissiomètre pour la turbidité de l'eau, et un capteur mesurant l'oxygène dissous. La bathysonde est placée au centre d'une cage métallique de protection appelée "rosette", qui peut servir de support pour fixer des bouteilles Niskin de prélèvement d'eau à différentes profondeurs, ainsi que d'autres instruments comme un ADCP [6] ou un PVM [7] par exemple (voir figure 0.10-a). Lorsque le navire est "en station" (c-à-d essaie de maintenir une position géographique fixe), un câble électro-porteur permet de descendre la rosette tout en transmettant les données en direct à bord, où les opérateurs peuvent également envoyer des commandes de déclenchement des bouteilles Niskin.

Les mouillages

Un mouillage est une plateforme de mesure au point fixe. Il est constitué d'un ancrage au fond et d'un câble tendu par des éléments flottants (souvent des sphères en verre moins denses que l'eau de mer) et sur lequel sont fixés des instruments à différentes profondeurs (voir figure 0.10-b). La tête de mouillage n'atteint en général pas la surface de l'océan, mais reste en dessous de 50-100 m sous la surface pour éviter de potentielles interactions avec les activités de pêche et avec le trafic maritime. Une ligne de mouillage est déployée pour une durée d'un à deux ans maximum par un navire océanographique. La maintenance d'une ligne de mouillage nécessite des interventions régulières. La récupération des données se fait uniquement si les instruments sont ramenés à bord sans encombre et si les capteurs ont fonctionné correctement. Déployer des mouillages peut donc s'avérer être un pari risqué dans des régions difficile d'accès comme les régions polaires. Pour palier à ce problème de disponibilité des données, des systèmes de transmission en temps réel (via câble sous-marin) ou de récolte à distance des données de mouillage (via communication inductive/acoustique vers une bouée de surface capable de transmettre les informations récoltées par satellite) ont été récemment mis en place et sont testés sur quelques sites dans le monde.

Les mouillages sont généralement équipés de capteurs CTD et de courantomètres qui permettent de mesurer la température, la salinité, la pression, ainsi que les courants dans les trois directions de l'espace à différents niveaux sur la verticale. La fréquence d'échantillonnage des instruments est réglée en fonction de contraintes d'autonomie. En général inférieure à une heure, elle permet d'accéder aux petites échelles de variabilité temporelle des ondes internes, ainsi qu'aux signaux de plus basse fréquence associés aux tourbillons et aux courants océaniques ou encore aux tendances long terme quand elles émergent de la variabilité de plus petite échelle.

6. *"Acoustic Doppler Curent Profiler"* servant à mesurer des courants par effet Doppler causé par les particules en suspension dans l'eau.

7. "Profileur Vidéo Marin" qui sert à l'étude des particules en suspension et du zooplancton, plus de détails peuvent être trouvés à l'adresse suivante : http://www.obs-vlfr.fr/~pvm/.

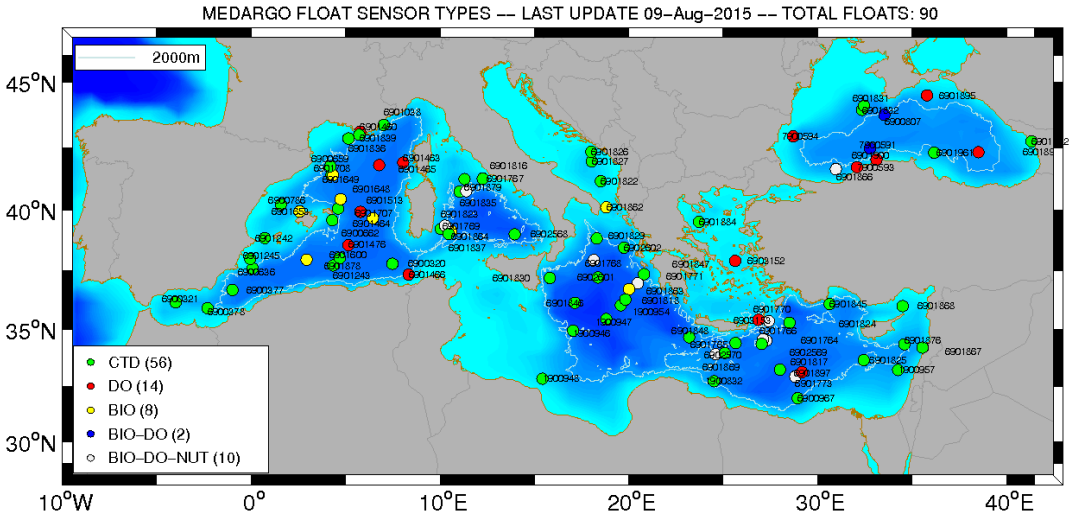


Fig. 0.11 Position des flotteurs profileurs Argo actifs en août 2015 en mer Méditerranée. Les flotteurs sont répertoriés selon le type de mesure qu'ils effectuent : température/salinité uniquement (CTD) et en plus des mesures d'oxygène dissous (DO), de fluorescence (BIO) et de concentration en nitrate (NUT). Source : http://nettuno.ogs.trieste.it/sire/medargo/active/index.php.

Des capteurs d'oxygène servent également à observer la ventilation de l'océan profond ; et des pièges à particules permettent de quantifier les flux de sédiments [Stabholz et al., 2013].

Les flotteurs profileurs Argo

Un flotteur profileur Argo est une plateforme autonome d'observation de l'océan hauturier. D'aspect cylindrique (hauteur ~1.5 m pour un diamètre d'une vingtaine de centimètres), il est actionné par une pompe reliée à une vessie d'huile capable de modifier le volume immergé de l'instrument de quelques centaines de cm^3 (voir figure 0.10-c). En ajustant ainsi sa flottabilité, cela lui permet d'évoluer sur la verticale entre la surface et une profondeur maximale de 2000 m. Son fonctionnement est cyclique et suit deux phases :

— la phase de parking : Pendant cette phase, le flotteur dérive avec les courants pendant une durée prédéfinie (3-4 jours en Méditerranée, 10 jours en général) et à une profondeur donnée (400 m en Méditerranée, 1000 m en général).

— la phase d'échantillonnage : Le flotteur plonge alors de sa profondeur de parking jusqu'à 2000 m. Il entame ensuite une remontée en activant ses capteurs : classiquement, on trouve une CTD, mais des flotteurs équipées de capteurs biologiques (Bio-Argo) sont apparus plus récemment (voir figure 0.11). Une fois en surface, il transmet par satellite les données qu'il a enregistrées au cours de sa remontée. Enfin, il retourne à sa profondeur de parking et recommence son cycle.

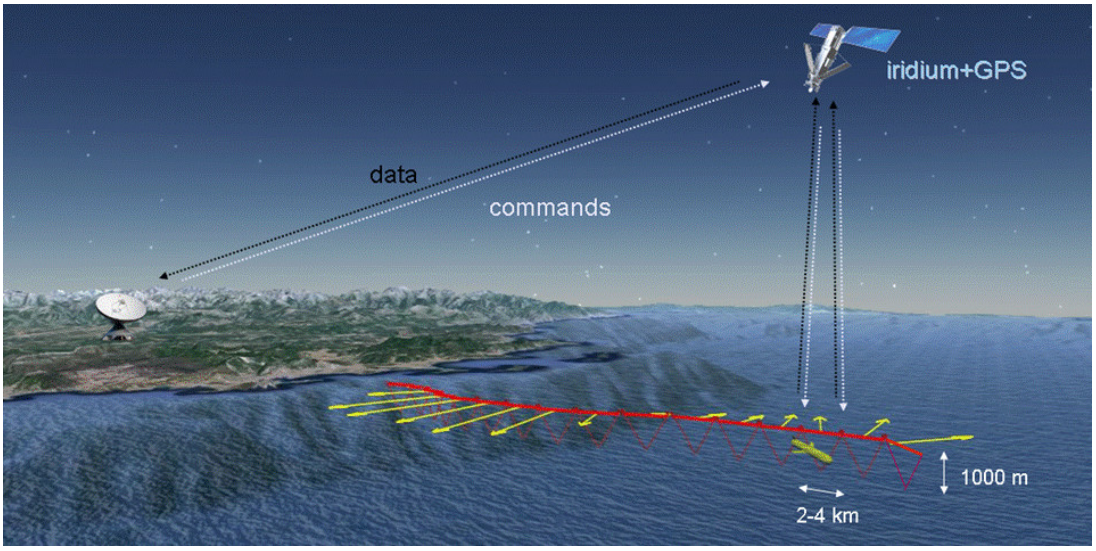


Fig. 0.12 Schéma du fonctionnement d'un glider : La trajectoire de subsurface est représentée en rouge foncé et sa projection à la surface en rouge vif. Le courant moyen lors de chaque plongée est représenté en jaune. Source : http://www.moose-network.fr/wp-content/uploads/2013/02/page1glider.gif

Les premiers flotteurs Argo sont apparus dans les années 1990 et leur déploiement s'est intensifié au cours de la décennie 2000. On compte aujourd'hui en permanence plus de 3500 flotteurs répartis sur la surface des océans, dont presque une petite centaine de flotteurs actifs en Méditerranée et en mer Noire (voir figure 0.11). Les flotteurs ayant une durée de vie typique de 3 à 4 ans, il faut tous les ans en remettre presque 1000 à l'eau. Ce réseau d'observation permet ainsi d'obtenir de manière autonome, routinière et à moindre coût près de 9000 profils par mois jusqu'à une profondeur de 2000 m. Ces données alimentent en permanence des bases de données publiques[8]. La concentration de flotteurs Argo permet alors de dresser les grands traits de la circulation profonde, de décrire des processus de "grande échelle" (~150 km) et de suivre l'évolution dans le temps des caractéristiques des masses d'eau sur le long terme, ce qui constitue un enjeu crucial dans le contexte du réchauffement climatique actuel [Roemmich et al., 2009]. Des développements récents concernant des capteurs biogéochimiques, ainsi que des modèles de flotteurs profonds pouvant plonger jusqu'à 4000-6000 m sont actuellement réalisés.

Les planeurs océaniques ou *"gliders"*

Un *glider* est une autre plateforme autonome d'observation de l'océan apparue ces dernière années. Cet instrument fonctionne en partie sur le même principe que celui d'un flotteur Argo : il est ballasté de manière à avoir une densité proche de celle de l'eau de mer dans laquelle il est déployé, puis modifie son volume de quelques centaines de cm^3 grâce

8. comme la plateforme Coriolis : http://www.coriolis.eu.org/

à une vessie d'huile localisée dans son nez ou dans sa partie arrière, ce qui lui permet d'acquérir une vitesse verticale de 10-20 cm s^{-1}. À la différence d'un flotteur Argo, un glider possède une géométrie hydrodynamique et est équipé de petites ailes (voir figure 0.10-d). Cela lui permet de transférer une partie de son mouvement vertical en mouvement horizontal [Davis et al., 2002, Testor et al., 2010]. Un glider se déplace ainsi le long d'une trajectoire inclinée de 15-30° par rapport à l'horizontale jusqu'à une profondeur maximale de 1000 m. Équipé de nombreux capteurs miniaturisés et de basse consommation (<1 W), il peut ainsi enregistrer les propriétés de l'océan le long d'une trajectoire en dents de scie (voir figure 0.12). Lors d'une plongée typique de 200-1000 m, un glider parcourt une distance de l'ordre de 0.5-5 km en 0.5 à 5 heures. Entre deux passages en surface, le glider navigue à l'estime grâce à son compas, ses capteurs d'attitude (tangage, roulis) et son capteur de pression vers un point géographique à atteindre (*"waypoint"*). Une fois en surface, une position GPS lui permet de calculer l'intensité et la direction des courants qui l'ont fait dériver lors de sa plongée. Ces estimations de courant correspondent au courant moyen sur la plongée (*"depth-average current"*) et peuvent être prises en compte pour ajuster le cap du glider. Elles correspondent aux flèches jaunes que l'on peut voir sur la figure 0.12. Positionnées en surface sur cette figure, elles concernent la colonne d'eau sur la profondeur des plongées. Le compas du glider doit faire l'objet d'une calibration spécifique avant chaque déploiement, auquel cas on peut s'assurer d'une précision de ce courant moyen de l'ordre de 1 cm s^{-1}. Il communique également une partie de ses données à un serveur de pilotage qui alimente en temps réel les bases de données publiques. S'il le souhaite, un opérateur peut à chaque passage en surface modifier les paramètres de vol du glider comme : son *waypoint*, le volume d'huile pompée (pour l'accélérer ou le ralentir pour économiser ses batteries), sa profondeur maximale de plongée ou encore son type d'échantillonnage (capteurs actifs pendant la plongée et/ou la remontée). Son déplacement horizontal relatif à l'eau est de l'ordre de 20-40 cm s^{-1} ($\simeq$15-35 km $jour^{-1}$), ce qui le rend opérationnel dans la plupart des régions du globe et lui permet même de traverser des courants intenses comme le *Gulf Stream*. Sa grande autonomie lui permet de naviguer ainsi pendant plusieurs mois et des déploiements de presque un an ont pu même être réalisés. Son déploiement et sa récupération peuvent s'effectuer proche de la côte avec un petit bateau de type zodiac, ce qui rend son utilisation flexible et économique.

Un glider est toujours équipé d'une CTD qui mesure la température et la salinité, dont l'utilisation est souvent couplée à des capteurs biogéochimiques comme une optode pour mesurer l'oxygène dissous et/ou une série de capteurs optiques mesurant les fluorescences de la chlorophylle-a et du CDOM, la turbidité et la rétrodiffusion optique [9]. Pour faire de cette plateforme autonome un outil multidisciplinaire et le plus complet possible, de nombreux capteurs sont en développement parmi lesquels : des capteurs de nitrate [10], des

9. Les capteurs optiques sont regroupés sur une baie d'acquisition appelée "ECO-puck", voir http://wetlabs.com/eco-puck pour plus d'informations.

10. Capteur SUNA adapté de celui installé sur les flotteurs profileurs Argo, voir http://satlantic.com/suna pour plus d'informations.

Fig. 0.13 Image prise par le radiomètre MODIS en vraie couleur de la mer Noire. On y voit très clairement l'impact des structures dynamiques comme les tourbillons et les fronts sur la biologie.

ADCP miniaturisés, des capteurs de microstructure permettant de mesurer la turbulence à petite échelle [Wolk et al., 2009], ou encore des hydrophones permettant d'étudier la biologie marine et mesurer les vents de surface [Cauchy et al., 2014].

Il existe actuellement trois modèles principaux de gliders développés aux États-Unis (le *"Slocum"*, le *"Seaglider"* et le *"Spray"*). Ils ont chacun des particularités propres mais fonctionnent sur le même principe décrit précédemment. Ces drones sous-marins ont été développés dans les années 1990, puis testés au début des années 2000. Aujourd'hui, un autre modèle est développé en France (le *"Seaexplorer"*). Cette technologie est désormais utilisée à travers tous les océans du globe depuis quelques années, repoussant les limites de l'observation océanique moderne. Un glider a ainsi réalisé une traversée de l'Atlantique d'ouest en est lors d'une mission d'endurance de plus de 7 mois. Des gliders sont allés mesurer les propriétés de l'eau sous la banquise de l'Arctique et des modèles pouvant plonger jusqu'à 6000 m pourront prochainement échantillonner sur toute sa profondeur près de 97 % de la surface des océans. Cette technologie joue aujourd'hui un rôle essentiel et majeur dans l'analyse et la compréhension des processus océaniques, concrétisant ainsi la fiction visionnaire d'Henry Stommel [11] [Stommel, 1989].

Méthodes d'observation par satellite

Bien qu'opaques aux ondes électromagnétiques, les satellites peuvent toutefois récolter des informations importantes à la surface des océans. On utilise principalement trois types d'observations spatiales :

11. Henry Stommel (1920-1992) est considéré comme le père de l'océanographie physique moderne grâce notamment à ses travaux théoriques sur la circulation océanique générale.

— La hauteur de surface de l'océan (*Sea Surface Height*, SSH) : Depuis le lancement du satellite TOPEX/POSEIDON en 1992, on mesure avec une précision centimétrique la hauteur du niveau des océans. Cela permet ainsi de suivre la montée globale du niveau de la mer liée au réchauffement climatique ($+\simeq 3$ mm an^{-1}) quand ces observations satellite sont combinées avec des données *in situ* et également de mesurer les courants géostrophiques de surface. Un courant comme le *Gulf Stream* engendre, par exemple, une différence de hauteur du niveau de la mer de l'ordre d'un mètre sur une échelle typique de 100 km. Cette technique possède toutefois des limitations en zone côtière, ce qui se révèle assez contraignant pour l'étude de la circulation en Méditerranée à cause de l'omniprésence des continents. Les produits classiques peuvent être néanmoins en partie corrigés par des traitements spécifiques [Escudier et al., 2013].

— La température de surface (*"Sea Surface Temperature"*, SST) : Elle se fait par des radiomètres sensibles à l'émission infrarouge. Par exemple, le radiomètre imageur AVHRR (*"Advanced Very High Resolution Radiometer"*) possède une résolution de 1-4 km en dehors des zones nuageuses, ce qui lui permet de correctement résoudre les fronts thermiques et tourbillons de surface (voir figure 0.6). Nous utiliserons dans nos études les produits satellitaires produit par ACRI-ST.

— La couleur de l'océan : En fonction du contenu en phytoplancton de l'eau de mer proche de la surface, celle-ci a une couleur qui varie du bleu au vert (voir figure 0.13). Des modèles inverses permettent alors de déduire à partir de ces images spatiales une concentration en chlorophylle de la surface des océans. Des radiospectromètres (SeaWiFS et MODIS) fournissent ainsi depuis la fin des années 1990 des données de chlorophylle de surface (voir figure 0.9-a pour une climatologie en Méditerranée). La chlorophylle est un proxy de la biomasse phytoplanctonique. Par temps clair, des images à hautes résolution (~1-4 km) permettent d'obtenir des informations très utiles sur les processus hydrodynamiques (voir figure 0.13). Dans le Golfe du Lion, on trouve généralement seulement quelques belles images par hiver permettant de caractériser l'extension spatiale de la zone de convection [Durrieu de Madron et al., 2013, Houpert et al., 2016]. Nous utiliserons dans cette thèse des images MODIS de niveau 3, c'est-à-dire interpolées sur une grille régulière et masquées en fonction de la couverture nuageuse [12].

Données complémentaires : Réanalyses atmosphériques

Dans cette thèse, en complément des observations océaniques, nous serons amenés à utiliser des données météorologiques. Pour cela, nous utiliserons les sorties de la réanalyse atmosphérique ALDERA. Cette réanalyse est obtenue par le modèle atmosphérique ALADIN-Climat d'une résolution horizontale de 12 km et pilotée aux bords du domaine

12. Les données MODIS peuvent être récupérées librement sur le site de la NASA : http://oceandata.sci.gsfc.nasa.gov/

méditerranéen par la réanalyse globale ERA-Interim [Herrmann et al., 2011]. Cette simulation couvre la période 1979-10/2013, soit une grande partie de notre période d'étude. Ces données ont par exemple servi à construire la carte de pertes de chaleur moyenne de la figure 0.2.

b) Les observations en Méditerranée Nord-occidentale

L'observatoire MOOSE

L'observatoire MOOSE (*"Mediterranean Ocean Observing System for the Environment"*[13]) est un projet de suivi à long terme de la Méditerranée Nord-occidentale (2010->2020). Il a pour objectif principal de documenter l'écosystème marin et ambitionne d'arriver à mesurer sa variabilité interannuelle en lien avec le changement climatique actuel et les perturbations anthropiques [Durrieu De Madron et al., 2011]. Concernant la partie "océanographie physique hauturière", qui nous intéresse plus particulièrement dans cette thèse, le programme MOOSE a mis en place un système d'observation intégré impliquant :

— des mouillages : Deux mouillages hauturiers situés au centre du réseau MOOSE sur les sites de LION et DYFAMED (voir figure 0.14), ainsi que trois mouillages situés sur le talus du Golfe du Lion. Le mouillage LION a permis un suivi interannuel de la formation des eaux profondes [Houpert, 2013], et les mouillages sur le talus ont permis de documenter l'épisode de *cascading* de l'hiver 2012 [Durrieu de Madron et al., 2013].

— des campagnes en mer : La campagne MOOSE-GE, qui a lieu tous les ans en été, a pour but de maintenir le réseau de mouillage en place et de collecter des observations *in situ* sur un réseau composé d'une centaine de stations dans le Golfe du Lion et en mer Ligure (voir figure 0.14)

— des sections glider répétées opérées depuis 2010 le long des tracés suivants (voir figure 0.15) : **T00 :** entre Nice et Calvi en passant par le mouillage DYFAMED ; **T01 :** au large de Toulon (moins fréquente désormais) ; **T02 :** dans le Golfe du Lion, le long d'un axe Marseille-LION-Minorque avec une radiale secondaire entre Perpignan et le mouillage LION.

Actuellement dans la 6^{e} année du programme MOOSE, on peut d'ores et déjà repérer des tendances notables dans le fonctionnement de la Méditerranée Nord-occidentale grâce à ce réseau d'observations, comme une augmentation de la température et de la salinité des eaux profondes et intermédiaires, sur laquelle on reviendra dans ce manuscrit.

Les données récoltées lors des campagnes océanographiques

En plus des campagnes réalisées dans le cadre de MOOSE, d'autres campagnes ont eu lieu sur la période 2007-2013 : DOCONUG en 2007 et 2008, 42N5E en 2009, CASCADE en 2011, DEWEX en février et avril 2013, DOWEX en septembre 2012 et 2013. Ajouté aux 6

13. http://www.moose-network.fr

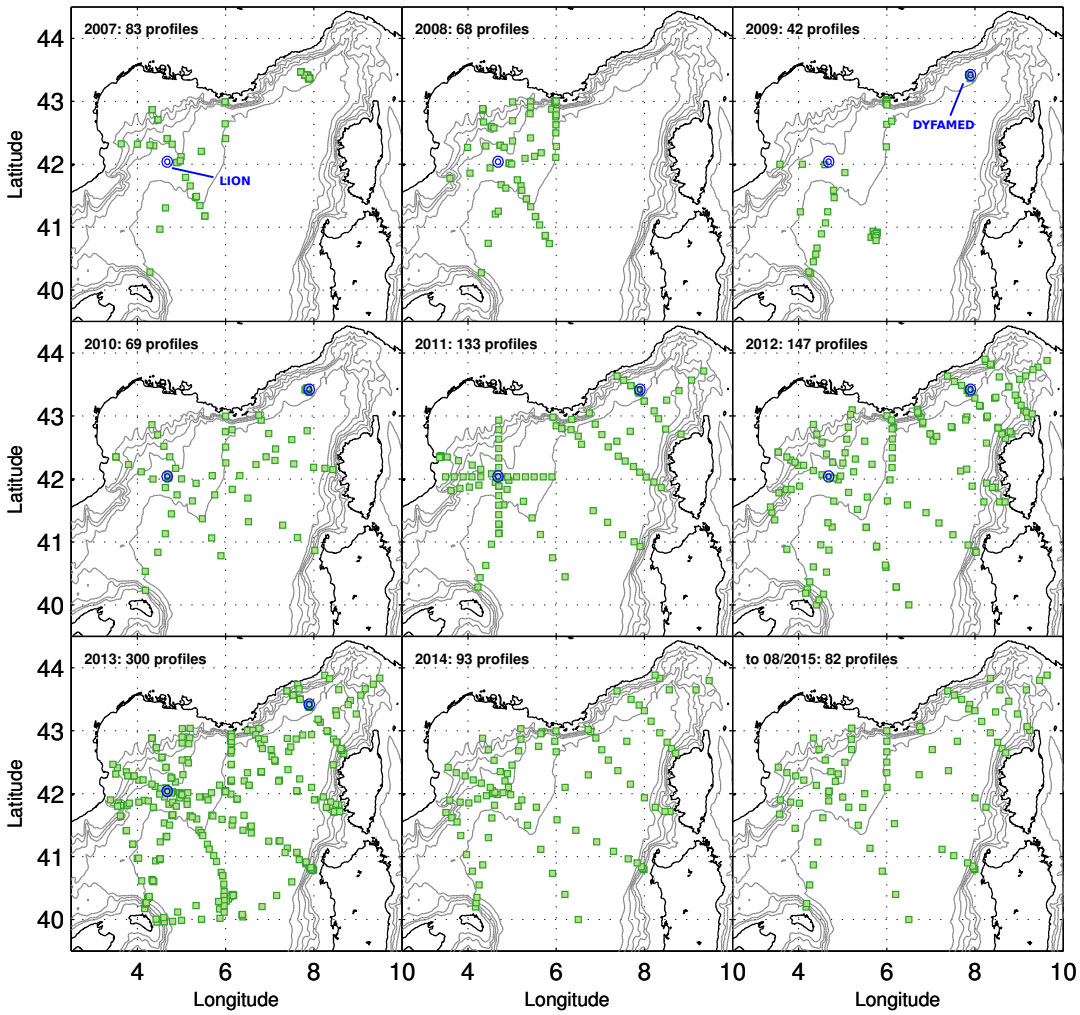


Fig. 0.14 Carte des stations CTD collectées lors de campagnes océanographiques sur la période 2007-2015. Lorsqu'ils sont en service, la position des mouillages hauturiers LION et DYFAMED est également affichée.

campagnes MOOSE-GE depuis 2010, cela porte à 14 le nombre de campagnes océanographiques menées dans la zone à l'échelle de ce sous-bassin et à 1017 le nombre de stations CTD réalisées jusqu'au fond en 9 ans de mesures (voir figure 0.14).

Lors de ces campagnes, des données hydrographiques de température et de salinité ont été collectées en utilisant une sonde CTD Seabird 911+. Des échantillons sont prélevés et analysés par un salinomètre (Autosal) calibré à l'eau standard à bord. Un suivi de calibration constructeur des sondes permet ensuite d'obtenir un jeu de données calibrées avec la plus grande précision possible, soit 0.001°C en température et 0.003 en salinité. Ces données sont d'une importance cruciale car elles constituent une "vérité terrain" sur laquelle repose la calibration des plateformes autonomes (mouillage, gliders et flotteurs Argo).

Table 0.1 Position des capteurs CTD (Seabird microcats) déployés sur les mouillages profonds LION et DYFAMED. Les valeurs en gras correspondent aux capteurs qui servent à la calibration des gliders, celles en italique à la calibration des flotteurs Argo, celles entre parenthèse aux données en cours de calibration/distribution et les "-" signalent une absence de données.

Period :	09/2007 03/2008	03/2008 09/2008	09/2008 04/2009	10/2009 06/2010	06/2010 06/2011	06/2011 07/2012	07/2012 06/2013	06/2013 07/2014	07/2014 07/2015
LION	150	150	150	150	150	150	150	-	(150)
		300	300	300	300	300	300	-	(300)
		500	500	500	500	500	500	-	(500)
	700	***700***	***700***	***700***	***700***	***700***	***700***	-	(700)
			850	***850***	**850**	**850**	**750**	-	(850)
			1100	*1100*	*1100*	*1100*	*1100*	-	(1100)
			1300	1300	1300	1300	1300	-	(1300)
	1500	*1500*	*1500*	1500	1500	1500	*1500*	-	(1500)
			1800	*1800*	*1800*	*1800*	*1800*	-	(1800)
			2000	2000	2000	2000	2000	-	(2000)
	2300	2300	2300	2300	2300	2300	2300	-	(2300)
DYFAMED				200			200	(200)	(200)
					300		300	(300)	(300)
				700	***700***	***700***	***700***	(700)	(700)
				1050	*1050*		*1050*	(1050)	(1050)
							1500	(1500)	(1500)
				2000	2000	2000	2000	(2000)	(2000)

En plus des données hydrographiques, différentes analyses ont été réalisées durant ces campagnes concernant la biogéochimie (à partir de 2010) : des analyses de nutriments (nitrate NO_2+NO_3, phosphate PO_4, et silicate $Si(OH)_4$), oxygène dissous, carbone organique dissous (DIC), alcalinité, de chlorophylle-a et de pigments. Enfin, les données du Profileur Vidéo Marin (PVM) ainsi que des traits de filet à zooplancton (à partir de MOOSE-GE 2014) complètent le jeu de données de ces campagnes océanographiques.

Les mouillages LION et DYFAMED

Les deux mouillages hauturiers du réseau MOOSE situés au point LION (42.04°N 4.68°E, 2300 m de profondeur) et DYFAMED (43.42°N 7.90°E, 2400 m de profondeur) sont équipés de capteurs CTD (Seabird microcat) et de courantomètres. Les capteurs CTD sont intercalibrés à chaque redéploiement des lignes de mouillage. Pour cela, ils sont fixés sur la rosette pour une calibration relative par rapport aux données de la bathysonde lors de paliers profonds de 20 minutes. Ce sont alors les mesures de la bathysonde (une fois calibrée) qui permettent de recaler les instruments des mouillages dans un référentiel absolu. En plus de cet effort d'intercalibration des instruments, des calibrations d'usine complètent le dispositif et assure une précision maximale de ces instruments de l'ordre de 0.001° et 0.005 pour la salinité [Houpert, 2013].

— Le mouillage LION a été mis à l'eau pour la première fois en septembre 2007 et a été redéployé 9 fois avec succès jusqu'à aujourd'hui. Il est bien instrumenté, surtout depuis septembre 2008 avec 11 microcats (voir tableau 0.1) et 5 courantomètres à 500, 1000, 1500, 2000 m et au fond à 2300 m.
— Le mouillage DYFAMED a été déployé pour la première fois en octobre 2009. Ce mouillage possède, en revanche, moins d'instruments : 2 à 6 microcats selon les années (voir tableau 0.1).

Les données de ces deux mouillages nous serviront ici principalement pour calibrer les gliders et les flotteurs profileurs Argo qui passent à proximité. La méthode de calibration est décrite dans ce qui suit et en annexe 6.

Les données collectées par les plateformes autonomes (gliders et flotteurs Argo)

Description du jeu de données

Les données collectées par les gliders Des gliders ont été déployés en Méditerranée Nord-occidentale dans le cadre de projets nationaux [14] et européens [15] de manière régulière depuis 2007, et parfois intensive lors d'expériences ciblées. Au total, on dénombre 112 déploiements, ce qui représente une base de données conséquente de 41 774 profils profonds (jusqu'à 1000 m) et de 34 030 profils limités à 200 m. En annexe 6, on passe en revue chaque déploiement et donne des informations relatives à la calibration des gliders, ainsi que le nombre de profils récoltés en fonction des capteurs présents (CTD, oxygène, mesure de fluorescence, CDOM, turbidité, rétrodiffusion optique, ou encore concentration des nitrates). Il est bon de noter que les données des capteurs biogéochimiques nécessitent un travail minutieux de calibration et d'uniformisation, qui est en cours. Dans cette thèse, nous montrerons à plusieurs reprises des données d'oxygène. Ces données n'ayant pas encore fait l'objet d'une calibration spécifique, nous discuterons uniquement les valeurs relatives, sans se soucier des valeurs absolues. Concernant les données de fluorescence des gliders, elles ont fait l'objet d'une calibration par une méthode utilisant les données satellites de chlorophylle de surface [Lavigne et al., 2012]. Cette correction implique la correction d'un *offset* pour que les valeurs de chlorophylle tendent vers zéro en profondeur (sous la couche de mélange) et un facteur multiplicatif permettant de recaler les valeurs absolues sur les données satellites de couleur de l'eau qui fournissent une estimation indépendante de la concentration en Chl-a. Des comparaisons avec des échantillons analysés par HPLC [16] ont été réalisées et révèlent une erreur satisfaisante d'environ 30 % pour le jeu de données harmonisé comportant à la fois des données *in situ* et satellites.

14. DOCONUG (UK), LIVINGSTONE, PABO, REI glider, IMEDIA, SOERE MOOSE, SOCIB (ES), REP (IT), GMMC MESOLAB, EQUIPEX NAOS, MISTRALS/HyMeX, ANR ASICS-MED, MISTRALS/MERMeX
15. MERSEA, TOSCA, FP7 : GROOM, PERSEUS, JERICO, E-Aims, OSS-2015
16. *"High Pressure Liquid Chromatography"* qui est une méthode de précision permettant de déterminer la concentration en chlorophylle-a d'un échantillon.

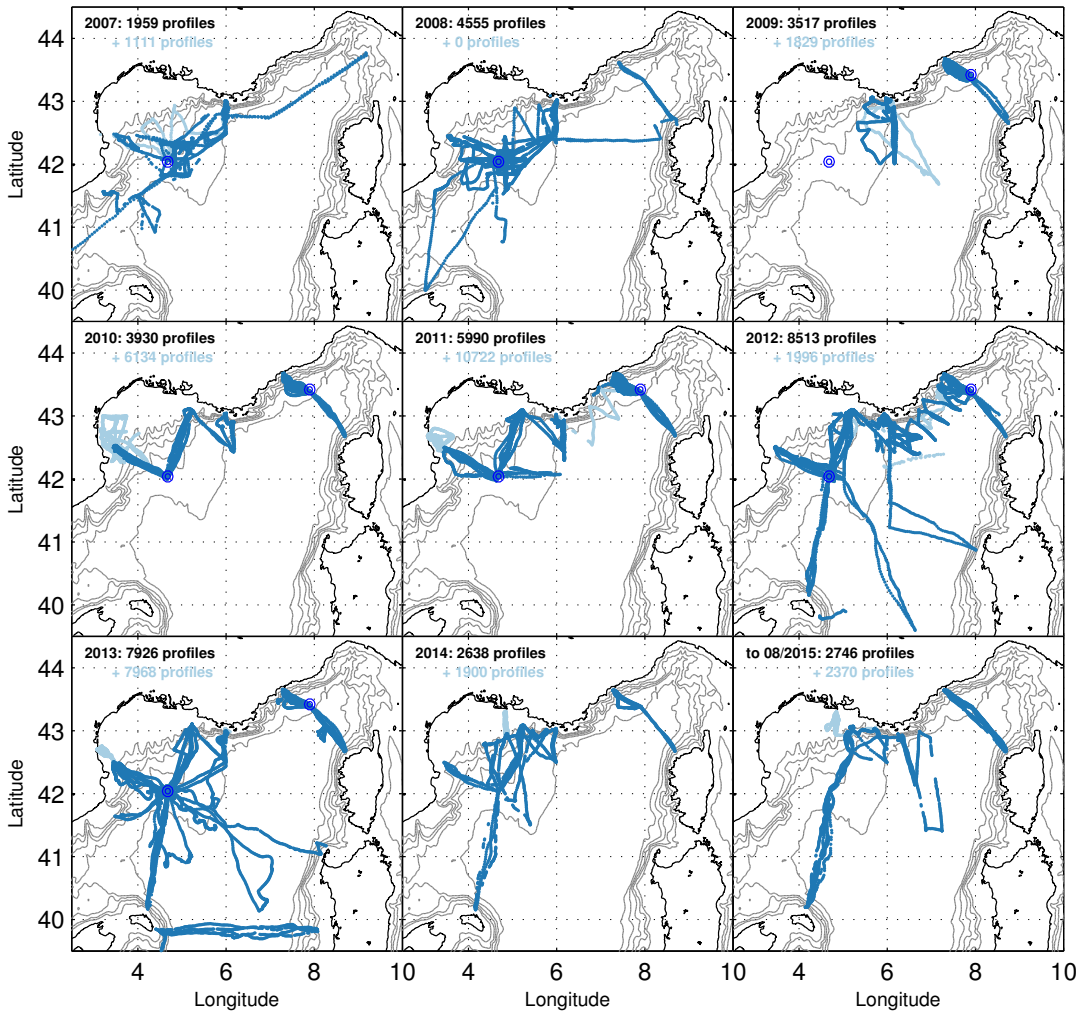


Fig. 0.15 Carte des profils collectés par les gliders sur la période 2007-2015 en Méditerranée Nord-occidentale . Les points en bleu foncé (respectivement bleu clair) correspondent aux déploiements de gliders profonds (respectivement côtiers) plongeant jusqu'à une profondeur maximale de 1000 m (resp. 200 m). Lorsqu'ils sont en service, la position des mouillages hauturiers LION et DYFAMED est également affichée.

Les données collectées par les flotteurs Argo Les données de température et de salinité des flotteurs Argo ont été téléchargées à partir du serveur Coriolis [17]. Cela représente au total 3 675 profils verticaux sur la zone de la Méditerranée Nord-occidentale entre janvier 2007 et août 2015, récoltés par 50 flotteurs différents. On peut remarquer sur la figure 0.16 une plus grande concentration d'observations en 2013. Ceci est dû à un effort d'observation particulièrement intense réalisé avec le déploiement de plusieurs flotteurs profileurs dans la zone de convection du Golfe du Lion en hiver et au printemps avec un échantillonnage haute fréquence (1 jour) et de nombreux capteurs biogéochimiques (fluorescence et

17. http://www.coriolis.eu.org/Data-Products/Data-Delivery/Data-selection

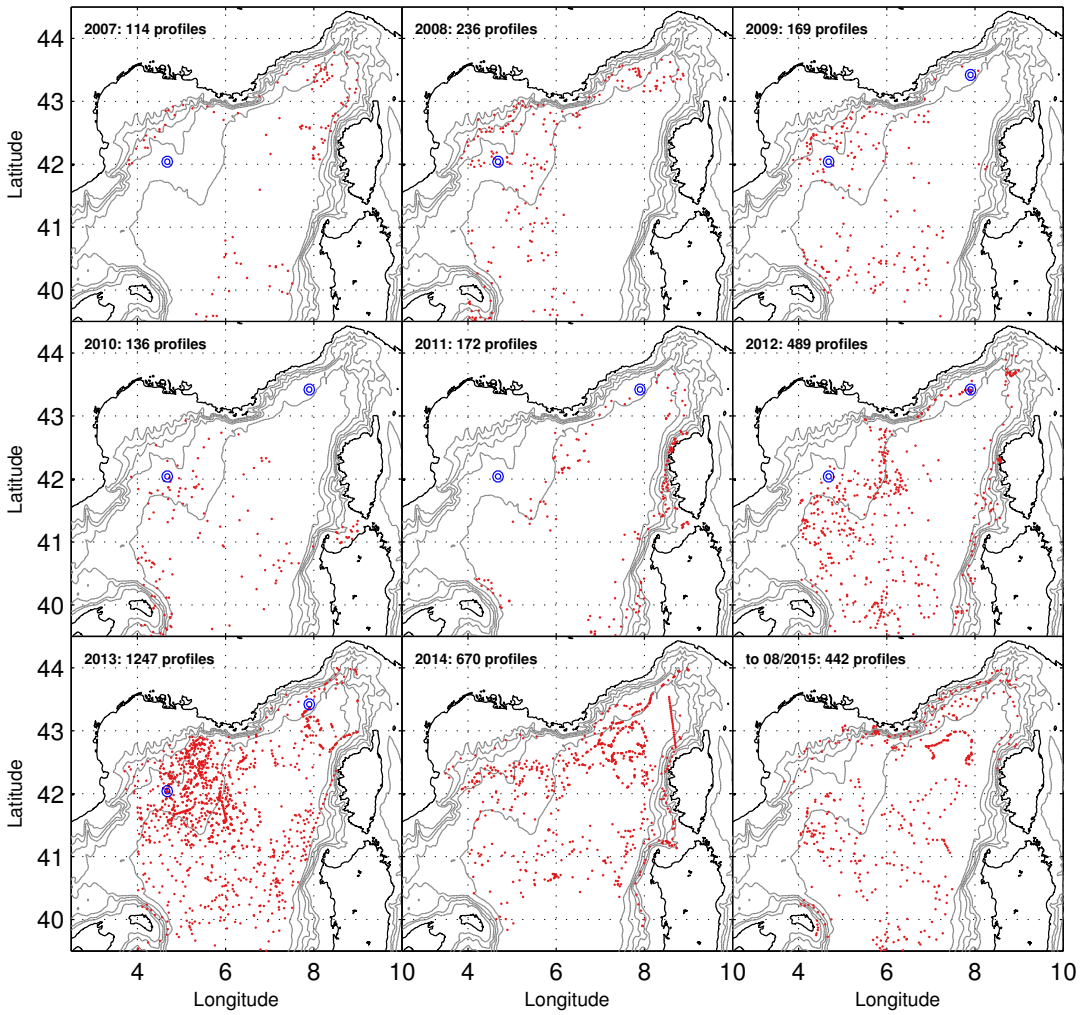


Fig. 0.16 Carte des profils collectés par les flotteurs profileurs Argo sur la période 2007-2015 en Méditerranée Nord-occidentale. Lorsqu'ils sont en service, la position des mouillages hauturiers LION et DYFAMED est également affichée.

nitrate). Ces données ont permis de suivre le réapprovisionnement de la couche de surface en nutriments et le déclenchement du *bloom* printanier [D'Ortenzio et al., 2014]. Elles rentrent dans le cadre plus large de l'expérience DEWEX qui a pour objectif une étude multidisciplinaire de la convection profonde. Dans ce qui suit, on utilisera majoritairement les données de température et de salinité récoltées par les flotteurs. Les données de fluorescence récoltées par les flotteurs NAOS entre juillet 2012 et septembre 2013 seront également utilisées, après avoir été préalablement ajustées de la même manière que les gliders sur les données satellites [Lavigne et al., 2012].

Calibration des données de température et de salinité Nous allons décrire la procédure de calibration qui a été mise en place dans le but d'homogénéiser les données provenant des différentes plateformes autonomes. Le but final est d'éliminer tout biais important (c-à-d 0(0.01) en température et salinité) de ces capteurs en utilisant des données de référence collectées lors des campagnes océanographiques, dont on sait que la précision s'approche de 0.001°C en température et 0.003 en salinité.

Les données des mouillages, dont la calibration repose sur les données de campagnes, sont au centre de la méthode de calibration des capteurs de température et de salinité qui équipent les flotteurs profileurs et les gliders déployés en Méditerranée Nord-occidentale. Lors de leur passage près de points de référence (profils CTD "navire" ou mouillages), les capteurs des plateformes autonomes (gliders, flotteurs profileurs) peuvent être calibrés à la hauteur de la variabilité naturelle que l'on peut rencontrer aux échelles d'intercomparaison qui sont faites. On peut l'estimer avec les gliders sur 0-1000 m et à certaines profondeurs aux mouillages pour les variables mesurées. Elle est inférieure à 0.01°C et 0.01 en salinité pour : 1) 2.5 km/18 h sur la couche 700-1000 m et sert de base aux calibrations des gliders en comparaison aux données de mouillage ; et 2) pour 15 km/3 jours sur la couche 1500-2000 m et sert de base à la calibration des flotteurs profileurs. On discute le choix de ces échelles dans la section suivante.

Une calibration sur la base d'*offsets* en salinité et en température pour les plateformes autonomes (correction de premier ordre) est réalisée. Les erreurs de mesure en fonction de la pression ou les dérives potentielles des capteurs sont d'un ordre de grandeur moins important, dès lors que l'on considère des profondeurs de 0-1000/2000 m et des périodes de temps inférieures à quelques mois ou une année, sauf cas exceptionnels de *biofouling* par exemple, impliquant une dérive importante qui est alors facilement détectable visuellement (et auquel cas les profils sont rejetés).

Finalement, le réseau MOOSE-GE qui couvre l'ensemble du bassin avec une centaine de stations permet d'établir chaque année une relation θ/S linéaire représentative dans les couches profondes entre 700 et 1500 m (voir figure 0.4), où la variabilité est la plus faible et où la température compense la salinité. Chaque plateforme autonome qui n'a pu être calibrée par comparaison directe à une mesure de référence co-localisée est alors confrontée à cette relation θ/S pour déterminer un *offset* en salinité. Cette méthode ne permet pas de calibrer les sondes de température mais les capteurs de température sont généralement fiables, ce qui permet d'assurer une précision meilleure que 0.01 en salinité pour toutes les données des plateformes autonomes.

Les sondes CTD (pompées ou non) des gliders imposent également une correction liée à la capacité thermique de l'instrument qui peut créer des pics artificiels de salinité lors du franchissement de forts gradients de température. En été, on rencontre cette situation au niveau de la thermocline saisonnière où on observe des gradients de température dépassant 0.2°C m^{-1}. Pour corriger cela, nous avons utilisé les programmes développés par [Garau et al., 2011]. Par ailleurs, nous avons également identifié pour deux déploiements

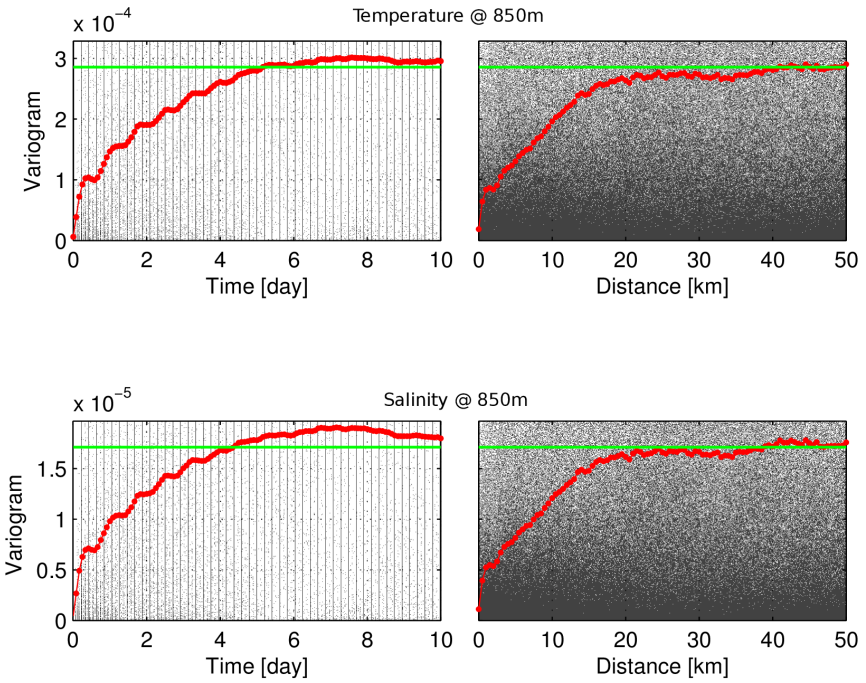


Fig. 0.17 Variogrammes de température *(en haut)* et salinité *(en bas)* construits à partir des données au mouillage LION à la profondeur de 750 m : *(à gauche)* en fonction du temps et *(à droite)* en fonction de la distance. La droite en vert représente la variance du signal.

des épisodes de collision avec le fond marin ayant engendré un *offset* de température et de salinité facilement identifiable sur un diagramme θ/S et les profils ont été corrigés de la même manière.

Discussion sur la précision de la calibration des données T/S

Les séries temporelles récoltées au mouillage LION (échantillonnage toutes les 30 minutes) à différentes profondeurs nous permettent d'avoir une approche statistique de la variabilité naturelle du milieu. On a choisi arbitrairement les données récoltées en 2012-2013. La période considérée d'un an est suffisamment longue pour rendre compte statistiquement de la variabilité à mésoéchelle en un point fixe.

En premier lieu, les signaux basses fréquences (>30 jours) ont été estimés en appliquant un filtre [18] et retirés du signal. Cela permet de se débarrasser de la variabilité intrasaisonnière liée notamment à l'épisode hivernal de convection. La série temporelle du mouillage nous permet donc de construire un variogramme de température et salinité en fonction du temps. Pour construire ensuite le variogramme en fonction de la distance spatiale, nous avons dû transformer la série temporelle en distance. La transformation a été rendue pos-

18. Moyenne glissante pondérée par une gaussienne d'écart type égal à 10 jours.

sible via la connaissance des courants horizontaux (moyenne du capteur à 500 m et de celui à 1000 m). Cela est certainement valide pour des échelles spatiales relativement petites comme celles qui sont considérées ici.

Pour calculer le variogramme expérimental, on s'est alors basé sur la formulation suivante :

$$\Gamma(x) = \frac{1}{2N_{ij}} \sum_{|x_{ij}-x|<\delta x} (Z_i - Z_j)^2 \tag{2.1}$$

avec : (Z_i) une variable aléatoire (ici le signal de température ou salinité), x_{ij} correspond à la distance séparant deux points de mesure (ici, le temps ou la distance) et N_{ij} est l'effectif des points de mesure dans un intervalle centré autour de x.

Comme annoncé précédemment, la variance est faible à 750 m : 2.9 10^{-4} pour la température (c-à-d écart type = 0.017°C) et 1.7 10^{-5} pour la salinité (c-à-d écart type = 0.0041). Celle-ci décroît plus on s'intéresse à des signaux profonds. On définit la portée du variogramme comme la distance à partir de laquelle le variogramme atteint 90 % de la variance. Celle-ci est de 3-4 jours et 15-20 km. Au-delà de ces échelles spatio-temporelles, cela signifie que deux points de mesure deviennent décorrélés et que leur comparaison ne peut plus avoir de sens statistique à des échelles inférieures à l'écart type du champ considéré. On observe une oscillation périodique du variogramme (période $\sim 18h$) qui correspond à la présence d'oscillations inertielles. Les échelles spatio-temporelles de la portée du variogramme sont typique de la variabilité induite par la turbulence mésoéchelle.

Pour la calibration des gliders en référence aux données de mouillage en profondeur (en bleu dans le tableau de l'annexe 6), on compare les données au-delà de 700 m sur une période d'inertie de 18 heures et une distance inférieure à 2.5 km. Le variogramme nous indique alors un niveau de variance à ces échelles équivalant à une erreur statistique de 0.01°C en température et 0.003 en salinité. Cette erreur statistique constitue une borne supérieure de la précision de la calibration par les données du mouillage, la principale limitation étant ensuite liée à la précision instrumentale et à la précision absolue des données au mouillage (0.001°C en température et 0.005 en salinité).

Pour une calibration des gliders basée sur une comparaison avec une CTD environnante entre 700 et 1000 m dans une fenêtre de 3 jours et 15 km (en vert dans le tableau de l'annexe 6), on se situe alors à la limite de la portée du variogramme. Dans ce cas, la précision est moins bonne et devient de l'ordre de l'écart type (0.15°C en température et 0.004 en salinité). Cette approche permet par exemple de détecter un *offset* important de température lorsque celui-ci excède 0.15°C, ce qui est heureusement fort rare. Les flotteurs Argo ont l'avantage de plonger jusqu'à 2000 m. Ainsi, on peut comparer les signaux entre 1500 et 2000 m. La faible variabilité des couches profondes assure alors une précision de la méthode meilleure que 0.01°C et 0.01 en salinité. En effet, on observe au mouillage un écart type de la température de 0.006°C et de 0.003 en salinité à 1500 m.

3 Méthodologie

a) Méthode d'interpolation optimale

Dans ce manuscrit, nous utiliserons à plusieurs reprises la technique d'interpolation optimale. Celle-ci consiste à reconstituer un champs 2D à partir d'observations ponctuelles (dans l'espace et/ou le temps) et d'une fonction de corrélation [Traon, Le, 1990]. Au premier ordre, on peut ainsi considérer une fonction de corrélation gaussienne rendant compte d'une échelle spatiale ou temporelle L :

$$Cov(a,b) = e + s \times e^{-D(a,b)^2/L^2} \tag{3.1}$$

où : $D(a,b)$ est la distance (spatiale ou temporelle) entre deux observations a et b.

Cependant, les courants océaniques sont fortement contraints à s'écouler le long des talus continentaux. Ceci engendre alors une anisotropie dans la variabilité océanique. Lorsque nous analyserons des champs hydrographiques à l'échelle de la Méditerranée Nord-occidentale, il sera judicieux d'utiliser une fonction de corrélation étirées le long des contours bathymétriques [Boehme and Send, 2005]. Cette fonction peut s'écrire comme suit :

$$Cov(a,b) = e + s \times e^{-D(a,b)^2/L^2 - F(a,b)^2/\phi^2} \tag{3.2}$$

où : $D(a,b)$ est la distance entre deux points a et b avec L une échelle de corrélation correspondante, et $F(a,b)$ une distance en terme de vorticité potentielle planétaire définie par : $F(a,b) = |Q(a) - Q(b)| / \sqrt{Q(a)^2 + Q(b)^2}$ avec $Q = f/h$, où h est la profondeur bathymétrique. On fixera le coefficient $\Phi = 0.1$, ce qui permet de prendre en compte correctement l'effet du talus. s/e représente le rapport signal sur bruit expliqué par la fonction de covariance. On considérera généralement une faible erreur (de l'ordre de 10% de la variance du signal) et un signal important (de l'ordre de 90% de la variance du signal), en supposant que les signaux que l'on cherche à reproduire sont correctement échantillonnés par nos mesures.

b) Notes sur la notion de vorticité potentielle

La vorticité potentielle (PV) est une notion clé de la dynamique océanique. En effet, cette grandeur possède la propriété remarquable de se conserver le long de la trajectoire d'une parcelle d'eau en l'absence de forçage ou dissipation [Ertel, 1942].

Elle peut se définir comme :

$$q = -\frac{g}{\rho_0} \vec{\zeta}_a \cdot \vec{\nabla}\sigma \quad [\text{en s}^{-3}\,] \tag{3.3}$$

avec : σ la densité potentielle et $\vec{\zeta}_a = f\hat{z} + \vec{\zeta}$ la vorticité absolue du fluide, où f est le paramètre de Coriolis et $\vec{\zeta} = \vec{\nabla} \times \vec{u} = \partial_z v\hat{x} - \partial_z u\hat{y} + (\partial_x v - \partial_y u)\hat{z}$ la vorticité relative du fluide avec $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ une base orthonormée du référentielle terrestre. On a ici négligé les vitesses verticales w dans l'expression de ζ, car celles-ci sont généralement petites devant les courants horizontaux.

Le facteur g n'est pas toujours présent dans la définition de la PV [19], mais il a l'avantage de pourvoir simplifier son expression en introduisant la flottabilité du fluide ($b \equiv -g\sigma/\rho_0$) et la pulsation de Brunt-Väissälä ($N^2 = \partial_z b$). On a ainsi :

$$q = \underbrace{(f + \partial_x v - \partial_y u)N^2}_{=q_{\text{vert}}} + \underbrace{\partial_x b\, \partial_z v - \partial_y b\, \partial_z u}_{=q_{\text{hor}}} \tag{3.4}$$

Si on fait l'hypothèse d'un écoulement en équilibre géostrophique, la relation du vent thermique nous donne : $\partial_z u = -f^{-1}\partial_y b$ et $\partial_z v = f^{-1}\partial_x b$ [20] et la PV s'écrit simplement :

$$q_g = \zeta_g N^2 - f^{-1}||\vec{\nabla}_h b||^2 \tag{3.5}$$

avec : $\zeta_g = f + \partial_x v_g - \partial_y u_g$ la vorticité géostrophique absolue du fluide et $\vec{\nabla}_h$ l'opérateur de gradient restreint au plan horizontal.

Dans cette thèse, nous rencontrerons deux situations typiques :

— $q_{\text{hor}} \ll q_{\text{vert}}$, dans le cas d'un écoulement dominé par la vorticité absolue du fluide et la stratification. Cette situation est une bonne approximation de l'océan intérieur (sous la pycnocline), où les gradients horizontaux de densité sont faibles. En particulier, on écrira $q \simeq q_{\text{vert}}$ quand il s'agira de décrire l'anomalie de PV associée à des tourbillons de subsurface.

— $q_{\text{hor}} \sim q_{\text{vert}}$, dans le cas d'un écoulement caractérisé par de forts gradients horizontaux de densité. Lorsqu'on s'intéressera à la dynamique frontale, on conservera alors bien les deux termes dans l'expression de la PV : $q = q_{\text{vert}} + q_{\text{hor}}$.

Enfin, nous pouvons évoquer le cas d'un fluide de densité homogène (barotrope). L'expression de la PV devient alors : $(f+\zeta)/h$. Généralement, les courants moyens sont en équilibre géostrophique et vérifient : $\zeta \ll f$ [21]. Un écoulement barotrope conservera donc au premier ordre la grandeur f/h, ce qui justifie l'utilisation de cette variable dans la fonction de corrélation de l'équation (3.2).

c) Modélisation numérique régionale du bassin Nord-occidental

Dans ce qui suit, nous allons utiliser les sorties d'un modèle numérique dans le but de compléter la vision partielle offerte par les observations *in situ*. Le modèle utilisé s'appelle SYMPHONIE. C'est un modèle de circulation océanique 3D à surface libre

19. L'unité de la PV est alors le $\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$.
20. La divergence des courants est alors nulle, ce qui implique : $w = 0$.
21. Ou de manière équivalente : le nombre de Rossby de ces écoulements est petit : $Ro \equiv \zeta/f \ll 1$.

[Marsaleix et al., 2008] développé au Pôle Océan et Couplage de l'Observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse [22]. Il a déjà été utilisé dans de nombreuses études régionales centrées sur la circulation sur le plateau du Golfe du Lion [Petrenko et al., 2005], sur le phénomène de *cascading* [Ulses et al., 2008] ou la formation d'eaux profondes au large [Herrmann and Somot, 2008]. Le modèle résout les équations de la dynamique des fluides hydrostatiques dans un référentiel en rotation simplifiées par l'approximation de Boussinesq [Cushman-Roisin and Beckers, 2011] :

$$
\begin{aligned}
\partial_t \vec{u} + \left(\vec{V}.\vec{\nabla}\right) u &= f v - \rho_0^{-1}\partial_x P + \partial_x\left(K_H^T \partial_x u\right) + \partial_y\left(K_H^T \partial_y u\right) + \partial_z\left(K_z^T \partial_z u\right) && \text{(Navier-Stokes /x)}\\
\partial_t \vec{v} + \left(\vec{V}.\vec{\nabla}\right) v &= -f u - \rho_0^{-1}\partial_y P + \partial_x\left(K_H^T \partial_x v\right) + \partial_y\left(K_H^T \partial_y v\right) + \partial_z\left(K_z^T \partial_z v\right) && \text{(Navier-Stokes /y)}\\
0 &= \partial_x u + \partial_v + \partial_z w && \text{(Conservation de la masse)}\\
P(x,y,z,t) &= P_0 + \int_{-z}^{\eta(x,y,t)} g\rho(x,y,z',t)\mathrm{d}z' && \text{(Pression hydrostatique)}\\
\partial_t T + \left(\vec{V}.\vec{\nabla}\right) T &= \partial_x\left(\kappa_H^T \partial_x T\right) + \partial_y\left(\kappa_H^T \partial_y T\right) + \partial_z\left(\kappa_z^T \partial_z T\right) + Q_i/\rho C_p && \text{(Équation de la chaleur)}\\
\partial_t S + \left(\vec{V}.\vec{\nabla}\right) S &= \partial_x\left(\kappa_H^S \partial_x S\right) + \partial_y\left(\kappa_H^S \partial_y S\right) + \partial_z\left(\kappa_z^S \partial_z S\right) && \text{(Conservation du sel)}\\
0 &= f(\rho,T,S) && \text{(Équation d'état)}
\end{aligned}
$$

avec $\vec{\nabla} = \partial_x \hat{i} + \partial_y \hat{j} + \partial_z \hat{k}$ l'opérateur de gradient, $\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$ le champs de vitesse 3D, P_0 la pression atmosphérique, P la pression dans l'océan, η l'élévation du niveau de la mer par rapport au niveau de référence associé à un océan au repos, g la constante de gravité terrestre, f le paramètre de Coriolis, K_H (resp. K_z) le coefficient de diffusion turbulente horizontale (resp. verticale) de quantité de mouvement, $\kappa_H^{T/S}$ sont les coefficients de diffusion turbulente de la chaleur et du sel, Q_i représente une source de chaleur interne, ρ la densité de l'eau de mer, et C_p sa capacité calorifique massique.

Ce système de sept équations fait intervenir huit variables $(u, v, w, P, \eta, T, S, \rho)$. Il reste alors à exprimer la non-divergence du fluide pour en déduire l'évolution de la hauteur d'eau $\eta(x,y,t)$:

$$
\partial_t \eta = -\partial_x\left(\int_{-H(x,y)}^{\eta(x,y,t)} u(x,y,z')\mathrm{d}z'\right) - \partial_y\left(\int_{-H}^{\eta} v(x,y,z')\mathrm{d}z'\right) \tag{3.6}
$$

où $H(x,y)$ représente la profondeur de l'océan.

Pour résoudre ce système d'équation, des schémas dits de "fermeture turbulente" viennent enfin déterminer la valeur des coefficients de diffusion latéraux et verticaux en fonction des paramètres de l'écoulement à l'échelle d'une maille du modèle [Kolmogorov, 1941].

La modélisation numérique repose sur la discrétisation de ces équations sur une grille horizontale et verticale. Le modèle SYMPHONIE utilise sur la verticale un système de coordonnées dit "sigma généralisé". Cela signifie que les couches verticales suivent la bathy-

22. http://sirocco.omp.obs-mip.fr/

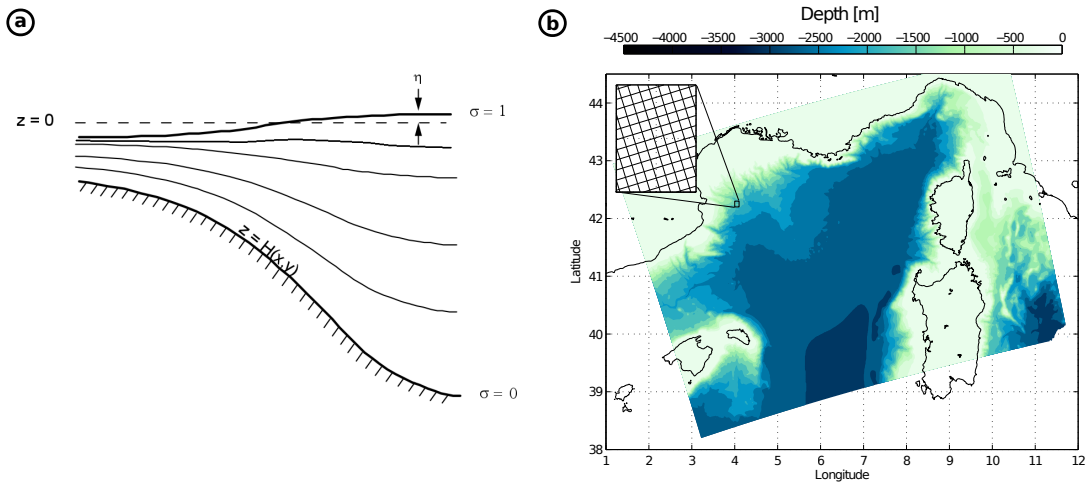


Fig. 0.18 Grilles horizontale et verticale du modèle SYMPHONIE : *(a)* grille verticale et coordonnées σ ; *(b)* limites du domaine dans la configuration réaliste régionale avec en couleur la bathymétrie du modèle et un agrandissement de la grille horizontale à 1 km.

métrie (voir figure 0.18). La résolution verticale augmente donc dans les régions de faible profondeur. Les limites d'un tel modèle reposent principalement sur la taille des mailles de sa grille et sur l'hypothèse hydrostatique. Plus la discrétisation sera fine et plus la dynamique des petites échelles sera riche et réaliste [Capet et al., 2008]. Les coûts de calcul représentent la principale limite à l'augmentation infinie de la grille du modèle.

La configuration du modèle utilisée ici possède une résolution horizontale de 1 km et 40 niveaux σ sur la verticale d'épaisseur variable en fonction de la profondeur du fond. Les conditions aux bords sont prescrites par la réanalyse océanique PSY2V4R3 fournie par Mercator-Océan [Lellouche et al., 2013]. Le forçage atmosphérique provient de la réanalyse atmosphérique ARPERA[23] à 50 km de résolution sur la période novembre 2010-décembre 2011 [Herrmann and Somot, 2008]. Le modèle tourne sur 14 mois avec 2 mois de *spin-up* à partir de novembre, puis un cycle annuel complet.

La simulation de l'hiver 2010-2011 a été comparée et validée avec de nombreuses données *in situ* et notamment les données du mouillage LION, ainsi que des données collectées par les gliders [Damien, 2015]. Elle représente bien la formation hivernale des eaux profondes et intermédiaires, ainsi que les processus de sous- et mésoéchelle (voir figure 0.19). La convection a été particulièrement active lors de l'hiver 2010-2011, ce qui a permis de s'en servir comme d'un "cas test" pour l'étude des processus liés à la convection profonde.

Le mélange vertical est un élément crucial du fonctionnement de la Méditerranée Nord-occidentale. Or, sa dynamique est essentiellement non-hydrostatique et met en jeu des échelles plus fines que la taille d'une maille du modèle. Le mélange est donc paramétré de manière à éliminer toute instabilité statique dans la colonne d'eau. Le modèle répartit

23. Modèle ARPEGE-Climat de Météo-France dont les conditions aux bords sont fournies par la réanalyse globale ERA-Interim. La principale différence avec les réanalyses ALDERA également utilisées dans cette thèse réside dans la résolution du modèle atmosphérique (50 km pour ARPEGE vs 12 km pour ALDERA).

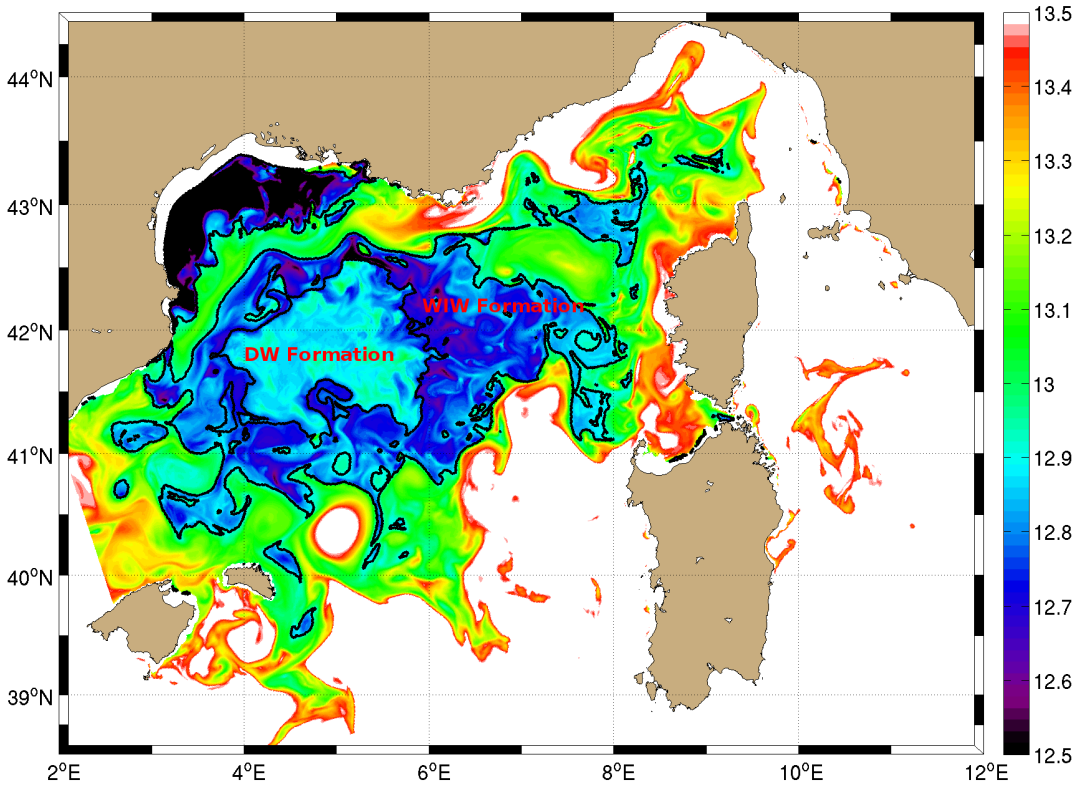


Fig. 0.19 Carte de température à 50 m simulée par le modèle SYMPHONIE en hiver. On voit bien apparaître la zone de formation des eaux profondes au large, ainsi que la formation de WIW plus froides en bordure de zone convective et sur le plateau du Golfe du Lion. Tiré de [Damien, 2015].

alors les pertes de flottabilité directement sur l'ensemble de la couche de mélange plutôt qu'uniquement proche de la surface en augmentant la valeur du coefficient de diffusion verticale. Ce faisant, les processus convectifs de petite échelle ne sont pas directement calculés, mais leur effet intégré sur la couche de mélange permet de reproduire son approfondissement de manière plutôt réaliste.

4 Problématique et plan de la thèse

Dans ce chapitre d'introduction, nous avons passé en revue les différents enjeux que représentent l'étude de l'océan de manière générale, et de la mer Méditerranée en particulier. Dans le contexte actuel de réchauffement climatique et d'aménagement intense du territoire, l'impact anthropique sur le milieu marin est indiscutable mais encore mal compris. Cet environnement marin sous pression est aujourd'hui au cœur de nombreux enjeux sociétaux (piégeage de carbone par les océans, dispersion des polluants, exploitation de ressources minière et halieutiques, etc) et écologiques (perturbation des écosystèmes, acidifi-

cation des océans, etc). Il est donc crucial de mieux comprendre et surveiller l'évolution des océans afin d'anticiper certains de ces changements et pouvoir éventuellement les minimiser en prenant des décisions adaptées. Le bassin occidental de la Méditerranée concentre de nombreux phénomènes physiques d'une grande importance pour le fonctionnement des océans à l'échelle globale. On s'intéressera notamment dans cette thèse aux processus liés au renouvellement des eaux profondes par convection profonde en mer ouverte dans la région du Golfe du Lion en Méditerranée Nord-occidentale. En dehors de cette région, ce phénomène a lieu uniquement en hiver au large dans des régions polaires au climat extrême et très difficile d'accès. Ce processus est d'une importance cruciale pour la ventilation de l'océan profond, mais aussi pour le développement du phytoplancton, qui constitue la base de la chaîne trophique marine, ou encore pour le cycle du carbone.

Nous avons ensuite introduit les différentes techniques d'observation *in situ* de l'océan. En particulier, le grand nombre de données et la diversité des paramètres enregistrés par les plateformes autonomes ces dernière années constituent une réelle avancée dans l'observation de l'océan et un réel défi. Grâce à ces nouvelles plateformes, en particulier grâce aux données de planeurs sous-marins (gliders), on a désormais accès à de nombreux processus clés qui échappaient aux techniques classiques d'observation par les navires océanographiques. Elles nous permettent ainsi d'avoir une description plus fine des processus physiques de l'océan et de leurs impacts sur les cycles biogéochimiques. Les données récoltées par les gliders et les flotteurs profileurs Argo en Méditerranée Nord-occidentale sont particulièrement bien intégrées dans un réseau d'observation à long terme (projet MOOSE) impliquant l'organisation de nombreuses campagnes océanographiques et la maintenance de lignes de mouillage hauturières, sans lesquelles les données collectées par les plateformes autonomes perdraient grandement de leur richesse.

Dans cette thèse, il s'agira donc de mieux caractériser et comprendre le milieu océanique du bassin nord-occidental et en particulier sur des échelles (méso- et sousméso-) peu explorées jusqu'alors, où se forment les Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale, ainsi que les implications biogéochimiques de ce phénomène. Pour cela, nous articulons notre propos autour de trois parties principales correspondant chacune aux trois grandes phases du processus de convection profonde.

La partie A, intitulée "Circulation générale et préconditionnement multi-échelle de le Méditerranée Nord-occidentale", traite de la phase de préconditionnement :

— le chapitre A1 s'attache à la description de l'hydrologie à grande échelle de la Méditerranée Nord-occidentale sur la période récente d'observation intense (2007-2015). Les caractéristiques des masses d'eau et la stratification de la colonne d'eau constituent en effet un premier préconditionnement dit "hydrographique" à la convection profonde à l'échelle du bassin.
— ensuite, nous consacrons le chapitre A2 à la description de la circulation générale, notamment celle du Courant Nord, et son impact sur les échanges de chaleur entre la zone côtière et le large. On décrit cette fois le préconditionnement dynamique du bassin.

— enfin, le chapitre A3 s'intéresse à la propagation d'Eaux Levantines Intermédiaires très chaudes et salées par des structures tourbillonnaires à travers la Méditerranée Nord-occidentale. L'influence de ces structures sur le phénomène de convection profonde constitue en soit également un préconditionnement local à petite échelle. On présentera ce chapitre sous la forme d'un bref résumé de l'article publié en 2015 [Bosse et al., 2015], dont le manuscrit complet se trouve en annexe.

La partie B, intitulée "Renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale : effet intégral et dynamique verticale à sous-mésoéchelle de la convection profonde", sera ensuite consacrée à la phase de mélange de la convection profonde :

— dans le chapitre B1, on commence par décrire la convection d'un point de vue intégral en revenant notamment sur la variabilité interannuelle du renouvellement des eaux profondes de 2007 à 2015, puis en étudiant en détail le cycle saisonnier 2012-2013 durant lequel un nombre sans précédent d'observations *in situ* a été collecté.

— le chapitre B2 sera ensuite consacré à la description des plus petites échelles cohérentes de la convection profonde océanique associées aux plumes convectives. Nous montrons également des impacts de ces fortes vitesses verticales et de la circulation tourbillonnaire sur la re-suspension sédimentaire dans la région du Golfe du Lion.

— enfin, le chapitre B3 s'intéresse à la dynamique agéostrophique des fronts bordant la zone de mélange. La démarche adoptée dans ce chapitre s'appuie sur des observations gliders, ainsi que que sur des sorties du modèle SYMPHONIE.

En toute logique, la partie C sera consacrée à la phase de restratification. Intitulée "Processus tourbillonnaires de la phase post-convective", cette dernière partie s'articule autour de deux chapitres :

— le chapitre C1 traite de la dispersion des eaux profondes par des structures tourbillonnaires lors de 4 épisodes de convection profonde de la période récente (2010-2013). Le contenu de ce chapitre fait l'objet d'un article en préparation [Bosse et al., 2016], dont le manuscrit est joint en annexe. Le rôle des cyclones profonds est, entre autre, mis en évidence. En complément de cet article, nous discutons de leur formation via une étude étude théorique et présentons les sorties du modèle SYMPHONIE qui simulent ces tourbillons dans un cadre réaliste.

— enfin, le chapitre C2 est centré sur la description précise d'un tourbillon de subsurface formé en hiver par mélange vertical et échantillonné intensivement par un glider en juin 2013. Nous abordons l'influence de cette structure sur la biogéochimie grâce à des mesures complémentaires qui ont été réalisées lors de la campagne océanographique MOOSE-GE 2013 à la même période.

Nous concluons enfin et tâchons de remettre en perspective l'ensemble de ces travaux.

Première partie

CIRCULATION GÉNÉRALE ET PRÉCONDITIONNEMENT MULTI-ÉCHELLE DE LA MÉDITERRANÉE NORD-OCCIDENTALE

CHAPITRE

A1

Suivi hydrographique interannuel de la Méditerranée Nord-occidentale depuis 2007

Sommaire

1	Introduction	**45**
2	Méthodologie	**46**
	a) Définition des zones d'intérêt	46
	b) Définition des masses d'eau	47
3	Indices de variabilité de la Méditerranée Nord-occidentale	**48**
	a) Évolution temporelle de la colonne d'eau	48
	b) Évolution des Eaux Atlantiques	50
	c) Évolution des LIW et des eaux profondes	53
4	Bilan et perspectives	**55**

1 Introduction

Nous avons vu en introduction que de très nombreuses observations *in situ* des paramètres physiques de l'océan ont été collectées en Méditerranée Nord-occidentale grâce notamment à l'apparition de nouvelles plateformes de mesure autonomes (gliders et flotteurs Argo). Cela nous permet d'avoir une vision quasi synoptique des propriétés des différentes masses d'eau à l'échelle du bassin au cours de cette période. Ce suivi est essentiel, car il permet de connaître de manière précise la situation hydrographique au cours du temps et de détecter éventuellement des changements dans les caractéristiques des masses d'eau. On sait par exemple que les caractéristiques en température et salinité des Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) sont des variables importantes du processus de convection profonde, et de la détermination des caractéristiques eaux profondes nouvellement formées [Grignon et al., 2010]. En 2005, un renouvellement massif des eaux profondes aux caractéristiques spectaculairement chaudes et salées a eu lieu [Schroeder et al., 2010]. Cette augmentation subite du contenu de chaleur et de sel

des eaux profondes s'explique par une accumulation dans les couches intermédiaires [Schroeder et al., 2006, Herrmann et al., 2008]. Dans le contexte du réchauffement climatique, il est également très utile d'avoir un suivi des caractéristiques des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale (WMDW), dont la température et la salinité sont en augmentation depuis les années 1960 [Béthoux et al., 1990].

Par conséquent, pour arriver à quantifier et anticiper de tels changements, il est crucial d'avoir un suivi à long terme des caractéristiques de la Méditerranée Nord-occidentale ; c'est ce qui est réalisé dans le cadre du projet MOOSE depuis 2010.

2 Méthodologie

a) Définition des zones d'intérêt

Pour rendre compte de l'évolution de la circulation générale du bassin abordée en introduction de cette thèse, nous allons découper la bassin nord-occidental en 2 régions hauturières et 3 régions du talus (voir figure A1.1) :

— Zone au large du Golfe du Lion (en noir sur la figure A1.1, 80 km autour du point 42°N-5°E) qui permet de suivre l'évolution de la colonne d'eau dans la zone de convection profonde.

— Zone au large de la mer Ligure (en noir également, lat.>42°N, long.>7°E et prof.>2300 m), où a également lieu un mélange vertical profond en hiver. Ce mélange n'est toutefois généralement pas aussi important que dans le Golfe du Lion.

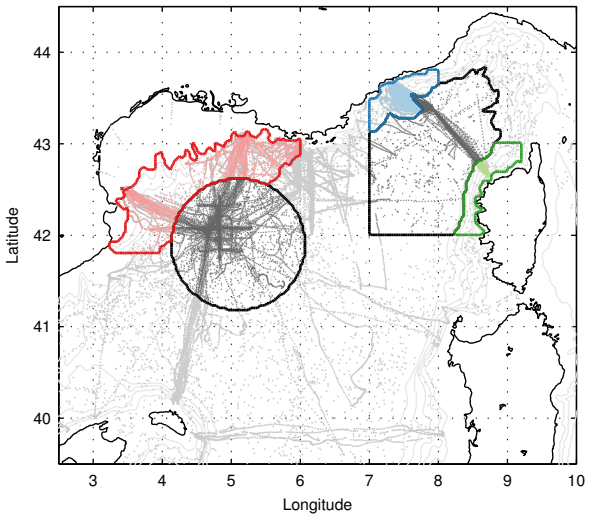


Fig. A1.1 L'ensemble des profils collectés sur la période 2007-2015 : domaines côtier/talus en couleur (en vert la zone du talus Corse, en bleu de la mer Ligure et en rouge du Golfe du Lion) et hauturiers en gris (Golfe du Lion à l'ouest et de la mer Ligure à l'est).

— Zone du talus Corse (en vert, 42°N<lat.<43°N et 200 m<prof.<2300 m), où s'écoulent les LIW les plus chaudes et les plus salées du bassin à profondeur intermédiaire en provenance de la mer Tyrrhénienne.
— Zone du talus de la mer Ligure (en bleu, 7°E<long.<8°E et 200 m<prof.<2300 m), où l'on s'intéresse aux propriété du Courant Nord en amont de la zone convection. Ce courant intense est très important pour le transport de chaleur et de sel entre l'est et l'ouest du bassin, notamment à profondeur intermédiaires où se situe les LIW.
— Zone du talus du Golfe du Lion (en rouge, long.<6°E, lat.>41.8°N, 200 m<prof.<2300 m et à au moins 80 km du point 42°N-5°E), où l'on peut estimer les gradients côte/large entre les eaux qui s'écoulent avec le Courant Nord en bordure de la zone de convection.

b) Définition des masses d'eau

On s'intéressera plus particulièrement aux caractéristiques des différentes masses d'eau de la Méditerranée Nord-occidentale (voir figure 0.4) :

— les Eaux Atlantiques (AW) sont définies par la température et la salinité moyenne au dessus de l'isopycne $\sigma = 28.95$ kg m^{-3} ;
— les Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) sont définies par le maximum de température et de salinité détecté en dessous de l'isopycne $\sigma = 29$ kg m^{-3} ;
— les Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale (WMDW) sont suivies par la température et salinité moyenne observée en dessous de 1000 m.

Il est bon de noter qu'avec une telle définition, les AW, ainsi que les LIW peuvent ne plus être détectées en période de mélange hivernal, lorsque la densité des eaux de surface excède alors 29 kg m^{-3}.

Entre les zones côtières et le large, on s'attend à trouver des contrastes hydrographiques entre les différentes masses d'eau, en particulier en surface et à profondeur intermédiaire. En effet, la circulation de bord suit au premier ordre un équilibre géostrophique [1] et est contrôlée par des contrastes de densité principalement au niveau du talus. Ainsi, dans les trois zones côtières, on s'attend à trouver des AW moins salées en s'approchant de la côte et des LIW plus marquées (c-à-d plus chaudes et plus salées). Une approche statistique basée sur ces boîtes et sur une détection automatique par profil des caractéristiques θ/S des masses d'eau permet de construire des indices de variabilité qui rendent compte de ces contrastes. Dans les zones du talus, on utilise donc le signal qui correspond aux 10% des valeurs extrêmes (minimales ou maximales selon la masse d'eau et la profondeur) dans un intervalle de temps donné (typiquement 10 jours).

1. équilibre entre la force de Coriolis due à la rotation de la Terre et les forces de pression liées à l'inclinaison des couches d'égale densité.

3 Indices de variabilité de la Méditerranée Nord-occidentale

a) Évolution temporelle de la colonne d'eau

Nous pouvons commencer par décrire l'évolution de la colonne d'eau sur notre période d'étude (2007-2015). La figure A1.2 représente la moyenne de température et salinité obtenue en regroupant par intervalle de 15 jours tous les profils collectés dans les deux zones du large précédemment définies (Golfe du Lion et mer Ligure) :

Golfe du Lion : On peut remarquer, tout d'abord, que 5 épisodes successifs de convection profonde ont eu lieu récemment (2009→2013). Ces épisodes ont été particulièrement intenses et bien suivis grâce au mouillage LION [Houpert et al., 2016]. Chaque épisode a été caractérisé par une couche de mélange atteignant le fond à environ 2300 m de profondeur sur le site du mouillage. La couche de LIW est alors complètement mélangée. Elle se reconstitue progressivement en quelques semaines : on remarque son épaississement couplé à une augmentation progressive de la température et de la salinité des eaux intermédiaires. Lors des deux premiers et des deux derniers hivers de la période (2007, 2008, 2014 et 2015), le mélange n'a pas été aussi intense. En 2007 et 2008, de nombreux gliders ont été déployés dans le Golfe du Lion pour observer la convection profonde [Testor et al., 2007]. Malgré l'absence de mouillage en 2007 et 2008, on sait donc que le mélange n'a pas dépassé les 1000 m. Plus récemment, entre l'été 2013 et l'été 2014, les données de microcats du mouillage LION n'ont malheureusement pas pu être récupérées. Seules des données de gliders et de flotteurs Argo nous renseignent sur cette période mais ils offrent une bonne couverture temporelle dans cette zone. Le mélange vertical n'a vraisemblablement pas dépassé les 1000 m. On remarque une production de type Eaux d'Hiver Intermédiaires (c-à-d froide <13°C avec un mélange qui peut incorporer une partie de la couche de LIW). L'année suivante en 2015, les gliders ont observé un mélange dépassant 1000 m. Les flotteurs profileurs observent également une injection importante de chaleur de sel entre 1000 m et environ 1800 m de profondeur, signe que le mélange a au minimum atteint cette profondeur. Cela a aussi été confirmé par les données de la campagne estivale MOOSE-GE 2015, qui a échantillonné à ces profondeurs des restes des signes de mélange hivernal. Les données du mouillage LION, une fois traitées et analysées pourront compléter cette vision avec un suivi plus précis de l'évolution de la profondeur de la couche de mélange lors de l'hiver.

Mer Ligure : Le mouillage en mer Ligure n'étant pas aussi bien équipé que dans le Golfe du Lion, les mesures hydrographiques décrivent un peu moins bien la structure verticale en mer Ligure. Elles permettent néanmoins d'avoir une bonne connaissance de l'intensité du mélange vertical lors des différents hivers de la période. Lors des quatre premiers hivers (2008-2011), on note la formation d'Eaux d'Hiver Intermédiaires caractérisées par une température relativement faible (θ<13°C) et un mélange vertical ne dépassant pas 500 m environ. Deux épisodes de convection plus intenses ont ensuite eu lieu consécutivement

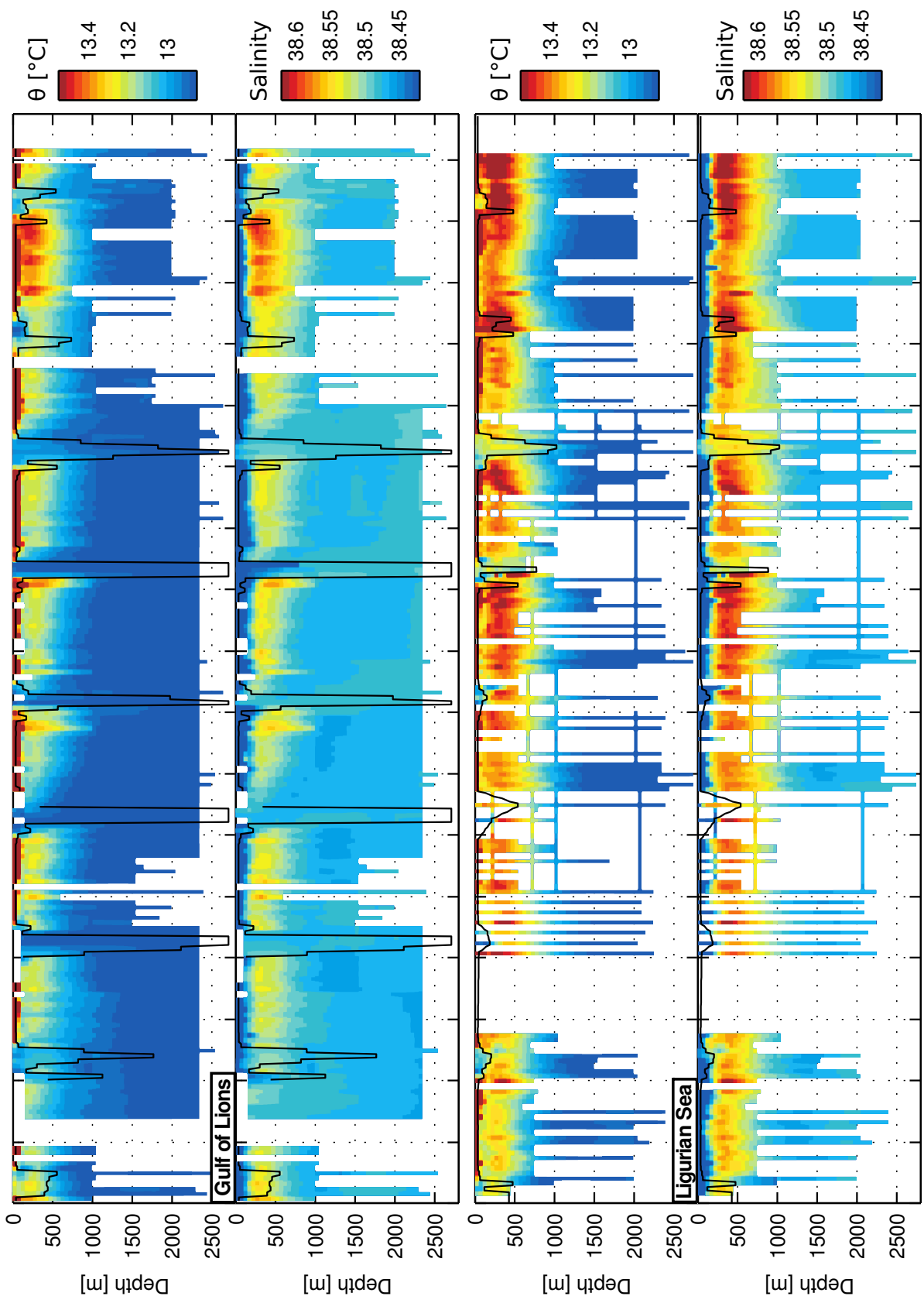


Fig. A1.2 Évolution de la colonne d'eau sur la période 2008-2015 dans le Golfe du Lion et en mer Ligure. Toutes les observations disponibles (CTD de campagne, gliders, flotteurs Argo et mouillages profonds) ont été moyennées sur des intervalles de 15 jours et de 50 m sur la verticale. Une profondeur de couche de mélange, estimée par un critère à 0.1oC sur les profils moyens de température, est également tracée en noir.

en 2012 et en 2013. Cette fois, la couche de mélange atteint la profondeur d'environ 1000 m. À cette profondeur, le mélange vertical concerne l'intégralité de la couche de LIW et une faible proportion de WMDW formant ainsi une couche de mélange aux caractéristiques plutôt chaudes (13.1-13.2°C) et salées (38.51-38.54) par rapport aux caractéristiques habituelles des eaux profondes. Au chapitre C1 et C2, nous décrirons des structures tourbillonnaires cohérentes résultant de ces épisodes de mélange. Cette masse d'eau formée en hiver semble jouer un rôle important et n'entre pas dans la classification classique (AW, WIW, LIW, WMDW). On se propose donc de les nommer "Eaux d'Hiver Profondes", désignant génériquement des eaux formées par mélange profond atteignant 1000-1500 m et dont les caractéristiques θ/S se situent sur la droite de mélange des LIW et des WMDW.

b) Évolution des Eaux Atlantiques

La figure A1.3 montre l'évolution des caractéristiques des Eaux Atlantiques. Elles varient principalement de manière saisonnière pour la température avec une amplitude du cycle annuel d'environ 4 à 5°C. En revanche, la salinité varie elle sur un spectre plus large d'échelles de temps avec une amplitude d'environ 0.1. On remarque qu'en 2011, toutes les zones (au large et proches du talus) étaient caractérisées par de faibles valeurs de salinité. L'évaporation estivale peut également favoriser l'augmentation de salinité comme elle semble augmenter en phase avec la température lors des étés 2010 et 2011 en mer Ligure. En 2012, les valeurs de salinité restent basses au large mais augmentent près des côtes ce qui indiquerait un apport de sel dans les couches de surface par la circulation de bord en provenance de la mer Tyrrhénienne ou du bassin algérien. Cette augmentation en salinité semble ensuite se propager au large mais pourrait être aussi due aux interactions air-mer.

En hiver, on observe des maximas locaux en salinité qui suivent de 1-2 mois les épisodes de convection profonde. En effet, le mélange hivernal, et les processus de restratification de la zone de mélange hivernal, ramènent en surface du sel provenant des couches profondes et intermédiaires plus salées ($S > 38.5$). Lors de la période de restratification qui suit, une partie de ces eaux profondes nouvellement formées vont se mélanger avec les Eaux Atlantiques qui vont réinvestir la zone de convection. Ce phénomène semble être plus marqué en mer Ligure, probablement car la zone mélangée contient plus de sel. Le mélange hivernal y est moins profond et les LIW plus salées, car plus proches de leurs sources dans le bassin : le canal de Corse et le sud de la Sardaigne. La salinité a augmenté de 0.05-0.1 dans la couche d'Eaux Atlantiques lors du printemps qui suit les épisodes de convection des hivers 2012 et 2013. Les Eaux Atlantiques ne sont plus détectées lorsque la densité de surface excède 1028.95 kg m^{-3}, ce qui provoque une discontinuité dans les séries temporelles. L'amplitude de variation de la salinité des Eaux Atlantique est de l'ordre de 0.1, ce qui peut avoir une influence importante sur le phénomène de formation d'eaux intermédiaires et profondes.

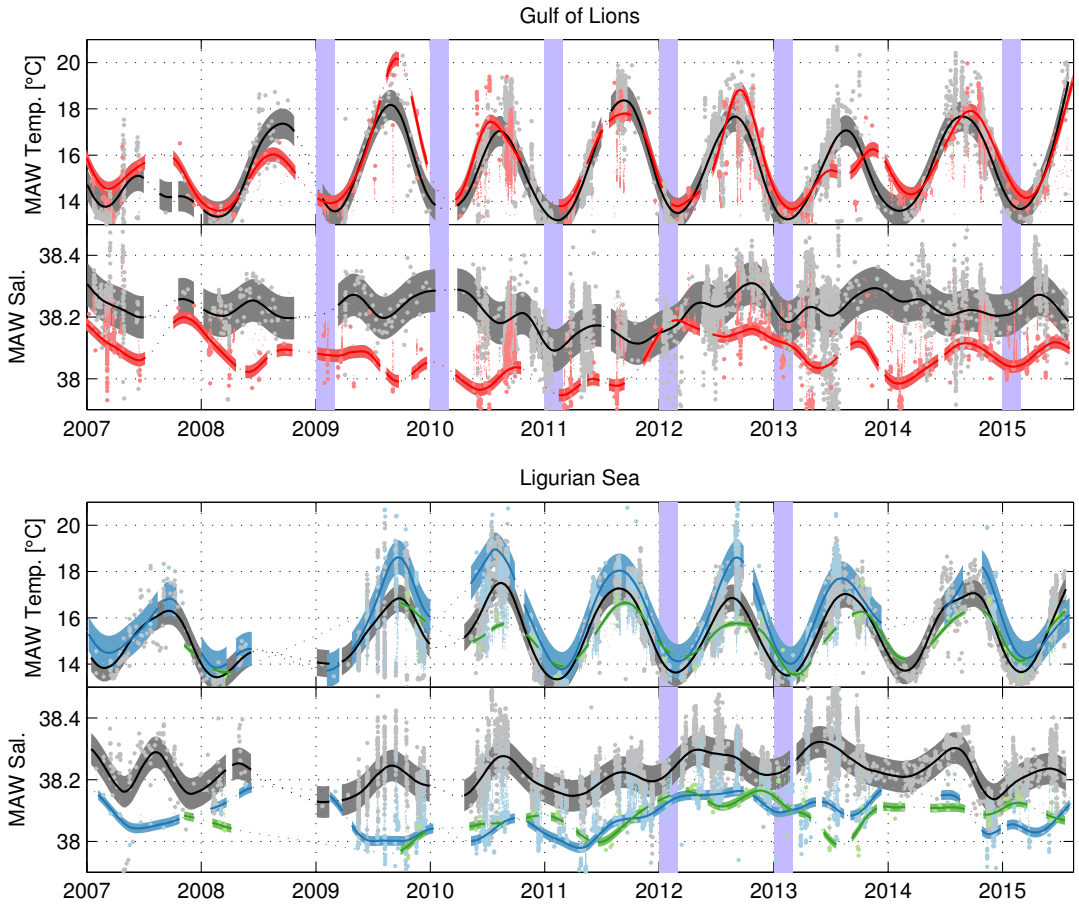


Fig. A1.3 Évolution de la température et salinité des Eaux Atlantiques sur la période 2008-2015 dans le Golfe du Lion (en haut) et en mer Ligure (en bas). Les points gris représentent les observations faites dans les zones au large et en couleur dans les zones de talus décrites sur la figure A1.1. Les courbes épaisses représentent le signal moyen lissé sur une fenêtre de 90 jours pour rendre compte des variations saisonnières ; et les zones colorés représentent l'écart type des données. Pour construire la courbe épaisse des zones de talus, nous avons uniquement gardé 10% des valeurs minimales de salinité et maximales de température dans chaque intervalle de 10 jours. Les mois d'hiver (JFM) caractérisés par de forts épisodes de convection sont indiqués par une surface violette.

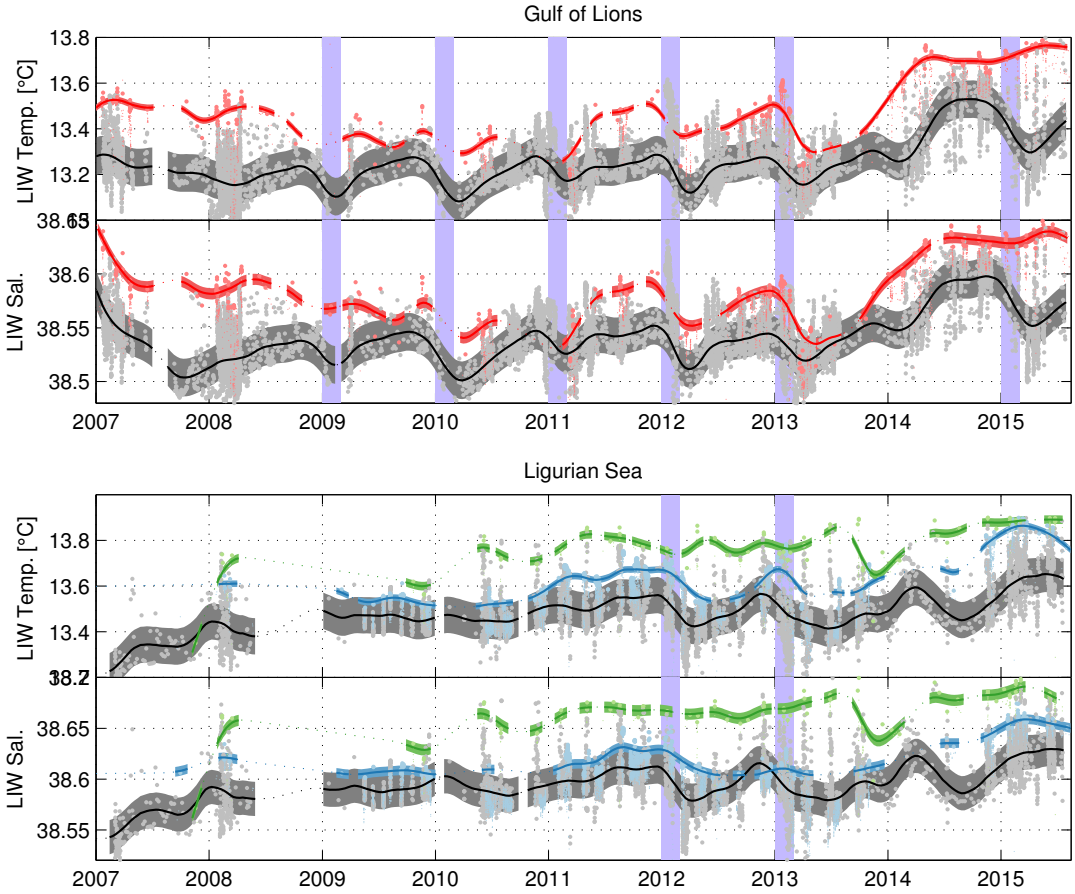


Fig. A1.4 Évolution de la température et salinité des Eaux Levantines Intermédiaires sur la période 2008-2015 dans le Golfe du Lion (en haut) et en mer Ligure (en bas). Les points gris représentent les observations faites dans les zones au large et en couleur dans les zones côtières décrites sur la figure A1.1. Les courbes épaisses représentent le signal moyen lissé sur une fenêtre de 90 jours pour rendre compte des variations saisonnières et les zones colorées représentent l'écart type des données. Pour construire la courbe épaisse des zones côtières, on a uniquement gardé 10% des valeurs maximales de salinité et de température dans chaque intervalle de 10 jours. Les mois d'hiver (JFM) caractérisés par de forts épisodes de convection sont indiqués par une surface violette.

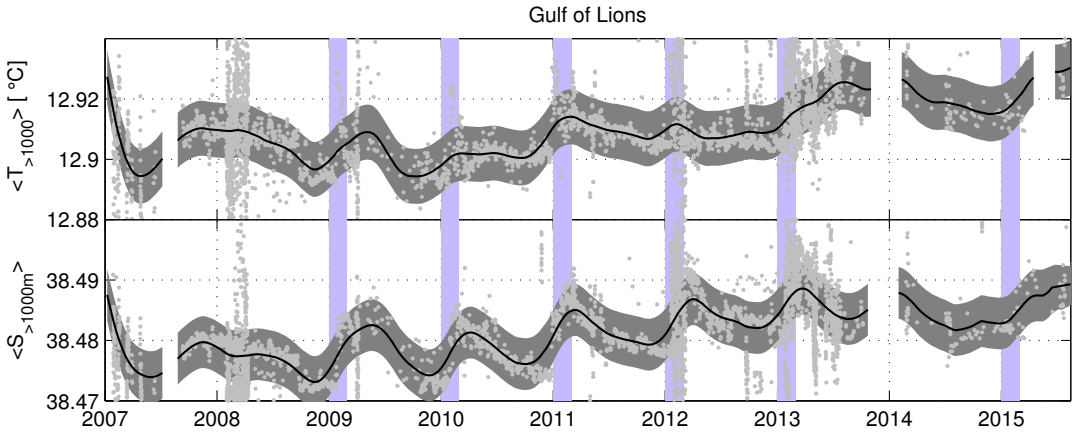


Fig. A1.5 Évolution de la température et salinité des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale sur la période 2008-2015 dans le Golfe du Lion. Les observations de température moyenne en dessous de 1000 m sont représentées en gris, la courbe noire est le signal moyen lissé sur une fenêtre de 90 jours pour rendre compte des variations saisonnières, et la zone grisée représente l'écart type des données. Les mois d'hiver (JFM) caractérisés par de forts épisodes de convection sont indiqués par une surface violette.

c) Évolution des LIW et des eaux profondes

Rôle des épisodes de convection profonde : Les Eaux Levantines Intermédiaires jouent un rôle très important dans le processus de renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale [Grignon et al., 2010]. En particulier, un excès de chaleur et de sel à profondeur intermédiaire combiné à des conditions atmosphériques favorables ont provoqué un changement abrupt des propriétés des eaux profondes en 2005 [Schroeder et al., 2006, Schroeder et al., 2010, Herrmann et al., 2010]. Les couches intermédiaires constituent un lieu d'accumulation privilégié de chaleur et de sel avant d'être transférées par mélange vertical dans les couches profondes de l'océan.

Les épisodes de convection profonde des 5 hivers consécutifs (2009 à 2013) et celui de 2015 sont facilement identifiables sur les séries temporelles de la figure A1.2 dans le Golfe du Lion . Lors de chaque épisode, on constate une diminution de la température (0.1-0.3°C) et de la salinité (0.02-0.05) des Eaux Levantines Intermédiaires, qui traduit le transfert de chaleur et de sel vers les couches profondes. Ce transfert de chaleur et de salinité est également observé lors des hivers 2012 et 2013 en mer Ligure, où la couche de mélange a atteint 1000 m environ. On voit d'ailleurs qu'au même moment, la température et la salinité des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale augmentent de respectivement 0.01-0.02°C et 0.01 (voir figure A1.5).

Le signal de salinité des couches profondes est particulièrement intéressant, car il montre bien l'augmentation temporaire de la salinité des eaux profondes au moment de leur renouvellement. Sous l'action d'échanges latéraux entre les eaux profondes nouvel-

lement formées et les anciennes en bordure de la zone de convection ayant conservé des propriétés moins salées, le signal décroit régulièrement jusqu'à l'hiver. Depuis plusieurs années, il n'atteint toutefois pas le niveau aussi bas que celui qu'il avait lors de de la période de préconditionnement précédent l'épisode de convection et on observe une augmentation régulière en température et salinité depuis 2008.

L'augmentation de salinité (resp. de température) atteint 0.015 (resp. 0.025°C) entre 2009 et 2015 soit un rythme de 0.0025 an^{-1} (resp. 0.004°C an^{-1}) comparable avec l'estimation récente de [Marty and Chiavérini, 2010] en mer Ligure entre 1995 et 2005. Ce rythme d'augmentation de la température et de la salinité des WMDW reste quand même plus important que ceux mesurés entre les années 1960/70 et 1990 [Béthoux et al., 1990, Krahmann and Schott, 1998], ce qui suggérerait une amplification du phénomène, en lien avec le réchauffement climatique et les changements récents du climat Méditerranéen [Béthoux et al., 1998]. Il est également bon de noter que la variation des propriétés des WMDW n'est pas continue mais peut faire l'objet d'une augmentation spectaculaire comme en 2005, où celles-ci ont augmenté de +0.04°C et +0.02 en salinité [Schroeder et al., 2010], soit l'équivalent de la tendance moyenne intégrée pendant 10 ans. Toutefois, si on remet cet hiver dans un contexte d'absence de forts épisodes de convection pendant près de 10 ans [Herrmann et al., 2010], cette augmentation peut paraître moins spectaculaire.

Contraste est/ouest et côte/large : Les caractéristiques des LIW sont en augmentation globale sur la période d'étude, mais l'augmentation est la plus notable lors de l'année 2014, qui est caractérisée par une faible convection dans tout le bassin. On observe une augmentation de la température (+0.3°C dans le Courant Nord et +0.2°C au large) et de la salinité (+0.07 dans le Courant Nord et +0.05 au large) des LIW dans la zone du Golfe du Lion. Avec une température d'environ 13.7°C et une salinité de 38.63 en 2015, les caractéristiques des LIW du Courant Nord dans le Golfe du Lion se rapprochent de celles observées en mer Ligure. À l'est, on observe également une augmentation similaire mais plus étalée dans le temps et d'une amplitude moindre : +0.2°C en température et +0.05 en salinité. Comme lors de l'hiver 2014, la convection n'a pas été active dans le bassin, on observe une accumulation de chaleur et de sel particulièrement marquée dans le Golfe du Lion en provenance de la mer Ligure. Il faut noter qu'en attente d'une calibration finale et solide des données de campagne récoltées en 2014 et 2015, la calibration des plateformes (glider notamment) se base en grande majorité sur la relation linéaire établie avec les profils de référence en profondeur (voir annexe 6). De légers ajustements seront donc probablement faits à ces données dans un futur proche, mais on peut tout de même parler d'augmentation significative et spectaculaire étant donné l'ordre de grandeur et la rapidité de ces changements.

Enfin, on peut noter qu'il y a moins de gradient côte/large en mer Ligure que dans le Golfe du Lion. Cela est certainement lié à la taille restreinte du bassin dans cette zone et à la présence de deux courants de bord (le Courant Ouest-Corse et la Courant Nord) qui génèrent des flux latéraux de chaleur et de sel par instabilité hydrodynamique. Les épi-

sodes hivernaux de mélange franchissant la couche d'Eaux Levantines Intermédiaires sont également moins fréquents que dans le Golfe du Lion (2 épisodes contre 6 ou 7 lors des 8 hivers de la période 2008/2015, voir figure A1.2), ce qui limite la redistribution verticale de chaleur et du sel sur la colonne d'eau et facilite son accumulation à profondeur intermédiaire. L'absence de convection profonde dans le Golfe du Lion en 2014 et l'augmentation des caractéristiques θ/S des LIW qui s'en suit suggèrent une propagation rapide (~1 an) des masses d'eau intermédiaires de l'est à l'ouest du bassin.

4 Bilan et perspectives

Il est crucial d'arriver à prendre du recul sur les caractéristiques des masses d'eau grâce à des observations *in situ* répétées dans le temps, car cela permet de fournir des points de référence essentiels aux études de modélisation. Depuis des décennies maintenant, on observe un réchauffement et une salinisation des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale [Béthoux et al., 1990, Krahmann and Schott, 1998, Marty and Chiavérini, 2010]. Lors de la période récente (2007-2015), on arrive notamment à avoir une surveillance quasi-continue des caractéristiques des différentes masses d'eau à l'échelle de la Méditerranée Nord-occidentale grâce au réseau d'observation MOOSE. Ce réseau observationnel permet également de capturer une augmentation récente de la température des Eaux Levantines Intermédiaires (+0.05 en salinité et +0.2°C en 1 an), qui pourrait grandement impacter la production des eaux profondes et leurs caractéristiques θ/S dans le futur.

D'un point de vue observationnel, il est important de pouvoir décrire les grandes tendances du bassin et resituer dans un contexte dynamique les objets de (sous-)mésoéchelle que nous avons pu découvrir et que nous décrirons plus loin mais cette étude en appelle d'autres. Les indices de variabilité que nous avons extraits de l'ensemble des données collectées sur le bassin devront être comparés au forçage atmosphérique et aux estimations de transports à différents endroits clés : canal de Corse et de Sardaigne-Tunisie, de Sicile. De plus, ces indices, que l'on peut extraire de simulations numériques d'une manière similaire, constituent un défi pour la modélisation. Le système d'observation MOOSE, opérationnel depuis 5 ans, renseigne d'ores et déjà sur les signaux interannuels du bassin. On peut s'attendre à de nombreux résultats quant aux mécanismes qui les régissent, mais cela dépasse un peu du cadre de cette thèse.

CHAPITRE

A2

Circulation générale à l'échelle du bassin de la Méditerranée Nord-occidentale

Certains résultats présentés dans ce chapitre font l'objet d'une publication en préparation pour une re-soumission prochaine :

• Bouffard J., J. Marmain, **A. Bosse**, A. Petrenko, P. Forget, A.M. Doglioli, P. Testor, L. Mortier : *Variability of slope current positioning from space : application to the Northern Current in the northwestern Mediterranean Sea*

Sommaire

1 Introduction **57**
2 Données et Méthode **59**
a) Courants moyens dérivés par les gliders 59
b) Courants géostrophiques "absolus" 60
3 Courants géostrophiques moyens **64**
a) Circulation de surface et profonde 64
b) Variations saisonnières 66
4 Description du Courant Nord **66**
a) Détection, normalisation du front 66
b) État moyen et saisonnalité 68
5 Bilan et perspectives **72**

1 Introduction

Après avoir introduit les différentes masses d'eau de la Méditerranée Nord-occidentale, nous allons, dans ce second chapitre, nous intéresser au mouvement de ces dernières par la circulation générale du bassin. Plus particulièrement, nous allons étudier le Courant Nord, un trait majeur de cette circulation moyenne, dont les échanges de chaleur et de sel avec le large ont un impact direct sur la zone de convection du Golfe du Lion.

Le Courant Nord constitue la branche Nord de la circulation cyclonique du bassin nord-occidental de la Méditerranée [Millot, 1999]. Cette circulation cyclonique est notamment importante dans le préconditionnement à grande échelle de la convection profonde [Marshall and Schott, 1999]. Les courants océaniques sont en grande partie en équilibre géostrophique. Ils émergent donc de contrastes horizontaux de densité maintenus en équilibre par la rotation de la Terre ; et leur largeur est alors dictée par cette rotation et par la stratification du milieu. Le Courant Nord suit le talus continental au sud de la France à une distance proportionnelle à sa largeur (typiquement 30-50 km). Il possède une structure dite "équivalent-barotrope", avec des vitesses intensifiées en surface de l'ordre de 50 cm s^{-1} : il possède une composante barocline liée à la présence d'un front de densité associé en particulier à la présence des Eaux Atlantiques moins salées qu'au large, et une composante barotrope homogène sur la profondeur. Les écoulements barotropes sont contraints par des contraintes dynamiques à suivre les contours f/h, où h représente la profondeur de l'océan et f le paramètre de Coriolis. La composante barotrope du Courant Nord est significative, ce qui le contraint particulièrement à suivre la bathymétrie en mer Ligure. Plus à l'ouest au niveau du Golfe du Lion, des épisodes d'intrusion du Courant Nord sur le plateau peuvent se produire [Echevin et al., 2003, Petrenko et al., 2005, Hu et al., 2011].

Ce courant océanique possède une importante variabilité saisonnière : son cœur de courant s'intensifie et s'approfondit en hiver en réponse au mélange vertical qui renforce en surface le front de densité. Son transport intégré jusqu'à 700 m varie saisonnièrement autour typiquement de 1 à 2 Sv [Béthoux et al., 1988, Alberola et al., 1995, Petrenko, 2003]. Sa variabilité à mésoéchelle est intense et se caractérise par des méandres d'instabilité d'une longueur d'onde typique de $\sim$ 40 km et d'une variabilité temporelle associée de 3-6 jours [Crépon et al., 1982, Sammari et al., 1995, Flexas et al., 2002]. Cependant, des méandres de plus petite taille peuvent être associées à une variabilité à plus haute fréquence (jusqu'à 1 jour) [Piterbarg et al., 2013]. Cette variabilité à mésoéchelle s'accentue en hiver avec l'intensification du courant. Enfin, le Courant Nord est également connu pour pouvoir avoir une forte activité frontale à sous-mésoéchelle avec un effet notable sur la biogéochimie [Niewiadomska et al., 2008].

Lors des événements de convection profonde, le Courant Nord est directement en contact avec la zone de formation des eaux profondes. Les instabilités du courant génèrent alors des flux de chaleur et de sel directement orientés vers la zone de convection - notamment dans les couches de surface où il transporte des Eaux Atlantiques moins salées qu'au large et à profondeur intermédiaire où il transporte des Eaux Levantines Intermédiaires plus chaudes ($\sim$+0.2°C) et salées ($\sim$+0.05) par rapport aux caractéristiques du large. Ce courant est donc très important pour le bilan de chaleur de la zone de convection [Visbeck et al., 1996]. La motivation de cette partie est par conséquent de décrire ce courant, d'étudier sa structure moyenne, ainsi que sa saisonnalité pour enfin appréhender ses échanges de chaleur et de sel avec la zone au large et leurs impacts sur la formation des eaux profondes.

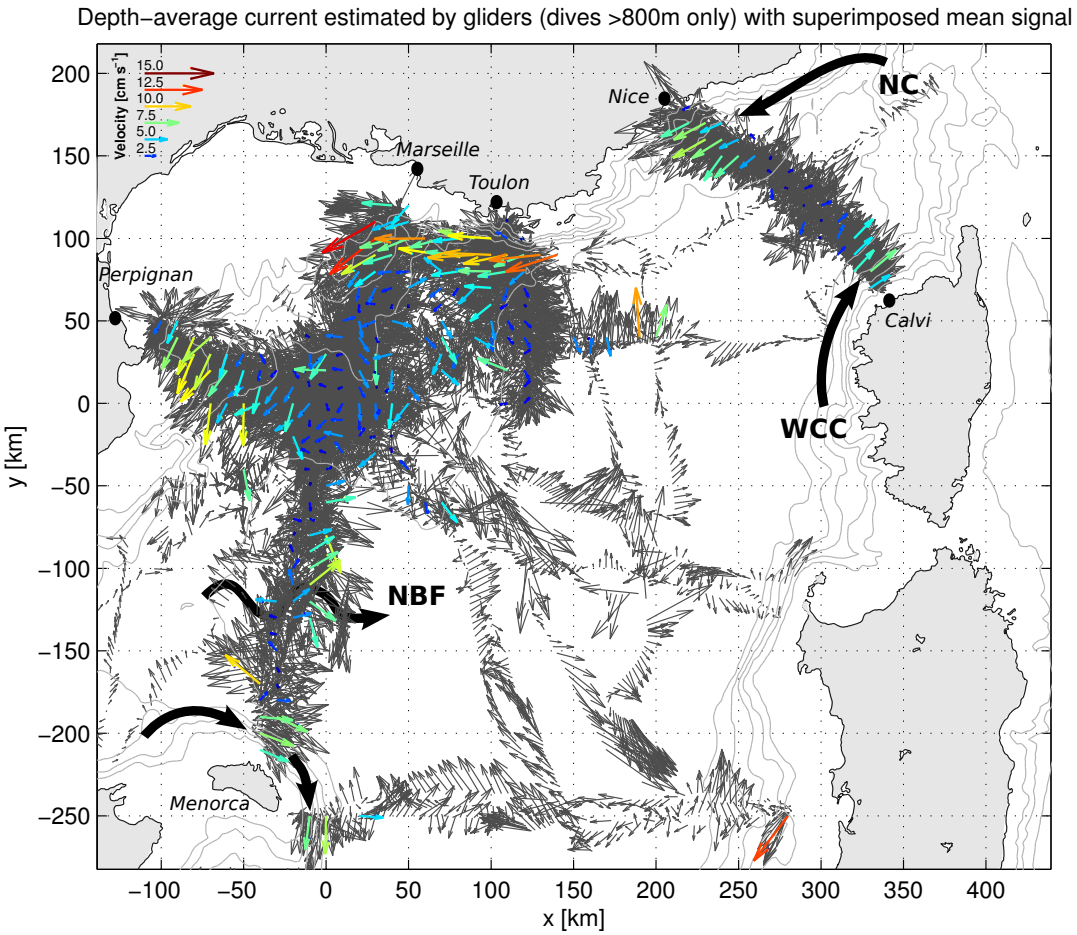


Fig. A2.1 Courants moyens sur 0-1000 m estimés par les gliders lors de plongées profondes (800-1000 m). En gris, on représente toutes les estimations individuelles ; et en couleur, la moyenne du signal sur une grille régulière de 10 km, uniquement pour celles qualifiées de significatives (i.e. contenant plus de 10 valeurs). Les contours bathymétriques tous les 500 m, ainsi que les traits principaux de la circulation générale sont également représentés.

2 Données et Méthode

a) Courants moyens dérivés par les gliders

Nous allons utiliser dans cette étude toutes les données glider disponibles à partir de janvier 2007 et jusqu'au mois d'août 2015. Comme nous l'avons mentionné en introduction, les gliders estiment au cours de leurs plongées des courants moyens. Ils correspondent au courant moyen intégré de la surface à la profondeur maximale de chaque plongée. Au cours des 109 déploiements considérés, les gliders fournissent ainsi une base de données de près de 23000 estimations de courants intégrés sur la verticale, dont environ 13000 plon-

gées à une profondeur minimale de 800 m. Le compas des gliders a toujours fait l'objet d'une calibration spécifique avant déploiement, qui doit assurer une précision des données de courant de l'ordre de 1 cm s^{-1} .

Nous allons nous intéresser dans un premier temps à la circulation moyenne des 800-1000 premiers mètres. Pour cela, nous avons considéré toutes les estimations de courant faites lors de plongées profondes (800-1000 m). La carte A2.1 montre ces courants en gris, ainsi que les courants moyens obtenus sur une grille de 10 km par 10 km. Les *outliers* (5% des vitesses les plus intenses) ont également été rejetés, et seules les boites contenant plus de 10 estimations de vitesse ont été représentées en couleur.

Les vitesses moyennes capturent très bien la circulation du Courant Nord (NC). Au large de Nice, il se caractérise par des vitesses moyennes sur les 1000 premiers mètres de l'ordre de 5-8 cm s^{-1} et une largeur moyenne d'environ 40-50 km. Cette largeur importante peut être le résultat de la position variable du front lié à sa forte variabilité mésoéchelle [Crépon et al., 1982, Piterbarg et al., 2013]. Ensuite, on observe une intensification et un resserrement (~20 km) du courant au large de Toulon avec des vitesses atteignant 10-12 cm s^{-1}. Cela est probablement lié à la pente du talus qui devient très abrupt à cet endroit (~ 10%). Les contours f/h se resserrent et contraignent fortement le courant barotrope (et donc le courant moyen) à faire de même. On observe une courbure importante du talus entre Toulon et Marseille, ce qui peut engendrer la formation de tourbillons par détachement de ce courant [Pichevin and Nof, 1996, Marshall and Tansley, 2001]. Au large de Marseille, le courant s'incurve de nouveau en suivant le talus qui devient alors moins pentu (~3-5%). Le courant s'élargit de nouveau et engendre des vitesses moyennes de l'ordre de 10 cm s^{-1}. Enfin, au large de Perpignan, à l'ouest du Golfe du Lion, le courant semble être le plus large (50-60 km) signe que sa position varie probablement beaucoup dans le temps.

À l'ouest de la Corse, on reconnaît également bien le Courant Ouest-Corse (WCC) avec des vitesses moyennes de 6-7 cm s^{-1}, légèrement inférieures à celles mesurées pour le NC et une largeur également moindre (20-30 km). Il est aussi remarquable de noter la signature du courant contournant l'île de Minorque caractérisé par des vitesses moyennes 7-8 cm s^{-1} et une très faible extension spatiale (~ 20 km). Un courant moyen vers l'est à environ 100 km au nord de Minorque semble également apparaître et peut être associé à la présence du Front Nord-Baléares (NBF).

b) Courants géostrophiques "absolus"

Relation du vent thermique : En plus de nous renseigner sur les courants moyens, les gliders enregistrent également des données de température et salinité à haute résolution spatiale (2-4 km entre deux profils) jusqu'à 1000 m. En particulier, elles permettent de connaître la distribution horizontale de densité le long d'une trajectoire, qu'ils parcourent à la vitesse d'environ 20-40 km $jour^{-1}$. Les gradients horizontaux de densité sont en relation directe avec la distribution verticale des vitesses orthogonales à cette trajectoire via la

relation du vent thermique :

$$-f\partial_z v_g = g\partial_x \sigma/\sigma_0 \Leftrightarrow \partial_z v_g = \partial_x b \text{ où : } b \equiv -g\sigma/\sigma_0 \tag{2.1}$$

avec : σ la densité potentielle, σ_0 une densité de référence (typiquement 1030 kg m^{-3} en Méditerranée), $g = 9.81$ m s^{-2} la constante gravitationnelle. Le paramètre b est communément appelé "flottabilité". z fait référence à l'axe vertical orienté vers le haut (par convention $z = 0$ en surface et $z < 0$ en profondeur), x à l'axe défini localement et orienté en suivant la trajectoire du glider, et v_g représente la vitesse géostrophique orthogonale à x.

Il existe alors une méthode classique en océanographie permettant de calculer la composante barocline des courants grâce à des données de densité : elle consiste tout simplement à intégrer la relation du vent thermique en fixant un niveau de référence profond que l'on suppose au repos. Les données récoltées par les gliders nous fournissent cependant de quoi contourner cette dernière hypothèse en fixant cette constante d'intégration grâce à la connaissance des courants moyens qu'ils estiment ($\bar{V}(x)$). Cette méthode a déjà servi dans de nombreux papiers [Gourdeau et al., 2008, Todd et al., 2009, Bouffard et al., 2010, Davis et al., 2012, Pelland et al., 2013, Pietri et al., 2013, Pietri et al., 2014, Bosse et al., 2015, Rudnick et al., 2015] :

$$v_g(x,z) = v_{bc}(x,z) - \frac{1}{Z_{\text{dive}}}\int_{-Z_{\text{dive}}}^{0} v_{bc}(x,z')\mathrm{d}z' + \bar{V}(x) \tag{2.2}$$

avec : $v_{bc}(x,z) = \int_{-Z_{\text{dive}}}^{z} f^{-1}\partial_x b(x,z')\mathrm{d}z'$.

Rayon de déformation et filtrage horizontal : L'échelle caractéristique des circulations océaniques en équilibre géostrophique est fixée par le rayon interne de déformation [Cushman-Roisin and Beckers, 2011]. La figure A2.2 représente l'évolution saisonnière de la stratification du Courant Nord. Elle a été construite par l'inspection statistique des plus de 10 000 profils collectés par les gliders. La zone du Courant Nord a été identifiée comme la région de latitude > 41°N, longitude < 8°E et située entre les isobathes 300 et 1800 m. La fréquence de Brunt-Väïssälä a été calculée sur les profils de densité préalablement lissés sur la verticale par une moyenne glissante pondérée par une gaussienne d'un écart type de 5 m. Elle montre la forte saisonnalité du rapport N/f due au mélange hivernal qui fait diminuer la stratification maximale de la colonne d'eau d'un facteur 4. Le rayon de déformation typique est alors d'environ 7-8 km (voir légende de la figure A2.2). Pour cela, les profils de stratification N ont été extrapolés jusqu'à une profondeur de 1800 m à partir de la stratification mesurée entre 900 et 1000 m. Le rayon de déformation interne du premier mode barocline est alors calculé comme $R_1 = c_1/f$, où c_1 correspond à : [Chelton et al., 1998]

$$c_1 = \frac{1}{\pi}\int_{-H}^{0} N(z)\mathrm{d}z \tag{2.3}$$

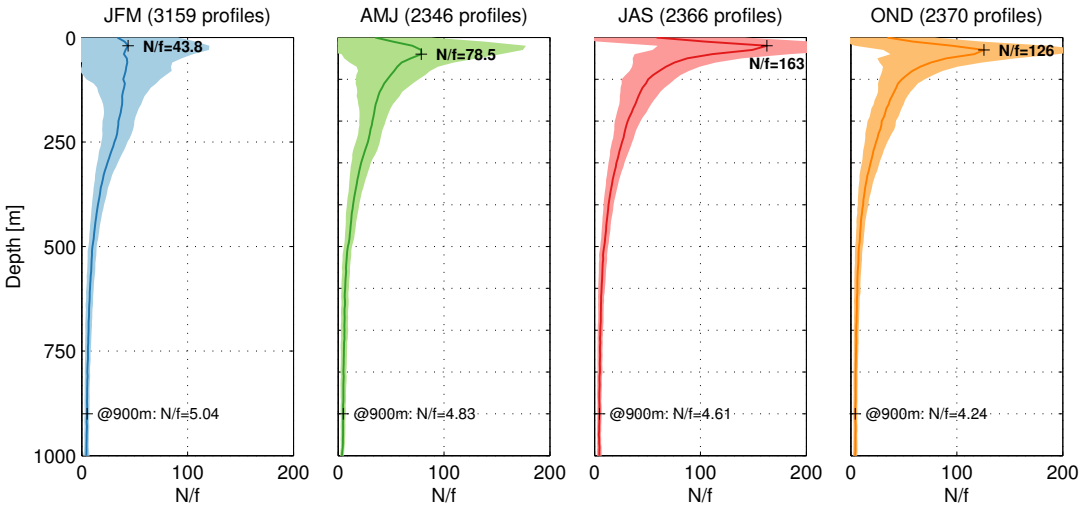


Fig. A2.2 Évolution saisonnière du paramètre de stratification N du Courant Nord. Le premier rayon de déformation barocline varie comme suit : 7.0 km en hiver (JFM), 7.2 km au printemps (AMJ), 7.7 km à l'été (JAS) et 7.0 à l'automne (OND).

Un glider se déplace à une vitesse typique de 20-30 km jour^{-1} et traverse donc le front du Courant Nord en 1 à 2 jours. En conséquence, il possède généralement une vue synoptique des courants en équilibre géostrophique caractérisés par des échelles spatiales de l'ordre de ~15-20 km et temporelles supérieures à 1 jour. Toutefois une variation temporelle rapide du front le long d'une section peut affecter ce caractère synoptique créant artificiellement de la variabilité spatiale. Il est connu que les méandres du Courant Nord sont caractérisés par des échelles spatiales généralement larges d'environ 40 km [Crépon et al., 1982] et évoluent lentement sur des périodes de 3-6 jours [Sammari et al., 1995], ce qui ne pose pas de problème étant donné la vitesse de déplacement des gliders. Toutefois, il existe des cas particuliers où une évolution rapide (~1 jour) du front a déjà été remarquée et il faut considérer avec précaution les observations d'un glider à ces échelles [Piterbarg et al., 2013].

Du fait de son échantillonnage temporel et spatial à haute résolution, un glider n'échantillonne pas uniquement ce qui résulte d'une dynamique en équilibre géostrophique. Sa mesure est également affectée par les signaux d'ondes internes de plus haute fréquence [Todd et al., 2009]. Dans des régions fortement affectées par la marée interne, le signal de marée peut devenir dominant et être retrouvé à partir des données gliders [Rainville et al., 2013, Boettger et al., 2015]. En Méditerranée Nord-occidentale, la marée interne est très faible et le champs d'ondes internes est dominé par des fréquences proches de l'inertie [Petrenko et al., 2005]. Pour la dynamique géostrophique qui nous intéresse particulièrement ici, nous allons donc filtrer la section de densité du glider en appliquant une moyenne glissante, dont la largeur est de l'ordre du rayon de déformation. On obtient ainsi

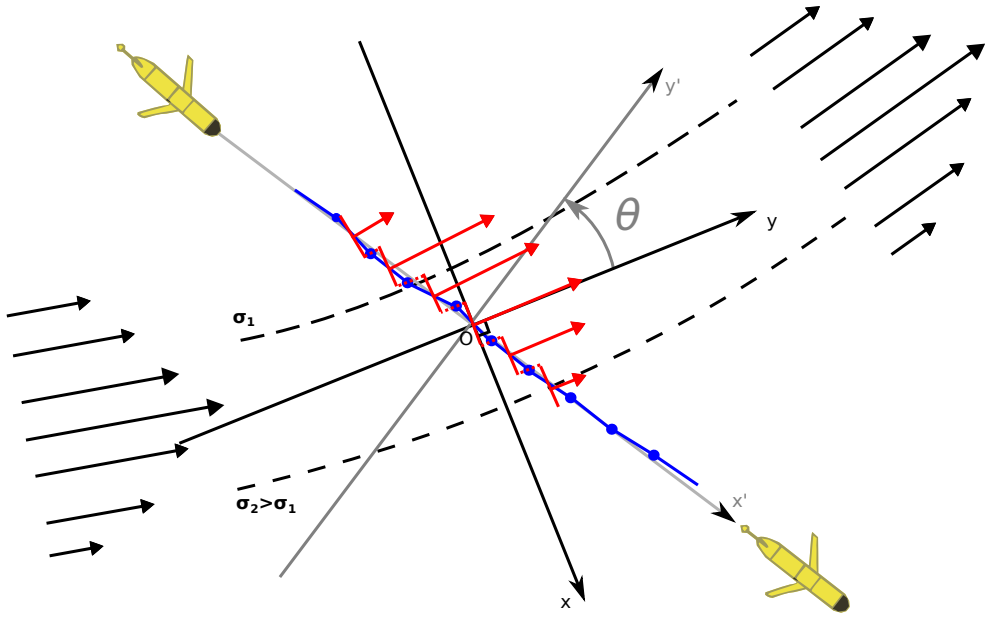


Fig. A2.3 Schéma de l'échantillonnage d'un front 1D par un glider : les points bleus représentent les passages en surface du glider, les flèches rouges les courants moyens estimés par le glider en plongée. En pointillés noirs, nous avons représenté deux isopycnes interssectées à une profondeur donnée indiquant la direction du front avec les flèches associées au courant en noir. Le repère (x, y) représente le repère lié au front et (x', y') celui lié à l'échantillonnage du glider.

$\tilde{\sigma}$, le champ de densité filtré :

$$\tilde{\sigma_0}(x,z) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \sigma_0(x',z) \times e^{-(x'-x)^2/2L^2} \mathrm{d}x' \tag{2.4}$$

où x est la distance le long de la trajectoire du glider, x_{min} et x_{max} les extrémités de la section, et L l'écart type de la gaussienne. La convolution du signal par une fenêtre gaussienne agit comme un filtre passe-bas, qui supprime du signal les variations plus petites que la largeur de la fenêtre considérée.

Prendre L égal à 10 km (largeur significative de 20-30 km) est suffisant pour se débarrasser des oscillations des isopycnes liées aux ondes internes tout en conservant le signal lié aux circulations balancées de plus grande échelle. Cette approche a déjà été précédemment utilisée dans de nombreuses études [Todd et al., 2009, Høydalsvik et al., 2013, Pietri et al., 2013, Pietri et al., 2014, Bosse et al., 2015].

Hypothèse de courant 1D et considérations géométriques : L'océan est un milieu très turbulent : des tourbillons dits de mésoéchelle, dont le rayon est dicté par le rayon de déformation, sont en effet omniprésents [Chelton et al., 2007]. Ils ont des vitesses importantes et

parfois supérieures à celles des courants moyens. On trouve ces tourbillons en particulier dans l'océan ouvert, où la circulation n'est pas contrainte par la topographie et la dynamique fortement bi-dimensionnelle (i.e. sans direction privilégiée dans le plan horizontal).

Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'échantillonnage d'un front de densité associé à un courant géostrophique. La dynamique d'un tel front peut être, en revanche, qualifiée d'uni-dimensionnelle, car l'écoulement peut être considéré invariant le long du front - au moins localement. Lorsqu'un glider traverse un tel front, il y a peu de chance qu'il le fasse de manière exactement orthogonale aux courants qu'il rencontre (voir figure A2.3). Comme nous l'avons vu précédemment, la relation du vent thermique combinée aux estimations de courant moyen permet de reconstruire des vitesses géostrophiques orthogonales à la trajectoire du glider. Les courants calculés dans ce référentiel sont cependant plus faibles que les courants réels du front, car ils résultent d'une projection (voir figure A2.3). La largeur du front observé par le glider est en effet surestimée, ce qui va engendrer une sous-estimation des gradients de densité et donc des courants géostrophiques calculés via (2.1). La direction orthogonale à la trajectoire du glider n'est pas exactement celle des courants réels. Pour palier ce défaut, nous allons donc appliquer une correction géométrique simple consistant au changement de référentiel par la rotation d'angle $\pi/2-\theta$. Cet angle θ peut être estimé grâce aux courants moyens estimés par le glider qui nous donne la direction principale de l'écoulement et donc du front. La transformation implique alors la transformation suivante : les distances x' deviennent $x = x' \times \sin(\theta)$ et les courants géostrophiques v' deviennent $v = v'/\sin(\theta)$.

Cette procédure peut être répétée localement, en considérant une direction moyenne des courants et de la trajectoire du glider sur une distance caractéristique du rayon de déformation. Cette transformation a ainsi *a priori* plusieurs avantages. En premier lieu, elle transforme l'échelle de distance géographique le long de la trajectoire du glider en distance orthogonale au front que le glider traverse. De plus, elle corrige l'intensité et la direction des courants géostrophiques estimés. Il faut toutefois veiller à ce que l'angle θ ne s'éloigne pas trop de $\pi/2$, car alors la distance parcourue orthogonalement au front tend vers 0 et les vitesses tendent artificiellement vers l'infini. Pour cela, nous ne gardons que les situations où $\theta = 90 \pm 60°$, ce qui équivaut à maintenir le paramètre de correction $1/\sin(\theta)$ inférieur à 2. Heureusement, comme la direction du Courant Nord est bien connue puisque guidée par le talus continental, la plupart des sections glider le traversant ont été faites plus ou moins orthogonalement aux contours bathymétriques et donc à la direction du front. Environ 15% des valeurs de vitesses, dont la plupart situées au large, ont ainsi été éliminées par ce critère sur θ.

Dans ce calcul, nous avons fait l'hypothèse que la courbure du courant est grande devant sa largeur (i.e. devant le rayon de déformation). Il s'applique donc uniquement aux situations où le courant peut être considéré comme unidimensionnel. Il n'est pas adapté à décrire l'échantillonnage des tourbillons présentant une forte courbure par exemple.

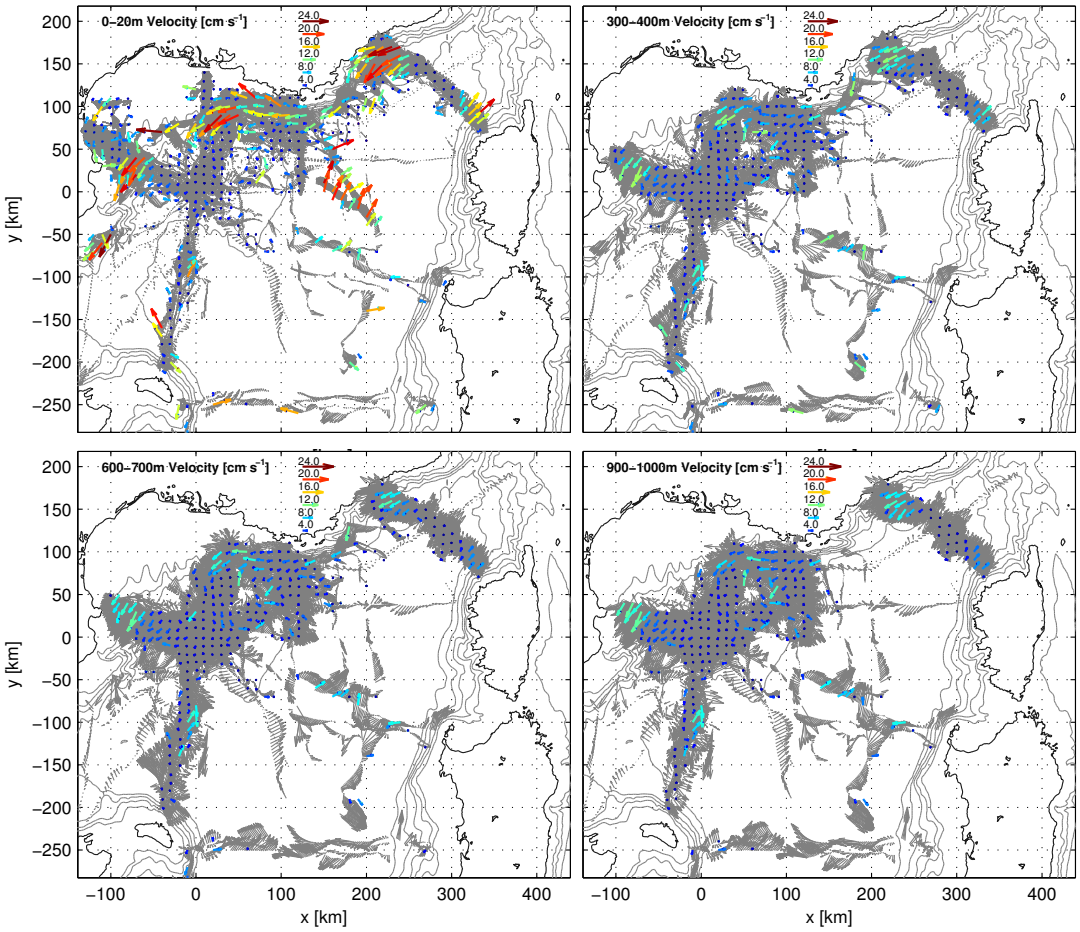


Fig. A2.4 Carte des vitesses géostrophiques moyennes de la Méditerranée Nord-occidentale à différentes profondeurs : de la surface à 1000 m de profondeur (profondeur maximale d'échantillonnage des gliders).

3 Courants géostrophiques moyens

a) Circulation de surface et profonde

À partir de l'ensemble de courants géostrophiques intégrés sur la profondeur le long des trajectoires glider, nous pouvons reconstituer le signal moyen de courant géostrophique de la même manière que fait précédemment pour les courants moyens (voir figure A2.1). Pour cela, nous avons préalablement éliminé les profils de courants géostrophiques pour lesquels l'angle entre le courant moyen et la trajectoire du glider excède 60°, ainsi que les outliers (5% des valeurs extrêmes). Le résultat est montré sur la figure A2.4.

On observe de nouveau clairement le Courant Nord le long du talus avec des vitesses moyennes de 20-25 cm s^{-1} dans les 100 premiers mètres. Des vitesses légèrement plus faibles sont estimées le long du talus Corse avec des vitesses moyennes de 15-20 cm s^{-1}.

Au large de Marseille, on remarque un signal de vitesse d'environ 20 cm s^{-1} orienté vers le nord-ouest dans la direction du talus, ce qui rappelle les événements d'intrusion du courant sur le talus qui peuvent avoir lieu dans cette zone [Petrenko et al., 2005]. Au large du Golfe du Lion, le signal de vitesse est dominé par la présence de tourbillons et en moyenne elles sont proches de zéro.

Entre 300 et 400 m, profondeur approximative des Eaux Levantines Intermédiaires, on observe cette même circulation le long du talus, avec des vitesses moins importantes (12-16 cm s^{-1}). Plus on s'intéresse aux couches profondes, plus le signal de vitesses décroît. Cependant, il garde une composante encore importante en profondeur, où l'on mesure en effet 8 à 12 cm s^{-1} de courants moyens entre 900 et 1000 m. Il n'y a pas de grandes différences de vitesses entre les couches 600-700 m et 900-1000 m, signe que les gradient horizontaux de densité ne sont plus très importants à ces profondeurs. Le courant résiduel mesuré à 900-1000 m est donc principalement barotrope. Cette composante est significative et nous montre son importance dans la circulation générale de la Méditerranée Nord-occidentale. Il est bon de noter qu'on trouve épisodiquement au large des vitesses barotropes importantes associées à la présence de tourbillons ou à celle du Front Nord-Baléares, dont la structure et la variabilité sont encore mal connues.

b) Variations saisonnières

Nous pouvons ensuite utiliser ces estimations de courants géostrophiques pour nous intéresser aux variations saisonnières de la circulation générale du bassin. La figure A2.5 nous montre l'évolution des courants moyens pendant deux saisons contrastées : l'hiver (défini ici de décembre à mars) et l'été (de juin à septembre). L'intensification des courants en surface est clairement visible avec des vitesses >30 cm s^{-1} en hiver et de l'ordre de 20-25 cm s^{-1} en été. On peut encore remarquer la présence de courants intenses (20-30 cm s^{-1}) dirigés vers le plateau du Golfe du Lion au niveau de Marseille ($x = 50$ km) et également plus au centre ($x = -50$ km), qui semblent indiquer une interaction du courant avec la zone du plateau peu profond.

Plus en profondeur, entre 300 et 400 m, cette variation saisonnière est encore visible avec des vitesses passant d'environ 12 cm s^{-1} en hiver à environ 10 cm s^{-1} en été, ce qui est cohérent avec un approfondissement du cœur de vitesses du Courant Nord en hiver et donc une intensification des vitesses géostrophiques en profondeur.

4 Description du Courant Nord

a) Détection, normalisation du front

Comme le remarque [Todd et al., 2011], il faut se replacer dans un système de coordonnées propre à un jet pour rendre compte de sa structure moyenne sans qu'elle soit affectée par sa variabilité spatio-temporelle. À partir des données gliders, nous avons détecté les

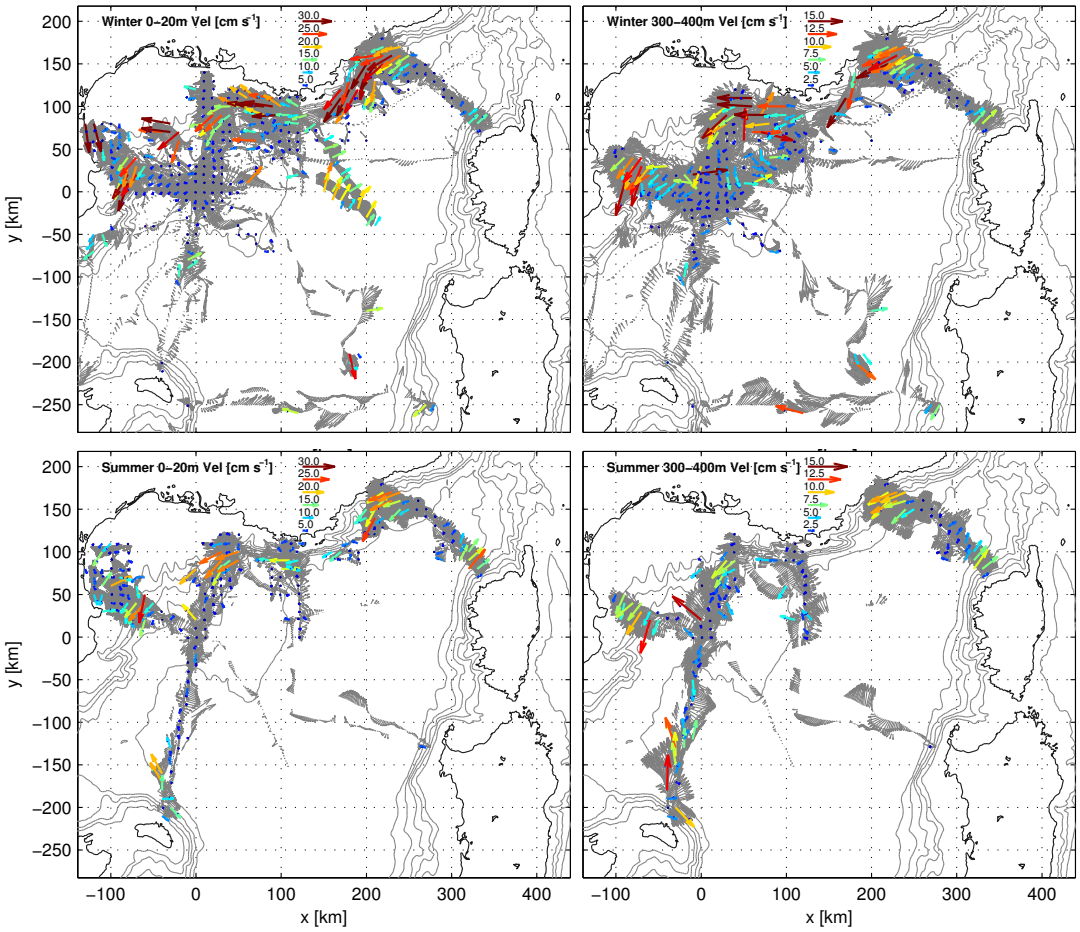


Fig. A2.5 Cartes de la circulation géostrophique moyenne de la Méditerranée Nord-occidentale en fonction des saisons ("hiver" : de décembre à mars, "été" : de juin à septembre) à deux niveaux de profondeur : en surface (0-20 m) et à profondeur intermédiaire (300-400 m).

différentes sections du front du Courant Nord (plus de 220 au total, voir figure A2.6). Sur le champs de vitesses géostrophiques, la position du front correspond alors à un maximum de vitesse. La largeur et la position centrale du jet ont été déterminées en ajustant une gaussienne sur le signal de vitesse moyenne sur la couche 0-100 m. Ceci nous permet ainsi de passer dans un système de coordonnées centré sur la position centrale du Courant Nord et normalisé par sa largeur typique.

Dans ce nouveau système de coordonnées, nous pouvons décrire la structure moyenne et les variations saisonnières du Courant Nord. Nous distinguons également 4 zones géographiques échantillonnées de manière répétée (au large de Nice, Toulon, Marseille et Perpignan, voir figure A2.6) permettant de décrire l'évolution de la structure du Courant Nord le long de son écoulement d'est en ouest. En regroupant les sections du Courant Nord réalisées dans un intervalle de ± 25 km autour de chacun de ses points stratégiques,

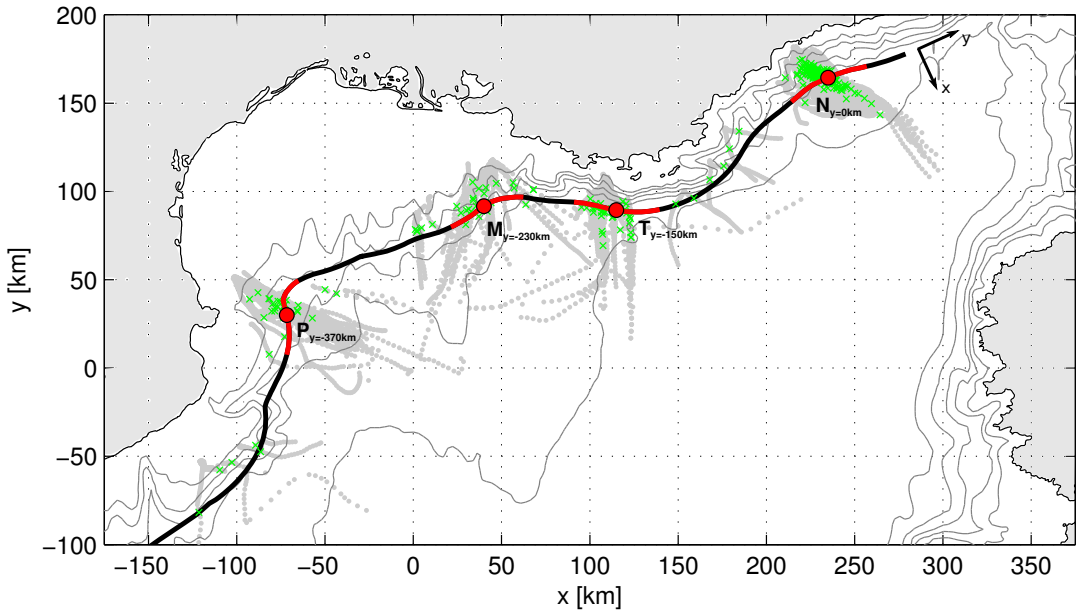


Fig. A2.6 Carte de position du Courant Nord évaluée par les gliders de janvier 2007 à novembre 2013 : chaque croix verte correspond à la détection du maximum de vitesse du Courant Nord sur une section glider (les points gris représentent l'échantillonnage de la section correspondante). La ligne noire est tracée à 15 km de l'isobathe 500 m. Cette ligne définit l'axe du Courant Nord y, dont l'origine a été fixée au large de Nice. Quatre points géographiques où l'on trouve le plus de sections glider sont indiquées (N :Nice, T :Toulon, M :Marseille et P :Perpignan), ainsi que leur distance le long de l'écoulement depuis Nice. La zone rouge correspond à un intervalle de ±25 km sur l'axe y autour de chacun de ces points.

nous pouvons alors décrire l'évolution de la structure en température, salinité et courants du Courant Nord. Nous avons éliminé les sections postérieures à l'automne 2013. En effet, au cours de la période récente, les caractéristiques des masses d'eau semblent avoir évolué rapidement et il est préférable de faire cet exercice sur cette période, où elles varient moins.

b) État moyen et saisonnalité

Structure verticale des vitesses

La structure moyenne de vitesses montre bien une structure équivalent barotrope. La composante barotrope du courant est importante (5-10 cm s^{-1}) et plus ou moins large selon l'endroit considéré. Cela indique une plus grande variabilité de la position du Courant Nord au large de Nice et Perpignan, qu'au large de Toulon et Marseille, ce qui semble se vérifier sur la carte A2.6.

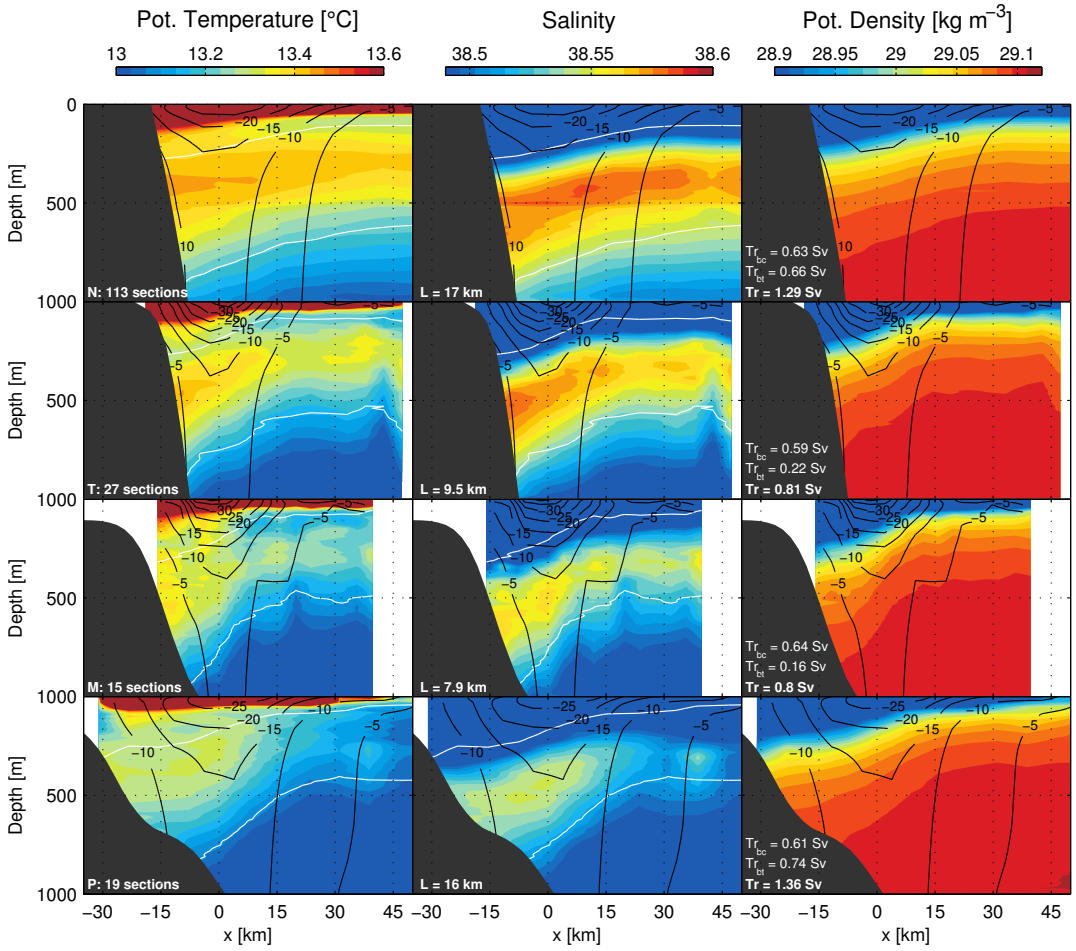


Fig. A2.7 Sections moyennes de température, salinité et densité le long de 4 radiales répétées : *(de haut en bas)* N pour Nice, T pour Toulon, M pour Marseille, et P pour Perpignan. Le nombre de sections regroupées autour de chaque radiale est indiqué. La largeur L correspond à la largeur moyenne du Courant Nord calculée pour chaque section. Les contours noirs sont les contours de vitesses géostrophiques. Les transports indiqués correspondent au transport total (Tr) sur la couche 0-200 m/$\pm L$ et sont décomposés en une composante barocline (T_{bc}) et barotrope (T_{bt}). Les isopycnes σ_0 =29.0 kg m^{-3} et σ_0 =29.1 kg m^{-3} sont représentées en blanc.

On remarque que les isopycnes sont plus inclinées au large de Toulon et Marseille (3-5%) qu'au large de Nice (1-2%), où le courant est sensiblement plus étroit. Le courant s'élargit ensuite au niveau de Perpignan. Au niveau de Toulon, on peut expliquer cette propriété par la forte inclinaison du talus. À l'entrée du Golfe du Lion, le Courant Nord a par conséquent une composante barocline importante caractérisée par des vitesses moyennes de surface plus importantes (35 cm s^{-1}, contre 20-25 cm s^{-1} ailleurs). Le cœur de vitesse est globalement situé à environ 15 km du talus continental.

La pente du talus a une influence sur l'instabilité barocline d'un courant côtier. Pour la quantifier, il faut discuter du paramètre de pente (*To* exprimant le rapport de pente du talus sur la pente des isopycnes) [Pennel et al., 2012]. Entre l'est et l'ouest, ce paramètre de pente évolue (voir figure A2.7). On trouve ainsi : $To \sim -10/1\text{-}2 = -(5\text{-}10)$ au large de Nice, $To \sim -10/3\text{-}5 = -(2\text{-}3)$ au large Toulon, $To \sim -5/3\text{-}5 = -(1\text{-}1.5)$ au niveau de Marseille et enfin $To \sim -3/3\text{-}5 = -(0.5\text{-}1)$ au niveau de Perpignan. Ce paramètre *To* varie donc de manière importante le long du trajet du Courant Nord, ce qui suggère que son instabilité est très certainement impactée par la pente du talus. Lorsque *To* devient important ($|To| > 10$), on observe une stabilisation du courant liée à l'augmentation de la vitesse des ondes de Rossby topographiques et, pour des plus petites valeurs valeurs de *To*, la théorie prédit une plus grande instabilité caractérisée par des plus petites longueurs d'ondes et de plus grands taux de croissance [Poulin and Stegner, 2013].

Discussion sur le transport

En terme de transport, on trouve un transport total intégré jusqu'à 200 m de 1.1±0.3 Sv. Ces chiffres sont en bon accord avec ceux de la littérature : 1-1.6 Sv sur 0-300 m [Alberola et al., 1995], 0.9-1.5 Sv sur 0-200 m [Sammari et al., 1995]. Au large de Nice, [Béthoux et al., 1988] ont montré que le Courant Nord réagit saisonnièrement aux précipitations et à la formation d'eaux profondes au large. Des estimations de transport par mesure ADCP ont déjà révélé des transports de l'ordre de 2 Sv au mois de juin et janvier dans la couche 0-300 m au niveau du Golfe du Lion [Petrenko, 2003]. Comme discuté dans cette étude, les données ADCP fournissent cependant des mesures de courants instantanées, difficilement comparables avec des courants géostrophiques en présence d'oscillations inertielles pouvant atteindre une amplitude de 25 cm s^{-1}.

Si l'on intègre le transport jusqu'à 700 m, on trouve toutefois des valeurs de transport plus importantes le long des radiales Nice et Perpignan, dues à la combinaison d'une composante barotrope et d'une largeur du courant importante. On trouve par exemple un transport de l'ordre de 3 Sv au large de Nice, ce qui semble plus important que les estimations données par la littérature : 1.8 Sv [Béthoux et al., 1982], 0.94-2.7 Sv [Béthoux et al., 1988] et 1.1-1.9 Sv [Sammari et al., 1995]. Ces valeurs ont cependant été obtenues à partir de sections hydrographiques supposant un niveau de référence profond à 800 m. Elles mènent donc naturellement à sous-estimer le transport total en présence d'une composante barotrope, qui semble être importante ici. En ce qui concerne les transports

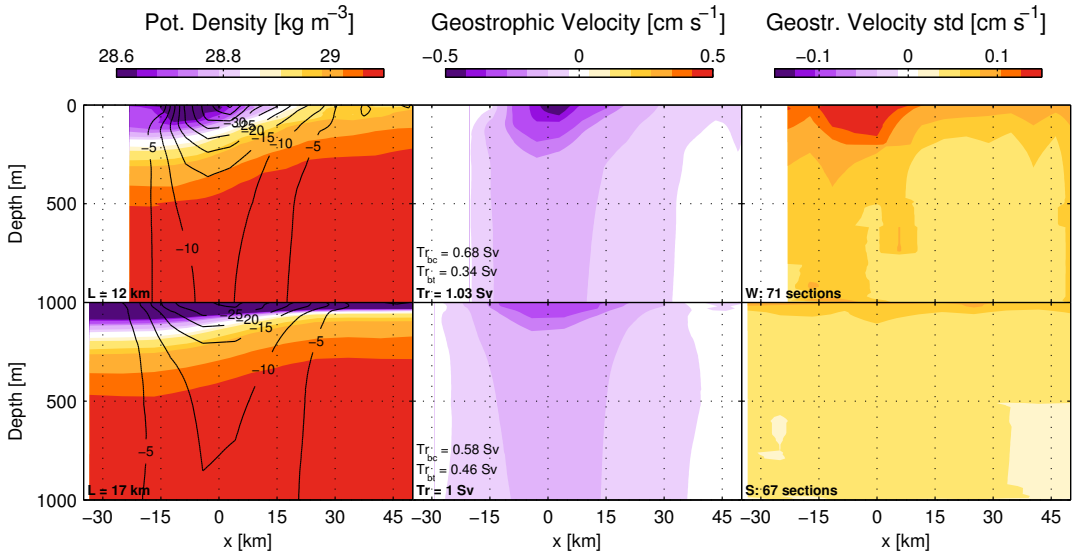


Fig. A2.8 Saisonnalité de la structure verticale du Courant Nord : *(à gauche)* Section moyenne de densité avec contours de vitesses géostrophiques moyennes ; *(au milieu)* Section moyenne de densité et valeurs de transport intégré sur la couche 0-200 m/$\pm L$; *(à droite)* Section de variabilité des vitesses géostrophiques. À titre de comparaison, on représente la situation hivernale *(en haut)* et la situation estivale *(en bas)*. Le nombre de sections réalisées en été et en hiver est d'environ 70.

estimés au large de Marseille et de Toulon, ceux-ci semblent en cohérence avec cet intervalle. De plus, une surestimation de la largeur du Courant Nord au large de Nice ou Perpignan pourrait également être liée à une plus forte variabilité spatio-temporelle impactant le caractère synoptique des données gliders à l'échelle du front [Piterbarg et al., 2013]. Des diagnostiques supplémentaires devront donc être effectués pour confirmer ou non l'importance du transport barotrope.

Variations saisonnières

La figure A2.8 nous montre l'évolution de la structure du Courant Nord entre l'hiver et l'été. Pour construire ces sections, on s'est affranchi de la position géographique des sections en moyennant les données des quatre sections présentées précédemment

On remarque bien qu'en situation hivernale, le courant est plus fortement barocline avec des vitesses de l'ordre de 50 cm s^{-1}. Le mélange au large crée une situation d'affleurement de la pycnocline en surface. Cette situation correspond à un régime de front, dont la dynamique est plus riche que celle d'un courant barocline quasi-géostrophique correspondant à la situation estivale. L'apparition d'un nouveau type d'ondes se propageant en marge du front peut notamment altérer les modes d'instabilité du courant

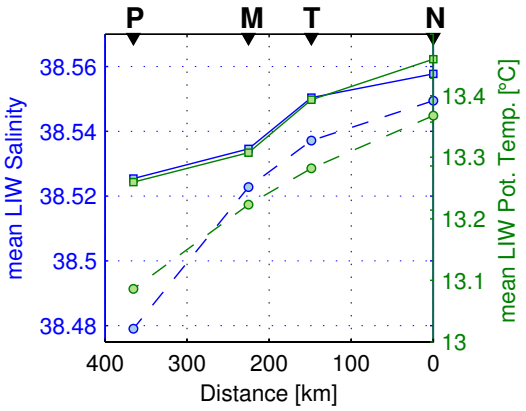


Fig. A2.9 Évolution spatiale des caractéristiques des Eaux Levantines Intermédiaires transportées par le Courant Nord (traits pleins) et au large (pointillés) en fonction de la distance depuis Nice. Les lettres indiquent chaque radiale : N pour Nice, T pour Toulon, M pour Marseille et P pour Perpignan.

[Cushman-Roisin, 1986]. La figure A2.8-c nous montre clairement que le courant est beaucoup plus variable en hiver avec un écart type des courants proche de 15 cm s^{-1}. En été, le courant semble donc être moins variable.

La composante barotrope du Courant Nord augmente également en l'hiver, comme l'indiquent sur cette Figure les vitesses à 1000 m (proches de la composante barotrope) de ~10 cm s^{-1} contre 5-10 cm s^{-1} en été. Le transport total, avec sa composante barotrope et barocline, ne varie pas de manière significative avec la saison. Cela vient du fait que la largeur du courant augmente en été et compense la diminution des courants géostrophiques.

Échange de chaleur et de sel avec le large

La circulation générale, et en particulier le Courant Nord, transporte les différentes masses d'eau du bassin : AW en surface et LIW à profondeur intermédiaire. Ces transports engendrent des échanges de chaleur et de sel entre la zone de talus et le large. Les différentes couches isopycnales échangent également de la chaleur avec l'atmosphère, en particulier en hiver lorsque les isopycnes affleurent à la surface. Sous l'action de phénomènes d'instabilité hydrodynamique (barocline, barotrope, symétrique...), des transferts de chaleur et de sel ont lieu à travers le front avec les eaux du large. Le figure **??** nous montre l'évolution progressive des caractéristiques moyennes du cœur de LIW transporté par le Courant Nord. C'est au niveau de Nice que l'on trouve logiquement les eaux intermédiaires les plus marquées ($\theta \sim 13.4°C$; $S \sim 38.58$) et au niveau de Perpignan qu'elles ont les caractéristiques les plus estompées ($\theta \sim 13.3°C$; $S \sim 38.53$).

Combiner les données de température, salinité et courants (et forçage atmosphérique) pour faire un bilan complet présente un challenge étant donné la grande variabilité de chacun des paramètres d'un point de vu spatial et saisonnier. On remarquera toutefois une diminution accrue des caractéristiques θ/S des LIW transportées par le Courant Nord entre Toulon et Marseille. Cela suggère que cette région à la courbure du talus importante pourrait être un lieu d'échanges côte/large important au niveau des eaux intermédiaires. De plus, les contrastes côte/large sont également plus importants dans la région du Golfe du

Lion, comme nous l'avons évoqué dans le chapitre A1, ce qui implique un impact potentiellement plus important des méandres ou tourbillons du Courant Nord sur le transport de chaleur au niveau de la zone de convection profonde qu'en mer Ligure.

5 Bilan et perspectives

Nous avons étudié la circulation générale de Méditerranée Nord-occidentale. Elle s'organise donc autour d'une circulation cyclonique, dont la branche nord forme le Courant Nord transportant environ 1 Sv dans les 200 premiers mètres. Les données collectées par les gliders nous permettent alors d'appréhender les différentes caractéristiques de ce courant comme sa saisonnalité, ainsi que l'évolution de sa structure d'est en ouest. Cette circulation joue un rôle majeur dans le préconditionnement dynamique du bassin vis-à-vis du mélange vertical profond.

Les échanges de chaleur et de sel, en particulier dans la zone de convection, sont particulièrement importants pour le phénomène de convection profonde [Visbeck et al., 1996]. Un bilan de chaleur détaillé, esquissé de manière très qualitative dans ce chapitre, pourrait donc permettre de quantifier plus en détails le rôle du Courant Nord dans ces transferts côte/large impactant directement la zone de convection. Une analyse des trajectoires de bouées dérivantes de surface et des flotteurs Argo (à 400 m de profondeur) pris dans la circulation du Courant Nord pourrait également nous renseigner sur les lieux importants des échanges côte/large et vérifier l'idée que ceux-ci sont renforcés dans une zone située entre Toulon et Marseille.

CHAPITRE

A3

Étalement des Eaux Levantines Intermédiaires par des tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle

Le contenu de ce chapitre reprend l'article publié en 2015 :

[Bosse et al., 2015] : **Bosse, A.**, P. Testor, L. Mortier, L. Prieur, V. Taillandier, F. D'Ortenzio, and L. Coppola, Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pp. 1599–1622, 2015.

Dans ce qui suit, nous faisons un bref résumé du contenu de l'article, dont le lecteur trouvera le manuscrit complet en annexe pour plus de détails.

Synthèse de l'article

Des gliders sont déployés régulièrement depuis 2007, notamment en mer Ligure le long de la radiale Nice-Calvi dans le cadre du programme MOOSE. Ceux-ci ont permis révéler la présence de tourbillons aux fortes anomalies de température (+0.4°C) et salinité (+0.1) dans la couche d'Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) (voir un exemple sur la figure A3.1). Situées à profondeur intermédiaire, de telles structures anticycloniques n'avaient encore jamais été observées dans cette région. Leur rayon moyen de ~5 km les rend en effet quasiment indétectables par les techniques classiques d'observation de l'océan (navires océanographiques, flotteurs Argo, données satellites).

Les données glider permettent de caractériser ces tourbillons d'un point de vue dynamique. Au regard de leur petite taille, la force centrifuge devient importante dans l'équilibre des forces qui les caractérise. Dans le cas d'anticyclones, les vitesses cyclostrophiques sont supérieures aux vitesses issues de l'équilibre géostrophique seul [Elliott and Sanford, 1986]. Pour résoudre l'équation de l'équilibre cyclogéostrophique, nous avons néanmoins besoin de connaître la position de l'échantillonnage par rapport au centre de rotation.

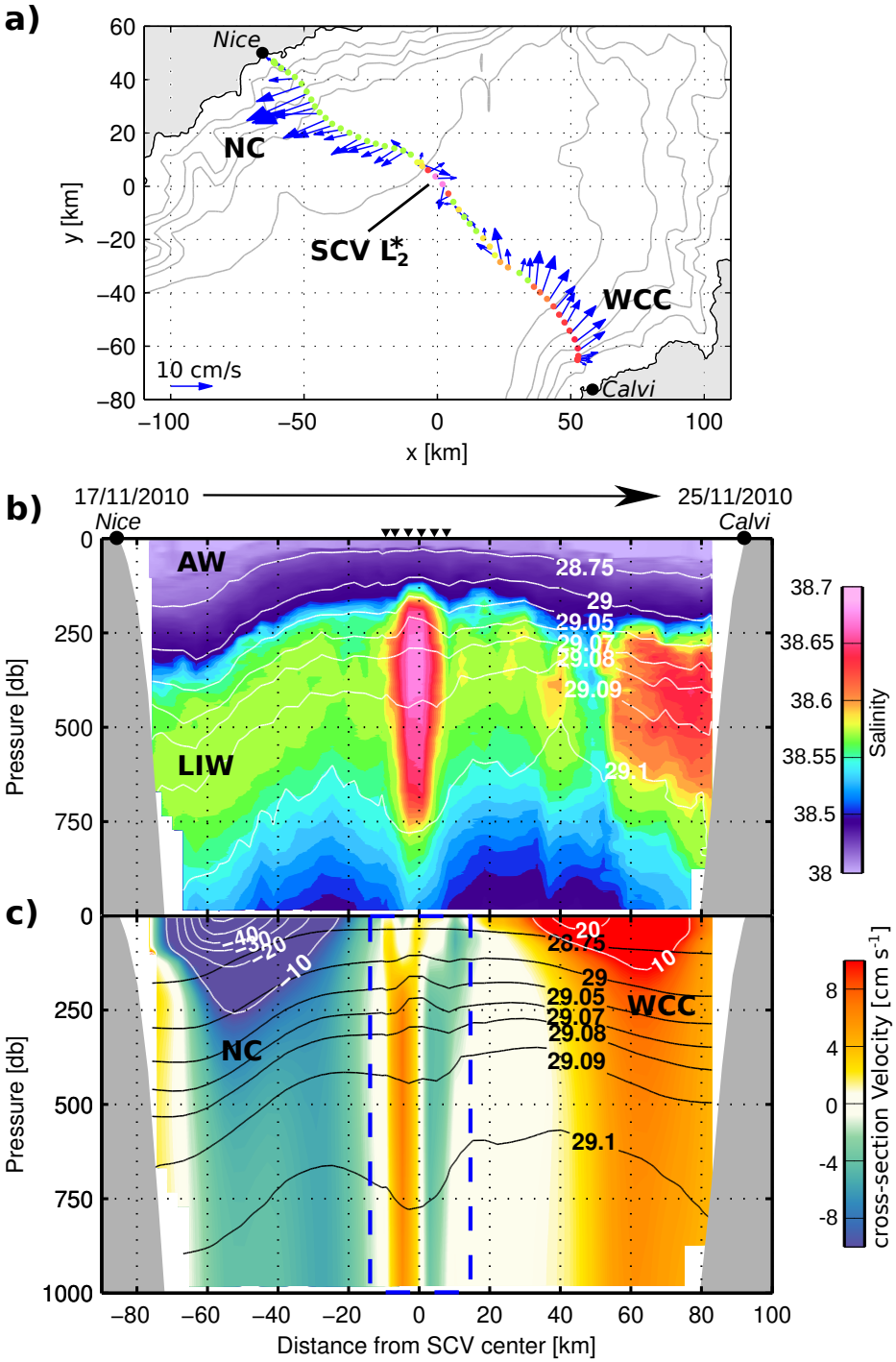


Fig. A3.1 Observation d'un SCV de LIW en mer Ligure : *(a)* trajectoire du glider avec en bleu les courants moyens estimés par le glider, en couleur la salinité des LIW ; *(b)* Section de salinité entre Nice et Calvi avec les différentes masses d'eau annotées (AW et LIW), ainsi que les isopycnes en blanc ; *(c)* Section de vitesses géostrophiques orthogonales à la trajectoire du glider révélant la structure anticyclonique du tourbillon, ainsi que le maximum de vitesses en subsurface. Tiré de [Bosse et al., 2015].

Une méthode de détection du centre du tourbillon relativement à la trajectoire du glider basée sur les courants moyens est présentée dans l'article. Elle permet d'évaluer la distance de la section par rapport au centre. Ainsi, nous pouvons corriger d'un facteur géométrique les valeurs du rayon et des vitesses orbitales déduites de l'équilibre cyclogéostrophique, qui sont toutes deux sous-estimées si l'on considère les vitesses orthogonales à une section ne passant pas par le centre du tourbillon. Il est utile de noter que contrairement au cas du front 1D décrit au chapitre A2, on ne surestime plus cette fois les distances du fait de la géométrie circulaire des tourbillons.

Une fois la dynamique cyclostrophique des tourbillons résolue, on remarque que ceux-ci possèdent une structure de vitesse orbitale intensifiée à grande profondeur (~400-500 m) et atténuée en surface. Ils sont associés à une déformation du champs de densité typique des tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle (SCV pour "Submesoscale Coherent Vortices") [McWilliams, 1985]. On leur associe des nombres de Rossby importants de ~ -0.3, traduisant leur caractère non-linéaire et cohérent. Leur nombre de Burger est proche de l'unité (~ 0.7), signe que malgré leur fort rapport d'aspect, leur rayon reste de l'ordre du rayon de déformation. L'océan profond étant peu stratifié ($N \sim 5f$ à 1000 m), les tourbillons qui l'occupent sont par conséquent de petite taille sans pour autant avoir un nombre de Burger important.

Nous avons repéré dans les données glider, quatre tourbillons aux caractéristiques très marquées (+0.4°C et +0.1 en salinité). Leur zone de formation probable a ainsi pu être identifiée en inspectant la distribution de la salinité des Eaux Levantines Intermédiaires au niveau du talus Sarde et Corse. Ils semblent donc provenir de la pente continentale située à l'ouest de la Sardaigne, où s'écoulent vers le Nord des LIW très chaudes et salées aux caractéristiques similaires.

Le processus de formation de ce type de SCVs d'eaux intermédiaires réside dans l'interaction d'un courant avec la topographie [D'Asaro, 1988a]. Nous les avons baptisés *"Suddies"* pour "Sardinian Undercurrent Eddies". La circulation moyenne de surface étant globalement dirigée vers le sud [Poulain et al., 2012b], la veine de LIW peut prendre la forme d'un sous-courant s'écoulant vers le nord le long du talus sarde. C'est dans cette configuration, que l'on suppose possible la formation de SCVs similaires à celui représenté sur la figure A3.1.

Quatorze spécimens additionnels, observés en mer Ligure et dans le Golfe du Lion aux caractéristiques dynamiques similaires, ont également été identifiés et étudiés. Cependant, ils portent une anomalie de température et de salinité moindre, qui ne permet pas de les associer directement avec une formation au niveau de la Sardaigne. Sur la base de considérations dynamiques, nous avançons toutefois l'hypothèse que ce sont probablement de vieux *Suddies*, sans toutefois pouvoir vérifier cette assertion.

Ce type de structures tourbillonnaires, généralement plus dynamiques que les courants profonds, notamment en terme de nombre de Rossby, possèdent une structure très cohérente et peuvent survivre sur des durées supérieures à un an. Chaque année, on estime qu'elles sont de l'ordre d'une dizaine à se former par détachement de la veine de LIW longeant le coin nord-ouest de la Sardaigne.

Ces SCVs, à l'instar des *Meddies* dans l'Atlantique, participent activement au transport de chaleur et de sel dans les couches intermédiaires à travers tout le bassin. Ce phénomène est d'autant plus important que cette masse d'eau joue un rôle crucial pour la circulation thermohaline de la Méditerranée Occidentale. En effet, la formation des eaux profondes par convection profonde hivernale dans le Golfe du Lion est très sensible aux caractéristiques de la LIW [Grignon et al., 2010]. On discute également de leur influence sur l'initiation du mélange ; ils semblent agir comme des spots favorisant l'approfondissement du mélange dans les 1000 premiers mètres. Ils jouent ainsi un double rôle vis-à-vis du préconditonnement océanique : un préconditonnement dynamique local et hydrographique à grande échelle via leur effet intégré.

Deuxième partie

RENOUVELLEMENT DES EAUX PROFONDES : EFFET INTÉGRAL ET DYNAMIQUE VERTICALE À SOUS-MÉSOÉCHELLE DE LA CONVECTION PROFONDE

CHAPITRE

B1

Renouvellement des eaux profondes : variabilité interannuelle et focus sur l'hiver 2013

Certains résultats présentés dans ce chapitre ont contribué à une publication et à d'autres en cours de préparation :

[Durrieu de Madron et al., 2013] : Durrieu de Madron X., L. Houpert, P. Puig, A. Sanchez-Vidal, P. Testor, **A. Bosse**, C. Estournel, S. Somot, F. Bourrin, M. N. Bouin, M. Beauverger, L. Beguery, A. Calafat, M. Canals, C. Cassou, L. Coppola, D. Dausse, F. D'Ortenzio, J. Font, S. Heussner, S. Kunesch, D. Lefevre, H. Le Goff, J. Martin, L. Mortier, A. Palanques, P. Raimbault (2013) : *Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012*, Geophys. Res. Lett., 40, doi :10.1002/grl.50331

[Testor et al., 2016] : Testor P., **A. Bosse**, L. Houpert, F. Margirier, F. d'Ortenzio, P. Conan, L. Mortier, X. Durrieu de Madron, L. Prieur, L. Coppola : *Observation of deep convection in the northwestern Mediterranean sea during winter 2012-2013*, in prep. for Journal of Geophysical Research : Oceans

[Houpert et al., 2016] : Houpert L., X. Durrieu de Madron, P. Testor, **A. Bosse**, M.N. Bouin, D. Dausse, H. Le Goff, S. Kunesch, M. Labaste, L. Coppola, F. D'Ortenzio, L. Mortier, P. Raimbault : *Observation of open-ocean deep convection in the northwestern Mediterranean Sea : seasonal and interannual variability of mixing and deep water masses for the 2007-2013 period*, in prep. for Journal of Geophysical Research : Oceans

[Somot et al., 2016] : Somot S., L. Houpert, F. Sevault, P. Testor, **A. Bosse**, et al. : *Interannual variability of the deep water formation in the North-West Mediterranean Sea*, in prep. for Climate Dynamics

Sommaire

1 Introduction **82**
2 Extension spatiale de la zone convective **83**
a) Observations satellitaires de couleur de l'eau 83
b) Estimation par observation *in situ* 86
c) Résultats 89
3 Étude de l'épisode de convection de l'hiver 2012-2013 . . . . . **91**
a) Données et méthode 91
b) Cycle saisonnier des paramètres physiques et biogéochimiques 93
c) Variabilité saisonnière à l'échelle du bassin 97
d) Détails de la période hivernale 104
4 Bilan et perspectives **107**

1 Introduction

La première partie de cette thèse a été consacrée à la circulation océanique contrôlant les transferts de chaleur et de masse horizontaux ainsi que le préconditonnement de la Méditerranée Nord-occidentale au phénomène de convection profonde qui, comme nous l'avons montré, est multi-échelle et résulte de phénomènes non-locaux (formation de Suddies au nord-ouest de la Sardaigne). Nous allons consacrer les chapitres qui suivent à l'étude de la phase de mélange hivernal dans cette région, en commençant par décrire l'effet intégral de la convection profonde et le renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale lors de la période récente.

Les transferts verticaux engendrés par la convection profonde impactent tout particulièrement la région du Golfe du Lion. Ce phénomène est d'une importance cruciale en ce qui concerne la ventilation de l'océan profond et le renouvellement des eaux profondes. Le volume de ces eaux profondes nouvellement formées est le résultat complexe de l'interaction de nombreux processus déclenchés par d'intenses pertes de chaleur à l'interface air/mer. Ces flux air/mer hivernaux possèdent une variabilité interannuelle importante ; et il en va donc de même en ce qui concerne l'intensité de la convection profonde dans le Golfe du Lion [Mertens and Schott, 1998]. Mais les flux air-mer ne peuvent expliquer entièrement la variabilité interannuelle du phénomène de convection profonde, et des processus internes océaniques semblent en être responsables.

La variabilité spatiale et l'intensité du renouvellement des eaux profondes peuvent être caractérisées, par exemple, en terme de profondeur maximale de la couche de mélange et de surface concernée par la convection profonde. Concernant la variabilité de la couche de mélange, la maintenance du mouillage LION dans la zone stratégique du Golfe du Lion permet de documenter sa variabilité sur la période récente [Houpert et al., 2016]. En l'absence de données *in situ* de référence dans le passé, des modèles (1D de couche de mélange, ou 3D) permettent d'estimer cette variabilité passée [Mertens and Schott, 1998,

Somot et al., 2016], mais nécessitent des références observationnelles pour être validés et permettre de discuter des évolutions futures dans le contexte du réchauffement climatique [Somot et al., 2006]. Les images satellitaires de couleur de l'eau fournissent également des informations importantes sur l'étendue de la zone de convection en hiver. Lors de l'hiver 2012, la surface de la zone de convection profonde a ainsi été estimée à 15 500 km^2, correspondant à un taux de formation d'eaux profondes d'environ 1.1 Sv [Durrieu de Madron et al., 2013]. L'hiver 2012 peut être considéré comme une année particulièrement intense du point de vue de la convection profonde. C'est également une année d'observation du phénomène de cascading d'eaux denses sur le plateau du Golfe du Lion. Toutefois, nous verrons qu'en terme d'intensité, cet épisode reste derrière l'épisode de convection de l'hiver 2013.

La collecte de données hydrographiques en période hivernale par les navires océanographiques est extrêmement difficile. En effet, l'échantillonnage obtenu souffre bien souvent d'une couverture spatiale trop restreinte pour permettre d'estimer précisément les volumes d'eaux profondes nouvellement formées. Depuis 2007, de nombreux moyens d'observation ont été mis en place en Méditerranée Nord-occidentale , et notamment l'utilisation de plateformes autonomes (mouillage LION, gliders et flotteurs Argo). Le mouillage a permis de documenter 5 hivers consécutifs de mélange profond atteignant le fond de 2009 à 2013 [Houpert et al., 2016]. En complétant la vision temporelle de la convection profonde vue par le mouillage avec l'ensemble des données *in situ* collectées par les plateformes autonomes et les campagnes océanographiques, nous allons apporter une vision spatiale à ce processus.

Nous commencerons donc, dans ce chapitre, par caractériser la variabilité de l'extension spatiale de la zone de convection observée par satellite, puis à travers l'utilisation exclusive d'observations *in situ* collectées en hiver. Ensuite, nous détaillerons le cycle saisonnier de l'hiver 2012-2013, durant lequel un échantillonnage sans précédent a été mis en place : au total, +5000 profils ont été récoltés entre janvier et mai 2013. Cet échantillonnage permet notamment une description fine dans le temps et l'espace du cycle saisonnier d'un point de vue hydrographique, mais également biogéochimique.

2 Extension spatiale de la zone convective

a) Observations satellitaires de couleur de l'eau

Critère sur la chlorophylle-a satellitaire

En hiver, d'intenses vitesses verticales ont déjà été enregistrées dans la zone de convection profonde [Schott et al., 1996]. Ces mouvements entraînent le phytoplancton en profondeur et font apparaître un minimum local de la concentration de chlorophylle-a observée par satellite Suivant une approche similaire aux estimations faites par [Durrieu de Madron et al., 2013], la figure B1.1, extraite d'un article en préparation, repré-

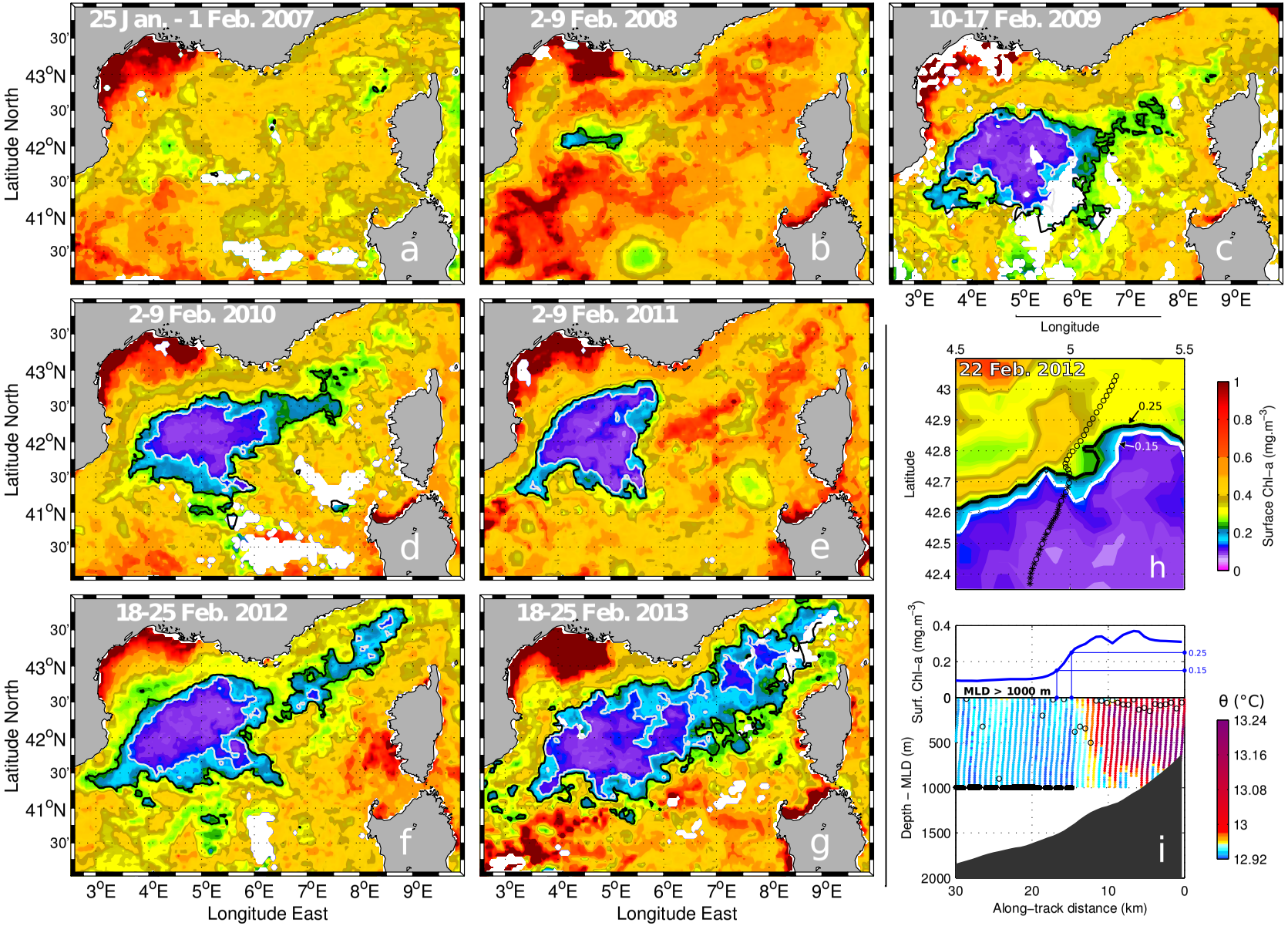


Fig. B1.1 *(a-g)* Images composite (MODIS) de chlorophylle-a de surface en hiver sur la période 2007-2013. Le contour noir (resp. blanc) correspond au seuil de 0.25 mg m^{-3} (resp. 0.15 mg m^{-3}). *(h)* Zoom sur la bordure de la zone de convection pendant l'hiver 2012. Les symboles représentent les profils glider collectés dans un intervalle de ±1.5 jours autour de la date de l'image (22/02/2012). *(i)* Profils de température potentielle mesurés par le glider. Les symboles représentent la profondeur de la couche de mélange (critère à 0.02°C sur la température). Les étoiles correspondent aux valeurs de profondeur de couche de mélange > 1000 m. La courbe de chlorophylle-a satellitaire interpolée le long de la trajectoire du glider est également représentée. Tiré de [Houpert et al., 2016].

sente la concentration de chlorophylle-a de surface mesurée par satellite sur la période 2007-2013 [Houpert et al., 2016]. Lors des 5 hivers consécutifs de la période 2009-2013, on observe bien une très faible concentration de chlorophylle de surface (< 0.15 mg m^{-3}) dans la zone de convection. Cette valeur est issue des estimations faites par un algorithme global validé [1] en différents points du globe. Cependant, les eaux de la mer Méditerranée possèdent des particularités pouvant mettre en défaut des algorithmes valides ailleurs [Volpe et al., 2007]. Il faut donc être prudent vis-à-vis des valeurs absolues de chlorophylle-a satellitaire relativement élevées observées dans la zone de convection en hiver [2]. En 2012 et 2013, une zone périphérique de basse concentration s'étend même jusqu'en mer Ligure. On a vu au chapitre A1 que ces deux hivers correspondent à deux hivers de convection importante dans l'est du bassin, avec du mélange observé jusqu'à 1000 m environ (voir figure A1.2).

Des mesures complémentaires collectées par un glider en 2012 en bordure de zone convective permettent d'étudier la relation entre la chlorophylle-a de surface observée par satellite et la profondeur de la couche de mélange. On remarque que des profondeurs de couche de mélange supérieures ou égales à 1000 m sont toujours associées à des concentrations de chlorophylle-a < 0.25 mg m^{-3}. Cette première valeur seuil semble ainsi caractériser les zones où le mélange atteint une profondeur de l'ordre de 1000 m. Lorsque la couche de mélange devient plus importante, comme c'est le cas dans le Golfe du Lion où elle atteint le fond à 2300 m, les valeurs de chlorophylle-a sont encore plus faibles. Un seuil à 0.15 mg m^{-3} nous permet alors de détecter les régions où la convection a dépassé 1000 m et a certainement atteint une profondeur proche de celle mesurée au mouillage LION. On trouve des valeurs minimales autour de 0.12 mg m^{-3} ; et c'est notamment ce seuil qui a été utilisé pour estimer une surface de convection de 15500 km^2 par [Durrieu de Madron et al., 2013].

Taux de renouvellement des eaux profondes

La zone de forte dilution (<0.15 mg m^{-3}) servira d'estimation de la zone de convection profonde atteignant le fond de 2009 à 2013. Celle-ci est toujours située dans la zone centrale du Golfe du Lion et occupe une surface moyenne de 17 300±3 900 km^2. En consi-

1. Plus d'informations sur : http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/REPROCESSING/R2009/ocv6/
2. La dilution sur une couche de mélange de 2000 m d'une concentration initiale typique de 1 mg m^{-3} répartie sur 60 m aboutit à une concentration de 0.03 mg m^{-3}, soit 5 fois moins que les valeurs annoncées par les produits MODIS de la NASA.

Table B1.1 Surface de la zone de convection déduites d'observations satellitaires de chlorophylle-a. Tiré de [Houpert et al., 2016].

critère	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013
Chl-a < 0.15 mg m^{-3}	0	0	16 350	13 006	15 790	17 863	23 583
Chl-a < 0.25 mg m^{-3}	0	1 487	34 162	29 180	24 111	41 616	56 351

dérant une profondeur moyenne de 2200 m dans la zone de convection, cela correspond à un taux de renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale (WMDW) de 1.21±0.27 Sv durant ces 5 hivers consécutifs. L'hiver 2013 apparaît de loin comme étant le plus productif avec un taux de formation d'eaux profondes d'environ 1.65 Sv. Des petites zones de concentration en chlorophylle inférieures à 0.15 mg m^{-3} sont également observées en mer Ligure, ce qui suggère que la convection a pu y atteindre localement de grandes profondeurs au plus fort du mélange. Aucune observation *in situ* ne montre toutefois de mélange dépassant 1000-1500 m.

Il y a quelques limitations à faire une estimation avec ce type de mesure : 1) le critère reste subjectif au delà de 0.15 mg m^{-3}et la valeur de seuil peut varier d'année en année et 2) Le processus de renouvellement des eaux profondes n'est pas un phénomène instantané, mais s'étale sur une période de près de 2 mois. En considérant une unique image comme étant caractéristique du mélange vertical de l'hiver complet, on néglige ainsi tout export d'eaux profondes ayant pu avoir lieu lors de ces deux mois. L'intensité du mélange est variable dans le temps : des périodes de mélange très actif caractérisées par des vitesses verticales de l'ordre de ±10 cm s^{-1} alternent avec des périodes de restratification. Des tourbillons de subsurface peuvent ainsi exporter une partie des eaux profondes nouvellement formées [Testor and Gascard, 2006]. Dans la troisième partie de cette thèse, nous verrons notamment que de tels tourbillons sont observés par les gliders dès le mois de février (voir le chapitre C1 et [Bosse et al., 2016], manuscrit en annexe). De ce point de vue, ces estimations satellitaires sous-estiment certainement le volume total des eaux profondes nouvellement formées au cours de l'hiver. On comprend donc l'utilité de compléter cette vision de surface avec des informations de subsurface pouvant notamment décrire et prendre en compte cet export.

Remarque sur la formation des Eaux d'Hiver Profondes

En terme d'extension horizontale, la zone de dilution du phytoplancton s'étend jusqu'en mer Ligure en 2012 et 2013. Ceci est cohérent avec les mesures faites en profondeur qui révèlent du mélange jusqu'à environ 1000 m (voir figure A1.2). Une telle profondeur aboutit au mélange de toute la couche de LIW chaudes et salées, ce qui donne lieu à la formation d'une masse d'eau aux caractéristiques relativement chaudes et salées par rapport aux WIW et aux WMDW. Comme mentionné précédemment, nous adoptons la dénomination de Eaux d'Hiver Profondes pour les décrire.

En terme de taux de formation, l'extension spatiale de la zone de mélange de la mer Ligure peut être approximativement évaluée comme 0.3 à 1 fois celle de la zone de convection du Golfe du Lion. En considérant une couche de mélange de 1000 m, ce volume ramené sur une période correspond à un taux de formation de 0.2-0.6 Sv lors de l'hiver 2013, ce qui n'est pas négligeable.

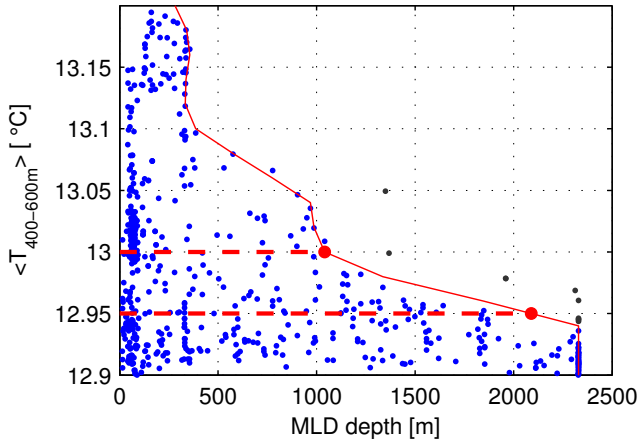


Fig. B1.2 Relation entre la profondeur de la couche de mélange et la température moyenne à la base de la couche d'Eaux Levantines Intermédiaires (entre 400 et 600 m) : les données ont été construites à partir de la série temporelle au mouillage LION pour les mois d'hiver (JFM) sur la période 2007-2013. La couche de mélange a été déterminée avec un critère 0.02°C et utilise comme référence la température de la bouée Météo-France de surface (voir [Houpert et al., 2016]).

b) Estimation par observation *in situ*

Critère de température à profondeur intermédiaire

Pour compléter la vision partielle des observations de surface, nous voulons caractériser l'extension de la zone de mélange vertical exclusivement à partir de données hydrographiques récoltées dans le Golfe du Lion. En observant par exemple la figure A1.2 au chapitre A1, on constate que la température à la base de la couche d'Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) est un bon moyen de détecter si la colonne d'eau a subi un mélange profond à un moment donné durant l'hiver. En effet, la température de la couche de mélange reste relativement chaude (>13.0°C) tant que les LIW n'ont pas été entièrement mélangées (c-à-d le mélange n'a pas dépassé ~1000 m). Lorsque le mélange s'approfondit ensuite et incorpore les WMDW moins chaudes ($\theta \sim 12.9$°C) et salées ($S \sim 38.5$), la température de la couche de mélange diminue alors et devient <13°C.

Plus quantitativement, la figure B1.2 nous montre la relation entre la profondeur de la couche de mélange et la température moyenne entre 400 et 600 m (c-à-d à la base de la couche de LIW). Cette relation nous montre notamment qu'une observation de couche de mélange supérieure à environ 2000 m (resp. 1000 m) implique nécessairement que la température moyenne sur la couche 400-600 m soit à <12.95°C (resp. <13°C). Réciproquement, ces seuils de température ne sont pas nécessairement associés à une couche de mélange profonde. Cela s'explique par les variations rapides de la couche de mélange, liées au caractère intermittent de la convection. Cela peut créer une situation où la colonne d'eau se restratifie temporairement en surface, tout en étant encore mélangée sur la majorité de sa

profondeur. Ce signal profond est donc intéressant car il permet de détecter les eaux profondes nouvellement formées restratifiées ou exportées et donc invisibles sur les images satellitaires.

On se propose de décrire la zone de convection profonde à partir de ce critère de température. Il possède également l'avantage de décrire facilement l'histoire de la colonne d'eau. Un critère basé sur une estimation de la profondeur de la couche de mélange, par exemple, aurait été bien trop sensible aux variations spatiales et temporelles de l'activité du mélange vertical. Le résultat de l'effet intégré de cette activité turbulente consiste en une transformation de masses d'eau, dont nous cherchons à estimer un volume.

La relation de la figure B1.2 a été démontrée sur la période 2007-2013. Celle-ci est toutefois susceptible d'évoluer au cours du temps, en relation avec l'évolution des caractéristiques des WMDW et des LIW. En particulier, lors de la période récente 2014-2015, une augmentation rapide et spectaculaire de la température et salinité des LIW a été observée dans le Golfe du Lion (voir chapitre A1). En 2014, le mélange n'a pas dépassé 500-1000 m, alors qu'en 2015, il a pu atteindre une profondeur de 1500-2000 m. Dans les deux cas, on ne s'attend pas à voir apparaître une estimation de surface de convection très importante comparée aux années 2009-2013.

Interpolation optimale

Nous utilisons la température moyenne entre 400 et 600 m de profondeur comme proxy du mélange convectif. Pour chaque année, nous considérons toutes les mesures faites entre le 1er janvier et le 31 mars. Nous les regroupons ensuite sur une grille de 10 km × 10 km, sur laquelle nous extrayons la valeur minimale mesurée au cours de l'hiver. Ainsi, le processus de convection profonde est abordé avec la notion d'effet intégral lors de l'hiver en détectant tous les endroits où l'on a observé au moins une fois pendant l'hiver une colonne d'eau ayant subi du mélange profond par le passé.

Nous allons utiliser une méthode d'interpolation objective permettant de reconstituer le champ horizontal de température moyenne entre 400 et 600 m, ainsi qu'une carte d'erreur associée à l'interpolation. La méthode d'interpolation utilisée est anisotrope et prend en compte les gradients de vorticité potentielle liés aux variations bathymétriques décrite en introduction [Boehme and Send, 2005].

Nous construisons ainsi les cartes interpolées de la figure B1.3 en considérant des anomalies par rapport à une ébauche de grande échelle. Celle-ci est construite en considérant les données des 9 hivers consécutifs interpolées avec une échelle typique de la taille de la zone de convection (échelle de corrélation spatiale, $L = 150$ km). Cela permet ainsi de construire une zone composite de convection profonde. On introduit ainsi des informations *a priori* sur la structure spatiale du signal que l'on cherche à reconstruire, ce qui se justifie par le fait que la zone de convection a plus ou moins la même forme d'une année sur l'autre (voir figure B1.1). Enfin, on construit pour chaque année une interpolation opti-

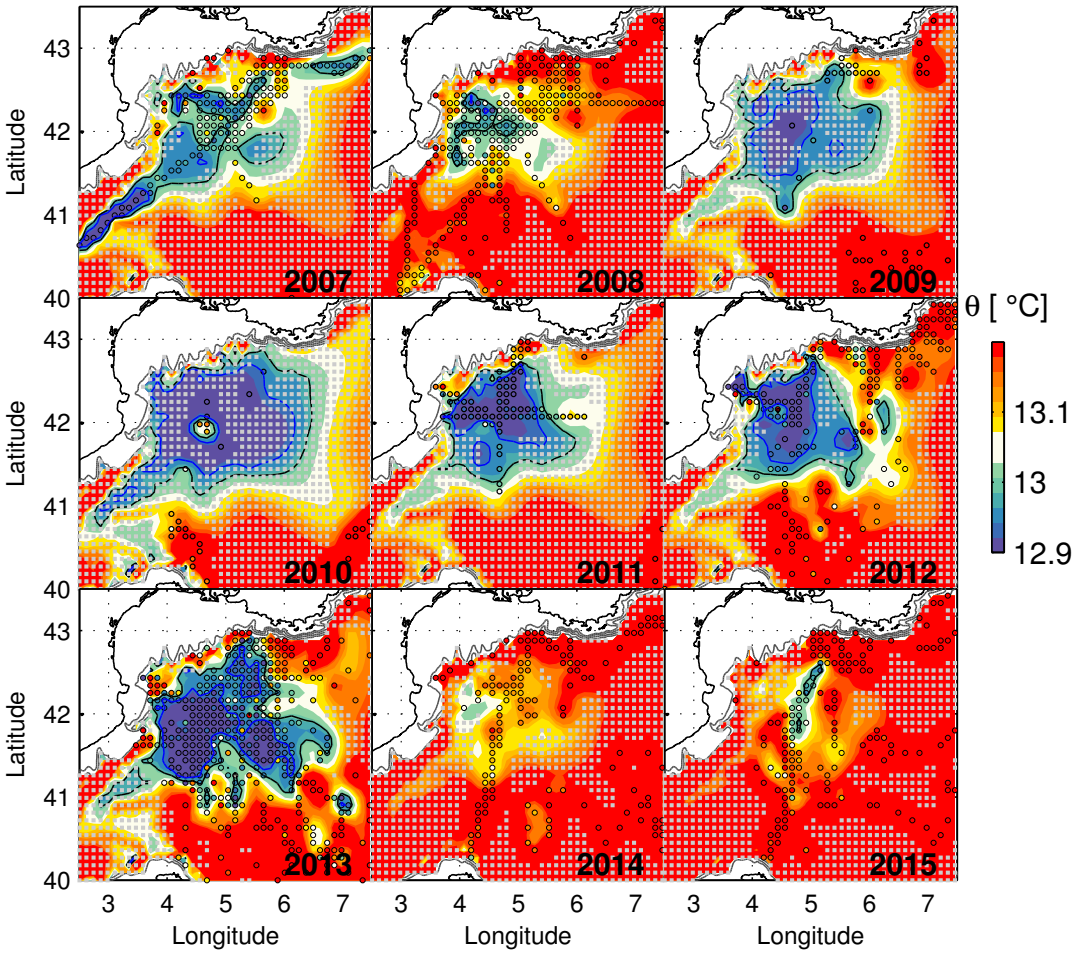


Fig. B1.3 Analyse objective du minimum observé de la température moyenne de 400 à 600 m sur une grille de 10 km × 10 km lors de chaque hiver (JFM) de la période 2007-2015 dans le Golfe du Lion. Les valeurs du champ interpolé sont représentées par chaque cercle quand des observations sont disponibles. Le contour noir représente l'isotherme 13.0°C et le contour bleu l'isotherme 12.95°C. Les carrés gris représentent les régions où l'erreur de l'interpolation optimale excède 95% de la variance du signal.

male en prenant un rayon de corrélation de plus petite échelle $L = 20$ km, qui rend compte de la modulation de la convection par des structures océaniques de mésoéchelle que l'on observe très bien sur la figure B1.1-g, par exemple.

c) Résultats

Lors des hivers 2007 et 2008, on observe une bonne couverture spatiale des observations, notamment grâce au déploiement simultané de nombreux gliders (voir annexe 6). La surface de température inférieure à 12.95°C est quasi inexistante (voir figure B1.2). Au chapitre A1, on a montré que la convection n'a pas été très profonde lors de ces deux années

Table B1.2 Surface de la zone de convection en km^2 et taux de renouvellement des eaux profondes en Sv déduits des observations de température à profondeur intermédiaire sur la période 2007-2015. On indique également pour chaque surface la couverture des observations correspondant aux zones non grisées sur la figure B1.3. Les valeurs entre parenthèses correspondent à des valeurs incertaines et discutées dans le texte.

critère	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015
$\theta_{400-600} < 12.95°C$	(3 000)	300	(7 300)	(22 000)	9 200	9 000	15 000	0	0
% obs.	93	100	21	23	86	94	97	–	–
$\theta_{400-600} < 13.0°C$	16 300	2 600	(23 300)	(36 000)	18 900	19 400	30 500	0	700
% obs.	79	96	26	20	67	77	92	–	100
DW Formation (Sv)	0	0	(1.1±0.6)	(2.0±0.5)	1.0±0.4	1.0±0.4	1.7±0.6	0	0

(1000 m maximum). Cela est cohérent avec les observations de chlorophylle de surface (figure B1.1). On trouve toutefois des températures inférieures à 12.95°C en 2007 en Mer des Baléares, ce qui correspond à la formation des Eaux d'Hiver Intermédiaires observée par un glider. Cela illustre bien le fait que la relation entre température à la base des Eaux Levantines Intermédiaires et couche de mélange est valable dans le contexte hydrographique particulier du Golfe du Lion, et pas en Mer des Baléares, où les eaux Levantines sont considérablement érodées par le mélange avec les eaux du bassin ouest.

Dans la période qui suit, on observe une série de 5 hivers consécutifs caractérisés par du mélange profond [Houpert, 2013]. En terme de couverture spatiale des observations *in situ*, les hivers 2009 et 2010 ont été clairement moins échantillonnés que les suivants. Quelques observations ponctuelles permettent de fixer l'étendue moyenne de la zone de convection, mais sans grande précision. Seulement ~20% de la zone de convection est couverte par des observations. Pour cette raison, les surfaces correspondantes sont indiquées comme douteuses dans le tableau B1.2.

En 2011, grâce à la campagne CASCADE et son réseau de stations en croix centré autour du mouillage LION, et grâce aux données récoltées par des gliders, on trouve une surface convectée comprise entre 9200 et 18900 km^2, avec une couverture des observations de 75% environ. En 2012, grâce cette fois uniquement au déploiement de gliders, la couverture observationnelle devient supérieure à 80% et permet d'estimer avec confiance une surface occupée par la convection située entre 9000 à 19400 km^2. Cette surface est sensiblement similaire à celle estimée pour l'année 2011. En 2011 et 2012, le taux de formation des eaux profondes calculé en considérant la profondeur du fond au niveau de la surface de la zone convective est estimé à 1.0±0.4 Sv, ce qui est similaire aux estimations faites à partir des images satellitaires.

L'hiver 2013 est de loin celui qui a été le plus couvert en termes d'observations *in situ* avec le déploiement de nombreux gliders (jusqu'à 5 en hiver) et la campagne DEWEX en février, qui a permis de collecter près de 80 stations CTD à l'échelle de la Méditerranée Nord-occidentale. Cette fois, les données couvrent près de 95% de la zone convective. La quantité de données récoltée lors de cet épisode convectif permet de faire une analyse plus

détaillée du cycle saisonnier, que nous décrirons par la suite. On trouve alors une surface de zone de convection variant entre 15000 et 30000 km^2 . Il est intéressant de noter que les données capturent un tourbillon exportant des eaux profondes nouvellement formées pendant la période de convection au mois de mars à déjà plus de 100 km du centre de la zone de convection. Les tourbillons exportant des eaux profondes lors du processus de convection représentent donc bien une part d'incertitude dans l'évaluation du volume d'eau formé.

Enfin en 2014, le mélange vertical n'a pas été très intense, avec une couche de mélange qui n'a pas dépassé les 500-1000 m dans le Golfe du Lion. Quant à l'hiver 2015, la couche de mélange semble avoir atteint une profondeur importante (1500-1800 m), mais cet hiver semble avoir été caractérisé par une production d'eaux profondes aux caractéristiques particulièrement chaudes et salées, ce qui pourrait rendre notre critère moins efficace. Dans l'attente des données du mouillage et d'une calibration finale des données, nous ne voulons cependant pas tirer de conclusions hâtives.

Si l'on compare globalement les surfaces obtenues par la méthode hydrographique et celles trouvées par les données satellitaires, la variabilité interannuelle capturée est très similaire. L'hiver 2013 apparaît bien comme étant le plus intense par rapport aux années 2011 et 2012. De plus, les estimations de l'extension moyenne de la zone de convection et du taux de formation des eaux profondes sont du même ordre, variant respectivement de 15000 à 25000 km^2et de 1.0 à 1.7 Sv. Ces deux méthodes complémentaires semblent converger vers des chiffres similaires et permettent de renforcer le poids donné à ces estimations.

3 Étude de l'épisode de convection de l'hiver 2012-2013

a) Données et méthode

Les différentes plateformes d'observations

Sur une période s'étalant de juillet 2012 à septembre 2013, un intense effort de collecte de données *in situ* a été réalisé. On compte notamment l'organisation de 6 campagnes en mer, qui ont permis de récolter des donnés hydrographiques de référence servant à la calibration des plateformes autonomes, ainsi que des mesures biogéochimiques et biologiques. Cet effort particulier a été réalisé en collaboration avec de nombreux laboratoires et instituts français pour réaliser une étude multidisciplinaire de la convection profonde en Méditerranée Nord-occidentale.

Environ 30 déploiements de glider ont été réalisés sur la même période (voir annexe 6). Un effort particulier a été mené lors de la période de convection profonde (janvier-mars 2013), durant laquelle on a compté simultanément jusqu'à 5 gliders à l'eau. Certains gliders étaient équipés de capteurs biogéochimiques (fluorescence, oxygène et turbidité).

On compte également une trentaine de flotteurs profileurs Argo ayant échantillonné la zone au cours de cette période. Certains ont été spécifiquement déployés lors des campagnes en mer avec un échantillonnage quotidien (contre 4-5 jours habituellement), mieux

adapté à l'étude de la convection et de l'efflorescence printanière. Cela explique le nombre important de profils Argo collectés lors de l'année 2013 (~1300, voir figure 0.16). Certains de ces flotteurs étaient aussi équipés de capteurs biogéochimiques (fluorescence, oxygène, turbidité, nitrates). Les premiers résultats de ces flotteurs équipés de capteurs de nitrates ont déjà permis de décrire l'approvisionnement de la couche de surface en nutriment et l'apparition de l'efflorescence printanière [D'Ortenzio et al., 2014].

À cela s'ajoutent les données du mouillage LION, qui permettent de documenter l'évolution temporelle de la colonne d'eau au centre de la zone de convection.

Calibration des fluorimètres

Tous les fluorimètres des gliders, des flotteurs Argo, ainsi que ceux des CTD utilisées à partir de navires été calibrés avec la même méthode [Lavigne et al., 2012] présentée en introduction de ce manuscrit. En cela, cette technique d'homogénéisation des fluorimètres est tout à fait satisfaisante et constitue un réel gain compte tenu de la grande dispersion des valeurs délivrées par chaque capteur individuel en l'absence de calibration.

Interpolation optimale

Toutes les données récoltées permettent d'avoir une vision quasi-synoptique des propriétés physiques et biogéochimiques du bassin durant la phase de convection profonde, ainsi que la phase de restratification printanière.

Dans ce qui suit, nous allons interpoler objectivement différentes variables océaniques en introduisant un terme supplémentaire de corrélation temporelle (e^{-t^2/T^2}) dans la fonction de covariance introduite en introduction. À une date t, on procédera itérativement comme suit :

1. On construit une ébauche en analysant objectivement une variable en question en utilisant une grande échelle de corrélation spatiale (L = 150 km) et temporelle (T = 30 jours). Ces échelles sont typiques et représentatives des gradients présents à l'échelle du bassin et de l'évolution saisonnière des propriétés du bassin.
2. Partant de cette première analyse, qui nous sert d'ébauche, nous analysons cette fois les données en diminuant les échelles de corrélation : L = 75 km et T = 10 jours. À ces échelles, nous voulons ainsi reproduire les gradients au niveau de la zone de convection, dont le rayon typique est de l'ordre de L et l'évolution typique de celle d'un coup de vent, soit environ 1 semaine.
3. Enfin, nous effectuons une dernière phase d'analyse, en repartant du champ issu de l'étape 2 et en utilisant une échelle de corrélation typique de la mésoéchelle océanique, soit L = 15 km et T = 5jours [Crépon et al., 1982, Sammari et al., 1995].

Au terme de cette analyse itérative en trois étapes, nous avons ainsi replacé les observations océaniques d'une date t dans leur contexte d'évolution saisonnière, tout en prenant en compte des échelles de variation du bassin jusqu'à la mésoéchelle océanique.

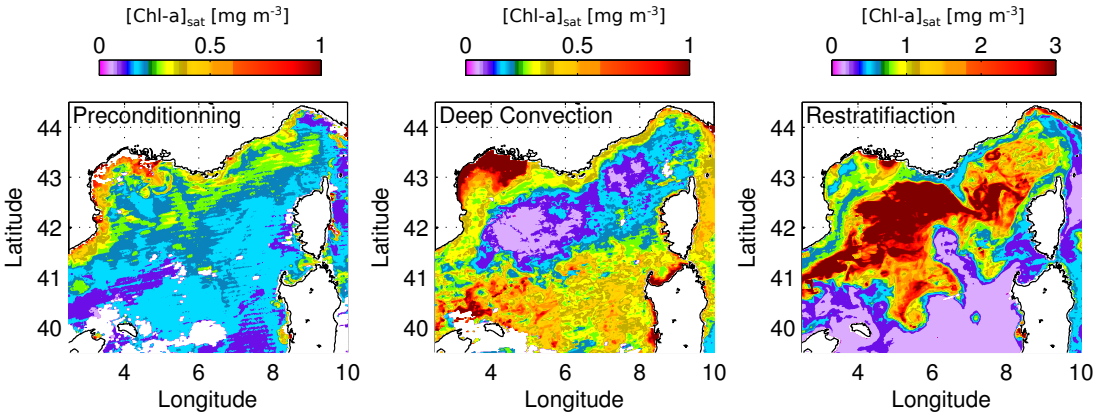


Fig. B1.4 Cycle saisonnier en 2012-2013 de la chlorophylle-a de surface observée par satellite. Les cartes de chlorophylle on été construites en moyennant plusieurs images : *(à gauche)* du 01 au 02 novembre 2012 ; *(au milieu)* du 13 au 21 février 2013 ; *(à droite)* du 12 au 14 avril 2013.

b) Cycle saisonnier des paramètres physiques et biogéochimiques

Observations satellitaires

Les images de couleur de l'eau fournissent des signaux extrêmement riches et intéressants d'un point de vue des processus physiques à la résolution fine de 4 km. Malheureusement, on ne compte en général qu'une poignée de bonnes images par mois à cause de la couverture nuageuse. Cela reste toutefois suffisant pour illustrer les différentes phases de la convection profonde (figure B1.4) :

1. Phase de préconditionnement : Durant la phase automnale, les conditions sont typiques d'une région oligotrophe (c-à-d pauvre en nutriments). De faibles concentrations de chlorophylle-a (0.2 mg m^{-3}) sont observées avec de fortes concentrations localisées sur le plateau du Golfe du Lion, où le panache du Rhône fertilise l'océan par un apport de nutriments. On note toutefois des concentrations légèrement plus importantes au large et notamment en mer Ligure, qui pourraient éventuellement être le résultat d'injections épisodiques de nutriments provoquées par des coups de vent automnaux.
2. Phase de convection profonde : Durant cette période, la couche de mélange atteint de très grandes profondeurs dans la région centrale du Golfe du Lion (~ 2300 m). La dilution du phytoplancton provoque une diminution des concentrations de chlorophylle-a mesurées en surface. Les concentrations de chlorophylle ne sont *a priori* pas nulles, mais dépendent de l'algorithme d'inversion utilisé [Volpe et al., 2007]. Des concentrations importantes sont observées au sud de la zone convective dés la fin-février. Ces régions subissent également de fortes pertes de chaleur en hiver, mais leur situation océanique (stratification, préconditionnement) ne permet pas au mélange vertical d'atteindre des profondeurs aussi importantes. Il suf-

fit toutefois de réapprovisionner la couche de surface en nutriments avec le mélange hivernal pour provoquer une efflorescence à la fin de l'hiver. Ces régions sont décrites comme "intermittentes" d'un point de vue des cycles biogéochimiques, du fait de leur fonctionnement à mi-chemin entre les zones de mélange profond et celles au régime complètement oligotrophe [D'Ortenzio and Ribera d'Alcalà, 2008] (voir figure 0.9).

3. Phase de restratification : Elle intervient alors que les pertes de chaleur deviennent moins intenses au printemps. La zone de convection profonde se disperse par des processus d'instabilité hydrodynamique qui forment de nombreuses structures tourbillonnaires [Gascard, 1978, Testor and Gascard, 2006]. Une partie de ces eaux profondes nouvellement formées est également drainée par le Courant Nord vers l'ouest [Send et al., 1996]. Ces eaux issues de la zone de convection possèdent une couche de surface très riche en nutriments et constituent un milieu favorable à la croissance du phytoplancton. Celui se développe alors de manière brutale et éphémère lors de l'efflorescence printanière (ou "bloom" printanier). Cette situation est généralement caractéristique des régions de hautes et moyennes latitudes de l'océan global. La figure B1.4 nous permet alors d'observer l'effet des tourbillons dans la modulation de la croissance du phytoplancton. Un petit tourbillon exportant des eaux du mélange vers le sud-est provoque une efflorescence isolée au milieu d'une zone complètement oligotrophe et pauvre en phytoplancton à l'est de Minorque. De même une forte intrusion d'eaux pauvres en chlorophylle vers 42°N, 6.5°E semble due à l'advection d'un tourbillon dans la zone de bloom. Enfin, l'effet du drainage des eaux profondes vers l'ouest pas le Courant Nord est visible avec le décalage vers l'ouest de l'efflorescence printanière par rapport à l'extension de la zone de mélange hivernale.

Évolution saisonnière de la zone convective vu par les observations *in situ*

Étant donné la quantité d'observations *in situ* récoltées sur la région de la Méditerranée Nord-occidentale lors du cycle saisonnier cette année, il est possible de décrire l'évolution temporelle de variables physiques (température, salinité, couche de mélange) et biogéochimiques (concentration en chlorophylle, nutriments) dans la région du Golfe du Lion sur un an. Pour ce faire, nous définissons une zone de convection sur des critères géographiques : entre 4-6°E, >41.25°N et en dehors de la zone du talus continental (profondeur >1800 m). Le reste des données est regroupé dans une région extérieure. Cette approche reste basique mais permet de décrire quantitativement le cycle saisonnier de la zone de convection profonde d'un point de vue physique et biogéochimique. La figure B1.5 nous montre ainsi l'évolution de différents paramètres :

— La température de surface présente un cycle saisonnier d'une amplitude importante d'environ 5°C. En hiver, la température descend autour de 13°C et atteint son maximum en septembre aux alentours de 18°C.

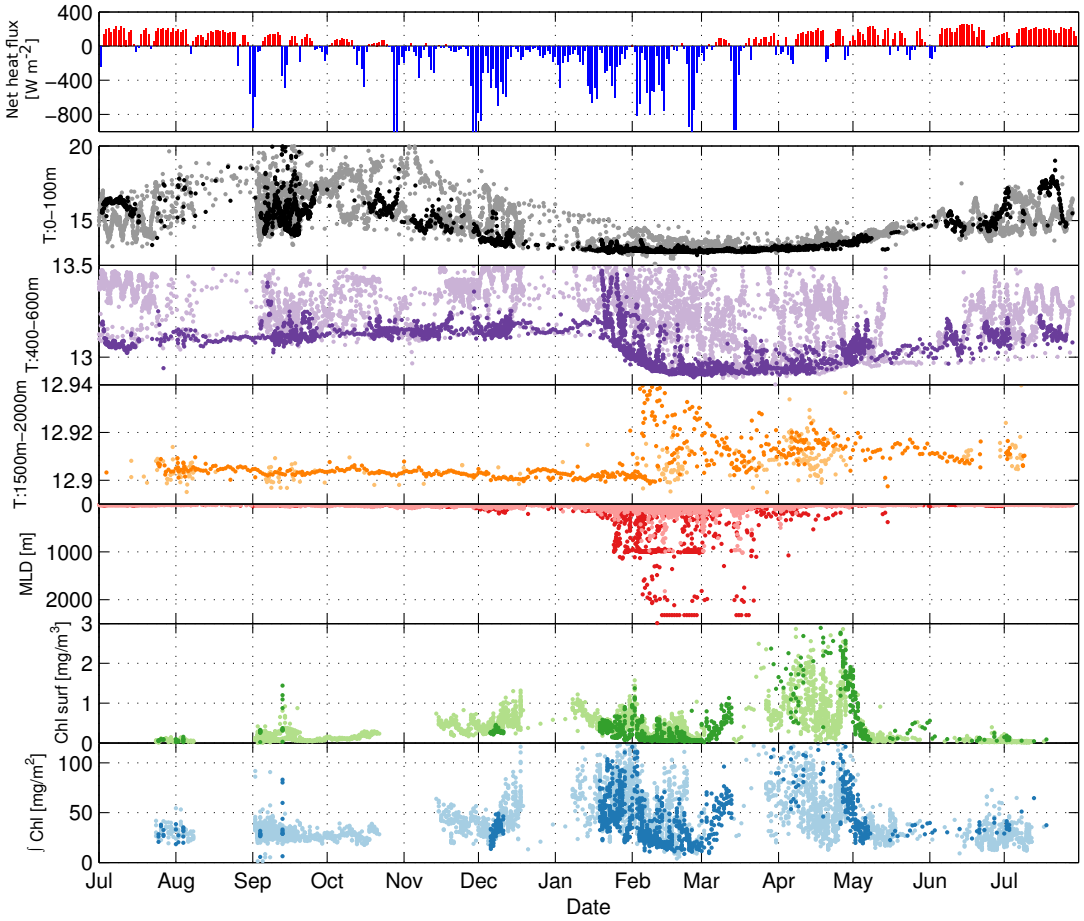


Fig. B1.5 Évolution saisonnière des différents paramètres physiques et biogéochimiques observés par les données *in situ*. On représente de haut en bas : les flux net de chaleur de la réanalyse ALDERA moyennés dans un rayon de 50 km autour du mouillage LION (42.04°N,4.68°E), la température de surface (0-100 m), à profondeur intermédiaire (400-600 m) et à grande profondeur (1500-200 m), la profondeur de la couche de mélange, la concentration en chlorophylle de surface et intégrée sur 0-300 m. Les points foncés (reps. clairs) représentent les mesures réalisées au sein (resp. en dehors) de la zone de convection du Golfe du Lion.

— La température à profondeur intermédiaire, qui nous sert de proxy des eaux profondes nouvellement formées, augmente régulièrement entre juillet et janvier (~+0.1°C en 6 mois). Lors de l'épisode de convection, elle descend brutalement sous 13°C(seuil de détection de la convection profonde). On mesure des valeurs sous ce seuil jusqu'à la fin du mois d'avril traduisant l'export progressif des eaux profondes en dehors de la zone du Golfe de Lion et la restratification progressive des couches intermédiaires.
— La température profonde nous indique très clairement un signal lié à la convection profonde, provoquant une augmentation brutale > 0.01°C au début du mois de février. Les eaux profondes sont très peu variables durant toute la période précédant l'épisode convectif. Leur variabilité augmente ensuite lors de la phase de restratification (mars-avril), en cohérence avec la formation de tourbillons profonds [Testor and Gascard, 2003, Testor and Gascard, 2006].
— La couche de mélange nous indique les périodes de mélange actif. Elle est calculée à partir des profils de température sur un critère à 0.02°C, identique à celui utilisé au mouillage LION [Houpert et al., 2016]. Durant le mois de janvier, elle s'approfondit régulièrement avant d'être stoppée par le fond autour de la mi-février. Une période de restratification temporaire s'initie au mois de mars interrompue par un épisode de mélange tardif mélangeant la colonne d'eau de nouveau jusqu'au fond à la mi-mars. Ce type de chronologie du mélange a également été identifié lors des autres hivers de la période 2009-2013 [Houpert et al., 2016]. La restratification finale intervient donc après ce dernier coup de vent à la fin du mois de mars.
— La chlorophylle de surface est évaluée au moment de la convection profonde, les concentrations de chlorophylle diminuent en accord avec ce que nous montrent les satellites. Enfin, l'efflorescence printanière est bien repérable au mois d'avril, au moment de la phase de restratification finale. Elle se caractérise par des concentrations 5 à 10 fois supérieures à celles mesurées habituellement. Une première initiation du bloom semble apparaître début mars. Malheureusement, il y a peu de données de fluorimètres pour documenter l'apparition du nouvel épisode de mélange de mi-mars, observé sur l'évolution de la profondeur de la couche de mélange. Cette dernière joue en effet un rôle prépondérant dans le contrôle de la croissance du phytoplancton en Méditerranée [Lavigne et al., 2013].
— La concentration de chlorophylle intégrée sur la verticale est un meilleur proxy de la biomasse phytoplanctonique, car en présence d'un maximum de chlorophylle profond, ou d'une couche de mélange profonde, les valeurs de surface ne représentent qu'une information partielle. Le calcul de l'intégrale est réalisé sur 0-300 m, englobant ainsi la profondeur du maximum de chlorophylle profond (typiquement 50 m) lorsque les conditions sont oligotrophes. Quand la profondeur de couche de mélange (MLD) dépasse 300 m, comme c'est souvent le cas en hiver, on intègre sur toute la MLD. Toutefois, dans le cas de données gliders limitées aux 1000 premiers mètres, on rejette les valeurs lorsque la MLD mesurée atteint cette profon-

deur maximale, pour ne pas biaiser les estimations. On voit donc que le contenu intégré de chlorophylle-a est relativement constant au cours du processus de dilution, conservant ainsi les valeurs non négligeables (supérieures au régime oligotrophe) autour de 50 mg m^{-2} de mi-janvier à fin mars. Malgré les concentrations très faibles de chlorophylle observées en surface, la très profonde couche de mélange impacte fortement le contenu intégré de chlorophylle. Il faut toutefois rester prudent avec ce type d'estimations et il serait également intéressant de mieux cadrer les hypothèses faites pour la calibration des fluorimètres à partir des données HPLC récoltées pendant la campagne DEWEX de février. Des valeurs importantes du contenu en chlorophylle sont observées au moment de l'efflorescence printanière et atteignent jusqu'à 150 mg m^{-2}. Ces concentrations sont dues à une production primaire nouvelle se développant dans les conditions favorables d'ensoleillement et de disponibilité en nutriment générées par le mélange hivernal [Lavigne et al., 2013, D'Ortenzio et al., 2014].

c) Variabilité saisonnière à l'échelle du bassin

L'évolution à l'échelle du bassin des variables physiques et biogéochimiques peut être décrite grâce notamment aux 5 campagnes en mer réalisées au cours du cycle saisonnier en : juillet 2012 (MOOSE-GE), septembre 2013 (DOWEX-GE), février 2013 (DEWEX leg 1), avril 2013 (DEWEX leg2), juillet 2013 (MOOSE-GE).

Cycle saisonnier de la salinité de surface

La salinité de surface montre un fort signal de salinité ($S \sim 38.5$) en hiver. Elle traduit le fait que la couche d'Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) chaudes et salées a bien été incorporée à la couche de mélange sur tout le bassin. Au maximum du mélange hivernal, l'augmentation de la salinité est plus importante en mer Ligure que dans le Golfe du Lion. En effet, on trouve une salinité plus importante des LIW en mer Ligure. De plus, le mélange limité à environ 1000 m engendre un flux vertical de sel vers les couches de surface plus important que dans le Golfe du Lion. Au mois d'avril, on remarque que les observations *in situ* capturent bien la présence d'eaux peu salées. Ces eaux provenant du sud aux caractéristiques oligotrophes sont également identifiables sur la chlorophylle de surface vers 7°E (voir figure B1.4). Ce cycle annuel de salinité atteint des valeurs minimales en été, où on observe globalement la même situation en 2012 et en 2013. La limite sud de cette zone salée marque également la position du Front Nord-Baléares. On voit que ce dernier est particulièrement haut en latitude en été et possède un gradient de salinité moins marqué qu'en hiver.

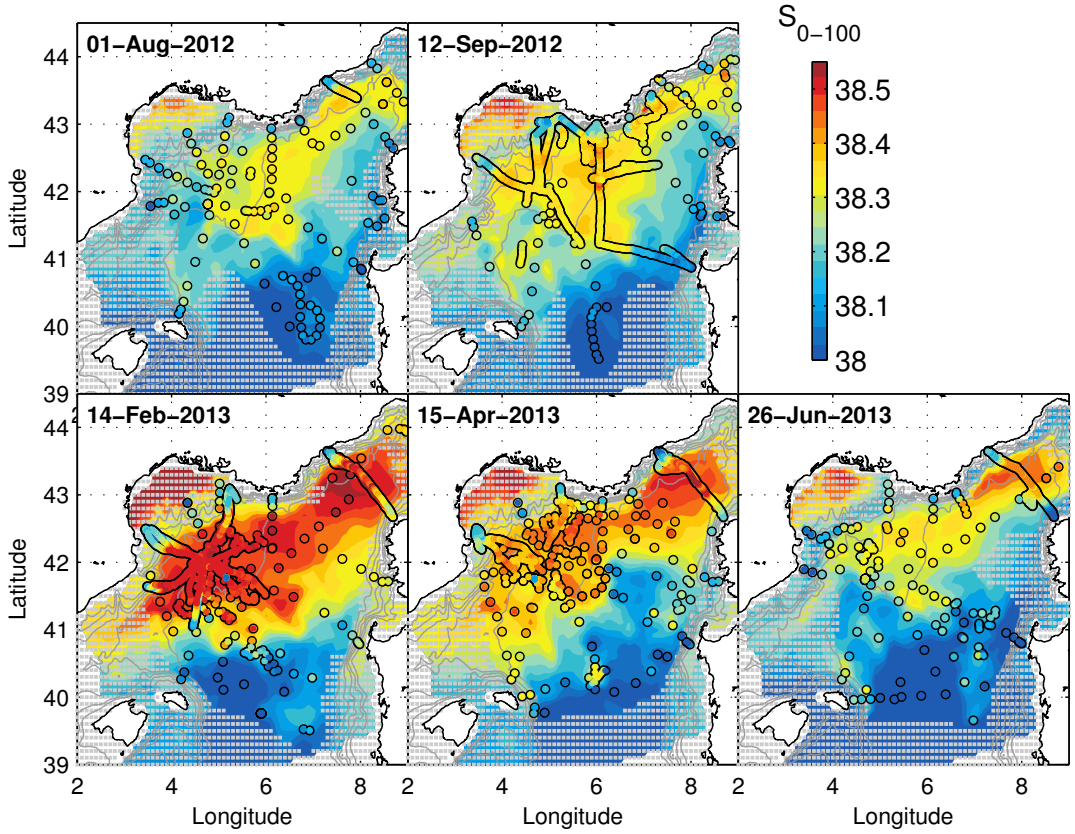


Fig. B1.6 Cycle saisonnier de la salinité de surface construit à partir de l'analyse objective des données *in situ* collectées lors des 5 campagnes en mer réalisées entre août 2012 et juin 2013. Les zones grisées correspondent aux zones où l'erreur liée à l'interpolation optimale dépasse 95% de la variance du signal.

Cycle saisonnier de la température à profondeur intermédiaire

La température potentielle à profondeur intermédiaire, comme nous l'avons précédemment vu, est un bon indicateur du mélange vertical. Lorsque elle devient < 13°C, on sait que cela résulte d'un processus de mélange vertical profond. (>1000 m). On remarque bien sur le cycle saisonnier de cette variable la délimitation de la zone de convection profonde en février. Plus tard au mois d'avril, lors de la phase de restratification, ces eaux profondes nouvellement formées caractérisées par une température inférieure à 13°C sont toujours présentes dans le bassin. Elles se sont toutefois décalées à l'ouest du bassin et vers le sud. Cette route empruntée par les nouvelles eaux profondes suit la circulation générale et semble peu influencée par le Front Nord-Baléares. Au mois de juillet suivant, les couches intermédiaires se sont réchauffées avec des valeurs de ~13.1°C. On note également un gradient important entre l'est et l'ouest du bassin dû à l'apport de LIW chaudes et salées en provenance de la mer Tyrrhénienne par la veine longeant la Sardaigne et par le canal de

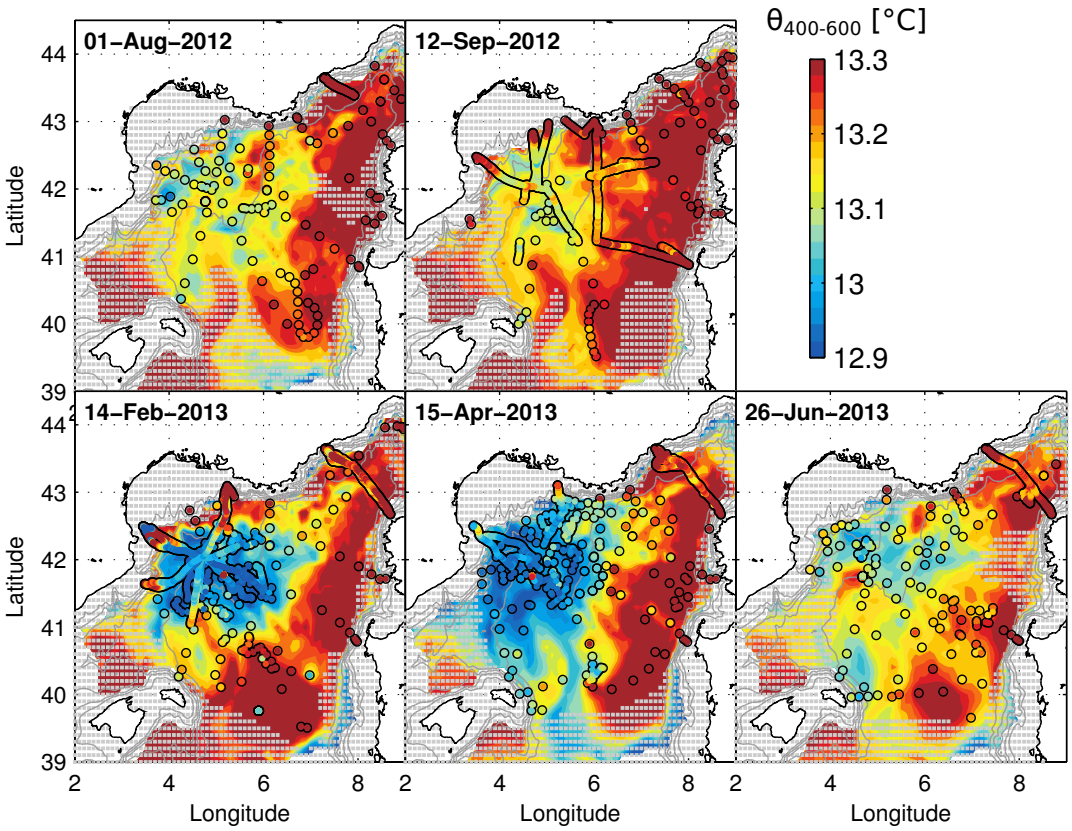


Fig. B1.7 Cycle saisonnier de la température à profondeur intermédiaire construit à partir de l'analyse objective des données *in situ* collectées lors des 5 campagnes en mer réalisées entre août 2012 et juin 2013. Les zones grisées correspondent aux zones où l'erreur liée à l'interpolation optimale dépasse 95% de la variance du signal.

Corse. Ces contrastes est/ouest s'atténuent légèrement entre juillet et septembre 2012 en raison des transferts de chaleur et de sel à profondeur intermédiaire entre le mer Ligure et le Golfe du Lion.

Cycle saisonnier de la température profonde

Les Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale ont tendance à devenir de plus en plus chaudes et salées depuis les années 1950, avec une augmentation de ~0.5°C [Béthoux et al., 1990]. L'hiver 2013, qui a été le plus actif du point de vue de la convection profonde de la période 2007-2013, ne déroge pas à cette règle, et a fortement impacté les couches profondes. En février, une anomalie de chaleur (+0.01-0.05°C) apparaît dans le Golfe du Lion en lien avec l'approfondissement de la couche de mélange, et s'étale ensuite à travers le bassin. On observe des contrastes locaux importants pouvant s'expliquer par la présence de tourbillons profonds [Testor and Gascard, 2006]. L'été sui-

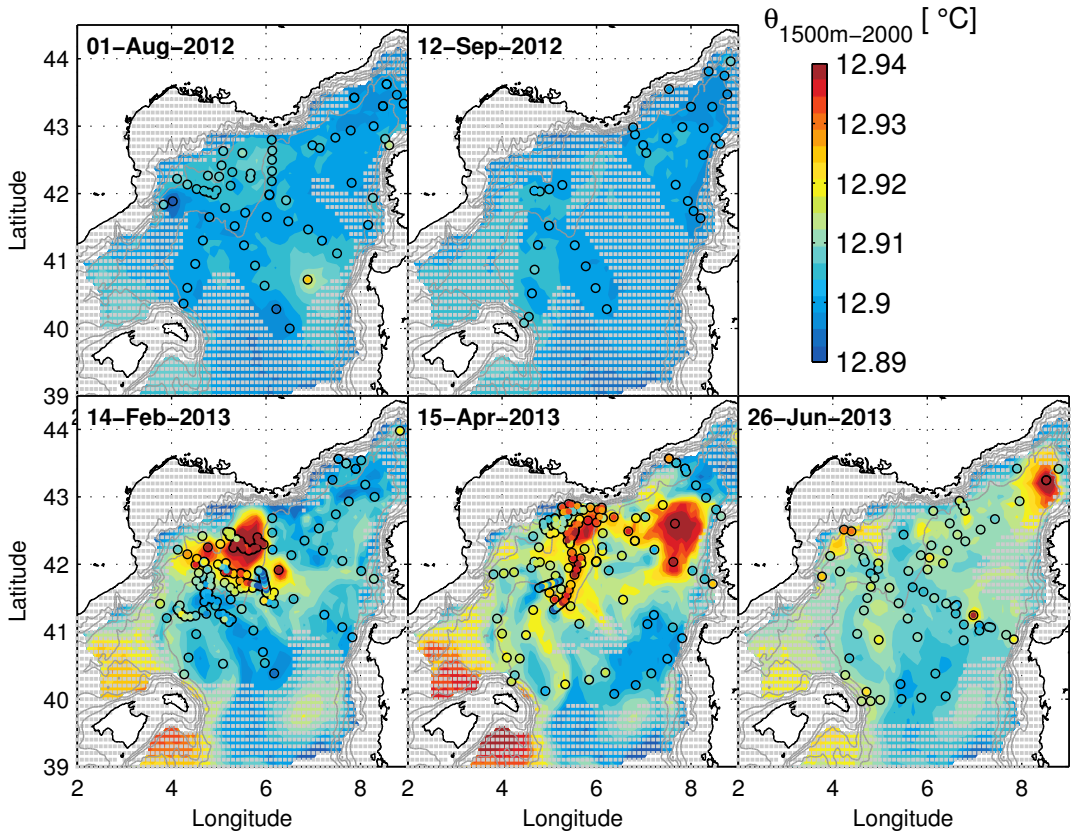


Fig. B1.8 Cycle saisonnier de la température profonde (>1500 m) construit à partir de l'analyse objective des données *in situ* collectées lors des 5 campagnes en mer réalisées entre août 2012 et juin 2013. Les zones grisées correspondent aux zones où l'erreur liée à l'interpolation optimale dépasse 95% de la variance du signal.

vant, cette anomalie de température recouvre le bassin de manière homogène avec une amplitude de ~0.01°C, ce qui est important une fois remis dans le contexte interannuel d'augmentation de la température des eaux profondes (voir figure A1.5.

Cycle saisonnier de la chlorophylle

Nous avons précédemment décrit les éléments principaux responsables de la variation saisonnière de la chlorophylle de surface en Méditerranée Nord-occidentale, caractérisée principalement par une dilution hivernale et une efflorescence printanière. La figure B1.9 représente la distribution horizontale au cours du temps du contenu de la chlorophylle de surface. On distingue bien la zone de dilution en février dans le Golfe du Lion, caractérisée par de faibles valeurs de <0.2 mg m^{-3}. Au mois d'avril, on voit ensuite bien apparaître l'efflorescence printanière, caractérisée par de fortes concentrations atteignant jusqu'à 5 mg m^{-3}. Les valeurs les plus importantes sont observées dans le centre du Golfe du Lion , et plus précisément dans sa partie ouest. Le drainage des nouvelles eaux profondes riches

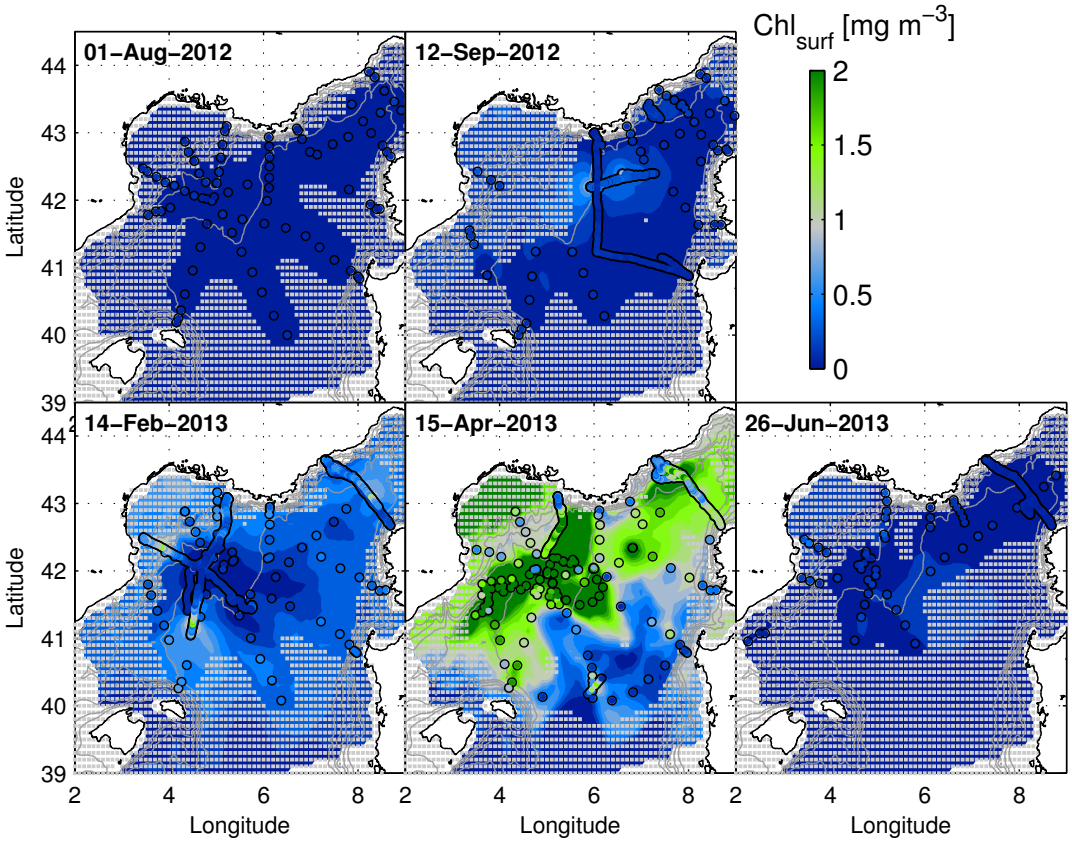


Fig. B1.9 Cycle saisonnier de la chlorophylle-a de surface construit à partir de l'analyse objective des observations *in situ* collectées au moment de 5 campagnes en mer réalisées entre août 2012 et juin 2013. Les zones grisées correspondent aux zones où l'erreur liée à l'interpolation optimale dépasse 95% de la variance du signal.

en nutriments par la circulation générale, également observé à profondeur intermédiaire, semblent donc aussi influencer le développement du phytoplancton. Les régions plus à l'est du bassin sont également soumises à de fortes concentrations, mais avec des valeurs néanmoins moins importantes de 1-2 mg m^{-3}.

Évolution saisonnière du contenu énergétique

Grâce aux donnés récoltées par les gliders, nous pouvons également décrire l'évolution du contenu énergétique du bassin. Lors du processus de convection, les nouvelles eaux profondes forment un volume d'eau anormalement dense. Cette anomalie de densité augmente alors l'énergie potentielle du système océanique. Cet excès d'énergie potentielle constitue un réservoir énergétique pouvant alimenter l'océan en énergie cinétique. L'instabilité barocline est un processus classique de conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique tourbillonnaire [Cushman-Roisin and Beckers, 2011]. Lors de la phase de restra-

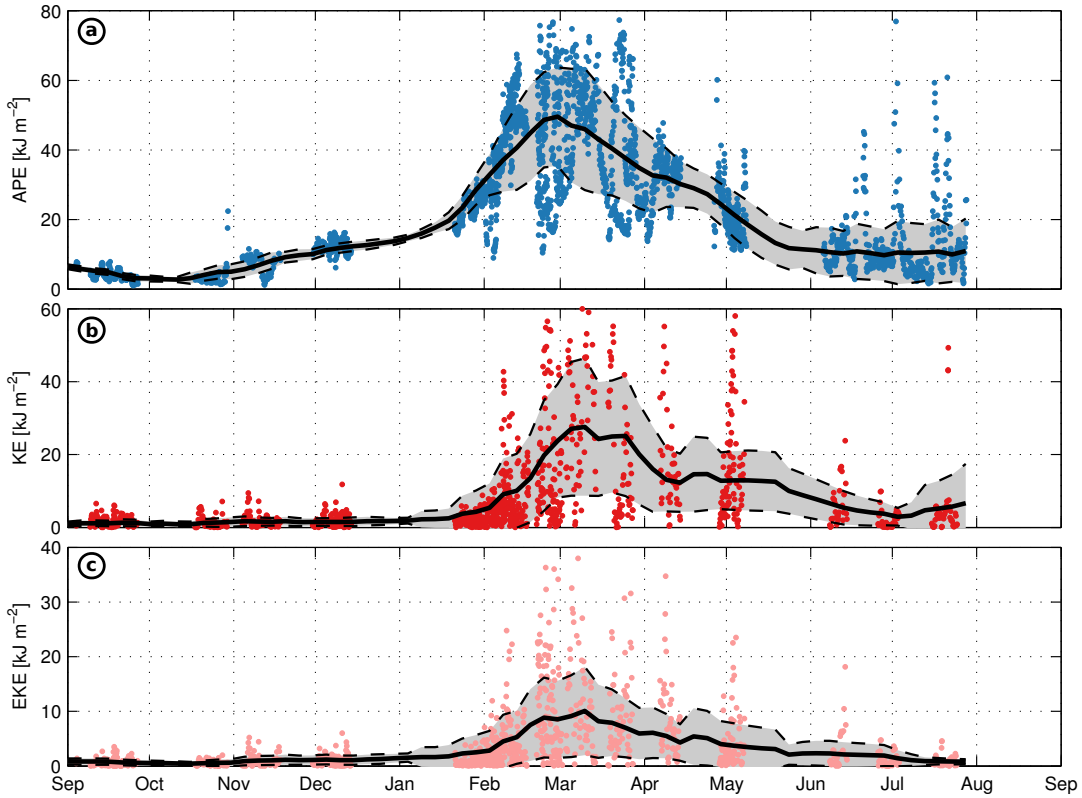


Fig. B1.10 Évolution temporelle au cours d'un cycle saisonnier de *(a)* l'énergie potentielle disponible , *(b)* l'énergie cinétique et *(c)* l'énergie cinétique tourbillonnaire estimés à partir de données de gliders. La courbe noire représente le signal moyen dans des intervalles de 5 jours et lissé sur une période d'un mois. La zone grisée représente la déviation standard des observations autour de la valeur moyenne.

tification, de forts courants barotropes de ~30-40 cm s^{-1} ont été enregistrés au mouillage [Houpert et al., 2016], ce qui est cohérent avec une augmentation de l'énergie cinétique du système à cette période. Nous nous proposons ici de quantifier ce bilan énergétique à l'échelle du bassin en utilisant les données récoltées par les gliders.

D'une part, pour quantifier l'énergie cinétique (KE, pour "Kinetic Energy") et sa composante tourbillonnaire (EKE, pour "Eddy Kinetic Energy"), nous allons utiliser les estimations de courant moyen des gliders. Ils permettent de calculer l'énergie cinétique intégrée sur les 1000 premiers mètres de l'océan. L'EKE est estimée à partir de ces estimations de courant moyen auquel est retranché un signal filtré de grande échelle :

$$KE_z = \frac{1}{2}\int_{-H}^{0}\rho_0(u^2+v^2)\mathrm{d}z = \frac{1}{2}\rho_0 H\left(V_x^2+V_y^2\right) \tag{3.1}$$

$$EKE_z = \frac{1}{2}\int_{-H}^{0}\rho_0(u'^2+v'^2)\mathrm{d}z = \frac{1}{2}\rho_0 H\left([V_x-\bar{V}_x]^2+[V_y-\bar{V}_y]^2\right) \tag{3.2}$$

avec : ρ_0 = 1030kg m^{-3} une densité de référence, H = 1000 m la profondeur maximale de plongée du glider et (V_x, V_y) le courant moyen qu'il estime. Le $\bar{.}$ fait référence à une moyenne horizontale. Cette dernière doit permettre d'extraire la composante tourbillonnaire de l'écoulement. Pour cela, nous effectuons une moyenne glissante des vitesses sur une fenêtre de filtrage d'environ 50 km[3].

Enfin, l'énergie potentielle disponible (APE, pour "Available Potential Energy") peut être quantifiée à partir des profils verticaux de densité. Cette grandeur quantifie la part d'énergie potentielle du système, qui peut être convertie en énergie cinétique. Elle peut s'exprimer comme [Oort et al., 1989, Huang, 2005] :

$$APE_z = -\frac{g}{2}\int_{-H}^{0} \frac{[\rho(z) - \bar{\rho(z)}]^2}{\partial_z \bar{\rho}} \mathrm{d}z \tag{3.3}$$

avec : $\bar{\rho}$ un profil moyen de référence sur la zone. On choisit comme profil moyen de densité celui calculé en moyennant tous les profils gliders récoltés au mois de septembre, avant que l'océan ne soit affecté par de fortes pertes de chaleur de surface.

Pour le calcul de chacune de ces grandeurs énergétiques, nous gardons uniquement les données et estimations de courants faites sur des plongées profondes (>900 m). La zone d'échantillonnage est également restreinte à une zone centrée autour de la zone de convection et à plus de 45 km du talus continental (repéré par l'isobathe 500 m), de manière à s'affranchir de l'influence du Courant Nord.

La figure B1.10 nous montre l'évolution au cours de l'année du contenu énergétique de la région du Golfe du Lion par unité de surface, estimée à partir des mesures de gliders. Dès le mois d'octobre, on remarque bien une augmentation régulière de l'énergie potentielle disponible, qui atteint sa valeur maximale d'environ 50 kJ m^{-2} à la fin du mois de février. Cet épisode marque en effet la fin de la période de mélange très intense du mois de février. À partir du mois de mars, l'énergie potentielle disponible diminue ensuite régulièrement jusqu'à atteindre de faibles valeurs autour de 10 kJ m^{-2}. On ne retrouve pas des valeurs aussi faibles qu'avant l'épisode de convection. Le champ de densité moyen est en effet perturbé par le renouvellement des eaux profondes.

Quant à l'énergie cinétique et sa composante tourbillonnaire, elles augmentent brutalement lors du mois de février et commencent à diminuer vers la fin du mois de mars. Il y a un décalage temporel de ~15-30 jours entre le maximum atteint par l'énergie potentielle disponible et celui de l'énergie cinétique. Cela traduit bien la conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique lors de la période de restratification du mois de mars. Le contenu d'énergie cinétique atteint ~25 kJ m^{-2}, ce qui correspond à des courants de l'ordre de 22 cm s^{-1}. Par ailleurs, quand l'énergie cinétique tourbillonnaire se caractérise par des niveaux énergétiques de ~10 kJ m^{-2}, elle retrace un champ tourbillonnaire caractérisé par des courants d'environ 14 cm s^{-1}. Ces valeurs sont tout à fait cohérentes avec : 1) les observations au mouillage LION qui révèlent des courants barotropes en mars-avril de l'ordre

3. on utilise un moyenne glissante pondérée par une gaussienne d'écart type σ = 20 km.

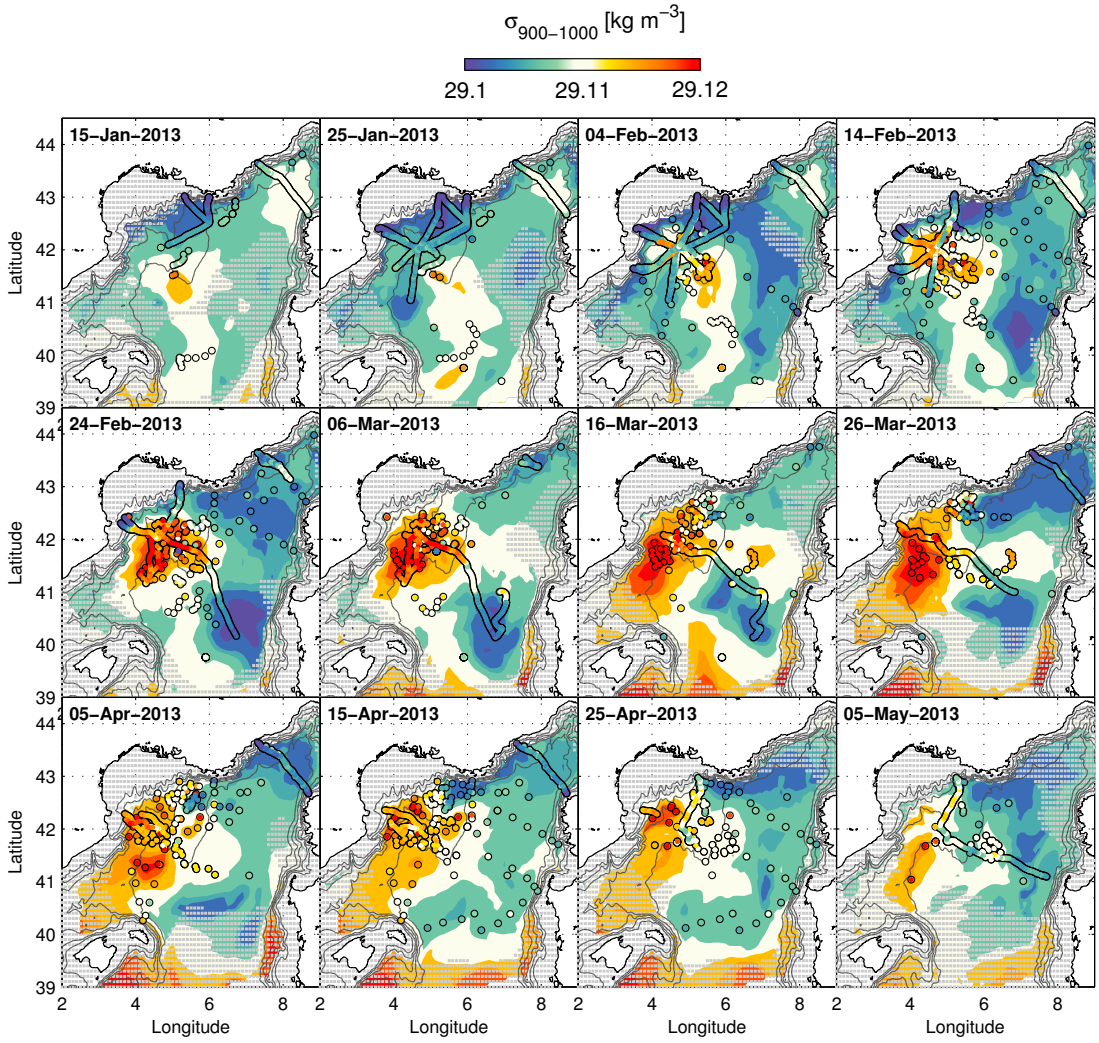


Fig. B1.11 Analyse à 10 jours de la densité potentielle moyenne observée entre 900 et 1000 m pendant 4 mois de mi-janvier à début mai. Les zones grisées correspondent aux régions où l'erreur liée à l'interpolation optimale dépasse 95% de la variance du signal.

de 30 cm s^{-1} [Houpert et al., 2016] ; et 2) l'intensité des tourbillons de subsurface issus du mélange hivernal (~ 10-15 cm s^{-1}) que nous avons pu observée. Nous reviendrons en détail sur la question de ces tourbillons dans la partie C de cette thèse.

d) Détails de la période hivernale

Suivi à 10 jours des propriétés du bassin

La quantité très importante d'observations *in situ* récoltées entre le mois de janvier et le mois de mai permet de résoudre de manière quasi synoptique les échelles typiques de la convection profonde. Par exemple, la figure B1.11 montre l'évolution de la densité moyenne observée entre 900 et 1000 m sur 4 mois avec une résolution temporelle de 10

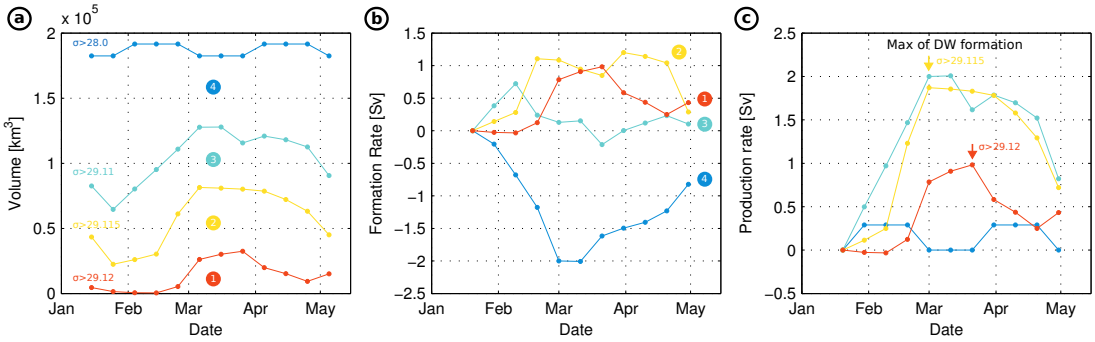


Fig. B1.12 Évolution du volume des couches isopycnales et estimation des taux de formation : *(a)* Variation du volume total des eaux au delà de seuils de densité indiqués en couleur ; *(b)* Variation du volume des eaux entre deux isopycnes consécutives calculé par rapport à la situation au 15 janvier et ramené en Sv sur un an ; *(c)* comme *(a)* mais le volume est cette fois calculé par rapport à la situation au 15 janvier et ramené en Sv sur un an.

jours. On voit bien apparaître le mélange profond vers la fin janvier avec la formation d'eaux denses ($\sigma > 29.11 \text{kg m}^{-3}$). La zone de mélange s'intensifie ensuite jusqu'à la fin du mois de février. Les eaux profondes nouvellement formées portent ainsi une anomalie de densité d'environ 0.01 kg m^{-3}. Celle-ci reste identifiable durant les mois qui suivent - en particulier en avril, où les eaux profondes plus denses semblent clairement se déplacer vers le sud et l'ouest. L'amplitude de l'anomalie de densité diminue tout au long du processus de restratification jusqu'au mois de mai, en lien avec l'étalement des eaux profondes nouvellement formées provoquant un aplatissement progressif des isopycnes à l'échelle du bassin.

Estimation du volume d'eaux profondes nouvellement formées

L'analyse 4D dans l'espace et le temps du champ de densité présenté sur la figure B1.11 nous permet d'analyser les transformations des masses d'eau qui ont lieu au sein de la zone de convection profonde. La figure B1.12 indique ainsi l'évolution du volume des eaux au delà de certains seuils de densité bien choisis entre mi-janvier et le mois de mai. Pour limiter les erreurs liées au manque de données, ces estimations ont été faites sur une zone restreinte englobant la zone convective située entre 2.5°E et 6.5°E et au nord de 40.5°N.

Le volume total des eaux dans la zone considérée est constant au cours du temps, avec un volume de ~ 1.9 10^5 km^{3}correspondant aux eaux >28 kg m^{-3} [4]. Des transferts de volume entre les différentes couches isopycnales sont cependant engendrés par le mélange diapycnal au cours de l'hiver. La figure B1.12-b représente bien la production des eaux denses pendant le processus de convection, alors que les eaux légères (<29.11 kg m^{-3}) sont transformées en eaux plus denses. Lors de la période de restratification, on observe l'effet inverse : le volume des eaux denses diminue du fait de l'export des eaux profondes nouvellement formées, alors que des eaux légères réinvestissent le zone du Golfe du Lion.

4. les eaux les moins denses observées au cours de l'hiver ont une densité de 28.1 kg m^{-3}.

On voit notamment très clairement apparaître l'effet de la convection profonde sur les couches de forte densité (>29.12 kg m^{-3}). En effet, cette couche au volume initial proche de zéro voit son volume augmenter brutalement vers la fin-février et jusqu'à mi-mars (c-à-d au moment du dernier épisode convectif). Ces eaux correspondent aux eaux profondes les plus denses formées au cours de l'hiver. Leur production, estimée à 1 Sv, intervient lorsque le mélange atteint le fond et que le forçage atmosphérique reste intense permettant ainsi de former de eaux profondes plus denses que les anciennes [Houpert et al., 2016].

De manière similaire, la figure B1.12-b nous montre que les eaux comprises entre 29.12 et 29.115 kg m^{-3} voient leur volume également augmenter de ~1 Sv au cours de l'hiver. En terme de timing, ces eaux profondes se forment légèrement plus tôt autour de mi février, au moment où la couche de mélange atteint le fond pour la première fois de l'hiver. Le volume de ces deux classes de densité réunies augmente donc d'un volume total de ~2 Sv.

Si on inspecte maintenant l'évolution du volume des eaux légèrement moins denses (>29.11 kg m^{-3}). On remarque que ces eaux sont les premières à ressentir une augmentation de leur volume au cours de l'hiver (dés mi-janvier). Cependant, cette augmentation est temporaire et le volume des eaux comprises entre 29.11 et 29.115 kg m^{-3}redevient rapidement sensiblement égal au volume initial pré-convectif. Quand on fait le bilan à la fin de l'hiver (fin mars), cette classe de densité n'a donc pas participé pas à la formation de eaux profondes nouvellement formées. Et si l'on considère similairement des couches de plus en plus légères, on remarque qu'elles ont le même comportement vis à vis du mélange. Cela illustre bien le fait que le processus de formation d'eaux profondes par convection profonde peut être considéré comme un transfert de masse des couches isopycnales de surface vers les couches isopycnales profondes.

Pour l'année 2013, nous pouvons conclure que la formation des eaux profondes a concerné les eaux d'une densité >29.115 kg m^{-3}avec un taux de formation que l'on peut estimer à ~2 Sv en moyenne sur l'année. De plus, on peut décomposer ce volume d'eaux profondes nouvellement formées en deux catégories principales : 1) les eaux profondes ayant une densité >29.12 kg m^{-3} formées fin-février une fois que la couche de mélange a atteint le fond (50% du volume) ; 2) les eaux profondes d'une densité légèrement inférieure >29.115 kg m^{-3} principalement formée à la mi-février au moment où la couche de mélange atteint le fond pour la première fois (50% du volume également). Au cours du mois de mars, il y a encore un épisode de mélange, mais celui-ci n'engendre qu'un transfert de second d'ordre de ~0.1 Sv des eaux de la catégorie (2) vers celles de la catégorie (1).

Nous pouvons désormais mettre en perspective les estimations faites au début de ce chapitre de ~1.5 Sv faites à partir des images de couleur de l'eau. Nous avons bien vu que le processus de renouvellement des eaux profondes est un processus qui n'est pas instantané. Les estimations faites sur la base d'une image instantanée sous-estiment donc fatalement les volumes d'eaux profondes nouvellement formées. Et il est nécessaire de considérer toute la chronologie hivernale pour calculer un volume d'eaux profondes pertinent.

4 Bilan et perspectives

Le taux de renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale est un indicatif crucial à surveiller et à estimer, en particulier dans le contexte actuel de réchauffement climatique qui prévoit une réduction de cette ventilation de l'océan profond dans le Golfe du Lion [Somot et al., 2008] et de nombreux impacts sur les écosystèmes pélagique et le bilan de carbone de la Méditerranée [Herrmann et al., 2014]. Les observations du programme d'observations MOOSE (2010->2020) permettent d'ores et déjà de documenter l'intensité de la convection grâce aux données du mouillage LION. Les images de couleurs de l'eau permettent d'estimer un renouvellement de Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale de 1 à 1.5 Sv sur la période récente 2009-2013. Toutefois, ces chiffres ne prennent pas en compte le caractère intégré de la convection qui agit sur environ deux mois d'hiver. L'analyse de l'ensemble des données *in situ* récoltées en hiver permet d'agréger de l'information sur une période plus étendue, mais la méthode proposée souffre d'un manque de résolution temporelle et aboutit à des estimations similaires.

En 2012-2013, grâce à une couverture spatiale et temporelle d'observations *in situ* sans précédent, des reconstitutions saisonnières de nombreux paramètres physiques et biogéochimiques à l'échelle de la Méditerranée Nord-occidentale ont pu être effectuées. Entre autres choses, le contenu d'énergie potentielle disponible et d'énergie cinétique a pu être estimé. Des comparaisons avec les flux de chaleur en surface devront être effectuées pour fermer le bilan énergétique de l'océan et examiner plus en détails les transferts qui y ont lieu. Ces estimations inédites sont d'une importance essentielle pour servir notamment de référence sur la dynamique des modèles de la région.

De plus, une reconstitution spatiale des paramètres hydrographiques entre la surface et le fond a permis de décrire de manière nouvelle et détaillée l'histoire du mélange hivernal, ainsi que la transformation des masses d'eau. On estime à ~2 Sv (en moyenne sur l'année) le taux de formation des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale cette année là. Nous arrivons à distinguer deux catégories de eaux profondes nouvellement formées formées apparaissant à des moments différents de l'hiver. Ceci démontre que le taux de formation des eaux profondes dépend donc pour beaucoup (50% environ) de la chronologie des épisodes de mélange. Les estimations des volumes d'eaux profondes nouvellement formées faites à base d'un critère quelque peu subjectif de concentration de chlorophylle de surface constitue nécessairement une sous-estimation de ce paramètre.

CHAPITRE

B2

Plumes convectives et couplage biogéochimique

Les travaux présentés dans ce chapitre ont donné lieu à l'encadrement d'un projet de recherche de Master 1 (Guillaume Legland, Novembre 2013–Février 2014) et d'un stage de Master 2 (Félix Margérier, Mars 2015–Juillet 2015), dont les résultats ont été présentés en conférence internationale :

▷ **Bosse A.**, P. Testor, G. Legland, L. Mortier, L. Houpert, L. Prieur (2014) : *Vertical velocities associated with deep open-ocean convection in the Northwestern Mediterranean Sea as indirectly observed by gliders*, EGU General Assembly, Apr 27-May 2, Vienna, Austria

▷ F. Margirier, P. Testor, **Bosse A.**, L. Mortier (2015) : *Study of convective plumes in the Gulf of Lions from high resolution in-situ data collected by gliders*, IUGG General Assembly, June 22-July 2, Prague, Czech Republic

Sommaire

1 Introduction **109**
2 Méthodologie **112**
a) Modèle de vol quasi-statique de glider 112
b) Optimisation des paramètres de vol 113
3 Résultats **116**
a) Vitesses verticales estimées par les gliders 116
b) Signal moyen et occupation statistique des plumes convectives 121
c) Éléments de couplage biogéochimique 123
4 Bilan et perspectives **129**

1 Introduction

Les effets intégrés du processus de convection profonde sur le renouvellement des eaux profondes ont été présentés dans le chapitre précédent. Ici, nous changeons d'échelle pour nous intéresser aux processus de mélange par convection dans l'océan. Ce mélange est

constitué, aux plus petites échelles cohérentes et influencées par la rotation terrestre, d'intenses mouvements verticaux localisés dans des structures de taille de moins d'un kilomètre encore mal connues à ce jour.

Le phénomène de convection profonde est un processus intermittent mettant en jeu une hiérarchie d'échelles spatiales et temporelles [MEDOC-Group, 1970, Gascard, 1978] :

— à grande échelle (~100 km) : On trouve la circulation cyclonique chargée de préconditionner la colonne d'eau au mélange vertical, ainsi que le forçage atmosphérique provoquant de fortes pertes de chaleur en surface.

— à mésoéchelle océanique (5-50 km et 5-15 jours) : De nombreux phénomènes d'instabilité (barocline, notamment) sont liés aux circulations de la zone convective [Gascard, 1978, Gascard and Clarke, 1983]. Lorsque la stratification de la colonne d'eau diminue à cause du mélange, la taille typique des tourbillons diminue également et d'intenses circulations géostrophiques émergent. Celles-ci jouent un rôle important dans les flux de chaleur latéraux [Visbeck et al., 1996], ainsi que dans la dispersion des eaux profondes nouvellement formées [Gascard et al., 2002, Testor and Gascard, 2003, Testor and Gascard, 2006] et le préconditionnement dynamique local de la colonne d'eau [Legg et al., 1998, Lherminier et al., 1999].

— à sous-mésoéchelle (1-5 km et O(f^{-1}), soit ~1 jour) : Des processus non-balancés sont responsables d'une dynamique verticale intense au niveau des fronts en bordure de la zone convective (voir chapitre B3) et au sein de cette dernière, où l'on mesure des mouvement verticaux très importants.

La figure B2.1 résume schématiquement l'imbrication de toutes ces échelles dans le processus de convection profonde. Aux plus petites échelles, on trouve les plumes convectives qui se forment en surface par le refroidissement intense provoqué par d'intenses coups de vent engendrant de fortes pertes de chaleur de ~-1000 W m^{-2} [Leaman and Schott, 1991]. Des anomalies de densité apparaissent en surface et plongent sous l'effet de la gravité. Ces mouvements de subsidence s'organisent dans

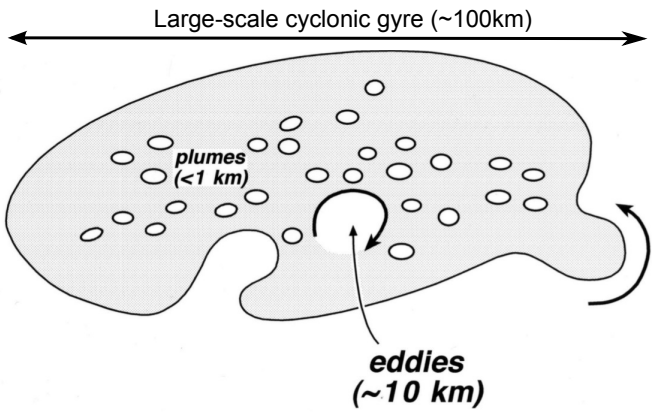


Fig. B2.1 Vision schématique d'une zone de convection profonde. D'après [Marshall and Schott, 1999].

des structures plus ou moins circulaires de petite échelle horizontale (~1 km) appelées "plumes" convectives. Elles sont associées à des vitesses verticales de l'ordre de 10-15 cm s^{-1} [Schott and Leaman, 1991]. Des études numériques [Jones and Marshall, 1993] et expérimentales [Maxworthy and Narimousa, 1994] se sont intéressées à ces structures verticales dans un milieu en rotation. L'effet intégral des plumes convectives doit être paramétré dans les modèles de circulation générale de l'océan, qui ne permettent pas de résoudre explicitement la dynamique non-hydrostatique à ces échelles spatio-temporelles [Paluszkiewicz et al., 1994, Send and Käse, 1998]. Sa bonne représentation dans les modèles numériques constitue un des enjeux majeurs de l'étude de ce phénomène.

Du point de vue des observations océaniques, les signaux de vitesses verticales sont difficile à diagnostiquer et encore plus à mesurer. Quand il s'agit de mouvements verticaux situés au niveau des fronts, ils sont alors typiquement de l'ordre de 100 m $jour^{-1}$ (c-à-d ~1 mm s^{-1}) [Ruiz et al., 2009] et sont trop faibles pour être directement mesurés, mais ils peuvent cependant être estimés *via* des diagnostiques dynamiques [Giordani et al., 2006]. Dans le cas de mouvements convectifs, les signaux sont un à deux ordres de grandeur plus intenses. Ils peuvent alors être mesurés directement par des instruments de type ADCP [Schott et al., 1996]. Cependant, vu la taille très restreinte de ces structures (<1 km) et la difficulté d'accéder à ces échelles par des mesures de l'océan, de nombreuses questions restent sans références observationnelles concrètes : par exemple, la surface moyenne de la zone convective occupée par ces plumes, leurs caractéristiques moyennes (rayon, vitesses, signal de température, salinité, ...), ainsi que la dépendance de ces paramètres vis-à-vis de la variabilité du milieu (profondeur de couche de mélange, flux de surface, ...).

Les gliders planent dans l'océan avec une vitesse verticale typique du même ordre de grandeur que celle des plumes (10-20 cm s^{-1}). Par conséquent, lorsqu'il traverse une plume convective, un glider est sensiblement accéléré ou ralenti dans son déplacement vertical. En se basant sur un modèle de vol quasi-statique appliqué à ces planeurs océaniques [Eriksen et al., 2001, L'Hévéder et al., 2013], il est possible de retrouver indirectement l'intensité des mouvements verticaux de l'eau qu'il traverse [Merckelbach et al., 2010, Frajka-Williams et al., 2011]. Vu le nombre de déploiements hivernaux réalisés en Méditerranée Nord-occidentale et la diversité des situations rencontrées, cette base de données de vitesses verticales constituent en soit un objet d'étude unique. Nous allons, dans ce chapitre, décrire le modèle de vol du glider, avant d'avancer quelques résultats concernant la taille et la structure moyenne des plumes convectives. Enfin, nous discuterons de l'impact de ces échanges verticaux intenses sur la mise en suspension du sédiment dans la zone de convection.

Données et méthode On utilise dans cette partie les données provenant des déploiements glider. La méthode de calcul des vitesses verticales impose de travailler avec des enregistrements "haute fréquence" (échantillonnage toutes les 2 ou 4 s). Ces données ne sont pas envoyées en temps réel à terre et sont analysées en temps différé. Pour cela, nous

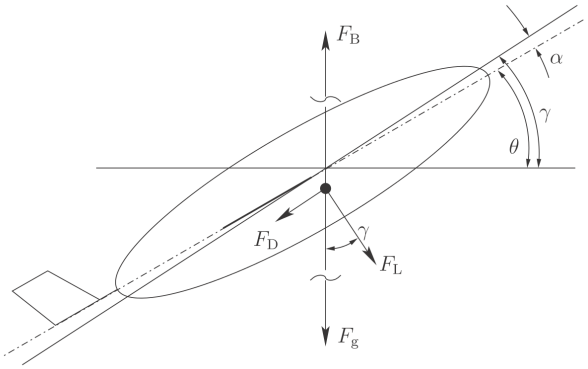


Fig. B2.2 Bilan des forces agissant sur un glider en vol. D'après [Merckelbach et al., 2010].

travaillerons uniquement avec les déploiements réalisés pendant l'hiver 2012-2013 (4 gliders dans le Golfe du Lion et un en mer Ligure) caractérisé par un épisode de convection très intense.

2 Méthodologie

a) Modèle de vol quasi-statique de glider

On suit ici la démarche décrite par [Merckelbach et al., 2010] qui s'applique à la géométrie du modèle "slocum" de glider utilisé pour la majorité des déploiements réalisés en Méditerranée Nord-occidentale. Considérons donc un glider en vol stationnaire, les quatre forces principales qu'il subit sont :

— la force de gravité : $\vec{F_g} = -m_g g \hat{z} = F_g \hat{z}$ avec m_g la masse du glider et g la constante de gravité

— la poussée d'Archimède : $\vec{F_B} = \rho g \left(V_g[1 - \epsilon P] + \Delta V_{bp}\right) \hat{z} = -F_B \hat{z}$ avec ρ la densité (*in situ*) de l'eau de mer, V_g le volume du glider, ϵ la compressibilité du glider, P la pression et ΔV_{bp} la variation du volume liée au système de ballast du glider (c-à-d volume d'huile pompée, typiquement ± 250 cm^3). On néglige ici la dilatation thermique du glider qui est faible au vu des petites variations de température rencontrées en hiver dans la zone convective.

— la portance : $\vec{F_L} = -1/2 \rho C_L S U^2 \hat{e_\gamma}$ avec C_L un coefficient de portance inconnu, S la surface des ailes (fixée à 0.1 m^2), U la vitesse du glider relativement à l'eau et $\hat{e_\gamma}$ le vecteur unitaire orienté dans la direction de déplacement du glider. Cette force est créée par l'écoulement du fluide autour du glider et du fait de l'existence d'un angle d'attaque α entre la direction de déplacement du glider γ et son orientation par rapport à la verticale θ ("pitch angle"). On a alors la relation suivante : $\alpha = \gamma - \theta$.

— la force de traînée : $\vec{F_D} = -1/2 \rho C_D S U^2 \hat{j_\gamma}$ avec C_D un coefficient de traînée inconnu et $\hat{j_\gamma}$ le vecteur unitaire directement orthogonal à $\hat{i_\gamma}$.

On projette ensuite les forces sur l'axe horizontal x et vertical z, ce qui donne :

$$/x: \quad \sin\gamma F_L - \cos\gamma F_D = 0 \tag{2.1}$$

$$/z: \quad F_B - F_g - \cos\gamma F_L - \sin\gamma F_D = 0 \tag{2.2}$$

Pour de petits angles d'attaque, [Eriksen et al., 2001] montrent que le coefficient de portance peut s'écrire :

$$C_L = (a_h + a_w)\alpha \tag{2.3}$$

où a_h et a_w sont des coefficients liés aux ailes et à la coque du glider. Suivant le raisonnement de [Merckelbach et al., 2010], on choisit : $a_h = 2.4$ rad^{-1} et $a_h = 3.7$ rad^{-1}.

[Williams et al., 2007] expriment ensuite le coefficient de traînée par rapport à l'angle d'attaque :

$$C_D = C_{D_0} + C_{D_1}\alpha^2 \tag{2.4}$$

avec $C_{D_1} = C_{D_1,h} + C_{D_1,w} = 2.1 + 0.78 = 2.88$ rad^{-2}, d'après [Merckelbach et al., 2010]. [Frajka-Williams et al., 2011] utilisent une formulation différente de la force de traînée pour décrire un modèle de vol légèrement différent plutôt adapté aux modèles de glider *Seaglider* possédant une géométrie plus profilée que les *Slocum*.

La projection de l'équilibre des forces sur l'horizontale (équation 2.1) permet alors d'exprimer l'angle d'attaque α en fonction de l'angle de tangage du glider θ :

$$\alpha = \frac{C_{D_0} + C_{D_1}\alpha^2}{(a_h + a_w)\tan(\theta + \alpha)} \tag{2.5}$$

Cette équation n'admet pas de solutions triviales et on la résout numériquement. Pour un glider en vol, cet angle est généralement petit, de l'ordre de 2-5° validant l'hypothèse faite pour le calcul de C_L dans l'équation 2.3.

Sur la verticale, l'équilibre des forces se traduit par l'équation 2.2 dans laquelle on injecte l'expression de F_b et F_g et nous donne la relation suivante :

$$g\left(m_g - \rho[V_g(1-\epsilon P) + \Delta V_{bp}]\right) - \frac{1}{2}\rho U^2 S\left(C_{D_0} + C_{D_1}\alpha^2\right)\frac{\cos^2(\theta+\alpha) + \sin^2(\theta+\alpha)}{\sin(\theta+\alpha)} = 0 \tag{2.6}$$

En combinant les équations (2.5) et (2.6), on cherche *in fine* le déplacement du glider relativement à l'eau U, qui nous permet de déduire la vitesse horizontale et verticale du glider via la connaissance de l'angle $\gamma = \theta + \alpha$.

b) Optimisation des paramètres de vol

Comme dans [Merckelbach et al., 2010], on adopte une démarche d'optimisation de trois paramètres inconnus appartenant au système d'équations (2.5,2.6). On connaît, du moins approximativement, le poids du glider : ~55 kg (65 kg pour les gliders équipés de batteries supplémentaires). Le volume du glider V_g précis va être optimisé, car il faut s'as-

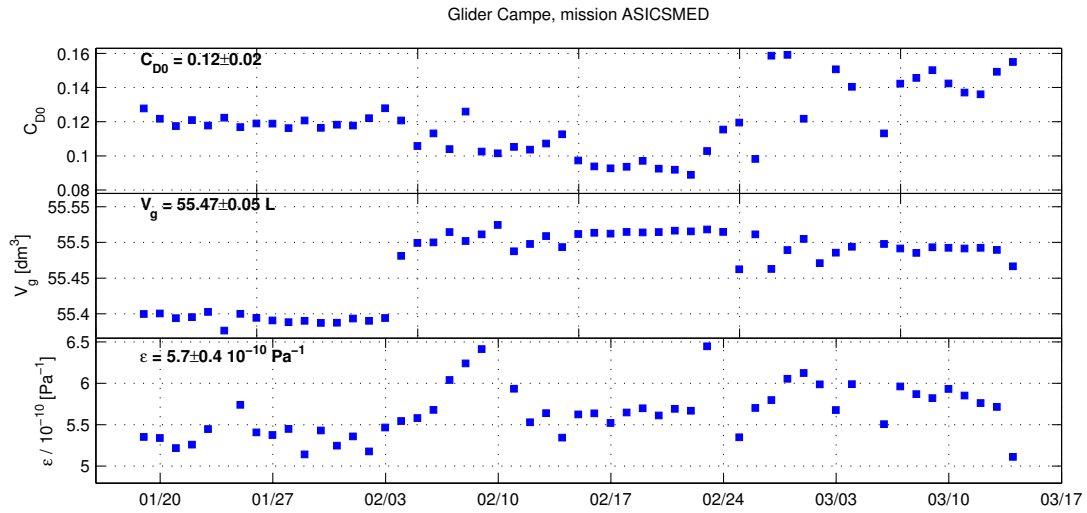


Fig. B2.3 Paramètres du glider optimisés pour la mission ASICSMED du glider Campe : de haut en bas, le coefficient de traînée C_{D_0}, le volume du glider V_g et la compressibilité ϵ. On a indiqué pour chaque paramètre sa valeur moyenne et son écart type lors du déploiement complet.

surer que le glider possède une flottabilité résiduelle quasi nulle lorsque $\Delta V_{bq} = 0$. Ce qui impose de connaître très précisément V_g, ce qui n'est pas le cas. Les paramètres de compressibilité ϵ du glider, ainsi que le coefficient de traînée C_{D_0} sont difficiles à mesurer et on choisit également de les optimiser.

Par ailleurs, chacun de ces paramètres à optimiser est connu dans une certaine mesure : le volume du glider varie autour de 55 L (ou 65 L), la compressibilité du glider est légèrement supérieure à celle de l'eau ($\epsilon_{water} \sim 5\ 10^{-5}$ Pa^{-1}) ce qui permet d'économiser de l'énergie [1], et enfin le coefficient de traînée C_{D_0} proche de l'unité. L'optimisation est réalisée en cherchant le minimum local de la fonction de coût suivante :

$$J(V_g, \epsilon, C_{D_0}) = \sum (\partial_t P - w_{model}(V_g, \epsilon, C_{D_0}))^2 = \sum w_{water}^2 \tag{2.7}$$

avec : $\partial_t P$ le déplacement vertical du glider enregistré par le capteur de pression, w_{model} le déplacement vertical du glider calculé par le modèle de vol, et w_{water} le signal de vitesse verticale de l'eau. Cela revient à minimiser ce qui s'apparente aux mouvements verticaux de l'eau, puisque le modèle part de l'hypothèse qu'il n'y en a pas.

L'optimisation est faite sur des périodes de 24h consécutives. Cette durée est suffisamment grande pour considérer que le signal moyen de vitesses verticales océaniques (variant fortement sur des échelles de l'heure) soit quasi nul, ce qui est nécessaire pour réaliser l'op-

1. Une compressibilité du glider trop importante par rapport à celle de l'eau peut cependant l'empêcher de remonter en surface : en plongeant il perd en effet continuellement de la flottabilité. À un certain point, cette perte de flottabilité ne peut plus être compensée par l'action de la pompe.

timisation des paramètres de vol. Cela permet également à certains paramètres d'évoluer dans le temps au cours d'un déploiement : le biofouling peut par exemple modifier le coefficient de traîné du glider C_{D_0} et la présence de bulles d'air dans le système de ballaste peut perturber son volume et sa compressibilité [Merckelbach et al., 2010].

En général, l'algorithme [2] converge sans problème. Les paramètres observés pendant le déploiement varient peu. À titre d'exemple, la figure B2.3 nous montre les paramètres optimisés pour le déploiement ASICSMED du glider Campe. Les variations au cours du déploiement du coefficient de traînée C_{D_0} et de la compressibilité ϵ sont petites et de l'ordre de 10% de leur valeur moyenne respective. Comme attendu, la compressibilité du glider est légèrement supérieure à celle de l'eau avec une valeur moyenne de 5.7 10^{-10} Pa^{-1}. Concernant le volume du glider V_g, la variation est vraiment infime devant le volume total du glider avec une variation de l'ordre de 10 cm^3, en dehors du saut d'environ 100 cm^3 observé autour du 5 février qui reste difficile à expliquer puisque le volume d'huile pompée ΔV_{bq} est resté le même.

3 Résultats

a) Vitesses verticales estimées par les gliders

Vol d'un glider lors d'un épisode de convection

La figure B2.4 représente la trajectoire d'un glider sur la profondeur en fonction de la distance qu'il parcourt relativement à l'eau. Cette vitesse de déplacement horizontal par rapport à l'eau est facilement déduite de la connaissance de la vitesse absolue du glider U et de son angle de déplacement γ ($u = U\cos(\gamma) = U\cos(\theta + \alpha)$). Il est important de noter que cette distance peut être très différente de la distance parcourue par le glider dans le référentiel terrestre lorsque celui-ci subit de forts courants horizontaux >10 cm s^{-1} en moyenne sur 0-1000 m. Cette situation est fréquente en période hivernale, où on observe des valeurs typiques de 20-30 cm s^{-1}. La trajectoire du glider n'est pas parfaitement rectiligne sur l'horizontale et la verticale comme elle devrait l'être en l'absence de mouvements horizontaux et verticaux.

En particulier, on remarque la présence de deux zones où les vitesses verticales sont particulièrement intenses et négatives (autour de 2 et 4 km). Leur intensité est de l'ordre de -10 cm s^{-1} et se mesure sur une distance d'un demi "yo", soit une distance de l'ordre de 0.5-1 km. De manière indépendante aux vitesses verticales qui découlent du modèle de vol, le glider enregistre également des paramètres de température et salinité du milieu. Les deux zones de fortes vitesses verticales négatives correspondent justement à des zones plus froides (~-0.01°C) et salées (~+0.001), donc plus denses (~+0.001 kg m^{-3}). Cette corrélation

2. on utilise l'algorithme de recherche du minimum local d'une fonction de plusieurs variables du programme MATLAB : `fmincon`.

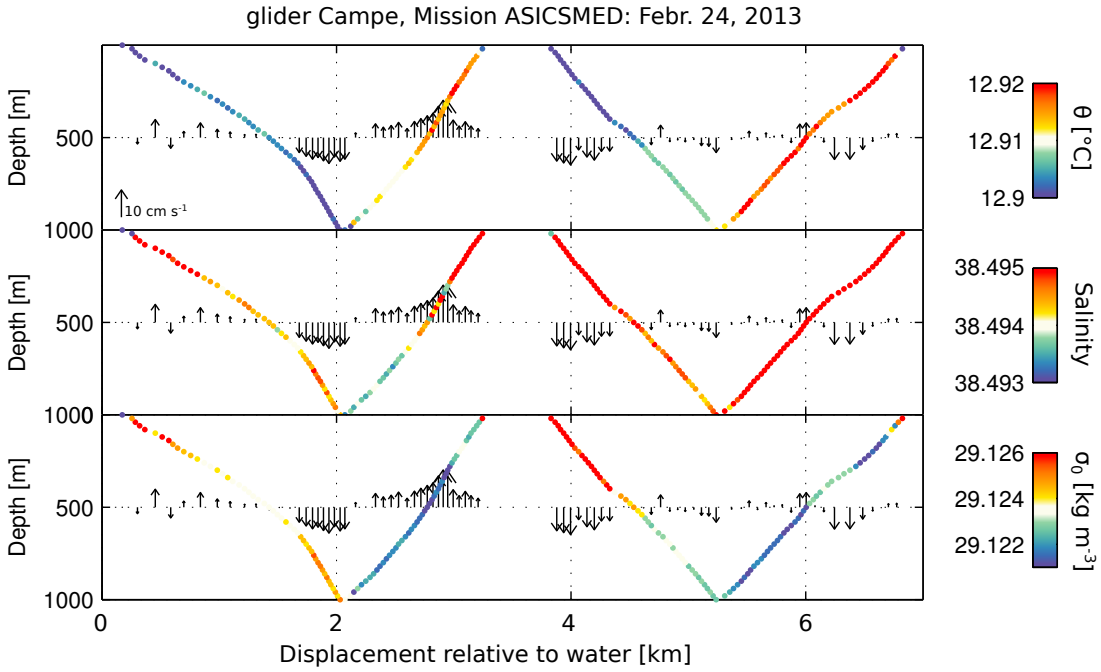


Fig. B2.4 Température, salinité et densité enregistrées sur la profondeur par un glider lors d'un épisode convectif en fonction de sa distance parcourue par rapport à l'eau. En noir, on a également représenté les vitesses verticales estimées par le modèle de vol.

des signaux est cohérente avec l'idée que ces vitesses descendantes sont liées à la présence de plumes convectives déclenchées par les fortes pertes de flottabilité que l'on trouve en surface.

Concernant les vitesses verticales ascendantes, une zone particulièrement active se trouve vers 3 km sur l'axe des x. Elle est associée à des eaux relativement plus chaudes n'ayant pas encore subi le refroidissement atmosphérique intense de surface.

L'idée que la zone de mélange est une zone tampon parfaitement homogène est remise en cause par ces mesures. Les données de gliders révèlent, en effet, l'omniprésence de structures de très petite échelle (<1 km) associée à des variations ~0.01°C en température, ~0.001 en salinité et ~0.01 kg $^{-3}$ en densité. Des hétérogénéités spatiales sur des échelles de l'ordre de 10 km dans la zone de convection en mer du Labrador associées à des processus de restratification ont déjà été mises en évidence [Frajka-Williams et al., 2014]. Ici, les hétérogénéités traduisent plus des processus de déstratification et à une échelle bien plus petite. Dans ce contexte très hétérogène à l'échelle de la plongée d'un glider, l'hypothèse usuelle de verticalité des profils ne tient plus. On est alors obligé de considérer les données dans le plan (x, z).

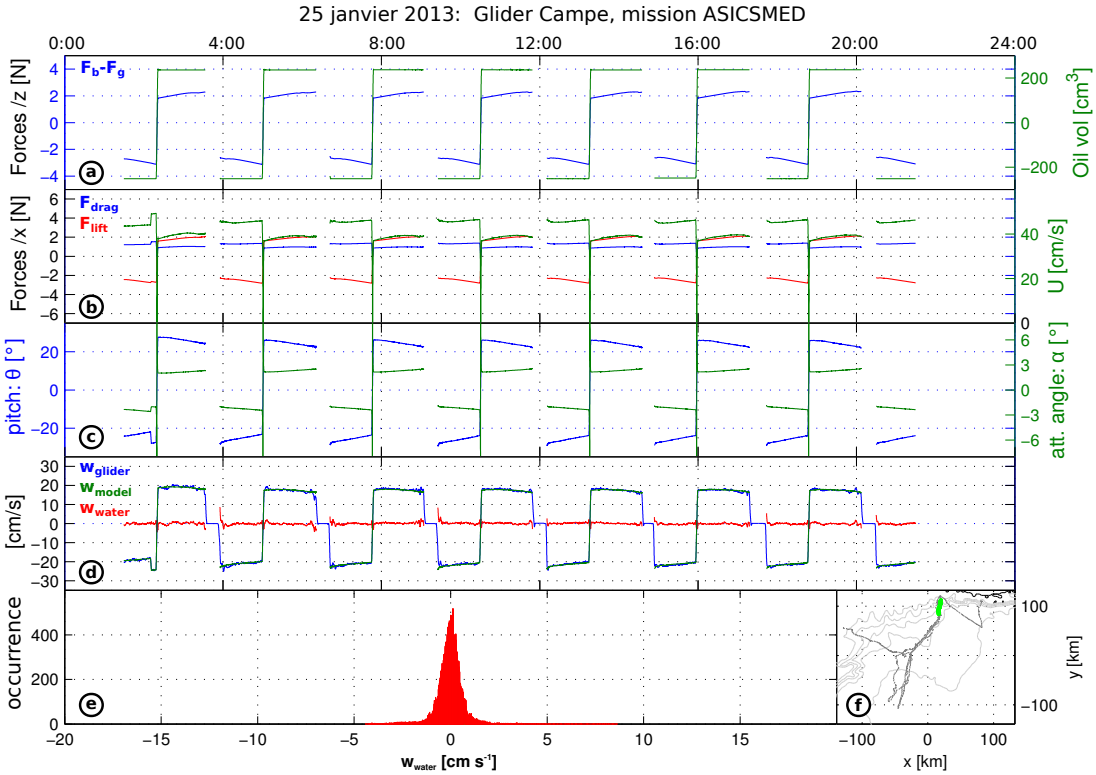


Fig. B2.5 Paramètres de vol et vitesses verticales mesurées pendant 24 h pendant une période calme : *(a)* on représente la force de flottabilité résiduelle (*en bleu*), ainsi que le volume d'huile pompé (*en vert*) ; *(b)* on représente l'intensité des forces de poussée et de traînée, ainsi que la vitesse de déplacement du glider dans l'eau ; *(c)* on représente l'angle de tangage (*en bleu*) et l'angle d'attaque (*en vert*) ; *(d)* les vitesses de déplacement vertical du glider (*en bleu*), modélisé par le modèle de vol (*en vert*) et les vitesses résiduelles (*en rouge*) correspondant aux vitesses verticales de l'eau ; *(e)* histogramme des vitesses verticales de l'eau ; *(f)* trajectoire de la mission avec en vert la portion correspondant aux données représentées sur le graphe.

Épisode convectif vs période calme et/ou stratifiée

La figure B2.5 représente les différents paramètres de vol d'un glider déployé pendant l'hiver 2013. Cette figure correspond à une situation calme pendant laquelle le glider ne subit pas de fortes pertes de chaleur.

Le volume d'huile pompée qui sert de propulsion au glider est de ±250 cm^3, ce qui correspond à une force résultante de flottabilité ($F_B - F_g$) de ±2-3 N. Les forces de traînée et de portance sont légèrement inférieures en terme de valeurs absolues (1-2 N). La portance change logiquement de signe entre la plongée et la remontée. La vitesse de déplacement du glider dans l'eau est autour de 40 cm s^{-1}. Concernant les angles de vol, l'angle de tangage θ mesuré par le compas du glider varie autour de ±25° et l'angle d'attaque α est petit : ±2-

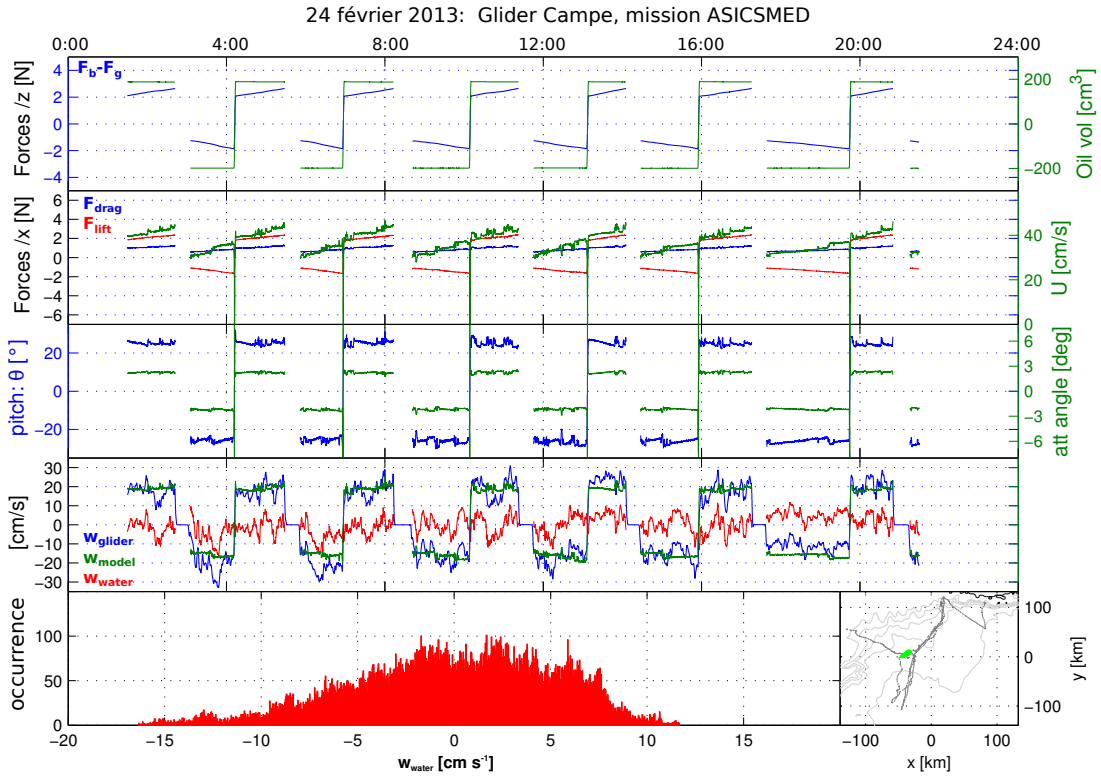


Fig. B2.6 Paramètres de vol et vitesses verticales mesurées pendant 24 h pendant une période de mélange intense : voir figure B2.5 pour la description des différents panneaux.

3°. On remarque que la flottabilité du glider diminue au cours de la plongée et augmente au cours de la remontée traduisant une compressibilité du glider légèrement supérieure à celle de l'eau.

Le modèle de vol du glider prédit bien le comportement du glider et les vitesses verticales de l'eau sont en grande majorité inférieure à 0.5 cm s^{-1}. Les valeurs les plus importantes de l'ordre de 1 cm s^{-1} sont estimées en début de plongée ou au niveau du point d'inflexion de la trajectoire du glider. Ces valeurs ne sont donc pas *a priori* significatives.

On peut comparer une situation par temps calme (figure B2.5) et une situation de mélange actif (figure B2.6). Dans ce dernier cas, on remarque que le glider est fortement perturbé dans son vol. Le modèle de vol prédit un déplacement vertical du glider dans l'eau plus ou moins constant de l'ordre de +15/-20 cm s^{-1}. En revanche, le capteur de pression indique des variations bien différentes en valeur absolue (entre 10 et 30 cm s^{-1}). Les vitesses verticales résultantes sont donc très intenses allant de +10 à -15 cm s^{-1}. Cette asymétrie du signal de vitesses verticales repose sur la structure du mélange vertical à petite échelle : les vitesses négatives importantes se concentrent au centre des plumes convectives, et, par conservation de la masse, des ascendances légèrement moins intenses ont lieu autour [Marshall and Schott, 1999].

Il est également intéressant de noter que le signal de vitesses verticales garde une cohérence au moment de l'inflexion de la trajectoire du glider. Par exemple sur figure B2.6 à 16 :00, le glider entame sa remontée en traversant une zone de fortes vitesses négatives (>5 cm s^{-1}) et le signal n'est pas perturbé par ce changement, ce qui nous rassure sur la méthode de reconstruction des vitesses verticales.

Influence de la rotation

Lorsque la profondeur de la couche convective ne dépasse pas le paramètre h^* (= $(B/f^3)^{1/2}$ avec B les pertes de flottabilité), le mélange n'est pas influencé par la rotation de la Terre. La théorie prédit alors une distribution de vitesses verticales symétriques et une amplitude contrôlée par $(Bh)^{1/3}$ avec h la profondeur de la couche convective [Marshall and Schott, 1999]. En Méditerranée Nord-occidentale, les pertes de flottabilité en surface sont typiquement de : B = 0.2-0.5 10^{-6} m^2 s^{-3} (voir figure B3.8 par exemple), ce qui implique h^* = 450-700 m et une vitesse verticale associée $w^* = (Bh^*)^{1/2}$ de 4-7 cm s^{-1}.

Dans le Golfe du Lion, la profondeur de la couche de mélange atteint le fond à ~2300 m à la mi-février dépassant ainsi largement le paramètre h^*. L'asymétrie des vitesses verticales observée fin février sur la figure B2.6 s'explique bien par l'influence de la rotation terrestre. L'intensité des vitesses verticales est dictée par le paramètre $(B/f)^{1/2}$ qui prédit alors des vitesses verticales de 4 à 7 cm s^{-1}.

En mer Ligure, un glider a enregistré les caractéristiques du mélange lors du mois de février. Des vitesses verticales significatives mais d'amplitude plus faible (±5 cm s^{-1}) y sont mesurées. De plus, la distribution des vitesses verticales fait apparaître une légère asymétrie vers les vitesses négatives. La couche de mélange dans cette région atteint une profondeur de 700-1000 m, ce qui est comparable ou légèrement supérieur à h^*. Par conséquent, la rotation terrestre semble peu influencer les structures du mélange convectif dans cette zone.

Les lois d'échelle contrôlant l'intensité et la structure du mélange semblent donc être globalement vérifiées.

Comparaison et validation avec les données du mouillage

Les cinq courantomètres installés sur la ligne de mouillage LION nous renseignent sur les courants horizontaux et verticaux dans la zone de convection. Les courants horizontaux s'intensifient en hiver et au printemps, comme le montre la figure B2.7. Des courants supérieurs à 30 cm s^{-1} apparaissent notamment à grande profondeur (>1000 m). En hiver et au printemps, le cisaillement vertical de courant diminue fortement, les vitesses horizontales sont alors principalement barotropes du fait de l'homogénéisation hivernale de la zone.

Concernant les vitesses verticales, un signal significatif apparaît en période de mélange hivernal. Des pics à environ ±10 cm s^{-1} sont observés. Ces signaux sont présents sur les 1000 premiers mètres. Proche du fond à 2300 m, les vitesses sont quasiment tout le temps nulles. Il n'y a malheureusement pas de mesures entre 1000 m et cette mesure de fond qui

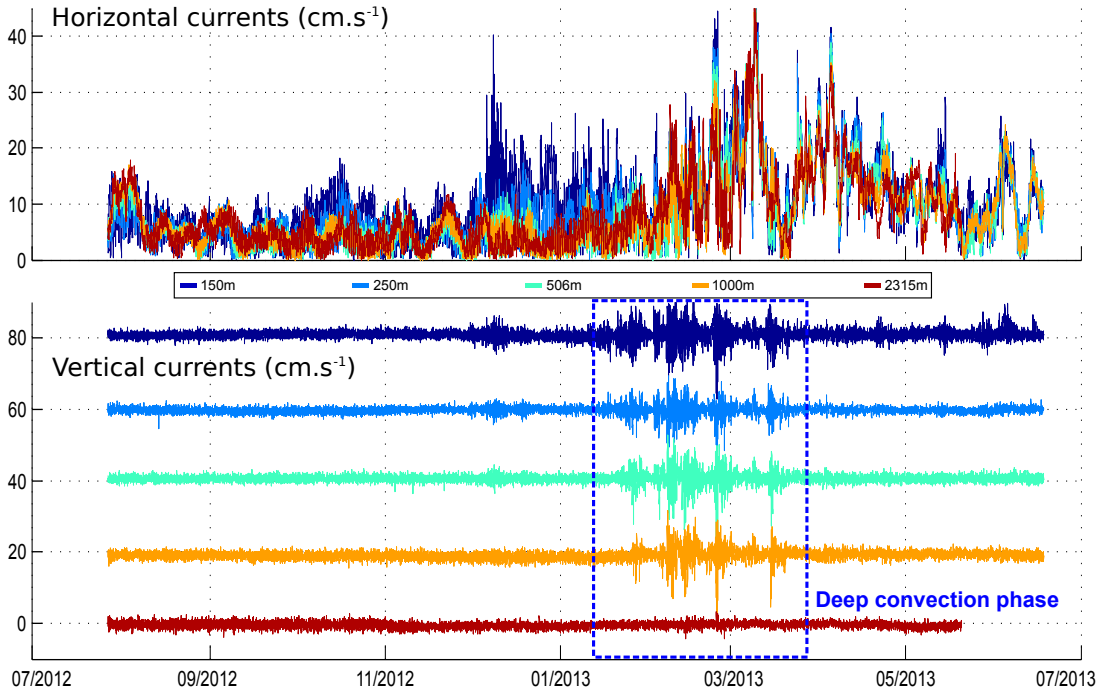


Fig. B2.7 Vitesses verticales enregistrées au mouillage LION par les 5 courantomètres (150, 250, 500, 1000, et 2300 m) au cours de l'année 2012/2013. On représente *(en haut)* les courants horizontaux (en valeur absolue) et *(en bas)* les vitesses verticales (avec un offset de 20 cm s^{-1} entre chaque profondeur). La période de convection hivernale est indiquée par le cadre bleu. D'après [Houpert, 2013].

pourrait nous indiquer la manière dont décroît le signal de vitesses verticales. En dehors de la période de convection, un épisode de fortes oscillations inertielles des courants de surface (±20 cm s^{-1}à 150 m de profondeur) est enregistré en décembre. Les vitesses verticales enregistrées lors de cet épisode pourrait être liées à la propagation en profondeur d'ondes proche inertielles.

La fréquence d'échantillonnage de 30 minutes du mouillage ne permet pas de détecter une cohérence dans le signal sur plus de 2 points de mesure consécutif. La zone de mélange est très dynamique en hiver et se caractérise par de forts courants barotropes de l'ordre de 10-30 cm s^{-1} (voir figure B2.7). Les plumes convectives sont advectées rapidement par ces courants horizontaux de plus grande échelle et passent sur le mouillage de manière aléatoire et brève. En considérant une plume de typiquement 1 km de diamètre et une advection moyenne de ~20 cm s^{-1}, le passage d'une plume convective sur le mouillage durera au maximum 80 minutes, soit au mieux à trois points de mesure. Au regard de la petite taille des structures convectives et de la dynamique horizontale et barotrope importante lors des épisodes de convection profonde, une comparaison directe des vitesses verticales estimées par le glider et de celles enregistrées au mouillage est donc compliquée pour ne pas dire impossible.

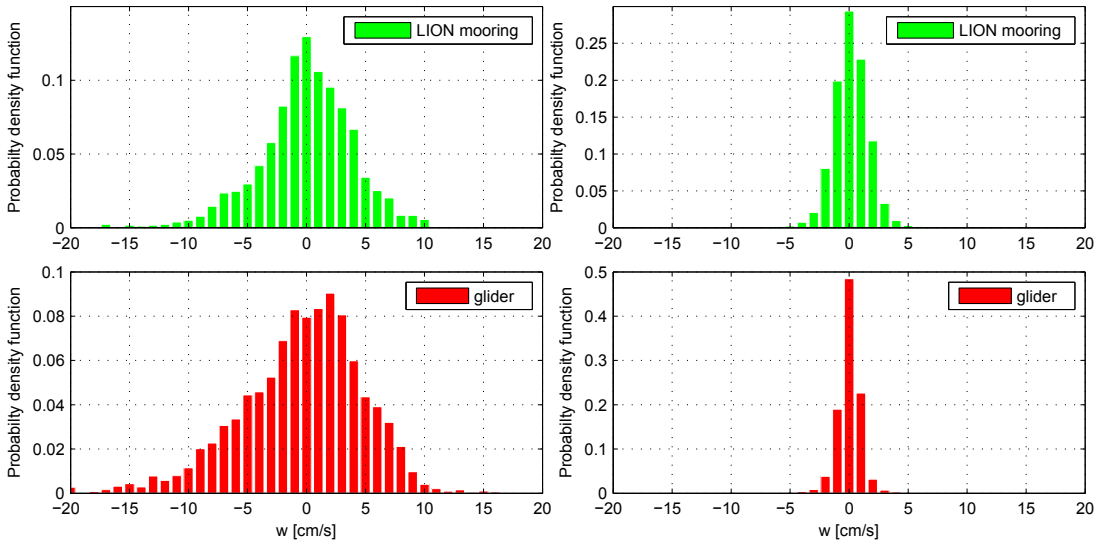


Fig. B2.8 Histogramme des vitesses verticales estimées par les gliders et enregistrées simultanément au mouillage LION du 1er février au 15 mars 2013 : *(à gauche)* pour des flux nets de chaleur <-500 W m^{-2} et quand la densité de surface excède 29.1 kg m^{-3} pour rejeter les estimations faites en dehors de la zone de convection ; *(à droite)* pour des flux nets de chaleur >-100 W m^{-2}.

En revanche, on peut comparer les signaux des gliders et du mouillage d'un point de vue statistique (voir figure B2.8). En période de convection, des vitesses verticales très intenses sont observées au mouillage, tout comme sur les estimations gliders. Les signaux extrêmes de vitesses verticales négatives sont toutefois plus marqués sur les données gliders qu'au mouillage. L'asymétrie du signal des vitesses verticales est présente sur les deux plateformes de mesures, mais semble être plus visible sur l'histogramme des vitesses verticales gliders qui sont capables de mieux résoudre les plumes avec un échantillonnage de l'ordre de 2-8s le long de leur trajectoire. En période calme, les vitesses verticales au mouillage sont plus dispersées que les estimations faites par les gliders. Cela est sûrement révélateur du fait que les estimations des faibles vitesses verticales par gliders et mouillages sont compatibles mais comportent de légers biais inhérents à chaque méthode et permet d'estimer l'incertitude liée à ces différentes estimations.

b) Signal moyen et occupation statistique des plumes convectives

Dans cette partie, on résume les résultats du stage de Master 2 mené au LOCEAN par Félix Margirier au cours de l'été 2015, que j'ai co-encadré dans l'équipe. Ce stage s'est intéressé à la détection des plumes convectives dans le but d'aboutir à leur caractérisation statistique en terme d'intensité, d'extension spatiale, d'anomalie (de température, salinité, densité, oxygène, turbidité, fluorescence) et de surface d'occupation. Ce travail s'appuie sur les données de 3 déploiements gliders de l'hiver 2012-2013 dans le Golfe du Lion : missions ASICSMED des gliders Hannon, Campe et Milou (voir tableau 6 pour plus de détails).

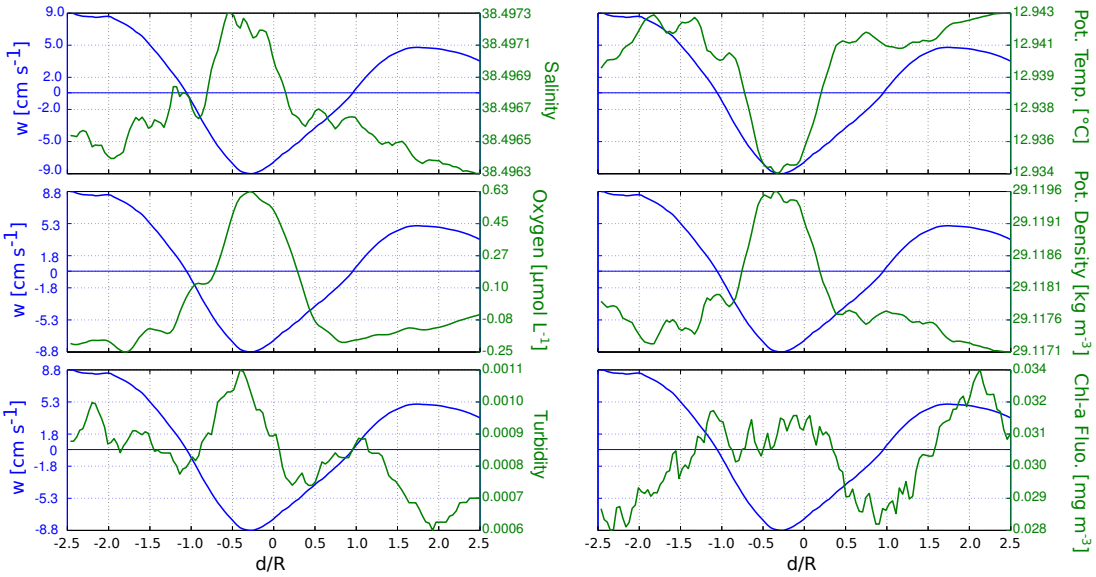


Fig. B2.9 Portrait robot d'une plume convective en terme de vitesses verticales et des différents paramètres mesurés par le glider : température, salinité, densité, oxygène, fluorescence et turbidité. D'après [Margirier et al., 2015].

Tout d'abord, les périodes de mélange actif sont détectées lorsqu'au moins 10% des valeurs de vitesses verticales mesurées pendant 24 h excède 4 cm s^{-1}. Puis, une plume convective est identifiée par un signal <-4 cm s^{-1} sur un distance consécutive d'au moins 300 m (c-à-d rayon minimal de détection de 150 m). On s'attend à trouver des structures d'un rayon de ~500 m [Marshall and Schott, 1999]. Si l'on considère l'échantillonnage d'une plume convective de 500 m de rayon de manière aléatoire entre son centre et son bord, seules 5% des sections mesureront alors un rayon apparent <150 m. Cette hypothèse est tout à fait raisonnable. Au total, on détecte ainsi ~120 plumes en regroupant toutes les données des 3 déploiements.

Une fois les plumes détectées de manière individuelle (voir un exemple sur figure B2.9), on s'intéresse à leurs caractéristiques moyennes. Pour se faire, les distances sont normalisées par le rayon de la plume traversée (définie uniquement sur la zone de vitesses négatives). En supposant une géométrie cylindrique des plumes, une structure radiale des vitesses verticales moyennes émerge alors. Celle-ci est caractérisée par une zone de subsidence intense s'étalant sur un rayon. Elle apparaît entourée par une zone d'ascendances moins intenses et légèrement plus étendues. L'intensité moyenne des plumes convectives est de -(6.1±2.5) cm s^{-1} dans la partie descendante et +(2.5±2.5) cm s^{-1} dans la partie ascendante. Leur rayon moyen est estimé à 410 m [3]. Enfin la distance séparant les centres de deux plumes est estimée statistiquement à 1.8 km.

3. corrigé d'un facteur géométrique de $4/\pi$ lié au fait que les plumes sont échantillonnées de manière aléatoire entre leur centre et son rayon.

Le cœur des plumes se caractérise en moyenne par une anomalie négative de température (-0.005°C) et positive de salinité (+0.001) traduisant alors bien une anomalie positive de densité (+0.002 kg m^{-3}). Une anomalie positive sur le signal d'oxygène dissous (+0.2 μmol L^{-1}) est également identifiée. Cela traduit le rôle important de ces mouvements convectifs sur les échanges air-mer et la ventilation de l'océan profond. En examinant certaines plumes de manière individuelle, il semblerait que l'on puisse également identifier une anomalie positive sur le signal de fluorescence illustrant l'entraînement en profondeur du phytoplancton en provenance de la couche de surface éclairée (voir figure B2.9 par exemple). Cependant, une fois le signal moyenné sur l'ensemble des plumes détectées, aucun signal significatif ne semble émerger. Cela illustre la grande sensibilité de la réponse biogéochimique au forçage physique à ces petites échelles spatio-temporelle. De plus, au vu de la faible amplitude des signaux observés approchant la précision instrumentale, des précautions sont requises pour traiter ce type de signal.

Pour estimer une surface de la zone de convection couverte par ces plumes, on peut supposer que celles-ci sont réparties de manière aléatoire dans le plan horizontal. Connaissant la distance moyenne de séparation, ainsi que leur rayon moyen, on arrive géométriquement à une proportion d'occupation de 18% de la zone convective subissant des vitesses verticales négatives importantes. Ce ratio atteint 71% lorsque l'on considère également des zones de vitesses ascendantes de la même échelle que celle des zones descendantes. Par conséquent, la quasi totalité de la zone de convection est concernée par des structures de vitesses verticales, négatives ou positives, importantes.

c) Éléments de couplage biogéochimique

Mesures des variables biogéochimiques

Certains gliders déployés au cours de l'hiver 2012-2013 étaient équipés de capteurs biogéochimiques. La figure B2.10 nous montre un exemple de l'ensemble des signaux enregistrés par un glider : turbidité, oxygène, fluorescence, température, salinité. On a également représenté les pertes de chaleurs subies par l'océan à l'endroit où se situe le glider. Ces données de flux de chaleur proviennent de la réanalyse atmosphérique ALDERA. Cela permet de voir que les signaux de vitesses verticales sont notamment importants lorsque les pertes de chaleur sont intenses et que la colonne d'eau est faiblement stratifiée. La diversité des signaux et paramètres enregistrés par le glider permet d'aborder de nombreuses questions, et notamment celle du couplage entre la physique et la biogéochimie.

La diminution du signal de fluorescence en lien avec l'approfondissement progressif de la couche de mélange est bien capturée par le capteur de fluorescence du glider. Nous avons déjà discuté de ce processus au chapitre B1 et ne reviendront pas dessus ici.

Le signal d'oxygène montre également l'effet du mélange sur la ventilation des couches profondes de l'océan. Quand le couche de surface est stratifiée, on remarque bien la présence des Eaux Levantines Intermédiaires caractérisées par un minimum d'oxygène et un maximum de température et salinité à profondeur intermédiaire. En revanche, dans les ré-

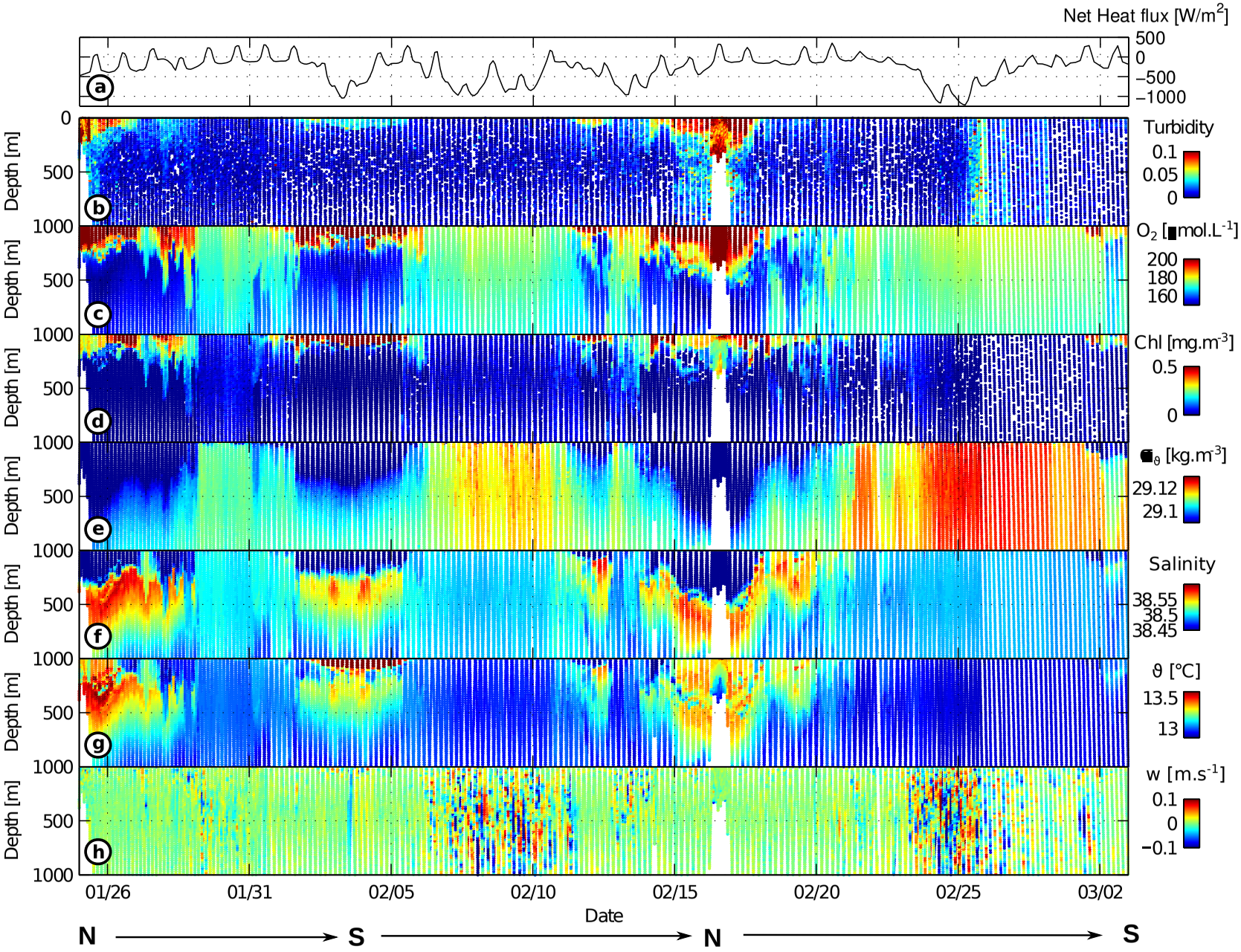


Fig. B2.10 Ensemble des paramètres mesurés par le glider Campe au cours de la mission ASICSMED : *(a)* flux net de chaleur ; mesures de *(b)* turbidité, *(c)* oxygène dissous, *(d)* fluorescence, *(e)* densité potentielle, *(f)* salinité et *(g)* température potentielle. *(h)* Vitesses verticales estimées par le modèle de vol. Les lettres **N** et **S** indiquent les différents aller-retours effectués par le glider entre le nord et le sud de la zone de convection (voir carte de la figure B2.11).

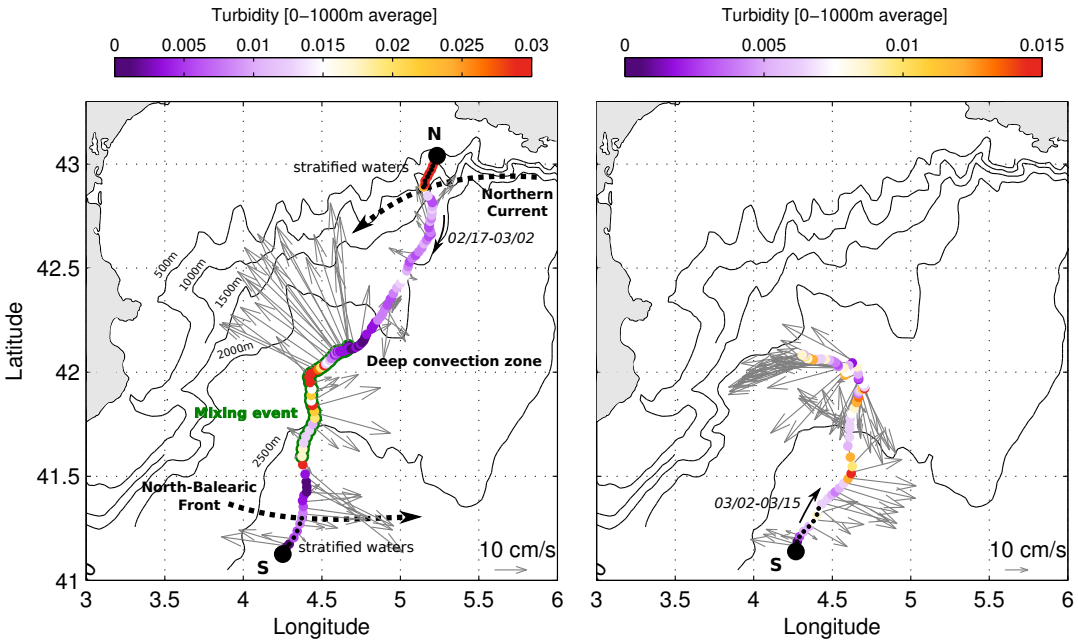


Fig. B2.11 Turbidité moyenne de 0 à 1000m mesurée par un glider lors d'un épisode de re-suspension sédimentaire : *(à gauche)* du 17 février au 2 mars ; *(à droite)* du 2 au 15 mars. En gris, on représente également les courants horizontaux moyens estimés par le glider.

gions faiblement stratifiées, subissant ou ayant subi un fort mélange vertical, on mesure de fortes valeurs d'oxygène dissous. Par ailleurs, on remarque une légère augmentation du signal moyen de la couche de mélange au cours de l'hiver (~+1-2μ mol L^{-1}) et de la répétition des épisodes de mélange vertical.

Enfin, nous allons nous intéresser dans la suite un peu plus en détails aux signaux de turbidité enregistrés autour pendant une période de mélange très violente (23-28 février). Les valeurs de turbidité correspondent au signal en unité de turbidité (TU) et n'a pas fait l'objet d'une calibration particulière. Celle-ci pourra être effectuée notamment en lien avec des estimations faites sur les signaux enregistrés au mouillage LION [Durrieu de Madron et al., 2016]. Nous resterons ici dans la description des signaux relatifs, sans se soucier de leur valeur absolue.

Mise en suspension de sédiments lors d'un épisode convectif

De nombreuses études récentes se sont intéressées au rôle du phénomène de cascading dans les flux sédimentaires [Canals et al., 2006]. Les intenses courants de gravité observés durant ces épisodes de cascading peuvent en effet remobiliser de grandes quantités de sédiments, pouvant ensuite être transportés le long de la pente continentale jusque dans les régions abyssales, maintenant une épaisse couche néphéloïde de fond chargée en particules [Puig et al., 2013]. Le rôle de la convection profonde au large dans la re-mobilisation

sédimentaire semble également être important. Des mesures de pièges à particules installés sur des mouillages ont révélé des flux de particules de l'ordre de 10^4 mg m^{-2} jour^{-1} en mer Ligure lors de l'épisode convectif de l'hiver 2006 [Martin et al., 2010] et dans le Golfe du Lion en 2009 [Stabholz et al., 2013]. Ces valeurs sont près de cent fois plus importantes que les valeurs usuellement mesurées au large. Cela révèle donc le rôle potentiel important de la convection dans la re-suspension sédimentaire. Lors de ces deux épisodes de mélange hivernal, une situation de mélange très profond (>2000 m) combiné à de forts courants horizontaux (jusqu'à 40 cm s^{-1}) a été observée. Le cascading ne semble donc pas être le seul phénomène important dans les flux sédimentaires de la Méditerranée Nord-occidentale. Cependant, de nombreuses inconnues demeurent, notamment sur la nature du sédiment mis en suspension, sa persistance dans le temps et l'effet des structures dynamiques sur ce signal.

La figure B2.11 représente le signal glider de turbidité moyenné sur les 1000 premiers mètres le long de sa trajectoire. Lors de la période du 23 au 28 février 2013, le glider traverse le centre de la zone convective peu stratifiée lorsqu'un fort épisode de mélange, caractérisé par d'intenses pertes de chaleur (-1000 W m^{-2} environ), se déclenche (voir figure B2.10). Les vitesses verticales estimées à ce moment deviennent significatives ($std_w > 1$ cm s^{-1}). Le 25 février, au plus fort du mélange, elles atteignent une amplitude de -16/+12 cm s^{-1}sur la couche 0-1000 m. Au mouillage LION, les vitesses verticales mesurées proche du fond à 2330 m (c-à-d 10-20 m au dessus du fond) sont en revanche bien plus faibles. Par conservation de la masse, les vitesses verticales doivent en effet s'annuler à l'approche de la couche limite de fond. Malheureusement, aucune mesure ne permet de résoudre cette décroissance.

Sur la figure B2.11 sont également représentés les courants moyens estimés lors de chaque plongée du glider. Ces courants correspondent à une moyenne de la surface à la profondeur de plongée du glider (ici 1000 m). Dans la zone de convection, la stratification est très faible, ce qui signifie que les courants sont principalement barotropes. Lors du déclenchement de l'épisode de mélange, on repère des courants horizontaux extrêmement intenses jusqu'à 40 cm s^{-1} sur la couche 0-1000m. Au même moment, des valeurs très importantes de 20-30 cm s^{-1} sont enregistrées au mouillage LION proche du fond à 2330 m (voir figure B2.12).

Il est difficile de décrire les processus de la couche limite de fond où la turbulence est très active : les cisaillements verticaux de courant y sont importants et la stratification quasi inexistante. Cette couche contient *a priori* des valeurs de turbidité accrues. Les mesures de courant proche du fond au mouillage LION renseignent de valeurs typiques de 20-30 cm s^{-1} au sommet de cette couche. La figure B2.12 suggère un transfert de particules des couches de fond vers la surface. Dans un premier temps, le sédiment peut être mis en suspension dans la couche limite de fond par un fort cisaillement de courants ($\Delta\bar{U}/\Delta z \sim 0.01$ s^{-1}). Ensuite, les vitesses verticales de la convection agissant au sommet de la couche limite peuvent relayer ces particules jusqu'en surface si celles-ci n'ont pas une vitesses de chute trop importante. Les mesures de concentration de matière en suspension estimées

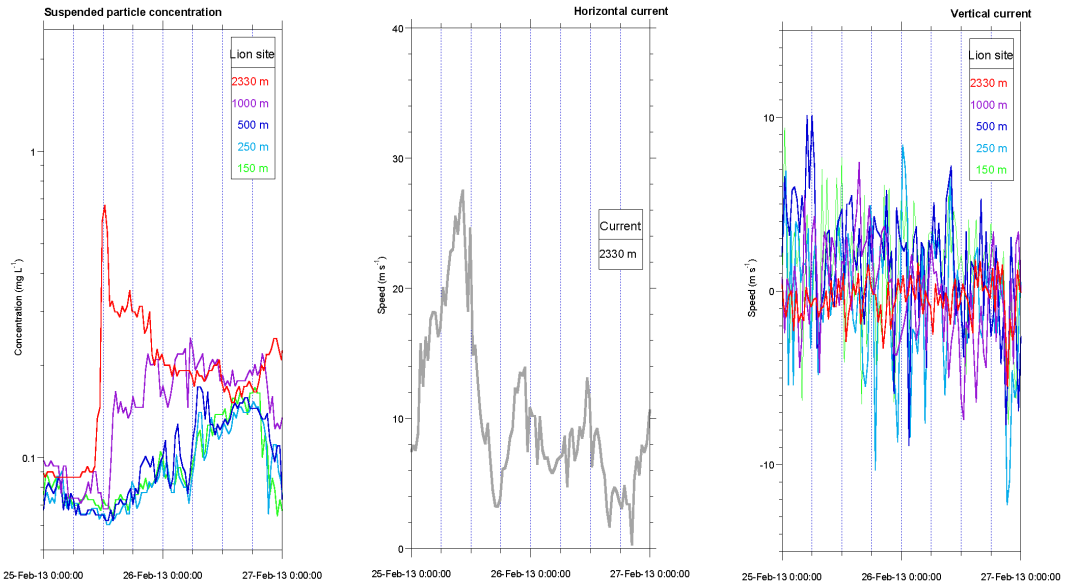


Fig. B2.12 Re-suspension sédimentaire lors de l'épisode de mélange de fin-février observée au mouillage LION : *(à gauche)* concentration de particules en suspension déduite de la rétrodiffusion optique des courantomètres ADCP ; *(au milieu)* courants horizontaux mesurés proches du fond ; *(à droite)* vitesses verticales enregistrées au mouillage. Tiré de [Durrieu de Madron et al., 2016].

au mouillage LION[4] révèlent une augmentation brutale du signal profond lors du même épisode de mélange. Le signal de fond décroît ensuite au profit des couches de surface qui augmente sur une échelle de temps caractéristique de 24 h (voir figure B2.12). Cette échelle de temps caractérise le transfert de la matière en suspension vers la couche 0-1000 m, confirmant ainsi l'origine du signal mesuré par le glider. L'évolution temporelle de la concentration en particules est typique d'un processus de diffusion. Cette diffusion turbulente est liée à la présence de vitesses verticales intenses sur la colonne d'eau (au dessus de la couche de fond). Un coefficient de diffusion associé à ces vitesses verticales peut alors être simplement estimé par : $K_{Tu}^{z} \sim (1500\text{-}2000)^2/24/3600 = 30\text{-}50$ m^2 s^{-1}.

Modulation du signal de turbidité par la dynamique de mésoéchelle

En observant attentivement la figure B2.11, une modulation du signal avec la rotation des courants semble apparaître. Par exemple, le maximum de turbidité observé autour du 26 février est localisé au centre d'une structure de rotation cyclonique intense, puis est suivi d'un minimum local centré sur une structure anticyclonique. Ces observations suggérerait donc une modulation du signal de turbidité par la mésoéchelle océanique lors des épisodes de re-suspension sédimentaire lors de la convection profonde.

4. les courantomètres Doppler placés à 150, 250, 500, 1000 et 2300 m mesurent la rétrodiffusion acoustique de l'eau qui permet de déduire son niveau de turbidité.

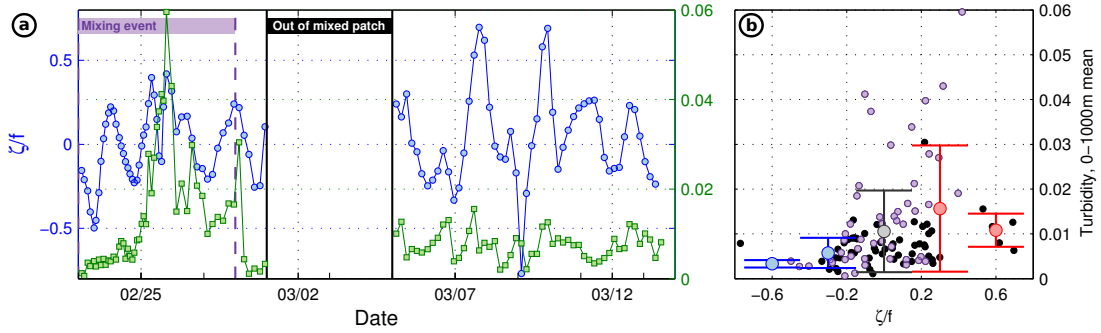


Fig. B2.13 Évolution de la turbidité et de la vorticité relative du fluide lors d'un événement de re-suspension sédimentaire : *(a)* Turbidité moyenne et vorticité relative sur 0-1000 m. L'épisode de mélange est indiqué et correspond à l'augmentation brutale des concentrations. On a retiré de la série temporelle la période où le glider est au sud du Front Nord-Baléares. *(b)* Turbidité moyenne sur la verticale en fonction de la vorticité relative de la colonne d'eau. On représente également la moyenne et l'écart type du signal de turbidité pour $-0.75f < \zeta < -0.45f$ et $-0.45f < \zeta < -0.15f$ en bleu, $-0.15f < \zeta < +0.15f$ en noir, $+0.15f < \zeta < +0.45f$ et $+0.45f < \zeta < +0.75f$ en rouge. Les points violets correspondent à la période de mélange active.

Pour vérifier cette idée, la vorticité relative du fluide a été calculée à partir des courants moyens du glider. La vorticité relative est calculée le long de la trajectoire du glider : $\zeta = \Delta v_\perp / \Delta d$ avec d la distance mesurée le long de la trajectoire du glider et $v_\perp$ le courant moyen perpendiculaire à celle-ci. Cette grandeur est une bonne approximation de la vorticité du fluide lorsque les courants sont orthogonaux à la trajectoire du glider. Ici, nous trouvons un angle maximum de 22° entre la direction du glider et celle du courant.

Une corrélation entre le signal de turbidité moyenne et la vorticité du fluide apparaît alors bien sur la figure B2.13-b : des valeurs de turbidité importantes et fortement dispersées de 0.018 ± 0.015 ua [5] sont associées à une vorticité cyclonique, alors que l'on de faibles valeurs 0.005 ± 0.003 ua liée à une vorticité anticyclonique. La relation semble plus linéaire lorsque les concentrations ne sont pas aussi extrêmes que pendant l'épisode de mélange et de re-suspension intense (points noirs).

Physiquement, le sens de rotation des courants horizontaux impacte la dynamique de la couche limite de fond *via* les courants d'Ekman. En effet, les vitesses géostrophiques $(\bar{u}, \bar{v})$ au sommet de la couche limite de fond, la friction du fond et la rotation de la Terre génèrent une convergence (ou divergence) des vitesses d'Ekman agéostrophiques dans cette couche limite en fonction du signe de la vorticité de l'écoulement ($\zeta = \partial_x \bar{v} - \partial_y \bar{u}$). Le pompage d'Ekman est associé à des vitesses verticales au sommet de la couche de fond qui peuvent s'écrire [Cushman-Roisin and Beckers, 2011] :

$$\bar{w} = -\frac{d_{Ek}}{2}\left(\partial_x \bar{v} - \partial_y \bar{u}\right) = -\frac{d_{Ek}}{2}\zeta \tag{3.1}$$

5. unité arbitraire

avec $d_{Ek} = \sqrt{2\nu_E/f}$ la hauteur de la couche d'Ekman (ν_E est le coefficient de diffusion verticale turbulente dans la couche de fond). Pour une valeur usuelle de $\nu_E = 10^{-2}$ m^{-2} s^{-1}, on trouve alors : $d_{Ek} = 15$ m.

Pour une vorticité de $\pm 0.4f$ caractérisant en moyenne les cisaillements de courant rencontrés par le glider, des vitesses verticales liées au pompage d'Ekman au fond donnent des valeurs de ± 25 m jour^{-1}. Les cyclones sont alors bien associés à des vitesses positives favorisant l'injection de sédiments dans la couche soumise aux intenses vitesses verticales de la convection profonde. À l'inverse, une vorticité anticyclonique a tendance à inhiber ce processus. L'intensité du pompage n'est pas négligeable et révèle l'importance de ce phénomène dans la re-suspension sédimentaire.

La persistance du signal de turbidité est une autre question soulevée par ces observations. Les données de turbidité mesurées lors des campagne estivales MOOSE-GE révèlent la présence d'un épais néphéloïde de fond pouvant atteindre 1000 m d'épaisseur pour certaines stations particulières [Durrieu de Madron et al., 2016]. Au chapitre C1, nous verrons que ces stations peuvent être identifiées à la présence de tourbillons cycloniques intenses caractérisés par une vorticité importante ($\zeta \sim +0.4f$). La concomitance du signal de turbidité important et de la détection de ces tourbillons cycloniques suggère donc que : 1) la mise en suspension des sédiments d'origine benthiques au large peut persister pendant plusieurs mois ; 2) la dynamique locale associée aux tourbillons joue un rôle important dans la modulation et la persistance des anomalies profonde de la matière en suspension.

4 Bilan et perspectives

Les estimations de vitesses verticales en zone convective offertes par les gliders déployés en Méditerranée Nord-occidentale constitue un jeu de données unique. Il a notamment permis d'extraire statistiquement des caractéristiques moyennes des plumes (rayon, intensité, occupation, signal de température, salinité, ...). De nombreuses perspectives s'offrent à l'étude des plumes convectives à partir de ce jeu de données.

Le traitement généralisé de toutes les missions gliders sur la période 2007-2015 en période hivernale permettra de balayer un spectre de situations très variées en terme de profondeur de couche de mélange, pertes de flottabilité de surface, etc. Ainsi, les lois d'échelles théoriques prévoyant l'intensité des vitesses verticales, qui ont été établies expérimentalement [Maxworthy and Narimousa, 1994], pourront être vérifiées quantitativement pour la première fois à partir de données *in situ*.

Nous avons également vu que le couplage de la dynamique horizontale et verticale lors d'épisodes convectifs atteignant le fond a un impact important sur la dynamique de la re-suspension sédimentaire. Le rôle de la mésoéchelle dans la modulation de ce signal a été mis en évidence. Il serait maintenant intéressant d'arriver à mieux quantifier le rôle des processus de pompage d'Ekman et de pouvoir discuter de leur effet en fonction de la na-

ture du sédiment (taille, vitesse de sédimentation, etc...). L'apport de ces détritus d'origine benthique dans la couche de surface pourrait également avoir des impacts sur le développement phytoplanctonique lors de l'efflorescence printanière.

CHAPITRE

B3

Processus frontaux de sous-mésoéchelle

Sommaire

1 Introduction **131**
2 Dynamique frontale en période hivernale **134**
a) Situation météorologique 134
b) Subduction au niveau des fronts 135
c) Vorticité potentielle : théorie et estimation glider 137
3 Destruction de vorticité potentielle **143**
a) Le front du Courant Nord lors d'un coup de vent hivernal 143
b) Échanges verticaux au niveau des fronts 148
c) Impacts sur la biogéochimie 150
4 Bilan et perspectives **151**

1 Introduction

En hiver, la Méditerranée Nord-occidentale se caractérise par la présence d'eaux denses au large, due au mélange vertical profond. La circulation cyclonique des Eaux Atlantiques (AW) moins denses autour de cette zone définit alors une zone frontale qui s'étend du sud avec le Front Nord-Baléares (NBF) au nord avec le Courant Nord (NC). Les régions frontales sont des régions très riches du point de vu de la dynamique de sous-mésoéchelle, c'est à dire aux échelles inférieures à celle du rayon de déformation (ici <5-15 km) [Capet et al., 2008]. En particulier, c'est dans ces zones que se concentrent des mouvements verticaux importants dans l'océan, de l'ordre de 10-100 m jour^{-1} [Pollard and Regier, 1992, Spall, 1995, Sanz and Viúdez, 2005], ainsi qu'une augmentation locale du mélange turbulent [D'Asaro et al., 2010, Johnston et al., 2011]. Ces flux verticaux entraînent également des nutriments des couches profondes vers la couche euphotique et jouent un rôle central dans le développement du phytoplancton [Lévy et al., 2012].

Par ailleurs, les zones frontales sont des régions clés de l'océan, car elles permettent des échanges entre la couche de mélange en contact avec l'atmosphère et l'océan intérieur. La ventilation des océans, en particulier celle des gyres subtropicales des bassins océaniques, a été étudiée théoriquement d'un point de vue global [Luyten, 1983]. Ce processus de ventilation est accompagné par la formation d'eaux modales et eaux profondes.

Ces masses d'eau sont caractérisées par des propriétés homogènes sur la verticale et une faible stratification. En Méditerranée, des eaux modales se forment sous l'action du forçage atmosphérique dans le bassin occidental (Eaux d'Hiver Intermédiaires) et oriental (Eaux Levantines Intermédiaires). Lorsque le mélange atteint une grande profondeur et ne concerne plus uniquement la couche de surface (comme dans le Golfe du Lion), il peut alors y avoir formation d'eaux profondes.

La vorticité potentielle (PV) est centrale pour appréhender la dynamique des eaux faiblement stratifiées [Marshall and Nurser, 1992]. Elle est particulièrement intéressante, car elle possède une propriété de conservation Lagrangienne en l'absence de forçage et de dissipation. Elle permet donc de suivre les masses d'eau dans l'océan intérieur (c-à-d en dehors des couches limites de surface et de fond), où la dissipation et les forçages externes sont négligeables. Le théorème dit d'imperméabilité nous indique que la PV ne peut pas être transférée à travers les isopycnes. Par conséquent, celle-ci ne peut être créée ou détruite qu'aux extrémités de ces surfaces isopycnales [Haynes and McIntyre, 1987], c'est à dire aux endroits où les isopycnes affleurent à la surface de l'océan ou sont en contact avec le fond océanique. L'interaction des écoulements océaniques l'atmosphère ou la topographie est un puits important de PV.

Les zones frontales sont donc des zones privilégiées de destruction de PV par interaction avec l'atmosphère. Le forçage atmosphérique agit à la surface de l'océan via différents mécanismes :

— une action thermodynamique via l'action des flux de chaleur sur la couche de mélange. Les flux se décomposent en une partie de flux de chaleur sensible (liée à la différence de température air/mer) et une partie de flux de chaleur latent (liée à l'évaporation).
— une action mécanique via le transport d'Ekman.

En particulier, des travaux récents ont souligné le rôle important du forçage mécanique du vent dans la destruction de PV le long des fronts océaniques [Thomas, 2005b]. En effet, lorsque le vent souffle dans la direction de l'écoulement associé à un front (*"downfront winds"*), le transport d'Ekman transporte des eaux du côté dense du front vers les eaux moins denses. Cela engendre du mélange turbulent potentiellement important comparé à l'effet des pertes de chaleur sur la PV [Thomas, 2005a]. Une inspection du bilan de vorticité potentielle au niveau du front de Gulf Stream, région de formation des Eaux à 18 degrés, a également mis en évidence ce rôle prépondérant dans le processus de formation de ces eaux modales [Maze et al., 2013].

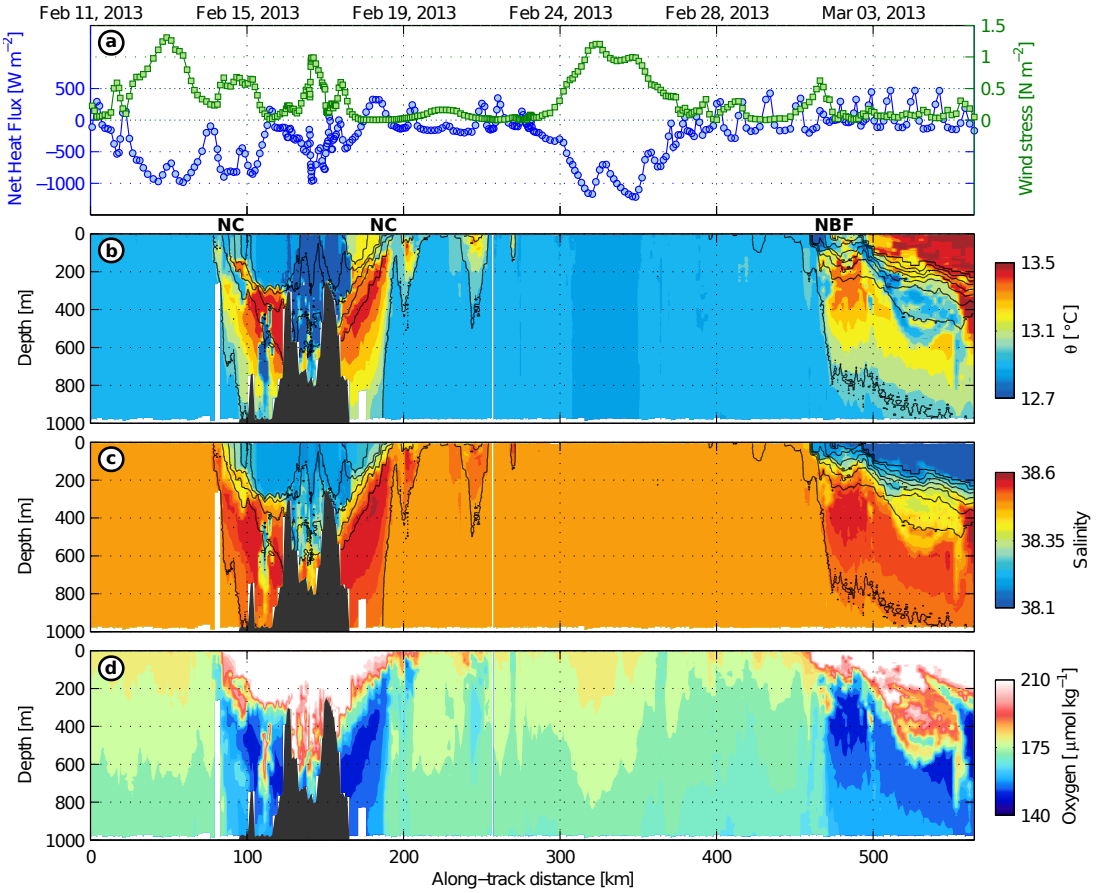


Fig. B3.1 Section glider à travers les zones frontales du Courant Nord (NC) et du Front Nord-Baléares (NBF) en bordure de la zone de convection lors de l'hiver 2013 (mission ASICSMED, glider Milou) : *(a)* Pertes des chaleurs et module de la tension de vent interpolés le long de la trajectoire du glider ; *(b)* section de température ; *(c)* section de salinité ; *(d)* section de concentration d'oxygène dissous. Sur les trois sections, on a également représenté les isopycnes par des contours.

La destruction intense de vorticité potentielle au niveau des fronts a aussi une implication forte du point de vue des processus océaniques, Des zones de vorticité potentielle négatives [1] peuvent notamment développer des phénomènes d'instabilité symétrique [Hoskins, 1974]. Cette instabilité est caractérisée par des circulations agéostrophiques verticales intenses et orientées approximativement le long des isopycnes [Thomas et al., 2013]. Ce type d'instabilité est responsable d'une augmentation locale de la dissipation turbulente à petite échelle via des instabilités de cisaillement [Taylor and Ferrari, 2009]. Elle semble également jouer un rôle important dans le maintien de la production primaire hivernale au niveau des fronts océaniques des hautes latitudes [Taylor and Ferrari, 2011a].

1. plus précisément, du signe opposé à celui du paramètre de Coriolis f.

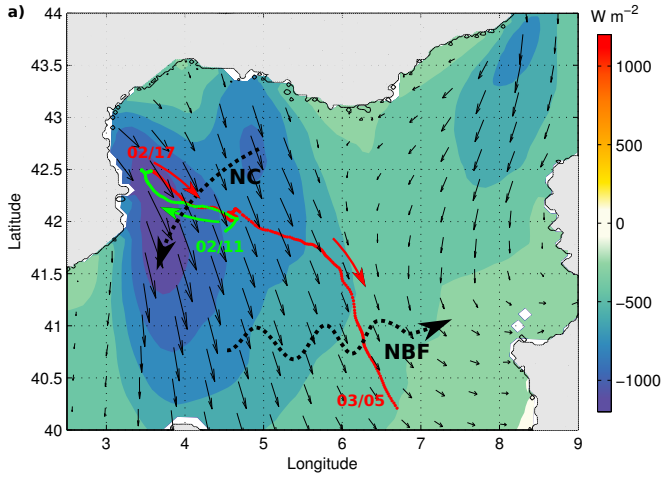


Fig. B3.2 Situation météorologique (vent et flux de chaleur net en surface) lors du coup de vent du 25 février 2013 et trajectoire du glider correspondant à la section B3.1 (première section du NC en vert ; seconde section du NC et NBF en rouge). Les données de température, salinité et oxygène sont présentées sur la figure B3.1.

Dans ce chapitre nous allons étudier la variabilité hivernale à petite échelle du Courant Nord. En particulier en période hivernale, les sections gliders du Courant Nord ou du Front Nord-Baléares révèlent une forte activité frontale en marge de la zone de convection. Des signes d'échanges verticaux sont régulièrement observés sur l'oxygène ou la fluorescence, pouvant atteindre des profondeurs importantes de ~500 m (voir un exemple sur la figure B3.1). L'objectif de ce chapitre est donc d'identifier des mécanismes responsables de ces échanges et d'avancer des éléments concernant leurs impacts sur les cycles biogéochimiques. Pour compléter et valider l'analyse des données glider, on s'appuiera également sur l'analyse d'une simulation numérique régionale à haute résolution (1 km sur l'horizontale) capable de reproduire fidèlement les processus de sous-mésoéchelle au niveau des fronts.

2 Dynamique frontale en période hivernale

a) Situation météorologique

Le bassin nord-occidental de la Méditerranée subit, en particulier en hiver, de forts épisodes de vents secs provenant du nord ("Mistral" et "Tramontane"). Ces vents engendrent d'intenses pertes de chaleur à la surface de l'océan, qui vont fortement approfondir la couche de mélange dans la région du Golfe du Lion. Typiquement, les pertes de chaleur atteignent des valeurs extrêmes de ~-1000 W m^{-2} sur des périodes de 3-5 jours (voir figure B3.2). En moyenne, toute la période hivernale est caractérisée par des pertes de chaleur à l'échelle du bassin. Au plus fort de l'hiver, elles atteignent en moyenne ~-200 W m^{-2} en février.

b) Subduction au niveau des fronts

À partir des données des traceurs océaniques mesurés par le glider (température, salinité, oxygène, fluorescence, turbidité), on peut identifier des traces d'échanges verticaux au niveau des fronts (voir figure B3.1). Ceux-ci impactent en particulier la couche intermédiaire d'Eaux Levantines Intermédiaires (LIW), caractérisée par un maximum local de température et de salinité, ainsi qu'un minimum d'oxygène visible entre 200 m et presque 1000 m de profondeur. Comme les eaux qui ont été en contact avec le refroidissement atmosphérique sont en général plus froides, moins salées et plus oxygénées, elles sont facilement identifiables par contraste avec les LIW. Cependant, il est plus délicat de savoir si cette variabilité des propriétés de l'océan à profondeur intermédiaire (100-600 m typiquement) et à sous-mésoéchelle (typiquement < 10 km) est le résultat de mouvements verticaux actifs au moment du passage du glider, ou si ces traceurs ont été amenés en profondeur en amont de l'écoulement. Examinons plus en détails la figure B3.1, qui présente trois situations frontales en bordure de la zone de convection :

— autour 15 février : ce premier passage du front du NC est caractérisé par d'intenses pertes de chaleur (~1000 W m^{-2}). On remarque l'effet de cet intense forçage atmosphérique sur les isopycnes, qui sont bien plus inclinées que dans les autres situations. Sur les différents champs de traceurs, on remarque entre 200 à 400 m de profondeur la présence d'eaux anormalement froides ($\theta \sim 12.9°C$), peu salées ($S \sim 38.4$) et fortement oxygénées (~200 μmol L^{-1}) pour cette profondeur. Parallèlement, on voit une fine couche de LIW à une profondeur anormalement haute (~ 200 m), ce qui suggère l'action de mouvements verticaux ascendants (du côté des eaux légères du front) et descendants (du côté des eaux denses du front) orientés approximativement le long des isopycnes. Par ailleurs, on peut noter la présence d'un patch oxygéné d'eaux froides (< 12.7°C) et encore moins salées ($S \sim 38.3$) à environ 600 m de profondeur. De telles caractéristiques suggèrent une origine au niveau du plateau où la colonne d'eau d'une centaine de mètres subit de manière plus violente le refroidissement dû aux pertes de chaleur. Elles seraient typiques d'un phénomène de "cascading" atteignant une profondeur intermédiaire.

— autour 19 février : le glider a fait demi-tour au niveau du talus continental et traverse de nouveau le front du Courant Nord. Entre temps, le coup de vent s'est arrêté et les pertes de chaleur sont devenues quasi nulles. Les propriétés $T/S/O_2$ du front n'indiquent plus la même variabilité à petite échelle. Par ailleurs, on remarque la présence au large d'anomalies de densité au sein de la zone de convection, associées au détachement de petits anticyclones (rayon~10 km) transportant un signal de LIW du talus vers le large. Les isopycnes, en particulier dans les 200 premiers mètres, sont nettement moins inclinées au niveau du front que lors du premier passage indiquant une situation de relaxation du front. De l'énergie potentielle a été typiquement extraite du front par des processus d'instabilité barocline et éventuellement symétrique [Haine and Marshall, 1998].

— autour 01 mars : le glider atteint la bordure sud-est de la zone de convection 200 km au large. Sur son chemin, le glider subit un nouvel épisode de mélange intense entre le 24 et le 27 février, caractérisé par de fortes pertes de chaleur atteignant -1200 W m^{-2}. Lors de cet épisode, on constate un léger refroidissement et une augmentation des concentrations d'oxygène dissous sur la colonne d'eau de la zone de mélange. Ceci est cohérent avec les données du mouillage LION, qui indiquent que la couche de mélange a atteint le fond à ce moment [Houpert et al., 2016]. La couche de mélange ne peut plus s'approfondir et les flux de chaleur influencent plus fortement la température de la couche de mélange. Au niveau du Front Nord-Baléares, le glider traverse une large zone de subduction avec la présence d'un patch d'eaux froides, peu salées et fortement oxygénées. Ce patch s'étend de 200 à 600 m de profondeur sur une distance d'environ 50 km. Les flux de chaleur ne sont plus très intenses lorsque le glider échantillonne ce patch. On peut donc facilement imaginer qu'il résulte de l'épisode de mélange des jours précédents via des processus d'échanges verticaux. Ces processus ne sont certainement plus actifs au moment de l'observation du glider vu les faibles pertes de chaleur observées. La stratification de ce patch est également plus faible. À l'échelle certes plus restreinte du bassin Méditerranéen, ce processus est analogue à celui de la formation des eaux modales des gyres subtropicales des océans globaux.

Des processus très certainement similaires ont lieu dans les régions frontales bordant la zone de convection où se concentrent d'intenses gradients horizontaux de densité. Il y a toutefois une différence notable à mettre en avant entre la dynamique du front du Courant Nord et celle du Front Nord-Baléares. En effet, le talus continental contraint fortement la trajectoire du Courant Nord. Il possède donc plutôt une dynamique unidimensionnelle, même s'il peut être perturbé par la propagation de méandres d'instabilité [Crépon et al., 1982]. Lorsque les pertes de chaleur deviennent intenses et l'action mécanique du vent importante, le NC est exposé de manière relativement homogène et continue au forçage. Alors que dans la région au large où l'on trouve le NBF, la dynamique des fronts est bidimensionnelle et va moduler l'effet du forçage atmosphérique de grande échelle par rapport à la variabilité à mésoéchelle.

Diagnostiquer la vorticité potentielle en zone frontale est donc un bon indicateur de la stabilité des écoulements en présence d'un forçage intense par l'atmosphère [Thomas et al., 2013]. Cela permet notamment de repérer le déclenchement potentiel d'instabilité symétrique, mécanisme possible et plausible de l'initiation des mouvements verticaux, dont on observe les effets sur les différents traceurs océaniques grâce aux mesures gliders.

c) Vorticité potentielle : théorie et estimation glider

Rappels théoriques

Lorsque la vorticité potentielle est du signe opposé à celui du paramètre de Coriolis, le fluide devient instable vis-à-vis de différents types d'instabilité [Haine and Marshall, 1998, Hoskins, 1974] :

$$fq = f(f\hat{z} + \vec{\nabla} \times \vec{u}) \cdot \vec{\nabla} b < 0 \tag{2.1}$$

où $\vec{u} = (u, v, w)$ est le champ de vitesse, et $b \equiv -g\rho/\rho_0$

Si l'on suppose que celui-ci est en équilibre géostrophique, cela permet d'écrire la relation du vent thermique : $\partial_z u = -f^{-1}\partial_y b$ et $\partial_z v = f^{-1}\partial_x b$). La divergence d'un écoulement géostrophique est nulle, donc $w = 0$. Cette hypothèse géostrophique permet alors de réécrire q sous la forme simplifiée :

Partant de

$$fq_g = f\zeta_g N^2 - |\vec{\nabla}_h b|^2 \tag{2.2}$$

avec : $N^2 = \partial_z b$ la fréquence de Brunt-Väissälä (au carré), $\zeta_g = f + \partial_x v_g - \partial_y u_g$ la vorticité géostrophique absolue du fluide et $\vec{\nabla}_h = (\partial_x, \partial_y)$ l'opérateur de gradient restreint au plan horizontal.

Lorsque la stratification est stable (c-à-d $N^2 > 0$) et que fq est négatif en raison de forts gradients horizontaux de densité : $|\vec{\nabla}_h b|^2 > f(f+\zeta)N^2$, l'instabilité est qualifiée de symétrique [Hoskins, 1974]. Pour un écoulement que l'on peut définir arbitrairement le long de l'axe y, le fluide devient alors instable aux perturbations dans le plan (x, z) et le mode le plus instable s'aligne approximativement avec les isopycnes. Dans cette configuration unidimensionnelle, l'instabilité se caractérise donc par la croissance de perturbations symétriques le long de l'axe y, d'où la qualification de cette instabilité.

On peut aussi réécrire l'expression de la vorticité potentielle de l'équation (2.2) en introduisant le nombre de Richardson (Ri_B) :

$$fq_g = f^2 N^2 (\zeta_g/f - Ri_B^{-1}) \text{ avec : } Ri_B \equiv \frac{N^2}{(\partial_z u)^2} = \frac{f^2 N^2}{|\vec{\nabla}_h b|^2} \tag{2.3}$$

Le critère d'instabilité de l'instabilité symétrique s'écrit ainsi : $Ri_B < f/\zeta_g$. [Thomas et al., 2013] introduit alors l'angle suivant :

$$\Phi_B = \tan^{-1}\left(-\frac{|\vec{\nabla}_h b|^2}{f^2 N^2}\right) \tag{2.4}$$

qui vérifie le critère d'instabilité symétrique lorsque : $\Phi_B < \Phi_c \equiv \tan^{-1}(-\zeta_g/f)$

Dans la description des différents types d'instabilité que l'on peut rencontrer, cet angle a l'avantage d'associer à des valeurs non-bornées du nombre de Richardson ($-\infty < Ri_B < +\infty$) un intervalle borné d'angles entre 0 et -180°. C'est une idée similaire à celle de l'angle de Turner introduite pour décrire la stabilité de la colonne d'eau vis-à-vis des processus de

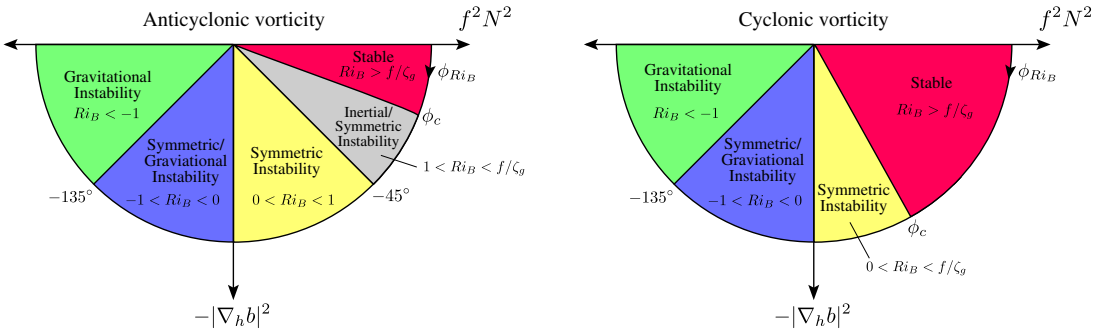


Fig. B3.3 Schéma des différents régimes d'instabilité en fonction de l'angle $\Phi_B = \tan^{-1}\left(-|\vec{\nabla}_h b|^2/f^2N^2\right) = \tan^{-1}(-1/Ri_B)$. Les cas de vorticité cyclonique et anticyclonique du fluide sont décrits respectivement à gauche et à droite. Tiré de [Thomas et al., 2013].

double-diffusion [Ruddick, 1983]. [Thomas et al., 2013] résume très bien les différents types d'instabilité rencontrés lorsque $fq < 0$ (voir figure B3.3). Un critère décrivant l'instabilité symétrique (pure) peut alors se résumer comme : $-90° < \Phi_B < \min(\Phi_C, -45°)$.

Il est également utile de relever que lorsque le front possède une région de PV négative en surface, le gradient de vorticité potentielle dans la direction orthogonale au front change de signe. Et le critère nécessaire de Charney-Stern de l'instabilité barocline est alors vérifié [Cushman-Roisin and Beckers, 2011], ce qui indique la possibilité pour cette instabilité de se développer.

Estimation de la vorticité potentielle par les gliders

Dans un premier temps, nous allons reconstruire les vitesses géostrophiques de l'écoulement en adoptant la même approche que celle décrite au chapitre A2. Les vitesses géostrophiques sont ainsi calculées en intégrant la relation du vent thermique sur une section de densité lissée, puis référencées par rapport aux estimations de courants moyens par plongées des gliders. Un facteur de correction géométrique, dépendant de l'angle θ de la trajectoire du glider par rapport à la direction des courants moyens, est appliqué pour replacer les vitesses et les gradients dans un référentiel orthogonal aux fronts traversés par le glider. Cette méthode reste valable tant que les angles entre la trajectoire et les courants sont proches de 90°. Comme au chapitre A2, nous rejetons les estimations de vitesses où cet angle θ est inférieur à 30°.

Nous voulons reconstruire le champ de vitesses géostrophiques pour des sections individuelles hivernales caractérisées par un petit rayon de déformation de l'ordre de 15-20 km. Afin de résoudre cette dynamique, nous filtrons les sections de densité sur une échelle caractéristique de 15 km[2]. Rapportée à la vitesse de déplacement d'un glider dans l'eau

2. moyenne glissante pondérée par une gaussienne d'écart type 5 km.

(15-30 km jour^{-1}), cette distance correspond à un intervalle de temps supérieur à une période d'inertie, ce qui est donc suffisant pour filtrer les mouvements isopycnaux de haute fréquence.

Une fois le champ de vitesses géostrophiques connu, nous calculons la vorticité potentielle en suivant l'équation (2.3) et en faisant l'hypothèse d'un écoulement unidimensionnel orienté dans la direction y orthogonale à la trajectoire du glider. On calculera également l'angle Φ_B de manière à discriminer simplement les situations relevant de l'instabilité symétrique.

Validation du calcul de PV

Pour la validation des estimations de PV des gliders, il est impossible de faire référence à des données *in situ*, car la connaissance de la PV totale dans un fluide nécessite la connaissance des courants et de la densité de manière synoptique dans les trois dimensions de l'espace. Des estimations de vorticité potentielle ont déjà été réalisées à partir de données de courants géostrophique et de stratification mesurées par des gliders [Pietri et al., 2013, Pelland et al., 2013]. Toutefois, ce calcul se base sur plusieurs hypothèses qu'il convient de vérifier : 1) l'hypothèse géostrophique et 2) l'échantillonnage unidirectionnel du glider. Dans le cas d'un environnement aussi variable que celui d'une zone frontale, ces hypothèses peuvent être facilement mises en défaut et une vérification méthodologique du cadre de validité de nos estimations semble donc nécessaire.

Pour procéder à des tests de validité, nous allons utiliser les sorties du modèle SYMPHONIE comme données de référence. L'espacement entre les points de grille du modèle sur l'horizontale est d'environ 1 km, ce qui permet d'avoir une résolution des processus de sous-mésoéchelle de la région [Damien, 2015]. Comme nous nous attarderons sur un coup de vent particulier dans la suite de ce document, nous nous restreindrons ici à la période du 15 au 25 janvier 2011 le long d'une section particulière échantillonnée par un glider (radiale identique à celle de la figure B3.2 à l'ouest du Golfe du Lion).

Vorticité potentielle géostrophique : Les estimations de courants à partir des données glider se basent sur l'hypothèse d'un écoulement géostrophique, qui permet notamment d'exprimer : $\partial_z u \partial_y b - \partial_z v \partial_x b$ en $-f^{-1}|\vec{\nabla}_h b|^2$. Pour évaluer dans quelle mesure la vorticité potentielle est affectée par les écoulements non-balancés, la PV géostrophique a été calculée à partir du champ de vitesses géostrophiques. Celle-ci est calculée sur les moyennes journalières en intégrant la relation du vent thermique et en référençant les vitesses de surface par la connaissance des gradients d'élévation du niveau de la mer.

La figure B3.4 compare le calcul géostrophique de la PV à celui fait à partir des vitesses totales au niveau du front du Courant Nord au large de Perpignan à un moment où le forçage atmosphérique est intense et les gradients horizontaux de densité particulièrement forts :

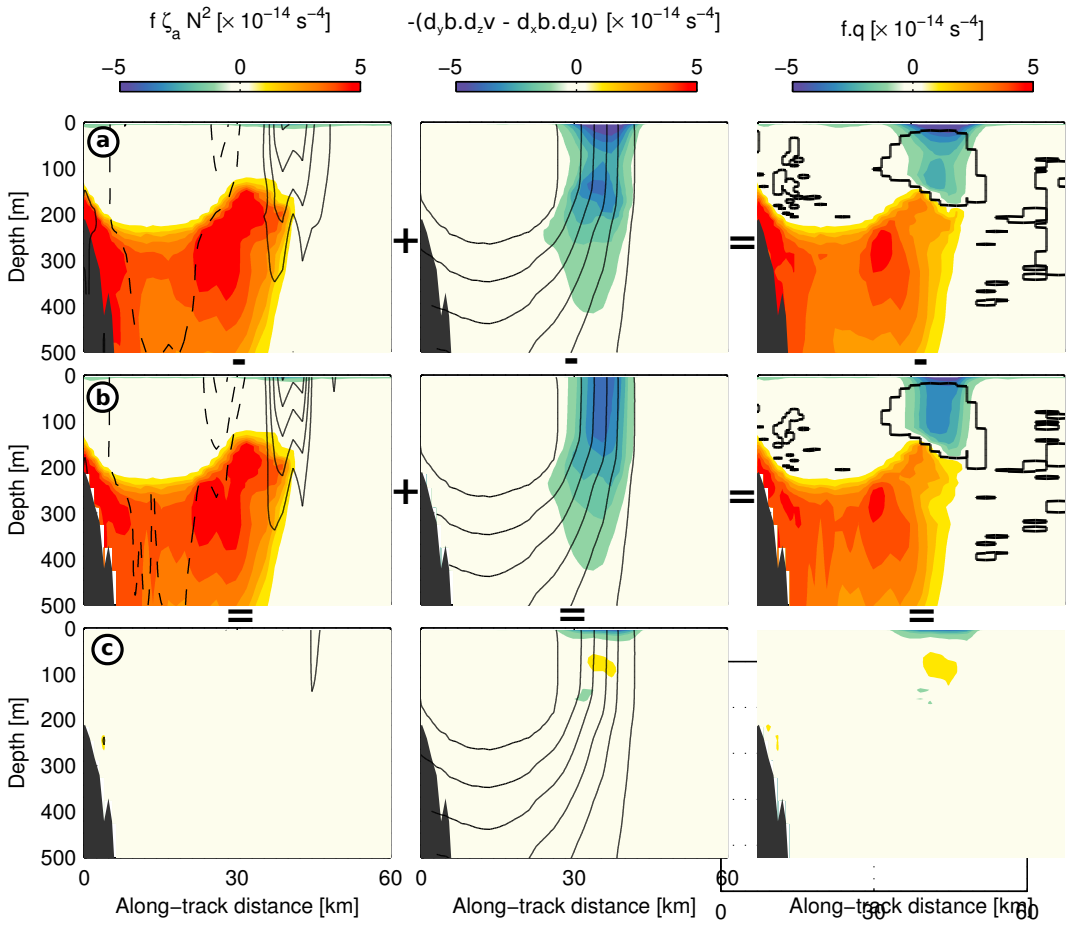


Fig. B3.4 Sections verticales de vorticité potentielle *(a)* totale et *(b)* géostrophique au niveau du Courant Nord simulées par SYMPHONIE au large de Perpignan le 22 janvier 2011. Les contours noirs délimitent les régions symétriquement instables où : $-90° < \Phi_B < \min(\Phi_C, -45°$. A gauche, on représente le terme de la PV lié à la vorticité absolue du fluide et à la stratification. Les contours représentent la vorticité relative du fluide (en traits pleins pour les zones cyclonique et pointillés pour les zones anticycloniques, les contours sont espacés de $0.2f$). À droite, on représente le second terme de la vorticité potentielle lié au cisaillement vertical de courant et aux gradient horizontaux de densité. Les contours représentent des isopycnes choisies. Les graphiques du bas *(c)* représentent les différences entre les termes totaux et les termes géostrophiques.

— $f\zeta_a N^2$: ce terme ne présente pas de différence notable sur la section. La vorticité relative des vitesses totales est toutefois légèrement moins importante sur le bord cyclonique du front ($\simeq 0.6f$ contre $\simeq 0.8f$), ce qui favorise localement la diminution de la vorticité potentielle.

— $f\partial_z u\partial_y b - f\partial_z v\partial_x b$: ce terme contient plus de différence du fait des circulations agéostrophiques. En particulier, le signal au niveau du front diffère près de la surface, traduisant probablement le résultat des mouvements agéostrophiques de la couche d'Ekman ou circulation verticale au niveau du front.

En dehors de la couche de surface, où l'on observe certains effets agéostrophiques, l'accord entre le signal géostrophique de PV et le signal total est bon. En particulier, la zone favorable à l'instabilité symétrique qui s'étend sur 0-200 m au niveau du front est bien capturée sur le signal de PV géostrophique. Du moins, lorsque le forçage atmosphérique est intense, les circulations agéostrophiques du front induisent des différences inférieures au signal de PV négative ($\sim 5\ 10^{-14}\ s^{-4}$).

Échantillonnage glider : La résolution du modèle permet aussi de représenter ce qui se passe aux échelles typiques de la distance entre deux profils glider (~2-4 km en 2-4 h). Les variables du modèle (température, salinité, courants horizontaux, mais aussi des paramètres diagnostiques comme la vorticité potentielle, ...) sont alors interpolées dans le temps et l'espace en suivant la trajectoire en dent de scie d'un glider déployé lors de l'hiver 2011 [3].

La vorticité potentielle géostrophique sert de référence aux estimations glider puisqu'ils ne permettent pas d'estimer les courants agéostrophiques. Ils participent néanmoins aux estimations de courant moyen pendant les plongées des gliders. La figure B3.5 permet de comparer le champ de vorticité potentielle géostrophique à celui reconstitué avec l'échantillonnage d'un glider (c-à-d température, salinité et courants moyens intégrés sur 0-1000 m). Il est utile de noter que la correction de l'angle entre le courant et la direction du front permet d'améliorer nettement les estimations de PV, en particulier dans la zone où celle-ci est négative. Les gradients horizontaux de flottabilité (élevés au carré) et la vorticité relative sont en effet très sensibles à ces corrections géométriques. Ainsi, un angle de 45° entre la trajectoire du glider et les courants aboutit à une correction d'un facteur 2 ($=1/\sin^2(\theta)$). L'amplitude du signal de vorticité potentielle, en particulier dans les régions de PV négative, est inférieure d'un facteur 2-3 au signal total. Cependant, les zones instables à l'instabilité symétrique sont toujours bien identifiées lorsque la correction géométrique des gradients est appliquée.

Dans les différents termes de la vorticité potentielle , l'échantillonnage glider permet une bonne reconstitution du terme : $f\zeta_a N^2$ (voir figure B3.6-a). En revanche, le terme $-|\vec{\nabla}_h b|^2$ est sous-estimé d'un facteur 2-3 (on voit apparaître une pente sur la figure B3.6-b). Ceci est dû au manque d'orthogonalité de l'échantillonnage du glider qui ne résout les gradients de densité que dans une seule direction. L'échantillonnage glider surestime donc systématiquement la vorticité potentielle - ce qui est vrai en particulier pour les zones de PV négative (tous les points de la figure B3.6-c sont sous la première bissectrice).

3. mission MooseT02-02 du glider Sg509 déployé de mi-décembre à fin février le long d'une trajectoire en V entre Marseille et Perpignan en passant par le mouillage LION au centre du bassin.

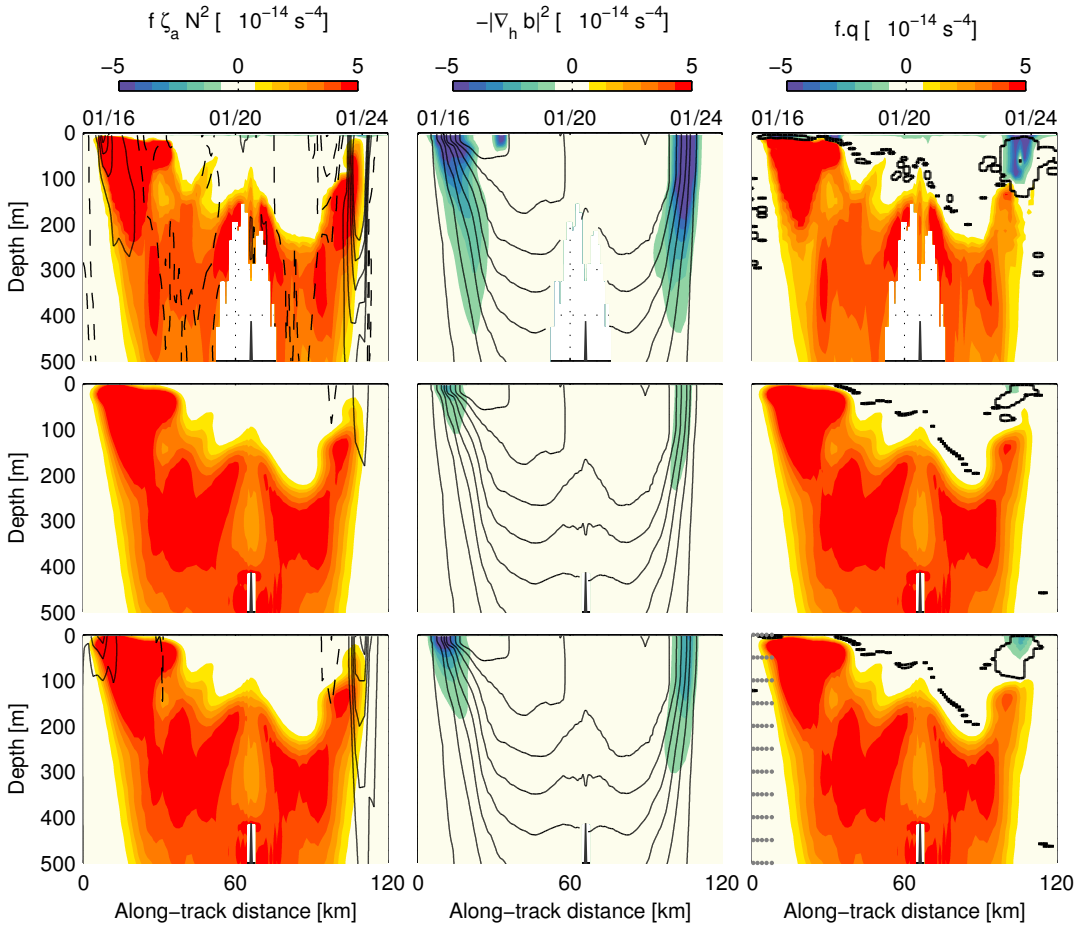


Fig. B3.5 Sections de vorticité potentielle géostrophique et sa reconstruction à partir d'un échantillonnage type "glider" dans le modèle. De gauche à droite, on a les mêmes graphes que ceux de la figure B3.4 décrivant les différents termes de la vorticité potentielle. De haut en bas, on décrit respectivement : le champ de vorticité potentielle géostrophique du modèle interpolé le long de la trajectoire du glider, le calcul de vorticité potentielle par la méthode appliquée aux données glider sans correction puis avec correction de l'angle entre le courant moyen et la trajectoire du glider. Les poins gris correspondent aux zones où l'angle entre le courant et la trajectoire du glider est inférieure à 30°.

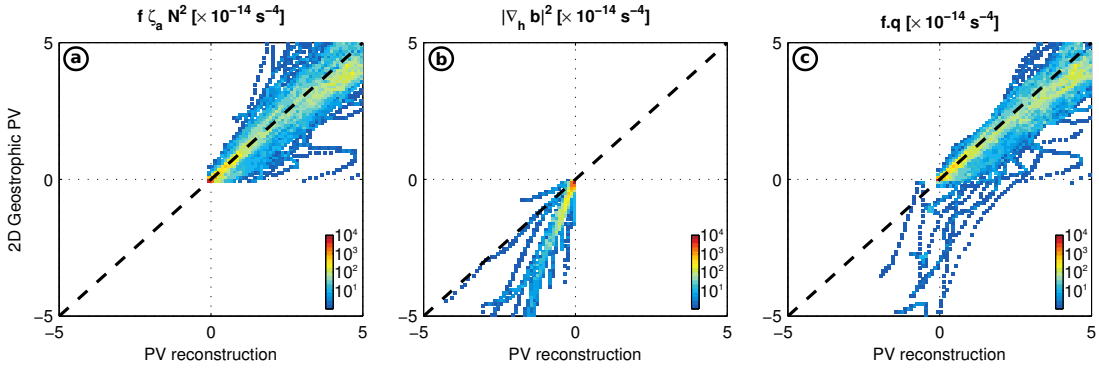


Fig. B3.6 Vorticité potentielle géostrophique vs PV reconstruite à partir d'un échantillonnage type "glider" dans le modèle.

Ainsi, si l'on détecte une zone de PV négative sur des observations *in situ* de gliders, celle-ci peut être considérée comme significative. Il peut cependant arriver que le glider ne soit pas en mesure de retrouver le bon signe du champ de PV à cause de son échantillonnage limité. La méthode appliquée aux données glider semble donc être suffisamment précise pour caractériser les zones instables vis-à-vis de l'instabilité symétrique. La surestimation de la vorticité potentielle due à l'échantillonnage glider renforce même la significativité des zones de PV négative observées.

3 Destruction de vorticité potentielle

a) Le front du Courant Nord lors d'un coup de vent hivernal

Exemple de section glider

Nous allons maintenant nous intéresser à la réaction du front du Courant Nord lors d'un coup de vent hivernal typique. La figure B3.7 montre les données récoltées par un glider entre le 16 et le 24 janvier 2011 dans la partie ouest du Golfe du Lion. Le front est échantillonné à deux reprises et présente deux situations contrastées liées au déclenchement d'un coup de vent intense après la première section :

— première section (NC1) : le front est stratifié et ne présente pas de signal particulier. La vorticité potentielle est globalement positive jusqu'à la surface dans la zone frontale.

— deuxième section (NC2) : le coup de vent s'est déclenché lorsque le glider a commencé à faire demi-tour. Au moment où il franchit de nouveau le front, les pertes de chaleurs ne sont certes plus à leur niveau maximal de $\sim -1000\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ mais sont encore très importantes ($< -500\,\mathrm{W\,m^{-2}}$). En réaction au coup de vent, les isopycnes s'inclinent fortement, provoquant un renforcement des gradients de densité et une diminution de la stratification. La vorticité potentielle du fluide estimée par les données glider présente bien une zone de PV négative symétriquement instable. Cette

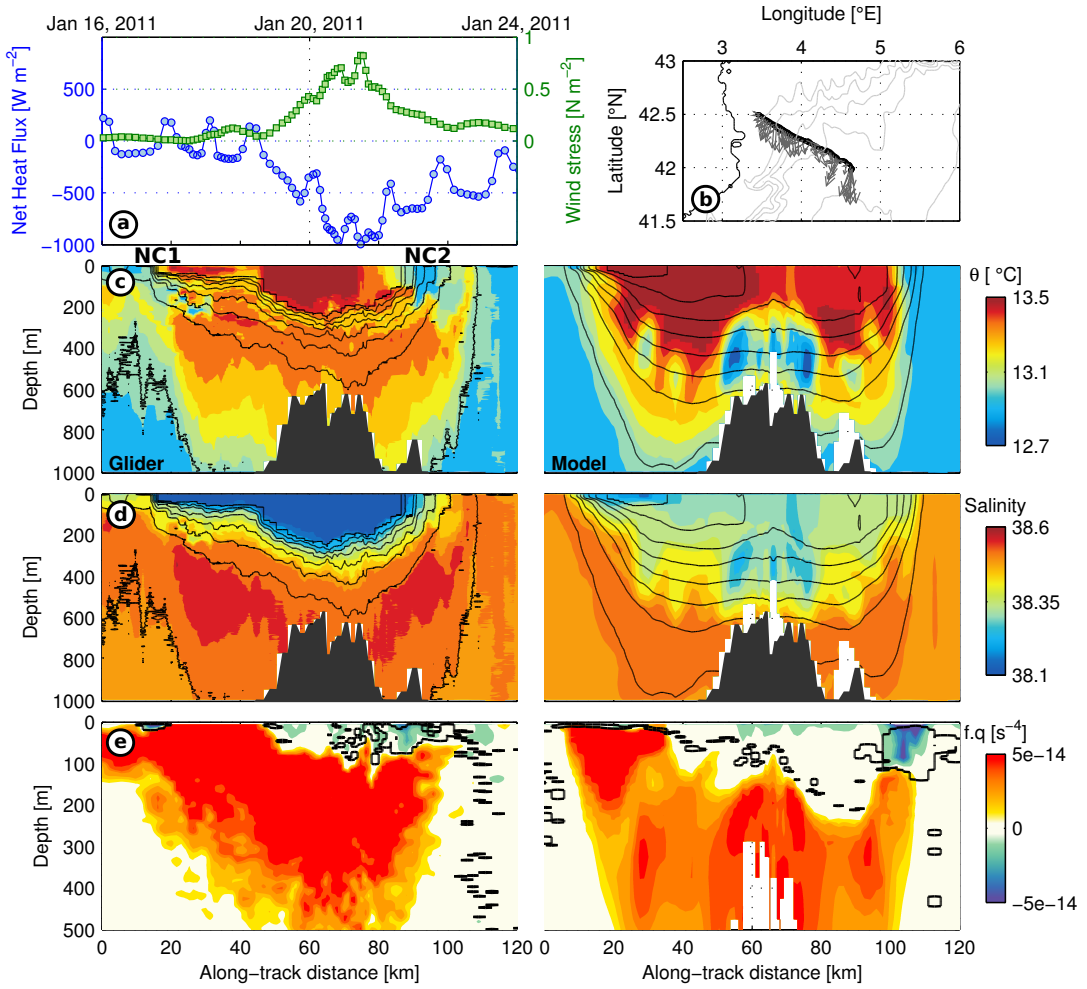


Fig. B3.7 Données glider traversant le front du Courant Nord lors d'un coup de vent : *(a)* représente les pertes de chaleur et le module de la tension de vent interpolés sur la position du glider. (b) est une carte où figure la trajectoire du glider avec des flèches grises représentant les courants moyens. Sections de : *(c)* température, *(d)* salinité avec des contours de densité et *(e)* de vorticité potentielle à partir des données du glider *(à gauche)* et modélisées par SYMPHONIE *(à droite)*. Les contours noirs délimitent les régions symétriquement instables vérifiant $-90° < \Phi_B < \min(\Phi_C, -45°)$.

zone s'étend sur la couche 0-100 m et sur presque toute la largeur du front (~20 km). Les sections de température et de salinité montrent également une variabilité notable au sein du front, où des mouvements verticaux orientés approximativement le long des isopycnes semblent avoir lieu avec des remontées d'Eaux Levantines Intermédiaires chaudes et salées qui alternent avec des descentes d'eaux froides et moins salées.

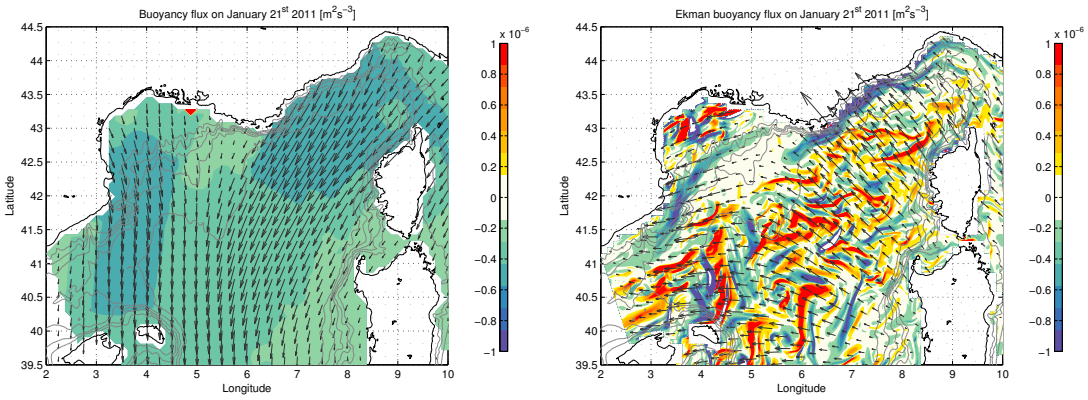


Fig. B3.8 Flux de flottabilité calculés le 21 janvier 2011 à partir du modèle : *(à gauche :)* pertes de flottabilité dues aux flux de chaleur. Les flèches représentent la direction et l'intensité des vents ; *(à droite :)* Les flèches représentent cette fois le transport d'Ekman.

Le modèle nous montre une image cohérente avec les observations glider, notamment en termes de variabilité à petite échelle. Le signal de vorticité potentielle est également très similaire, bien que plus étendu en profondeur et plus intense dans le modèle. On rappelle que l'échantillonnage du glider conduit à une surestimation systématique de la PV. De légers biais du modèle peuvent également être notés : par exemple, une salinité plus importante des Eaux Atlantiques du modèle (~38.3 contre <38.1 mesuré par le glider) atténuant ainsi les gradients verticaux et horizontaux de densité ; la présence d'eaux froides au niveau du plateau non observées à ce moment dans les données ; ou encore le décalage du front vers le large de ~20 km.

Après la vérification du bon accord général entre les données et le modèle, il convient de nous intéresser à la vision détaillée des processus en jeu qu'offre le modèle, que nous allons détailler dans ce qui suit.

Pertes de flottabilité : flux de chaleur vs action du vent

En hiver, les pertes de flottabilité des régions convectives sont classiquement associées aux intenses pertes de chaleur qui y ont lieu [Schott et al., 1996]. Elles agissent en effet à l 'échelle du forçage atmosphérique comparable à celle du bassin et leur effet intégré sur la zone convective est important. Le flux de flottabilité correspondant peut s'exprimer par :

$$HBF = \frac{g}{\rho_0}\left(\frac{\alpha}{C_p}Q_{net} + \rho_0\beta(E-P)S_{surf}\right) \tag{3.1}$$

où : α (resp. β) est le coefficient de dilatation thermique (resp. halin), S_{surf} la salinité de surface et $E-P$ le bilan de l'évaporation moins précipitations.

Cependant, l'effet de l'action mécanique du vent sur les couches de surface peut également être très important, voire dominant lorsque les vents sont orientés dans le sens du front [Thomas, 2005a]. Les flux de flottabilité dus à cette action s'écrivent alors :

$$EkBF = \left(\frac{\hat{z} \times \vec{\tau}}{\rho_0 \zeta_a}\right) \cdot \vec{\nabla} b \tag{3.2}$$

où : $\vec{\tau}$ est la tension de vent et $\zeta_a = f + ||\nabla \times \vec{u}||$ la vorticité absolue du fluide.

Le premier terme représente le transport d'Ekman non-linéaire [Stern, 1965, Niiler, 1969]. Cette expression du transport plus réaliste intègre une modulation du transport d'Ekman en fonction de la vorticité du fluide, qui peut notamment être à l'origine de mouvements verticaux importants au sein de tourbillons de mésoéchelle [Mahadevan et al., 2008].

Ces deux termes ont été quantifiés à partir des sorties du modèle. Au 21 janvier, pendant le fort coup de vent, les flux de flottabilité associés aux pertes de chaleur sont de ~-0.5 $10^{-6} m^2\ s^{-3}$ dans la zone de convection. Ceux liés à l'action mécanique du vent atteignent des valeurs presque deux fois plus importantes le long du front du Courant Nord : principalement à l'est en Mer Ligure et dans la partie ouest du Golfe du Lion. Dans ces zones, le vent est en effet orienté dans la direction du courant, ce qui favorise les pertes de flottabilité par l'action mécanique du vent. Le glider, qui a traversé le Courant Nord dans la partie ouest du Golfe du Lion , a bien subi ces fortes pertes de flottabilité dues au vent (voir figure B3.7-b). La zone de convection correspond à une zone où ces flux sont inhibés du fait que cette zone est très homogène en densité et ne présente pas de forts gradients horizontaux de densité. Plus au sud et à l'est de la zone de mélange, l'océan est très turbulent et caractérisé par une multitude de structures tourbillonnaires à mésoéchelle. L'orientation très variable des gradients de densité associés à ces tourbillons module alors fortement le signe des flux de flottabilité. Cette situation est donc assez différente de celle de Courant Nord, où le forçage dû au vent peut agir de manière très intense et homogène durant toute la durée du coup de vent en raison de l'orientation du talus contrôlant celle du front.

Distribution horizontale de vorticité potentielle

Pour compléter la vision verticale du glider sur l'horizontale, le modèle peut être utilisé pour observer le champ de vorticité potentielle à différentes profondeur : ici, 20 m, 50 m, 100 m et 200 m (voir figure B3.9). À 20 m de profondeur, la vorticité potentielle est très variable, y compris dans la zone de convection, à cause de l'omniprésence de courants agéostrophiques générés par le vent. Plus en profondeur, on distingue bien la zone de convection profonde caractérisée par une vorticité potentielle proche de zéro. Ces eaux à la vorticité quasi-nulle sont les eaux profondes nouvellement formées qui vont ensuite se répandre à travers le bassin, en de nombreuses structures tourbillonnaires. Lors de cet intense coup de vent, les zones de PV négative observées sur les sections verticales du front

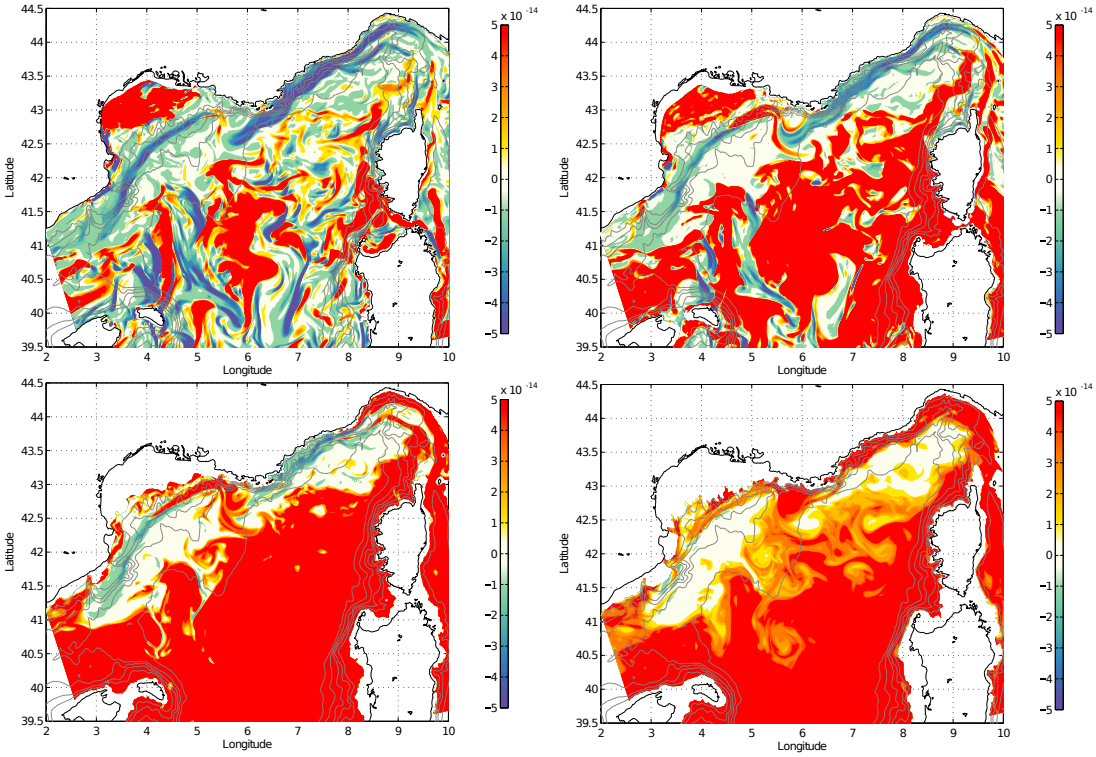


Fig. B3.9 Vorticité potentielle (fq en s^{-4}) calculée par le modèle SYMPHONIE lors du coup de vent du 21 janvier 2011 à différentes profondeurs : 20, 50, 100 et 200 m.

à l'ouest du Golfe du Lion et en mer Ligure (voir figure B3.7) s'étendent très clairement le long du front du Courant Nord en profondeur jusqu'à une centaine de mètres, voire même 200 m.

Ces zones de vorticité potentielle négative s'étendent sur ~150-200 km le long de la zone frontale du NC et sont observées durant toute la durée du coup de vent (4-5 jours) avant de s'estomper en quelques jours. La figure B3.8 montre bien la corrélation entre le signal de vorticité potentielle négative et la présence de pertes de flottabilité dus au vent importants. Le vent semble donc avoir un rôle crucial dans la destruction de la PV dans les régions frontales du Courant Nord.

Observations glider des instabilités frontales

La trajectoire du Courant Nord contrainte par la bathymétrie permet la destruction importante de PV par l'action du vent, qui est également contrainte par les montagnes autour du bassin et a une composante importante le long du front océanique. Des zones étendues de ~150-200 km suivant l'écoulement du NC en mer Ligure et à l'ouest du Golfe du Lion semblent particulièrement impactées par ce phénomène. Elles correspondent en effet à une orientation favorable des courants et des vents dominant en action (de nord dans le Golfe du Lion et d'est en mer Ligure). Dans ces régions de PV négatives persistantes sur

plusieurs jours ($> f^{-1}$), l'instabilité symétrique peut avoir le temps de se développer. Au large, la situation est très changeante et les zones de PV négatives très variables, ce qui laisse moins de temps à cette instabilité pour se développer.

Avec les données *in situ* collectées par les gliders, on peut observer des zones favorables à l'instabilité symétrique. Des situations aussi claires que celle présentée sur la section B3.7 restent toutefois rares sur l'ensemble des données. Le timing entre le coup de vent et l'échantillonnage du Courant Nord, ainsi qu'une bonne orthogonalité des courants avec la trajectoire du glider, sont autant d'éléments requis pour avoir une chance de détecter ce type de signal. Le modèle suggère que ces situations se produisent plus favorablement dans certaines régions frontales du Courant Nord ; or les gliders ne sont pas passés exclusivement dans ces régions, ce qui restreint également l'observation de ce phénomène.

Une longueur d'onde spatiale dans les signaux de température, salinité, et éventuellement oxygène et/ou fluorescence, apparaît souvent dans le cas de situations d'instabilité comme celle présentée sur la figure B3.7. Une longueur d'onde théorique a été prédite pour l'instabilité symétrique [Thomas and Lee, 2005] :

$$\lambda = \frac{4H\sqrt{-f\,q_{ml}}}{f^2} \tag{3.3}$$

où : $-q_{ml}$ correspond à la valeur de la vorticité potentielle négative au niveau du front (ici, $f\,q_{ml} = 5\ 10^{-14}\mathrm{s}^{-4}$) et H est la hauteur de la couche de vorticité négative (ici, $H = 100-200$ m). La longueur d'onde prédite par cette loi est donc de 4-8 km, ce qui semble en bon accord avec ce que montrent les données avec la présence généralement d'une ou deux longueurs d'onde sur une largeur du front de 10-20 km.

b) Échanges verticaux au niveau des fronts

Sources de vitesses verticales

Estimer les vitesses verticales dans ce genre d'écoulement est un grand challenge de l'océanographie actuelle. Ce type de signal est impossible à mesurer directement par des observations *in situ* du fait des faibles signaux ~1-10 mm s^{-1}, souvent masqués par des vitesses verticales de l'ordre de 1 cm s^{-1} dues à des ondes internes. De plus, celles-ci se concentrent à petite échelle au niveau d'écoulements non-linéaires et agéostrophiques ($Ro \sim 1$) qui évoluent rapidement [Mahadevan and Tandon, 2006, Thomas et al., 2008]. Par conséquent, ces vitesses sont généralement diagnostiquées indirectement via l'équation-ω [Hoskins et al., 1978].

Cette méthode dans son expression la plus simple (hypothèse quasi-géostrophique), prend uniquement en compte le champ de vitesse géostrophique et permet un diagnostic des vitesses verticales à partir de données *in situ* [Pollard and Regier, 1992, Fiekas et al., 1994, Allen and Smeed, 1996, Allen et al., 2001]. Cependant, elle sous-estime bien souvent l'intensité des vitesses verticales [Ruiz et al., 2009, Thomas et al., 2010]. Des

termes diabatiques sont effectivement importants dans les régions de fort mélange. On peut alors appliquer une formulation généralisée de l'équation-ω, qui prend en compte l'ensemble de ces termes de forçage [Giordani et al., 2006] et permet de mieux diagnostiquer les vitesses verticales [Pallás-Sanz et al., 2010].

Les données récoltées par les gliders le long d'une trajectoire unidirectionnelle ne permettent pas seules d'estimer les vitesses verticales à partir de l'équation-ω, en raison du manque d'information dans la direction orthogonale à sa trajectoire. [Ruiz et al., 2009] s'est alors affranchi de cette contrainte en combinant les données avec le signal altimétrique, mais les vitesses verticales $0(1\text{ m jour}^{-1})$ semblaient bien moins importantes que celles suggérées par le signal de fluorescence en profondeur. De plus, le déplacement relativement lent d'un glider ne permet pas de couvrir de manière synoptique une grande distance (~20 km en une période d'inertie). Le modèle sera donc notre seul outil pour examiner la réponse de la dynamique verticale du front à un coup de vent.

Modes instables de l'instabilité symétrique

Le forçage dynamique de la zone au large du Golfe du Lion est principalement impacté par la turbulence à mésoéchelle, omniprésente. Celle-ci va notamment favoriser la frontogenèse et la subduction au niveau des nombreux fronts qu'on peut y trouver [Spall, 1995, Capet et al., 2008]. Dans la région frontale de PV négative persistante du Courant Nord, la dynamique de l'instabilité symétrique peut apparaître.

La figure B3.10 nous montre l'évolution du front du Courant Nord lors de la phase de restratification rapide suivant le coup de vent de fin janvier. Dans la situation initiale, le front est particulièrement droit et la vorticité potentielle est fortement négative avec des valeurs de $\sim 5\ 10^{-14}\ \text{s}^{-4}$. La zone frontale, en particulier dans la région de PV négative, est caractérisée par une agéostrophie marquée qui a tendance à accentuer la déstabilisation du fluide vis-à-vis de l'instabilité symétrique ($\partial_z u \partial_y b - \partial_z v \partial_x b > |\vec{\nabla}_h b|^2$). Par la suite, le front évolue rapidement vers une situation plus stable où la PV est moins négative : la zone en bleu de la figure B3.10-c a quasiment disparu au bout de 24 h. Les isopycnes sont également moins inclinées et la zone frontale plus large. La dynamique du front se rapproche également de l'équilibre géostrophique. À l'interface entre la PV négative et positive, on remarque aussi l'apparition de vitesses verticales positives de ~100 m par jour qui tendent à ramener le fluide de vorticité positive vers la surface. Une restratification rapide du front a donc lieu et génère des vitesses verticales importantes sous la turbocline, où la diffusion verticale reste faible.

Une étude de l'instabilité symétrique dans une configuration frontale idéalisée avec toute une série de différents modèle a permis de distinguer les facteurs limitants dans la résolution de ce phénomène en terme de résolution numérique et de viscosité [Bachman and Taylor, 2014]. Dans le cas du modèle SYMPHONIE, la résolution spatiale semble être suffisante pour résoudre cette instabilité étant donné la taille typique des structures de vitesses verticales qu'elle génère. Toutefois, en configuration réaliste, les para-

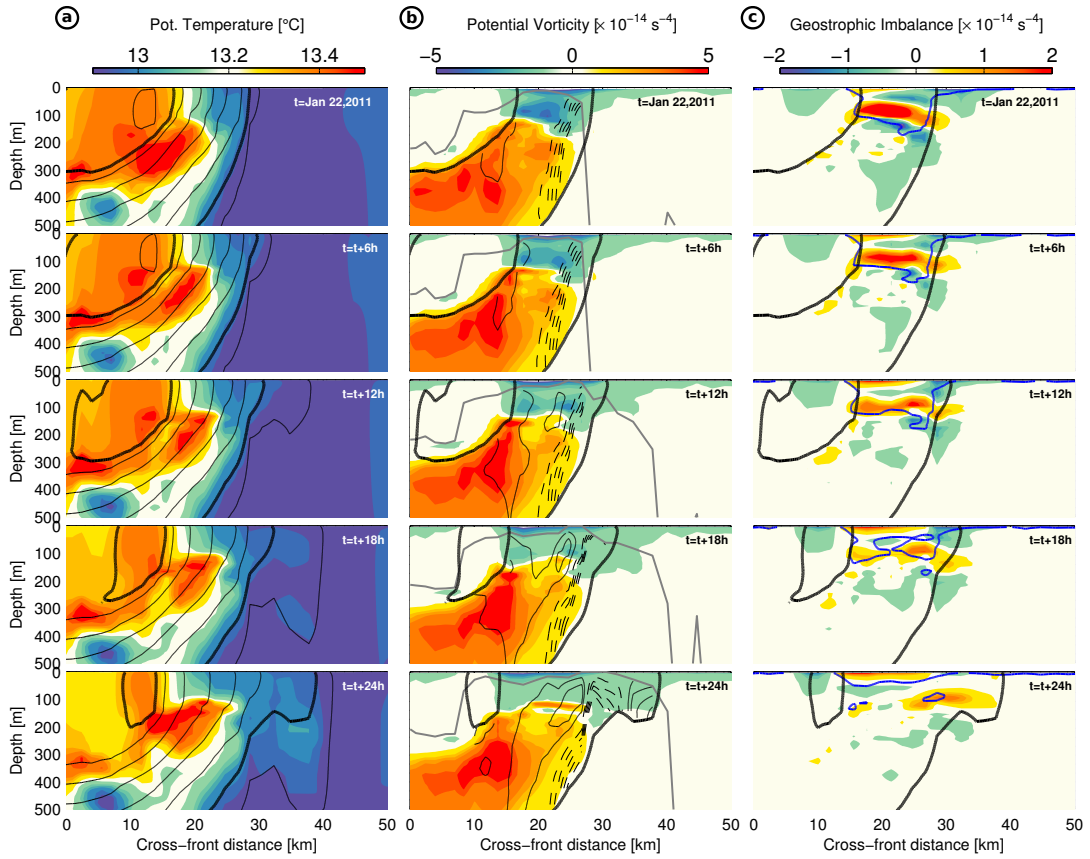


Fig. B3.10 Réponse temporelle du front du Courant Nord à un coup de vent dans le modèle SYMPHONIE : Sections toutes les 6 h de : *(a)* température avec isopycnes indiquées en noir. Les isopycnes 28.9 et 29.1 kg m^{-3} permettent de repérer la zone frontale ; *(b)* vorticité potentielle avec contours de vitesses verticales dans le zone frontale (espacés de 50 m jour^{-1} entre 0 et 250 m jour^{-1}). Les contours pointillés réfèrent à des vitesses verticales négatives. Le contour gris représente la turbocline définie par un coefficient de diffusion de 0.1 m^2 s^{-1} ; *(c)* déséquilibre géostrophique : $\partial_z u \partial_y b - \partial_z v \partial_x b - |\vec{\nabla}_h b|^2$. Le contour bleu correspond aux zones de PV<1 10^{-14} s^{-4}.

mètres de diffusion verticale évoluant en permanence et rapidement avec les caractéristiques de l'écoulement selon les équations de fermeture de la turbulence. Il devient alors beaucoup plus difficile de distinguer la part de restratification provenant directement de l'instabilité symétrique de celle provenant de la paramétrisation de la turbulence.

c) Impacts sur la biogéochimie

Les mouvements verticaux qui semblent avoir lieu au niveau des fronts peuvent avoir un impact important sur le développement du phytoplancton [Nagai et al., 2008]. La figure B3.11 montre l'exemple d'une section glider équipée d'un capteur de fluorescence[4]. La

4. calibré sur les données de chlorophylle satellite par la méthode de [Lavigne et al., 2012].

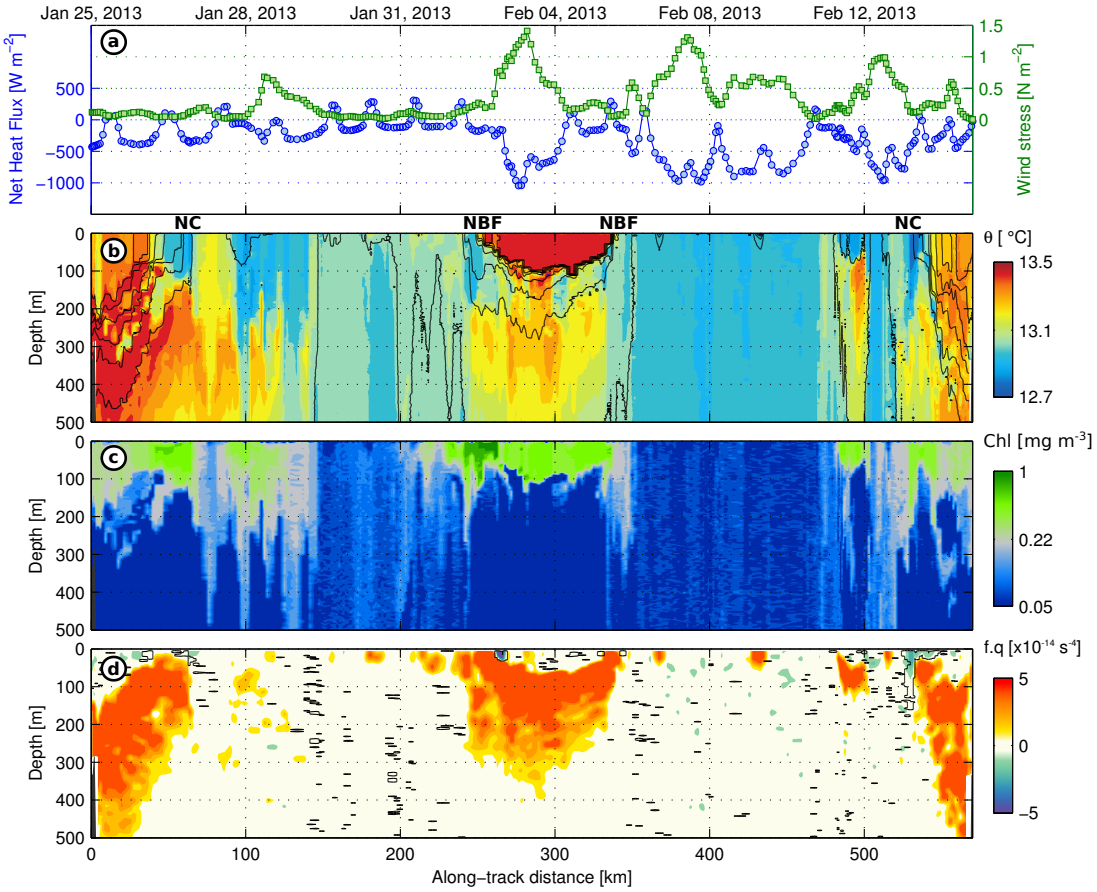


Fig. B3.11 Section glider à travers la zone de convection lors de l'hiver 2013 : *(a)* flux de chaleur et module de la tension de vent le long de la trajectoire du glider ; Sections de : *(b)* température avec contours isopycnaux ; *(c)* chlorophylle ; *(d)* vorticité potentielle avec en contours noirs les régions symétriquement instables : $-90° < \Phi_B < \min(\Phi_C, -45°)$.

courbe de flux de chaleur donne l'historique des coups de vent au cours du déploiement. Cette section coupe la zone de mélange du nord au sud et consiste en un aller-retour. Le signal de température montre les zones où a lieu le mélange vertical, ainsi que le signal de subduction au niveau des fronts. On peut remarquer le signal de dilution de la biomasse phytoplanctonique dans la zone de mélange. Au niveau des fronts en bordure de la zone convective, des concentrations plus importantes de chlorophylle proche de la surface sont remarquablement observées. En profondeur, un signal de chlorophylle approximativement aligné avec les isopycnes apparaît dans des patchs d'eau froide subductés en profondeur du côté léger et stratifié du front. Les concentrations les plus importantes sont trouvées au niveau du NBF dominé par le rôle de la turbulence mésoéchelle, qui peut avoir un impact important dans l'export en profondeur de carbone organique [Omand et al., 2015].

On a également représenté la vorticité potentielle le long de la trajectoire du glider. Celle-ci nous montre en particulier une zone favorable à l'instabilité symétrique étendue lors de la dernière section du NC. Pour que de la PV négative apparaisse, il est nécessaire que le glider traverse le front pendant ou juste après un coup de vent ; et cette observation suivent juste le déclenchement d'un coup de vent caractérisé par des pertes de chaleur de ~-1000 W m^{-2}. Des mouvements verticaux importants résultant du déclenchement de l'instabilité symétrique peuvent donc éventuellement être actifs à ce moment. Une fois amené en profondeur, le signal de chlorophylle peut persister pendant quelques jours, le temps que le phytoplancton se dégrade. Ce traceur, tout comme la température, subit alors les effets des contraintes dynamiques de l'écoulement, qui a également une influence sur leur distribution verticale à sous-mésoéchelle [Smith and Ferrari, 2009, Meunier et al., 2015]. Pour cette raison, le signal de subduction est omniprésent et difficile à interpréter en terme de processus d'échanges verticaux. Seule la vorticité potentielle nous renseigne sur la stabilité du fluide vis-à-vis de l'instabilité symétrique et de son impact potentiel.

4 Bilan et perspectives

Nous venons d'étudier la dynamique frontale hivernale en bordure du Courant Nord. La turbulence à sous-mésoéchelle est connue pour se renforcer en hiver [Callies et al., 2015]. Nous diagnostiquons la vorticité potentielle (PV) de l'écoulement à partir de données glider et avons validé son calcul grâce au modèle SYMPHONIE (configuration régionale réaliste à 1 km de résolution). Des zones de PV négatives apparaissent aux niveau des fronts lorsque ceux-ci sont soumis à un important forçage. Le rôle du vent dans les pertes de flottabilité du front et la destruction de PV est prépondérant. Le vent, combiné à celui des pertes de chaleur, joue un rôle important dans les flux verticaux au niveau des fronts [Yoshikawa et al., 2012]. Les zones de PV négatives s'étendent en profondeur jusqu'à ~150 m et dans de larges bandes de ~200 km correspondant aux zones où le vent et le front sont alignés ("*downfront winds*"). Lors d'un coup de vent typique de l'hiver 2011, deux zones favorables à la destruction de vorticité apparaissent clairement : en mer Ligure en lien avec des vents d'est et à l'ouest du Golfe du Lion en lien avec des vents du nord (Mistral et Tramontane). Les données gliders de chlorophylle révèlent que tous ces échanges verticaux sont importants pour le maintien de la production primaire hivernale [Taylor and Ferrari, 2011a].

Certains aspects pourront toutefois être approfondis dans le futur pour compléter cette étude :

— Une validation statistique des caractéristiques de l'écoulement (vorticité relative, taux de déformation, etc...) à partir des données glider et des données ADCP collectées lors de la campagne hivernale pourrait être poursuivie, comme cela a été fait dans [Shcherbina et al., 2013].

— Les coups de vents hivernaux pourraient être étudiés de manière statistique sur une plus grande période temporelle grâce à la ré-analyse ALDERA et en utilisant les champs moyens du modèle sur la période hivernale. Ainsi, nous pourrons identifier de manière plus robuste les zones frontales favorisant la destruction de PV due au vent.
— Concernant les flux verticaux, l'étude des trajectoires de particules lagrangiennes relâchées dans le modèle pourrait permettre aussi de mieux connaître l'histoire de la subduction. Le diagnostic des vitesses verticales via l'équation-ω généralisée permettrait également d'extraire des informations intéressantes sur les sources de vitesses verticales de l'écoulement [Giordani et al., 2006].
— Enfin, une étude des processus de couplage biogéochimique à sous-mésoéchelle pourrait être entreprise en analysant les sorties du modèle couplé physique/biogéochimie SYMPHONIE-ECO3M développé dans l'équipe du Laboratoire d'Aérologie.

Troisième partie

PROCESSUS TOURBILLONNAIRES DE LA PHASE POST-CONVECTIVE

CHAPITRE

C1

Export des eaux issues du mélange hivernal par des structures tourbillonnaires de subsurface

Sommaire

1 Synthèse de l'article (en préparation) **156**
2 Modélisation réaliste des tourbillons dans une simulation régionale . . . **159**
3 Ajustement dynamique de l'océan intérieur en réponse à une intrusion d'eaux denses **161**
a) Introduction 161
b) Ajustement à $1^1/_2$ couches 162
c) Ajustement à $2^1/_2$ couches 165
d) Bilan et perspectives 170

Nous avons étudié dans la partie précédente les différents processus physiques intervenant dans le renouvellement des masses d'eau profondes. Lors de la phase de restratification qui suit, la zone mélangée se trouve fractionnée en de nombreuses structures tourbillonnaires [Testor and Gascard, 2006]. Ces structures cohérentes animent l'océan profond de mouvements très énergétiques qui permettent de transporter près de la moitié des nouvelles Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale (nWMDW) sur de grandes distances [Testor and Gascard, 2003]. Ces informations peuvent aujourd'hui être complétées par les mesures faites par les plateformes autonomes qui fournissent des informations sur la structure verticale de ces tourbillons de petite taille (rayon ~5 km).

Le manuscrit d'un article en cours de préparation se trouve en annexe et nous allons ici en résumer les résultats principaux. Nous aborderons ensuite le problème de la modélisation réaliste des tourbillons de sous-mésoéchelle issus du mélange vertical. Et enfin, nous détaillerons par des considérations théoriques l'ajustement dynamique d'une anomalie de densité en contact avec le fond pouvant expliquer la formation d'un certain type de tourbillon cyclonique profond.

1 Synthèse de l'article (en préparation)

Depuis 2010, un intense effort de collecte de données *in situ* a été réalisé avec le déploiement régulier de gliders, l'organisation de campagnes en mer et la maintenance du mouillage LION. Ce système d'observation intégré permet notamment de suivre l'histoire du mélange vertical dans le Golfe du Lion et la détection de structures tourbillonnaires issues du mélange.

Nous nous intéressons à la période 2010-2013 constituée de 4 hivers consécutifs de convection profonde atteignant le plancher océanique dans le Golfe du Lion. En mer Ligure, le mélange a été peu profond (<500 m) lors des hivers 2010 et 2011 avec la formation d'Eaux d'Hiver Intermédiaires, et plus profond (~1000 m) en 2012 et 2013 avec la formation d'Eaux d'Hiver Profondes. De nombreuses structures tourbillonnaires sont détectées sur les données gliders et les stations CTD de campagne.

Les données de gliders permettent de caractériser la dynamique des tourbillons en terme de rayon, vitesses orbitales, stratification, ... La démarche est similaire à celle utilisée dans [Bosse et al., 2015]. On ajoute toutefois une précision supplémentaire dans le calcul des vitesses cyclogéostrophiques en introduisant une méthode permettant de calculer la composante géostrophique des vitesses moyennes estimées par les gliders.

Ces données ne fournissent pas d'informations aux profondeurs >1000 m. Les données de campagnes sont alors utilisées pour documenter la structure profonde des tourbillons. La résolution de l'échantillonnage des campagnes (20 km entre les stations) ne permet toutefois pas de résoudre les petites échelles horizontales de ces tourbillons.

On distingue la présence d'anticyclones et de cyclones transportant les eaux du mélange hivernal caractérisées par une faible stratification (faible vorticité potentielle) :

— les anticyclones ont une structure typique de tourbillons de subsurface cohérents de sous-mésoéchelle ou SCV ("Submesoscale Coherent Vortices") [McWilliams, 1985]. De telles structures sont formées par l'ajustement cyclogéostrophique d'une parcelle de fluide homogène injectée dans un milieu stratifié [McWilliams, 1988]. Les caractéristiques θ/S du cœur des SCVs anticycloniques varient en fonction de la profondeur du mélange qui les a générés formant ainsi trois catégories principales (voir figure C1.1-a,b,c) : SCVs d'Eaux d'Hiver Intermédiaires (WIW) ($\theta < 13°C$, issus d'un mélange peu profond ~500 m), d'Eaux d'Hiver Profondes (mélange à ~1000 m en mer Ligure) et d'eaux profondes (mélange profond >1500 m dans le Golfe du Lion). Sur les quatre années de la période d'étude, on a pu détecter respectivement 4, 5 et 9 spécimens de ces différentes catégories. Ils sont caractérisés dynamiquement par des vitesses orbitales maximales à grande profondeur (parfois >1000 m pour les SCVs de WMDW) de l'ordre de 12-18 cm s^{-1}et un rayon de 5-8 km. Par conséquent, les nombres de Rossby associés à ces structures sont très importants −(0.3-0.6).

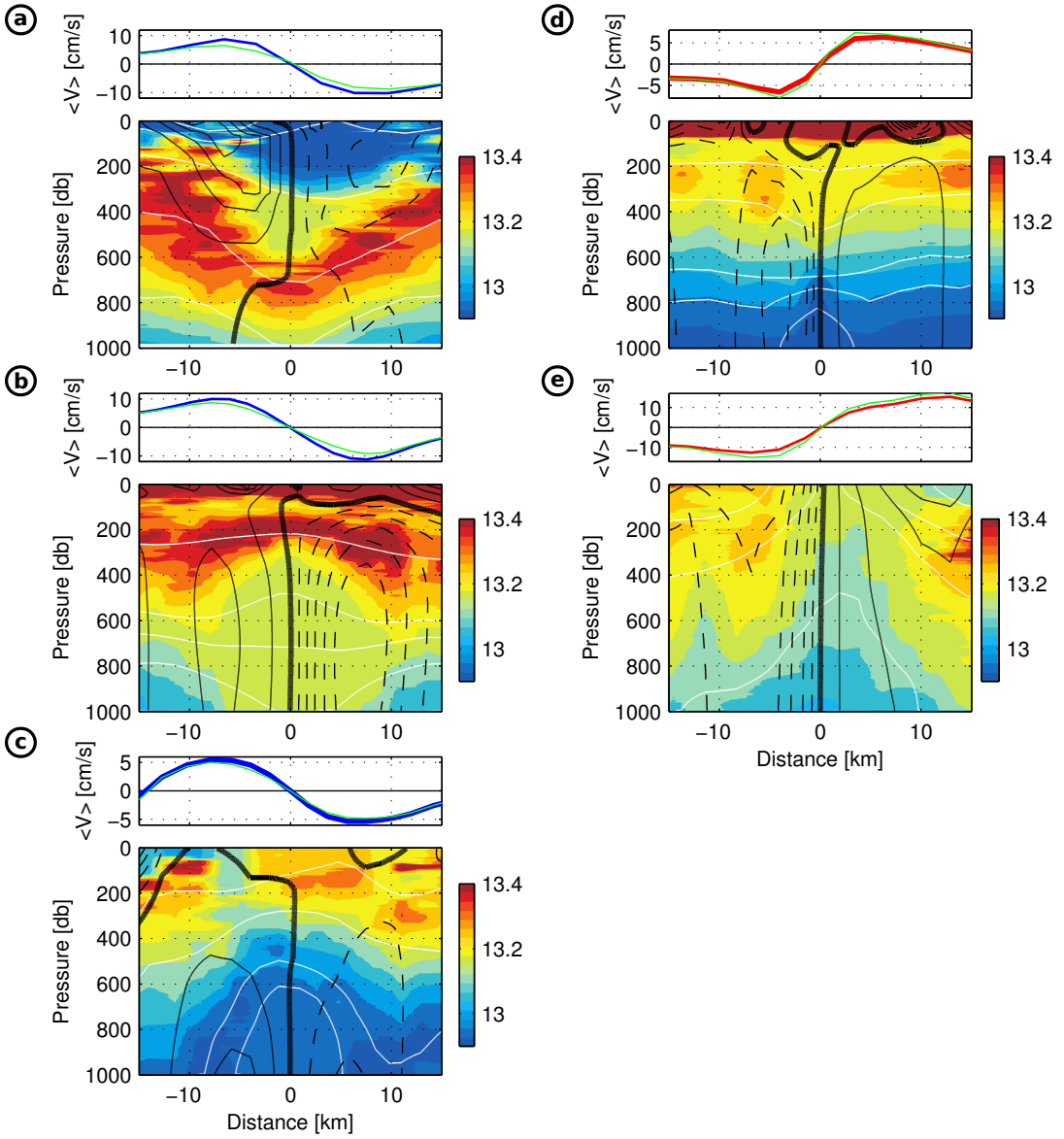


Fig. C1.1 Observations glider des différents types de SCVs formés par mélange hivernal. SCVs anticycloniques de : *(a)* WIW ; *(b)* Eaux d'Hiver Profondes ; *(c)* nWMDW. Tourbillons cycloniques caractérisés par un maximum de vitesses : *(d)* en profondeur ; *(e)* en surface. Tiré de [Bosse et al., 2016], voir annexe pour plus de détails.

— les cyclones possèdent un cœur d'eaux denses au niveau du fond. En fonction de l'extension verticale de cette anomalie du champ de densité profond, ils n'ont pas la même expression dynamique. On distingue ainsi deux catégories principales (voir figure C1.1-e,f : 1) les cyclones ayant une vitesse maximale proche de la surface (0-200 m) ; 2) ceux dont le maximum de vitesse est situé en profondeur (300-1000 m).

On observe 11 cyclones de la première catégorie et 14 de la seconde. Ils possèdent un rayon du même ordre de grandeur que celui des anticyclones, soit 6-8 km et des vitesses de 9-16 cm s^{-1}. Leur nombre de Rossby est également important : 0.3-0.4.

On peut faire une analogie intéressante entre les SCVs anticycloniques et les cyclones au cœur de vitesse situé à grande profondeur. Ce sont toutes les deux des structures cohérentes de petit rayon et capables de survivre pendant au moins un an. Au niveau du cœur de vitesse, les anticyclones sont caractérisés par une anomalie négative de la vorticité potentielle (vorticité anticyclonique et diminution locale de la stratification) et les cyclones par une anomalie positive (vorticité cyclonique et augmentation locale de la stratification). Ainsi, on qualifie ces cyclones de "SCVs cycloniques". Cette dénomination n'est pas répandue, car peu d'études montrent l'existence de tels cyclones profonds et cohérents [Carton et al., 2002, Barbosa Aguiar et al., 2013, Barbosa Aguiar et al., 2015]. Au vu de leur nombre plus important que les anticyclones détectés, ils semblent jouer un rôle prépondérant dans la dispersion des eaux profondes nouvellement formées en hiver en Méditerranée Nord-occidentale, du moins lors d'épisodes intenses où la couche de mélange atteint le fond.

D'un point de vue des caractéristiques globales du mélange (profondeur de la couche mélange, volume convecté, ...), les quatre épisodes convectifs sont relativement similaires dans le Golfe du Lion (voir chapitre B1). Le nombre de structures tourbillonnaires observées sur toute la surface du bassin et à toute période de l'année suggère que les tourbillons de subsurface (anticyclones et cyclones) ont une durée de vie étendue. Nous estimons de manière statistique leur nombre total en fonction de la couverture des observations *in situ* à l'échelle du bassin. Un nombre typique de 100 tourbillons répartis sur la surface du bassin est ainsi trouvé. Ils ont la capacité d'exporter près de la moitié des eaux issues du mélange, comme cela a déjà été estimé dans le passé [Testor and Gascard, 2006]. De plus, la durée de vie étendue (>1 an) de ces SCVs leur permet de parcourir de longues distances et disperser ainsi les eaux du mélange hivernal à travers tout le bassin occidental de la Méditerranée [Testor and Gascard, 2003].

L'impact de ces structures sur le préconditionnement local de la colonne d'eau aux processus de mélange est également abordé.

Le nombre important de cyclones observés nous indique qu'ils sont une composante majeure de l'export des eaux profondes nouvellement formées ces années-là. Les caractéristiques θ/S mesurées dans les SCVs anticycloniques révèlent une température et une salinité toujours plus importantes que celles mesurées près du fond dans les cyclones. Cela suggère que les anomalies de densité en profondeur interviennent dans la formation des cyclones. L'intrusion de ces anomalies dans un milieu plus stratifié est *a priori* favorisée lorsque la convection profonde atteint le fond. En 2012, les données du mouillage révèlent également la présence d'un tourbillon cyclonique dont les caractéristiques proches du fond sont typiques des eaux issues du cascading. Cela identifie le phénomène de cascading comme une source potentielle de formation de tourbillons cycloniques lorsque ces eaux sont plus denses que les eaux profondes du bassin.

En résumé, cette étude nous a permis d'en savoir plus sur les tourbillons formés par le mélange hivernal, complétant ainsi la vision purement lagrangienne de [Testor and Gascard, 2003, Testor and Gascard, 2006]. On a identifié le rôle des tourbillons cycloniques comme éléments majeurs de l'export d'eaux profondes nouvellement formées lors d'épisodes de convection atteignant le fond. Des tourbillons cycloniques caractérisés par un maximum de vitesse situé à grande profondeur (SCVs cycloniques) sont observés de manière récurrente. Ils sont associés à une structure de densité singulière formée par un affaissement des isopycnes au-dessus du cœur dynamique. Si les processus de formation des SCVs anticycloniques sont bien connus [McWilliams, 1988], ceux conduisant à la formation de ces structures cyclones profondes restent toujours énigmatiques. Nous allons tenter d'apporter quelques éléments de réponse à cette question dans ce qui suit.

2 Modélisation réaliste des tourbillons issus du mélange vertical dans une simulation régionale à haute résolution

Le travail mené dans cette thèse a donné lieu à une collaboration étroite avec des modélisateurs de l'équipe du Laboratoire d'Aérologie (Pierre Damien, Claude Estournel et Patrick Marsaleix), qui développent une configuration numérique réaliste de toute la Méditerranée Occidentale à 1 km de résolution horizontale. Dans des études numériques précédentes, l'effet des tourbillons sur la dispersion des eaux du mélange a pu être mis en évidence [Beuvier et al., 2012], mais leur rayon et leur caractéristique verticale ne sont pas en accord avec les observations que nous venons de présenter. La résolution kilométrique permet en principe de représenter la dynamique de ces tourbillons d'un rayon proche de 5 km. Cependant, de nombreuses contraintes numériques à ces petites échelles (diffusion numérique, schéma d'advection, ...) rendent difficile la résolution de ces structures. Des développements numériques récents ont cependant permis d'accomplir cet objectif. La figure C1.2 montre deux exemples de tourbillons issus du mélange et simulés par SYMPHONIE : on voit un SCV anticyclonique de nWMDW avec ces caractéristiques θ / S légèrement plus chaudes que les eaux environnantes, et un tourbillon cyclonique aux vitesses intensifiées en surface. Pour la première fois dans une simulation régionale d'une région convective, des SCVs aux caractéristiques dynamiques réalistes sont reproduits. Ces simulations numériques ont permis d'aboutir à des résultats préliminaires intéressants et prometteurs pour décrire la formation de ces SCVs dans la zone de mélange. Cette collaboration a abouti à la soumission d'un article au journal *Geophysical Research Letters*, actuellement en cours de préparation pour une re-soumission prochaine :

[Damien et al., 2016] : Damien P., **A. Bosse**, P. Testor, P. Marsaleix, C. Estournel : *Modeling post-convective submesoscale coherent vortices in the Mediterranean Sea*, in prep. for Journal of Geophysical Research : Oceans

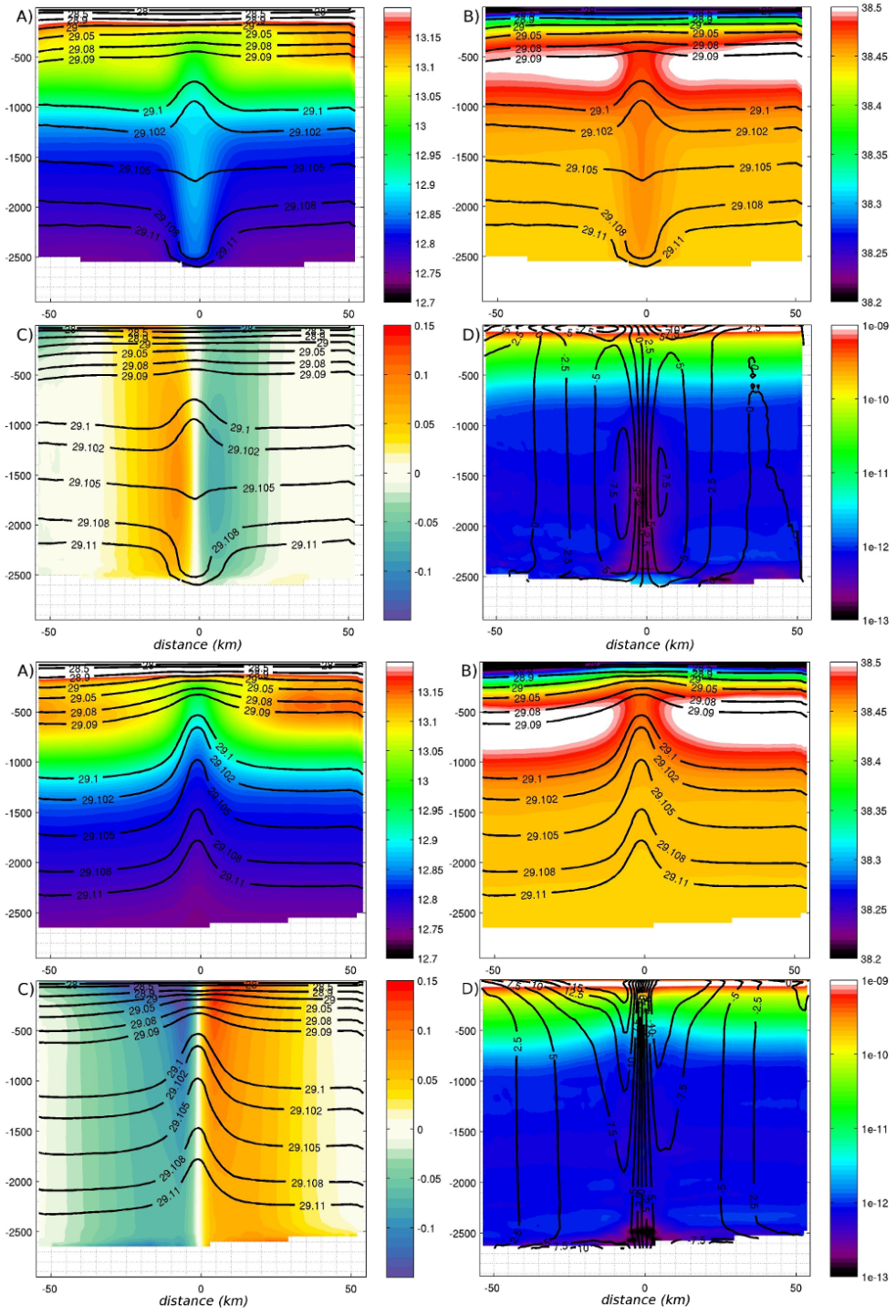


Fig. C1.2 SCVs anticyclonique *(à gauche)* et cyclonique *(à droite)* obtenus dans une simulation régionale réaliste du modèle SYMPHONIE. Pour chaque exemple, on a représenté : *a)* la température, *b)* la salinité, *c)* les vitesses orbitales et *d)* la vorticité potentielle. Tiré de [Damien, 2015].

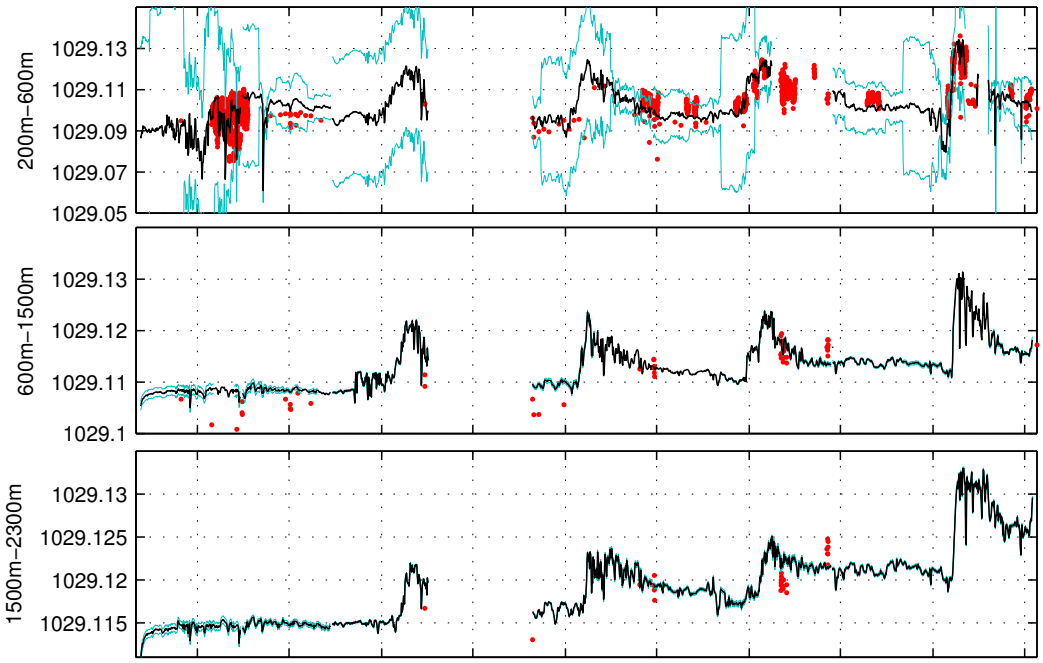


Fig. C1.3 Densité potentielle observée au mouillage LION sur la période 2009-2012 dans différentes couches : 200-600 m *(en haut)*, 600-1500 m *(au milieu)* et 1500-2300 m *(en bas)*. Tiré de [Houpert, 2013].

Dans un avenir proche, le rôle des SCVs dans l'étalement des eaux profondes nouvellement formées à travers toute la Méditerranée Occidentale, le préconditionnement du bassin nord-occidental pourra ainsi être abordé de manière plus précise. De plus, une version du modèle physique couplé à un modèle biogéochimique permettra également d'appréhender l'impact de ces structures tourbillonnaires sur la biogéochimie.

Cela nous conduit justement à la toute dernière partie de cette thèse, qui sera consacrée à l'étude physique et biogéochimique d'un SCV anticyclonique d'Eaux d'Hiver Profondes combinant les données d'un glider et les données biogéochimiques récoltées pendant la campagne MOOSE-GE lors de l'été 2013.

3 Ajustement dynamique de l'océan intérieur en réponse à une intrusion d'eaux denses

a) Introduction

Les tourbillons cycloniques semblent avoir tenu une place importante dans la dispersion des eaux profondes nouvellement formées lors de la convection profonde dans le Golfe du Lion, du moins sur la période 2010-2013, caractérisée par un mélange très intense atteignant le fond. Lorsque la couche de mélange est stoppée par le plancher océanique, les pertes de chaleur subies par la zone de convection engendrent une augmentation de la

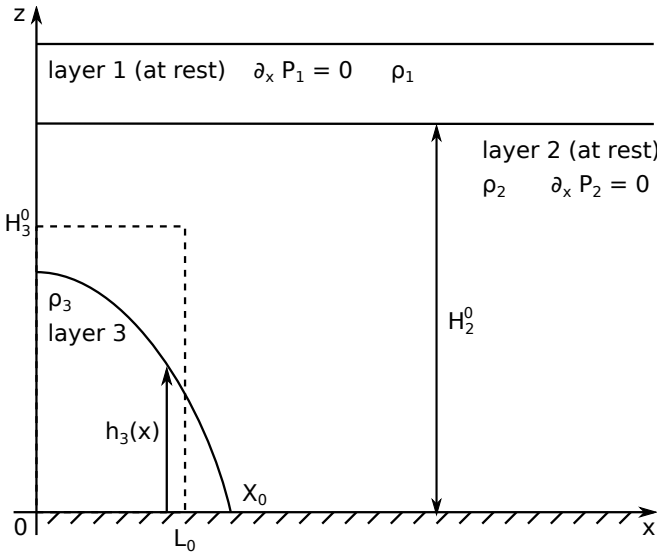


Fig. C1.4 Schéma et notations pour une situation d'ajustement à 1 1/2 couche : ρ_i désigne la densité de chacune des couches. La hauteur de la couche fond est décrit par la variable $h_3(x)$.

densité des eaux du mélange. Dans le Golfe du Lion, une telle augmentation de densité a pu être estimée à environ 0.003-0.01 kg m^{-3}lors de chaque hiver de la période 2009-2013 [Houpert et al., 2016] (voir figure C1.3).

Dans cette configuration, l'étalement des eaux profondes nouvellement formées implique des masses d'eau particulièrement dense. Le bord de la zone de convection est connue pour être soumise aux phénomènes d'instabilité barocline donnant naissance à de nombreuses structures tourbillonnaires [Gascard and Clarke, 1983, Testor and Gascard, 2003]. Des échanges latéraux importants vont alors avoir lieu entre la zone homogène et le milieu stratifié injectant des eaux anormalement denses sous une couche océanique stratifiée. On peut alors imaginer que des structures tourbillonnaires peuvent émerger dans un processus d'ajustement similaire à celui décrit par [McWilliams, 1988], mais dans lequel le fond océanique va jouer un rôle important.

Cette étude complémentaire a donc pour objectif d'éclaircir les processus pouvant mener à la formation des tourbillons cycloniques de subsurface décrits dans la section précédente. Nous commencerons par étudier l'ajustement géostrophique d'un modèle à 1 1/2 couches renversé, dans lequel la couche active est en contact avec le fond. Dans un second temps, l'étude sera étendue à un modèle géostrophique à 2 1/2 couches. L'ajout d'une nouvelle couche active servira à décrire la réaction de l'océan stratifié à l'ajustement de la couche de fond.

b) Ajustement à 1 1/2 couches

Formalisation du problème

Commençons par une situation simple en considérant initialement une couche dense de géométrie rectangulaire (hauteur H_0^3, largeur $2L_0$, voir figure C1.4). On se place dans un système de coordonnées cartésien (x, y, z) avec l'origine au centre de l'anomalie de la couche de fond. L'écoulement est supposé unidimensionnel (c-à-d $\partial_y = 0$). Seule la couche 3 est supposée dynamiquement active, ce qui implique : $\partial_x P_{1,2} = 0$. Cela revient à faire l'hypothèse que la couche 2 est infinie comparée à la couche 3, ce qui peut encore s'écrire : $H_0^2 \gg H_0^3$.

La pression dans la couche du fond s'écrit alors comme :

$$P_3(r) \propto \rho_3 g h_3(r) - \rho_2 g h_3(r) = \rho_0 g_3' h_3(r) \text{ avec : } g_i' = (\rho_i - \rho_{i-1}) g / \rho_0 \tag{3.1}$$

Et l'équilibre géostrophique s'exprime comme :

$$f v_3(x) = \rho_0^{-1} \partial_x P_3 = g_3' \partial_x h_3 \tag{3.2}$$

Pour pouvoir discuter l'influence de ce paramètre, nous supposons que la couche de fond possède une vorticité initiale homogène Ro avec $|Ro| < 1$. Dans le cas du modèle à 2 1/2 couches, nous verrons que ce paramètre a une importance. Ce problème d'ajustement géostrophique est très proche du problème classique d'ajustement d'une couche de surface légère reposant sur un océan au repos [Rossby, 1938]. La résolution du problème se fait alors en écrivant la conservation de la vorticité potentielle entre l'instant initial et l'instant final ajusté :

$$\frac{f(1+Ro)}{H_0^3} = \frac{f(1+f^{-1}\partial_x v_3)}{h_3(x)} = \frac{f(1+g_3' f^{-2} \partial_{xx} h_3)}{h_3(x)} \tag{3.3}$$

Le choix de conditions initiales présentant une vorticité potentielle homogène simplifie ici grandement la résolution du problème. Chaque parcelle conserve alors la vorticité potentielle initiale qui lui est attribuée, convertissant simplement une compression (ou un étirement) par la création de vorticité anticyclonique (ou cyclonique).

Nous pouvons ensuite normaliser chaque grandeur et obtenir une équation adimensionnée :

$$h_3 \leftarrow h_3 / H_0 \text{ et } x \leftarrow x / R_{d,3} \text{ avec : } R_{d,3} = \frac{\sqrt{g_3' H_0^3}}{f} \tag{3.4}$$

Le rayon de déformation caractéristique de notre problème est fixé par la différence de densité entre l'intrusion profonde et le milieu ambiant ($\propto g_3'$) et la hauteur de l'intrusion considérée (H_0^3).

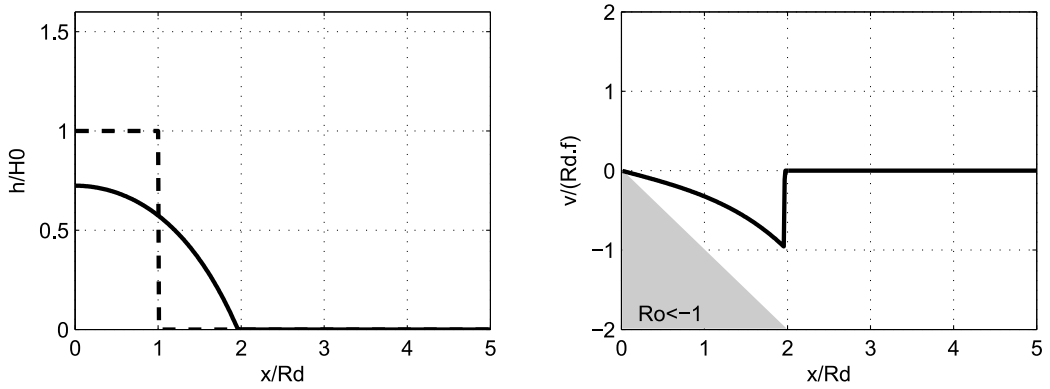


Fig. C1.5 Solution de l'ajustement géostrophique à 1 1/2 couche d'une parcelle profonde initialement au repos caractérisée par $L_0 = 1$ et $H_0^3 = 1$. On représente : *(à gauche)* la hauteur initiale en pointillé et la solution en trait plein ; *(à droite)* la vitesse.

L'équation de conservation de la vorticité potentielle nous permet alors d'écrire une équation différentielle linéaire du second ordre à coefficients constants sur h_3 :

$$\partial_{xx} h_3 - (1 + Ro) h_3 = -1 \tag{3.5}$$

Résolution du problème

La solution à l'équation différentielle 3.5 s'écrit alors simplement sous la forme :

$$h_3(x) = \gamma^{-2} + A\cosh(\gamma x) + B\sinh(\gamma x) \text{ avec : } \gamma = \sqrt{1 + Ro} \tag{3.6}$$

$v_3(0)$ doit s'annuler par géométrie cylindrique du problème considéré. Or, $v_3 \propto \partial_x h_3$ ce qui implique $B = 0$.

Le coefficient A est finalement déterminé en exprimant la conservation du volume de la couche 3 :

$$L_0 = \int_0^{X_0} h_3(x)\,dx = \gamma^{-2} X_0 + A\gamma^{-1}\sinh(\gamma X_0) \tag{3.7}$$

avec x_0 vérifiant : $h_3(X_0) = A\cosh(\gamma X_0) + \gamma^{-2} = 0$. En injectant cette dernière relation entre A et X_0, on peut alors obtenir :

$$\tanh(\gamma X_0) = \gamma X_0 - L_0 \gamma^3 \tag{3.8}$$

Cette équation peut être résolue numériquement pour déterminer X_0, puis : A.

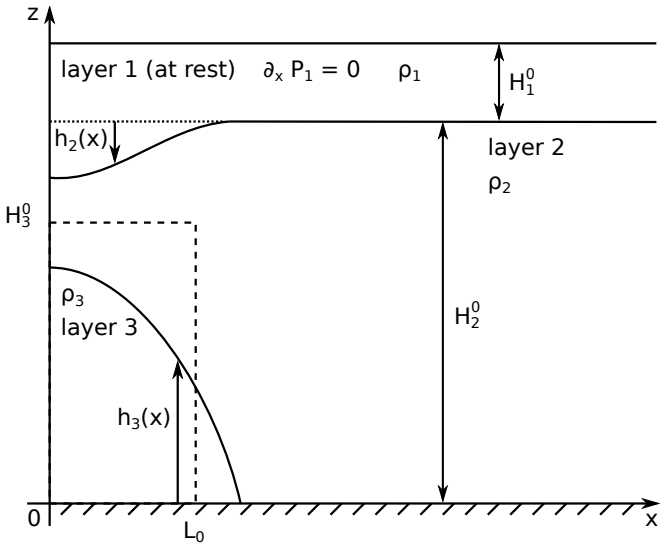


Fig. C1.6 Schéma et notations pour une situation d'ajustement à $2^1/_2$ couches : ρ_i désigne la densité de chacune des couches. Le profil de hauteur de la couche fond est noté h_3 et h_2 désigne la variation de hauteur de la couche 2 par rapport à son état initial au repos.

Solution du problème

La courbe noire de la figure C1.5 nous montre la solution du problème d'ajustement pour une couche d'extension initiale $L_0 = 1$ et dépourvue de vorticité initiale. En s'ajustant, la couche 3 s'étale et gagne ainsi une vorticité anticyclonique. L'étalement se fait sur une distance caractéristique du rayon de déformation. Le rayon final de la structure ajustée est de ~2 fois le rayon de déformation.

La vorticité initiale de l'intrusion (Ro) impacte le processus d'ajustement. À ce niveau de discussion, il n'est toutefois pas nécessaire d'en commenter les effets.

La généralisation de ce problème à la géométrie cylindrique, puis la prise en compte de la force centrifuge, est numériquement possible. Cependant, elle n'apporterait pas vraiment d'éléments nouveaux sur le processus d'ajustement. Seules les intrusions de petite taille par rapport au rayon de déformation ($L_0 \ll 1$) ressentent fortement les non-linéarités introduites (effets de courbure et force centrifuge) et présenteraient une vorticité finale intensifiée par rapport au cas 1D simple que nous venons de décrire.

c) Ajustement à $2^1/_2$ couches

Formalisation du problème

Nous allons maintenant étendre le problème en considérant la couche 2 comme dynamiquement active. Lorsque les hauteurs initiales des couches 2 et 3 sont comparables, la couche 2 va ressentir l'effet de la couche de fond et se mettre en mouvement. Nous considérerons toujours la couche 1 au repos. Cela reste vrai tant que l'amplitude de variation de la hauteur h_2 reste petite devant H_1^0.

Les tourbillons cycloniques transportant des eaux profondes nouvellement formées présentent une remontée des isopycnes profondes pouvant aller jusqu'à 1500 m au-dessus du fond. La mise en mouvement des couches intermédiaires en cas d'ajustement de la couche de fond semble donc décrire une situation réaliste.

Équilibre géostrophique

Commençons par exprimer les termes de pression des couches 2 et 3 :

$$P_3(x) = P_0 + \rho_0 g_3' h_3 + \rho_0 g_2' h_2 \tag{3.9}$$
$$P_2(x) = P_0 + \rho_2 g h_2 - \rho_1 g h_2 = P_0 + \rho_0 g_2' h_2 \tag{3.10}$$

avec toujours : $g_i' = (\rho_i - \rho_{i-1}) g/\rho_0$.

L'équilibre géostrophique dans les couches 2 et 3 s'écrit alors :

$$f v_2 = \rho_0^{-1} \partial_x P_2 = g_2' \partial_x h_2 \tag{3.11}$$
$$f v_3 = \rho_0^{-1} \partial_x P_3 = g_3' \partial_x h_3 + g_2' \partial_x h_2 \tag{3.12}$$

Encore une fois, la vorticité potentielle de la couche 3 est homogène et sera conservée lors de l'ajustement, ce qui se traduit par :

$$\frac{f(1+Ro)}{H_0^3} = \frac{f(1+f^{-1}\partial_x v_3)}{h_3(x)} = \frac{f(1+g_2' f^{-2}\partial_{xx} h_2 + g_3' f^{-2}\partial_{xx} h_3)}{h_3(x)} \tag{3.13}$$

Pour exprimer la conservation de la vorticité potentielle dans la couche 2, il faut séparer l'axe des x en deux parties selon sa hauteur initiale :

$$\frac{1+g_2' f^{-2}\partial_{xx} h_2}{H_0^2 + h_2(x) - h_3(x)} = \frac{1}{H_0^2 - H_0^3} \quad \text{pour } x < L_0 \tag{3.14}$$
$$= \frac{1}{H_0^2} \quad \text{pour } x > L_0 \tag{3.15}$$

Paramètres adimensionnés

De manière similaire au cas à $1^1/_2$ couche, nous allons écrire des équations adimensionnées en procédant à la transformation suivante :

$$h_i \leftarrow h_i / H_0^3 \;\; ; \;\; x \leftarrow x / R_{d,3} \;\text{ avec } R_{d,i} = \frac{\sqrt{g_i' H_0^i}}{f} \;\text{ pour }\; i \in \{2,3\} \tag{3.16}$$

et introduisons deux paramètres sans dimension :

$$\alpha = \frac{H_0^3}{H_0^2} \;\text{ et }\; \beta = \frac{R_{d,2}}{R_{d,3}} = \sqrt{\frac{g_2'}{\alpha g_3'}} = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\alpha(\rho_3 - \rho_2)}} \tag{3.17}$$

Le coefficient α contrôle la hauteur relative de l'intrusion d'eau dense par rapport à la couche extérieure et vérifie : $0 < \alpha < 1$.

Le coefficient β traduit la stratification relative des interfaces 2/3 et 2/1. Par exemple, si la couche 1 est représentative de la pycnocline de surface, on aura $\rho_2 - \rho_1 \gg \rho_3 - \rho_2$ et donc : $\beta \gg 1$. Si toutefois, la couche 1 représente une couche de l'océan profond peu stratifié, on peut imaginer avoir $\rho_2 - \rho_1 \simeq \rho_3 - \rho_2$, voire même $\rho_2 - \rho_1 < \rho_3 - \rho_2$. Le cas $\beta \sim 1$ traduit donc un ajustement dans l'océan profond et $\beta \gg 1$ proche de la surface.

Solution autour l'origine

La résolution du problème complet nécessite de traiter différents cas en fonction de la vorticité potentielle de la couche 2, puis de raccorder le tout en s'assurant de la conservation du volume dans la couche 3. Dans ce qui suit, nous aborderons simplement la résolution du système proche de l'origine. Cette solution reste valable dans le domaine défini par les parcelles d'eau de la couche 2 conservant une vorticité potentielle initiale de $1/(H_0^2 - H_0^3)$.

Conservation de la vorticité potentielle Autour de l'origine, la conservation de la vorticité potentielle adimensionnée dans les couches 2 et 3 s'écrit :

$$(1 + Ro) h_3 = 1 + \alpha\beta^2 \partial_{xx} h_2 + \partial_{xx} h_3 \tag{3.18}$$

$$1 + \alpha(h_2 - h_3) = (1 - \alpha)(1 + \alpha\beta^2 \partial_{xx} h_2) \tag{3.19}$$

Si l'on fait tendre le paramètre α vers 0 (couche 2 infinie), on a alors $\beta \to \infty$ avec $\alpha\beta^2 \to 1$. L'équation de conservation de la vorticité potentielle de la couche 2 devient : $\partial_{rr} h_2 = 0$, ce qui implique $h_2 = 0$ pour satisfaire la condition $h_2(\infty) = 0$. Pour la couche 3, on retrouve bien l'équation géostrophique 3.5 du modèle à $1^1/_2$: $\partial_{xx} h_3 = (1 + Ro) h_3 - 1$.

Résolution du problème Le système d'équation (3.19,3.18) admet une solution particulière sous la forme de constantes que l'on détermine avec : $h_2^p(x) = -Ro/(1+Ro)$ et $h_3^p(x) = 1/(1+Ro)$.

Il reste alors à résoudre le système d'équations homogènes suivant :

$$\partial_{xx}h_3 + \alpha\beta^2\partial_{xx}h_2 = (1+Ro)h_3 \tag{3.20}$$

$$\partial_{xx}h_2 = \frac{1}{(1-\alpha)\beta^2}(h_2 - h_3) \tag{3.21}$$

Pour trouver une solution à ce système, nous pouvons nous inspirer du cas à 1½ couches en écrivant : $h_i^0(x) = K_i\cosh(\gamma x)$ où K_2, K_3 et γ sont des constantes à déterminer. Nous éliminons les solutions proportionnelles à $\sinh(\gamma x)$ pour respecter la condition à l'origine : $\partial_x h_i(x=0) = 0$.

Le système d'équations à résoudre équivaut alors à :

$$\gamma^2 K_3 + \alpha\beta^2\gamma^2 K_2 = (1+Ro)K_3 \tag{3.22}$$

$$\gamma^2 K_2 = \frac{K_2 - K_3}{(1-\alpha)\beta^2} \tag{3.23}$$

Nous cherchons alors le rapport $\Lambda = K_2/K_3$ et l'équation devient :

$$\gamma^2(1+\alpha\beta^2\Lambda) = 1+Ro \text{ et } \gamma^2 = \frac{1-1/\Lambda}{(1-\alpha)\beta^2} \tag{3.24}$$

La combinaison de ces deux équations permet d'éliminer γ et d'obtenir une équation du second ordre sur Λ :

$$[\alpha\beta^2]\Lambda^2 + [1-\beta^2(1+(1-\alpha)Ro)]\Lambda - 1 = 0 \tag{3.25}$$

dont les solutions s'écrivent :

$$\Lambda_\pm = \frac{|\Delta|}{2\alpha\beta^2}\left(\text{signe}(\Delta) \pm \sqrt{1+\frac{4\alpha\beta^2}{\Delta^2}}\right) \text{ avec } \Delta = \beta^2(1+(1-\alpha)Ro) - 1 \tag{3.26}$$

Au final, en s'assurant qu'au moins une de ces deux solutions existe, nous avons :

$$h_2(x) = -\frac{Ro}{1+Ro} + \Lambda_\pm K_3\cosh(\gamma x) \text{ et } h_3(x) = \frac{1}{1+Ro} + K_3\cosh(\gamma x) \tag{3.27}$$

Le coefficient K_3 résultant de la conservation du volume dans la couche du fond s'exprime exactement comme dans le cas à 1½ si le domaine de validité du système (3.19,3.18) s'étend au-delà de l'extension horizontale de la couche 3.

Nous allons maintenant discuter de l'existence des solutions $\Lambda_\pm$.

Choix de la solution Pour que la solution présentée soit valide, il faut que le coefficient $\Lambda_\pm$ soit réel, c'est à dire que : Δ soit positif. Cette condition est vérifiée lorsque : $\beta > \beta_{\min} = 1/[1+(1-\alpha)Ro] > 1$.

Comme $0 < 1-\alpha < 1$, lorsque $Ro > 0$, on a $\beta_{\min}$<1, ce qui ne représente pas une grosse contrainte. En revanche pour $Ro \leq 0$, $\beta_{\min}$>1, ce qui interdit alors les situations d'un ajustement en milieu peu stratifié type "océan profond" où $\beta \sim 1$.

Solution positive $\Lambda_+ > 0$: Dans ce cas, K_2 et K_3 seront du même signe. K_3 est nécessairement négatif, car la hauteur de la couche 3 doit décroître et tendre vers zéro à l'infini par conservation du volume.

Vu le signe de K_2 et K_3, h_2 et h_3 sont décroissantes. À l'origine, les hauteurs doivent alors vérifier : $h_3(0) > 0$ et $h_2(0) > 0$ pour s'assurer qu'elles tendent vers zéro à l'infini où la couche 2 est au repose et la couche 3 inexistante La première condition implique : $K_3 > -1/(1+Ro)$ et la seconde est plus restrictive. En effet, elle s'écrit : $h_2(0) = -Ro/(1+Ro) + \Lambda_+ K_3 > 0$. Le second terme étant négatif, cela implique nécessairement que le premier soit positif, ce qui impose : $Ro < 0$ (avec toujours $Ro > -1$).

Dans le processus d'ajustement, la couche 3 va s'affaisser [1]. On peut donc considérer que : $h_3(0) < 1$.

Or : $h_2(0) = -Ro/(1+Ro) + \Lambda_+ K_3 = h_3(0) - 1 + (\Lambda_+ - 1)K_3$ est alors négatif car $\Lambda_+ > 1$. En effet, $\Lambda_+ - 1 > \Delta/\alpha\beta^2 - 1 > (1+(1-\alpha)Ro)/\alpha - 1 = (\alpha^{-1}-1)(1+Ro) > 0$.

La solution $\Lambda = \Lambda_+$ est donc impossible.

Solution négative $\Lambda_- < 0$: Dans ce cas, K_2 et K_3 sont de signes opposés. Comme, K_3 est toujours nécessairement négatif, $K_2 = \Lambda_- K_3$ est par conséquent positif. Cela correspond bien à un affaissement de la couche 2, comme cela est observé pour les tourbillons cycloniques de subsurface profonds.

Au vu de la monotonie des fonctions h_2 (croissante) et h_3 (décroissante), les conditions à l'origine doivent vérifier : $h_3(0) > 0$ et $h_2(0) < 0$. La première condition est toujours assurée lorsque : $K_3 > -1/(1+Ro)$ et la seconde devient : $K_2 = \Lambda_- K_3 < Ro/(1+Ro)$. Le terme de gauche de l'inégalité est positif, ce qui impose nécessairement : $Ro > 0$.

Finalement, vérifions que les couches 2 et 3 ne se recouvrent pas à l'origine : $\alpha^{-1} + h_2(0) - h_3(0) = (\Lambda_- - 1)K_3 + \alpha^{-1} - 1 > 0$, car $\Lambda_- < 0$ et $\alpha^{-1} > 0$.

Conclusion : Nous avons donc trouvé la forme de la solution analytique à notre problème d'ajustement géostrophique à 2$^1/_2$ couches proche de l'origine, dans le cas où la couche profonde possède une vorticité initiale cyclonique ($Ro > 0$). On ne sait toutefois pas dire si une solution analytique existe dans le cas où $Ro \leq 0$, simplement nous ne l'avons pas trouvée.

1. en réalité, on trouve des cas marginaux du modèle à 1$^1/_2$ couche vérifiant $h_3(0) > 1$ lorsque la largeur $L_0 < 1$ et que Ro tend vers -1.

La zone de convection est un milieu extrêmement dynamique et caractérisé par de petits rayons de déformation. Par conséquent, les échelles typiques des équilibres géostrophiques dans la zone de convection et à l'extérieur sont différentes. Cela peut créer des déséquilibres dynamiques au moment de l'intrusion latérale des eaux denses sous la couche stratifiée et créer des situations où la vorticité du fluide avant son ajustement est donc non nulle et positive.

On peut tout de même tirer des conclusions intéressantes de la solution décrite pour $Ro > 0$.

Formation des cyclones profonds Observons l'expression de la vitesse dans la couche 3 : $v_3 = \partial_x h_3 + \alpha\beta^2 \partial_x h_2 = (1 + \alpha\beta^2\Lambda) K_3 \gamma \cosh(\gamma x)$. Comme h_2 et h_3 n'ont pas le même sens de variation, il y a un effet de compensation barocline réduisant les vitesses de la couche 3. On note que la couche 2 se met en mouvement et acquiert un cisaillement de courant cyclonique.

Dans la limite où : $-\alpha\beta^2\Lambda \sim 1$, on peut même se trouver dans une situation où les vitesses dans la couche 3 tendent vers zéro. Seule la couche 2 est alors en mouvement. Cette situation semble donc bien correspondre à la situation observée des cyclones profonds pour lesquels les vitesses sont importantes au milieu de la colonne d'eau.

Dans le cas réaliste illustrant les tourbillons observés en Méditerranée Nord-occidentale, on a : $\rho_3 - \rho_2 \simeq 0.01$ kg m^{-3} (voir figure C1.3). De plus, les structures tourbillonnaires étudiées précédemment sont caractérisées par une augmentation de l'épaisseur des isopycnes profondes de l'ordre de 1000 m. Ces valeurs sont équivalentes à un rayon de déformation R_d^3 de 3 km, certes plus petit mais toujours du même ordre de grandeur que celui des tourbillons observés.

Discussion Si l'on considère l'exemple du tourbillon cyclonique de subsurface de la figure C1.1-e, la déviation de l'isopycne au-dessus du cœur de vitesse est de l'ordre de 100 m alors qu'elle se situe à une profondeur de 400 m environ. L'hypothèse d'une couche de surface au repos semble être raisonnable pour ces cyclones, dont la signature de vitesse est maximale à profondeur intermédiaire et atténuée en surface.

En Méditerranée Nord-occidentale, les anomalies de densité de la zone de mélange avec l'extérieur peut atteindre 0.01 kg m^{-3}. Or, la stratification est très faible dans cette région en profondeur où $N/f \sim$ 3-5, ce qui équivaut à une séparation de 400-1000 m entre deux couches de densité différant de 0.01 kg m^{-3}. Les cyclones caractérisés par un maximum de vitesse situé vers 500-1000 m de profondeur correspondent donc au cas où : $\beta \sim 1$. De plus, les variations de hauteur des isopycnes profondes peuvent atteindre plus de 1000 m, ce qui correspond plutôt à : $\alpha \sim 1$.

Si on observe le terme : $\alpha\beta^2\Lambda$ lorsque α et β tendent vers 1, on trouve : $-\alpha\beta^2\Lambda \sim \sqrt{\alpha\beta^2} \to 1$, car $\Delta \sim 2(\beta - 1)$. Et on se trouve alors justement dans le cas où les vitesses de la couche de fond deviennent nulles et seule la couche 2 est mise en mouvement. Le cas des cyclones profonds de subsurface semble donc bien décrit par notre solution en fonction des paramètres α et β.

d) Bilan et perspectives

Malgré sa relative simplicité, ce modèle d'ajustement profond à 2½ couches semble être en mesure d'expliquer, du moins qualitativement, la structure surprenante en densité des cyclones caractérisés par des vitesses maximales à profondeur intermédiaire. L'affaissement des isopycnes en surface observé qui est particulièrement important et surprenant est bien prédit, ainsi que la mise en rotation cyclonique de la couche stratifiée en réponse à l'ajustement d'une anomalie profonde de densité. Cette réponse est en quelque sorte analogue à la compensation barocline de la hauteur d'eau associée aux tourbillons de mésoéchelle de surface, mais pour l'océan profond. En revanche, au lieu de se traduire par un déplacement de la surface libre de quelques dizaine de centimètres, cela conduit au déplacement des isopycnes profondes de plusieurs centaines de mètres.

Cependant, il reste des points à éclaircir. Notamment le fait que nous n'avons pas trouvé de solution pour une parcelle initialement au repos. Cette particularité réside certainement dans la simplicité des conditions initiales. Pour pallier à cela, il serait nécessaire de résoudre le processus d'ajustement dans un cadre plus général en s'inspirant par exemple de [Boss and Thompson, 1995], qui décrit le cas de l'ajustement d'un système à deux couches. Enfin, l'étude de ce couplage entre couche de fond et couches intermédiaires pourrait être abordé numériquement avec un modèle à couches ou aux équations primitives en situation idéalisée.

Le cas de la Méditerranée Nord-occidentale, caractérisé par une couche de mélange atteignant le fond à >2000 m, semble certes extrême mais il existe de nombreux endroits où le mélange vertical hivernal atteint le fond et offre des situations très similaires. Par exemple, dans les hautes latitudes, en mer de Barents, sur le plateau Antarctique, etc... et d'une manière générale tout la zone de plateau des zones subpolaires. Par conséquent, les implications des mécanismes que nous venons voir ont une portée plus large que celle du contexte de la Méditerranée Nord-occidentale.

CHAPITRE

C2

Étude physique-biogéochimique d'un SCV

Sommaire

1 Introduction **173**
2 Données et méthode **174**
a) Données de campagne 174
b) Données glider 175
c) Détection du centre de tourbillon 176
3 Structure verticale du tourbillon **177**
a) Température, Salinité, Oxygène 177
b) Diagnostiques dynamiques 179
4 Cycle de vie du tourbillon **184**
a) Origine 184
b) Stabilité et échanges horizontaux 185
5 Impacts sur les paramètres biogéochimiques **189**
a) Distribution des nutriments 189
b) Impacts sur la chlorophylle 190
6 Bilan et perspectives **191**

1 Introduction

Les régions océaniques de mélange profond sont des régions dans lesquelles les structures tourbillonnaires de subsurface sont omniprésentes. Généralement anticycloniques, elles sont extrêmement stables et capables de survivre pendant plusieurs années tout en parcourant de grandes distances [Lilly and Rhines, 2002, Ronski and Budéus, 2006, Testor and Gascard, 2006, Zhao et al., 2014]. Dans ces régions, ces tourbillons se forment par ajustement cyclogéostrophique des eaux du mélange hivernal [McWilliams, 1988]. La dynamique tourbillonnaire profonde met en jeu des échelles légèrement inférieures à celle de l'équilibre géostrophique, dû notamment à l'importance de la force centrifuge.

Le rayon de ces tourbillons, typiquement 5 km en Méditerranée, reste nettement inférieur aux échelles de la mésoéchelle de surface. On utilise usuellement le terme SCV ("Submesoscale Coherent Vortices") pour désigner ce type de structures tourbillonnaires [McWilliams, 1985]. Leur dynamique non-linéaire, caractérisée par un nombre de Rossby important (typiquement 0.5), les rend particulièrement résistants vis-à-vis des contraintes dynamiques du fluide dans lequel ils se déplacent [Vandermeirsh et al., 2002]. Des barrières dynamiques inhibent grandement les échanges latéraux entre le cœur de ces SCVs et l'extérieur. Par exemple, il est connu que le mélange des SCVs comme les Meddies dans l'océan Atlantique, caractérisés par une anomalie chaude et salée, met en jeu des processus diffusifs lents liés à la double diffusion [Armi et al., 1988]. Leur impact est donc important sur les champs de traceurs océaniques comme la température, la salinité, l'oxygène, les nutriments ou encore les concentrations de CFCs [1] [D'Asaro, 1988b, Gascard et al., 2002, Kasajima et al., 2006], voire même sur l'abondance de bactéries [Budéus et al., 2004].

Nous avons vu dans les chapitres A3 et C1 précédents qu'une grande diversité de tourbillons de subsurface coexistent en Méditerranée Nord-occidentale. La dynamique des couches profondes et intermédiaires semble donc être dominée par ces structures tourbillonnaires très énergétiques. Leur connaissance échappe à de nombreux moyens d'observation de l'océan comme les observations satellite, ou les mesures de campagne (sur un réseau classique de stations espacées de ~20 km). Pourtant, leur dynamique n'est pas sans conséquence pour le fonctionnement de cette région. Récolter des données *in situ* à l'échelle de ces structures océaniques pour les caractériser d'un point de vue physique et biogéochimique constitue donc un énorme challenge observationnel.

Dans ce dernier chapitre, nous allons nous intéresser à des observations *in situ* physiques et biogéochimiques récoltées dans un SCV d'Eaux d'Hiver Profondes échantillonné de la campagne MOOSE-GE 2013 fin juin, puis par un glider au mois de juillet. La combinaison des données collectées par ces deux plateformes complémentaires nous permet ainsi de reconstruire finement le signal dynamique du tourbillon sur toute la colonne d'eau et de caractériser son impact sur les paramètres biogéochimiques.

2 Données et méthode

a) Données de campagne

La figure C2.1 montre l'échantillonnage de stations réalisées pendant la campagne MOOSE-GE 2013. On remarque la présence en mer Ligure d'un profil remarquable présentant une structure homogène en température ($\theta \sim 13.18°C$) et salinité ($S \sim 38.54$) entre 500 et 1000 m de profondeur. Cette structure est également associée à une anomalie positive des concentrations d'oxygène d'environ $+15 \mu mol\ kg^{-1}$.

1. les Chloro-Fluoro-Carbones sont des gaz d'origine anthropique introduits dans l'atmosphère, et donc l'océan, depuis les années 1950. Ce sont des traceurs passifs par excellence.

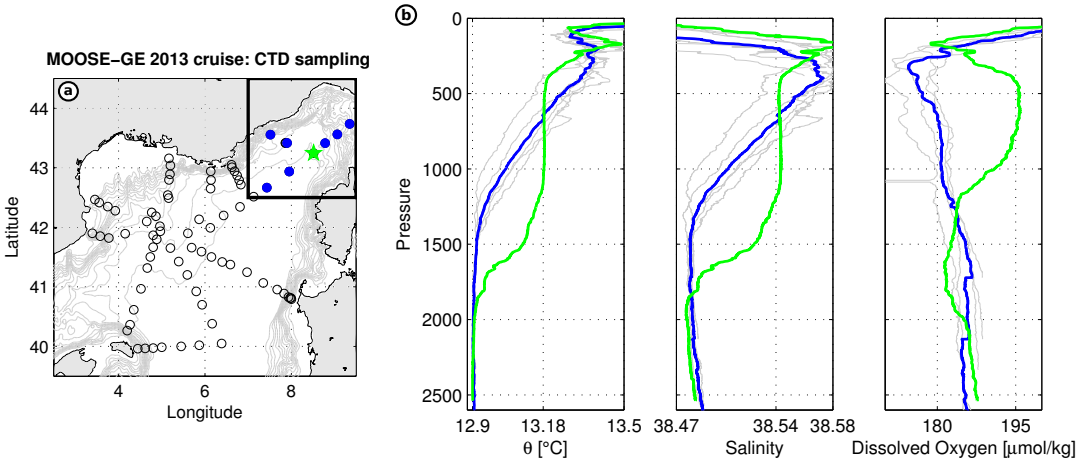


Fig. C2.1 *(a)* Carte des stations réalisées lors de la campagne MOOSE-GE 2013 avec en bleu les stations réalisées en mer Ligure et en vert la station réalisée dans le cœur d'un SCV. *(b)* Profils verticaux de température, salinité et oxygène réalisés dans le cœur du tourbillon en vert et à l'extérieur en gris (le profil bleu est la moyenne sur les profils gris).

Les campagnes estivales MOOSE-GE permettent le suivi annuel des caractéristiques physiques et biogéochimiques du bassin grâce à la collecte de ~80 profils verticaux de température, salinité, oxygène, fluorescence et turbidité. À cela s'ajoutent des dosages géochimiques renseignant sur la concentration des principaux nutriments (nitrates, silicates et phosphates) et du carbone inorganique dissous (DIC).

Les données de campagne sont irremplaçables pour mesurer avec une grande précision les paramètres physiques et biogéochimiques. Cependant ces données seules ne permettent pas de caractériser la dynamique d'un SCV au rayon proche de 5 km.

b) Données glider

Quelques jours après l'échantillonnage du tourbillon lors de la campagne MOOSE-GE, un glider a été déployé le long de la radiale Nice-Calvi [2] et a traversé cette même structure. Profitant de cette occasion unique, nous avons écarté le glider de sa trajectoire habituelle dans le but d'échantillonner plus intensivement cette structure tourbillonnaire. Le glider a été piloté pour tirer parti des forts courants moyens du SCV (10 cm s^{-1} en moyenne sur 0-1000 m, voir figure C2.2-a), et a été guidé à une vitesse de près de 40 cm s^{-1} à travers cette structure. L'advection moyenne du SCV a pu être estimée *a posteriori* à 4 ± 1 cm s^{-1} environ.

Le glider était équipé d'un capteur CTD (température, salinité), ainsi que d'un capteur d'oxygène, de fluorescence et de rétrodiffusions optiques à 470 et 532 nm. Il a permis de récolter près de 90 profils à moins de 15 km du centre du tourbillon, ainsi que 50 estimations de courants moyens.

2. glider Hannon, mission MooseT00-26

Remarque sur l'oxygène et la fluorescence

Dans notre étude, nous allons nous intéresser particulièrement aux signaux d'oxygène et de fluorescence de la chlorophylle-a. Or, ces deux paramètres sont des variables biogéochimiques qui nécessitent un traitement de calibration particulier :

Oxygène : On s'est attaché à faire correspondre les valeurs mesurées par le glider à celles du capteur de la CTD navire. Pour cela, nous avons corrigé au premier ordre les données du glider en leur appliquant un offset de ~18μmol L^{-1}. Cela permet ainsi d'assurer la continuité des données à l'interface entre les deux plateformes de mesure à 1000 m de profondeur. On considère les données de la campagne comme référence et pour notre étude, nous nous intéresserons uniquement aux signaux d'oxygène dissous de manière relative et à leurs gradients. La précision des valeurs absolues n'est donc pas un obstacle en soit. On suppose toutefois que les biais instrumentaux liés à la pression ou à une dérive temporelle sont faibles. Cette hypothèse est raisonnable au vu du bon accord des signaux des deux plateformes sur 0-1000 m, ainsi que la courte période temporelle des données glider considérées (10 jours). En-dehors de la région de la thermocline, les capteurs d'oxygène sont également plus précis.

Fluorescence : Nous appliquons de nouveau la calibration avec les données satellitaires (méthode adaptée de [Lavigne et al., 2012] et décrite en introduction du manuscrit). Il est bon de noter que Le signal relatif et les gradients concernant le capteur d'une unique plateforme ne sont pas affectés par la procédure de calibration.

c) Détection du centre de tourbillon

Pour reconstruire la structure radiale du tourbillon, les profils doivent être replacés dans un référentiel relatif au centre du SCV. Pour ce faire, cinq périodes distinctes pendant lesquelles le glider a traversé le centre du tourbillon ont été isolées. Pour chacune de ces sections, la méthode des chapitres précédents (A3 et C1) a été utilisée. Cette méthode se base sur les courants moyens pour déterminer la position du centre du SCV en minimisant une fonction de coût [Bosse et al., 2015].

La figure C2.2-a montre la trajectoire du glider ainsi que la température potentielle à 900 m. Cette dernière grandeur fait bien apparaître l'anomalie chaude au large liée à la présence du SCV. Des courants moyens d'une intensité supérieure à 10 cm s^{-1} et en rotation anticyclonique peuvent également être observés. Leur intensité est du même ordre de grandeur que celle de la circulation de bord liée au Courant Nord ou au Courant Ouest-Corse. Les étoiles vertes montrent les positions estimées du centre du SCV au cours du temps : la première détection correspondant à la station CTD de la campagne MOOSE-GE, puis les cinq autres proviennent des données glider.

Pour reconstruire le champ de température à 900 m dans le référentiel du tourbillon, la position du SCV a été interpolée dans le temps en utilisant comme point de référence les différentes positions estimées par le glider. Connaissant le champ de vitesse orbitale

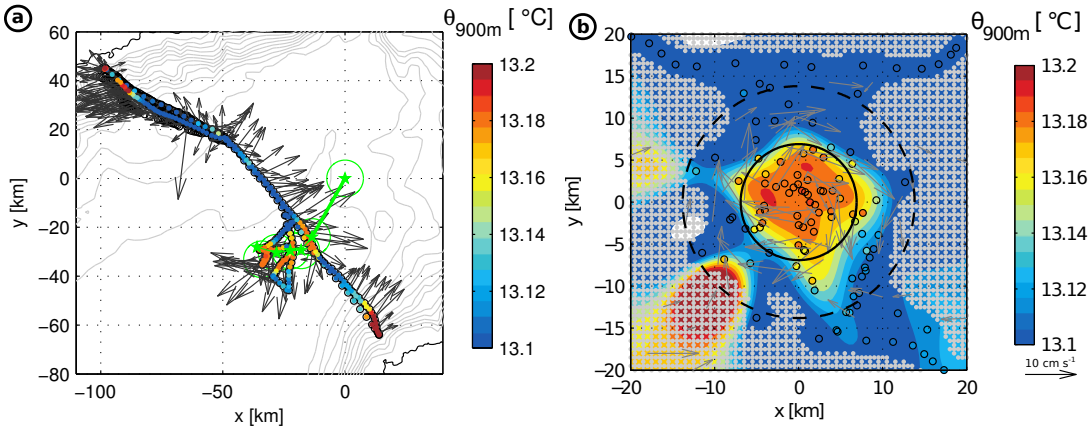


Fig. C2.2 *(a)* Carte de la trajectoire du glider échantillonnant le SCV. La température potentielle à 900 m de profondeur de chaque profil est représentée en couleur et la position du centre du tourbillon en vert. Les traits principaux de la circulation moyenne sont également annotés : Courant Nord (NC) et Courant Ouest-Corse (WCC). *(b)* Reconstitution de la température potentielle à 900 m par analyse objective (isotrope avec un rayon de corrélation de 7 km représenté en trait plein noir par rapport au centre, les pointillés correspondent à 14 km). Les zones où l'erreur liée à l'interpolation est supérieure à 95% de la variance du signal ont été masquées en gris clair. Les flèches représentent les courants moyens mesurés par le glider.

en profondeur (sa description sera détaillée un peu plus loin), chaque profil a été replacé dans le référentiel lié au centre tourbillon et en rotation à sa vitesse orbitale. L'anomalie de température à 900 m est bien contenue dans un rayon tracé de ~7 km autour du centre avant de disparaître rapidement. Il est difficile d'affirmer si les excroissances du cœur du tourbillon que l'on observe sur la figure C2.2-b sont liées à une géométrie non parfaitement circulaire du tourbillon ou à l'incertitude du repositionnement des profils ou encore à des filaments qui s'enrouleraient du tourbillon. On supposera par la suite que le SCV peut être caractérisé au premier ordre par une géométrie cylindrique.

3 Structure verticale du tourbillon

a) Température, Salinité, Oxygène

Une fois chaque profil glider replacé par rapport au centre du SCV, les propriétés hydrographiques, ainsi que l'oxygène dissous, peuvent être décrites avec précision dans le SCV le long de l'axe radial r. La vision du glider sur 0-1000 m est complétée par le profil CTD dans le cœur du SCV et le profil moyen de l'environnement extérieur jusqu'au fond (voir figure C2.1). Le profil réalisé dans le cœur du tourbillon est placé au centre et le profil moyen à une distance de 22.5 km, soit légèrement plus que trois fois le rayon du SCV.

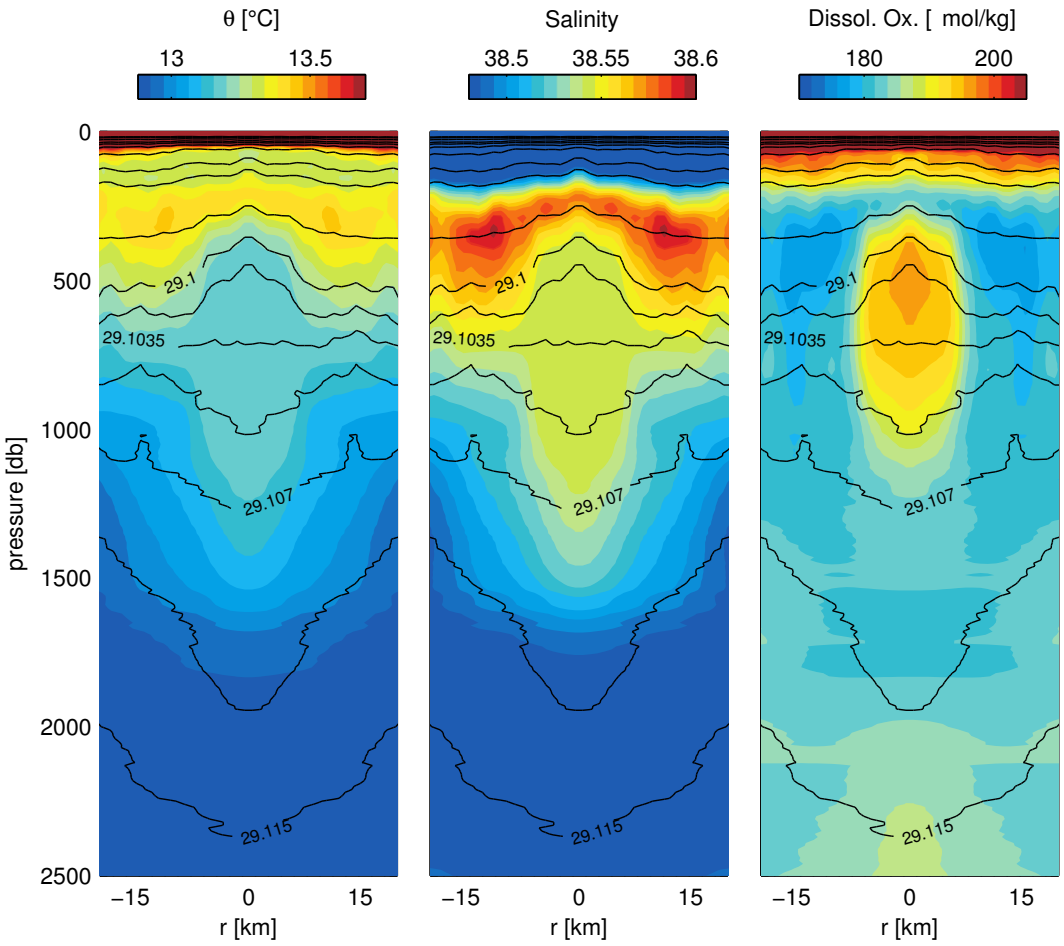


Fig. C2.3 Sections verticales analysées objectivement de : température potentielle, salinité et oxygène dissous dans un SCV d'Eaux d'Hiver Profondes. Les contours noirs représentent des isopycnes choisies dont on a indiqué la valeur de certaines. N.B. : Les différents champs sont symétriques par rapport à l'origine.

Pour reconstituer les champs de température, salinité et oxygène de la figure C2.3, on a effectué une interpolation optimale entre la surface et 2500 m à partir des profils glider sur 0-1000 m et des deux profils CTD jusqu'au fond. Les échelles de covariance pour cette interpolation optimale ont été fixées à 800 m sur la verticale et 7 km sur l'horizontale. L'échelle horizontale correspond approximativement au rayon du SCV. Quant à l'échelle verticale, elle se justifie par l'observation du profil de température ou salinité effectué dans le cœur du tourbillon présentant une zone homogène de ~800 mètres d'épaisseur. Étant donné l'échantillonnage bien moins intense de la couche >1000 m, il faut garder à l'esprit que les champs interpolés sont nettement moins bien contraints dans l'interpolation op-

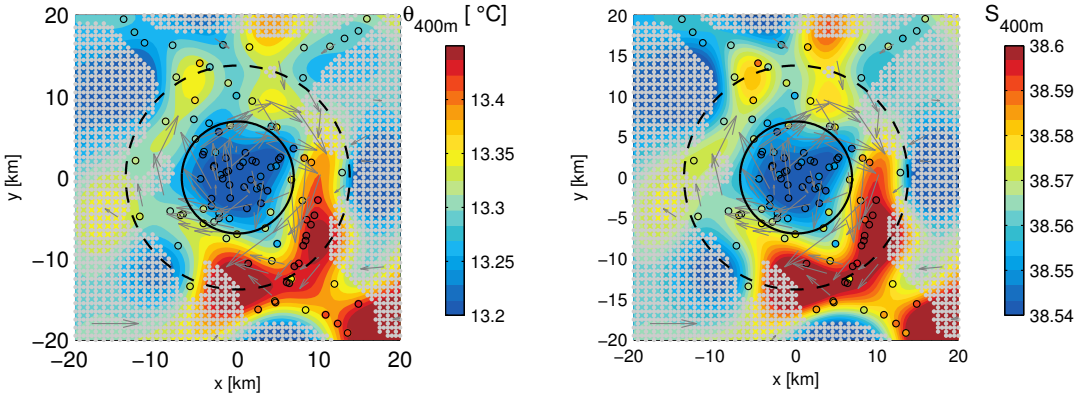


Fig. C2.4 Reconstitution horizontale de la température potentielle et salinité à 400 m par analyse objective isotrope dans le référentiel en rotation du SCV. Le rayon de corrélation (7 km) est représenté en trait plein noir par rapport au centre, les pointillées correspondent à 14 km. Les zones où l'erreur liée à l'interpolation est supérieure à 95% de la variance du signal sont hachurée en gris clair. Les flèches représente les courants moyens mesurés par le glider.

timale à grande profondeur. Le nombre élevé de profils glider (~50) collectés à moins de 7 km du centre permet néanmoins une reconstruction fidèle des champs de température, salinité et oxygène sur 0-1000 m.

La structure du tourbillon présente un cœur faiblement stratifié, homogène et plus oxygéné que l'environnement extérieur. Cette structure est typique d'un SCV formé par mélange profond [Reverdin et al., 2009]. L'isopycne σ_0 = 29.1035 kg m^{-3}, à environ 700 m de profondeur, est plate indiquant la profondeur du maximum de vitesse. Celui-ci est donc localisé à profondeur importante sous la surface. Les Eaux Levantines Intermédiaires (LIW) sont pincées au-dessus du cœur du SCV à cause du rétrécissement de la distance séparant les isopycnes Elles ont une signature en température/salinité fortement marquée ($\theta \sim 13.40$°C, et $S \sim 38.60$) par rapport aux valeurs habituellement observées au large en mer Ligure. En observant la distribution horizontale de température et salinité à 400 m dans le référentiel du SCV (figure C2.4), on s'aperçoit alors que les valeurs élevées sont regroupées sur un bord du tourbillon. Cette répartition inhomogène suggère la présence d'un filament chaud et salé provenant d'une éventuelle interaction du tourbillon avec la veine de courant longeant le talus Corse et transportant des LIW chaudes et salées (voir figure C2.2-a).

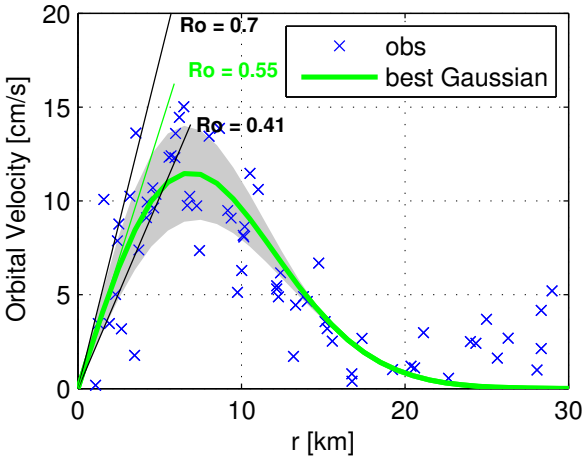


Fig. C2.5 Vitesses orbitales mesurées par le glider sur 0-1000 m. Les croix bleues sont les valeurs observées. La courbe verte correspond à un modèle de tourbillon gaussien dont les paramètres correspondent au mieux aux observations (voir équation (3.1)). Le cisaillement horizontal à l'origine est également indiqué en terme de nombre de Rossby.

b) Diagnostiques dynamiques

Vitesses orbitales moyennes

Le signal de vitesse orbitale moyen sur la couche 0-1000 m est mesuré par le glider et nous renseigne de manière cruciale sur la composante barotrope du courant. Celle-ci nous permettra par la suite de reconstituer les vitesses orbitales absolues du SCV. La figure C2.5 nous montre la répartition radiale des courants moyens estimés par le glider. Ces observations nous permettent d'ajuster une courbe théorique correspondant à une anomalie gaussienne du géopotentielle :

$$V(r) = \left(\frac{r}{R_0}\right) V_0 e^{-(r^2-R_0^2)/2R_0^2} \tag{3.1}$$

où : V_0 correspond à l'amplitude maximale des vitesses orbitales (ici, 11.5 ± 2.5 cm s^{-1}) et R_0 au rayon du tourbillon (ici, 6.9 ± 0.3 km). Dans notre cas, le modèle de tourbillon gaussien semble être mieux adapté que le modèle classique de Rankine [3], qui est couramment utilisé pour décrire certains types de SCVs [Timmermans et al., 2008]. Le nombre important de données nous permet d'être confiant quant au modèle de tourbillon gaussien, car celui-ci s'ajuste particulièrement bien à la distribution des vitesses orbitales observées. Cette distribution moyenne idéalisée servira par la suite de référence sur la couche 0-1000 m.

On estime le nombre de Rossby à partir de la composante verticale du rotationnel en coordonnées cylindriques normalisé par f : $Ro = (rf)^{-1}\partial_r(rV(r))$. À l'origine $r = 0$, on peut donc écrire : $Ro = 2e^{0.5}V_0/R_0 f$, ce qui correspond à un nombre de Rossby de 0.55 ± 0.15.

3. profil de vitesse linéaire jusque $r = R_0$, puis décroissant en $1/r$.

Si on suppose un cisaillement constant de type Rankine, on peut estimer un nombre de Rossby avec le maximum de vitesse et la distance au centre où il est observé. On trouve alors un nombre de Rossby moindre : $Ro' = 2V_0/R_0 = 0.33$. Le cisaillement horizontal de courant est renforcé à l'origine pour un modèle de tourbillon gaussien. Comme c'est aussi à cet endroit que la force centrifuge peut jouer un rôle important, cela renforce l'idée que ce modèle de tourbillon est mieux adapté à la description du champ de vitesse d'un SCV qu'un modèle de Rankine linéaire. Ces valeurs sont 0(1), ce qui indique que le SCV a une dynamique non-linéaire importante.

Équilibre cyclogéostrophique

Lorsque le cisaillement horizontal de courant devient important, l'équilibre des forces au sein du tourbillon devient non-linéaire et il faut prendre en compte des effets de la force centrifuge [Lilly and Rhines, 2002, Bosse et al., 2015]. Pour un SCV anticyclonique, la force centrifuge accélère sa rotation comparé à ce que lui impose l'équilibre géostrophique seul [Elliott and Sanford, 1986]. Étant donné les fortes valeurs de cisaillement (en moyenne sur la verticale) du tourbillon, nous allons résoudre l'équilibre cyclogéostrophique de manière à reconstituer les effets non-linéaire de la force centrifuge. Cet équilibre s'écrit [Cushman-Roisin and Beckers, 2011] :

$$-v_c^2/r - f v_c = -f v_g \;\Rightarrow\; v_c(r,z) = \frac{rf}{2} \times \left(-1 + \sqrt{1 + 4\frac{v_g(r,z)}{rf}}\right) \tag{3.2}$$

où : v_c (resp. v_g) représente le courant cyclogéostrophique (resp. géostrophique). La connaissance de la distribution verticale des vitesses orbitales cyclogéostrophiques passe donc par la connaissance préalable de la composante géostrophique de l'écoulement.

Calcul de la composante géostrophique à partir des courants moyens

Les courants moyens estimés par le glider intègrent les composantes géostrophiques et agéostrophiques de l'écoulement. Par conséquent, si l'on veut reconstruire avec rigueur les vitesses géostrophiques du SCV, il faut extraire la composante géostrophique des courants moyens avant de s'en servir comme référence des vitesses sur la couche 0-1000 m. Nous allons donc appliquer la méthode utilisée au chapitre C1 (décrite dans [Bosse et al., 2016], manuscrit en annexe). On décompose simplement le courant orbital cyclogéostrophique $v_c(r,z)$ en une composante moyenne sur la profondeur de plongée H, qui correspond aux courants moyens estimés par le glider $V(r)$, et une composante dépendante de la profondeur $v_c'(r,z)$ dont la moyenne sur la verticale est nulle. On fait la même décomposition pour les vitesses géostrophiques en écrivant : $v_g(r,z) = V_g(r) + v_g'(r,z)$ avec $\int_{-H}^{0} v_g'(r,z) = 0$. En intégrant l'équation (3.2), on obtient alors la relation suivante :

$$\frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \frac{2(V(r) + v_c'(r,z))}{rf} dz = \frac{2V(r)}{rf} = -1 + \frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \sqrt{1 + \frac{4V_g(r)}{rf} + \frac{4v_g'(r,z)}{rf}} dz \tag{3.3}$$

Le cisaillement vertical du courant géostrophique $v'_g(r,z)$ est calculable en intégrant la relation du vent thermique à partir d'une section de densité. Ainsi, connaissant V et v'_g pour chaque distance radiale r, la composante géostrophique du courant orbital moyenné sur la verticale, $V_g(r)$, peut être déterminée numériquement en résolvant (3.3). Le terme de droite de l'équation (3.3) est une fonction croissante de V_g à r constant, ce qui assure de trouver une solution unique pour chaque r. Dans notre cas d'étude, nous avons vu que les vitesses orbitales totales ont une amplitude de 11.5 cm s^{-1}. Après calcul, la composante des vitesses orbitales géostrophiques atteint seulement 9.5 cm s^{-1}. L'écart entre les deux signaux n'est certes que de 2 cm s^{-1}, mais cela correspond tout de même à près de 20% du signal total et c'est un facteur à prendre en compte.

Vitesses cyclogéostrophiques et vorticité potentielle

La composante géostrophique des vitesses orbitales moyennes sur 0-1000 m permet alors de déterminer le champs de vitesse géostrophique sur la verticale entre le fond et la surface en intégrant la relation du vent thermique à partir du champ de densité. Le champ de densité interpolé a été au préalable légèrement lissé horizontalement pour effacer les oscillations parasites à petite échelle visibles sur la figure C2.3 [4]. Ainsi, on obtient une section de vitesses géostrophiques correctement référencées. Il faut noter que la forme des gradients horizontaux de densité en-dessous de 1000 m est toutefois moins bien connue qu'au dessus, car elle résulte de l'interpolation optimale basée sur une fonction de corrélation gaussienne bidimensionnelle entre 2 profils CTD profonds seulement, réalisés dans le cœur et à l'extérieur du SCV, alors qu'il est bien résolu au-dessus de 1000m grâce aux données glider.

À partir du champ de vitesse géostrophique absolu, les vitesses orbitales traduisant l'équilibre cyclogéostrophique peuvent être déterminées grâce à l'équation (3.2). La figure C2.6-a montre la structure obtenue avec un maximum de vitesse d'environ 14 cm s^{-1} située à ~700 m de profondeur (profondeur de l'isopycne plate σ_0 = 29.1035 kg m^{-3}, voir figure C2.3). L'influence dynamique du SCV est réduite en surface, où la déformation des isopycnes devient faible et le cisaillement vertical de courant diminue.

La structure en densité présente bien un cœur peu stratifié localisé entre 500 m et environ 2000 m de profondeur. L'anomalie de stratification par rapport à l'extérieur est particulièrement marquée au niveau du cœur à ~600-700 m : $N/f \sim 2$ dans le SCV contre le double à l'extérieur. Encore une fois, en-dessous de 1000 m, la section de densité obtenue n'est contrainte que par deux profils. Comme le calcul de la stratification des couches profondes est particulièrement sensible à la distribution de densité, la zone peu stratifiée et isolée à ~1500 m résulte probablement d'un artefact de l'interpolation.

On peut estimer le nombre de Burger du SCV. Ce nombre quantifie la rapport d'aspect des écoulements océaniques et compare les échelles horizontales avec le rayon interne de déformation R_d : $Bu \equiv (NH/fR_0)^2 = (R_d/R_0)^2$ avec N la stratification du cœur du tour-

4. en appliquant une moyenne glissante pondérée par une fonction gaussienne d'écart type de 2 km.

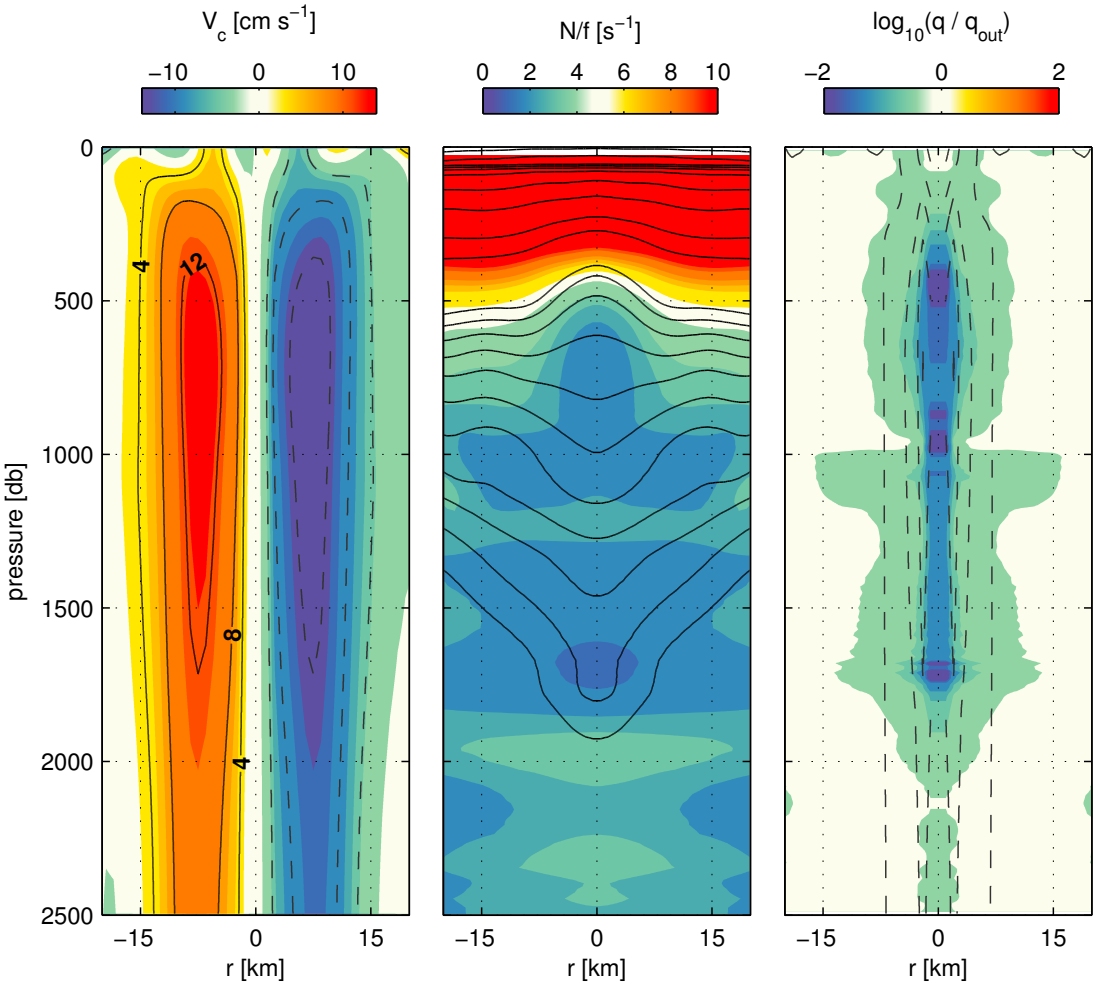


Fig. C2.6 Sections verticales de : *(à gauche)* vitesse orbitale (contours de vitesse tous les 4 cm s^{-1}) ; *(au milieu)* stratification et contours isopycnaux ; *(à droite)* anomalie de vorticité potentielle vis-à-vis du champs extérieur et contours de vorticité relative espacés de $0.2f$ (négative en pointillés).

billon (ici, $N \sim 2.5f$), H sa hauteur (ici, la hauteur peut être estimée sur le champs de vitesse par exemple, $H \sim 2000$m) et R_0 est le rayon du tourbillon. On aboutit alors à un nombre de Burger relativement important de ~ 0.5. Ce chiffre est globalement en accord avec les limites théoriques estimées pour les SCVs : $Ro < Bu < 1$ [McWilliams, 1985].

La vorticité potentielle est enfin calculée en coordonnées cylindriques du centre à l'extérieur du SCV via l'équation suivante :

$$q(r,z) = N^2\left(f + r^{-1}\partial_r[r\,v_c]\right) + f^{-1}\partial_r b\,\partial_z v_c \tag{3.4}$$

On voit bien sur la figure C2.6 que le cœur du SCV est associé à un minimum local très marqué de PV de 1 à 2 ordre de grandeur plus faible qu'à l'extérieur, où $q \sim 10^{-13}$ s^{-3}. Cette anomalie locale est due à la fois à une diminution locale de la stratification et à la présence

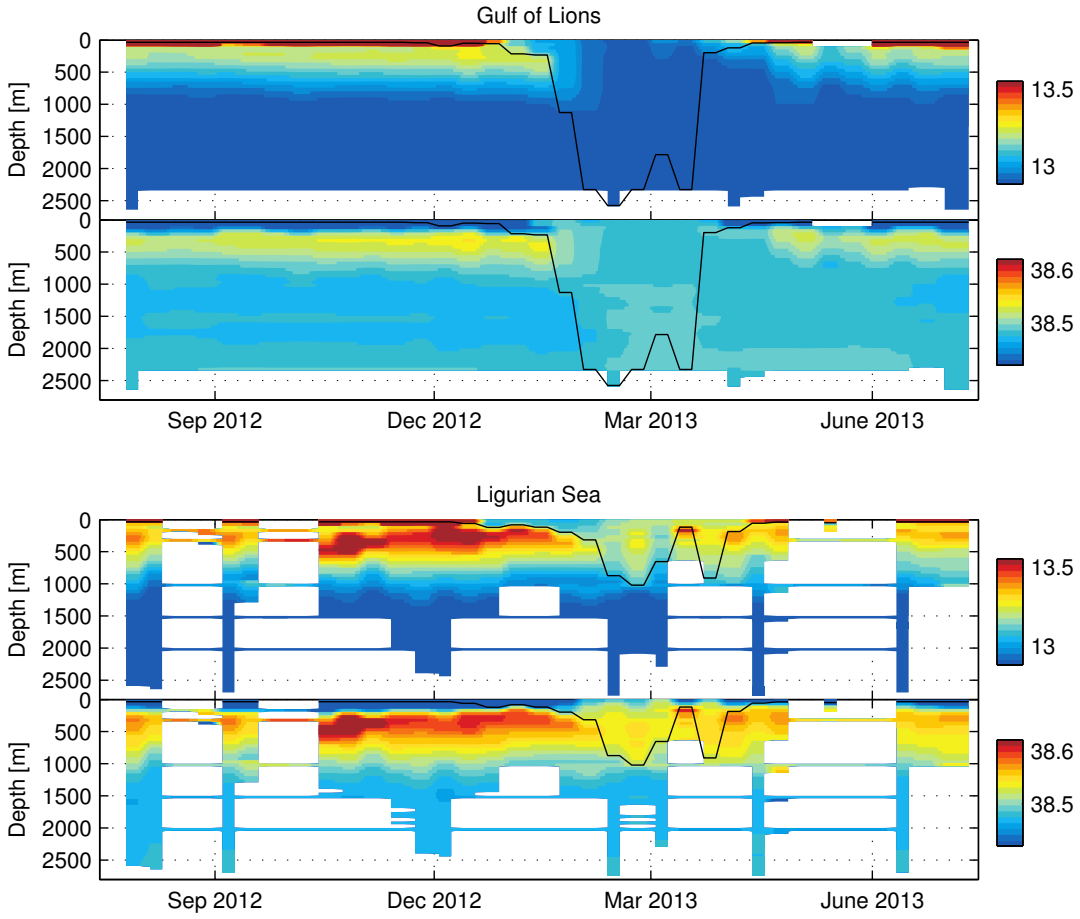


Fig. C2.7 Observations de température et salinité sur la verticale dans la région du Golfe du Lion et de la mer Ligure entre août 2012 et juillet 2013. La courbe noire indique la profondeur de la couche de mélange calculée à partir d'un critère à 0.1°C sur les profils moyens. Les zones géographiques définissant le Golfe du Lion et la mer Ligure sont explicitées au chapitre A1.

d'une vorticité anticyclonique importante au niveau du maximum de vitesse à 700 m ($Ro < -0.6f$ localement). Des valeurs si faibles sont typiquement atteintes au sein de la zone de mélange hivernale peu stratifiée, ce qui sert d'indicateur pour retracer l'origine du SCV.

4 Cycle de vie du tourbillon

a) Origine

La section de vorticité potentielle fait apparaître dans le cœur du SCV des valeurs très faibles, d'un ordre de grandeur inférieur au champ extérieur. Or, comme nous l'avons discuté de manière détaillée au chapitre B3, la vorticité potentielle est une grandeur conser-

vée en l'absence de forçage ou de dissipation, ce qui est particulièrement vrai dans l'océan profond [Marshall and Nurser, 1992]. Cette propriété de la vorticité potentielle permet de distinguer classiquement deux types de formation pour les SCVs mettant en jeu l'interaction de l'océan avec : 1) l'atmosphère via le mélange vertical [McWilliams, 1985] ; 2) la topographie [D'Asaro, 1988a]. En Méditerranée Nord-occidentale, une formation impliquant une interaction avec la topographie à profondeur intermédiaires se traduira plus vraisemblablement par un cœur constitué de LIW marqué comme cela a été observé [Bosse et al., 2015]. Dans notre cas d'étude, les très faibles valeurs de vorticité potentielle , combinées à un signal d'oxygène important dans le cœur du SCV ($\sim +15 \mu$mol L^{-1}), permettent de trancher pour une formation liée à un épisode hivernal de convection.

L'évolution de la colonne d'eau en Méditerranée Nord-occidentale au cours du cycle annuel de l'année 2012-2013 nous renseigne sur les caractéristiques du mélange hivernal dans le le Golfe du Lion et la mer Ligure (voir figure C2.7). Du mélange très profond atteignant le fond à ~2300 m est observé dans le Golfe du Lion. Les propriétés θ/S de la couche de mélange n'atteignent toutefois jamais des valeurs aussi chaudes ($\theta \sim 13.18$°C) et salées ($S \sim 38.54$) que celles du SCV observé. En mer Ligure, le mélange est moins important atteignant la profondeur de ~1000 m vers la fin février. Cette profondeur est suffisante pour incorporer la couche de LIW et redistribuer son contenu de chaleur et de sel élevé sur la verticale. Ainsi, la couche de mélange se caractérise par des propriétés θ/S chaudes et salées semblables à celles observées dans le SCV 4-5 mois plus tard. À l'automne, les LIW sont nettement plus chaudes et salées en mer Ligure ($\theta \sim 13.5$°C et $S \sim 38.60$) que dans le Golfe du Lion ($\theta \sim 13.2$°C et $S \sim 38.54$)), ce qui explique l'évolution différente des caractéristiques θ/S de la couche de mélange entre ces deux régions.

Des arguments dynamiques et hydrographiques semblent donc indiquer que le SCV observé en juillet 2013 a été formé vers la fin du mois de février par mélange vertical en mer Ligure. À cette période, les observations révèlent une couche de mélange atteignant la profondeur d'environ 1000 m aux caractéristiques θ/S très similaires à celles du SCV. De plus, cette hauteur de couche de mélange correspond globalement à l'extension verticale du tourbillon.

b) Stabilité et échanges horizontaux

Diffusion horizontale

Les SCVs sont des structures océaniques extrêmement stables à la durée de vie pouvant atteindre plusieurs années [Armi et al., 1988, Testor and Gascard, 2003, Ronski and Budéus, 2006]. En effet, la rotation du tourbillon isole de manière très efficace les eaux du cœur du SCV aux propriétés particulières et homogènes. En fonction de diverses interactions et processus physiques (double diffusion, interaction avec les ondes internes, la topographie, ...), les propriétés du cœur du SCV évoluent progressivement dans le temps. Une manière de représenter l'effet intégré de l'ensemble de ces phénomènes consiste à les modéliser en terme de diffusion horizontale contrôlée par un coefficient de diffusion tur-

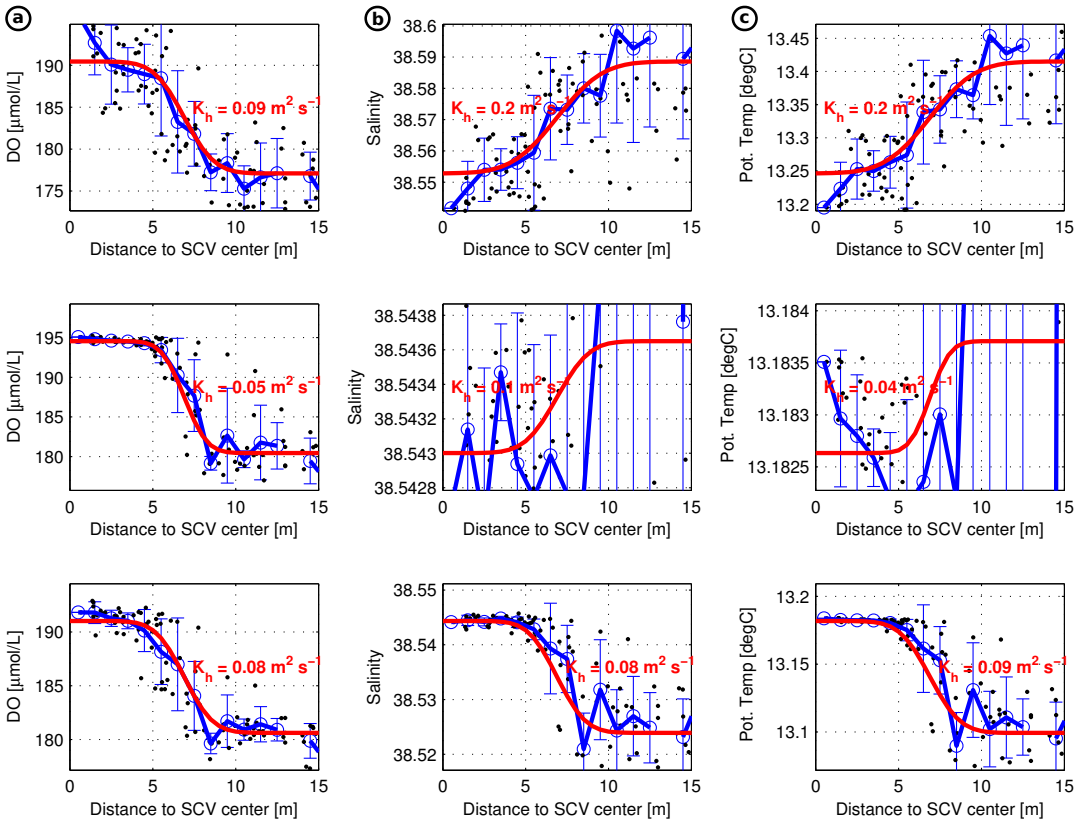


Fig. C2.8 Estimations du coefficient de diffusion horizontale à partir de la distribution radiale *(a)* d'oxygène, *(b)* de salinité et *(c)* de température. De haut en bas, les estimations sont faites à différentes profondeurs 400, 700 et 900 m.

bulente K_h. L'évolution dans le temps et l'espace d'un traceur T est alors dictée par une équation de diffusion s'écrivant :

$$\partial_t T = K_h \partial_{xx} T \tag{4.1}$$

si l'on néglige la diffusion verticale associée à de plus petites échelles O(50 m) et à des coefficients de diffusion plus petits de 10^{-5-6} m^2 s^{-1} [Cuypers et al., 2012] [5]. Dans le cas simple où, à l'instant initial, le traceur T vaut T_0 pour $x < x_0$ et T_1 pour $x > x_0$. L'évolution de T dans le temps et l'espace est alors donnée par la fonction erreur :

$$T(x,t) = \frac{T_0 + T_1}{2} + \frac{T_1 - T_0}{2} \mathrm{erf}\left(\frac{x - x_0}{\sqrt{K_h t}}\right) \text{ avec : } \mathrm{erf}(X) = \frac{2}{\pi}\int_0^X e^{-Y^2} dY \tag{4.2}$$

5. Le temps de diffusion typique sur la verticale ($t = H^2/K_z$) est alors de 8-80 ans, ce qui est bien plus grand que le temps caractéristique de la diffusion horizontale trouvé par la suite.

On écrit et résout cette équation en coordonnées cartésiennes et dans un cadre unidimensionnel. Ce cadre simplifié permet en effet d'avoir une solution analytique à notre problème. On pourrait également la résoudre en coordonnées cylindriques, mais l'opérateur Laplacien aurait alors une expression plus complexe ($\Delta T = \partial_{rr} T + r^{-1} \partial_r T$).

Connaissant l'historique du mélange hivernal en mer Ligure, le SCV a environ 4-5 mois au moment de son échantillonnage estival. Les ~100 profils de température, salinité et oxygène collectés par le glider entre le centre et l'extérieur du SCV permettent de décrire statistiquement la distribution radiale de ces grandeurs. Il est aisé de trouver un coefficient de diffusion permettant d'expliquer au mieux cette distribution radiale à partir de la solution de l'équation de diffusion donnée par l'équation (4.2). Derrière ce calcul reposent toutefois des hypothèses assez fortes comme le fait que : 1) à l'instant initial, la séparation entre le cœur du SCV et l'extérieur prenne la forme d'une marche ; 2) au cours du temps, les propriétés de l'environnement extérieur n'évoluent pas. Lors de la formation d'un SCV par ajustement dynamique, des transferts énergétiques complexes peuvent avoir lieu, comme le rayonnement d'ondes internes pouvant accentuer la turbulence et les échanges latéraux [Blumen, 1972]. L'hypothèse 1) serait donc *a priori* forte et tendrait vers une surestimation des coefficients de diffusion estimés. Concernant la seconde hypothèse, elle sera mieux vérifiée dans les couches profondes (>800 m) où le SCV interagit avec des gradients plus faibles avec les eaux profondes peu variables dans le temps et l'espace. En revanche, dans la partie supérieure du cœur (400-600 m), le SCV interagit avec les LIW, dont les propriétés θ/S sont bien plus variables. Cette seconde hypothèse est alors certainement moins robuste, notamment si le SCV est venu interagir avec la circulation de bord et notamment avec le Courant Ouest-Corse , comme suggéré par les fortes valeurs de température et salinité observées sur le bord du tourbillon. Une manière robuste de déterminer ces coefficients de diffusion latéraux serait de pouvoir suivre l'évolution temporelle du même SCV [Armi et al., 1988, Hebert et al., 1990] et de l'échantillonner comme nous l'avons fait avec celui-là mais à plusieurs moments de sa vie.

La figure C2.8 montre les estimations du coefficient de diffusion horizontale turbulente K_h faites sur les champs de température, salinité et oxygène dissous à différentes profondeurs. La méthode est mise en défaut à 700 m (c-à-d la profondeur du cœur du SCV) où les gradients de température et de salinité avec l'extérieur sont quasi nuls. En revanche, ce n'est pas le cas pour l'oxygène et cela fournit une estimation de ce coefficient aussi à cette profondeur. Les coefficients de diffusion de la température, la salinité et l'oxygène sont tous de l'ordre de 0.1 $m^2\ s^{-1}$ avec une valeur légèrement inférieure à 700 m obtenue grâce à l'oxygène de ~0.05 $m^2\ s^{-1}$ (la méthode est mise en défaut sur la température et la salinité, où il n'y a plus gradients à la profondeur du cœur).

On peut chercher à estimer un ordre de grandeur de ce coefficient de diffusion associé au SCV. La température, par exemple, semble avoir peu varié depuis sa formation 4-5 mois avant ($= \delta t$). Cette variation de température est <0.01°C ($= \delta T$), car les données récoltées pendant l'hiver montrent en février une couche de mélange en mer Ligure de 13.18°C. Entre le SCV et l'extérieur, on mesure une différence de température de ~0.1°C ($= \Delta T$)

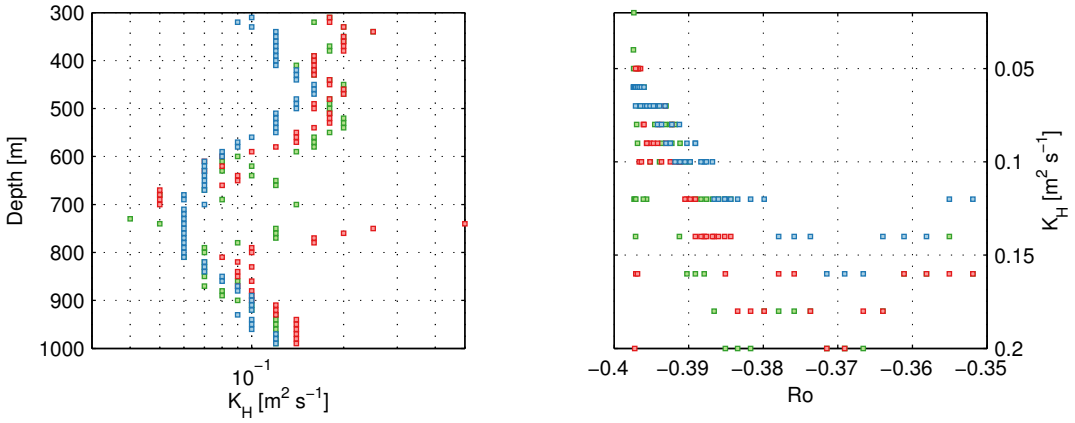


Fig. C2.9 Coefficient de diffusion horizontale dans le SCV en fonction de : *(à gauche)* la profondeur ; *(à droite)* le cisaillement horizontal de courant. Les couleurs correspondent au traceur considéré : bleu pour l'oxygène, rouge pour la salinité et vert pour la température.

sur une zone périphérique de forts gradients de ~5 km (= Δx). On peut alors écrire : $K_h \simeq \delta T/\delta t \times \Delta x^2/\Delta T = 0.2$ m^2 s^{-1}. Cette valeur est une estimation haute du coefficient de diffusion, puisque nous avons dit que δT était inférieure à 0.01°C. Dans tous les cas, on retrouve bien un chiffre du même ordre de grandeur que celui trouvé en résolvant l'équation de diffusion. Ces valeurs sont faibles comparées aux valeurs typiques de 1 m^2 s^{-1} estimées pour les Meddies : $K_h \sim 1$m^2 s^{-1} [Hebert et al., 1990]. L'environnement physique de la Méditerranée est toutefois très différent de celui de l'Atlantique tropical en terme de stratification verticale. Un coefficient de diffusion de 1 m^2 s^{-1} donnerait une durée de vie typique du SCV étudié de : R_0^2/K_h ~9 mois, ce qui semble être faible étant donné le peu d'évolution constaté sur les propriétés du cœur du SCV. En comparaison, un coefficient de diffusion de 0.1 m^2 s^{-1}correspond à une durée de vie typique de ~10 ans pour un *Meddy* de rayon ~20 km [Barbosa Aguiar et al., 2013]) contre 5 km pour le SCV étudié ici.

Rôle de la vorticité sur les barrières dynamiques du SCV

La figure C2.9-a nous montre comment varie le coefficient de diffusion horizontale K_h en fonction de la profondeur. Comme nous l'avions noté précédemment, la diffusion horizontale semble diminuer au niveau du cœur de vitesse du SCV (~700 m) qui correspond aussi au maximum de vitesses et donc au maximum de cisaillement horizontal de courant. Lorsqu'on représente le paramètre K_h en fonction du nombre de Rossby (voir figure C2.9-b), on remarque une dépendance relativement linéaire entre les deux signaux, ce qui indique que les échanges latéraux sont influencés par la vorticité importante du SCV. Les barrières dynamiques du SCV sont donc presque deux fois plus importantes au niveau de son cœur ($K_h \sim 0.05$ m^2 s^{-1}). C'est la première fois que cette idée qui semble logique peut être quantifiée, grâce à l'échantillonnage intensif du SCV qui a été réalisé.

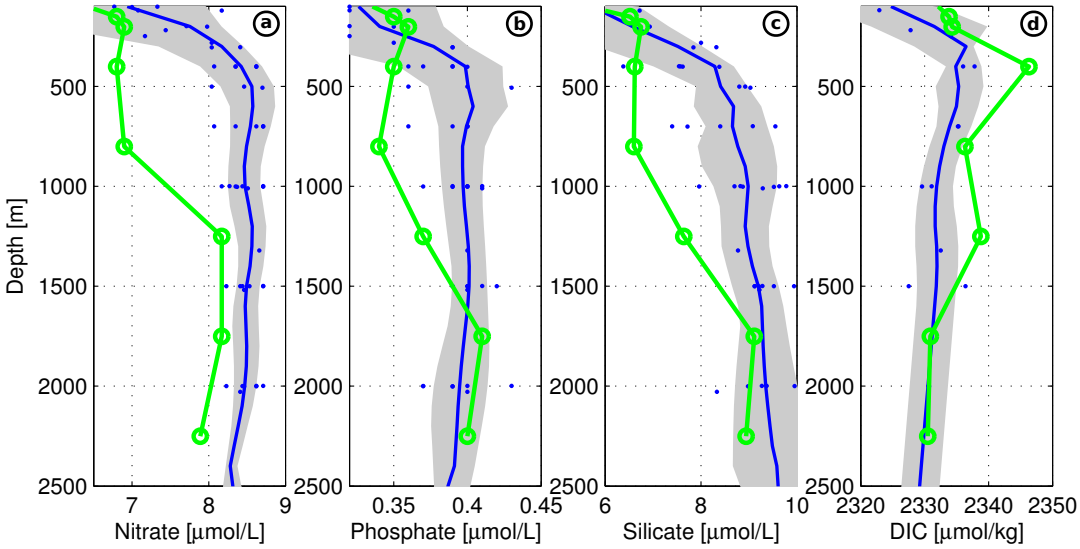


Fig. C2.10 Mesures des principaux nutriments : *(a)* nitrate, *(b)* silicate et *(c)* phosphate, ainsi que *(d)* du carbone inorganique dissous (DIC) dans le SCV (en vert) et dans les stations réalisées en mer Ligure durant la campagne MOOSE-GE 2013 (mesures individuelles en points bleus, moyenne en trait bleu et écart type en gris). Les stations correspondant aux mesures sont représentées en bleu sur la figure C2.1.

5 Impacts sur les paramètres biogéochimiques

a) Distribution des nutriments

Grâce aux données biogéochimiques récoltées pendant la campagne MOOSE-GE, la structure du SCV en terme de concentrations des principaux nutriments et de carbone inorganique dissous (DIC) peut être réalisée. La figure C2.10 montre clairement une déplétion significative des nutriments associée avec le cœur du SCV. Les concentrations de nitrates/silicates/phosphates mesurées à 150, 200, 400 et 800 m sont d'environ 6.8/6.6/0.35 μmol L^{-1}, contre des concentrations trouvées à l'extérieur de 8.5/9.0/0.4 μmol L^{-1}. Cela correspond à une diminution relative de 20/27/13% des concentrations en nutriments. À 1500 m de profondeur, les concentrations rejoignent des niveaux similaires à ceux que l'on trouve à l'extérieur du tourbillon, sauf pour les concentrations de nitrates qui restent inférieures (~ 8μmol L^{-1}). Cela pourrait être dû à une tendance des stocks des nitrates profonds, car les eaux du SCVs (même sous son cœur) sont typiques du lieu de sa formation. L'augmentation correspondante ~+0.1-0.2 μmol L^{-1} (soit environ 1-3% du signal total) est toutefois très supérieure à la tendance observée sur la période récente en mer Ligure de +0.2% par an [Pasqueron de Fommervault et al., 2015]. L'inspection des données de nitrates des campagnes MOOSE-GE (juillet 2012) et DEWEX (février et avril 2013) ne mettent toutefois pas en évidence des concentrations en nitrates si faibles en profondeur.

Le mélange vertical redistribue les nutriments sur la verticale entre la couche profonde riche en nutriments et typiquement la couche 0-100 m où les concentrations sont quasiment nulles. Si on néglige toute consommation ou apport durant le processus de mélange, la concentration des nutriments dans une couche de mélange homogène de profondeur h sera alors égale à la valeur moyenne des concentrations initiales sur cette profondeur h. Si on considère les valeurs moyennes sur 0-1000 m des profils moyens mesurés en été en mer Ligure (en bleu sur la figure C2.10), on aboutit à des concentrations de nitrates/silicates/phosphates de 7.6/7.6/0.35 μmol L^{-1}. Toutes ces valeurs sont supérieures ou égales aux concentrations observées dans le SCV. Par conséquent, cette différence indiquerait une consommation de nutriments lors du processus de mélange hivernal, la forte activité du mélange exposant les cellules phytoplanctoniques à la lumière du soleil sur de courtes périodes. Plus tard, durant la vie du SCV les eaux qui composent sont coeur ne sont pas exposées à la lumière et il est vraisemblable que les nutriments ne sont pas consommés.

Concernant le carbone inorganique dissous (DIC), les concentrations sont légèrement plus importantes dans le SCV qu'à l'extérieur. Les valeurs de DIC sont influencées par la dégradation de matière organique liée à une production primaire passée. Au moment de la formation du SCV, le mélange vertical a brassé le phytoplancton sur la verticale jusqu'à ~1000 m. Une fois le tourbillon formé, la colonne d'eau s'est restratifiée, piégeant ainsi cette matière organique amenée en profondeur. Après s'être dégradée, ce processus aboutit finalement à une augmentation locale de la concentration de DIC dans le cœur du SCV comme cela est bien observé (voir figure C2.10-d). [Budéus et al., 2004] relève des concentrations importantes de bactéries dans un SCV similaire observé en mer du Groenland. Le développement des bactéries pourrait éventuellement être favorisé par une dégradation accrue de matière organique présente initialement dans le SCV.

b) Impacts sur la chlorophylle

Les concentrations de chlorophylle sont faibles en dehors de la période d'efflorescence printanière, avec une situation oligotrophe caractérisée par un maximum de chlorophylle profond et une couche de surface pauvre en nutriments. La figure C2.11 indique les concentrations des différents nutriments dans la couche de surface, ainsi que les mesures optiques de chlorophylle du glider à travers le SCV. On remarque un doublement du signal de chlorophylle au centre du tourbillon. Son effet est classiquement celui d'un tourbillon de subsurface ou d'un cyclone de mésoéchelle, où on observe une remontée locale des isopycnes au centre, entraînant avec elles une remontée des nutriclines et une augmentation locale de la stratification (voir figure C2.11-a). Par conséquent, cette plus grande disponibilité des nutriments dans la couche euphotique par rapport à l'extérieur du SCV peut stimuler la croissance du phytoplancton au centre du tourbillon (voir figure C2.11-a). Ces concentrations en chlorophylle témoignent d'une accumulation modérée de biomasse phytoplanctonique et engendrerait également une accumulation de matière inorganique. En effet, des valeurs importantes de DIC sont observées au centre du SCV (voir figure C2.10). De plus, les

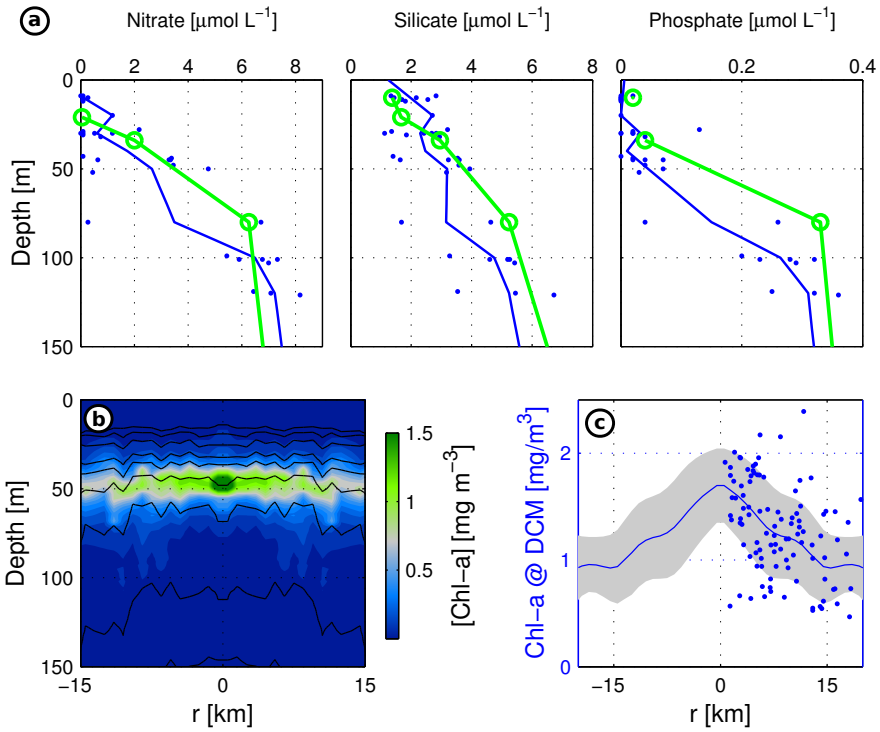


Fig. C2.11 *(a)* Mesures de concentrations des différents nutriments dans la couche de surface (SCV en vert et extérieur en bleu). *(b)* Section glider de chlorophylle-a à travers le SCV avec en noir des isopycnes bien choisies ; *(c)* concentration et profondeur du maximum de chlorophylle profond .

rapports stœchiométriques N :P :Si sont légèrement différents au niveau du cœur du SCV (1 :0.97 :0.52) par rapport à ce que l'on trouve à l'extérieur (1 :1.06 :0.47). Cela peut donc potentiellement impacter les communautés biologiques (phytoplancton, bacteries, etc...) qui peuvent s'y développer différemment de celles situées à l'extérieur [Budéus et al., 2004].

6 Bilan et perspectives

Dans ce dernier chapitre de thèse, nous avons décrit un SCV anticyclonique d'Eaux d'Hiver Profondes en combinant des observations physiques et biogéochimiques réalisées durant une campagne en mer à celles collectées par un glider lors de l'été 2013. Elles permettent ainsi la reconstitution à l'échelle fine du SCV des traceurs océaniques (température, salinité, oxygène, chlorophylle) grâce à la collecte de près de 90 profils glider à moins 15 km de son centre ce qui est une première. Le cœur du SCV situé à environ 700 m est constitué d'une zone particulièrement homogène et faiblement stratifiée ($N/f \sim 2.5$). Le champ de vitesse cyclogéostrophique fait apparaître des vitesses maximales à une profondeur de 700 m d'une intensité de ~14 cm s^{-1} . Le rayon du tourbillon est estimé à 6.9 km et le cisaillement horizontal de courant associé atteint $-0.6f$ au centre du tourbillon. La

vorticité potentielle montre de très faibles valeurs au centre du SCV résultant de sa formation par mélange vertical lors de l'hiver vraisemblablement en mer Ligure comme l'indique l'évolution de la couche de mélange dans le bassin l'hiver précédent. Le coefficient de diffusion horizontale turbulente est estimé à ~0.1 $m^2\ s^{-1}$, traduisant des faibles échanges qui ont lieu avec l'extérieur dus aux barrières dynamiques du SCV. Les paramètres biogéochimiques sont également fortement affectés, révélant des concentrations des différents nutriments de 20-30% inférieures aux valeurs observées dans l'environnement extérieur. Toutefois les cœurs de ces SCVs présentent des nutriclines plus proches de la surface et peuvent favoriser le développement de phytoplancton au-dessus. Des concentrations plus élevées de carbone inorganique dissous sont également observées dans le cœur du tourbillon, en lien avec le piégeage profond de matière organique au moment de sa formation et/ou l'augmentation de la biomasse phytoplanctonique constatée au centre du SCV et sa dégradation.

Les barrières dynamiques des SCVs leur permettent d'isoler des propriétés très particulières, impactant les propriétés physiques et biogéochimiques de l'océan. Cet impact local va jusqu'à créer un écosystème à part entière et difficile à caractériser dû au manque d'observations *in situ* à ces petites échelles. L'apport de telles mesures permettra aux modèles régionaux couplés physique-biogéochimie à haute résolution d'avoir des points de référence sur ces objets particuliers, mais d'une importance majeure sur la circulation des masses d'eau et les cycles biogéochimiques des masses d'eau profondes et intermédiaires vu leur grand nombre et leur durée de vie importante.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'océan reste un milieu étendu, opaque et hostile. Il est pourtant essentiel de parvenir à observer et comprendre sa variabilité, ne serait-ce que pour limiter la pression intense que l'Homme exerce sur le milieu marin en termes de pollution (hydrocarbures, plastiques, macro-déchets, etc), d'urbanisation, d'aménagement du littoral et d'exploitation des ressources halieutiques. En effet, avoir une bonne connaissance de la dynamique du milieu marin, si elle ne permet pas d'éviter les catastrophes écologiques (marée noire, extinction d'espèces, "continent de plastique", problèmes de santé publique, etc), permet toutefois d'en limiter les impacts. De plus, l'océan joue un rôle central dans la question climatique en séquestrant une grande partie du CO_2 d'origine anthropique émis dans l'atmosphère et plus de 90% de l'excédant énergétique du réchauffement climatique. Ce carbone finit dans l'eau de mer et perturbe les écosystèmes via l'acidification de l'océan ; alors que la perturbation de la machine thermique océanique interagit directement avec le climat de la Terre. Il est encore très difficile d'anticiper l'évolution future du système Terre-Océan à l'échelle décennale ou plus. Pourtant, cette connaissance partielle et perfectible sert aujourd'hui de base aux décisions politiques dans la lutte contre le réchauffement climatique. Par conséquent, nous devons continuer à alimenter les bases de données d'observation de l'océan et développer de nouveaux systèmes pour améliorer notre compréhension de ce milieu encore si mystérieux.

Ce travail de thèse s'appuie essentiellement sur l'analyse de données *in situ* collectées sur la période récente (2007-2015) et apporte de nouveaux éléments concernant le fonctionnement de la Méditerranée Nord-occidentale. Le déploiement intensif dans la dernière décennie de plateformes autonomes d'observation de l'océan (gliders mais aussi flotteurs profileurs) a constitué une véritable révolution. Les données récoltées[6] nous permettent de décrire la circulation générale de la Méditerranée Nord-occidentale, ainsi que les circulations tourbillonnaires dominant les transferts énergétiques et de matière au sein des couches profondes et intermédiaires à travers le bassin. Elles ont aussi mis en évidence le rôle conjoint de la dynamique frontale de sous-mésoéchelle en périphérie de la zone mélangée et des plumes convectives dans les processus de transferts verticaux entre la couche de surface et l'océan profond. Les impacts de ces processus dynamiques sur les cycles biogéochimiques ont pu également être décrits. Les résultats de cette thèse sont présentés à travers le prisme des trois phases de la convection profonde océanique qui intervient dans le Golfe du Lion de manière un peu séquentielle, tout en se chevauchant :

La phase de préconditionnement : Tout d'abord, l'évolution des caractéristiques des masses d'eaux du bassin sur la période 2007-2015 est abordée à partir de l'ensemble des données *in situ* collectées à l'échelle du bassin. La variabilité des couches de surface, intermédiaires et profondes est caractérisée pour la première fois par des indices de variabilité significatifs, permettant de décrire les contrastes côte-large et

6. dans le cadre de projets européens (MERSEA, TOSCA, FP7 : GROOM, PERSEUS, JERICO, E-Aims, OSS-2015) et nationaux DOCONUG (UK), LIVINGSTONE, PABO, REI glider, IMEDIA, SOERE MOOSE, SOCIB (ES), REP (IT), GMMC MESOLAB, EQUIPEX NAOS, MISTRALS/HyMeX, ANR ASICS-MED, MISTRALS/MERMeX).

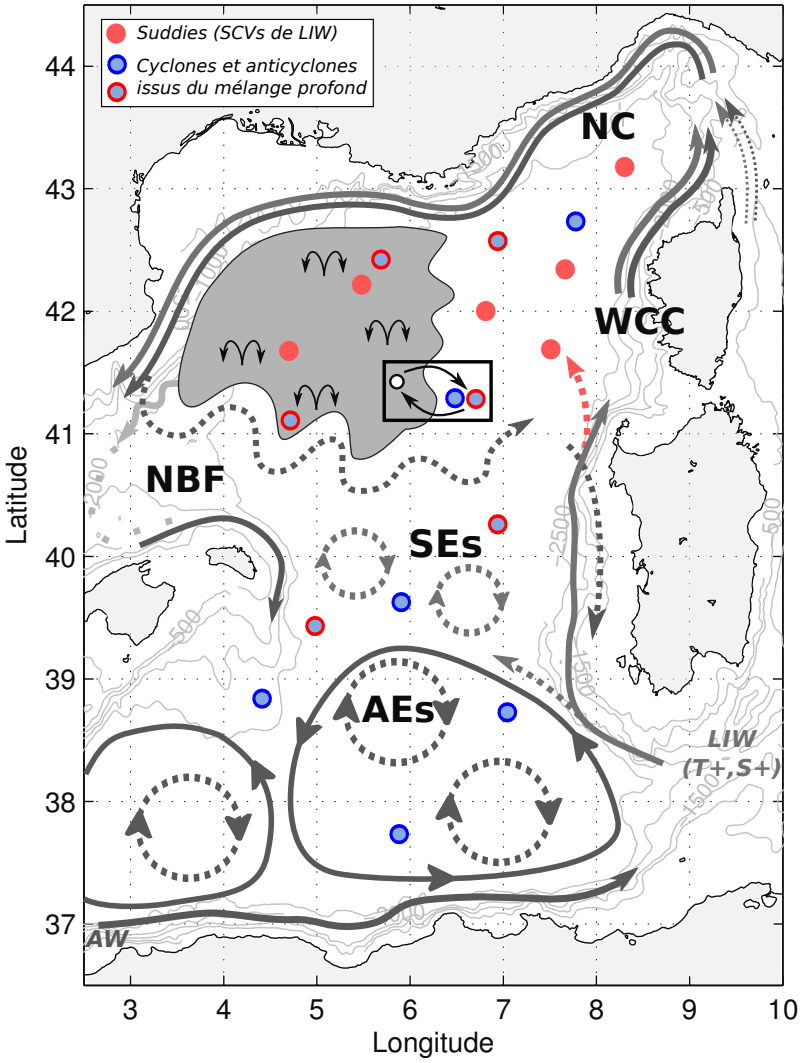


Fig. CL1 Carte de la circulation générale de la Méditerranée Occidentale. En noir et blanc, on a représenté les circulations moyennes en trait plein (NC : Courant Nord, WCC : Courant Ouest-Corse, NBF : Front Nord-Baléares) et intermittentes ou tourbillonnaires en pointillés (AEs : Tourbillons Algériens, SEs : Tourbillons Sardes) des couches d'AW (gris fonçé) et de LIW (gris clair). Les circulations tourbillonnaires de subsurface mises en évidence et étudiées dans cette thèse sont représentées en coucleur.

est-ouest notamment au niveau des Eaux Levantines Intermédiaires, dont le rôle est important pour le renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale [Schroeder et al., 2006, Grignon et al., 2010]. Le signal de réchauffement et de salinisation des eaux profondes sur la période 2007-2013 montre une tendance moyenne de +0.004°C an^{-1} et +0.0025 an^{-1} en salinité, ce qui reste comparable avec les estimations de la période 1995-2005 [Marty and Chiavérini, 2010]. Cette augmentation par palier étant intimement liée à la récurrence des événements de convection profonde ou de *cascading*, il est nécessaire de les documenter sur le long-terme, justifiant la pérennité de l'observatoire MOOSE (mouillages, campagnes, gliders,...).

La circulation générale du bassin est ensuite abordée à partir des données des gliders. Elle est caractérisée par une circulation cyclonique de grande échelle qui est associée à un préconditionnement au centre du bassin par le mélange hivernal profond [MEDOC-Group, 1970, Marshall and Schott, 1999]. En particulier, la structure du Courant Nord, qui forme la branche nord de ce gyre, est décrite le long de radiales répétées. La structure de courant est équivalent-barotrope avec des courant intensifiés en surface (~ 50 cm s^{-1}) et une composante barotrope importante (5-10 cm s^{-1}) dans la même direction. L'évolution des caractéristiques hydrographiques et dynamiques du courant en lien avec la pente du talus continental est discutée. Le transport sur la couche 0-300 m est estimé à ~1 Sv en cohérence avec de précédentes études [Sammari et al., 1995, Alberola et al., 1995]. La variabilité saisonnière du courant montre un renforcement des gradients de densité et des courants baroclines en hiver, provoqués par le mélange vertical important au large.

Enfin dans une dernière partie, nous décrivons de nouvelles structures tourbillonnaires de subsurface transportant des Eaux Levantines Intermédiaires très chaudes (+0.4°C) et salées (+0.1) par rapport aux caractéristiques moyennes du bassin. Ces tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle (SCV) d'un rayon de ~5 km ont pu être observés et décrits grâce aux déploiements récurrents de gliders depuis 2007. De par leur caractère fortement non-linéaire ($Ro \sim 0.3$), ces tourbillons de subsurface, avec les SCVs formés par le mélange vertical en hiver, dominent la circulation générale à profondeur intermédiaire et peuvent survivre sur une période typique supérieure à un an. Ils se forment au niveau du coin nord-ouest de la Sardaigne, où s'écoulent le long du talus des Eaux Levantines Intermédiaires chaudes et salées vers le nord en provenance de la mer Tyrrhénienne. Nous savons désormais que des transferts de chaleur et de sel importants ont lieu via ces SCVs. Ceux-ci sont capables de propager des anomalies de température et de salinité importantes jusque dans la zone du Golfe du Lion, où se renouvellent les eaux profondes. Par conséquent, leur rôle est important dans la circulation thermohaline de la Méditerranée Occidentale. Au même titre que les SCVs formés par mélange vertical, leur influence locale peut favoriser l'approfondissement de la couche de mélange via le préconditionnement dynamique local de la colonne d'eau [Legg et al., 1998], et avoir des impacts importants sur les paramètres biogéochimiques.

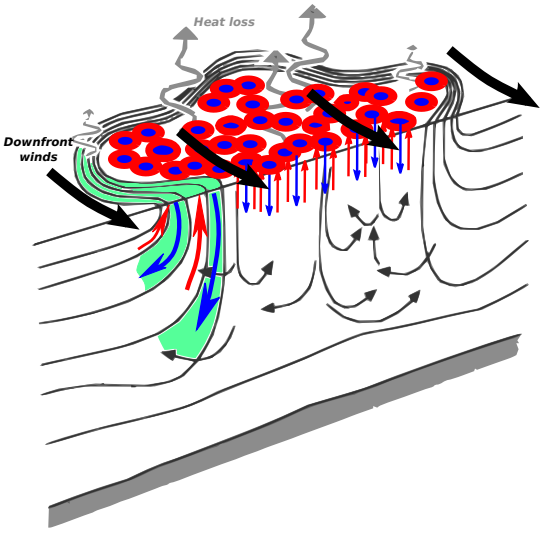


Fig. CL2 Schéma de la convection profonde de [Marshall and Schott, 1999] revisité. On y a superposé les processus importants de sous-mésoéchelle étudiés dans cette thèse : les plumes convectives et les échanges verticaux au niveau des fronts .

La phase de mélange : Dans un premier temps, nous nous intéressons à la description du mélange à l'échelle du bassin. En hiver, la colonne d'eau subit d'intenses pertes de chaleur (~-1000 W m^{-2}) qui engendrent un approfondissement de la couche de mélange pouvant atteindre de grandes profondeurs dans le Golfe du Lion. En 2007 et 2008, la couche de mélange atteint ~1000 m. Lors de cinq hivers consécutifs de 2009 à 2013, son approfondissement est stoppé par le plancher océanique à ~2300 m [Houpert et al., 2016]. Enfin, en 2014 et 2015, on note des traces de mélange jusqu'à respectivement ~500 m et ~1500 m. Des observations satellite de chlorophylle de surface présentent de faibles valeurs (<0.15-0.25 mg m^{-3}) dans les zones de mélange profond (>1000 m) qui permettent ainsi d'estimer l'extension spatiale de la zone de convection. De manière complémentaire, cette extension est également déduite de l'analyse des données *in situ* de température à profondeur intermédiaire collectées en hiver. Ces deux méthodes aboutissent à un taux de renouvellement des eaux profondes similaire de ~1 Sv[7] entre 2009 et 2012 et de ~1.5 Sv en 2013. Les estimations faites à partir des observations satellite ponctuelles conduisent toutefois nécessairement à sous-estimer ce volume.

Lors de l'hiver 2013, une quantité sans précédent de données *in situ* a été récoltée grâce aux déploiements de gliders (jusqu'à cinq en même temps), de flotteurs Argo, ainsi qu'à l'organisation de six campagnes en mer à l'échelle du sous-bassin de l'été 2012 à l'automne 2013. L'évolution temporelle des paramètres physiques et biogéochimiques de la phase de mélange et jusqu'à l'apparition de l'efflorescence printanière au mois d'avril peut être reconstituée. Une reconstitution du volume des différentes classes de densité au cours de l'hiver permet pour la première fois de suivre l'histoire du renouvellement des eaux profondes. Des eaux très denses (>29.12 kg m^{-3}) quasi inexistantes avant la convection voient leur volume augmenter de ~1 Sv à la fin de l'épisode de mélange. Ces eaux denses apparaissent après que la couche de mélange ait atteint le fond vers la fin février. Des eaux légè-

7. volume ramené sur un an.

rement moins denses ($29.115 < \sigma < 29.12$ kg m^{-3}) voient également leur volume augmenter de ~1 Sv sur la période hivernale. En terme de *timing*, la formation de ces dernières intervient un peu plus tôt dans l'hiver. Par ailleurs, toutes les eaux d'une densité inférieure ont une variation de leur volume nulle ou négative indiquant qu'elles ne comptent pas dans le volume des eaux profondes nouvellement formées. L'histoire du mélange hivernal de janvier à mars est essentielle pour estimer correctement le taux de renouvellement des eaux profondes, que l'on estime à ~2 Sv en 2013. Cette valeur suggère une sous-estimation de ~ 30% des estimations faites à partir des images satellites, qui ne sont représentatives que d'un état instantané du mélange profond au cours de l'hiver.

Nous étudions ensuite des processus de transferts verticaux intenses au sein de la zone convective. Les paramètres de vol des gliders dans la turbulence océanique hivernale permettent en effet d'estimer les vitesses verticales intenses associées aux plumes convectives pouvant atteindre +10/-15 cm s^{-1} . Le rayon (~400 m), l'intensité (-6/+3 cm s^{-1}), ainsi que la signature sur les traceurs océaniques (température, salinité, densité, oxygène, fluorescence et turbidité) des plumes a pu être estimée pour la première fois sur la base de mesures *in situ* et de manière statistique. D'un point de vue statistique, la quasi totalité de la surface de la zone de convection subit d'importantes vitesses verticales[8]. L'impact de ces transferts verticaux est également crucial pour les flux sédimentaires dans le Golfe du Lion [Stabholz et al., 2013, Durrieu de Madron et al., 2016]. Une relation entre les concentrations de matière en suspension et le cisaillement horizontal de courant est trouvée grâce aux données de gliders suggérant une modulation de ce signal par la turbulence de (sous-)mésoéchelle. Le pompage d'Ekman au fond pourrait notamment expliquer cette asymétrie cyclones-anticyclones dans les concentrations de sédiments.

Enfin, nous étudions les processus frontaux lors de la période hivernale. L'analyse de données glider est complétée par les sorties d'un modèle numérique à haute résolution[9]. La destruction de vorticité potentielle est étudiée car elle est particulièrement importante pour la dynamique verticale des fronts océaniques [Haine and Marshall, 1998, Yoshikawa et al., 2001, Thomas et al., 2013] : sous l'action mécanique du vent [Thomas, 2005a], des zones étendues (~100 km de long, 20 km de large) et profondes (~150 m) de vorticité potentielle négative se forment le long du front du Courant Nord , ainsi qu'au sud, le long du Front Nord-Baléares qui lui est fortement modulé par des perturbations de mésoéchelle (~20-50 km), permettant le développement de l'instabilité symétrique là où le vent souffle le long des fronts suffisamment longtemps (sur plus d'une période d'inertie). Les gliders sont en capacité de reconstituer ce signal de vorticité potentielle négative si celui-ci est suffisamment marqué, car l'échantillonnage du glider conduit à une sous-estimation systématique des gradients horizontaux de densité. Les sections glider de chlorophylle révèlent des concentrations plus importantes au niveau des fronts en marge de la zone de convection. Cela démontre l'importance des échanges verticaux qui y ont lieu dans le développement phytoplanctonique hivernal.

8. Résultats d'un projet de Master 1 et d'un stage de Master 2 que j'ai co-encadré.
9. modèle SYMPHONIE à 1 km de résolution en configuration réaliste du Golfe du Lion [Damien, 2015].

La phase d'étalement et de restratification : Les tourbillons issus du mélange hivernal lors de quatre hivers consécutifs (2010-2013) sont étudiés grâce aux données *in situ* récoltées par les différentes plateformes : gliders, navires, mouillages. En particulier, les données glider permettent de décrire avec précision la dynamique non-linéaire des SCVs ($Ro \sim \pm 0.3$-0.6) exportant près de la moitié des eaux du mélange lors de la phase post-convective. Ce mode de dispersion par des structures cohérentes était déjà connu [Testor and Gascard, 2003, Testor and Gascard, 2006], mais il manquait cruellement d'une description de leur structure verticale que nous pouvons fournir maintenant. Le rôle des cyclones dans la dispersion des eaux profondes nouvellement formées est mis en évidence. Les cyclones d'eaux profondes nouvelles sont caractérisés par des vitesses importantes en subsurface (~500-1000 m) et leur structure verticale a pu être décrite pour la première fois. Ils présentent une structure de densité très singulière, caractérisée par un affaissement important des isopycnes de plusieurs centaines de mètres au-dessus de leur cœur de vitesse par rapport à l'extérieur. L'intrusion de parcelles d'eaux denses dans un milieu plus stratifié, mais toujours en contact avec le fond, et leur ajustement dynamique pourraient expliquer leur formation et leur structure. Les épisodes de convection profonde atteignant le fond, formant des eaux du mélange hivernal d'une densité supérieure aux eaux profondes pré-existantes, semblent favoriser la formation de ce type de cyclones par rapport à la formation d'anticyclones qui aurait elle lieu plus favorablement quand le mélange n'atteint pas le fond.

Enfin, nous étudions plus en détail l'exemple d'un SCV anticyclonique d'Eaux d'Hiver Profondes observé lors de l'été 2013 qui a été échantillonné intensivement par un glider équipé de capteurs de fluorescence et d'oxygène, ainsi que par la campagne MOOSE-GE 2013. Les données de campagne permettent en particulier de décrire le tourbillon en terme de paramètres biogéochimiques (nutriments, carbone inorganique dissous) à partir d'échantillons d'eau de mer. Nous reconstituons les champs de température, salinité, oxygène et chlorophylle du SCV de la surface jusqu'au fond (~2500 m) et les champs dynamiques (vitesses orbitales cyclogéostrophiques, vorticité potentielle) sont également reconstruits. Le cisaillement de courant, très important dans le cœur du SCV ($\sim -0.6f$), semble renforcer les barrières dynamiques en inhibant les échanges avec l'extérieur. Un signal significatif sur les paramètres biogéochimiques est également observé : diminution des nutriments de ~20 % au niveau du cœur, augmentation des concentrations de carbone inorganique et des concentrations de chlorophylle. Cela démontre que la portée des SCVs n'est pas uniquement limitée à un rôle physique, mais qu'ils influent également sur les cycles biogéochimiques de la Méditerranée Nord-occidentale.

On peut maintenant dresser quelques perspectives à partir de ces travaux :

Pour la modélisation : Les résultats qui jalonnent ce manuscrit vont servir de guide essentiel pour le développement des modèles numériques de la Méditerranée. Jusqu'à maintenant, peu d'études observationnelles se sont attachées à la description des fines

échelles de variabilité océanique et de leurs impacts sur les paramètres biogéochimiques en Méditerranée. Pourtant, l'augmentation de la puissance de calcul permet aujourd'hui aux modèles régionaux de circulation générale, voire à des modèles couplés physique-biogéochimie, d'atteindre une résolution kilométrique. Décrire les processus importants à ces échelles est donc devenu d'une importance capitale dans le but de valider des modèles de circulation et d'écosystèmes. Depuis la découverte des *Meddies*, la formation de tourbillons similaires de subsurface formés par décrochement du talus d'un sous-courant s'est révélée être un phénomène récurrent des systèmes d'*upwelling* de la Méditerranée Occidentale [Bosse et al., 2015], mais aussi des océans globaux [Pegliasco et al., 2015]. Les modèles régionaux à haute résolution devront donc s'attacher dans le futur à reproduire ces nombreux tourbillons de sous-mésoéchelle qui jouent un rôle crucial pour le transport des Eaux Levantines Intermédiaires dans tout le bassin occidental. L'impact de ces structures sur le renouvellement des Eaux Profondes de la Méditerranée Occidentale et la ventilation des eaux profondes pourrait ainsi être quantifié. L'export des eaux profondes nouvellement formées par de nombreux tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle, cycloniques et anticycloniques, doit également être correctement reproduit par ces modèles pour pouvoir décrire fidèlement l'étalement de près de la moitié du volume formé et le préconditionnement de la convection de l'hiver suivant. Certains modèles de résolution kilométrique sont capables de les reproduire, ce qui est très encourageant [Damien et al., 2016]. Le nombre important, la durée de vie étendue et la cohérence de ces tourbillons suggèrent qu'une telle étude numérique soit faite sur un domaine suffisamment grand, voire couvrant l'ensemble de la Méditerranée Occidentale. Une paramétrisation de leurs effets à l'échelle du bassin pourrait alors être recherchée dans le but de les représenter dans les modèles de projection climatique qui sont encore loin de pouvoir résoudre ces échelles. Nous avons mis en évidence la modulation importante sur les paramètres biogéochimiques que peut avoir un SCV en terme de concentration des principaux nutriments, profondeur des nutriclines, rapport stœchiométriques, taux de carbone, ... L'impact (local et global) des SCVs (formés au niveau du talus ou par mélange vertical) sur les cycles biogéochimiques est également une question qui pourrait être explorée par des études numériques, afin de réduire l'incertitude des projections climatiques futures sur les questions de l'évolution du cycle du carbone, de l'acidification des océans, de l'impact sur les écosystèmes pélagiques, etc.

Pour les observations *in situ* : La généralisation des capteurs biogéochimiques sur les plateformes autonomes va permettre de comprendre et d'aborder le rôle de la physique à sous-mésoéchelle (frontale et tourbillonnaire) dans les transferts de nutriments, de matières organique et inorganique, ainsi que dans le développement du phytoplancton.

Des études complémentaires concernant les SCVs devraient être menées. On pourrait par exemple tenter de suivre ce genre de structures de manière lagrangienne grâce à des flotteurs SOFAR [10] afin de pouvoir échantillonner leurs propriétés physiques et biogéochi-

10. sources acoustiques dérivant à une pression d'équilibre (flotteurs isobares) qui peuvent être triangulées.

miques à différents stades de leur existence. D'un point de vue de la méthode, cela reviendrait à faire ce qui a déjà été réalisé pour un *Meddy* [Armi et al., 1988], mais les échanges latéraux des SCVs en Méditerranée suggèrent des processus différents qui mériteraient une investigation spécifique.

La zone de formation des *Suddies* au niveau du coin nord-ouest de la Sardaigne pourrait également être échantillonnée de manière ciblée par une flottille de gliders sur une période de quelques mois pour documenter les processus mis en jeu, ainsi que les transferts d'énergie et de matière qui y ont lieu.

Au niveau des processus frontaux hivernaux, le déploiement de plusieurs gliders en parallèle le long de radiales espacées de ~15 km (un rayon de déformation) traversant le front du Courant Nord à l'ouest du Golfe du Lion, ou en mer Ligure, pourrait documenter la destruction de vorticité potentielle et suivre en profondeur les signaux générés par les transferts verticaux. Des mesures complémentaires biogéochimiques pourraient également être réalisées par un navire océanographique (délicates à cause des conditions en mer quand elles doivent avoir lieu à partir d'échantillons d'eau de mer) pour étudier l'effet de ces échanges sur l'approvisionnement de la couche euphotique en nutriments et le développement du phytoplancton en marge de la zone convective. Le réseau d'observation MOOSE nous a permis de renseigner de nombreux aspects de la dynamique du bassin nord-occidental. De telles approches intégrées devraient être mises en place dans d'autres zones clés de la Méditerranée et renseigner des phénomènes encore peu observés comme la formation des Eaux Levantines Intermédiaires dans le bassin oriental, par exemple.

À l'échelle globale, des gliders profonds plongeant jusqu'à 6000 m sont en développement et vont certainement jouer un rôle clé dans les années à venir pour la surveillance de la variabilité océanique sur le long terme. En Méditerranée, ils permettraient notamment de décrire jusqu'au fond les SCVs d'eaux profondes et d'aborder leur interaction avec le fond. Ils permettraient également d'échantillonner plus en détail les signaux du *cascading* lorsqu'il se propage jusqu'au fond. Enfin, le couplage entre la dynamique des courants (horizontaux et verticaux) et la re-suspension sédimentaire durant la phase de convection profonde pourrait également être mieux documentée en récoltant des données manquantes à l'interface entre la couche de fond et la couche de mélange turbulente en contact avec l'atmosphère.

Enfin, la question essentielle du mélange turbulent pourrait être abordée par des mesures faites par des capteurs de microstructure montés sur des gliders. La modulation du signal de dissipation turbulente pourrait alors être caractérisée à l'échelle des SCVs, du front du Courant Nord ou du Front Nord-Baléares ou encore des plumes convectives lors de conditions hivernales extrêmes. Ce type de mesures serait également intéressant pour documenter les processus d'interaction entre les courants et la topographie qui induisent une forte turbulence de petite échelle et du mélange (formation de *Suddies*, échanges côte-large au niveau du Courant Nord, épisodes de *cascading*).

Bibliographie

[Adloff et al., 2015] Adloff, F., Somot, S., Sevault, F., Jordà, G., Aznar, R., Déqué, M., Herrmann, M., Marcos, M., Dubois, C., Padorno, E., Alvarez-Fanjul, E., and Gomis, D. (2015). Mediterranean Sea response to climate change in an ensemble of twenty first century scenarios. *Climate Dynamics*. b)

[Alberola et al., 1995] Alberola, C., Millot, C., and Font, J. (1995). On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean-sea. *Oceanologica Acta*, 18 :163–192. f), 1, b), 6

[Allen and Smeed, 1996] Allen, J. T. and Smeed, D. A. (1996). Potential vorticity and vertical velocity at the Iceland-Faeroes front. *Journal of Physical Oceanography*, 26 :2611–2634. b)

[Allen et al., 2001] Allen, J. T., Smeed, D. A., Tintoré, J., and Ruiz, S. (2001). Mesoscale subduction at the Almeria-Oran front Part 1 : Ageostrophic flow. *Journal of Marine Systems*, 30 :263–285. b)

[Álvarez et al., 2005] Álvarez, M., Pérez, F., Shoosmith, D. R., and Bryden, H. L. (2005). Unaccounted role of Mediterranean Water in the drawdown of anthropogenic carbon. *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 110 :1–18. b)

[Armi et al., 1988] Armi, L., Hebert, D., Oakey, N., Price, J. F., Richardson, P. L., Rossby, T., and Ruddick, B. (1988). The history and decay of a Mediterranean salt lens. *Nature*, 333 :649–651. d), 1, b), b), 6

[Arnone et al., 1990] Arnone, R. A., Wiesenburg, D. A., and Saunders, K. D. (1990). The origin and characteristics of the Algerian Current. *Journal of Geophysical Research*, 95(89) :1587. f)

[Attané and Courbage, 2001] Attané, I. and Courbage, Y. (2001). La démographie en méditerranée : Situations et projections. *Paris, Economica. (Les Fascicules du Plan Bleu n°11)*. b)

[Bachman and Taylor, 2014] Bachman, S. and Taylor, J. (2014). Modelling of partially-resolved oceanic symmetric instability. *Ocean Modelling*, 82 :15–27. b)

[Barbosa Aguiar et al., 2015] Barbosa Aguiar, a. C., Ménesguen, C., Le Gentil, S., Schopp, R., and Carton, X. (2015). Cyclones and Anticyclones in Seismic Imaging. *Journal of Physical Oceanography*, page 150721114430003. 1

[Barbosa Aguiar et al., 2013] Barbosa Aguiar, A. C., Peliz, A., and Carton, X. J. (2013). A census of meddies in a long-term high-resolution simulation. *Progress in Oceanography*, 116 :80–94. 1, b)

[Behrenfeld, 2010] Behrenfeld, M. J. (2010). Abandoning sverdrup's critical depth hypothesis on phytoplankton blooms. *Ecology*, 91(4) :977–989. g)

[Béthoux et al., 2002] Béthoux, J.-P., Durieu de Madron, X., Nyffeler, F., and Tailliez, D. (2002). Deep water in the western Mediterranean : Peculiar 1999 and 2000 characteristics, shelf formation hypothesis, variability since 1970 and geochemical inferences. *Journal of Marine Systems*, 33-34 :117–131. f)

[Béthoux et al., 1990] Béthoux, J.-P., Gentili, B., Raunet, J., and Tailliez, D. (1990). Warming trend in the western Mediterranean deep water. *Nature*, 347 :660–662. b), e), 1, c), 4, c)

[Béthoux et al., 1998] Béthoux, J.-P., Gentili, B., and Tailliez, D. (1998). Warming and freshwater budget change in the Mediterranean since the 1940s, their possible relation to the greenhouse effect. *Geophysical Research Letters*, 25(7) :1023. c)

[Béthoux et al., 1988] Béthoux, J.-P., Prieur, L., and Bong, J.-H. (1988). Le Courant Ligure au large de Nice. *Oceanologica Acta Special*, (9) :59–67. 1, b)

[Béthoux et al., 1982] Béthoux, J.-P., Prieur, L., and Nyffeler, F. (1982). The water circulation in the North-Western Mediterranean Sea, its relations with wind and atmospheric pressure. *Hydrodynamics of semi-enclosed seas*, 34 :129–141. b)

[Beuvier et al., 2012] Beuvier, J., Béranger, K., Lebeaupin Brossier, C., Somot, S., Sevault, F., Drillet, Y., Bourdallé-Badie, R., Ferry, N., and Lyard, F. (2012). Spreading of the Western Mediterranean Deep Water after winter 2005 : Time scales and deep cyclone transport. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117 :1–70. 2

[Bianchi and Morri, 2000] Bianchi, N. and Morri, C. (2000). Marine biodiversity of the Mediterranean Sea : situation, problems and prospects for future research. *Marine Pollution Bulletin*, 40(5) :367–376. b)

[Birol et al., 2010] Birol, F., Cancet, M., and Estournel, C. (2010). Aspects of the seasonal variability of the Northern Current (NW Mediterranean Sea) observed by altimetry. *Journal of Marine Systems*, 81(4) :297–311. e)

[Blumen, 1972] Blumen, W. (1972). Geostrophic adjustment. *Reviews of Geophysics*, 10(2) :485–528. b)

[Boehme and Send, 2005] Boehme, L. and Send, U. (2005). Objective analyses of hydrographic data for referencing profiling float salinities in highly variable environments. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 52(3-4) :651–664. a), b)

[Boettger et al., 2015] Boettger, D., Robertson, R., and Rainville, L. (2015). Characterizing the semidiurnal internal tide off tasmania using glider data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(5) :3730–3746. b)

[Bork et al., 2015] Bork, P., Bowler, C., de Vargas, C., Gorsky, G., Karsenti, E., and Wincker, P. (2015). Tara oceans studies plankton at planetary scale. *Science*, 348(6237) :873. g)

[Borzelli et al., 2009] Borzelli, G. L. E., Gačič, M., Cardin, V., and Civitarese, G. (2009). Eastern mediterranean transient and reversal of the Ionian Sea circulation. *Geophysical Research Letters*, 36(15). e)

[Boss and Thompson, 1995] Boss, E. and Thompson, L. (1995). Energetic of Nonlinear Geostrophic Adjustment. *Journal of Physical Oceanography*. d)

[Bosse et al., 2016] Bosse, A., Testor, P., Houpert, L., Prieur, L., and Mortier, L. (2016). Observations of submesoscale vortices formed by deep convection in the northwestern mediterranean sea. *in preparation for Journal of Geophysical Research : Oceans*. 4, a), C1.1, b)

[Bosse et al., 2015] Bosse, A., Testor, P., Mortier, L., Prieur, L., Taillandier, V., D'Ortenzio, F., and Coppola, L. (2015). Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages n/a—-n/a. f), 4, b), b), A3, A3.1, 1, c), b), a), 6

[Bouffard et al., 2010] Bouffard, J., Pascual, A., Ruiz, S., Faugère, Y., and Tintoré, J. (2010). Coastal and mesoscale dynamics characterization using altimetry and gliders : A case study in the Balearic Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C10) :1–17. b)

[Bryden et al., 1994] Bryden, H. L., Candela, J., and Kinder, T. H. (1994). Exchange through the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 33 :201–248. e)

[Budéus et al., 2004] Budéus, G., Cisewski, B., Ronski, S., Dietrich, D., and Weitere, M. (2004). Structure and effects of a long lived vortex in the Greenland Sea. *Geophysical Research Letters*, 31 :1–5. 1, a), b)

[Callies et al., 2015] Callies, J., Ferrari, R., Klymak, J. M., and Gula, J. (2015). Seasonality in submesoscale turbulence. *Nature Communications*, 6 :6862. 4

[Canals et al., 2006] Canals, M., Puig, P., de Madron, X. D., Heussner, S., Palanques, A., and Fabres, J. (2006). Flushing submarine canyons. *Nature*, 444(7117) :354–357. f), c)

[Candela, 2001] Candela, J. (2001). Chapter 5.7 Mediterranean water and global circulation. *International Geophysics*, 77(C). d)

[Capet et al., 2008] Capet, X. J., McWilliams, J. C., Molemaker, M. J., and Shchepetkin, a. F. (2008). Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part II : Frontal Processes. *Journal of Physical Oceanography*, 38(1) :44–64. c), 1, b)

[Carton et al., 2002] Carton, X., Chérubin, L., Paillet, J., Morel, Y., Serpette, A., and Le Cann, B. (2002). Meddy coupling with a deep cyclone in the Gulf of Cadiz. *Journal of Marine Systems*, 32(1-3) :13–42. 1

[Cauchy et al., 2014] Cauchy, P., Testor, P., Mortier, L., Beguery, L., and Bouin, M.-N. (2014). Passive acoustics embedded on gliders—Weather observation through ambient noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(4). a)

[Chelton et al., 1998] Chelton, D. B., DeSzoeke, R. a., Schlax, M. G., El Naggar, K., and Siwertz, N. (1998). Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of Physical Oceanography*, 28(3) :433–460. b)

[Chelton et al., 2007] Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., and de Szoeke, R. a. (2007). Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, 34(15) :1–5. b)

[Coll et al., 2010] Coll, M., Piroddi, C., Steenbeek, J., Kaschner, K., Lasram, F. B. R., Aguzzi, J., Ballesteros, E., Bianchi, C. N., Corbera, J., Dailianis, T., Danovaro, R., Estrada, M., Froglia, C., Galil, B. S., Gasol, J. M., Gertwage, R., Gil, J. a., Guilhaumon, F., Kesner-Reyes, K., Kitsos, M. S., Koukouras, A., Lampadariou, N., Laxamana, E., de la Cuadra, C. M. L. F., Lotze, H. K., Martin, D., Mouillot, D., Oro, D., Raicevich, S., Rius-Barile, J., Saiz-Salinas, J. I., Vicente, C. S., Somot, S., Templado, J., Turon, X., Vafidis, D., Villanueva, R., and Voultsiadou, E. (2010). The biodiversity of the Mediterranean Sea : Estimates, patterns, and threats. *PLoS ONE*, 5(8). b)

[Cózar et al., 2015] Cózar, A., Sanz-Martín, M., Martí, E., González-Gordillo, J. I., Ubeda, B., Gálvez, J. A., Irigoien, X., and Duarte, C. M. (2015). Plastic Accumulation in the Mediterranean Sea. *Plos One*, 10(4) :e0121762. b)

[Crépon et al., 1982] Crépon, M., Wald, L., and Monget, J. M. (1982). Low-Frequency Waves in the Ligurian Sea During December 1977. *Journal of Geophysical Research*, 87(Ci) :595–600. 1, a), b), 3, b)

[Cushman-Roisin, 1986] Cushman-Roisin, B. (1986). Frontal Geostrophic Dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, 16 :132–143. b)

[Cushman-Roisin and Beckers, 2011] Cushman-Roisin, B. and Beckers, J.-M. (2011). *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics : Physical and Numerical Aspects*. c), b), c), c), c), b)

[Cuypers et al., 2012] Cuypers, Y., Bouruet-Aubertot, P., Marec, C., and Fuda, J.-L. (2012). Characterization of turbulence from a fine-scale parameterization and microstructure measurements in the Mediterranean Sea during the BOUM experiment. *Biogeosciences*, 9(8) :3131–3149. b)

[Damien, 2015] Damien, P. (2015). *Étude de la circulation océanique en Méditerranée Occidentale à l'aide d'un modèle numérique à haute résolution : influence de la submésoéchelle*. PhD thesis, Université Toulouse 3 Paul Sabatier. c), 0.19, c), C1.2, 9

[Damien et al., 2016] Damien, P., Bosse, A., Testor, P., Marsaleix, P., and Estournel, C. (2016). Modelling post convective submesoscale coherent vortices in the mediterranean sea. *in preparation for Journal of Geophysical Research : Oceans*. 2, 6

[D'Asaro, 1988a] D'Asaro, E. (1988a). Generation of submesoscale vortices : A new mechanism. *Journal of Geophysical Research*, 93(C6) :6685. A3, a)

[D'Asaro et al., 2010] D'Asaro, E., Lee, C. M., Rainville, L., Harcourt, R. R., and Thomas, L. N. (2010). Enhanced Turbulence and Energy Dissipation at Ocean Front. *Science*, 332 :318–322. 1

[D'Asaro, 1988b] D'Asaro, E. A. (1988b). Observations of small eddies in the Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 93(C6) :6669–6684. 1

[Davis et al., 2002] Davis, R. E., Eriksen, C. C., and Jones, C. P. (2002). Autonomous Buoyancy-driven underwater gliders. *G. Griffiths [ed.], The technology and applications of autonomous underwater vehicles. Taylor and Francis*, pages 37–58. a)

[Davis et al., 2012] Davis, R. E., Kessler, W. S., and Sherman, J. T. (2012). Gliders measure western boundary current transport from the South Pacific to the equator. *Journal of Physical Oceanography*, 42 :2001–2013. b)

[D'Ortenzio et al., 2005] D'Ortenzio, F., Iudicone, D., de Boyer Montegut, C., Testor, P., Antoine, D., Marullo, S., Santoleri, R., and Madec, G. (2005). Seasonal variability of the mixed layer depth in the Mediterranean Sea as derived from in situ profiles. *Geophysical Research Letters*, 32 :1–4. c)

[D'Ortenzio et al., 2014] D'Ortenzio, F., Lavigne, H., Besson, F., Claustre, H., Coppola, L., Garcia, N., Laës-Huon, A., Reste, S. L., Malardé, D., Migon, C., Morin, P., Mortier, L., Poteau, A., Prieur, L., Raimbault, P., Testor, P., D'Ortenzio, F., Lavigne, H., Besson, F., Claustre, H., Coppola, L., Garcia, N., Laës-Huon, A., Le Reste, S., Malardé, D., Migon, C., Morin, P., Mortier, L., Poteau, A., Prieur, L., Raimbault, P., and Testor, P. (2014). Observing mixed layer depth, nitrate and chlorophyll concentrations in the northwestern Mediterranean : A combined satellite and NO 3 profiling floats experiment. *Geophysical Research Letters*, 41(18) :6443–6451. c), d), b), a), b)

[D'Ortenzio and Ribera d'Alcalà, 2008] D'Ortenzio, F. and Ribera d'Alcalà, M. (2008). On the trophic regimes of the Mediterranean Sea : a satellite analysis. c), 0.9, 2

[Durrieu De Madron et al., 2011] Durrieu De Madron, X., Guieu, C., Sempéré, R., Conan, P., Cossa, D., D'Ortenzio, F., Estournel, C., Gazeau, F., Rabouille, C., Stemmann, L., Bonnet, S., Diaz, F., Koubbi, P., Radakovitch, O., Babin, M., Baklouti, M., Bancon-Montigny, C., Belviso, S., Bensoussan, N., Bonsang, B., Bouloubassi, I., Brunet, C., Cadiou, J.-F., Carlotti, F., Chami, M., Charmasson, S., Charrière, B., Dachs, J., Doxaran, D., Dutay, J.-C., Elbaz-Poulichet, F., Eléaume, M., Eyrolles, F., Fernandez, C., Fowler, S., Francour, P., Gaertner, J. C., Galzin, R., Gasparini, S., Ghiglione, J.-F., Gonzalez, J. L., Goyet, C., Guidi, L., Guizien, K., Heimbürger, L. E., Jacquet, S. H. M., Jeffrey, W. H., Joux, F., Le Hir, P., Leblanc, K., Lefèvre, D., Lejeusne, C., Lemé, R., Loÿe-Pilot, M. D., Mallet, M., Méjanelle, L., Mélin, F., Mellon, C., Mérigot, B., Merle, P. L., Migon, C., Miller, W. L., Mortier, L., Mostajir, B., Mousseau, L., Moutin, T., Para, J., Pérez, T., Petrenko, A. A., Poggiale, J. C., Prieur, L., Pujol, M. I., Pulido-Villena, Raimbault, P., Rees, A. P., Ridame, C., Rontani, J. F., Ruiz Pino, D., Sicre, M. A., Taillandier, V., Tamburini, C., Tanaka, T., Taupier-Letage, I., Tedetti, M., Testor, P., Thébault, H., Thouvenin, B., Touratier, F., Tronczynski, J., Ulses, C., Van Wambeke, F., Vantrepotte, V., Vaz, S., and Verney, R. (2011). Marine ecosystems' responses to climatic and anthropogenic forcings in the Mediterranean. *Progress in Oceanography*, 91(2) :97–166. a), b), 0.5, b)

[Durrieu de Madron et al., 2013] Durrieu de Madron, X., Houpert, L., Puig, P., Sanchez-Vidal, A., Testor, P., Bosse, A., Estournel, C., Somot, S., Bourrin, F., Bouin, M. N., Beauverger, M., Beguery, L., Calafat, A., Canals, M., Cassou, C., Coppola, L., Dausse, D., D'Ortenzio, F., Font, J., Heussner, S., Kunesch, S., Lefevre, D., Le Goff, H., Martín, J., Mortier, L., Palanques, A., and Raimbault, P. (2013). Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012. *Geophysical Research Letters*, 40(7) :1379–1385. d), e), a), b), B1, 1, a)

[Durrieu de Madron et al., 2016] Durrieu de Madron, X., Houpert, L., Ramondenc, S., Guidi, L., Conan, P., Pujo-Pay, M., Testor, P., Tamburini, C., Berline, L., Martini, S., and Escoffier, S. (2016). Deep sediment resuspension induced by bottom-reaching convection events in the gulf of lions. *in preparation for Journal of Geophysical Research : Oceans*. c), B2.12, c), 6

[Durrieu de Madron et al., 2005] Durrieu de Madron, X., Zervakis, V., Theocharis, a., and Georgopoulos, D. (2005). Comments on "Cascades of dense water around the world ocean". *Progress in Oceanography*, 64(1) :83–90. e)

[Echevin et al., 2003] Echevin, V., Crépon, M., and Mortier, L. (2003). Simulation and analysis of the mesoscale circulation in the northwestern Mediterranean Sea. *Annales Geophysicae*, 21(1) :281–297. 1

[Elliott and Sanford, 1986] Elliott, B. A. and Sanford, T. B. (1986). The Subthermocline Lens D1. Part II : Kinematics and Dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, 16(3) :549–561. A3, b)

[Eriksen et al., 2001] Eriksen, C. C., Osse, T. J., Light, R. D., Wen, T., Lehman, T. W., Sabin, P. L., Ballard, J. W., and Chiodi, A. M. (2001). Seaglider : A long-range autonomous underwater vehicle for oceanographic research. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 26(4) :424–436. 1, a)

[Ertel, 1942] Ertel, H. (1942). Ein neuer hydrodynamischer wirbelsatz. *Meteorol. Z.*, 59 :277–281. b)

[Escudier et al., 2013] Escudier, R., Bouffard, J., Pascual, A., Poulain, P.-M., and Pujol, M. I. (2013). Improvement of coastal and mesoscale observation from space : Application to the northwestern Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, 40 :2148–2153. a)

[Fiekas et al., 1994] Fiekas, V., Leach, H., Mirbach, K.-J., and Woods, J. D. (1994). Mesoscale Instability and Upwelling. Part 1 : Observations at the North Atlantic Intergyre Front. *Journal of Physical Oceanography*, 24 :1750–1758. b)

[Flexas et al., 2002] Flexas, M. M., Durrieu De Madron, X., Garcia, M. A., Canals, M., and Arnau, P. (2002). Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March–May 1997). *Journal of Marine Systems*, 33-34(May 1997) :197–214. 1

[Frajka-Williams et al., 2011] Frajka-Williams, E., Eriksen, C. C., Rhines, P. B., and Harcourt, R. R. (2011). Determining vertical water velocities from Seaglider. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 28 :1641–1656. 1, a)

[Frajka-Williams et al., 2014] Frajka-Williams, E., Rhines, P. B., and Eriksen, C. C. (2014). Horizontal Stratification during Deep Convection in the Labrador Sea. *Journal of Physical Oceanography*. f), a)

[Fuda et al., 2000] Fuda, J. L., Millot, C., Taupier-Letage, I., Send, U., and Bocognano, J. M. (2000). XBT monitoring of a meridian section across the western Mediterranean Sea. *Deep-Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 47(11) :2191–2218. f)

[Gacic et al., 2010] Gacic, M., Eusebi Borzelli, G. L., Civitarese, G., Cardin, V., and Yari, S. (2010). Can internal processes sustain reversals of the ocean upper circulation ? The Ionian Sea example. *Geophysical Research Letters*, 37(9). e)

[Garau et al., 2011] Garau, B., Ruiz, S., Zhang, W. G., Pascual, A., Heslop, E. E., Kerfoot, J., and Tintoré, J. (2011). Thermal Lag Correction on Slocum CTD Glider Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 28(9) :1065–1071. b)

[Gascard and Richez, 1985] Gascard, J. and Richez, C. (1985). Water masses and circulation in the Western Alboran sea and in the Straits of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 15(3) :157–216. e)

[Gascard, 1978] Gascard, J.-C. (1978). Mediterranean deep water formation baroclinic instability and oceanic eddies. *Oceanologica Acta*, 1(3) :315–330. d), f), 3, 1

[Gascard and Clarke, 1983] Gascard, J.-C. and Clarke, R. A. (1983). The Formation of Labrador Sea Water. Part II. Mesoscale and Smaller-Scale Processes. *Journal of Physical Oceanography*, 13 :1779–1797. d), f), 1, a)

[Gascard et al., 2002] Gascard, J.-c., Watson, A. J., Messias, M.-J., Olsson, K. A., Johannessen, T., and Simonsen, K. (2002). Long-lived vortices as a mode of deep ventilation in the Greenland Sea. *Nature*, 416 :525–527. 1, 1

[Gasparini et al., 1999] Gasparini, G., Zodiatis, G., Astraldi, M., Galli, C., and Sparnocchia, S. (1999). Winter intermediate water lenses in the Ligurian Sea. *Journal of Marine Systems*, 20(1-4) :319–332. f)

[Gasparini et al., 2005] Gasparini, G. P., Ortona, A., Budillon, G., Astraldi, M., and Sansone, E. (2005). The effect of the Eastern Mediterranean Transient on the hydrographic characteristics in the Strait of Sicily and in the Tyrrhenian Sea. *Deep-Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 52(6) :915–935. e)

[Genin et al., 2005] Genin, A., Jaffe, J. S., Reef, R., Richter, C., and Franks, P. J. S. (2005). Swimming against the flow : a mechanism of zooplankton aggregation. *Science*, 308(5723) :860–2. g)

[Giordani et al., 2006] Giordani, H., Prieur, L., and Caniaux, G. (2006). Advanced insights into sources of vertical velocity in the ocean. *Ocean Dynamics*, 56(5-6) :513–524. 1, b), 4

[Gourdeau et al., 2008] Gourdeau, L., Kessler, W. S., Davis, R. E., Sherman, J. T., Maes, C., and Kestenare, E. (2008). Zonal Jets Entering the Coral Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 38(Tsuchiya 1981) :715–725. b)

[Grignon et al., 2010] Grignon, L., Smeed, D. A., Bryden, H. L., and Schroeder, K. (2010). Importance of the variability of hydrographic preconditioning for deep convection in the Gulf of Lion, NW Mediterranean. *Ocean Science*, 6(2) :573–586. e), f), 1, c), A3, 6

[Haeckel, 1862] Haeckel, E. (1862). *Die Radiolarien (Rhizopoda Radiaria) : eine Monographie*. G. Reimer Berlin. g)

[Haine and Marshall, 1998] Haine, T. W. N. and Marshall, J. C. (1998). Gravitational, Symmetric, and Baroclinic Instability of the Ocean Mixed Layer. *Journal of Physical Oceanography*, 28 :634–658. b), c), 6

[Hassoun et al., 2015] Hassoun, A. E. R., Gemayel, E., Krasakopoulou, E., Goyet, C., Abboud-Abi Saab, M., Guglielmi, V., Touratier, F., and Falco, C. (2015). Acidification of the Mediterranean sea from anthropogenic carbon penetration. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*. b)

[Haynes and McIntyre, 1987] Haynes, P. H. and McIntyre, M. E. (1987). On the Evolution of Vorticity and Potential Vorticity in the Presence of Diabatic Heating and Frictional or Other Forces. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(5) :828–841. 1

[Hebert et al., 1990] Hebert, D., Oakey, N., and Ruddick, B. (1990). Evolution of a Mediterranean Salt Lens : Scalar Properties. *Journal of Physical Oceanography*, 20 :1468–1483. b)

[Herrmann et al., 2014] Herrmann, M., Estournel, C., Adloff, F., and Diaz, F. (2014). Impact of climate change on the northwestern {Mediterranean} {Sea} pelagic planktonic ecosystem and associated carbon cycle. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(9) :5815–5836. b), 4

[Herrmann et al., 2011] Herrmann, M., Somot, S., Calmanti, S., Dubois, C., and Sevault, F. (2011). Representation of spatial and temporal variability of daily wind speed and of intense wind events over the Mediterranean Sea using dynamical downscaling : impact of the regional climate model configuration. *Natural Hazards and Earth System Science*, 11(7) :1983–2001. a)

[Herrmann et al., 2010] Herrmann, M. J., Sevault, F., Beuvier, J., and Somot, S. (2010). What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern Mediterranean basin ? Answers from a modeling study. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C12) :n/a—-n/a. e), c)

[Herrmann and Somot, 2008] Herrmann, M. J. and Somot, S. (2008). Relevance of ERA40 dynamical downscaling for modeling deep convection in the Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, 35. c), c)

[Herrmann et al., 2008] Herrmann, M. J., Somot, S., Sevault, F., Estournel, C., and Déqué, M. (2008). Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model : Case study of winter 1986-1987. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C4) :1–25. 1

[Heslop et al., 2012] Heslop, E. E., Ruiz, S., Allen, J. T., López-Jurado, J. L., Renault, L., and Tintoré, J. (2012). Autonomous underwater gliders monitoring variability at choke points in our ocean system : A case study in the Western Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, 39 :1–6. f)

[Hoskins, 1974] Hoskins, B. J. (1974). The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100 (425) :480–482. 1, c), c)

[Hoskins et al., 1978] Hoskins, B. J., Draghici, I., and Davies, H. C. (1978). A new look at the ω-equation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104 :31–38. b)

[Houpert, 2013] Houpert, L. (2013). *Contribution to the Study of Transfer Processes from the Surface to the Deep Ocean in the Mediterranean Sea using in situ Measurements*. PhD thesis, Université de Perpignan. e), e), b), b), c), B2.7, C1.3

[Houpert et al., 2016] Houpert, L., Durrieu de Madron, X., Testor, P., Bosse, A., Bouin, M.-N., Dausse, D., Le Goff, H., Kunesch, S., Labaste, M., Coppola, L., D'Ortenzio, F., Mortier, L., and Raimbault, P. (2016). Observation of open-ocean deep convection in the northwestern mediterranean sea : Seasonal and interannual variability of mixing and deep water masses for the 2007-2013 period. *in preparation for Journal of Geophysical Research : Oceans*. f), a), a), B1, 1, a), B1.1, B1.1, B1.2, b), c), c), d), b), a), 6

[Houpert et al., 2015] Houpert, L., Testor, P., Durrieu de Madron, X., Somot, S., D'Ortenzio, F., Estournel, C., and Lavigne, H. (2015). Seasonal cycle of the mixed layer, the seasonal thermocline and the upper-ocean heat storage rate in the Mediterranean Sea derived from observations. *Progress in Oceanography*, 132 :333–352. 0.1, c), 0.3

[Høydalsvik et al., 2013] Høydalsvik, F., Mauritzen, C., Orvik, K. A., LaCasce, J. H., Lee, C. M., and Gobat, J. (2013). Transport estimates of the Western Branch of the Norwegian Atlantic Current from glider surveys. *Deep-Sea Research Part I*, 79(0) :86–95. b)

[Hu et al., 2011] Hu, Z. Y., Petrenko, A. A., Doglioli, A. M., and Dekeyser, I. (2011). Study of a mesoscale anticyclonic eddy in the western part of the Gulf of Lion. *Journal of Marine Systems*, 88(1) :3–11. f), 1

[Huang, 2005] Huang, R. X. (2005). Available potential energy in the world's oceans. *Journal of Marine Research*, 63(1) :141–158. c)

[Ivanov et al., 2004] Ivanov, V. V., Shapiro, G. I., Huthnance, J. M., Aleynik, D. L., and Golovin, P. N. (2004). Cascades of dense water around the world ocean. *Progress in Oceanography*, 60(1) :47–98. e)

[Johnston et al., 2011] Johnston, T. M. S., Rudnick, D. L., and Pallàs-Sanz, E. (2011). Elevated mixing at a front. *Journal of Geophysical Research*, 116(C11) :1–14. 1

[Jones and Marshall, 1993] Jones, H. and Marshall, J. (1993). Convection with Rotation in a Neutral Ocean : A Study of Open-Ocean Deep Convection. *Journal of Physical Oceanography*. 1

[Jones and Marshall, 1997] Jones, H. and Marshall, J. (1997). Restratification after Deep Convection. *Journal of Physical Oceanography*, 27 :2276–2287. f)

[Juza et al., 2013] Juza, M., Renault, L., Ruiz, S., and Tintoré, J. (2013). Origin and pathways of Winter Intermediate Water in the Northwestern Mediterranean Sea using. *J. Geophys. Res.* e)

[Kasajima et al., 2006] Kasajima, Y., Olsson, K. A., Johannessen, T., Messias, M.-J., Jeansson, E., Bellerby, R. G. J., and Skjelvan, I. (2006). A submesoscale coherent eddy in the Greenland Sea in 2003. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111 :1–19. 1

[Killworth, 1983] Killworth, P. D. (1983). Deep convection in the world ocean. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 21(1) :1–26. d), f)

[Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk Sssr*, 30(1890) :301–305. c)

[Krahmann and Schott, 1998] Krahmann, G. and Schott, F. (1998). Longterm increases in western Mediterranean salinities and temperatures : Anthropogenic and climatic sources. *Geophysical Research Letters*, 25(22) :4209. b), c), 4

[Lacombe, 1990] Lacombe, H. (1990). Water, Salt, Heat and Wind in the Med. *Oceanus*, 33,1 :26–36. a)

[Lacombe et al., 1985] Lacombe, H., Tchernia, P., and Gamberoni, L. (1985). Variable bottom water in the Western Mediterranean basin. *Prog. Oceanogr.*, 14 :319–338. e)

[Lascaratos, 1993] Lascaratos, A. (1993). Estimation of deep and intermediate water mass formation rates in the Mediterranean Sea. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 40(6) :1327–1332. e)

[Lavigne et al., 2012] Lavigne, H., D'Ortenzio, F., Claustre, H., and Poteau, A. (2012). Towards a merged satellite and in situ fluorescence ocean chlorophyll product. *Biogeosciences*, 9(6) :2111–2125. b), b), a), 4, b)

[Lavigne et al., 2013] Lavigne, H., D'Ortenzio, F., Migon, C., Claustre, H., Testor, P., Ribera d'Alcalà, M., Lavezza, R., Houpert, L., and Prieur, L. (2013). Enhancing the comprehension of mixed layer depth control on the Mediterranean phytoplankton phenology. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118 :3416–3430. c), b)

[Leaman, 1994] Leaman, K. D. (1994). The formation of western Mediterranean Deep Water. *Coastal and Estuarine Studies*, 46 :227–248. d)

[Leaman and Schott, 1991] Leaman, K. D. and Schott, F. a. (1991). Hydrographic Structure of the Convection Regime in the Gulf of Lions : Winter 1987. 1

[Leaman et al., 1995] Leaman, K. D., Vertes, P. S., Atkinson, L. P., Lee, T. N., Hamilton, P., and Waddell, E. (1995). Transport, potential vorticity, and current/temperature. *Journal of Geophysical Research*, 100(94) :8561–8569. d)

[Legg et al., 1998] Legg, S., McWilliams, J., and Gao, J. (1998). Localization of Deep Ocean Convection by a Mesoscale Eddy. *Journal of Physical Oceanography*, 28 :944–970. 1, 6

[Lejeusne et al., 2010] Lejeusne, C., Chevaldonné, P., Pergent-Martini, C., Boudouresque, C. F., and Pérez, T. (2010). Climate change effects on a miniature ocean : the highly diverse, highly impacted Mediterranean Sea. b)

[Lellouche et al., 2013] Lellouche, J. M., Le Galloudec, O., Drévillon, M., Régnier, C., Greiner, E., Garric, G., Ferry, N., Desportes, C., Testut, C. E., Bricaud, C., Bourdallé-Badie, R., Tranchant, B., Benkiran, M., Drillet, Y., Daudin, A., and De Nicola, C. (2013). Evaluation of global monitoring and forecasting systems at Mercator Océan. *Ocean Science*, 9(1) :57–81. c)

[Lévy et al., 2012] Lévy, M., Ferrari, R., Franks, P. J. S., Martin, A. P., and Rivière, P. (2012). Bringing physics to life at the submesoscale. *Geophysical Research Letters*, 39(July) :1–13. 1

[Lévy et al., 1998] Lévy, M., Mémery, L., and Madec, G. (1998). The onset of a bloom after deep winter convection in the northwestern Mediterranean sea : Mesoscale process study with a primitive equation model. In *Journal of Marine Systems*. d)

[Lherminier et al., 1999] Lherminier, P., Gascard, J.-C., and Quadfasel, D. (1999). The Greenland Sea in Water 1993 and 1994 : preconditioning for deep convection. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 46(6–7) :1199–1235. 1

[L'Hévéder et al., 2013] L'Hévéder, B., Mortier, L., Testor, P., and Lekien, F. (2013). A glider network design study for a synoptic view of the oceanic mesoscale variability. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 30 :1472–1493. 1

[Lilly and Rhines, 2002] Lilly, J. M. and Rhines, P. B. (2002). Coherent Eddies in the Labrador Sea Observed from a Mooring. *Journal of Physical Oceanography*, 32(2) :585–598. 1, b)

[Longhurst et al., 1995] Longhurst, A., Sathyendranath, S., Platt, T., and Caverhill, C. (1995). An estimate of global primary production in the ocean from satellite radiometer data. *Journal of Plankton Research*, 17(6) :1245–1271. g)

[Longo and Clark, 2012] Longo, S. B. and Clark, B. (2012). The Commodification of Bluefin Tuna : The Historical Transformation of the Mediterranean Fishery. *Journal of Agrarian Change*, 12(2-3) :204–226. b)

[Luyten, 1983] Luyten, J. (1983). The ventilated thermocline. 1

[Mahadevan and Tandon, 2006] Mahadevan, A. and Tandon, A. (2006). An analysis of mechanisms for submesoscale vertical motion at ocean fronts. *Ocean Modelling*, 14(3-4) :241–256. b)

[Mahadevan et al., 2008] Mahadevan, A., Thomas, L. N., and Tandon, A. (2008). Comment on "Eddy/wind interactions stimulate extraordinary mid-ocean plankton blooms". *Science (New York, N.Y.)*, 320(5875) :448 ; author reply 448. a)

[Malanotte-rizzoli, 2001] Malanotte-rizzoli, P. (2001). Current systems in the mediterranean sea. *Encyclopedia of Ocean Sciences*, pages 744–751. e)

[Mancho et al., 2006] Mancho, A. M., Hernández-García, E., Small, D., Wiggins, S., and Fernández, V. (2006). Lagrangian transport through an ocean front in the North-Western Mediterranean Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 38 :1222–1237. f)

[Margirier et al., 2015] Margirier, F., Testor, P., Bosse, A., and Mortier, L. (2015). Study of convective plumes in the gulf of lions from high resolution in-situ data collected by gliders. *Oral presentation at the IUGG general assemlbly*. B2.9

[Marsaleix et al., 2008] Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., and Ulses, C. (2008). Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling*, 20(1) :61–89. c)

[Marshall and Tansley, 2001] Marshall, D. P. and Tansley, C. E. (2001). An Implicit Formula for Boundary Current Separation. *Journal of Physical Oceanography*, 31(2000) :1633–1638. a)

[Marshall and Schott, 1999] Marshall, J. and Schott, F. (1999). Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, 37(1) :1–64. 0.7, f), 1, B2.1, a), a), b), 6, CL2

[Marshall and Nurser, 1992] Marshall, J. C. and Nurser, a. J. G. (1992). Fluid Dynamics of Oceanic Thermocline Ventilation. *Journal of Physical Oceanography*, 22 :583–595. 1, a)

[Martin et al., 2010] Martin, J., Miquel, J. C., and Khripounoff, A. (2010). Impact of open sea deep convection on sediment remobilization in the western Mediterranean. *Geophysical Research Letters*, 37(13) :1–6. c)

[Marty and Chiavérini, 2010] Marty, J.-C. and Chiavérini, J. (2010). Hydrological changes in the Ligurian Sea (NW Mediterranean, DYFAMED site) during 1995–2007 and biogeochemical consequences. *Biogeosciences*, 7(7) :2117–2128. c), 4, 6

[Maxworthy and Narimousa, 1994] Maxworthy, T. and Narimousa, S. (1994). Unsteady, turbulent convection into a homogeneous, rotating fluid,with oceanographic applications. *Journal of Physical Oceanography*, 24(5) :865–887. 1, 4

[Maze et al., 2013] Maze, G., Deshayes, J., Marshall, J. C., Tréguier, A.-M., Chronis, A., and Vollmer, L. (2013). Surface vertical PV fluxes and subtropical mode water formation in an eddy-resolving numerical simulation. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, 91 :128–138. 1

[McWilliams, 1985] McWilliams, J. C. (1985). Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, 23(2) :165. A3, 1, 1, b), a)

[McWilliams, 1988] McWilliams, J. C. (1988). Vortex Generation Through Balanced Adjustment. *Journal of Physical Oceanography*, 18 :1178–1192. 1, a), 1

[MEDOC-Group, 1970] MEDOC-Group, T. (1970). Observation of Formation of Deep Water in the Mediterranean Sea, 1969. *Nature*, 225 :1037–1040. d), e), f), 1, 6

[Merckelbach et al., 2010] Merckelbach, L., Smeed, D., and Griffiths, G. (2010). Vertical Water Velocities from Underwater Gliders. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(3) :547–563. 1, B2.2, a), a), a), b), b)

[Mertens and Schott, 1998] Mertens, C. and Schott, F. (1998). Interannual Variability of Deep-Water Formation in the Northwestern Mediterranean. *Journal of Physical Oceanography*, 28(7) :1410–1424. e), f), 1

[Meunier et al., 2015] Meunier, T., Ménesguen, C., Schopp, R., and Le Gentil, S. (2015). Tracer Stirring around a Meddy : The Formation of Layering. *Journal of Physical Oceanography*, 45(2) :407–423. c)

[Millot, 1987] Millot, C. (1987). The circulation of the Levantine Intermediate Water in the Algerian Basin. *Journal of Geophysical Research*, 92(C8) :8265. f)

[Millot, 1999] Millot, C. (1999). Circulation in the Western Mediterranean Sea. *J. Mar. Syst.*, 20(1-4) :423–442. e), f), 1

[Millot, 2009] Millot, C. (2009). Another description of the Mediterranean Sea outflow. *Progress in Oceanography*, 82(2) :101–124. f)

[Millot, 2013] Millot, C. (2013). Levantine Intermediate Water characteristics : an astounding general misunderstanding ! *Scientia Marina*, 77(June) :217–232. e)

[Millot and Taupier-Letage, 2005a] Millot, C. and Taupier-Letage, I. (2005a). Additional evidence of LIW entrainment across the Algerian subbasin by mesoscale eddies and not by a permanent westward flow. *Progress in Oceanography*, 66(2–4) :231–250. f)

[Millot and Taupier-Letage, 2005b] Millot, C. and Taupier-Letage, I. (2005b). Circulation in the Mediterranean Sea. *Hdb Environment Chemical*, 5(June) :323–334. e)

[Millot et al., 1990] Millot, C., Taupier-Letage, I., and Benzohra, M. (1990). The Algerian eddies. *Earth-Science Reviews*, 27(3) :203–219. f)

[Nagai et al., 2008] Nagai, T., Tandon, A., Gruber, N., and McWilliams, J. C. (2008). Biological and physical impacts of ageostrophic frontal circulations driven by confluent flow and vertical mixing. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 45(3-4) :229–251. c)

[Niewiadomska et al., 2008] Niewiadomska, K., Claustre, H., Prieur, L., and D'Ortenzio, F. (2008). Submesoscale Physical-Biogeochemical Coupling across the Ligurian Current (Northwestern Mediterranean) Using a Bio-Optical Glider. *Limnology and Oceanography*, 53(5) :2210–2225. 1

[Niiler, 1969] Niiler, P. P. (1969). On the Ekman Divergence in an Oceanic Jet. *Journal of Geophysical Research*, 74(28)(28) :7048–7052. a)

[Omand et al., 2015] Omand, M. M., Lee, C. M., Perry, M. J., Briggs, N., Cetini, I., and Mahadevan, A. (2015). Eddy-driven subduction exports particulate organic carbon from the spring bloom. *Science*, 348(6231). c)

[Oort et al., 1989] Oort, A. H., Ascher, S. C., Levitus, S., and Peixóto, J. P. (1989). New estimates of the available potential energy in the world ocean. *Journal of Geophysical Research*, 94(C3) :3187. c)

[Orr et al., 2005] Orr, J. C., Fabry, V. J., Aumont, O., Bopp, L., Doney, S. C., Feely, R. a., Gnanadesikan, A., Gruber, N., Ishida, A., Joos, F., Key, R. M., Lindsay, K., Maier-Reimer, E., Matear, R., Monfray, P., Mouchet, A., Najjar, R. G., Plattner, G.-K., Rodgers, K. B., Sabine,

C. L., Sarmiento, J. L., Schlitzer, R., Slater, R. D., Totterdell, I. J., Weirig, M.-F., Yamanaka, Y., and Yool, A. (2005). Anthropogenic ocean acidification over the twenty-first century and its impact on calcifying organisms. *Nature*, 437(7059) :681–686. g)

[Pallás-Sanz et al., 2010] Pallás-Sanz, E., Johnston, T. M. S., and Rudnick, D. L. (2010). Frontal dynamics in a California Current System shallow front : 2. Mesoscale vertical velocity. *Journal of Geophysical Research*, 115(C12). b)

[Paluszkiewicz et al., 1994] Paluszkiewicz, T., Garwood, R., and Denbo, D. (1994). Deep Convective Plumes in the Ocean. *Oceanography*, 7(2) :37–44. 1

[Pasqueron de Fommervault et al., 2015] Pasqueron de Fommervault, O., Migon, C., D'Ortenzio, F., D'Alcalà, M. R., and Coppola, L. (2015). Temporal variability of nutrient concentrations in the northwestern Mediterranean sea (DYFAMED time-series station). *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 100 :1–12. a)

[Pegliasco et al., 2015] Pegliasco, C., Chaigneau, A., and Morrow, R. (2015). Main eddy vertical structures observed in the four major eastern boundary upwelling systems. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages n/a–n/a. 6

[Pelland et al., 2013] Pelland, N. A., Eriksen, C. C., and Lee, C. M. (2013). Subthermocline Eddies over the Washington Continental Slope as Observed by Seagliders, 2003-09. *Journal of Physical Oceanography*, 43(10) :2025–2053. b), c)

[Pennel et al., 2012] Pennel, R., Stegner, A., and Béranger, K. (2012). Shelf Impact on Buoyant Coastal Current Instabilities. *Journal of Physical Oceanography*, 42(1) :39–61. b)

[Petrenko, 2003] Petrenko, A. A. (2003). Variability of circulation features in the Gulf of Lion NW Mediterranean Sea. Importance of inertial currents. *Oceanologica Acta*, 26(4) :323–338. 1, b)

[Petrenko et al., 2005] Petrenko, A. A., Leredde, Y., and Marsaleix, P. (2005). Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea : in situ and modeling data. *Continental Shelf Research*, 25(1) :7–27. c), 1, b), a)

[Pichevin and Nof, 1996] Pichevin, T. and Nof, D. (1996). The eddy cannon. *Deep Sea Research Part I*. a)

[Pietri et al., 2014] Pietri, A., Echevin, V., Testor, P., Chaigneau, A., Mortier, L., Grados, C., and Albert, A. (2014). Impact of a coastal-trapped wave on the near-coastal circulation of the Peru upwelling system from glider data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 119(3) :2109–2120. b), b)

[Pietri et al., 2013] Pietri, A., Testor, P., Echevin, V., Chaigneau, A., Mortier, L., Eldin, G., and Grados, C. (2013). Finescale Vertical Structure of the Upwelling System off Southern Peru as Observed from Glider Data. *Journal of Physical Oceanography*, 43(3) :631–646. b), b), c)

[Pinardi and Masetti, 2000] Pinardi, N. and Masetti, E. (2000). Variability of the large scale general circulation of the Mediterranean Sea from observations and modelling : a review. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 158(3-4) :153–173. e)

[Pinardi et al., 2013] Pinardi, N., Zavatarelli, M., Adani, M., Coppini, G., Fratianni, C., Oddo, P., Simoncelli, S., Tonani, M., Lyubartsev, V., Dobricic, S., and Bonaduce, A. (2013). Mediterranean Sea large-scale low-frequency ocean variability and water mass formation rates from 1987 to 2007 : a retrospective analysis. *Prog. Oceanogr.* f)

[Pinot et al., 1999] Pinot, J.-M., Alvarez, A., Fernández, V., and Riera, M. (1999). The role of winter intermediate waters in the spring-summer circulation of the Balearic Sea 2. A sensitivity numerical study. *Journal of Geophysical Research*, 104 :865–884. e), f)

[Piterbarg et al., 2013] Piterbarg, L., Taillandier, V., and Griffa, A. (2013). Investigating frontal variability from repeated glider transects in the Ligurian Current (North West Mediterranean Sea). *Journal of Marine Systems*. 1, a), b), b)

[Pollard and Regier, 1992] Pollard, R. T. and Regier, L. A. (1992). Vorticity and Vertical Circulation at an Ocean Front. *Journal of Physical Oceanography*. 1, b)

[Poulain et al., 2012a] Poulain, P.-M., Menna, M., and Mauri, E. (2012a). Surface Geostrophic Circulation of the Mediterranean Sea Derived from Drifter and Satellite Altimeter Data. *Journal of Physical Oceanography*, 42(6) :973–990. e)

[Poulain et al., 2012b] Poulain, P.-M., Menna, M., and Mauri, E. (2012b). Surface Geostrophic Circulation of the Mediterranean Sea Derived from Drifter and Satellite Altimeter Data. *Journal of Physical Oceanography*, 42(6) :973–990. f), A3

[Poulin and Stegner, 2013] Poulin, F. J. and Stegner, A. (2013). Steep shelf stabilisation of the Bransfield coastal current : linear stability analysis. *Journal of Physical Oceanography*. b)

[Puig et al., 2013] Puig, P., Madron, X. D. D., Salat, J., Schroeder, K., Martín, J., Karageorgis, A. P., Palanques, A., Roullier, F., Lopez-Jurado, J. L., Emelianov, M., Moutin, T., and Houpert, L. (2013). Thick bottom nepheloid layers in the western Mediterranean generated by deep dense shelf water cascading. *Progress in Oceanography*, 111 :1–23. 0.8, f), c)

[Pusceddu et al., 2014] Pusceddu, A., Bianchelli, S., Martín, J., Puig, P., Palanques, A., Masqué, P., and Danovaro, R. (2014). Chronic and intensive bottom trawling impairs deep-sea biodiversity and ecosystem functioning. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 111(24) :8861–6. b)

[Rainville et al., 2013] Rainville, L., Lee, C. M., Rudnick, D. L., and Yang, K. C. (2013). Propagation of internal tides generated near Luzon Strait : Observations from autonomous gliders. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(April) :4125–4138. b)

[Reverdin et al., 2009] Reverdin, G., Gascard, J.-C., Le Cann, B., Prieur, L., Assenbaum, M., and Lherminier, P. (2009). A Long-Lasting Mode Water Vortex in the Northeast Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 39 :536–558. a)

[Rhein, 1995] Rhein, M. (1995). Deep water formation in the western Mediterranean. *Journal of Geophysical Research*, 100(94) :6943–6959. e)

[Robinson et al., 2001] Robinson, R. A., Leslie, G. W., Theocharis, A., and Lascaratos, A. (2001). Mediterranean Sea Circulation. *Ocean Currents*, pages 1–19. 0.6

[Roemmich et al., 2009] Roemmich, D., Belbéoch, M., Freeland, H., Garzoli, S., Gould, W. J., Grant, F., Ignaszewski, M., King, B., Klein, B., Le Traon, P.-Y., Mork, K., Owens, W. B., Pouliquen, S., Ravichandran, M., Riser, S., Sterl, A., Suga, T., Suk, M.-S., Sutton, P., Thierry, V., Vélez-Belchí, P., Wijffels, S., and Xu, J. (2009). Argo : The Challenge of Continuing 10 Years of Progress. *Oceanography*, 22(3) :46–55. a)

[Ronski and Budéus, 2006] Ronski, S. and Budéus, G. (2006). Vertical structure reveals eddy lifetime in the Greenland Sea. *Geophysical Research Letters*, 33. 1, b)

[Rossby, 1938] Rossby, C. (1938). On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II. *Journal of Marine Research*, 1(3) :239–263. b)

[Rubio et al., 2009] Rubio, a., Taillandier, V., and Garreau, P. (2009). Reconstruction of the Mediterranean northern current variability and associated cross-shelf transport in the Gulf of Lions from satellite-tracked drifters and model outputs. *Journal of Marine Systems*, 78 :S63–S78. f)

[Ruddick, 1983] Ruddick, B. (1983). Note : A practical indicator of the stability of the water column to double-diffusive activity. *Deep Sea Research*, 30 :1105–1107. c)

[Rudnick et al., 2015] Rudnick, D. L., Gopalakrishnan, G., and Cornuelle, B. D. (2015). Cyclonic Eddies in the Gulf of Mexico : Observations by Underwater Gliders and Simulations by Numerical Model. *Journal of Physical Oceanography*, 45(1) :313–326. b)

[Ruiz et al., 2009] Ruiz, S., Pascual, A., Garau, B., Pujol, I., and Tintoré, J. (2009). Vertical motion in the upper ocean from glider and altimetry data. *Geophysical Research Letters*, 36(14) :1–6. 1, b)

[Sabine et al., 2004] Sabine, C. L., Feely, R. A., Gruber, N., Key, R. M., Lee, K., Bullister, J. L., Wanninkhof, R., Wong, C. S., Wallace, D. W. R., Tilbrook, B., Millero, F. J., Peng, T.-H., Kozyr, A., Ono, T., and Rios, A. F. (2004). The oceanic sink for anthropogenic CO2. *Science (New York, N.Y.)*, 305(5682) :367–371. g)

[Sammari et al., 1995] Sammari, C., Millot, C., and Prieur, L. (1995). Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current in the western Mediterranean Sea inferred from the PROLIG-2 and PROS-6 experiments. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 42(6) :893–917. f), 1, b), b), 3, 6

[Sanchez-Gomez et al., 2011] Sanchez-Gomez, E., Somot, S., Josey, S. a., Dubois, C., Elguindi, N., and Déqué, M. (2011). Evaluation of Mediterranean Sea water and heat budgets simulated by an ensemble of high resolution regional climate models. *Climate Dynamics*, 37(9-10) :2067–2086. a)

[Sanz and Viúdez, 2005] Sanz, E. P. and Viúdez, A. (2005). Diagnosing Mesoscale Vertical Motion from Horizontal Velocity and Density Data. *Journal of Physical Oceanography*, 35(1977) :1744–1762. 1

[Schneider et al., 2007] Schneider, A., Wallace, D. W. R., and Körtzinger, A. (2007). Alkalinity of the Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, 34(15) :1–5. b)

[Schott and Leaman, 1991] Schott, F. and Leaman, K. D. (1991). Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Golfe du Lion. f), 1

[Schott et al., 1996] Schott, F., Visbeck, M., Send, U., Fischer, J., Stramma, L., and Desaubies, Y. (1996). Observations of Deep Convection in the Gulf of Lions, Northern Mediterranean, during the Winter of 1991/92. *Journal of Physical Oceanography*, 26 :505–524. e), a), 1, a)

[Schroeder et al., 2012] Schroeder, K., Garcìa-Lafuente, J., Josey, S. A., Artale, V., Nardelli, B. B., Carrillo, A., Gačić, M., Gasparini, G. P., Herrmann, M., Lionello, P., Ludwig, W., Millot, C., Özsoy, E., Pisacane, G., Sánchez-Garrido, J. C., Sannino, G., Santoleri, R., Somot, S., Struglia, M., Stanev, E., Taupier-Letage, I., Tsimplis, M. N., Vargas-Yáñez, M., Zervakis, V., and Zodiatis, G. (2012). Circulation of the mediterranean sea and its variability. In *The Climate of the Mediterranean Region*, pages 187–256. e)

[Schroeder et al., 2006] Schroeder, K., Gasparini, G. P., Tangherlini, M., and Astraldi, M. (2006). Deep and intermediate water in the western Mediterranean under the influence of the Eastern Mediterranean Transient. *Geophysical Research Letters*, 33(21). e), 1, c), 6

[Schroeder et al., 2010] Schroeder, K., Josey, S. A., Herrmann, M. J., Grignon, L., Gasparini, G. P., and Bryden, H. L. (2010). Abrupt warming and salting of the Western Mediterranean Deep Water after 2005 : Atmospheric forcings and lateral advection. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C8). e), 1, c)

[Schroeder et al., 2008a] Schroeder, K., Ribotti, A., Borghini, M., Sorgente, R., Perilli, A., and Gasparini, G. (2008a). An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006. *Geophysical Research Letters*, 35(18) :1–7. e)

[Schroeder et al., 2008b] Schroeder, K., Ribotti, A., Borghini, M., Sorgente, R., Perilli, A., and Gasparini, G. P. (2008b). An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006. *Geophysical Research Letters*, 35(18) :1–7. e)

[Send et al., 1999] Send, U., Font, J., Krahmann, G., Millot, C., Rhein, M., and Tintoré, J. (1999). Recent advances in observing the physical oceanography of the Western Mediterranean Sea. *Progress in Oceanography*, 44 :37–64. a)

[Send et al., 1996] Send, U., Font, J., and Mertens, C. (1996). Recent observation indicates convection's role in deep water circulation. *Eos*, 77(7) :61–65. f), 3

[Send and Käse, 1998] Send, U. and Käse, R. (1998). Parameterization of processes in deep convection regimes. In Chassignet, E. and Verron, J., editors, *Ocean Modeling and Parameterization*, volume 516 of *NATO Science Series*, pages 191–214. Springer Netherlands. 1

[Shcherbina et al., 2013] Shcherbina, A. Y., D'Asaro, E., Lee, C. M., Klymak, J. M., Molemaker, M. J., and McWilliams, J. C. (2013). Statistics of vertical vorticity, divergence, and strain in a developed submesoscale turbulence field. *Geophysical Research Letters*, 40(March 2012) :4706–4711. 4

[Smith and Ferrari, 2009] Smith, K. S. and Ferrari, R. (2009). The Production and Dissipation of Compensated Thermohaline Variance by Mesoscale Stirring. *Journal of Physical Oceanography*, 39(10) :2477–2501. c)

[Smith et al., 2008] Smith, R. O., Bryden, H. L., and Stansfield, K. (2008). No Title. *Ocean Science*, 4(2) :133–149. e)

[Somot et al., 2016] Somot, S., Houpert, L., Sevault, F., Testor, P., Bosse, A., Taupier-Letage, I., Bouin, M.-N., Waldman, R., Cassou, C., Sanchez-Gomez, E., Durrieu de Madron, X., Adloff, F., and Herrmann, M. (2016). Interannual variability of the deep water formation in the north-west mediterranean sea. *in preparation Climate Dynamics*. B1, 1

[Somot et al., 2006] Somot, S., Sevault, F., and Déqué, M. (2006). Transient climate change scenario simulation of the Mediterranean Sea for the twenty-first century using a high-resolution ocean circulation model. *Climate Dynamics*, 27(7-8) :851–879. b), 1

[Somot et al., 2008] Somot, S., Sevault, F., Déqué, M., and Crépon, M. (2008). 21st century climate change scenario for the Mediterranean using a coupled atmosphere-ocean regional climate model. *Global and Planetary Change*, 63(2-3) :112–126. b), 4

[Spall, 1994] Spall, M. A. (1994). Mechanism for low-frequency variability and salt flux in the Mediterranean salt tongue. *Journal of Geophysical Research*, 99(C5) :10121. d)

[Spall, 1995] Spall, M. A. (1995). Frontogenesis, subduction, and cross-front exchange at upper ocean fronts. *Journal of Geophysical Research*, 100 :2543. 1, b)

[Stabholz et al., 2013] Stabholz, M., Durrieu De Madron, X., Canals, M., Khripounoff, a., Taupier-Letage, I., Testor, P., Heussner, S., Kerhervé, P., Delsaut, N., Houpert, L., Lastras, G., and Dennielou, B. (2013). Impact of open-ocean convection on particle fluxes and sediment dynamics in the deep margin of the Gulf of Lions. *Biogeosciences*, 10(2) :1097–1116. a), c), 6

[Stern, 1965] Stern, M. E. (1965). Interaction of a uniform wind stress with a geostrophic vortex. *Deep Sea Research*, 12(November 1964) :355–367. a)

[Stommel, 1989] Stommel, H. (1989). The Slocum Mission. *Oceanography*, pages 1–3. a)

[Sverdrup, 1953] Sverdrup, H. (1953). On conditions for the vernal blooming of phytoplankton. *Journal du Conseil*, 18 :287–295. g)

[Taylor and Ferrari, 2009] Taylor, J. R. and Ferrari, R. (2009). On the equilibration of a symmetrically unstable front via a secondary shear instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 622 :103–113. 1

[Taylor and Ferrari, 2011a] Taylor, J. R. and Ferrari, R. (2011a). Ocean fronts trigger high latitude phytoplankton blooms. *Geophysical Research Letters*, 38(December) :1–5. 1, 4

[Taylor and Ferrari, 2011b] Taylor, J. R. and Ferrari, R. (2011b). Shutdown of turbulent convection as a new criterion for the onset of spring phytoplankton blooms. *Limnology and Oceanography*, 56(6) :2293–2307. g)

[Testor et al., 2005a] Testor, P., Béranger, K., and Mortier, L. (2005a). Modeling the deep eddy field in the southwestern Mediterranean : The life cycle of Sardinian eddies. *Geophysical Research Letters*, 32(13) :1–4. f)

[Testor et al., 2016] Testor, P., Bosse, A., Houpert, L., Margirier, F., d'Ortenzio, F., Conan, P., Mortier, L., Durrieu de Madron, X., Prieur, L., and Coppola, L. (2016). Observation of deep convection in the northwestern mediterranean sea during winter 2012–2013. *in preparation for Journal of Geophysical Research : Oceans*. B1

[Testor and Gascard, 2003] Testor, P. and Gascard, J.-C. (2003). Large-Scale Spreading of Deep Waters in the Western Mediterranean Sea by Submesoscale Coherent Eddies. *Journal of Physical Oceanography*, 33 :75–87. d), f), b), 1, C1, 1, a), b), 6

[Testor and Gascard, 2006] Testor, P. and Gascard, J.-C. C. (2006). Post-convection spreading phase in the Northwestern Mediterranean Sea. *Deep Sea Research Part I*, 53(5) :869–893. d), f), a), 3, b), c), 1, C1, 1, 1, 6

[Testor et al., 2010] Testor, P., Meyers, G., Pattiaratchi, C., Bachmayer, R., Haye, D., Pouliquen, S., Petit de la Villeon, L., Carval, T., Ganachaud, A., Gourdeau, L., Mortier, L., Claustre, H., Taillandier, V., Lherminier, P., Terre, T., Visbeck, M., Karstensen, J., Krahmann, G., Alvarez, A., Rixen, M., Poulain, P.-m., Osterhus, S., Tintore, J., Ruiz, S., Garau, B., Smeed, D., Griffiths, G., Merckelbach, L., Sherwin, T., Schmid, C., Barth, J. A., Schofield, O., Glenn, S., Kohut, J., Perry, M. J., Eriksen, C. C., Send, U., Davis, R. E., Rudnick, D., Sherman, J., Jones, C., Webb, D., Lee, C., Owensand, B., Hayes, D., and Owens, B. (2010). Gliders as a component of future observing systems. *Proceedings of OceanObs'09 : Sustained Ocean Observations and Information for Society (Vol. 2), Venice, Italy, 21-25 September 2009, J. Hall, D.E. Harrison & D. Stammer Eds.*, (1). a)

[Testor et al., 2007] Testor, P., Mortier, L., Send, U., Davis, R., Smeed, D., Merckelbach, L., Alvarez, A., Tintore, J., Lherminier, P., Terre, T., Krahmann, G., Karstensen, J., Claustre, H., Naudin, J.-J., Rigaud, V., Carval, T., de la Villeon, L. P., Jones, C., and Sherman, J. (2007). European Gliding Observatories (EGO). *Coriolis Newsletter*. a)

[Testor et al., 2005b] Testor, P., Send, U., Gascard, J.-C., Millot, C., Taupier-Letage, I., and Béranger, K. (2005b). The mean circulation of the southwestern Mediterranean Sea : Algerian Gyres. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 110(C11017) :1–14. f)

[Thomas, 2005a] Thomas, L. N. (2005a). Destruction of Potential Vorticity by Winds. *Journal of Physical Oceanography*, 35(1994) :2457–2466. 1, a), 6

[Thomas, 2005b] Thomas, L. N. (2005b). Intensification of Ocean Fronts by Down-Front Winds. *Journal of Physical Oceanography*, 35 :1086–1102. 1

[Thomas and Lee, 2005] Thomas, L. N. and Lee, C. M. (2005). Intensification of ocean fronts. *Journal of Physical Oceanography*, 86(1972) :783. a)

[Thomas et al., 2010] Thomas, L. N., Lee, C. M., and Yoshikawa, Y. (2010). The Subpolar Front of the Japan/East Sea. Part II : Inverse Method for Determining the Frontal Vertical Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 40(1) :3–25. b)

[Thomas et al., 2008] Thomas, L. N., Tandon, A., and Mahadevan, A. (2008). Sub-mesoscale processes and dynamics. *M. W. Hecht, and H. Hasumi (Eds.), Ocean Modeling in an Eddying Regime, Geophysical Monograph Series*, 177 :17–38. b)

[Thomas et al., 2013] Thomas, L. N., Taylor, J. R., Ferrari, R., and Joyce, T. M. (2013). Deep-Sea Research II Symmetric instability in the Gulf Stream. *Deep-Sea Research Part II*, pages 1–15. 1, b), c), B3.3, c), 6

[Timmermans et al., 2008] Timmermans, M.-L., Toole, J., Proshutinsky, A., Krishfield, R., and Plueddemann, A. (2008). Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, Observed from Ice-Tethered Profilers. *Journal of Physical Oceanography*, 38 :133–145. b)

[Tintore et al., 1988] Tintore, J., La Violette, P. E., Blade, I., and Cruzado, A. (1988). A Study of an Intense Density Front in the Eastern Alboran Sea : The Almeria-Oran Front. *Journal of Physical Oceanography*. f)

[Todd et al., 2009] Todd, R. E., Rudnick, D. L., and Davis, R. E. (2009). Monitoring the greater San Pedro Bay region using autonomous underwater gliders during fall of 2006. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C6). b), b), b)

[Todd et al., 2011] Todd, R. E., Rudnick, D. L., Mazloff, M. R., Davis, R. E., and Cornuelle, B. D. (2011). Poleward flows in the southern California Current System : Glider observations and numerical simulation. *Journal of Geophysical Research*, 116(C2) :1–16. a)

[Traon, Le, 1990] Traon, Le, P.-Y. (1990). IOpt. *Journal of Geophysical Research*, 95(13) :543–547. a)

[Tubau et al., 2015] Tubau, X., Canals, M., Lastras, G., Rayo, X., Rivera, J., and Amblas, D. (2015). Marine litter on the floor of deep submarine canyons of the Northwestern Mediterranean Sea : The role of hydrodynamic processes. *Progress in Oceanography*. b)

[Ulses et al., 2008] Ulses, C., Estournel, C., Puig, P., Durrieu de Madron, X., and Marsaleix, P. (2008). Dense shelf water cascading in the northwestern Mediterranean during the cold winter 2005 : Quantification of the export through the Gulf of Lion and the Catalan margin. *Geophysical Research Letters*, 35(7). c)

[Vandermeirsh et al., 2002] Vandermeirsh, F., Morel, Y., and Sutyrin, G. (2002). Resistance of a Coherent Vortex to a Vertical Shear. *Journal of Physical Oceanography*, 32 :3089–3100. 1

[Visbeck et al., 1996] Visbeck, M., Marshall, J., and Jones, H. (1996). Dynamics of Isolated Convective Regions in the Ocean. *Journal of Physical Oceanography*. f), 1, 5, 1

[Volpe et al., 2007] Volpe, G., Santoleri, R., Vellucci, V., D'Alcalà, M. R., Marullo, S., and D'Ortenzio, F. (2007). The colour of the Mediterranean Sea : Global versus regional bio-optical algorithms evaluation and implication for satellite chlorophyll estimates. *Remote Sensing of Environment*, 107(4) :625–638. a), 2

[Williams et al., 2007] Williams, C., Bachmayer, R., and de Young, B. (2007). Prediction of the performance of ocean gliders. *Proc. 15th Int. Symp. on Unmanned Untethered Submersible Technolog, Durham, NH, Autonomous Undersea Systems Institute*. a)

[Wolk et al., 2009] Wolk, F., Lueck, R. G., Canada, B. C. V. Z., and Laurent, L. S. (2009). Turbulence Measurements from a Glider. In *OCEANS 2009, MTS/IEEE Biloxi - Marine Technology for Our Future : Global and Local Challenges*, pages 1 – 6. a)

[Yoshikawa et al., 2001] Yoshikawa, Y., Akitomo, K., and Awaji, T. (2001). Formation process of intermediate water in baroclinic current under cooling. *Journal of Geophysical Research*, 106 :1033. 6

[Yoshikawa et al., 2012] Yoshikawa, Y., Lee, C. M., and Thomas, L. N. (2012). The Subpolar Front of the Japan/East Sea. Part III : Competing Roles of Frontal Dynamics and Atmospheric Forcing in Driving Ageostrophic Vertical Circulation and Subduction. *Journal of Physical Oceanography*, 42(6) :991–1011. 4

[Zhao et al., 2014] Zhao, M., Timmermans, M.-L., Cole, S., Krishfield, R., Proshutinsky, A., and Toole, J. (2014). Characterizing the eddy field in the Arctic Ocean halocline. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages 8800–8817. 1

Détails et calibration des missions glider et flotteurs Argo en Méditerranée Nord-occidentale du 01/2007 au 08/2015

Dans les tableaux qui suivent figure un classement chronologique des missions gliders et des flotteurs Argo déployés en Méditerranée Nord-occidentale entre janvier 2007 et août 2015. En plus des informations relatives au nombre de profils collectés, nous indiquons les *offsets* de température et salinité appliqués sur chaque plateforme. Ces valeurs résultent de la méthodologie de calibration décrite en introduction de ce manuscrit. On utilise les couleurs pour distinguer les différents types de calibration : *offset* de salinité pour aligner les données sur la relation $\theta - S$ linéaire vérifiée en profondeur sur les données de référence, comparaison à des mesures de CTD navire et enfin comparaison avec le mouillage LION ou DYFAMED.

En gras et en couleur, la proportion de profils gliders calibrés par les différentes méthodes est indiquée. Seuls les profils profonds sont comptabilisés dans ces statistiques, car la méthode de calibration se base sur les données >700 m. Les gliders côtiers qui ne plongent qu'à 200 m maximum (nom du glider annoté d'un * dans le tableau) ne sont pas calibrés de la sorte. Pour les années 2014 et 2015, les données du mouillage LION en cours de traitement permettront dans un avenir proche de calibrer une bonne partie des missions récentes avec plus de précision.

En tout ~52% des données ont été calibrées en référence aux mouillages, 8% en référence à des CTD et 33% par alignement sur la droite de mélange. Si on compte uniquement les déploiements entre le 1er janvier 2008 et 1er août 2014, période pendant laquelle la série temporelle au mouillage LION est continue, la proportion de calibration des données au mouillage atteint **62%** contre **10%** et **22%**. Cela illustre bien le rôle central de ce mouillage dans la calibration des données.

Concernant les flotteurs Argo, presque 40% des profils ont pu être comparé à des données de CTD environnantes sur la couche 1500-2000 m très peu variable. La majorité des données (60%) a ensuite été recalée sur la droite de mélange de référence dans l'espace θ / S.

Table AX1 Liste des déploiements glider en Méditerranée Nord-occidentale [1/2]

	Glider	Mission	Date	Durée	Nb de profils		Calibration		Paramètres enregistrés				
					200m	1000m	ΔT	ΔS	Ox	Fl	CDOM	Tu	Ni
#1	bellamite	ego2007	02/2007	50j	-	384	-	0.008	-	-	-	-	-
#2	ammonite	ego2007	03/2007	50j	-	508	-	-0.004	-	-	-	-	-
#3	coprolite	ego2007	03/2007	44j	-	409	-	0.043	-	-	-	-	-
#4	spray016	ego2007	03/2007	65j	-	274	-0.1°C	-0.006	274	-	-	-	-
#5	pytheas*	ego2007	03/2007	38j	1117	-	-0.018°C	-	1096	1106	-	1106	-
#6	potame	ego2007	05/2007	47j	-	406	-	0.001	325	-	-	-	-
Total 2007 : 6 missions				294j (49j)	1117	1981	**0%, 0%, 100%**		1695	1106		1106	
#7	hannon	ego2008	02/2008	54j	-	390	-0.14°C	-0.94	99	390	389	390	-
#8	ifm04	ego2008	02/2008	16j	-	127	-	0.016	-	127	-	127	-
#9	potame	ego2008	03/2008	66j	-	711	0.02°C	0.016	-	-	-	-	-
#10	bellamite	ego2008	03/2008	84j	-	1081	-0.016°C	0.001	-	-	-	-	-
#11	coprolite	ego2008	03/2008	83j	-	1154	-0.01°C	0.029	-	-	-	-	-
#12	ammonite	ego2008	03/2008	80j	-	1093	<0.001°C	-0.007	-	-	-	-	-
Total 2008 : 6 missions				383j (64j)	0	4556	**89%, 0%, 11%**		99	517	389	517	
#13	wallis*	MooseT01	02/2009	33j	1829	-	-	-	-	-	-	-	-
#14	nearchos	MooseT01-02	03/2009	47j	-	1076	-	0.005	622	-	-	-	-
#15	tintin	Boussole17	05/2009	7j	-	144	-	-	144	144	144	144	-
#16	tintin	Boussole18	06/2009	5j	-	130	-	-	130	130	130	130	-
#17	tintin	MooseT00-02	07/2009	4j	-	82	-	-	80	82	82	82	-
#18	tintin	Boussole19	07/2009	5j	-	128	-	-	126	128	128	128	-
#19	eudoxus	MooseT01-03	07/2009	42j	-	280	-	0.006	276	-	-	-	-
#20	milou	Boussole20	08/2009	5j	-	134	-	-	134	134	134	134	-
#21	himilcon	MooseT01-04	09/2009	3j	-	55	-	-	31	55	55	55	-
#22	milou	Boussole21	09/2009	13j	-	294	-	-	292	292	292	292	-
#23	milou	MooseT00-01	10/2009	9j	-	132	-	0.007	131	126	132	132	-
#24	nearchos	Cascade	11/2009	14j	-	100	-	0.002	-	-	-	-	-
#25	nearchos	testautopilot	11/2009	16j	-	104	-	0.002	-	-	-	-	-
#26	nearchos	MooseT01-05	12/2009	30j	-	235	-	0.002	-	-	-	-	-
#27	milou	MooseT00-03	12/2009	31j	-	625	-0.008°C	0.002	554	618	624	625	-
Total 2009 : 15 missions				264j (18j)	1829	3519	**18%, 0%, 55%**		2520	1709	1721	1722	
#28	campe	MooseT02-00	06/2010	50j	-	360	<0.001°C	-0.001	356	-	-	-	-
#29	sg508	test	06/2010	27j	-	358	-0.15°C	-0.019	346	-	-	-	-
#30	milou	MooseT00-04	06/2010	43j	-	804	0.011°C	0.01	804	804	804	804	-
#31	wallis*	test-20100624	07/2010	2j	28	-	-	-	-	-	-	-	-
#32	hannon	test-20100624	07/2010	2j	-	26	-0.42°C	-	-	-	-	-	-
#33	tintin	MooseT00-05	07/2010	8j	-	97	-	0.009	96	95	95	95	-
#34	milou	MooseT00-06	08/2010	46j	-	788	<0.001°C	0.011	788	788	788	788	-
#35	pytheas*	latex	09/2010	27j	2735	-	-	-	2735	2735	-	2735	-
#36	sg508	MooseT02-01	09/2010	36j	-	444	0.015°C	-0.02	70	-	-	-	-
#37	tenuse*	latex	09/2010	33j	3361	-	-	-	3355	-	3361	3361	-
#38	milou	MooseT00-07	12/2010	37j	-	674	<0.001°C	0.01	674	674	674	672	-
#39	sg509	MooseT02-02	12/2010	78j	-	734	0.026°C	-0.004	36	-	-	-	-
Total 2010 : 12 missions				389j (32j)	6124	4285	**89%, 8%, 2%**		9260	5096	5722	8455	
#40	milou	MooseT00-08	02/2011	42j	-	705	<0.001°C	0.023	705	705	705	705	-
#41	eudoxus	Cascade	03/2011	30j	-	421	-0.005°C	0.003	419	421	421	421	-
#42	nearchos	MooseT02-03	03/2011	26j	-	420	0.005°C	0.001	420	420	420	420	-
#43	tenuse*	Cascade	03/2011	56j	9687	-	-	-	9540	9681	9681	9685	-
#44	tintin	Suna	04/2011	7j	-	134	-	-	134	134	134	-	134
#45	milou	MooseT00-09	05/2011	16j	-	267	0.007°C	0.015	267	267	267	267	-
#46	sg508	MooseT02-04	05/2011	33j	-	386	0.008°C	-0.024	4	-	-	-	-
#47	himilcon	MooseT02-05	06/2011	9j	-	49	-	0.003	37	-	-	-	-
#48	milou	MooseT00-10	06/2011	22j	-	592	-	-	592	592	592	592	-
#49	milou	MooseT00-11	07/2011	3j	-	15	0.036°C	0.024	15	15	15	15	-
#50	milou	MooseT00-12	08/2011	20j	-	339	0.022°C	0.02	339	339	339	339	-
#51	eudoxus	MooseT02-06	08/2011	37j	-	609	0.003°C	0.03	14	-	-	-	-
#52	tintin	MooseT00-13	10/2011	31j	-	831	-	-	830	831	831	831	-
#53	milou	MooseT00-14	11/2011	29j	-	544	0.01°C	0.007	544	544	538	-	544
#54	hannon	Tosca	12/2011	19j	-	333	-0.14°C	-0.92	333	333	333	333	-
#55	crate*	Recette	12/2011	17j	1035	-	-	-	1035	-	-	-	-
Total 2011 : 16 missions				397j (25j)	10722	5645	**66%, 0%, 17%**		15228	14282	14276	13608	678

Table AX2 Liste des déploiements glider en Méditerranée Nord-occidentale [2/2]

	Glider	Mission	Date	Durée	Nb de profils		Calibration		Paramètres enregistrés				
					200m	1000m	ΔT	ΔS	Ox	Fl	CDOM	Tu	Ni
#56	bonpland	MooseT00-16	01/2012	13j	-	88	0.014°C	0.008	54	88	88	-	88
#57	tintin	MooseT00-17	02/2012	17j	-	439	-	-	434	439	439	439	-
#58	sg509	MooseT02-07	02/2012	61j	-	1022	0.01°C	0.01	1022	-	-	-	-
#59	hannon	MooseT02-08	03/2012	3j	-	57	-0.14°C	-0.92	57	57	57	57	-
#60	campe	Imedia	03/2012	51j	-	1166	-	-	-	-	-	-	-
#61	tintin	MooseT00-18	05/2012	35j	-	731	0.014°C	0.01	727	731	731	731	-
#62	sg508	MooseT02-09	06/2012	64j	-	532	0.011°C	-0.009	532	-	-	-	-
#63	tintin	MooseT00-19	07/2012	43j	-	773	0.012°C	0.013	763	765	765	765	-
#64	tenuse*	test	07/2012	8j	291	-	-	-	288	291	-	291	-
#65	bonpland	MooseT00-20	08/2012	4j	-	58	-	-	8	58	58	-	54
#66	laura*	nomr12groom	09/2012	3j	68	-	-	-	-	-	-	68	-
#67	natalie*	nomr12groom	09/2012	8j	661	-	-	-	-	661	661	-	-
#68	elettra*	nomr12groom	09/2012	3j	134	-	-	-	-	134	134	-	-
#69	zoe*	nomr12groom	09/2012	11j	639	-	-	-	-	639	639	-	-
#70	noa*	nomr12groom	09/2012	16j	203	-	-	0.009	-	203	203	-	-
#71	jade	nomr12groom	09/2012	14j	-	291	0.006°C	0.001	-	-	-	-	-
#72	sophie	nomr12groom	09/2012	14j	-	562	-	-	-	562	562	-	-
#73	greta	nomr12groom	09/2012	2j	-	226	-	-	-	-	-	-	-
#74	hannon	MistralsT01-00	09/2012	48j	-	556	-0.13°C	-0.92	556	556	556	556	-
#75	campe	MistralsT02-00	10/2012	61j	-	416	0.002°C	0.001	416	-	-	-	-
#76	sdeep02	Jerico-TNA-oct12	10/2012	6j	-	48	-	-	48	-	-	-	-
#77	eudoxus	PerseusT02-00	10/2012	77j	-	598	-0.003°C	0.01	49	-	-	-	-
#78	bonpland	MooseT00-22	12/2012	36j	-	665	0.006°C	0.017	558	633	638	-	378
#79	hannon	MistralsT02-01	12/2012	18j	-	296	-0.12°C	-0.91	296	296	296	296	-
Total 2012 : 24 missions				616j (26j)	1996	8524	**56%**, **14%**, **18%**		5808	6113	5827	3203	520
#80	hannon	ASICSMED	02/2013	31j	-	436	-0.15°C	-1.1	436	436	400	436	-
#81	eudoxus	PerseusT02-01	02/2013	15j	-	259	0.001°C	0.013	259	259	259	-	-
#82	tintin	MooseT00-23	02/2013	52j	-	615	-0.039°C	0.002	609	615	615	615	-
#83	campe	ASICSMED	02/2013	55j	-	574	<0.001°C	-0.003	574	574	-	574	-
#84	sdeep03	Jerico-TNA-feb13	02/2013	45j	-	442	-	-0.014	-	-	-	-	-
#85	bonpland	MooseT00-24	03/2013	6j	-	104	-	0.025	72	72	-	-	33
#86	milou	ASICSMED	03/2013	83j	-	1239	<0.001°C	0.01	1239	-	-	-	-
#87	sg508	PerseusT02-02	03/2013	47j	-	509	0.009°C	-0.008	-	-	-	-	-
#88	tintin	MooseT00-25	04/2013	35j	-	552	0.058°C	0.021	548	552	552	550	-
#89	tenuse*	Tucpa	05/2013	51j	7754	-	-	-	-	7754	-	7754	-
#90	eudoxus	MistralsT02-03	05/2013	25j	-	334	-0.01°C	0.012	334	334	334	-	-
#91	sg509	PerseusT02-03	06/2013	72j	-	858	0.037°C	-0.01	857	-	-	857	-
#92	hannon	MooseT00-26	07/2013	36j	-	655	-0.15°C	-0.91	655	655	-	655	-
#93	milou	Visufront	07/2013	13j	-	289	<0.001°C	0.01	289	-	-	-	-
#94	tenuse*	Saral-Altika	09/2013	4j	222	-	-	-	222	222	222	222	-
#95	milou	MooseT00-27	10/2013	35j	-	574	0.001°C	0.027	574	574	370	-	-
#96	sdeep02	Jerico-TNA-oct13	11/2013	44j	-	506	-	-0.035	-	-	-	-	-
Total 2013 : 17 missions				649j (38j)	7976	7946	**57%**, **22%**, **21%**		6668	12047	2752	11663	33
#97	eudoxus	PerseusT02-04	01/2014	7j	-	102	-	0.019	102	102	102	-	-
#98	tenuse*	Tucpa-Rhone	02/2014	16j	1900	-	-	-	1900	1900	1900	1900	-
#99	eudoxus	PerseusT02-05	03/2014	98j	-	572	-	0.02	572	572	572	-	-
#100	milou	PerseusT02-06	08/2014	52j	-	426	-	0.013	426	426	-	426	-
#101	eudoxus	COMSOM	10/2014	11j	-	156	-	0.022	156	156	156	-	-
#102	milou	COMSOM	10/2014	32j	-	582	-	0.012	582	582	-	582	-
#103	milou	PerseusT02-07	11/2014	17j	-	188	-	0.011	188	188	-	188	-
#104	himilcon	MooseT00-28	11/2014	28j	-	612	-	-0.042	611	611	-	611	-
Total 2014 : 8 missions				261j (33j)	1900	2638	**0%**, **0%**, **100%**		4537	4537	2730	3707	
#105	milou	MooPerT02-08	02/2015	43j	-	298	-	0.01	298	298	-	298	-
#106	tenuse*	PLUMRHO	02/2015	23j	2370	-	-	-	2370	2370	2370	2370	-
#107	himilcon	MooPerT00-29	02/2015	63j	-	758	-	-0.052	264	758	-	758	-
#108	nearchos	MooPerT02-09	04/2015	69j	-	913	-	0.008	913	913	-	913	-
#109	bonpland	COMSOM2015	04/2015	38j	-	437	-	0.001	-	437	437	-	-
#110	tintin	COMSOM2015	04/2015	53j	-	x	-	-	x	x	x	x	-
#111	bonpland	MooseT00-31	06/2015	29j	-	340	-	0.002	340	340	340	-	-
#112	hannon	MooPerT02-10	07/2015	30j	-	x	-	-	x	x	x	x	-
Total 2015 : 8 missions				265j (44j)	2370	2746	**0%**, **0%**, **100%**		4185	5116	3147	4339	
Total 2007→08/2015 : 112 missions				3618j (32j)	41840	34034	**52%**, **8%**, **33%**		45815	45407	33417	43981	1231

Table AX3 Liste des flotteurs Argo déployés en Méditerranée Nord-occidentale (seuls les profils récoltés dans cette zone sont comptabilisés), ainsi que leurs *offsets* de calibration.

	Argo float	Date	Nb de profils	Calibration ΔT	Calibration ΔS
#1	6900292	02/2007	11	-	-0.002
#2	6900456	04/2007	13	-	0.001
#3	6900282	10/2007	60	-	0.008
#4	6900457	11/2007	76	-	0.004
Total 2007 : 4 floats			160	**0%, 0%, 100%**	
#5	6900501	03/2008	16	-	0.004
#6	6900505	05/2008	24	-	0.002
#7	6900677	07/2008	79	-	0.008
#8	6900664	08/2008	11	-	-
Total 2008 : 4 floats			130	**0%, 0%, 92%**	
#9	6900698	06/2009	3	-	0.011
#10	6900502	08/2009	88	-	0.006
Total 2009 : 2 floats			91	**0%, 0%, 100%**	
#11	6900700	07/2010	131	-	0.005
#12	6900453	07/2010	42	-0.014°C	0.001
#13	6900504	10/2010	191	-	0.001
Total 2010 : 3 floats			364	**0%, 12%, 88%**	
#14	6900699	03/2011	149	0.023°C	0.015
Total 2011 : 1 floats			149	**0%, 100%, 0%**	
#15	6900939	03/2012	80	<0.001°C	0.024
#16	6900503	05/2012	59	-	-0.014
#17	6900964	08/2012	198	-0.003°C	0.008
#18	2902636	10/2012	5	-	0.006
#19	NAOS-6901032	12/2012	25	0.005°C	0.01
#20	6901032	12/2012	48	0.003°C	0.009
Total 2012 : 6 floats			415	**0%, 85%, 15%**	
#21	6900317	02/2013	2	-	0.039
#22	6901467	02/2013	71	-	0.004
#23	6901042	02/2013	55	-	0.004
#24	6900636	03/2013	86	-	0.009
#25	6901511	03/2013	59	0.009°C	0.005
#26	NAOS-6901511	03/2013	59	0.009°C	0.005
#27	6901471	03/2013	105	0.014°C	-0.002
#28	6901487	04/2013	157	-0.026°C	-
#29	NAOS-6901512	06/2013	97	0.002°C	0.002
#30	6901470	07/2013	165	-0.002°C	0.004
#31	6901512	08/2013	134	0.001°C	0.001
#32	6900659	09/2013	120	-	0.001
#33	6900786	10/2013	162	-	0.004
#34	6901496	10/2013	133	-0.025°C	-0.001
#35	6901041	12/2013	27	-	0.003
Total 2013 : 15 floats			1432	**7%, 56%, 37%**	
#36	6900662	03/2014	125	-	0.002
#37	6901776	09/2014	289	-	0.001
#38	6901463	10/2014	42	-	0.01
Total 2014 : 3 floats			456	**0%, 0%, 100%**	
#39	6901836	01/2015	83	-	-0.004
#40	6901460	01/2015	66	-	0.003
#41	6901465	01/2015	81	-	0.007
#42	6901464	01/2015	80	-	0.01
#43	6901649	01/2015	50	-	0.011
#44	6901707	03/2015	21	-	0.007
#45	6901708	04/2015	39	-	0.004
#46	6901243	04/2015	4	-	-
#47	6901839	06/2015	23	-	0.002
#48	6901513	06/2015	14	-	0.005
#49	6900320	06/2015	6	-	-0.016
#50	6901038	07/2015	11	-	-
Total 2015 : 12 floats			478	**0%, 0%, 97%**	
Total 2007→08/2015 : 50 floats			3675	**3%, 37%, 60%**	

Bosse, et al (2015) : Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders

AGU PUBLICATIONS

JGR

Journal of Geophysical Research: Oceans

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JC010263

Key Points:
- Submesoscale eddies of warm/salty intermediate waters were revealed by gliders
- The eddies are very energetic and coherent structures that can live for months
- The eddies have likely strong implications for the physics of the NW Mediterranean Sea

Correspondence to:
A. Bosse,
bosse@locean-ipsl.upmc.fr

Citation:
Bosse, A., P. Testor, L. Mortier, L. Prieur, V. Taillandier, F. d'Ortenzio, and L. Coppola (2015), Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders, *J. Geophys. Res. Oceans*, *120*, doi:10.1002/2014JC010263.

Received 24 JUN 2014
Accepted 6 FEB 2015
Accepted article online 12 FEB 2015

Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders

Anthony Bosse[1], Pierre Testor[1], Laurent Mortier[2], Louis Prieur[3], Vincent Taillandier[3], Fabrizio d'Ortenzio[3], and Laurent Coppola[3]

[1]Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06-CNRS-IRD-MNHN, UMR 7159, Laboratoire d'Océanographie et du Climat, IPSL, Paris, France, [2]ENSTA–Paristech, Palaiseau, France, [3]Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, UMR 7093, LOV, Observatoire Océanologique, Villefranche/mer, France

Abstract Since 2007, gliders have been regularly deployed in the northwestern Mediterranean Sea, a crucial region regarding the thermohaline circulation of the Mediterranean Sea. It revealed for the first time very warm (+0.4°C) and saline (+0.1) submesoscale anticyclones at intermediate depth characterized by a small radius (~5 km), high Rossby (~0.3), and Burger (~0.7) numbers. They are likely order of 10 to be formed each year, have a life time order a year and certainly contribute significantly to the spreading of the Levantine Intermediate Waters (LIW) toward the whole subbasin, thus potentially impacting wintertime vertical mixing through hydrographical and dynamical preconditioning. They could be mainly formed by the combined action of turbulent mixing and flow detachment of the northward flow of LIW at the northwestern headland of Sardinia. Upwelling conditions along the western coast of Sardinia associated with a southward geostrophic flow within the upper layers seem to play a key role in their formation process.

1. Introduction

The Levantine Intermediate Water (LIW) is a water mass formed in the eastern Mediterranean Sea by combined effects of evaporation increasing salinity in Summer and relatively deep vertical mixing caused by intense dry northerly winds in Winter [*Lascaratos et al.*, 1999]. After reaching its equilibrium depth, the LIW flows at mid depths (200–500 m) and enters the western Mediterranean Sea and the Tyrrhenian Sea partly cascading through the channel of Sicily-Tunisia (sill at around 400 m) [*Millot*, 1999]. It eventually reaches the westernmost subbasins through the channel of Sardinia-Tunisia (sill at around 2000 m) and, to a lower extent, through the strait of Corsica (shallower sill at about 400 m depth), see Figure 1.

The LIW follows a cyclonic circulation in the western subbasins [*Millot*, 1999]. It takes the form of a northward vein along the continental slope of Sardinia [*Millot*, 1987]. It then flows further downstream with the Western Corsica Current (WCC) and the Northern Current (NC), see black arrows in Figure 1. Its hydrographic characteristics are modified all along its path following the continental slope, through cross-shelf exchanges. This LIW flow is already known to be subjected to sporadic spreading toward the Algerian basin. This can be due to filaments swirling around "Algerian Eddies" (AEs) interacting with the LIW vein [*Millot and Taupier-Letage*, 2005]. In addition, *Testor and Gascard* [2005] found evidences of flow detachment by the formation of the barotropic "Sardinian Eddies" (SEs). They were found to accumulate South of the North-Balearic Front (NBF), a dynamical barrier between the southern and northern subbasins [see *Mancho et al.*, 2008 for a numerical study of the surface circulation], before being sooner or later entrained southward by the Algerian Gyres (the general circulation of this subbasin) [*Testor et al.*, 2005b].

Contrary to the Algerian basin, no process involved in the spreading of the LIW toward the interior of the northwestern Mediterranean Sea (NWMed) has been clearly identified up to now. Though, the physics of the NWMed is of critical importance for the thermohaline circulation of the Mediterranean Sea [*Robinson and Golnaraghi*, 1994] and its outflow into the Atlantic Ocean at the Strait of Gibraltar [*Stommel et al.*, 1973].

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

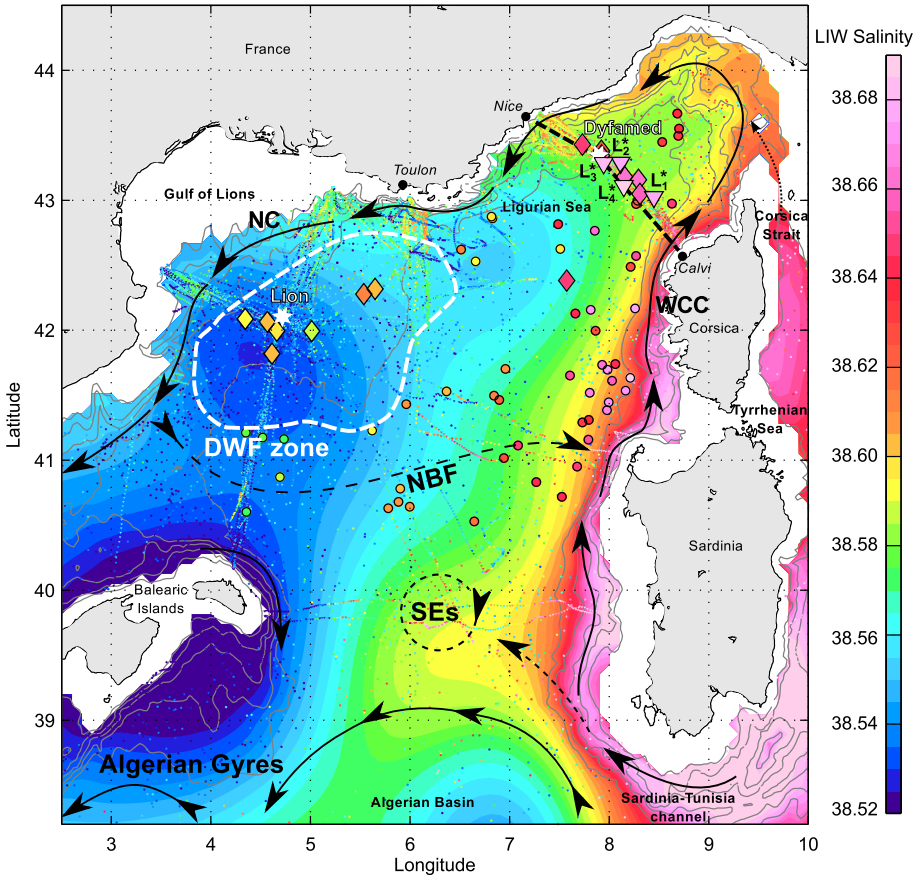


Figure 1. Objectively analyzed map of the LIW salinity from observations carried out in the January 2007 to August 2013 period. Small markers represent all the individual profiles collected by gliders, shipborne CTD casts, and Argo floats. Large inverted triangle represent the glider observations of LIW SCVs with the strongest θ/S signature (L_i^*), and large diamond with less marked ones (L_i in the Ligurian Sea and G_i in the Gulf of Lions). Contoured circles are Argo or CTD profiles north of 40°N30′ with a positive LIW salinity anomaly greater than 0.04 ($\sim 2 \times \text{std}_{S'}$, with $\text{std}_{S'}$ the standard deviation of the differences between the observations and the analyzed LIW salinity field). All markers are colored according to their LIW salinity. The dashed black line indicates the Nice-Calvi section repeatedly carried out by gliders. Arrows with continuous line represent the mean currents (NC: Northern Current, WCC: Western Corsica Current, NBF: North Balearic Front) found at intermediate depths (under 300 m depth), and arrows with dashed lines other important circulation features (SEs: Sardinian Eddies). The Deep Water Formation (DWF) area is highlighted by the white-dashed line. Dyfamed and Lion are the two moorings used for the calibration of the gliders and the Argo floats. Isobaths are also depicted every 500 m.

The Gulf of Lions area is indeed the main place in the western Mediterranean Sea, and one of the few places of the world's oceans, where open ocean deep convection can occur [*Marshall and Schott*, 1999]. These phenomena renew the Western Mediterranean Deep Waters (WMDW) [*MEDOC-Group*, 1970] and the LIW plays a key role in this process by storing heat and salt at intermediate depths, which then affects the depth of the deep convection and the hydrological properties of the water mass that can be formed [*Lacombe et al.*, 1985; *Grignon et al.*, 2010]. On average, WMDW are presently characterized by a potential temperature of $\sim$ 12.86–12.89°C and a salinity $\sim$ 38.48–38.50 below 1000 m depth [*Houpert*, 2013].

In this study, we shed some light on the crucial question of the spreading of the LIW toward the NWMed thanks to the glider technology [*Testor et al.*, 2010]. Gliders regularly crossed the oceanic basin since 2007 and revealed the presence of isolated submesoscale anticyclones with a strong signature in the LIW layer (see an example in Figure 2). Because of their small size, they could have hardly been observed and identified as such by other sampling platforms. We first characterize the LIW salinity variability in the Ligurian Sea before analysing the observed eddies in terms of thermohaline anomalies, origin, and dynamical properties. At last, we discuss their formation process and their implications for the physics (with consequences on the biogeochemistry) of the basin.

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

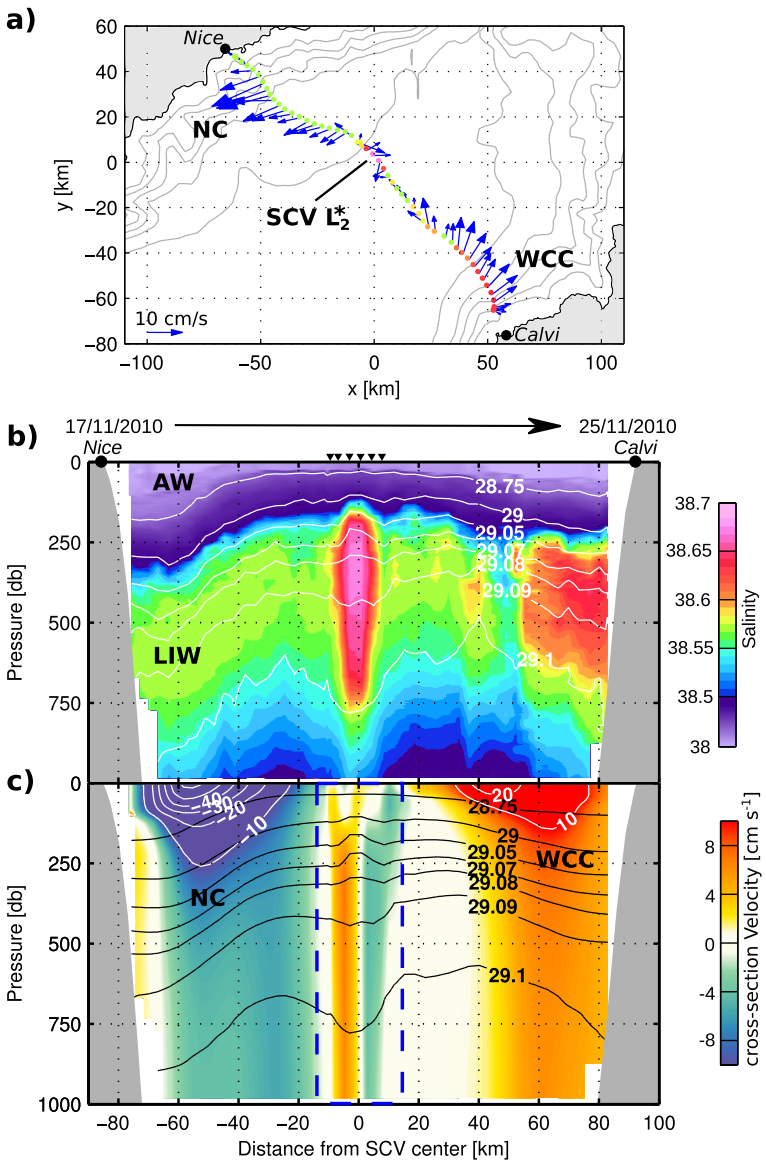


Figure 2. A "Nice-Calvi" glider section in November 2010 revealing the presence of the SCV L_2^*: (a) Glider pathway from Nice to Calvi with the LIW salinity of each profile colored according to the colorbar of (b) and depth-average currents deduced by the glider. The path of the NC and the WCC is also shown. (b) Salinity section with density contours in white. Black triangles show the position of glider profiles carried out within the SCV. (c) Cross-section velocities (cyclostrophic within the blue box and geostrophic outside) with contours in cm s^{-1}. The black contours show the smoothed density field. As stated in the text, the smoothing is performed with L = 2 km between the dashed blue lines. Outside, the width of the Gaussian function is taken slightly larger (L = 5 km) since the boundary currents (the Northern Current (NC) and the Western Corsica Current (WCC)) are associated with larger horizontal scales.

2. Data and Methods

2.1. Hydrographical Data Set

The very first glider deployments in the NWMed were carried out in 2006. In 2010, gliders started to be deployed on a regular basis in the framework of MOOSE (Mediterranean Ocean Observing System for the Environment, http://www.moose-network.fr/). In this study, we use a data set composed of all profiles carried out by gliders from 2007 to August 2013 in the NWMed (more than 25,000 profiles down to 1000 m), as well as about 400 shipborne CTD casts collected by R/V and about 2500 Argo profiles collected during the same period flagged as "good" by the Coriolis Data Center (http://www.coriolis.eu.org/). A first-order

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

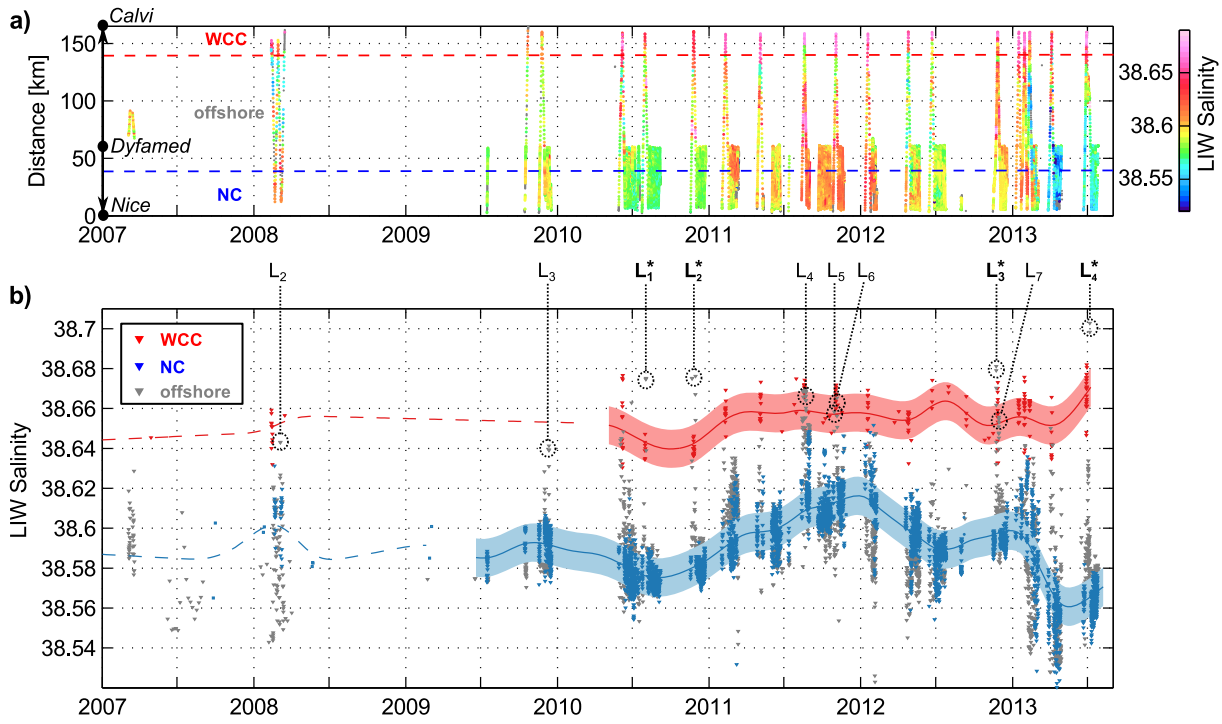


Figure 3. (a) Hovmöller diagram of the LIW salinity observed along the Nice-Calvi section. (b) Temporal evolution of the LIW salinity offshore (gray dots) and within the two boundary currents: the NC in blue ($d < 40$ km) and the WCC in red ($d > 140$ km). The red and blue lines are the low-pass filtered signals associated with time scale larger than 3 months. Positive salinity anomalies associated with LIW SCVs are labeled.

consistency (offset correction) of the data set is achieved by profile to profile comparison in the deep layers ($>$ 700 m) of the gliders and the Argo floats data with reference to in laboratory-calibrated CTD casts (Seabird SBE 911+), as well as two moorings operated since 2007 (LION: 11 Seabird microcats from 100 to 2300 m [*Houpert*, 2013], and DYFAMED: 2 Seabird microcats at 700 and 1000 m, the location of the moorings is shown in Figure 1), and a final cross-calibration step (within intervals of 5 days and 15 km). The absolute values of computed offsets were on average about 0.01°C and 0.01 in salinity. We checked the consistencies in the deep layers ($>$ 700 m), where the variance of the temperature and salinity are relatively small. At these depths, the variability is indeed significantly smaller ($\mathrm{std}_\theta = 0.0002$°C and $\mathrm{std}_S = 0.003$) and allows to determine a general offset for each sensor. This can be optimized but is relative, and the overall consistency of the data set is provided by the calibrated CTD data from the MOOSE research cruises (ground truth).

Particular attention is given to glider deployments revealing the presence of similar interesting circulation features. Temperature and salinity collected by these gliders were carefully compared at depths greater than 700 m with nearby CTD casts collected by R/V and calibrated mooring data at LION or DYFAMED allowing to keep the glider CTD biases in temperature and salinity smaller than, respectively, 0.01°C and 0.01.

From September 2009 to August 2013, gliders carried out 35 Nice-Calvi sections (location shown in Figure 1) on a regular basis with a sampling down to 1000 m, and many more shorter transects from Nice to DYFAMED with a sampling restricted to the upper 500 m (see Figure 3a). The density of observations is particularly important along the Nice-Calvi section compared to anywhere else in the NWMed. This enables a detailed inspection of the LIW properties flowing in the Northern Current and in the Western Corsica Current during this 4 years period. From these data, some aspects of the seasonal and interannual variability can be discussed.

Gliders sample the ocean along a sawtooth trajectory between the surface and a maximum depth of 1000 m. As the slopes of isopycnals are much smaller than the pitch angle of the glider (about $\pm 25°$), the glider dives and ascents can be considered as vertical profiles. Two profiles to 1000 m are then separated

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

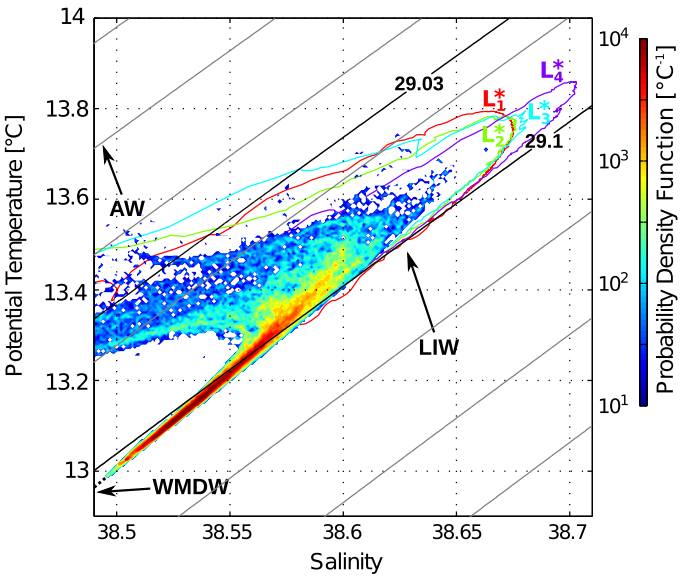


Figure 4. Volumetric θ/S diagram with the main water masses (AW, LIW, and WMDW) made up by all the profiles (down to 1000 m) collected during the four glider deployments revealing the SCV L_i^*. The empirical probability density function was normalized such as its integral in the θ/S space equals to unity. The colored lines labeled by L_i^* are associated with the profiles carried out within the core of the four SCVs. Slanted lines represent isopycnals.

by about 2–4 km and 2–4 h depending on the currents and the sampling strategy (dives only, or dives/ascents). Having a horizontal speed of 30–40 km day^{-1} relative to the water, gliders are perfectly suited to sample oceanic features and eddies that propagate slower. From its dead reckoning navigation and GPS fixes at surface, the glider also deduces a mean current, which is averaged over each dive (hereafter referred as the depth-average currents). Thermal lag issues of the gliders CTD probe were corrected by applying the method of *Garau et al.* [2011].

Argo floats are autonomous profiling floats that drift at a given parking depth for a given time period. By the end of this drifting time, they dive to 2000 m (sometimes 1000 m) and collect during the upcast a profile of temperature and salinity. The data are then sent in real time to the Coriolis data center before the floats eventually return to their parking depth. The MedArgo program set the interval between successive surfacing of Argo floats to 4–5 days and a parking depth of about 400 m at the approximate depth of the LIW layer.

We also used meteorological forecasts of the European Center for Medium-range Forecasts (ECMWF) for the 2007–2011 period and Sea Surface Temperature (SST) images provided by ACRI-ST–Globcolor. This product is based on the combined use of the OSTIA product and SST AVHRR images to improve the spatial resolution of the OSTIA product.

2.2. Objective Analysis of the LIW Properties

We defined the basic hydrographical properties of the LIW as the maximum of salinity (S) and potential temperature (θ) measured between two potential density values (29.03 kg m$^{-3} < \sigma_0 <$ 29.10 kg m^{-3}) encompassing both temperature and salinity maxima characterizing the LIW layer (see Figure 4). LIW potential temperature (resp. salinity) will hereafter refer to this potential temperature (resp. salinity) maximum, and is considered only for profiles reaching the minimum density of $\sigma_0 = 29.07$ kg m^{-3} required to correctly sample the LIW layer.

From the previously described data set, we aim to describe a basin-scale mean repartition of the LIW salinity that is representative of the last 5 years (88% of the data are posterior to August 2008). To this end, we objectively analyzed the LIW salinity over the whole basin. We first averaged the LIW salinity within $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ boxes, and then analyzed this mean field using the method of *Boehme and Send* [2005] with a covariance function conditional to the topography and the planetary vorticity in order to better account for the topographic constraints of the mean flow. We chose $\lambda_s \sim 200$ km and $\Phi = 1$ for the scaling parameters, which corresponds to a Gaussian covariance with a spatial scale of 200 km away from the influence of topography, and means that a factor of four in the difference in f/h (f being the Coriolis parameter and h the bottom depth) contributes to the distance approximately like 200 km separation in space. This spatial correlation scale is typical of the subbasins size, which is consistent with the large-scale variability we want to emphasize.

2.3. Reconstruction of the Geostrophic Velocities

From the gliders data, a density section combined with the depth-average currents enables to get a picture of the cross-track geostrophic velocities.

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

First, a low-pass filter is applied to horizontally smooth the density section with a cutoff length-scale typical of the internal deformation radius, the horizontal scale at which geostrophy can be considered as valid. This is done in order to remove the undesirable effects of unbalanced signal mainly related to internal waves, as shown by *Todd et al*. [2009]. We performed a modal decomposition on 79 full-depth shipborne CTD casts of the previously described observational data set collected in the Ligurian Sea at a bottom depth $>$ 2200 m (longitude $>7^{\circ}$E and latitude $>42^{\circ}$N). We found a first baroclinic deformation radius of 5.6 $\pm$ 0.9 km. This scale is relatively small compared to other oceans owing to the low stratification of the NWMed. We then transform the density section (σ_0) into a smoothed density section ($\tilde{\sigma_0}$) by using a Gaussian moving average with a significant width of the order of this deformation radius:

$$\tilde{\sigma_0}(r,z)=\int_{r_{min}}^{r_{max}}\sigma_0(r',z)\times e^{-(r'-r)^2/2L^2}dr' \quad (1)$$

where r is the along-section distance, r_{min} and r_{max} the boundaries of the glider section, z the depth and L the standard deviation of the Gaussian function. Setting L equal to 2 km is sufficient to filter out small-scale isopycnal oscillations without fading the dynamical density signature associated with submesoscale anticyclonic eddies, as shown in Figure 2c.

We then solved the geostrophic balance (v_g) by vertically integrating the thermal wind balance on the smoothed density section [*Todd et al*., 2009; *Pietri et al*., 2013; *Høydalsvik et al*., 2013] and by taking as a reference for the 0–1000 m mean velocities the cross-section component of the depth-average currents deduced by the gliders. In doing so, it provides also an information on the barotropic component of the flow and enables to get an idea of the "absolute" currents orthogonal to the glider section [*Gourdeau et al*., 2008; *Todd et al*., 2009; *Bouffard et al*., 2010; *Davis et al*., 2012; *Pietri et al*., 2013; *Høydalsvik et al*., 2013; *Pietri et al*., 2014].

3. Results

3.1. Submesoscale Coherent Vortices of LIW

3.1.1. Mean Distribution of the LIW Salinity at the Basin-Scale

The Figure 1 presents the analyzed map of the LIW salinity. It clearly shows the northward LIW flow along the Sardinian continental slope characterized by high LIW salinities ($\sim$ 38.68–38.70), high horizontal salinity gradients with the open-ocean ($\Delta S \sim 0.10$ over O(20 km)) and a downstream erosion in terms of salinity characteristics. At the basin-scale, a weak east-west salinity gradient can be observed ($\Delta S \sim -0.05$ over O(200 km)). The lowest values of the LIW salinity of the NWMed are found in the Gulf of Lions ($\sim$ 38.54), where the WMDW are formed. Indeed, the recurrent wintertime deep vertical mixing often mix the LIW layer with the fresher waters lying above and below it. It thus lowers the mean salt content of the LIW layer in that area. Between the Balearic Islands and Sardinia, relatively high LIW salinities ($\sim$ 38.59) are also observed. This can be the result of the generation of the Sardininan Eddies that can transport salt from the Sardinian continental slope to the open ocean region located south of the NBF [*Testor et al*., 2005a, 2005b].

The LIW salinity of each profile used to build up the objectively analyzed map is superimposed in the Figure 1 using the same color scale. So contrasted markers are indicating local deviations to the large-scale analyzed field. The open ocean observations then reveal a high variability, often higher than the standard deviation of the observations minus the objectively analyzed LIW salinity field which is $\sim$ 0.02 and this implies the presence of ubiquitous turbulent features. Numerous positive salinity anomalies are found offshore and the eddies described in the following are associated with the strongest anomalies one can find over the whole studied area.

3.1.2. LIW Variability in the Ligurian Sea

We can distinguish three zones along the Nice-Calvi section according to d the distance to the French coast, as illustrated by the Figure 1 showing the main circulation of the basin: the NC area ($d < 40$ km), the WCC area close to Corsica ($d > 140$ km), and in between the offshore area (see Figure 3, top). The boundaries for the NC and the WCC were determined by examining Nice-Calvi sections (see an example with Figure 2) and represent approximately the mean position of the external margin of those two currents. The WCC transports much more saline LIW ($\sim$ 38.66) than the NC ($\sim$ 38.60). In the offshore region, the LIW properties are

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

more similar to those of the NC with the isolated presence of small salinity anomalies certainly corresponding to turbulent circulation features.

In some years, the NC and offshore areas seem to be driven by a strong seasonal variability (see Figure 3b). In winter, the LIW salinity transported by the NC can decrease by up to 0.04 (especially noticeable during winter 2012 and 2013) compared to prewinter values. In 2013, gliders data very well captured this drop in salinity. This variability has to be related to deep vertical mixing, that can occur offshore during strong wintertime conditions. The mixed layer can indeed reach depths greater than the LIW layer (>1000 m measured offshore in February 2013). It also suggests the NC incorporates significant amounts of offshore waters that are in winter directly subjected to intense vertical mixing. These exchanges are likely driven by an enhanced winter mesoscale [*Albérola et al*., 1995] or even submesoscale [*Niewiadomska et al*., 2008] activity of the NC front. Then, from April to the following winter, the LIW salinity progressively increases thanks to the more or less continuous advection of more saline and warm LIW flowing along Sardinia and Corsica (see the circulation pattern in Figure 1). On the contrary, the WCC composed of particularly warm and salty LIW compared to the NC seems to be less subjected to this seasonal forcing.

On interannual timescale, the post winter LIW salinity has recently reached a low value in the NC and the offshore area ($\sim$ 38.56 in April 2013) after two consecutive episodes of strong winter convection. No significant variation of the LIW salinity in the WCC can be noticed apart from a small year-to-year variability and relatively high values observed in June 2013 ($\sim$ 38.68).

3.1.3. Identification of Submesoscale Vortices of LIW

From the data collected along the repeated Nice-Calvi section, we identified in particular four astonishing LIW anomalies of much warmer (+0.34–0.51°C) and more saline (+0.09–0.14) waters than their direct surroundings (hereafter referred as L^*_{1-4}, see Table 1). These profiles reach outstanding LIW hydrographical characteristics compared to the typical values observed offshore, as revealed by the θ/S diagram of the Figure 4. Furthermore, they all correspond to offshore LIW salinity measurements that even exceed the LIW salinity found within the WCC (see Figure 3b). They are very well pronounced on two to three consecutive profiles surrounded by more ordinary profiles, see Figure 2a. Note that these local anomalies in the LIW hydrographical properties are computed relative to a *far-field* region and not to the climatological LIW salinity field shown by the Figure 1. The *far-field* is defined as the mean of the 10 closest glider profiles found around each anomaly (corresponding to a maximum distance of about 20 km). It is representative of the surrounding waters, which have roughly uniform characteristics, the variability within the *far-field* being one order of magnitude smaller than the anomalies themselves ($\sim$ 0.01 for the LIW salinity and $\sim$ 0.05°C for the LIW potential temperature). It allows a characterization of each θ/S anomaly with respect to a *background* LIW field excluding such outliers but having some large-scale spatial variability, as well as seasonal, and interannual variability. In the following, we then consider LIW anomalies defined as this difference relative to this *far-field*.

The observation in the open ocean of such marked θ/S anomalies suggests the presence of dynamical structures (either eddies or filaments) that could be able to transport warm and saline LIW far away from their source. The depth-average currents estimated by the gliders then provide precious informations about the water displacement that can clarify the situation. The distance between two consecutive dives being in average 3.5 km, the high resolution of the glider sampling is therefore sufficient to reveal a potential rotation that could be associated with relatively small eddies (minimum diameter $\sim$ 7 km). We locally removed from the depth-average currents a large-scale mean advection computed by averaging the depth-average currents measured within a given temporal ($\pm$ 1 day) and spatial ($\pm$ 25 km) running window. In some cases, the eddy signal is indeed dominated by an important advection. At last, an anticyclonic rotation was then identifiable around each θ/S anomaly we identified indicating that they are the signature of small anticyclonic eddies (radius $\sim$ 5–10 km).

The Figure 2 shows a section across the anticyclone L^*_2, which has similar characteristics to the other ones. The isopycnal deformation below the thermocline shows a lenticular shape with a doming in the upper part of the LIW core and a lowering of isopycnals below. This is a typical feature of subthermocline Submesoscale Coherent Vortices (SCVs) [*McWilliams*, 1985]. They are characterized by a low-stratified core at intermediate depth below the thermocline. Within this subthermocline core, the potential temperature and salinity are found to be anomalously high and homogeneous compared to classical profiles (Figure 5). No

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

AGU Journal of Geophysical Research: Oceans 10.1002/2014JC010263

Table 1. SCVs Characteristics[a]

		$\theta \mid \Delta\theta$	$S \mid \Delta S$	d	ϵ	R_ϵ	V_ϵ^{max}	$P@V^{max}$	T_r	Ro	$N_{scv} \mid N_{out}$	Bu	$q_{scv}/10^{-12}$	$\delta q/q$
Id	obs.	(°C)	–	(km)	–	(km)	(cm s^{-1})	(m)	(days)		xf (s^{-1})		(m^{-1} s^{-1})	%
L_1^*	Aug 2010	13.79 | +0.39	38.68 | +0.10	2.1 ± 0.5	1.07 ± 0.03	5.7 ± 1.6	6.5 ± 1.3	590 ± 80	6.4 ± 2.7	−0.23 ± 0.10	6.5 ± 0.6 | 8.0 ± 0.7	0.60 ± 0.26	3.3 ± 0.5	−50 ± 17
L_2^*	Nov 2010	13.79 | +0.36	38.68 | +0.10	1.5 ± 0.5	1.04 ± 0.02	5.5 ± 2.2	7.6 ± 1.6	430 ± 40	5.3 ± 2.6	−0.28 ± 0.13	5.3 ± 0.6 | 6.4 ± 0.5	0.78 ± 0.55	2.1 ± 0.6	−50 ± 22
L_3^*	Nov 2012	13.80 | +0.38	38.68 | +0.09	1.1 ± 0.5	1.04 ± 0.03	4.0 ± 1.1	4.0 ± 1.2	310 ± 20	7.2 ± 3.7	−0.20 ± 0.10	6.6 ± 0.6 | 6.7 ± 0.6	1.10 ± 0.52	3.6 ± 0.6	−21 ± 28
L_4^*	Jul 2013	13.86 | +0.51	38.70 | +0.14	1.2 ± 0.5	1.06 ± 0.04	3.7 ± 1.7	8.2 ± 1.4	360 ± 10	3.3 ± 1.8	−0.44 ± 0.23	5.5 ± 0.6 | 5.1 ± 0.4	0.49 ± 0.44	1.7 ± 1.0	−34 ± 61
L_1	Feb 2008	13.62 | +0.36	38.65 | +0.10	0.7 ± 0.5	1.01 ± 0.01	6.2 ± 1.5	8.4 ± 1.0	280 ± 80	5.4 ± 2.0	−0.27 ± 0.10	5.8 ± 0.1 | 6.6 ± 0.9	0.41 ± 0.19	2.4 ± 0.5	−44 ± 26
L_2	Mar 2008	13.70 | +0.37	38.65 | +0.09	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
L_3	Nov 2009	13.57 | +0.19	38.63 | +0.05	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
L_4	Aug 2011	13.78 | +0.32	38.66 | +0.07	0.7 ± 0.5	1.01 ± 0.01	5.4 ± 0.8	15.9 ± 1.1	150 ± 50	2.5 ± 0.5	−0.59 ± 0.12	5.5 ± 0.4 | 5.7 ± 0.2	0.59 ± 0.13	1.3 ± 0.9	−61 ± 30
L_5	Oct 2011	13.73 | +0.31	38.66 | +0.07	1.5 ± 0.5	1.13 ± 0.09	3.1 ± 1.7	5.2 ± 1.6	–	4.4 ± 3.0	−0.33 ± 0.23	6.4 ± 0.2 | 6.6 ± 0.1	1.44 ± 2.34	2.8 ± 1.0	−38 ± 32
L_6	Nov 2011	13.73 | +0.30	38.66 | +0.09	0.8 ± 0.5	1.01 ± 0.01	5.4 ± 1.8	3.3 ± 1.0	–	12.0 ± 7.5	−0.12 ± 0.08	6.4 ± 0.2 | 6.2 ± 0.5	0.53 ± 0.27	3.6 ± 0.4	−8 ± 24
L_7	Nov 2012	13.72 | +0.28	38.66 | +0.07	1.9 ± 0.5	1.17 ± 0.07	3.7 ± 1.1	5.7 ± 1.5	320 ± 10	4.7 ± 2.1	−0.31 ± 0.14	6.1 ± 0.2 | 6.2 ± 0.1	1.03 ± 0.80	2.6 ± 0.8	−33 ± 23
G_1	Jan 2007	13.49 | +0.21	38.60 | +0.05	1.2 ± 0.5	1.02 ± 0.02	5.6 ± 2.0	5.2 ± 1.1	230 ± 30	7.9 ± 4.2	−0.19 ± 0.10	5.8 ± 0.1 | 5.5 ± 0.5	0.63 ± 0.36	2.6 ± 0.4	−11 ± 10
G_2	Feb 2007	13.54 | +0.33	38.61 | +0.07	1.3 ± 0.5	1.03 ± 0.02	5.9 ± 2.1	8.2 ± 1.2	210 ± 10	5.2 ± 2.4	−0.28 ± 0.13	5.3 ± 0.8 | 5.2 ± 0.2	0.49 ± 0.31	2.0 ± 0.5	−25 ± 25
G_3	Sep 2012	13.42 | +0.21	38.59 | +0.06	1.4 ± 0.5	1.02 ± 0.01	6.7 ± 1.3	–	–	–	–	5.9 ± 0.3 | 5.1 ± 0.3	0.31 ± 0.12	–	–
G_4	Sep 2012	13.40 | +0.19	38.59 | +0.05	4.4 ± 0.5	1.33 ± 0.06	6.6 ± 1.5	7.5 ± 1.7	130 ± 30	6.5 ± 2.3	−0.23 ± 0.08	5.0 ± 0.2 | 5.2 ± 0.5	0.17 ± 0.09	1.8 ± 0.3	−29 ± 23
G_5	Sep 2012	13.46 | +0.23	38.60 | +0.07	2.5 ± 0.5	1.07 ± 0.03	7.0 ± 2.0	8.6 ± 1.3	190 ± 90	5.9 ± 2.2	−0.25 ± 0.10	5.4 ± 0.3 | 5.6 ± 0.5	0.26 ± 0.13	2.0 ± 0.4	−30 ± 26
G_6	Oct 2012	13.45 | +0.18	38.60 | +0.04	1.1 ± 0.5	1.02 ± 0.01	6.3 ± 1.5	5.1 ± 1.1	340 ± 70	9.0 ± 3.9	−0.17 ± 0.07	5.2 ± 0.1 | 5.4 ± 0.4	0.12 ± 0.08	2.1 ± 0.2	−24 ± 20
G_7	Dec 2012	13.42 | +0.20	38.60 | +0.06	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–

[a] L_i^* refers to the LIW SCVs observed in the ligurian sea exhibiting the strongest θ/S signal, and L_i (resp. G_i) to the others observed in the Ligurian Sea (resp. in the Gulf of Lions). θ (resp. $\Delta\theta$) is the absolute pot. temperature (resp. anomaly relative to the *far-field*) of the LIW observed within the SCVs core; S and ΔS is the same for salinity; d is the distance from the glider path to the SCVs center; R is the SCVs radius defined as the distance between the two azimutal velocity extrema along the glider track; $\epsilon = \sqrt{1 + d^2/R^2}$ is the scaling factor due to the glider sampling; $R_\epsilon = R \times \epsilon$ is the corrected radius; $V_\epsilon^{max} = |V^{max}| \times \epsilon$ is the corrected azimutal peak velocity; $P@V^{max}$ is the mean depth of the azimutal peak velocities; $T_r = 2\pi R/V^{max}$ is the rotation period; $Ro = 2V^{max}/fR$ is the Rossby number; N_{scv} (resp. N_{out}) is the mean buoyancy frequency averaged around 400 m within the core of the SCVs (resp. in the *far-field* region); $Bu = [NH/fR]^2$ is the Burger number; q_{scv} is the PV estimated within the core of the SCVs; $\delta q/q = (q_{scv} - q_{out})/q_{out}$ is the PV anomaly relative to the *far-field*. There are – where values could not have been computed due to a bad sampling.

signature in the surface layer of Atlantic Waters (AW) is found above them suggesting they are mostly isolated subsurface circulation features (see Figure 2b).

In the Ligurian Sea, less pronounced anomalies of the LIW characteristics were also identified with SCVs (hereafter referred as L_i, $i \in [1;7]$, see Table 1). They correspond to offshore LIW salinities comparable to those measured within the WCC (see Figure 3b). Further inspection on glider data in the Gulf of Lions also revealed the presence of SCVs characterized by a core of marked LIW (referred as G_i, $i \in [1;7]$). Their main properties are summarized in Table 1 along with the SCVs L_i^* and they will further be discussed in section 3.2.5.

3.1.4. Location of Formation of the SCVs L_i^*

At the southwestern corner of Sardinia, the Sardinian Eddies are formed [*Testor et al.*, 2005a; *Testor and Gascard*, 2005]. They are very different in terms of characteristics and are associated with a propagation of LIW toward the southern basin. The southwestern corner of Sardinia is, to our knowledge, the northernmost bifurcation of the LIW flow toward either the southern basin, either northward along the continental slope. So, the preferential location of formation for the L_i^*, L_i, and G_i, which evolve in the northern basin, is probably situated downstream this point.

The strong positive θ/S anomaly of the SCVs L_i^* indicates they most likely detach from the LIW vein flowing along the continental slope off Sardinia and Corsica, which transports LIW characterized by high θ/S. The Figures 6a and 6b exhibits more closely how the LIW salinity evolves within this vein along its northward path. It has a more or less constant salinity along Sardinia ($S \sim 38.69$), and then follows a general downstream decrease. At about the latitude of the Corsica-Sardinia strait (between 41°N and 41°N30′), a step-like decrease in the LIW salinity of about 0.02 can be observed, which suggests that important cross-shelf exchanges occur in this transition area. Noteworthy, the mean LIW salinity of $\sim$ 38.68 measured within the SCVs L_i^* matches the mean observed salinity found at this transition, except for SCV L_4^* that exhibits higher values. Due to dynamical barriers, SCVs are coherent and long-lived. The waters composing their cores are relatively protected from the ambient field and can present characteristics rather similar to those found at their formation area for long periods of time. We can therefore conclude that the SCVs L_i^* were likely formed in the vicinity of the northwestern (NW) headland of Sardinia or upstream. Furthermore, Argo floats drifting velocities at $\sim$ 400 m depth along Sardinia and Corsica exhibit a transient drop at around 41°N30′ (see Figure 6c). The LIW flow seems hence to be less organized there likely revealing the presence of recirculation features consistent with a possible formation of SCVs there.

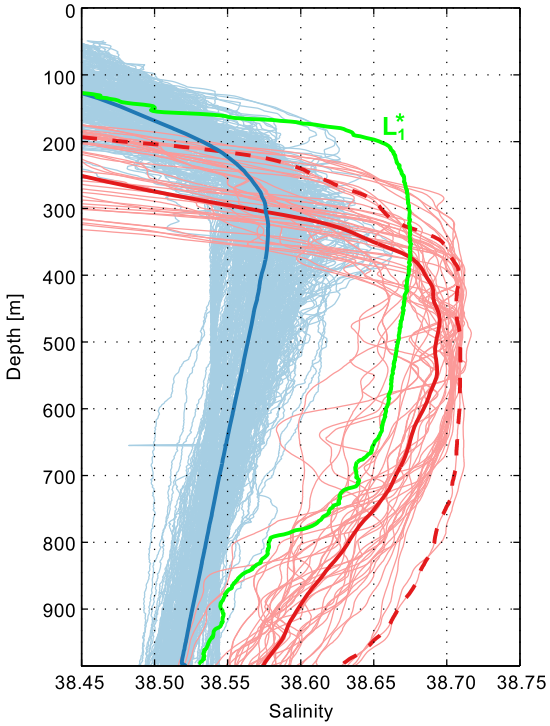


Figure 5. Salinity profiles collected along the "Nice-Calvi" glider section: within the offshore area (i.e., bottom depth > 2200m) (in blue), within the core of SCV L_1^* (in green), and within the LIW vein flowing along Sardinia (39°30′N <lat. <41°10′N) (in red). The blue and red thick lines are the mean profiles, and the dashed red one represent the most homogeneous profile collected near the continental slope off Sardinia.

The SCV L_4^* is clearly more saline than the others. That discrepancy in its core water properties can be interpreted as the result of the temporal variability of the LIW flow. Indeed, all the observations along the continental slope off Sardinia since 2013 (and a few in 2012) reveal greater salinity values than before (> 38.70), as revealed by the red dots in Figure 6b corresponding to the more recent observations. Noteworthy, the LIW salinity of the WCC also reaches its maximum value in June 2013 with about 38.68 (see Figure 3b). If this trend is confirmed in the future, it could lead to important changes in the cross-shelf heat/salt exchanges and the spreading of LIW toward the basin interior.

Concerning the SCVs L_i and G_i, they present less marked characteristics and the method

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

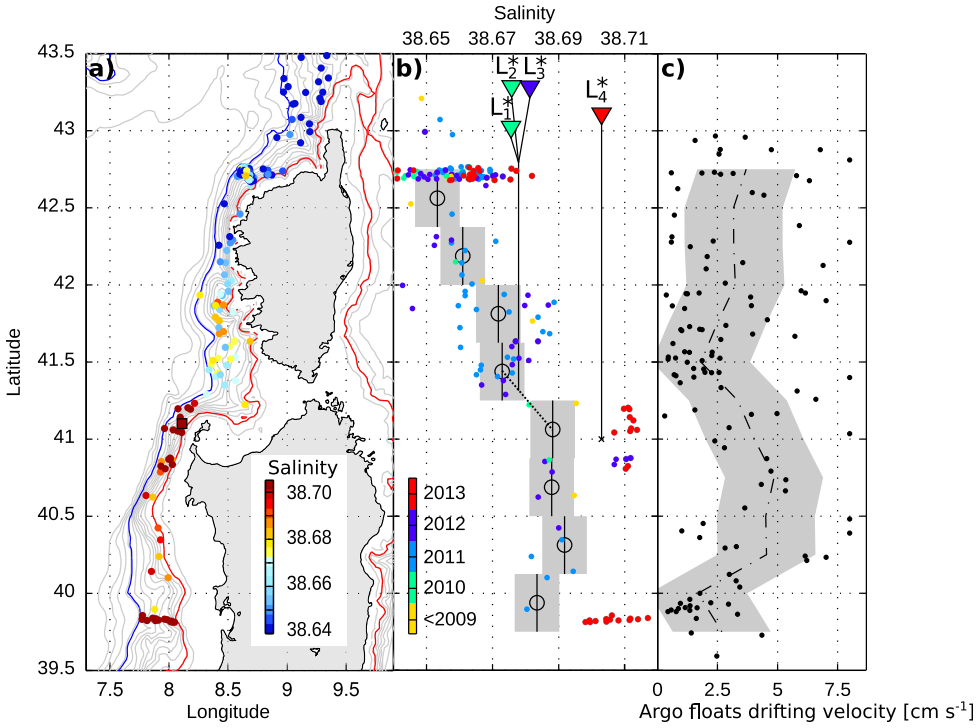


Figure 6. (a) LIW salinity observed by gliders, Argo floats, and shipborne CTD casts located between two *f/h* isolines (in red and blue defined by the 400 and 1800 m isobaths at 41°N). Isobaths are represented every 200 m. (b) LIW salinity against latitude: mean values were computed within 45 km intervals after having excluded outliers and values collected in 2013 (red dots). The gray-shaded area represent the standard deviation. The LIW values (triangles and vertical thin lines) found for each SCV L_i^* are superimposed to show approximately their northernmost latitude of formation. (c) Argo floats drifting velocities at their parking depth ($\sim$ 400 m) against latitude (dashed line: mean value in 30 km intervals, gray shaded area: standard deviation).

of correspondence we used for the L_i^*, does not provide as useful information. According to this method, the area of possible locations of formation along the boundary circulation for L_i or even more for G_i is quite vast. It starts from the southern tip of Sardinia to the Gulf of Lions, where salinities $>$ 38.60 have been observed.

3.1.5. Propagation and Lifetime

The observations of the SCVs L_i^* are separated of about 300 km along a straight line from their hypothetical formation zone. According to our advection estimates, the LIW SCVs appear to drift at about 2–5 cm s^{-1}, in agreement with previous studies [*Testor and Gascard*, 2003, 2006; *Pelland et al*., 2013]. They should then have spent 2–6 months to travel straight to their observation location. Although, the trajectories of SCVs are influenced by many processes:

1. The planetary β effect: it drives the westward motion of eddies at a speed scaled by the phase speed of long Rossby waves [*Cushman-Roisin et al*., 1990]: in our case, given the small radius of the eddies the corresponding translation is not significant: $U_\beta \propto \beta R_d^2 \sim$ 0.05 cm s^{-1} (with $\beta = 1.7\times10^{-11}$ $m^{-1}s^{-1}$ and $R_d \sim 5$ km).
2. The topographic β effect: as the LIW SCVs have a large vertical extend, they might have a small barotropic component, behave like Taylor columns and thus be influenced by the bottom topography. The typical scale for this translation given by the phase speed of long topographic Rossby waves: $U_{\beta_T} \propto \beta_T R_d^2 \sim$ 0.3–0.9 cm s^{-1} (with $\beta_T = f\|\nabla h\|/h \sim 1-3\times10^{-10}$ $m^{-1}s^{-1}$ and $R_d \sim 5$ km). This should not be very important too, except perhaps in the Gulf of Lions area where the topographic β effect is the strongest of the basin away from the continental slope. It could favor the LIW SCVs to climb up the bottom slope of the Rhône Deep Sea Fan [*Carnevale et al*., 1991] and thereby reach the DWF zone in the Gulf of Lions, where they could then be trapped by the barotropic cyclonic circulation [*Madec et al*., 1996].
3. The effect of the barotropic mean flow (associated for instance with the NBF, planetary waves or mesoscale eddies): this was found to be a dominant process for the translation of coherent vortices [*Dewar*

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

and Meng, 1995], whereas baroclinic large-scale currents only have a weak influence on the propagation of nonlinear oceanic vortices due to the baroclinic β effect [*Vandermeirsch et al.*, 2001].

4. Finally, all kind of interactions with dynamical structures (like eddies or jets) that the SCVs might encounter can also influence their translation.

Therefore, they should very likely have had much more complex paths across the basin and be characterized by much longer lifetimes. SCVs are known to be particularly long-lived circulation features. For instance, Meddies in the Atlantic [*Armi et al.*, 1988] or SCVs of newly formed deep waters in the Mediterranean Sea [*Testor and Gascard*, 2003, 2006] and in the Greenland Sea [*Gascard et al.*, 2002] can have a lifetime exceeding 1 year. Similarly, the LIW SCVs might also be able to live for a time order of a year or even more. During their slow decay, they could thus be able to spread out all over the NWMed.

3.2. Dynamical Properties and Diagnostics of the LIW SCVs

In order to better characterize these eddies, we calculate now some of their dynamical properties and buoyancy, heat, and salt content anomalies.

3.2.1. Cyclostrophic Velocities

To estimate the velocity field within submesoscale anticyclones characterized by relatively strong horizontal shear ($> 0.1f$), one cannot only rely on the geostrophic balance. Indeed, nonlinear effects (i.e., the centrifugal force) need to be taken into account, otherwise the velocity would be underestimated [*Elliott and Sanford*, 1986].

The cross-section cyclostrophic velocities v_c are therefore deduced by solving the quadratic equation expressing the gradient wind balance (and keeping the only relevant solution).

$$-v_c^2/r - fv_c = -fv_g \tag{2}$$

where r the distance to the apparent eddy center, f the Coriolis parameter, and v_g the geostrophic velocities (method described in section 2.3). As for geostrophic velocities, the cyclostrophic velocities are also referenced thanks to the depth-average currents (minus the local mean advection, as explained in section 3.1.3) deduced by the gliders. In order to solve this equation, the last unknown remains the distance r to the SCV center, which is not directly measured but can be estimated from the depth-average currents.

In a cylindrical coordinate system, the cyclostrophic velocities can be written as:

$$v_c(r) = \frac{rf}{2} \times \left(-1 + \sqrt{1 + 4Ro_g(r)} \right) \tag{3}$$

where $Ro_g(r) = v_g(r)/rf$ is the geostrophic Rossby number (constant for a quasisolid body rotation). In the present study, geostrophic Rossby numbers are about -0.1 to -0.15, so one can write: $v_c(r) \simeq v_g(r)\left\{1 - Ro_g(r) + 2Ro_g(r)^2 + \ldots\right\}$. $Ro_g(r)$ is negative for anticylonic eddies and thus cyclostrophic velocities exceed in magnitude the geostrophic ones. Small anticylones, characterized by a relatively high absolute Rossby number and for which the centrifugal force is not negligible, are then more energetic than what the only geostrophic balance would prescribe. For this reason, the cyclostrophic velocites are ~10–15% greater than geostrophic velocities for the eddies considered in this paper.

3.2.2. Eddy Center Detection

Following the approach of *Pelland et al.* [2013], we propose an objective method to geometrically determine the SCVs center position relative to the glider path thanks to the depth-average currents. For this purpose, we construct a cost function g to minimize:

$$g(x,y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(\mathbf{v_i} \cdot \frac{\mathbf{r_i}(x,y)}{\|\mathbf{r_i}(x,y)\|} \right)^2 \tag{4}$$

where $\mathbf{v_i}$ is the dive-average velocity estimated by the glider (minus the advection) at the given position (x_i, y_i), and $\mathbf{r_i}(x,y)$ is the vector from (x, y) to (x_i, y_i). Minimizing this cost function finds the position in space which makes the depth-average currents the most perpendicular to the directions linking this position and the locations where the depth-average currents are measured. We applied this method to each SCV by taking at most four consecutive velocity estimates (minus the mean advection) centered around it in order to keep the measurements as synoptic as possible. This is equivalent to a temporal (spatial) interval of about

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

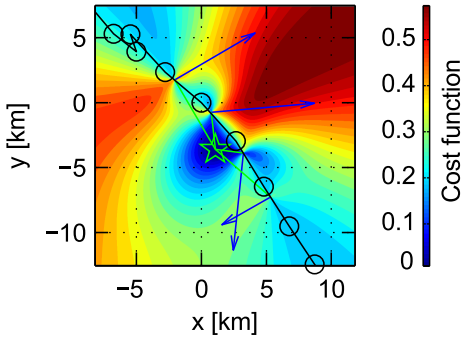


Figure 7. Depth-average currents (minus the mean advection) deduced by the glider while crossing SCV L_2^*. The cost function used to estimate the SCV center (green star) is shown by the colored contours.

$\sim$ 11 h ($\sim$ 11 km). Figure 7 illustrates the method by showing an example of the cost function minimization and the resulting eddy center estimation.

As the gliders did not cross the SCVs right at their center, we also estimated the scaling factor to apply to the apparent radius and velocities in order to compensate the underestimation of these parameters due to the glider sampling: $\epsilon = \sqrt{1+d^2/R^2}$ (Table 1) with d the distance from the SCV center to the glider path and R the apparent radius (defined as half the distance between the two azimutal velocity extrema). Note that ϵ is in general very close to unity. To compute the uncertainties shown in Table 1, we also considered a systematic error of 0.5 km on d, which corresponds to the SCVs being advected at $\sim$ 2.5 cm s^{-1} in the cross-section direction during 11 h (the time window considered in the center detection method), which is a mean value considering all the different cases.

3.2.3. Rossby and Burger Numbers

The SCVs L_i^* with the strongest θ/S signature have a radius and a velocity maximum of the same order of magnitude with a mean radius of 4.7 $\pm$ 1.0 km and a subsurface peak velocity of 6.6 $\pm$ 1.9 cm s^{-1} located at intermediate depth within the LIW layer (see L_i^* in Table 1). In case of quasisolid body rotation (Rankine vortex), the horizontal shear is constant within the core of the eddies and the Rossby number can be written as: $Ro = \zeta/f = (rf)^{-1}\partial_r(ru_r) = -2|V_{max}|/Rf$, with ζ the relative vorticity, f the planetary vorticity, $|V_{max}|$ the azimutal peak velocity, and R the eddy radius. The Rossby number of the SCVs L_i^* is then on average -0.29 ± 0.11. This value confirms that nonlinear terms are relatively important in the dynamical balance of the described SCVs, as previously hypothesized. Noteworthy, the Rossby number estimates should not vary with the distance d (the glider path to the SCV center). In case of solid body rotation, the smaller apparent radius along the glider track will be indeed linearly compensated by a smaller observed velocity maximum: $Ro_\epsilon = -2\epsilon|V_{max}|/\epsilon Rf = Ro$. The radius corrected by the scaling factor ($R_\epsilon = \epsilon R$) is the order of the internal deformation radius or slightly smaller. It leads to high Burger numbers of 0.74 $\pm$ 0.27 ($Bu = [R_d/R]^2 = [NH/fR]^2$ with N ($= -g\partial_z\rho/\rho_0$) the buoyancy frequency in the *far-field* region at $\sim$400 m depth and H defined as the water height where the salinity anomaly with the *far-field* profile exceeds 0.02). These values are within the stability bounds that were numerically computed for SCVs by *McWilliams* [1985]: $|Ro| \simeq 0.3 < Bu < 1$.

3.2.4. Potential Vorticity

Anticylonic SCVs are associated with a negative anomaly of the Ertel's Potential Vorticity (PV) field [*McWilliams*, 1985], which can be approximated in non-frontal areas by:

$$q = fN^2(1+Ro)/g \tag{5}$$

with g the gravity and N^2 the squared buoyancy frequency.

We estimated the PV within each SCV by considering the measured stratification within their core (N_{SCV}) and their estimated Rossby number. Likewise, the PV of the surrounding waters (q_{out}) was computed with the estimation of N_{out} and by assuming $Ro \ll 1$. N_{SCV} and N_{out} are considered as the mean value of N between 450 and 550 m depth. The negative PV anomalies associated with each SCV relative to the *far-field* region are then of about $-39\% \pm 14$ (see Table 1), in agreement with the values found by *Pelland et al.* [2013] for dynamically similar anticyclonic SCVs.

The Ertel's PV of an isolated fluid parcel is conserved in absence of nonconservative processes. The logarithmic form of the PV conservation allows to better assess the contribution of the different terms in equation (5):

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta Ro}{1+Ro} + \frac{\Delta N^2}{N^2} = 0 \tag{6}$$

The PV of the SCVs L_i^* presented in Table 1 should have been well conserved since their formation, since they exhibit a strong θ/S signature and mixing should not have been acting much on them. In the

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

following, we discuss the PV balance of a typical SCV from its formation (at the NW corner of Sardinia) to its observation (at 43°N with a Rossby number of −0.3):

1. The first term of the balance ($\Delta f/f$) is negligible since the SCV has drifted to the north about 2° in latitude, which implies $\Delta f/f = 0.04 \ll 1$.
2. Assuming the SCV to be formed from the LIW vein flowing along Sardinia, whose initial Rossby number should remain small at the scale of the vein ($Ro \simeq -0.05$, considering a horizontal shear of 5 cm s^{-1} decreasing over 10 km), it yields: $\Delta Ro/(1+Ro) = -0.26$.
3. In the end, one can estimate the stratification of the boundary flow from which the SCV has been formed. Considering the SCV to have a core stratification of 6.0 f (see Table 1), we then found $N_{init} = 7.0f$.

Inspecting the density profiles collected within the LIW vein along Corsica and Sardinia (between the red and blue f/h isolines shown in Figure 6a), we found a stratification of 6.1 ± 0.6 f north of 42°N, and a slightly greater stratification of 6.9 ± 0.6f south of 41°15′. This latter value is in good agreement with N_{init} previously estimated, which gives an additional dynamical argument to support the idea of a flow detachment occurring at the latitude of the northwestern corner of Sardinia.

3.2.5. Case of the LIW SCVs L_i and G_i

Since 2007, other glider deployments in the Gulf of Lions and in the Ligurian Sea also revealed the presence of LIW SCVs (their observation location is shown by diamond in Figure 1, see also Figure 8 for a typical example). Their absolute LIW θ/S characteristics are less pronounced ($\theta < 13.8$°C and $S < 38.68$). Noteworthy, the SCVs G_i were observed in the vicinity of the Deep Water Formation (DWF) zone of the Gulf of Lions where the background LIW salinity is low (see Figure 1). The mean LIW θ/S anomalies of the SCVs L_i and G_i present a greater range but remain significant compared to the *far-field* (+ 0.26 ± 0.07°C and + 0.07 ± 0.02).

In order to assess their key dynamical characteristics, we applied to the SCVs L_i and G_i the same methodology as previously described (see Table 1 for an exhaustive list of their characteristics). They are dynamically characterized by:

1. slightly greater radii (5.9 ±0.9 km) and peak azimuthal velocities of same order of magnitude (6.4 ±1.9 cm s^{-1}, without considering the very energetic SCV L_4, see Table 1) compared to, respectively, 4.7 ± 1.0 km and 6.6 ± 1.9 cm s^{-1} for the SCVs L_i^*;
2. slightly smaller Rossby numbers of −0.24 ± 0.07 (except the very non-linear SCV L_4, see Table 1) compared to 0.29 ± 0.11;
3. slightly smaller Burger numbers of about 0.45 ± 0.27 compared to 0.74 ± 0.27.

4. Discussion

4.1. Formation Processes of the LIW SCVs L_i^* at the NW Headland of Sardinia

Arguments based on hydrography, the drift of Argo floats and the PV conservation previously exposed in section 3.1.4 support the idea that the SCVs L_i^* likely originate from the northwestern part of Sardinia. In this section, we further discuss the potential formation mechanisms of these particular LIW SCVs. We also highlight the important role of the complex topography and of the water masses circulation off western Sardinia for their generation.

4.1.1. Generation Mechanisms of LIW SCVs

A generation mechanism of anticyclonic SCVs was first described by *McWilliams* [1985]:

1. a phase of vertical diapycnal mixing that lowers the PV of a fluid parcel;
2. a phase of intrusion into a more stratified environment;
3. a phase of cyclostrophic adjustment that isolates the fluid parcel of low PV within the core of an anticyclonic SCV.

In our case, the PV reduction cannot be caused by winter vertical mixing due to air-sea interactions, since the SCVs are made of remote intermediate waters disconnected from the air/sea interface. In addition, they

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

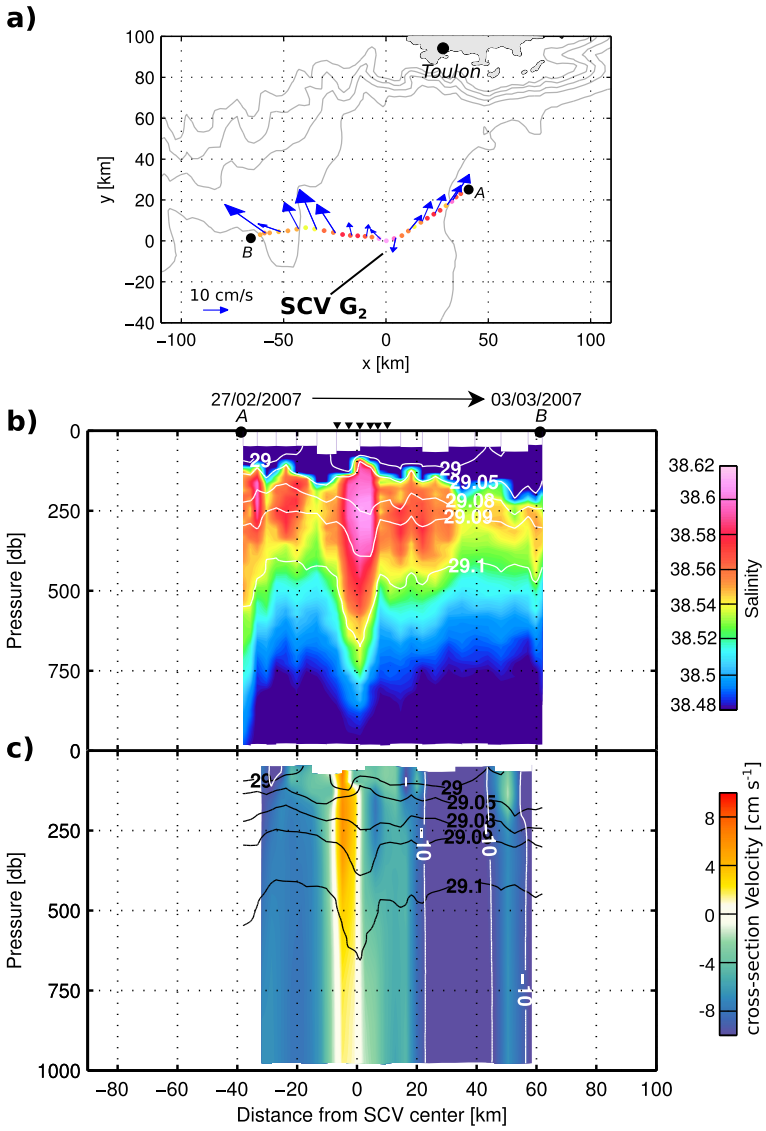


Figure 8. Glider deployment in the Gulf of Lions in February 2007 revealing the presence of SCV G_2: (a) Glider pathway with the LIW salinity of each profile colored according to the colorbar of (b) and depth-average currents deduced by the glider minus the mean advection. (b) Salinity section with density contours in white. Black triangles show the position of glider profiles carried out within the SCV. (c) Cross-section cyclostrophic velocities with contours in cm s^{-1}. The black contours show the smoothed density field used to integrate the thermal wind balance.

are so pronounced in θ/S that they cannot result from the mixing of LIW with the fresh surface layer of Atlantic Waters (AW).

The interaction of a current with a sloping boundary was then identified as another potential PV sink [*D'Asaro*, 1988]. Nonconservative frictional effects, which can drive diapycnal mixing as well as the creation of anticyclonic vorticity within the bottom boundary layer (BBL), act at reducing the PV. Progressively a patch of low PV can thereby be formed, leading to the formation of SCVs, if the flow is eventually able to detach from its boundary [*D'Asaro*, 1988].

Evidence of mixing is found close to the continental slope along NW Sardinia, where salinity profiles collected there exhibit a relatively homogeneous layer of LIW compared to ordinary profiles having a sharper salinity maximum (see red profiles compared to blue ones in Figure 5). Furthermore, the Figure 5 shows strong similarities between the most homogeneous salinity profile collected off Sardinia and the salinity

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

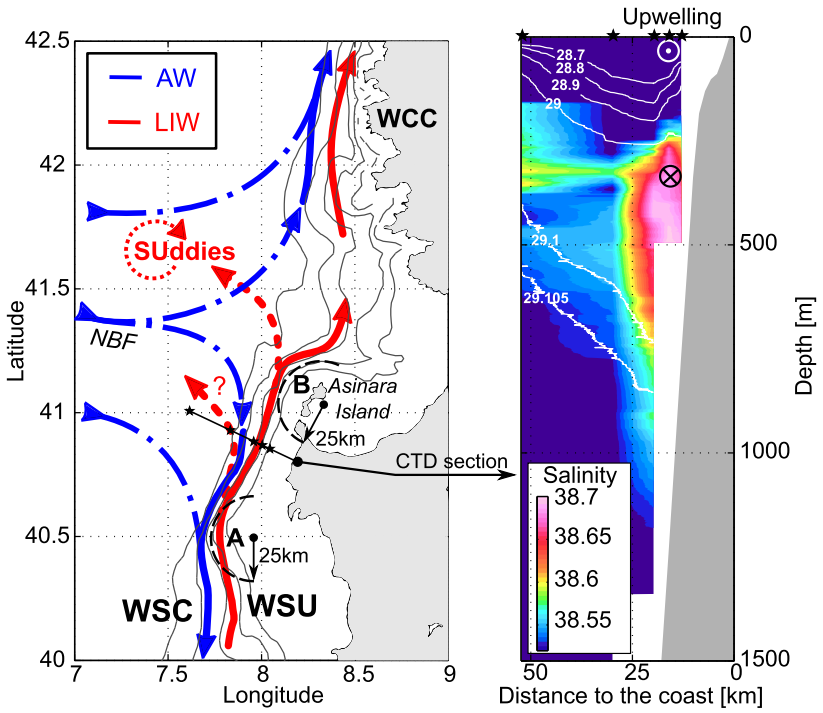


Figure 9. (left) Main circulation pathways of the AW (in blue) and of the LIW (in red) in the vicinity of the NW headland of Sardinia (isobaths are drawn every 500 m). The flows associated with the Western Corsica Current (WCC), the North-Balearic Front (NBF), the Western Sardinian Current (WSC), and the Western Sardinian Undercurrent (WSU) are shown. The two locations suitable for a flow detachment that can lead to the formation of the Suddies are also labeled by capital letters A and B. (right) A salinity section off NW Sardinia from CTD casts carried out in April 2013.

profile collected within the core of a typical LIW SCV. Strong negative vorticity ($\sim -f$) could directly come from the BBL presenting a strong horizontal shear, even if the currents might not exceed 5 cm s^{-1} at intermediate depths, as stated by *Pelland et al.* [2013]. Besides, the continental slope becomes steeper north of 40°N30′ off western Sardinia (dowstream point A in Figure 9). If the BBL thickness remains approximately constant along the LIW flow, the horizontal shear will likely be enhanced there (i.e., stronger negative vorticity). If this horizontal shear, then becomes so negative that $\zeta < -f$, the fluid can undergo ageostrophic centrifugal instability. This was recently revealed by the model study of *Molemaker et al.* [2014], which highlights the importance of the centrifugal instability as a source of turbulent mixing for the generation of subsurface eddies from the California Undercurrent. At last, additional sources of diapycnal mixing within the LIW vein could come from the adjustment of the geostrophic flow over the continental slope [*Benthuysen and Thomas*, 2012], and/or the turbulence generated by near-inertial internal waves, which can also be a great source of mixing over the continental slope even at great depths [*van Haren et al.*, 2013].

4.1.2. Flow Detachment at the NW Headland of Sardinia

Observations [*Noble and Ramp*, 2000] and theoretical considerations [*Allen*, 2000] have shown that steady flow cannot remain parallel to isobaths when they converge relatively quickly in space, as it is the case near the point A in Figure 9. These converging isobaths cause an inherent change in the continental slope (isobaths 500 and 2500 m are separated from about 50 km upstream of A and then only from about 20 km downstream). The spatial acceleration forces, which result from the focusing of a broad, slow flow over gently sloping topography into a faster, narrower current over steeper topography, can override vorticity constraints. The current cannot then turn rapidly enough to follow the topography. The complex topographic constraints observed at the NW part of the Sardinian continental slope could thus be a preferential site for generating undercurrent meanders.

Concerning the flow detachment, *Marshall and Tansley* [2001] have found a criterion for a current flowing along a wall: $r < (U/\beta)^{1/2} \simeq 55$ km, where $U \sim 5$ cm s^{-1} is the typical speed of the current (measured by the

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

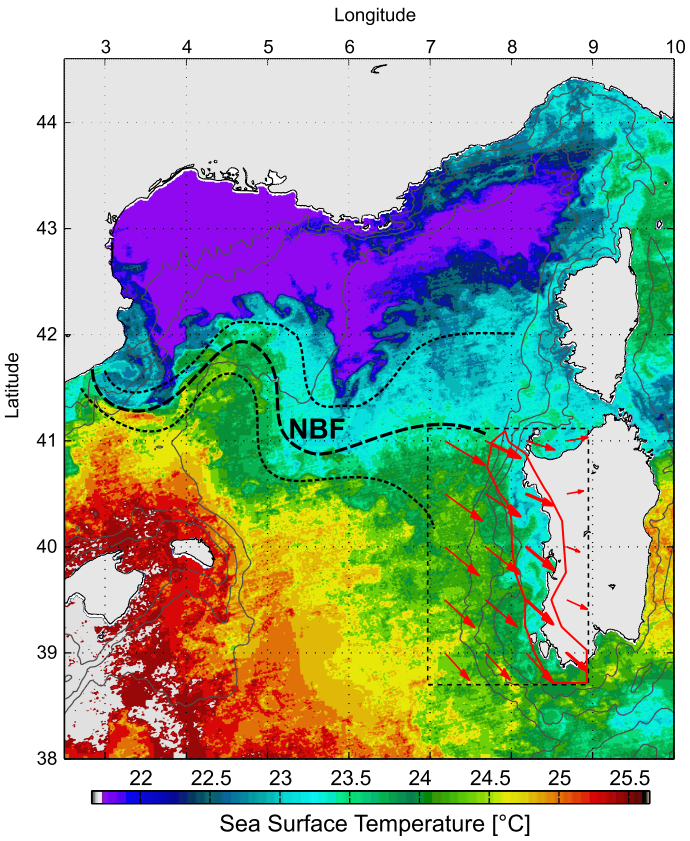


Figure 10. SST observed by satellite on the 26 September 2012 during an upwelling situation along the Sardinian coast. The ECMWF mean wind field (2007–2011 period) is superimposed and the red contours highlight the area of positive Ekman pumping along the western coast of Sardinia. The North Balearic Front (NBF) can also be identified by the 24°C isotherm. Isobaths at 500, 1500, and 2500 m are also depicted.

drift of Argo floats shown in Figure 6c), r the curvature of the wall and $\beta = 1.7 \times 10^{-11}\,\mathrm{m^{-1}\,s^{-1}}$ the planetary vorticity gradient in the downstream direction. In the vicinity of the NW headland of Sardinia, the curvature associated with two eastward veerings of the topography is much smaller ($\sim$ 25 km) than this critical value as shown by the circles representing the curvature of the continental slope around the two locations labeled by A and B in the left plot of Figure 9. It thus supports a potential shedding of the SCVs by flow detachment at the NW part of the Sardinian continental slope. The similar process of flow detachment was previously pointed out for the formation of the larger SEs at the southwestern corner of Sardinia [*Testor et al.*, 2005a].

4.1.3. Mean Circulation Along the Western Coast of Sardinia

Surface drifters trajectories [*Poulain et al.*, 2012] and numerical studies [*Olita et al.*, 2013; *Pinardi et al.*, 2013] identified a stable southward surface flow along the western continental slope of Sardinia. Furthermore, SST images often exhibit a cross-shore positive temperature gradient, corresponding to upwelling situations associated with this southward surface current. As a matter of fact, the western coast of Sardinia is an area of mean wind direction favorable to upwelling (northwesterlies) and positive Ekman pumping (see Figure 10). On the contrary to the upwelling along the southern coast of Sicily [*Piccioni et al.*, 1988], this upwelling system has not been much studied so far. The only recent numerical study by *Olita et al.* [2013] identified the combined action of winds and anticylonic eddies (like SEs or AEs) as potential drivers of this southward current, named the Western Sardinian Current (WSC) in this study. It can also be considered as a surface branching of the eastward flow associated with the NBF: a part could flow toward the Algerian basin along the Sardinian coastline, while another part would flow northward along Corsica and form the WCC as shown by Figure 9 (left).

The Figure 9 (right) represents a CTD section carried out off the NW headland of Sardinia in April 2013. A southward surface current associated with an uplift of the isopycnals over 0–200 m is prevailing showing that the LIW flow can be a northward undercurrent flowing close to the continental slope (width of the vein $\simeq$ 10 km) and being thus somehow isolated from the southward surface flow of AW. We will further refer to this circulation feature as the Western Sardinian Undercurrent (WSU) (see Figure 9). For the WSU, typical velocities of $\sim$ 5 cm $\mathrm{s^{-1}}$ at about 400 m depth can be inferred from the drift of Argo floats around 41°N (see Figure 6c). Note that the presence and the variability of this current system making the LIW vein appear as an undercurrent is not currently well known. This is likely not a permanent situation but can at least occur on a transient basis.

In the WCC and further downstream in the NC (see Figure 1), AW and LIW flow in the same direction. The current has a barotropic-equivalent structure with surface intensified velocities [*Millot*, 1999]. This can clearly

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

be seen in the Nice-Calvi velocity section shown in Figure 2c. If an eddy is then formed from such a barotropic-equivalent boundary current (by baroclinic instability for instance), this latter would likely keep its surface-intensified structure (like for the AEs) [*Millot et al*., 1990] with a surface core made up of fresher AW compared to the more modified AW found offshore. However, the SCVs we observed have no significant surface velocities due to the deformation of isopycnals associated with their cores that implies a decrease of the velocities toward the surface, as well as no core of fresher AW (see Figure 2b). The presence of a southward surface current at the NW part of Sardinia seems therefore to be an important condition for their formation.

As the WSU seems to be at the origin of the SCVs similar to the SCVs L_i^*, we propose to name them "Suddies," standing for "Sardinian Undercurrent eddies."

4.2. Origin of the SCVs G_i and L_i

All the LIW SCVs (L_i^*, L_i, and G_i) present strong dynamical similarities (see Table 1) and since we know the Suddies (L_i^*) would be able to reach the Gulf of Lions area due to their extended lifetime ($\sim$ 1 year) and to their typical translation of a few kilometers per day, one could argue L_i and G_i could very well be of the same origin and be less marked owing to the fact that these SCVs decayed. The stage at which a SCV is observed is actually an unknown to take into account: as a SCV gets older, it would present less marked properties being though still marked compared to the ambient waters. So, since the characteristics of the LIW in the boundary current decrease along its path, the comparison between the core characteristics of a LIW SCV and the LIW characteristics in the boundary circulation, gets a less accurate tool for determining the location of formation of such a SCV. Both its age and the properties of its core determine the downstream and upstream limits of the area of possible locations of formation. As a matter of fact, the observations of the four very well-marked L_i^* in the Ligurian Sea imply they were relatively young eddies and the area of possible locations of formation is relatively small: it encompasses the boundary circulation between the northeastern tip of Sardinia and the southwestern corner of Sardinia. For L_i and G_i, this is less clear since they contain less pronounced LIW that has mixed with surrounding waters.

We have no undeniable arguments L_i and G_i are really old Suddies that have traveled from a location of formation located around the northwestern tip of Sardinia. As far as the hydrography is concerned, they could be formed much further downstream. Depending on the LIW SCV, it could concern vast areas such as the whole boundary circulation from the southwestern corner of Sardinia to the Gulf of Lions. However, *McWilliams* [1985] stated baroclinic or barotropic current instabilities might not be able to generate isolated anticyclonic SCVs and their extreme low PV core. Diapycnal mixing [*McWilliams*, 1988] and the interaction with sharp topography [*D'Asaro*, 1988] should be the two main sources for the generation of SCVs. As previously argued in section 4.1, only the second mechanism can be retained for the generation of SCVs carrying LIW, the first one being dedicated to the formation of mode waters SCVs formed by winter vertical mixing [*Gascard et al*., 2002; *Testor and Gascard*, 2003]. There are two important points to highlight, if one tries to guess preferential locations of formation of such eddies:

1. the potential role of the topography, associated with both the curvature effects and with the vertical mixing of the LIW vein.
2. the potential role of the doming of the isopycnals separating the LIW vein from the AW above in the boundary circulation.

Concerning the first aspect, a site-like south of Toulon could very well be another preferential site for the generation of SCVs because of the curvature of the slope there. Concerning the second aspect, to our knowledge, the northwestern part of Sardinia is the only place in the boundary circulation of the western Mediterranean sea where this has been observed. For periods of time, it can be characterized by a system composed of a surface flow flowing southward on the opposite of the LIW flowing below, according to the general cyclonic circulation of the basin. Elsewhere, the boundary circulation in this basin is known to be barotropic-equivalent with all the water masses flowing in the same direction [*Millot*, 1999]. This could be a crucial aspect for the formation of such SCVs, and if so, L_i^*, L_i, and G_i would then likely originate from the same location.

Furthermore, we found since 2007 about 50 shipborne CTD casts and Argo floats profiles revealing significant salinity anomalies relative to the climatological LIW salinity field. They are characterized by anomalies that are

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

twice greater than the standard deviation of the observations minus the objectively analyzed LIW salinity field that was presented in section 2.2 (see black circles in Figure 1). These isolated profiles clearly demonstrate the presence of well-marked LIW offshore but are not clear evidences of the presence of LIW SCVs. They are individual profiles with no information on their vicinity. Moreover, the sampling strategy of the Argo profiling floats in the NWMed is about 4–5 days between two surfacings. At this sampling frequency, the anticyclonic rotation period of 6.1 ± 2.4 days associated with those LIW SCVs is then too much aliased. These profiles could only be considered as the potential signatures of LIW SCVs. Nevertheless, the high concentration of such salinity anomalies in the vicinity of the NW headland of Sardinia reinforces the idea of a privileged site for lateral heat/salt exchange at intermediate depth likely related to the formation of the Suddies.

4.3. Implication of LIW SCVs on Mixing Processes in the NWMed

In this section, we first try to infer a production rate of LIW SCVs at the NW headland of Sardinia, which is thought to be likely a preferential generation site for LIW SCVs. By doing so, we aim to estimate the impact of such dynamical structures on the basin-scale spreading of the LIW and to discuss their implications for the deep water formation. In particular, due to their high heat and salt content and to their perturbation of the ambient stratification, they could locally help the deepening of the mixed layer.

4.3.1. Production Rate of LIW SCVs and Impact on the Basin-Scale

We can estimate a production rate of Suddies at the NW corner of Sardinia from the LIW salinity decrease of about $\Delta S_c \sim 0.02$ observed within the boundary flow between 41°N and 41°N30′ (see Figure 6b). This would imply a net salt flux toward the open sea: $\Phi_c = UR_c h_c \Delta S_c$, with U the mean current of the LIW flow, R_c its approximate width, and h_c its thickness. In doing so, we assume that the transport of the LIW flow (defined as $UR_c h_c$) is constant between the two considered latitudes. Finally, dividing Φ_c by the positive salt anomaly available in one single SCV: $\Phi_e = \pi R_e^2 h_e \Delta S_e$ (with R_e the radius of the SCV, h_e its height and ΔS_e its typical salinity anomaly), we end up with a production rate of:

$$\frac{\Phi_c}{\Phi_e} = \frac{\alpha U R_c \Delta S_c}{\pi R_e^2 \Delta S_e} \tag{7}$$

where $\alpha = h_c/h_e = (1+Ro_e)/(1+Ro_c)$ (deduced from the PV conservation, PV $\propto (1 + Ro)/h$). One can then assume $U \sim 3$–5 cm s^{-1} (from Argo floats drifting velocities, see Figure 6c) and $R_c = 10$ km (from the CTD section, see Figure 9), which implies a Rossby number of the LIW flow $Ro_c = -(0.03–0.07)$. As the SCVs signature is not only restricted to their dynamical core, we consider $R_e \sim 7$ km which is slightly greater than the mean radius reported in Table 1. Considering $\Delta S \sim 0.1$ and $Ro_e \sim -0.3$ ($\Rightarrow \alpha = 0.72$–$0.75$), it yields a production rate of about 10–15 SCVs per year. We should although consider a smaller proportion from this range as some terms of the salt balance have been neglected (the vertical mixing or the upwelling effect, for instance) and other cross-shelf exchanges might be at play.

In addition, we observed 4–10 LIW SCVs (the 4 L_i^* + the 6 L_i, if we assumed L_i are old Suddies) along the Nice-Calvi section in 4 years (1–2.5 SCVs per year observed on average), but we might have missed lots of them. The open ocean portion of the Nice-Calvi section was only occupied by glider missions about 20% of the time from July 2009 to July 2013. Statistically, we could therefore have observed up to 5–12.5 SCVs per year in the only Ligurian Sea. On this basis, we can therefore hypothesize they are in total order of 10–20 to be formed each year, which is slightly more than the number estimated before. Note that this latter estimate is the same order as the first one related to a formation site at the NW corner of Sardinia. So, there might be a few places where SCVs are formed in parallel to the formation of Suddies at the NW headland of Sardinia, but not that many.

The formation of 20 SCVs per year at the only NW corner of Sardinia may, however, be unrealistic because that would imply an eddy formed every 18 days, which is too close from the ∼ 6 days rotation period of those eddies. The order of magnitude for the number of Suddies formed each year should thus be around 10 (± 5), a greater precision on this number can hardly be achieved from the present data set.

Whatever their origin, the LIW SCVs are observed all over the whole NWMed from the Ligurian Sea ($L_i^* + L_i$) to the Gulf of Lions (G_i) and present heat/salt content anomalies of about the same order (see Table 2 and Appendix A). The mean heat (resp. salt) content anomaly transported by LIW SCVs can be estimated to about (8.5±5.7) ×10^{16} J (resp. (5.7±3.4) ×10^9 kg). So, their impact could be quantified at the basin scale independently of their location of observation. Given the extended lifetime of SCVs, their complex

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Table 2. Heat/Salt Content Anomaly[a]

	L_1^*	L_2^*	L_3^*	L_4^*			
Lat./Lon.	43°00′N/8°25′E	43°18′N/8°00′E	43°23′N/8°55′E	43°05′N/8°14′E			
ΔHC ($\times 10^{16}$ J)	11.5 ± 3.2	4.3 ± 5.9	4.9 ± 1.4	5.4 ± 2.4			
ΔSC ($\times 10^{9}$ kg)	7.7 ± 2.2	9.2 ± 3.8	2.1 ± 0.6	2.2 ± 0.9			
	L_1	L_2	L_3	L_4	L_5	L_6	L_7
Lat./Lon.	42°23′N/7°34′E	43°26′N/7°44′E	43°23′N/7°55′E	43°07′N/8°14′E	43°21′N/7°55′E	43°09′N/8°13′E	−43°03′N/8°18′E
ΔHC ($\times 10^{16}$ J)	7.4 ± 1.9	–	–	24.4 ± 3.5	8.5 ± 4.7	2.6 ± 0.9	6.3 ± 1.9
ΔSC ($\times 10^{9}$ kg)	6.3 ± 1.6	–	–	12.7 ± 2.0	3.6 ± 2.0	3.2 ± 1.1	3.3 ± 1.1
	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6	G_7
Lat./Lon.	42°19′N/5°36′E	42°17′N/5°34′E	42°05′N/4°20′E	42°00′N/5°00′E	42°04′N/4°34′E	42°00′N/4°39′E	41°49′N/4°37′E
ΔHC ($\times 10^{16}$ J)	8.2 ± 2.8	8.0 ± 2.8	17.5 ± 3.5	6.8 ± 1.7	11.8 ± 3.3	3.0 ± 0.8	5.6 ± 3.6
ΔSC ($\times 10^{9}$ kg)	4.6 ± 1.6	4.8 ± 1.7	8.1 ± 1.7	6.9 ± 1.8	11.2 ± 3.3	1.5 ± 0.4	4.5 ± 2.9

[a]Lat. (resp. Lon.) is the latitude (resp. longitude) where each SCV was observed. ΔHC (resp. ΔSC) represents their integrated heat (resp. salt) anomaly relative to the *far-field*.

translation and the observation of similar but the less marked SCVs in the Gulf of Lions, one can make the basic assumption that LIW SCVs are present more or less uniformly over the NWMed.

To get an order of magnitude of the effect of LIW SCVs at the basin scale, lets consider a yearly production and dissipation of 10 ± 5 LIW SCVs (about the production rate of the Suddies at the NW corner of Sardinia, or about the production rate LIW SCVs more generally, that were estimated above). It would then result in a heat/salt input spread out over the whole basin surface of about $(1.1 \pm 1.0)\times 10^{18}$ J yr^{-1} and $(7.5 \pm 6.2)\times 10^{10}$ kg yr^{-1}. The offshore part of the basin-scale cyclonic gyre (delimited by the black arrows in Figure 1) having a surface of about 150×10^3 km^2, the resulting heat/salt input is then equivalent to, respectively, $\Phi_\theta = (7.3 \pm 6.7)\times 10^6$ J m^{-2} yr^{-1} ($\Longleftrightarrow$ 0.23 ± 0.21 W m^{-2}) and $\Phi_S = (0.50 \pm 0.41)$ kg m^{-2} yr^{-1}. Assuming a LIW layer thickness of 500 m, this heat/salt input at mid depths will then contribute to the heating (+0.0036°C yr^{-1}) and salting (+0.0010 yr^{-1}) of the LIW of the NWMed.

4.3.2. Implications for the WMDW Properties and the Western Mediterranean Transient

The DWF zone represents about 10% of the total surface of the NWMed (see location in map of Figure 1). *Durrieu de Madron et al.* [2013] estimated it to 15×10^3 km^2 from ocean color images during the deep convection event of winter 2012, which is known as a strong convective event. So, assuming the random presence of 10 ± 5 LIW SCVs over the whole basin (lifetime order of 1 year), there could be 1 or 2 LIW SCVs located within the DWF zone prior to deep mixing events. The vertical mixing in winter would then directly transfer the excess of heat and salt associated with such SCVs into the mixed patch warming and salting the newly formed deep waters. This positive heat (resp. salt) anomaly contained in 1–2 typical LIW SCVs distributed over the whole volume of the DWF zone (mean depth ~2000m) would then be equivalent to an increase of +0.0012 ± 0.0009°C (resp. +0.00031 ± 0.00027) of the newly formed WMDW characteristics compared to the water mass that would have been formed in the absence of such warm and salty LIW SCVs. The only presence of a few LIW SCVs within the DWF zone at the onset of the convection could then still be significant enough to have a measurable impact on the θ/S properties of the newly formed deep waters. Moreover, if the lifetime of LIW SCVs exceeds the 1 year hypothesized, this would increase proportionally the contribution of the LIW SCVs to the WMDW characteristics.

Bethoux et al. [1990] reported a constant warming (0.004°C yr^{-1}) and a subsequent salting (density compensated) of the WMDW from the 1960s to the 1990s. The only impact of the LIW SCVs on the WMDW properties could thus explain 8–53% of this trend. Therefore, they seem to be major vectors of heat and salt transfer down to the deep ocean of the western Mediterranean Sea.

In 2005, a major production of anomalously warm and salty deep waters occurred in the Gulf of Lions [*Schroeder et al.*, 2006]. This event was named the Western Mediterranean Transient (WMT) since *Schroeder et al.* [2010] suggested it was the consequence of the westward propagation of the Eastern Mediterranean Transient (EMT). The EMT is a shift in the deep water formation site of the eastern Mediterranean Sea [*Malanotte-Rizzoli et al.*, 1999] that led to an increase in the heat/salt injected at the Sicily channel into the western Mediterranean Sea [*Gasparini et al.*, 2005]. The direct implication of the EMT being still in debate, observations [*Schroeder et al.*, 2010] and a numerical study [*Herrmann et al.*, 2010]; however, both agree on the fact that this particular deep convection event was likely triggered by an accumulation of heat and salt

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

at intermediate depths. This heat and salt accumulation could then have been transferred to great depths by deep vertical mixing, thus drastically affecting the properties of WMDW ($+0.038^{\circ}$ and $+0.0012$ reported by *Schroeder et al*. [2008]). While *Schroeder et al*. [2010] attributed a major role to the lateral heat/salt advection, *Herrmann et al*. [2010] gave more importance to the weakness of the winter buoyancy loss in the NWMed that prevented strong convection to occur during the 1990s, enabling the heat and salt content of the intermediate layers to regularly increase in this region.

The estimated fluxes due to the LIW SCVs, $\Phi_\theta \sim +0.7\times10^7$ J m^{-2} yr^{-1} and $\Phi_S \sim +0.5$ kg m^{-2} yr^{-1} remain two order of magnitude smaller than the lateral heat/salt flux estimated by *Schroeder et al*. [2010]. In a classical framework, where deep convection occurs regularly, they cannot alone explain this brutal transition. Nonetheless, if there were no significant deep convection events during a long period prior to the convective event of 2005 (as being thought during the 1990s), the heat and salt flux toward the basin due to the LIW SCVs could have significantly increased the heat and salt content of the intermediate layers of the basin. This heat and salt accumulation leading to more marked LIW in the NWMed could then have been transferred into the deep by the exceptionally strong convection event of winter 2005. One would have to consider the heat/salt transported by about 10 LIW SCVs formed and dissipated every year, integrated over 5–10 years, plus the contribution of the LIW SCVs directly implicated in the DWF to explain about 13–25% of the changes in the WMDW properties observed in 2005.

Overall, these numbers provide only orders of magnitude but they would indicate that the LIW SCVs, being numerous and able to transport well-marked LIW into the deep convection area, can have a significant role in setting up the WMDW characteristics, among the other processes at play (LIW advection by other means, AW characteristics, atmospheric forcing).

4.3.3. Winter Mixing Preconditioning

The presence of LIW SCVs in an area of strong winter buoyancy loss like the Gulf of Lions or the Ligurian Sea can act as a local preconditioning agent of the winter mixing (see Figure B1 in Appendix B). They could hence substantially impact the spatial distribution of the mixed layer, when winter mixing starts to be at play. For instance, assuming a LIW SCV similar to L_2^* being subjected to a cumulative buoyancy loss of 0.4 m^2 s^{-2} (about the buoyancy loss of five winter storms, see numbers presented in Appendix B), the mixed layer will then vary from $\sim$ 500m outside the SCV to more than 1000 m in its core (see Figure B1). They would therefore induce very localized, but important modulations of the mixed layer depth. The effect of localized convection at the mesoscale was first suggested by *Gascard* [1978] in the NWMed and then numerically studied by *Legg et al*. [1998]. Similar effects of the local preconditioning by SCVs remnants of the previous winter were also revealed in the Greenland Sea [*Lherminier et al*., 1999; *Gascard et al*., 2002]. Our study provides a quantitative observational estimate of the potential role played by SCVs in the localization of the vertical mixing.

To further assess the potential impact of these local dynamical structures on the deep convection, one has to compare the surface of promoted mixing covered by such SCVs with the total surface of the basin. Again, owing to a hypothetical random presence of about 10 ± 5 LIW SCVs over the whole basin, it will represent only 1–3% of its total surface. At the basin scale, the role of the LIW SCVs through their local preconditioning effect is then not a critical trigger for winter vertical mixing. However, they will still have local drastic effects especially in areas of intermediate convection surrounding the DWF zone (like the Ligurian Sea for instance) where the mixed layer typically reaches depths of $\sim$ 500–1000 m in winter. They will also play an important role during weak winters, where vertical mixing could not reach great depths but preferentially only in such dynamical structures.

Finally, these local spots of deep mixing could have important impacts on the local nutrients injection into the euphotic zone. The spring bloom following the winter convective phase generally encompasses a broader surface than the only DWF zone. This could be partially due to the presence of such SCVs that locally favor vertical mixing and consequently the phytoplankton growth, even in areas of weaker mixing than the deep convection area of the Gulf of Lions.

5. Summary and Conclusions

In this study, we identified Submesoscale Coherent Vortices (SCV) as key contributors to the spreading of the Levantine Intermediate Waters (LIW) over the whole northwestern Mediterranean Sea (NWMed). Some of them (labeled L_i^*) very likely formed from the detachment of the LIW vein flowing along Sardinia, that

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

might be considered as an undercurrent under upwelling conditions [*Olita et al*., 2013]. In this study, we therefore named this circulation feature the Western Sardinian Undercurrent. Hence, they have very similar formation processes and dynamical similarities to the "Cuddies" (Californian undercurrent eddies) in the North Pacific [*Garfield et al*., 1999; *Pelland et al*., 2013], or subthermocline eddies originating from the Peru-Chile undercurrent [*Johnson and McTaggart*, 2010]. Even though their role and implications are completely different, we propose to analogously name "Suddies" these particular LIW SCVs standing for "Sardinian Undercurrent eddies." The exact role of the mean circulation pattern on the formation of the Suddies is still open and needs to be assessed in order to know whether the NW corner of Sardinia can be considered as the only source of LIW SCVs or not. Consequently, an unknown remains about the exact origin of the SCVs L_i (observed in the central Ligurian Sea) and G_i (observed in the Gulf of Lions). However, the basin-scale implications of the LIW SCVs is still pertinent since all the LIW SCVs share a lot of common characteristics (in particular in terms of heat and salt content anomaly).

The LIW SCVs are made of very warm (+0.2–0.4°C) and saline (+0.07–0.10) LIW compared to the offshore *background* LIW properties and thus carry a great anomaly of heat ($\sim 9\times10^{16}$ J) and salt ($\sim 6\times10^{9}$ kg) toward the basin interior. With a small radius of about 6 km and azimutal peak velocities of about located at intermediate depths ($\sim$ 400m), they are dynamically characterized by a high Rossby number ($\sim$ 0.2–0.3) and a Burger number of $\sim$ 0.5–0.8. It indicates dynamical similarities with other SCVs involved in the spreading of the newly formed Western Mediterranean Deep Waters (WMDW) [*Testor and Gascard*, 2003, 2006]. The open ocean dynamics of the intermediate and deep waters seems therefore to be dominated by such SCVs. It raises modeling issues in order to accurately model these small isolated and long-lived dynamical structures or at least well represent their influence on the large-scale oceanic properties, as well as observational challenges in order to progress in the understanding of the physics of the ocean interior.

The LIW SCVs have certainly strong implications for the basin-scale physics. Indeed, they play an active role in the spreading of the LIW toward the whole NWMed interior through the injection of heat and salt. This is especially important to set the stratification and the hydrographical characteristics of intermediate waters in the Gulf of Lions and the Ligurian Sea before the occurrence of wintertime deep convection events [*Grignon et al*., 2010]. The only transfer of the heat and salt anomaly contained in 1–2 LIW SCVs into the mixed patch during the formation of the WMDW could explain 10–50% of the recurrent trend observed in the WMDW properties since the 1960s [*Bethoux et al*., 1990]. Moreover, as shown by *Schroeder et al*. [2010] and *Herrmann et al*. [2010], the Western Mediterranean Transient (a major production of anomalously warm, salty deep waters in 2005) was caused by the accumulation of heat and salt within the intermediate layers. We discussed the implication of the heat and salt accumulation due to the LIW SCVs during the period of weakly convective winters of the 1990s. In this case, they could have explained a significant part (15–25%) of the observed changes in the deep waters properties. They might therefore have played a crucial role in establishing the favorable conditions prior to this disruption of the WMDW properties with a potential great impact on ocean productivity and the carbon budget of the NWMed. Furthermore, they can greatly influence the deepening of the mixed layer thanks to their weakly stratified core, which makes them more sensitive to winter buoyancy loss. This is particularly critical for the onset of the vertical mixing, as well as the ventilation deep layers during weak winters and in areas of intermediate mixing. Indeed, the mixed layer depth could be greatly enhanced under the influence of such eddies (by a factor of 2), which might have significant impacts on the nutrients input into the euphotic zone and then on the phytoplankton growth.

To our knowledge, SCVs of LIW remained unidentified so far despite a great number of measurements carried out in the relatively small region of the NWMed and the fact that they are recurrent dynamical features. This basin being characterized by a small internal radius of deformation ($\sim$ 5 km) due to its particularly weak stratification, the observation of subthermocline SCVs by other platforms (CTD casts, Argo floats, remote sensing,. . .) was always partial and almost impossible to interpret. The significance of such features could only be revealed by the glider technology providing high-resolution vertical sections on the long term in a framework of sustained basin-scale repeated sections.

At last, as vectors of energy propagation, but also of matter and tracers, the generation of LIW SCVs could also impact the export of dissolved and suspended matter from the continental slope during their formation process. As a matter of fact, they might transport waters characterized by particularly (1) low dissolved oxygen concentrations because of the age of LIW composing their core and (2) lower nutrients

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

concentration since LIW originates from the ultraoligotrophic eastern Mediterranean Sea characterized by lower nutrients concentration than the western Mediterranean Sea and a different stoichiometry [*Pujo-Pay et al.*, 2011]. The impacts of anticylonic mesoscale eddies on primary production and carbon export in the Mediterranean Sea have been studied for instance by *Moutin and Prieur* [2012], but assessing these crucial questions for such small SCVs is not well known yet and remains a challenge.

Appendix A : Heat and Salt Content

In order to assess the role of LIW SCVs on the heat and salt injection at intermediate depths, we can estimate the local heat (in J) and salt (in g) content anomalies within each SCV as follows:

$$\Delta HC = \pi \int_{-R}^{R} \epsilon^2 r dr \int_{-1000}^{0} dz \rho(r,z) c_p(S,\theta,p) \Delta\theta(r,z) \quad \text{(A1)}$$

$$\Delta SC = \pi \int_{-R}^{R} \epsilon^2 r dr \int_{-1000}^{0} dz \rho(r,z) \Delta S(r,z) \quad \text{(A2)}$$

where $\Delta\theta(r,z)$ (resp. $\Delta S(r,z)$) represent the radial distribution of the potential temperature (resp. salinity) anomaly compared to the *far-field*, c_p the heat capacity of the seawater and ρ the observed density. The integration is performed between the surface and a depth of 1000 m on the vertical, and over a radial distance encompassing the θ/S anomaly of the SCVs. The results of this integration for the different SCVs (L_i^*, G_i and L_i) are summarized in Table 2. We end up with a mean heat and salt content for the SCVs L_i^* and L_i observed in the Ligurian Sea of $(8.4 \pm 6.5)\times10^{16}$ J and $(5.6 \pm 3.7)\times10^{9}$ kg. Since the background LIW properties are less marked in Gulf of Lions area (see Figure 1), the LIW SCVs G_i observed there transport a heat/salt anomaly of the same order of magnitude: $(8.7 \pm 4.7)\times10^{16}$ J and $(5.9 \pm 3.1)\times10^{9}$ kg.

Appendix B : Stratification Effects

Because SCVs have a low stratified core, they can help the deepening of the mixed layer. To quantify this aspect, we compute the columnar buoyancy, *IS*(*z*) (corresponding to a stratification index). This quantity is also equal to the total buoyancy flux required to mix an initially stratified water column down to the depth *z* [*Herrmann et al.*, 2008]:

$$IS(z) = \int_0^z N^2(Z) Z dZ = \int B_s(t) dt \quad \text{(B1)}$$

where $B_s(t)$ is the surface buoyancy loss.

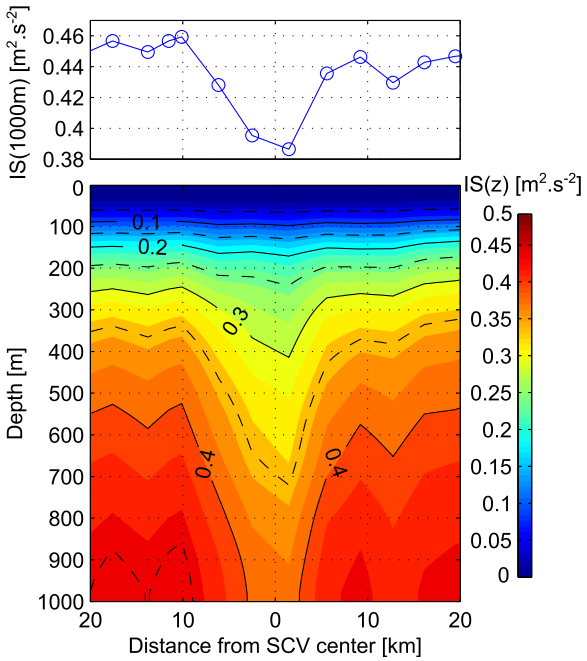


Figure B1. (bottom) Columnar buoyancy across the SCV L_2^* (see Figure 2). (top) Buoyancy loss required to mix the water column down to 1000 m.

The Figure B1 illustrates the case of SCV L_2^* observed in November 2010. The presence of this LIW SCV results in a buoyancy flux decrease of about 0.07 $m^2\ s^{-2}$ in order to mix the water column down to 1000m in the center of the SCV compared to the surroundings. Comparing this quantity to the absolute value of the columnar buoyancy (*IS*(1000 m) $\sim$ 0.45 $m^2\ s^{-2}$, typical values for the pre-winter stratification), the reduction represents about 15% of the required buoyancy loss. It is also comparable to about the buoyancy loss of a winter storm, which typically peaks at $\sim 3.0\times10^{-7}$ $m^2\ s^{-3}$ (see Figure 7 in *Herrmann et al.* [2010]) and persists for about a week, resulting in an integrated buoyancy loss of $\sim$ 0.08 $m^2\ s^{-2}$.

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Gliders cannot provide informations on the lower part of the SCVs, so it is speculative to conclude about their effect on the total columnar buoyancy of the water column. Besides, SCVs might not be able to survive once the vertical mixing has reached their core. However, the local reduction of the columnar buoyancy (within the first 1000m) can be significant for the onset of the convection, being equivalent to about the effect of a winter storm on the columnar buoyancy of the upper part of the water column.

Acknowledgments

GlobColour has been originally funded by ESA with data from ESA, NASA, NOAA, and GeoEye. This reprocessing version has received funding from the European Community's Seventh Framework programme (FP7/2007–2013) under grant agreement 282723 (OSS2015 project). The hydrographical data were collected and made freely available by the Coriolis project and programmes that contribute to it (http://www.coriolis.eu.org). We would like to acknowledge the technical staff of the DT-INSU for logistic and technical support for the gliders deployments. Captains, crew members of R/V *Le Tethys II* (INSU), and *Le Suroit* (Ifremer), as well as scientists who participated to the MOOSE-GE, DEWEX, and DOWEX different cruises are also warmly thanked. Support was provided by the French MISTRALS program (HyMeX and MERMeX components) and MOOSE project (AllEnvi-INSU long-term observatory), and the FP7 EU projects GROOM (grant agreement 284321), PERSEUS (grant agreement 287600), and JERICO (grant agreement 262584) as well as the EGO-COST Action ES0904. A. Bosse was funded by a French government scholarship.

References

Albérola, C., C. Millot, and J. Font (1995), On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northem Current during the PRIM0-0 experiment in the western Mediterranean Sea, *Oceanol. Acta*, *18*, 163–192.

Allen, S. E. (2000), On subinertial flow in submarine canyons: Effect of geometry, *J. Geophys. Res.*, *105*, 1285–1297.

Armi, L., D. Hebert, N. Oakey, J. Price, P. L. Richardson, T. Rossby, and B. a. Ruddick (1988), The history and decay of a Mediterranean salt lens, *Nature*, *333*, 649–651.

Benthuysen, J., and L. N. Thomas (2012), Friction and diapycnal mixing at a slope: Boundary control of potential vorticity, *J. Phys. Oceanogr.*, *42*, 1509–1523.

Bethoux, J.-P., B. Gentili, J. Raunet, and D. Tailliez (1990), Warming trend in the western Mediterranean deep water, *Nature*, *347*, 660–662.

Boehme, L., and U. Send (2005), Objective analyses of hydrographic data for referencing profiling float salinities in highly variable environments, *Deep Sea Res. Part II*, *52*, 651–664.

Bouffard, J., A. Pascual, S. Ruiz, Y. Faugère, and J. Tintoré (2010), Coastal and mesoscale dynamics characterization using altimetry and gliders: A case study in the Balearic Sea, *J. Geophys. Res.*, *115*, C10029, doi:10.1029/2009JC006087.

Carnevale, G., R. Kloosterzielz, and G. van Heijst (1991), Propagation of barotropic vortices over topography in a rotating tank, *J. Fluid Mech.*, *233*, 119–139.

Cushman-Roisin, B., E. Chassignet, and B. Tang (1990), Westward motion of mesoscale eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, *20*, 758–768.

D'Asaro, E. A. (1988), Generation of submesoscale vortices: A new mechanism, *J. Geophys. Res.*, *93*, 6685–6693.

Davis, R. E., W. S. Kessler, and J. T. Sherman (2012), Gliders measure Western Boundary current transport from the South Pacific to the Equator, *J. Phys. Oceanogr.*, *42*, 2001–2013.

Dewar, W. K., and H. Meng (1995), The propagation of submesoscale coherent vortices, *J. Phys. Oceanogr.*, *25*, 1745–1770.

Durrieu de Madron, X., et al. (2013), Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 1379–1385, doi:10.1002/grl.50331.

Elliott, B. A., and T. B. Sanford (1986), The subthermocline lens D1. Part II: Kinematics and dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, *16*, 549–561.

Garau, B., S. Ruiz, W. G. Zhang, A. Pascual, E. Heslop, J. Kerfoot, and J. Tintoré (2011), Thermal lag correction on slocum CTD glider data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *28*, 1065–1071, doi:10.1175/JTECH-D-10–05030.1.

Garfield, N., C. Collins, R. Paquette, and E. Carter (1999), Lagrangian exploration of the California undercurrent, 1992–1995, *J. Phys. Oceanogr.*, *29*, 560–583.

Gascard, J.-C. (1978), Mediterranean deep water formation baroclinic instability and oceanic eddies, *Oceanol. Acta*, *1*, 315–330.

Gascard, J.-C., A. J. Watson, M.-J. Messias, K. A. Olsson, T. Johannessen, and K. Simonsen (2002), Long-lived vortices as a mode of deep ventilation in the Greenland Sea, *Nature*, *416*, 525–1527.

Gasparini, G., A. Ortona, G. Budillon, M. Astraldi, and E. Sansone (2005), The effect of the Eastern Mediterranean Transient on the hydrographic characteristics in the Strait of Sicily and in the Tyrrhenian Sea, *Deep Sea Res. Part I*, *52*, 915–935,.

Gourdeau, L., W. S. Kessler, R. E. Davis, J. Sherman, C. Maes, and E. Kestenare (2008), Zonal Jets entering the coral sea, *J. Phys. Oceanogr.*, *38*, 715–725.

Grignon, L., D. A. Smeed, H. L. Bryden, and K. Schroeder (2010), Importance of the variability of hydrographic preconditioning for deep convection in the Gulf of Lion, NW Mediterranean, *Ocean Sci.*, *6*, 573–586.

Herrmann, M., S. Somot, F. Sevault, C. Estournel, and M. Déqué (2008), Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean Sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model: Case study of winter 1986–1987, *J. Geophys. Res.*, *113*, C04011, doi:10.1029/2006JC003991.

Herrmann, M., F. Sevault, J. Beuvier, and S. Somot (2010), What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern Mediterranean basin? Answers from a modeling study, *J. Geophys. Res.*, *115*, C12051, doi:10.1029/2010JC006162.

Houpert, L. (2003), Contribution to the study of transfer processes from the surface to the deep ocean in the Mediterranean sea using in situ measurements, PhD thesis, Univ. de Perpignan, Perpignan, France.

Høydalsvik, F., C. Mauritzen, K. Orvik, J. LaCasce, C. Lee, and J. Gobat (2013), Transport estimates of the western branch of the Norwegian Atlantic current from glider surveys, *Deep Sea Res. Part I*, *79*, 86–95.

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.

Lacombe, H., P. Tchernia, and L. Gamberoni (1985), Variable bottom water in the western Mediterranean basin, *Prog. Oceanogr.*, *14*, 319–338.

Lascaratos, A., W. Roether, K. Nittis, and B. Klein (1999), Recent changes in deep water formation and spreading in the eastern Mediterranean Sea: A review, *Prog. Oceanogr.*, *44*, 5–36.

Legg, S., J. M. Williams, and J. Gao (1998), Localization of deep ocean convection by a mesoscale eddy, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 944–970.

Lherminier, P., J.-C. Gascard, and D. Quadfasel (1999), The Greenland Sea in water 1993 and 1994: Preconditioning for deep convection, *Deep Sea Res., Part II*, *46*, 1199–1235.

Madec, G., F. Lott, P. Delecluse, and M. Crépon (1996), Large-scale preconditioning of deep-water formation in the northwestern Mediterranean sea, *J. Phys. Oceanogr.*, *26*, 1393–1408.

Malanotte-Rizzoli, P., B. B. Manca, M. R. d'Alcala, A. Theocharis, S. Brenner, G. Budillon, and E. Ozsoy (1999), The eastern Mediterranean in the 80s and in the 90s: The big transition in the intermediate and deep circulations, *Dyn. Atmos. Oceans*, *29*, 365–395.

Mancho, A. M., E. Hernandez-Garcia, D. Small, S. Wiggins, and V. Fernandez (2008), Lagrangian transport through an ocean front in the northwestern Mediterranean sea, *J. Phys. Oceanogr.*, *38*, 1222–1237.

Marshall, D. P., and C. E. Tansley (2001), An implicit formula for boundary current separation, *J. Phys. Oceanogr.*, *31*, 1633–1638.

Marshall, J., and F. Schott (1999), Open-ocean convection: Observations, theory, and models, *Rev. Geophys.*, *37*, 1–64.

McWilliams, J. C. (1985), Submesoscale, coherent vortices in the ocean, *Rev. Geophys.*, *23*, 165–182.

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

McWilliams, J. C. (1988), Vortex generation through balanced adjustment, *J. Phys. Oceanogr.*, *18*, 1178–1192.
MEDOC-Group (1970), Observation of formation of deep water in the Mediterranean sea, 1969, *Nature*, *225*, 1037–1040.
Millot, C. (1987), The circulation of the Levantine intermediate water in the Algerian basin, *J. Geophys. Res.*, *92*, 8265–8276.
Millot, C. (1999), Circulation in the western Mediterranean sea, *J. Mar. Syst.*, *20*, 423–442.
Millot, C., and I. Taupier-Letage (2005), Additional evidence of LIW entrainment across the Algerian subbasin by mesoscale eddies and not by a permanent westward flow, *Prog. Oceanogr.*, *66*, 231–250.
Millot, C., I. Taupier-Letage, and M. Benzohra (1990), The Algerian eddies, *Earth Sci. Rev.*, *27*, 203–219.
Molemaker, M. J., J. McWilliams, and W. K. Dewar (2014), Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California undercurrent, *J. Phys. Oceanogr.*, doi:10.1175/JPO-D-13-0225.1.
Moutin, T., and L. Prieur (2012), Influence of anticyclonic eddies on the biogeochemistry from the oligotrophic to the ultraoligotrophic Mediterranean (BOUM cruise), *Biogeosciences*, *9*, 3827–3855, doi:10.5194/bg-9–3827-2012.
Niewiadomska, K., H. Claustre, L. Prieur, and F. D'Ortenzio (2008), Submesoscale physical-biogeochemical coupling across the Ligurian current (northwestern Mediterranean) using a bio-optical glider, *Limnol. Oceanogr.*, *53*, 2210–2225.
Noble, M. A., and S. R. Ramp (2000), Subtidal currents over the central California slope: Evidence for offshore veering of the undercurrent and for direct, wind-driven slope currents, *Deep Sea Res. Part II 47*, 871–906.
Olita, A., A. Ribotti, L. Fazioli, A. Perilli, and R. Sorgente (2013), Surface circulation and upwelling in the western Sardinia sea: A numerical study, *Cont. Shelf Res.*, *71*, 95–108, doi:10.1016/j.csr.2013.10.011.
Pelland, N. A., C. C. Eriksen, and C. M. Lee (2013), Subthermocline eddies over the Washington Continental slope as observed by seagliders, 2003-09, *J. Phys. Oceanogr.*, *43*, 2025–2053.
Piccioni, A., M. Gabriele, E. Salusti, and E. Zambianchi (1988), Wind-induced upwellings off the southern coast of Sicily, *Oceanol. Acta*, *11*, 309–321.
Pietri, A., P. Testor, V. Echevin, A. Chaigneau, L. Mortier, G. Eldin, and C. Grados (2013), Finescale vertical structure of the upwelling system off southern Peru as observed from glider data, *J. Phys. Oceanogr.*, *43*, 631–646.
Pietri, A., V. Echevin, P. Testor, A. Chaigneau, L. Mortier, C. Grados, and A. Albert (2014), Impact of a coastal-trapped wave on the near-coastal circulation of the Peru upwelling system from glider data, *J. Geophys. Res. Oceans*, *119*, 2109–2120, doi:10.1002/2013JC009270.
Pinardi, N., et al. (2013), Mediterranean Sea large-scale low-frequency ocean variability and water mass formation rates from 1987 to 2007: A retrospective analysis, *Prog. Oceanogr.*, in press, doi:10.1016/j.pocean.2013.11.003. [Available at http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S007966111300222X.]
Poulain, P.-M., M. Menna, and E. Mauri (2012), Surface geostrophic circulation of the Mediterranean sea derived from drifter and satellite altimeter data, *J. Phys. Oceanogr.*, *42*, 973–990.
Pujo-Pay, M., P. Conan, L. Oriol, V. Cornet-Barthaux, C. Falco, J.-F. Ghiglione, C. Goyet, T. Moutin, and L. Prieur (2011), Integrated survey of elemental stoichiometry (C, N, P) from the western to eastern Mediterranean sea, *Biogeosciences*, *8*, 883–899.
Robinson, A., and M. Golnaraghi (1994), The physical and dynamical oceanography of the Mediterranean sea, in *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples, NATO ASI Ser.*, vol. 419, edited by P. Malanotte-Rizzoli and A. Robinson, pp. 255–306, Springer, Netherlands.
Schroeder, K., G. P. Gasparini, M. Tangherlini, and M. Astraldi (2006), Deep and intermediate water in the western Mediterranean under the influence of the eastern Mediterranean transient, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L21607, doi:10.1029/2006GL027121.
Schroeder, K., A. Ribotti, M. Borghini, R. Sorgente, A. Perilli, and G. Gasparini (2008), An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L18605, doi:10.1029/2008GL035146.
Schroeder, K., S. A. Josey, M. Herrmann, L. Grignon, G. P. Gasparini, and H. L. Bryden (2010), Abrupt warming and salting of the western Mediterranean deep water after 2005: Atmospheric forcings and lateral advection, *J. Geophys. Res.*, *115*, C08029, doi:10.1029/2009JC005749.
Stommel, H., H. Bryden, and P. Mangelsdorf (1973), Does some of the Mediterranean outflow come from great depth?, *Pure Appl. Geophys.*, *105*, 879–889.
Testor, P., and J.-C. Gascard (2003), Large-scale spreading of deep waters in the western Mediterranean sa by submesoscale coherent eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, *33*, 75–87.
Testor, P., and J.-C. Gascard (2005), Large scale flow separation and mesoscale eddy formation in the Algerian Basin, *Prog. Oceanogr.*, *66*, 211–230.
Testor, P., and J.-C. Gascard (2006), Post-convection spreading phase in the northwestern Mediterranean sea, *Deep Sea Res. Part I*, *53*, 869–893.
Testor, P., K. Béranger, and L. Mortier (2005a), Modeling the deep eddy field in the southwestern Mediterranean: The life cycle of Sardinian eddies, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L13602, doi:10.1029/2004GL022283.
Testor, P., U. Send, J.-C. Gascard, C. Millot, I. Taupier-Letage, and K. Béranger (2005b), The mean circulation of the southwestern Mediterranean sea: Algerian Gyres, *J. Geophys. Res.*, *110*, C11017, doi:10.1029/2004JC002861.
Testor, P., et al. (2010), Gliders as a component of future observing systems, in *Proceedings of OceanObs'09: Sustained Ocean Observations and Information for Society (Vol. 2), Venice, Italy, 21–25 September 2009*, edited by J. Hall, D. E. Harrison and D. Stammer, 1021–1038, doi:10.5270/OceanObs09.cwp.89.
Todd, R. E., D. L. Rudnick, and R. E. Davis (2009), Monitoring the greater San Pedro Bay region using autonomous underwater gliders during fall of 2006, *J. Geophys. Res.*, *114*, C06001, doi:10.1029/2008JC005086.
van Haren, H., M. Ribò, and P. Puig (2013), (Sub-)inertial wave boundary turbulence in the Gulf of Valencia, *J. Geophys. Res. Oceans*, *118*, 2067–2073, doi:10.1002/jgrc.20168.
Vandermeirsch, F., Y. Morel, and G. Sutyrin (2001), The net advective effect of a vertically sheared current on a coherent vortex, *J. Phys. Oceanogr.*, *31*, 2210–2225.

© 2015. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Bosse, et al (2016, in prep. for JGR) : Observations of submesoscale vortices formed by deep vertical mixing in the northwestern Mediterranean Sea

Observations of submesoscale vortices formed by deep vertical mixing in the northwestern Mediterranean Sea

Anthony Bosse[1], P. Testor[1], L. Houpert[2], L. Mortier[3], L. Prieur[4], et al.
[1]LOCEAN, Paris, France; [2]SAMS, Agryll, Scotland; [3]ENSTA, Palaiseau, France; [4]LOV, Villefrancher/Mer
abolod@locean-ipsl.upmc.fr

January 11, 2016

Abstract

Since 2010, an intense effort in the collection of in situ observations has been carried out in the northwestern Mediterranean Sea thanks to gliders, profiling floats, regular cruises and moorings. This integrated observing system enabled a year-to-year monitoring of the deep waters formation that occurred in the Gulf of Lions area during 4 consecutive winters (2010–2013). Vortical structures remnant of wintertime deep vertical mixing events were regularly sampled by different platforms. They are isolated Submesoscale Coherent Vortices (SCVs) characterized by a small radius (∼5–8 km), strong depth-intensified orbital velocities (∼10–20 cm s^{-1}) with a weaker surface signature, high Rossby numbers (∼0.5) and Burger numbers O(0.5–1). Anticyclones are found to transport mode and newly formed deep waters resulting from vertical mixing characterized by intermediate (∼300–500 m) to deep (∼2000 m) mixing. Cyclones are characterized by a thick layer (∼500–1000 m) of weakly stratified newly formed deep waters (or dense waters that cascaded from the shelf of the Gulf of Lions in 2012) extending to the bottom of the ocean (∼2500 m). The formation of the cyclones could be favored by bottom-reaching convection or cascading events reaching the abyssal plain. This study confirms the prominent role anticyclonic SCVs and shed light on the role of cyclonic SCVs in the spreading of newly formed deep waters out of open-ocean deep convection zones. They could also potentially impact vertical mixing during the following winter through a local preconditioning effect.

1. Introduction

Only a few particular places of the world's oceans are exposed to intense atmospheric forcing in winter and have a sufficiently weak open-ocean stratification that allows vertical mixing to reach very great depths (>1500–2000m). These areas are known to be located in the center of a large-scale cyclonic gyre in the Labrador Sea, the Greenland Sea, the Weddell Sea and the northwestern Mediterranean Sea [Killworth, 1983]. This phenomenon called open-ocean deep convection has been studied thoroughly since the 1970s (see [Marshall and Schott, 1999] for a review) and is of critical importance for the ventilation of the deep oceans. The different phases of the open-ocean deep convection have been classically recognized as follows [MEDOC-Group, 1970]:

1. The preconditioning phase: A basin-scale cyclonic circulation drives a doming of isopycnals at its center which helps the deepening of the mixed layer during events of intense surface buoyancy loss. In addition, mesoscale eddies can also act as local preconditioning agents [Legg et al., 1998; Lherminier et al., 1999].

2. The mixing phase: Cold and dry winds strongly blow over the preconditioned area resulting in intense heat losses at the air-sea interface. During a winter storm, heat losses typically reach several hundreds of watt per squared meter and can even peak at higher values for short periods of time. In response to this strong atmospheric forcing, the oceanic vertical mixing progressively creates a convective mixed patch of roughly homogeneous waters with a typical radius of about 50–100 km. The mixed layer deepens as long as the surface cooling is active. In some places, such as the Gulf of Lions (northwestern Mediterranean Sea), the mixed layer depth can reach the bottom of the ocean as it has been observed for the 2010–2013 period [Houpert et al., 2016].

3. The spreading phase: When the strong heat losses and evaporation decrease, the restratification of the water column quickly occurs. Potential energy is converted into kinematic energy through the baroclinic instability of the rim-current circling the mixed patch and leads to the formation of mesoscale eddies [Gascard, 1978; Legg and Marshall, 1993; Jones and Marshall, 1997]. The large scale spreading of the newly formed deep waters out of the convective region is known to involve different processes. In the northwestern Mediterranean Sea, a significant part of the deep waters seems to be incorporated by the "Northern Current" [Send et al., 1996], which circles the northern part of the convection zone (see [Millot, 1999] for a review about the circulation of the different water masses of the Western Mediterranean Sea). Another important portion of the newly formed deep waters could also get trapped inside very coherent submesoscale eddies responsible for their propagation toward the basin interior [Gascard et al., 2002; Testor and Gascard, 2003, 2006].

In the 2000s, Lagrangian floats seeded within the mixed patch revealed the role of Submesoscale Coherent Vortices (SCVs) in the spreading of the newly formed deep waters. These structures were found to be able to wander several hundreds of kilometers away from the deep convection zone in the Greenlaand Sea [Gascard et al., 2002] and in the Western Mediterranean Sea [Testor and Gascard, 2003, 2006]. These SCVs are similar to the Local Dynamics Experiment SCVs described by McWilliams [1985]. They are isolated and coherent circulation features characterized by a small radius (about 5km in the northwestern Mediterranean Sea, see Testor and Gascard [2006]), an extended lifetime (>1 year, [Testor and Gascard, 2003; Ronski and Budéus, 2006]). Dynamical barriers drastically reduce the lateral exchanges between their core and the surrounding waters, they are therefore extremely efficient in transporting physical as well as biogeochemical tracers [D'Asaro, 1988; Budéus et al., 2004]. However, due to their small horizontal extension and their little surface signature, a fine-scale vertical description of the SCVs remnant of wintertime convective events is still lacking.

In the last decade, the glider technology [Testor et al., 2010] has been intensively used in the northwestern Mediterranean Sea in the framework of repeated cross-basin transects (see figure 1). Thanks to its relatively high horizontal resolution (distance between two profiles ∼2–4 km), it allows the dynamical characterization of small SCVs [Bosse et al., 2015]. In this study, we analyze *in situ* observations collected from November 2009 to October 2013 by different sampling platforms (see figure 1): the intense glider sampling of the upper 1000m, about >600 full-depth CTD casts collected during 9 basin scale cruises, as well as data from a highly instrumented mooring deployed within the deep waters formation zone of the Gulf of Lions. This unprecedented collection of *in situ* observations in a convective region allows for the first time to comprehensively study the vortical structures responsible for the large-scale spreading of the water masses formed by the open-ocean

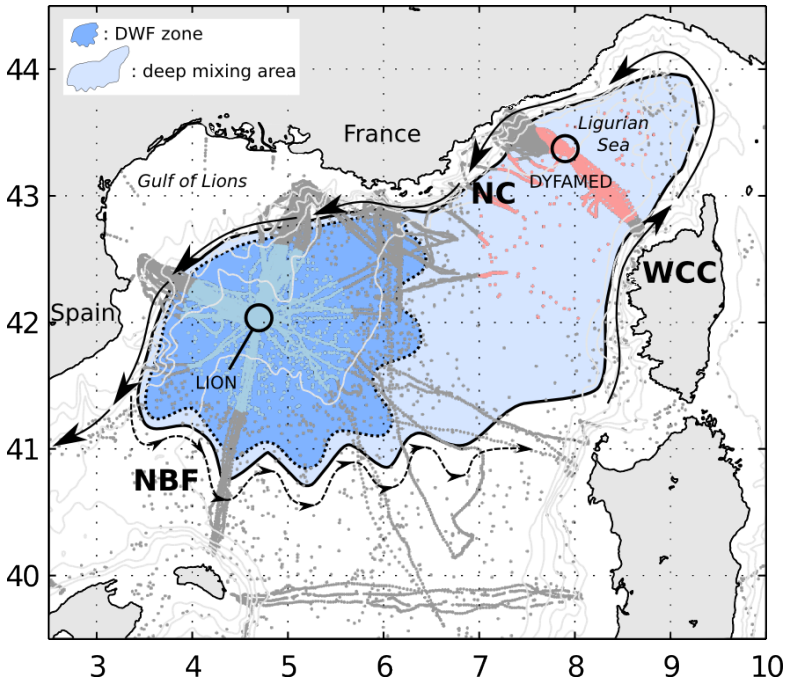


Figure 1: *Maps of the in-situ observations carried out in the northwestern Mediterranean Sea during the Nov/2009-Oct/2013 period (CTD casts from R/V in dark gray, gliders profiles in gray). Arrow indicate the mean surface currents describing the basin-scale cyclonic gyre formed by the Northern Current (NC), the North-Balearic Front (NBF) and the Western Corsica Current (WCC). The blue area shows where the Western Mediterranean Deep Waters are usually formed in Winter by open-ocean deep convection. The eastern part of the cyclonic gyre consists in an area where wintertime mixing can easily reach intermediate depths (i.e. 500-1000 m). The deep mooring line LION location located in the Deep Water Formation zone (DWF zone) is also indicated. The star-shaped sampling strategy of the Moose-GE cruises centered around the DWF zone of the Gulf of Lions is identifiable. Isobaths every 500m also contoured in light gray.*

deep convection.

2. Data and Methods

2.1. Hydrographical dataset

2.1.1 CTD casts collected by R/V

Since November 2009, 9 basin scale cruises have been performed in the northwestern Mediterranean Sea (chronologically: MOOSE-GE in May–June 2010, CASCADE in April 2011, MOOSE-GE in June 2011, MOOSE-GE in July 2012, DOWEX in September 2012, DEWEX in February 2013 and in April 2013, MOOSE-GE in June-July 2013, and DOWEX in September 2013). Since 2010, about 70–100 CTD stations sample the open-ocean part of the basin during an annual summer cruise MOOSE-GE. The sampling of these numerous cruises, as well as the position of two open-ocean moorings (LION and DYFAMED) used in this study, can be seen in figure 1. One objective of the

MOOSE observatory is to monitoring the deep waters formation in the Gulf of Lions in order to be able to detect and identify long-term environmental trends and anomalies of the marine environment and ecosystem in response to climate change [Durrieu De Madron et al., 2011].

The hydrographical data of these cruises have all been performed using a Seabird SBE 911+ CTD probe. The sensors have been calibrated by post-deployment laboratory analysis of water samples (Guideline Autosal). The absolute accuracy of this calibration method is 0.005 for the salinity, and 0.001°C for the temperature. These calibrated CTD casts provide a ground truth used for the calibration of other instruments such as: the deep mooring lines (LION and DYFAMED) and the data collected by autonomous underwater gliders and floats (see figure 1).

2.1.2 The mooring lines

The LION mooring line is located approximately in the center of the deep water formation zone at 42°02'N/4°41'E (bottom depth at 2350m, see figure 1). It was equipped for the whole study period from November 2009 to October 2013 with eleven SeaBird Microcats SBE37 (conductivity-temperature-pressure sensor) regularly spaced along the line from 150 m to 2300 m. In addition, five Nortek Aquadopp measured horizontal and vertical currents.

An intercalibration of the instruments on the mooring line after and before each deployment has been done to ensure the consistency of the hydrographical dataset. To do so, niskin bottles were removed from the shipboard rosette and replaced by the Microcats. A cast consisting in a 20 minutes stop at 1000m depth has been done with all the instruments, so a relative calibration of the moored instruments with each other and relative to the shipborne CTD probe SBE 911+ could be performed [Houpert et al., 2016].

The DYFAMED mooring line in the Ligurian Sea (see figure 1) was equipped with fewer instruments (four SeaBird Microcats SBE37 at about 200 m, 700 m, 1000 m and 2000 m). It was calibrated in a similar way. In this study, this mooring has only been used for calibration purpose of autonomous platforms.

2.1.3 Gliders data

Gliders are steerable autonomous platforms that sample the ocean along a saw-tooth trajectory between the surface and a maximum depth of 1000 m for deep gliders [Testor et al., 2010]. As the slopes of isopycnals (a few degrees) are much smaller than the pitch angle of the glider (about ±25°), the glider dives and ascents can be considered as vertical profiles. Under this assumption, two consecutive profiles down to 1000 m are separated by approximately 2–4 km and 2–4 h depending on the currents and the sampling strategy of the platform with sensors being on during dives or ascents only, or during dives and ascents. With a horizontal speed of 30–40 km day^{-1} relative to the water, gliders are perfectly suited to capture balanced circulation features and eddies that propagate slower. By comparing its dead reckoning navigation and GPS fixes at the surface, gliders also deduce a mean current between two surfacings. It represents the mean currents averaged over each dive (hereafter referred as the "depth-average currents"). A calibration of the compass has been carried out before each deployment, so depth-average currents can be used to reference geostrophic velocities [Gourdeau et al., 2008; Pietri et al., 2013; Høydalsvik et al., 2013; Pelland et al., 2013; Bosse et al., 2015].

The very first glider deployments in the northwestern Mediterranean Sea were carried out in 2006. From 2010 on, gliders started to be deployed on a regular basis in the framework of the

MOOSE project. In this study, we use the dataset composed of the profiles carried out by gliders from Nov/2009 to Oct/2013 in the northwestern Mediterranean Sea (∼28 000 profiles down to 1000 m).

Each glider carries an unpumped CTD probe that generally needs to be corrected with an offset as a first order correction for a single deployment. By comparing the gliders data in the deep layers (700–1000 m) with nearby calibrated CTD casts collected by R/V (<15 km and <3 days), and/or with the calibrated data of the mooring lines LION and DYFAMED (<2.5 km and <18 h $\simeq f^{-1}$ the inertial period with f the Coriolis parameter). The deduced offsets are on average of about 0.01°C and 0.01. We checked the consistencies of the hydrographical data in the deeper layers sampled by the gliders, as the variability of the temperature and salinity are relatively small at those depths [Bosse et al., 2015]. In addition, the method of Garau et al. [2011] was used to correct thermal lag issues of the gliders unpumped CTD probe that affect the salinity measurements in sharp summer thermoclines. If no direct comparison with calibrated data is possible ($\sim$ 30% of the data), only salinity is offset according to a general θ–S relationship the deep layers (700–1000 m) provided by the calibrated data from R/V (see figure 5).

This method ensures the glider CTD errors in temperature and salinity are smaller than respectively 0.01°C and 0.01. These numbers are much smaller . The overall consistency of the dataset is set by the calibrated CTD data from the MOOSE research cruises (previously described in section 2.1.1).

2.1.4 Argo floats data

Argo floats are autonomous profiling floats that drift at a given parking depth for a given time period. By the end of this drifting time, they dive to 2000m (sometimes 1000m) and collect during the upcast a profile of temperature and salinity. The data are then sent in real-time before the floats eventually return to their parking depth. Due to the Mediterranean specificities, the MedArgo program sets the interval between successive surfacing of Argo floats to 4–5 days and a parking depth of about 400m at the approximate depth of the Levantine Intermediate Waters.

We applied the same calibration procedure of the hydrographical data collected by the Argo profiling floats as for the gliders. They collect a total of about 2700 profiles in the northwestern Mediterranean Sea for our study period. They have only been used hereafter to document the water mass properties of the basin, as it is hard to detect submesoscale eddies sampled by such a platform.

2.2. Vortex kinematics from gliders data

2.2.1 Vortex center detection

To estimate the distance from the glider pathway to the eddy center, we use the depth-average currents estimated by the glider (minus a mean advection) as an indicator of the eddy velocity field in the horizontal plane. The mean advection is defined by the average of depth-average currents measured within a running window of ±1 day and ±25 km, as in Bosse et al. [2015]. We then minimize a cost function defined as: $g(x,y) = 1/n \sum_{i=1}^{n} \left[\mathbf{v_i} \cdot \mathbf{r_i}(x,y)/\|\mathbf{r_i}(x,y)\|\right]^2$ with (x,y) a given position in the horizontal plane, $\mathbf{r_i}(x,y)/\|\mathbf{r_i}(x,y)\|$ the normalized vector linking (x,y) to the location of the depth-average velocities $\mathbf{v_i}$. We choose $n = 4$ centered around each vortex core to preserve the synoptic character of the measurements (see figure 7 of [Bosse et al., 2015] for an illustration of the cost function method).

2.2.2 Geostrophic vertical shear

First, a low-pass filter is applied to horizontally smooth the density section with a cut-off length scale typical of the internal deformation radius, the horizontal scale at which geostrophy can be considered as valid. Bosse et al. [2015] reported a first baroclinic deformation radius of 5.6±0.9 km. This scale is relatively small compared to other oceans owing to the low stratification of the northwestern Mediterranean Sea. As in this paper, we therefore transform the potential density section into a low-pass filtered section by using a gaussian sliding average with significant width of the order of this deformation radius (half width of 2 km). This is sufficient to filter out small-scale isopycnal oscillations without fading the dynamical density signature associated with small scale subsurface eddies

We then integrate the thermal wind balance based on the smoothed density section to get the cross-section geostrophic velocities.

2.2.3 Gradient wind balance within small scale non-linear vortices

For small scale vortices characterized by relatively strong horizontal shear ($> 0.1f$), the force balance becomes ageostrophic because of non-linear effects (i.e. the centrifugal force). This latter force needs to be taken into account, otherwise the velocity would be underestimated for anticyclones [Elliott and Sanford, 1986] and overestimated for cyclones. The cyclostrophic velocities v_c can be found by solving the quadratic equation expressing the gradient wind balance and keeping the only relevant solution (see equation (1)). In a cylindrical coordinate system, the cyclostrophic velocities can be written as:

$$-v_c^2/r - fv_c = -fv_g \quad \Rightarrow \quad v_c(r,z) = \frac{rf}{2} \times \left(-1 + \sqrt{1 + 4\frac{v_g(r,z)}{rf}} \right) \tag{1}$$

where r the distance to the apparent eddy center, f the Coriolis parameter and v_g the geostrophic velocities.

We then seek the absolute geostrophic velocities that will induce cyclostrophic velocities such as their depth-average values will correspond to the glider estimates. To do so, we decompose the velocities (geostrophic and cyclostrophic) into a depth-average and a depth-varying component: $v(r,z) = \bar{v}(r) + v'(r,z)$ with $\bar{v}(r) = \frac{1}{H}\int_{-H}^{0} v(r,z)dz$ and $\frac{1}{H}\int_{-H}^{0} v'(r,z)dz = 0$ (H being the maximum depth reached by a glider, usually $H = 1000$ m). Averaging the expression of the cyclostrophic velocities over the depth yields:

$$\frac{2\bar{v_c}(r)}{rf} = -1 + \frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \sqrt{1 + \frac{4\bar{v_g}(r)}{rf} + \frac{4v_g'(r,z)}{rf}}dz \tag{2}$$

where $\bar{v_c}(r)$ is the total depth-average velocity (i.e. the depth-average currents estimated by the glider) and $v_g'(r,z)$ is determined by integrating the thermal wind balance.

Solving equation (2) to find $\bar{v_g}(r)$ enables us to compute the geostrophic depth-average currents from the total depth-average currents estimated by the glider and the vertical geostrophic shear computed from the thermal wind balance. The geostrophic depth-average velocities are slightly greater (resp. smaller) in magnitude for cyclones (resp. anticyclones), as illustrated by the green lines of the figure 2.

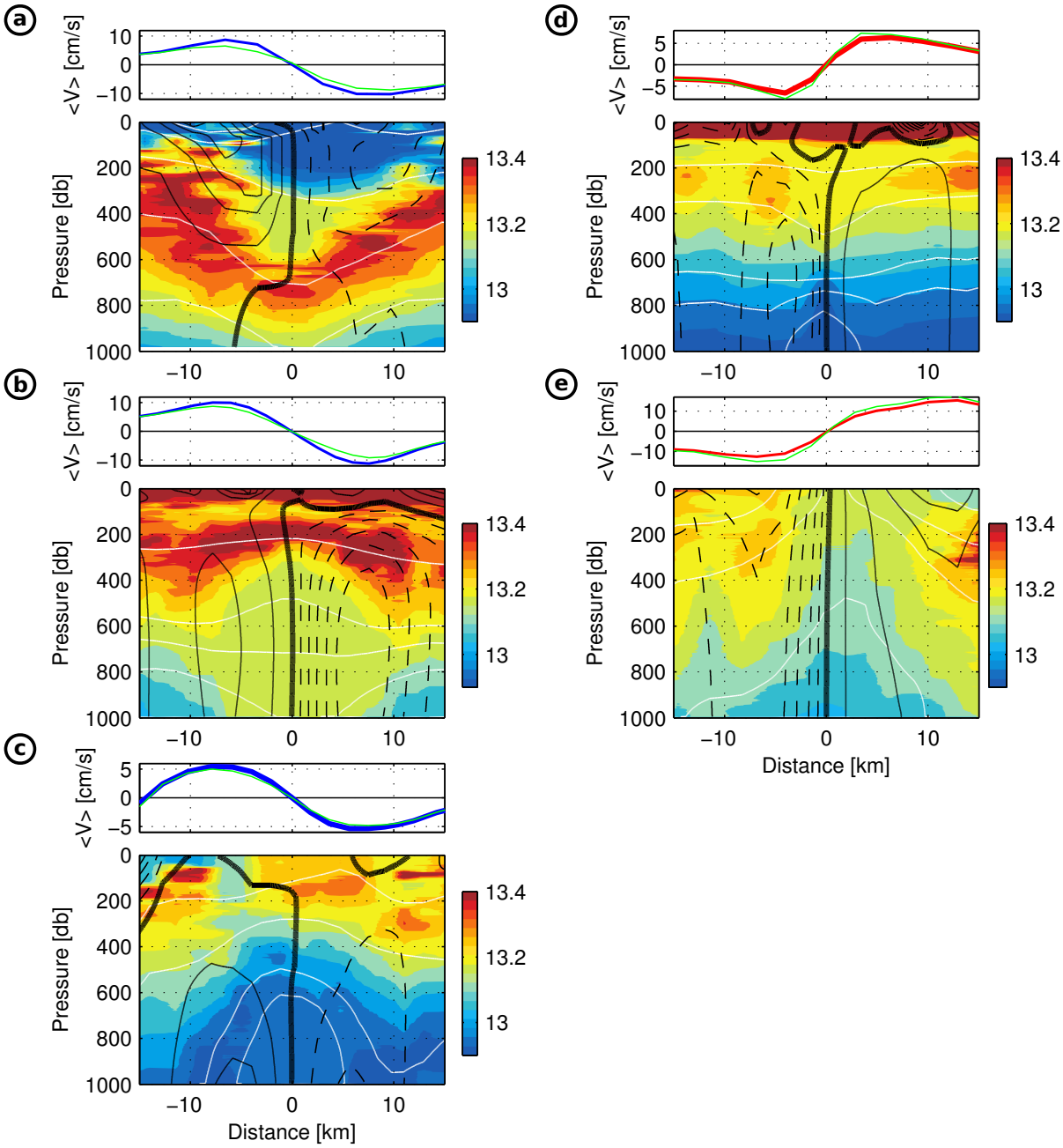


Figure 2: *The different category of vortices as sampled by gliders: anticylonic SCVs of (a) WIW, (b) Mode Waters, (c) WMDW and cyclonic (d) SCVs and (e) convected cones of deep waters. The upper panel represents the cross-section total depth average currents estimated by the glider (in blue for anticyclones and in red for cyclones). The green line is the geostrophic depth-average currents (found after an optimization procedure) taken as reference for the mean geopstrophic velocities. The lower panel is the temperature section across the vortex with well chosen isopycnals contours (in white) and velocity contours every 2 cm s^{-1} (in black). The bold line indicates the zero velocity contour.*

Once one knows the geostrophic depth-average currents,the geostrophic velocities can be properly referenced to get absolute geostrophic velocities that do not take into account for the centrifugal effects. It is assumed that ageostrophic currents are mostly due to centrifugal force in such small-scale eddies. Finally, cyclostrophic velocities can be computed for each eddy thanks to equation (1).

As done in Bosse et al. [2015], the maximum of orbital velocities and the radii reported in tables 1 and 2 are also geometrically corrected from the knowledge of the distance of the SCV center to the glider sampling.

2.3. Eddy detection from mooring data

Following Lilly and Rhines [2002], we used a method based on the progressive vector diagram (or hodograph) computed for the 5 currentmeters to detect the presence of eddies that passed by the mooring line LION [Houpert, 2013]. Indeed, a localized hodograph deflection perpendicular to the mean advection is an indication of rotational currents. Furthermore, the shape of the hodograph deflection provide informations about the distance of the instrument to the eddy center. By fitting a rankine model to the reconstructed orbital velocities, one can finally infer the eddy radius R and peak velocities V^{max}.

A close inspection of the isopycnals deformation associated with the bench of detected eddy was done in order to select only the relevant eddies that unambiguously corresponded to the vortices category we define hereafter.

3. Results

3.1. Basin-scale vertical mixing over the 2010–2013 period

For the whole study period (Nov/2009–Oct/2013), the LION mooring line provides insightful informations about the open-ocean deep convection phenomenon that can occur in winter in the Gulf of Lions region. During each of the four consecutive winters, *in situ* data recorded in that area show a mixed layer that reached the bottom depth of the ocean ($\sim$ 2350 m) around mid-February (see figure 3). Therefore, the conditions regarding the deep mixing can be considered as more or less identical for the whole study period in the Gulf of Lions.

The region concerned by the deepest vertical mixing is usually restricted to the Gulf of Lions area (see figure 1). The eastern part of the basin (i.e. the Ligurian Sea) is generally an area of intermediate or deep mixing (200–1000 m) subjected to an important year-to-year variability.

For the whole study period, data from the DYFAMED mooring line, gliders, profiling floats and R/Vs did not show any sign of mixing deeper than 1000 m. In winter 2013, the whole basin has been extensively sampled and in particular during the period of intense mixing in February thanks to the first leg of the DEWEX cruise. A mixed layer depth of about 1000 m has then been observed in the Ligurian Sea by CTD casts carried out by R/V and by a glider with a water mass characteristics of $\theta \simeq 13.18°C$ and $S \simeq 38.54$.

During the whole study period, the picture of the wintertime deep convection in the northwestern Mediterranean Sea is rather consistent from one year to another. The mixing reached the bottom in the Gulf of Lions and an intermediate but still deep level (500–1000 m maximum) in the eastern region of the basin (as schemed by the figure 1).

Finally, it is noteworthy to mention the production of deep waters can also occur at the shelf of the Gulf of Lions. This phenomenon takes place less often than open-ocean deep convection in

Âä

Table 1: *Anticyclonic SCVs observed in the northwestern Mediterranean Sea: θ (resp. S) is the core pot. temperature (resp. anomaly) observed within the SCVs; R the estimated radius; V^{max} the azimutal peak velocity; $P@V^{max}$ the mean depth of the azimutal peak velocities; $T_r = 2\pi R/V^{max}$ the rotation period; $Ro = 2V^{max}/fR$ the Rossby number; N_{scv} (resp. N_{out}) the mean buoyancy frequency averaged over 100 m within the core of the SCVs (resp. in the far-field region); H an estimation of the height of the SCVs; $Bu = [NH/fR]^2$ the Burger number; q_{scv} (resp. q_{out}) the PV estimated within the core of the SCVs (resp. in the far-field region). There are dashes where values could not have been estimated due to the observing platform and the SCVs characteristics.*

platform	id	obs.	θ [°C]	S	R_ϵ [km]	V_ϵ^{max} [cm s^{-1}]	$P@V^{max}$	T_r [days]	Ro	N_{scv} $\times f$ [s^{-1}]	N_{out} $\times f$ [s^{-1}]	H [m]	Bu	$q_{scv}/10^{-13}$ [m^{-1} s^{-1}]	q_{scv}/q_{out}
glider	A_1^{wiw}	Feb/2011	12.92	38.40	6.5±1.7	19.6±1.1	150±50	2.4±0.7	-0.61±0.19	10±1	17±1	510±50	1.8±0.7	40±10	0.14±0.06
glider	A_2^{wiw}	Jun/2012	12.93	38.43	6.5±1.6	17.4±1.1	560±70	2.7±0.8	-0.54±0.16	5.8±1.0	13±1	880±50	2.9±1.1	16±4	0.10±0.04
glider	A_3^{wiw}	Feb/2013	13.00	38.44	4.1±0.7	18.4±1.2	480±30	1.6±0.4	-0.90±0.21	8.5±0.6	14±1	600±140	4.1±1.7	8±8	0.04±0.04
glider	A_4^{wiw}	May/2013	13.06	38.41	3.8±0.7	12.4±1.2	100±90	2.2±0.6	-0.68±0.17	20±1	23±1	160±30	0.96±0.35	120±40	0.24±0.10
		median	12.97	38.42	5.3	17.9	320	2.3	-0.65	9.3	16	560	2.6	28	0.12
		(std)	(0.07)	(0.02)	(1.5)	(3.2)	(230)	(0.5)	(0.16)	(2.0)	(4.5)	(300)	(1.3)	(51)	(0.08)
glider	A_1^{wdw}	Sep/2012	13.13	38.52	9.3±1.2	15.4±1.1	450±10	4.4±0.9	-0.34±0.07	6.4±0.5	9.6±0.7	>800	>0.64±0.14	25±2	0.30±0.07
ctd	A_2^{wdw}	Sep/2012	13.16	38.53	–	–	∼500	–	–	6.0±0.7	8.3±1.0	500-1000	–	–	–
glider	A_3^{wdw}	Feb/2013	13.18	38.54	4.2±1.3	10.7±1.1	840±160	2.9±1.1	-0.51±0.19	2.6±0.1	3.1±0.1	>640	>0.22±0.11	3.5±0.9	0.36±0.10
glider	A_4^{wdw}	Jun/2013	13.18	38.54	6.9±0.9	13.0±1.0	670±60	3.8±0.8	-0.38±0.08	2.1±0.1	3.5±0.4	>900	>0.17±0.05	2.7±0.3	0.22±0.03
ctd	A_5^{wdw}	Jun/2013	13.19	38.54	–	–	∼700	–	–	1.4±0.1	3.6±0.4	1000-1500	–	–	–
		median	13.18	38.54	6.9	13.0	670	3.8	-0.38	2.6	3.6	>800	>0.22	3.5	0.30
		(std)	(0.02)	(0.01)	(2.6)	(2.4)	(170)	(0.8)	(0.09)	(2.3)	(3.1)	(230)	(0.26)	(13)	(0.07)
ctd	A_1^{dw}	May/2010	12.95	38.49	–	–	∼2000	–	–	1.4±0.1	2.7±0.1	∼2000	–	–	–
glider	A_2^{dw}	Jan/2011	12.96	38.49	9.1±1.1	>18.2±1.0	>1000	<3.6±0.6	<-0.41±0.07	1.8±0.2	2.6±0.4	>1400	>0.16±0.11	<1.8±0.2	<0.27±0.12
glider	A_3^{dw}	Jan/2013	13.04	38.51	12.2±1.9	>6.5±1.3	>1000	<13.7±4.3	<-0.11±0.03	0.9±0.2	2.9±0.9	>1700	>0.16±0.07	<0.57±0.44	<0.08±0.11
glider	A_4^{dw}	Jan/2013	12.93	38.48	7.0±1.4	>8.0±1.4	>1000	<6.4±2.0	<-0.23±0.07	1.9±0.2	2.1±0.2	>1800	>0.30±0.10	<2.7±0.4	<0.63±0.23
glider	A_5^{dw}	Feb/2013	12.98	38.49	6.0±1.2	>12.4±1.7	>1000	<3.5±0.9	<-0.42±0.11	1.5±0.2	2.9±1.5	>1500	>0.57±0.43	<1.2±0.3	<0.15±0.20
glider	A_6^{dw}	Feb/2013	12.92	38.48	5.1±1.1	>11.1±1.1	>1000	<3.3±1.0	<-0.44±0.13	1.6±0.6	2.1±1.0	>1600	>0.42±0.35	<1.4±0.6	<0.34±0.47
glider	A_7^{dw}	Feb/2013	12.95	38.49	14.3±1.7	>15.0±1.1	>1000	<6.9±1.3	<-0.22±0.04	0.8±0.3	2.9±0.7	>1500	>0.09±0.05	<0.41±0.48	<0.05±0.09
glider	A_8^{dw}	Mar/2013	12.91	38.49	6.4±0.8	>16.0±1.1	>1000	<2.9±0.5	<-0.51±0.09	0.5±0.1	1.8±0.4	>1400	>0.15±0.07	<0.12±0.06	<0.04±0.04
glider	A_9^{dw}	Jun/2013	12.95	38.49	8.5±1.3	>6.3±1.0	>1000	<9.9±3.1	<-0.15±0.05	3.4±0.1	3.6±0.1	>1500	>0.40±0.10	<9.6±0.5	<0.75±0.09
		median	12.95	38.49	7.8	>11.8	1000-2000	<5.0	<-0.32	1.5	2.7	>1500	>0.23	<9.3	<0.21
		(std)	(0.04)	(0.01)	(3.2)	(4.5)	–	(3.9)	(0.15)	(0.8)	(0.5)	(200)	(0.17)	(3.1)	(0.27)

Åä

Table 2: *Cyclonic SCVs observed in the northwestern Mediterranean Sea: θ (resp. S) is the core pot. temperature (resp. anomaly) observed within the SCVs; R the estimated radius; V^{max} the azimutal peak velocity; $P@V^{max}$ the mean depth of the azimutal peak velocities; $T_r = 2\pi R/V^{max}$ the rotation period; $Ro = 2V^{max}/fR$ the Rossby number; N_{scv} (resp. N_{out}) the mean buoyancy frequency averaged over 100 m within the core of the SCVs (resp. in the far-field region); H an estimation of the height of the SCVs; $Bu = [NH/fR]^2$ the Burger number; q_{scv} (resp. q_{out}) the PV estimated within the core of the SCVs (resp. in the far-field region). There are dashes where values could not have been estimated due to the observing platform and the SCVs characteristics.*

platform	id	obs.	θ [°C]	S	R_ϵ [km]	V_ϵ^{max} [cm s^{-1}]	$P@V^{max}$ [m]	T_r [days]	Ro	N_{scv} $\times f$ [s^{-1}]	N_{out} $\times f$ [s^{-1}]	H [m]	Bu [$m^{-1}s^{-1}$]	$q_{scv}/10^{-13}$	q_{scv}/q_{out}
glider	C_1	May/2010	–	–	8.8±1.3	>14.4±1.0	>1000	<4.5±1.0	>0.33±0.07	1.6±0.2	1.8±0.2	>1700	>0.12±0.04	>3.2±0.6	>1.0±0.4
glider	C_2	Jun/2010	–	–	5.6±2.2	5.4±1.4	780±170	7.5±4.1	0.20±0.11	3.4±0.1	3.4±0.2	>1100	>0.44±0.37	13±2	1.2±0.3
glider	C_3	Jun/2010	–	–	11.7±2.1	>16.7±1.0	>1000	<5.1±1.2	>0.29±0.07	8.2±0.3	4.0±0.1	>1800	>0.38±0.09	>86±6	>5.5±0.6
mooring	C_4	Oct/2010	12.90	38.48	4.3±0.5	6.1±0.6	1000-1500	5.1±1.2	0.28±0.05	–	–	–	–	–	–
ship	C_5	Jul/2012	12.87	38.48	–	–	200–400	–	–	22±3	16±4	–	–	–	–
ship	C_6	Aug/2012	12.86	38.48	–	–	500–700	–	–	7.4±0.6	4.4±0.4	–	–	–	–
glider	C_7	Sep/2012	–	–	4.1±0.9	>6.3±1.2	>1000	<4.8±1.7	>0.32±0.11	2.4±0.2	2.1±0.2	>1100	0.36±0.28	>6.6±1.1	>1.6±0.6
glider	C_8	Nov/2012	–	–	3.7±1.3	8.8±1.1	700±10	3.1±1.4	0.49±0.22	7.0±0.5	3.2±0.1	>1200	0.98±0.61	70±21	7.2±2.5
glider	C_9	Apr/2013	–	–	7.3±1.3	6.3±1.6	490±40	8.5±3.0	0.18±0.06	4.8±0.1	4.4±0.1	940±10	0.32±0.08	26±2	1.4±0.2
glider	C_{10}	May/2013	–	–	6.4±1.2	9.7±1.1	320±120	4.8±1.3	0.31±0.09	4.4±0.2	4.2±0.2	930±30	0.37±0.10	24±2	1.5±0.3
glider	C_{11}	May/2013	–	–	5.8±0.6	16.8±1.6	200±10	2.5±0.4	0.62±0.09	10±0.1	5.8±0.3	500±210	0.25±0.15	140±20	5.0±1.2
glider	C_{12}	May/2013	–	–	7.7±1.1	17.5±1.2	510±10	3.2±0.6	0.47±0.09	4.5±0.1	3.7±0.1	870±40	0.17±0.03	28±3	2.2±0.3
glider	C_{13}	Jun/2013	–	–	5.3±0.8	8.2±1.0	580±20	4.7±1.3	0.31±0.08	7.5±0.7	4.3±0.1	900±80	0.53±0.13	75±7	3.9±0.6
glider	C_{14}	Oct/2013	–	–	7.3±1.2	11.9±1.0	720±20	4.4±1.1	0.35±0.09	9.4±0.2	6.7±0.1	>1000	>0.88±0.61	100±10	2.7±0.3
		median	12.87	38.48	6.1	8.8	600	4.8	0.32	7.0	4.1	500-1800	0.37	28	2.2
		(std)	(0.02)	–	(2.3)	(4.6)	(300)	(1.7)	(0.12)	(5.2)	(3.3)	–	(0.27)	(45)	(2.1)
glider	C_1^*	Mar/2011	–	–	8.0±0.8	12.2±1.1	surface	4.7±0.8	0.31±0.06	11±1	18±6	170±40	0.14±0.09	150±10	0.52±0.40
glider	C_2^*	Mar/2011	–	–	6.2±1.4	11.8±1	surface	3.9±1.2	0.39±0.12	19±2	31±13	70±30	0.11±0.12	480±70	0.53±0.53
glider	C_3^*	Apr/2011	–	–	7.3±1.9	16.1±1.1	surface	3.3±1.0	0.45±0.14	22±3	36±7	170±40	0.69±0.40	700±120	0.57±0.34
ctd	C_4^*	Jun/2011	12.91	38.48	–	–	0–300	–	–	34±6	30±5	–	–	–	–
glider	C_5^*	Apr/2012	–	–	12.0±1.7	14.7±1.0	surface	5.9±1.2	0.25±0.05	32±5	37±15	320±70	1.0±0.7	1300±100	0.94±0.83
mooring	C_6^*	Apr/2012	12.82	38.47	12.2±2.1	16.3±0.6	0-400	5.5±1.2	0.27±0.06	–	–	–	–	–	–
glider	C_7^*	Mar/2013	–	–	9.9±1.2	19.9±1.1	surface	3.6±0.6	0.40±0.07	1.6±0.2	20±1	180±50	0.13±0.06	3.5±0.7	0.009±0.002
glider	C_8^*	Mar/2013	–	–	6.8±2.0	24.7±2.4	50±40	2.0±0.6	0.76±0.23	34±1	25±3	250±60	0.88±0.56	1800±100	3.1±2.4
ctd	C_9^*	Apr/2013	12.92	38.49	–	–	0–200	–	–	19±1	17±1	–	–	–	–
glider	C_{10}^*	Apr/2013	–	–	7.5±1.7	17.3±2.2	30±10	3.2±0.8	0.46±0.12	26±3	28±1	240±70	0.81±0.43	1000±200	1.3±0.3
glider	C_{11}^*	May/2013	–	–	10.3±1.0	15.3±1.0	surface	4.9±0.8	0.31±0.05	63±7	67±13	190±30	1.6±0.6	4700±300	1.1±0.5
		median	12.91	38.48	8.0	16.1	0-100	3.9	0.39	24	29	190	0.75	850	0.76
		(std)	(0.06)	(0.01)	(2.2)	(4.0)	–	(1.2)	(0.15)	(17)	(15)	(70)	(0.52)	(1500)	(0.94)

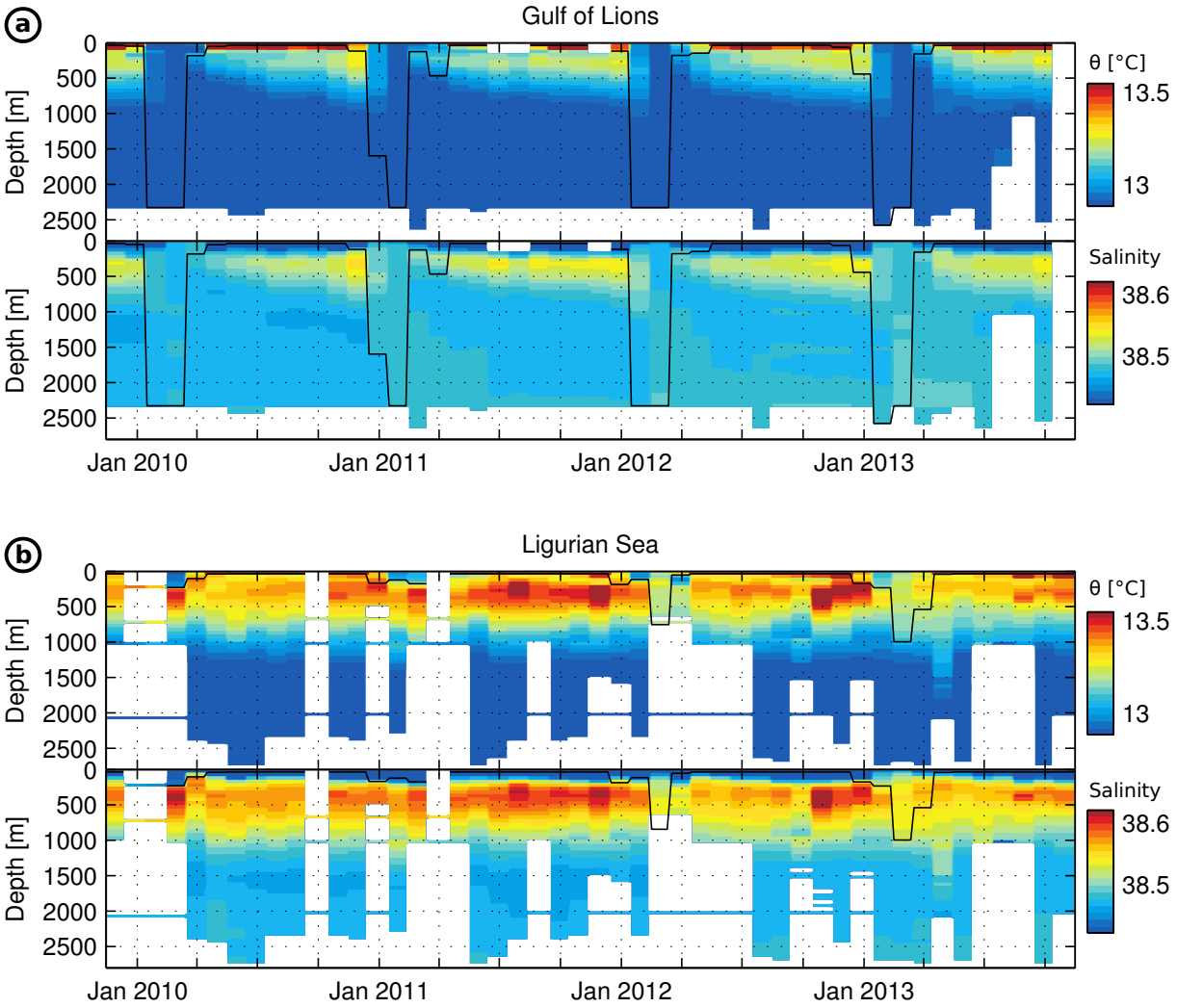


Figure 3: *(a) upper panel: Time evolution of the potential temperature observed in the Gulf of Lions (< 75 km from the approximate location of the LION mooring line, see blue dots in figure 1) for the Nov/2009-Oct/2013 period. All in-situ observations collected by R/Vs, gliders, Argo floats and mooring lines have been averaged within 30-days intervals and vertical layers of 50 m. The black line represents the evolution of the mixed layer depth computed from the mean profiles, as the depth where* $|\theta - \theta_{ref}| > 0.1^{\circ}C$ *with* θ_{ref} *the potential temperature of the first layer (0-50 m). lower pane: Time evolution of the salinity. (b) Same but for the Ligurian Sea (North of* $42^{\circ}N$*, East of* $7^{\circ}E$ *with a bathymetry > 2400 m, see red dots in figure 1).*

the northwestern Mediterranean Sea. The last major events of dense waters cascading were the winters 2005, 2006 [Puig et al., 2013] and 2012 [Durrieu de Madron et al., 2013]. In February 2012, a network of mooring lines located at the shelf break of the Gulf of Lions enabled to observe cascading events of dense waters originating from the shelf. From April 2012, the signature of new bottom waters fresher, colder and denser than the deep waters formed offshore by the deep convection were observed propagating at the LION mooring in the open-ocean region of the Gulf of Lions. Then in July 2012, the MOOSE-GE cruise showed the spreading of these new Shelf Cascading Dense Waters (SCDW) over the whole basin surface [Durrieu de Madron et al., 2013].

3.2. Coherent vortices formed by deep vertical mixing

From all the *in situ* data collected by gliders, R/Vs and the LION mooring line during those four consecutive years of bottom-reached convection in the Gulf of Lions, we were able to detect numerous eddies (18 anticyclones and 25 cyclones). Figure 4 shows a pair of typical eddies of deep waters as sampled by shipborne CTD casts. The tables 1 and 2 contain all the informations that could have been computed depending on the sampling platform.

3.2.1 Hydrographic characteristics

Anticyclonic eddies All anticyclonic eddies are characterized by a weakly stratified core of nearly homogeneous waters (see fourth panel of figure 4-a for instance), similar to circulation features presented by McWilliams [1985]. They are called Submesoscale Coherent Vortices (SCVs) and can be formed by the dynamical adjustment of convected water parcels intruded into a stratified environment [McWilliams, 1988]. Anticyclonic SCVs can be formed from different initial mixed layer depth depending on their date and location of formation. This results in SCVs core of various characteristics, as shown by the θ/S diagram of the figure 5. We therefore decide to split the 18 observed anticyclonic SCVs into three categories regarding their core water mass characteristics:

1. Winter Intermediate Waters: SCVs A_i^{wiw} with $i \in [1,4]$ in table 1 have a relatively cold ($12.97 \pm 0.07°C$) and fresh (38.42 ± 0.02) core located in the upper part of the ocean between 0 and 300m (see an example in figure 2-a). This water mass results from the shallow vertical mixing of fresh modified Atlantic Waters (AW) under the action of strong air/sea interactions. This water mass is classically called Winter Intermediate Waters (WIW). They can be formed early in Winter in the central part of the Gulf of Lions, then later on around the deep convection zone and in the Ligurian Sea where meteorological conditions are less severe and the mixing involves mostly just the upper layers [Millot, 1999]. WIW can also be formed on continental shelves in both the Gulf of Lions and the Balearic Sea [Vargas-Yáñez et al., 2012; Juza et al., 2013]. In this study, we more likely detect WIW lenses formed locally in the offshore region of the northwestern basin similar to the one described by [Gasparini et al., 1999] in the Ligurian Sea.

2. Winter Deep Waters: SCVs A_i^{wdw} with $i \in [1,5]$ in table 1 have a quite warm ($13.18 \pm 0.02°C$) and salty (38.54 ± 0.01) core located at depths from 500 to 1500 m, below the usual depth of the warm and salty Levantine Intermediate Waters (LIW) (see an example in figure 2-b). When the vertical mixing partly or totally incorporates the LIW located below the surface layer of AW, the mixed layer warms up and becomes saltier, as observed with the core characteristics of SCVs A_i^{wdw}. On a θ/S diagram, this watermass lies on the mixing line between LIW and

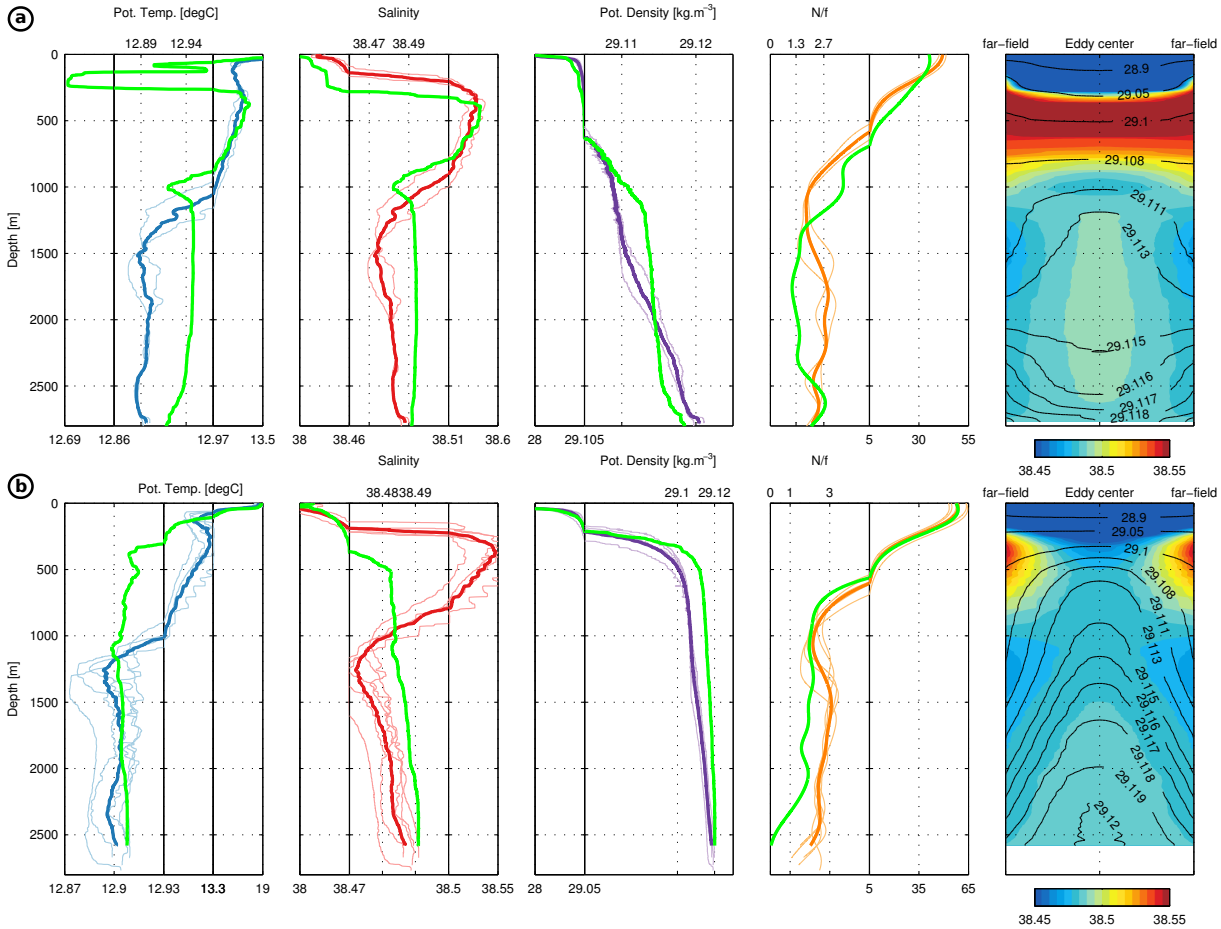


Figure 4: *(a) SCV A_1^{dw} of Western Mediterranean Deep Waters observed by shipborne CTD casts in June 2010. All the green curves correspond to the cast carried out within the eddy core, other colored thin lines are those of the far-field region (casts at less than 150km from the SCV station and collected during the same cruise) and the bold curves are the mean of all the far-field profiles. From the left to the right, we represent: the potential temperature, salinity, potential density and the Brunt Väisälä frequency (normalized by the Coriolis parameter). The rightmost panel is a salinity section from the SCV center to the mean far-field state with black labeled contours corresponding to isopycnals. (b) Similars panels but for the cyclonic vortex C_4^* observed in June 2011.*

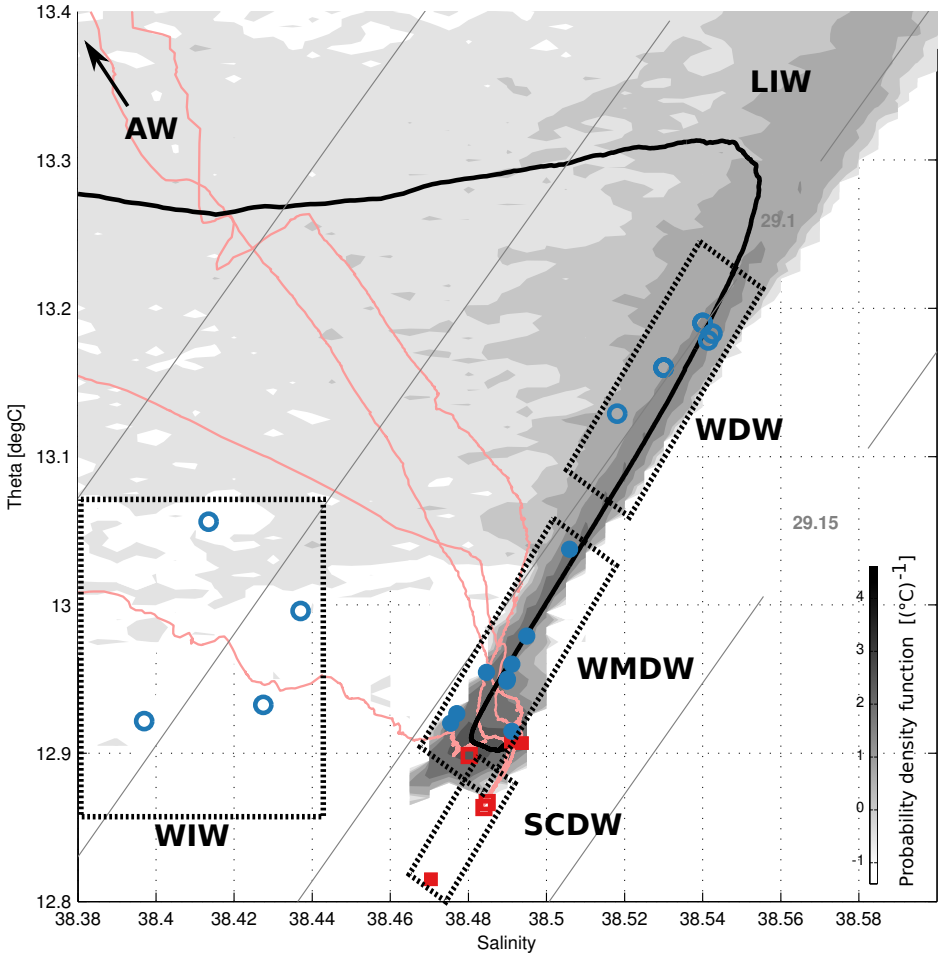


Figure 5: *Volumetric θ/S diagram made from the CTD casts collected by R/V and in the open-ocean part of the north-western Mediterranean Sea during the Nov/2009Oct/2013 period. The probability density function is computed such as its integral equals one in the θ/S space delimited by the axis limits. The main water masses are indicated (AW: Atlantic Waters, WIW: Winter Intermediate Waters, WDW: Winter Deep Waters, LIW: Levantine Intermediate Waters, WMDW: Western Mediterranean Deep Waters, SCDW: Shelf Cascading Deep Waters). The slanted lines correspond to isopycnals. Blue dots (resp. red squares) indicate the core characteristics of the anityclonic (resp. cyclonic) vortices. Light red lines are full-depth profiles collected by R/V within cyclonic eddies of deep waters (labeled C_5, C_6, C_4^* and C_9^*).*

WMDW (figure 5). When the mixing reaches great depth (>2000 m) as in the Gulf of Lions, this watermass is rapidly transformed into newly formed Deep Waters. But in areas like the Ligurian Sea where the mixing is observed to be less pronounced, this watermass can persist and has been observed in SCVs A_i^{wdw} cores. We propose to name this watermass Winter Deep Waters (WDW).

3. Western Mediterranean Deep Waters: SCVs A_i^{dw} with $i \in [1, 9]$ in table 1 have core characteristics ($\theta \sim 12.95 \pm 0.04$°C and $S \sim 38.49 \pm 0.01$) close to the Western Mediterranean Deep Waters (WMDW) characteristics (see figure 5). Note that they have a positive anomaly compared to the surrounding WMDW, clearly identifiable in figure 4-a. They result from even deeper mixed layer ($\sim$ 2000 m) than the first two categories. For those mixed layer depth, the mixing involves the whole layers of AW and LIW, as well as a significant part of old and fresh WMDW.

These anticyclonic vortices are all characterized by an isopycnal deformation being characteristics of anticyclonic SCVs consisting in a low-stratified core located at depth (see for example figures 2-a/b/c and 4-a). Gliders were not able to reach the core depth of anticyclonic SCVs of deep waters (A_i^{dw}), as they dive to a maximal depth of 1000 m. Nonetheless the rotation shown by the depth-average currents enables to discriminate these deep isopycnal domings of homogeneous waters from cyclonic eddies that are usually associated with such structures (see figure 2-c). For the other two categories of anticyclonic SCVs, gliders were suited to sample shallower core located within the fist 1000 m depth (see figure 2-a and 2-b).

Shipborne CTD casts that sampled anticyclonic SCVs were all carried out in summer during MOOSE-GE cruises whose sampling strategy is dedicated to the basin-scale hydrography of the northwestern Mediterranean Sea (distance between two CTD casts of about 20 km). They were identified as such thanks to their density anomaly with the far-field region (defined in the caption of figure 4) and the presence of a core of homogeneous waters in term of temperature and salinity. Contrary to the gliders that sample the upper 1000 m, a full-depth shipborne CTD cast permits to observe the core of a deep waters SCV (see figure 4-a). This observation provides the only trustful informations about the height and the core depth of such deep waters SCVs.

Cyclonic eddies Cyclonic eddies of deep waters are characterized by a doming of dense isopycnals from the bottom extending to the upper layers. Between the far-field and the eddies core, deep isopycnals can be raised up by about 1000–1500 m. We define their core as the weakly stratified part of the water column embedded within the isopycnals doming. As for anticyclonic SCVs, this core is characterized by nearly homogeneous waters, but now trapped near the bottom of the ocean (see figure 4-b). Again gliders are not able to completely observe this core of deep waters, but shipborne CTD casts or data from the LION mooring line were able to fill this gap. For this reason, the core characteristics remains non-documented for cyclonic eddies observed by gliders in table 2.

Regarding the core characteristics of the deep waters found within cyclonic eddies, they are generally close to the newly formed deep waters with $\theta \sim 12.90$°C and $S \sim 38.49$, being thus colder, fresher and denser than the anticylonic SCVs of newly formed deep waters. Interesting examples (C_5, C_6 and C_6^* in table 2) of cyclonic eddies are found to have core characteristics significantly fresher, colder and denser than WMDW (12.82°C $< \theta <$ 12.87°C and $38.47 < S < 38.48$, see figure 5 and table 2). In the past, this kind of anomaly in the deep water masses has clearly been identified as the production of dense waters on the shelf of the Gulf of Lions in Winter. Those dense waters

can then cascade and spread out over the bottom of the basin [Canals et al., 2006; Puig et al., 2013]. These eddies were all observed in Spring and Summer 2012 after a major episode of cascading in winter 2012 [Durrieu de Madron et al., 2013]. Cascading events seem then to be able to generate cyclonic structures, when cascading waters are dense enough to reach the bottom of the deep basin like in 2012.

The θ/S characteristics of the warm and salty LIW are noteworthy attenuated within the core of such cyclonic eddies of deep waters. This is particularly well illustrated by the section of figure 4-b and on a θ/S diagram (see red curves of figure 5). By the time of their formation, the eddy core waters were in contact with relatively eroded LIW typical of the western part of the basin and potentially mixed on the vertical. The dynamical barriers set by the eddy rotation then probably inhibited the diffusion of the surrounding warm and salty LIW throughout the eddies core.

We decide to separate the 25 observed cyclonic eddies into two categories. This choice is yet made based on dynamical considerations rather than on hydrographical ones. Indeed, we found cyclones that are characterized by depth-intensified velocities, by a peculiar subsurface expression and by small radii (C_i with $i \in [1, 14]$ in table 2). The others have surface-intensified velocities and are more typical of surface mesoscale cyclones (C_i^* with $i \in [1, 11]$ in table 2).

3.2.2 Dynamical characteristics

Description of the diagnostics Gliders data have already been used to dynamically characterize subthermocline submesoscale vortices in the northwestern Mediterranean Sea [Bosse et al., 2015]. In this study, we use a similar approach described in section 2.2 to detect the eddy center and then reconstruct the velocity field that takes into account the non-linear force balance prevailing in such small eddies.

The radius of each vortex is computed as half the radial distance between two opposite peak velocities in the eddy coordinate system. Anticyclonic Submesoscale Coherent Vortices are known to have depth-intensified velocities due to their bipolar density anomaly that results in an anticyclonic (resp. cyclonic) shear below (resp. above) their core depth [McWilliams, 1985]. All the SCVs of deep waters $\mathrm{A}_i^{\mathsf{dw}}$ as well as a few cyclonic vortices ($\mathrm{C}_{1,3,8}$) have peak velocities located below 1000 m (maximum depth of the gliders sampling) and an attenuated velocity signal near the surface (see figure 2-c and -d). For those eddies, their radius might be rather correctly estimated (although it can vary with depth), but the amplitude of the orbital velocities and consequently their Rossby number ($Ro \equiv 2V^{max}/fR$) are obviously underestimated.

The horizontal scale of oceanic eddies is set by the internal deformation radius depending on N the mean background stratification and H the height of the dynamical structure: $R_d \equiv NH/f$ where $N^2 \equiv -g\partial_z\sigma/\rho_0$ is the Brunt-Väissälä frequency and f the local Coriolis parameter. The mean background stratification generally decreases as we go deeper: below 600 m depth, we find $N \leq 5f$ (see figure 4).

For each eddy observed by a glider, we defined H as the height over which orbital velocities are larger than 20% of its maximum value. When the lower of this criterion exceeds 1000 m, H is considered as twice the height verifying this criterion between the surface and the depth of the velocity maximum. In such a case and especially when the core depth is located below 1000 m (like for $\mathrm{A}_i^{\mathsf{dw}}$), H is certainly largely underestimated, as well as the Burger numbers ($Bu \equiv [NH/fR]^2 = [R_d/R]^2$).

The buoyancy frequency N is computed within (N_{scv}) and outside (N_{out}) each SCV. N_{out} is used to compute the Burger number. Our definition of the far-field region for gliders data is similar

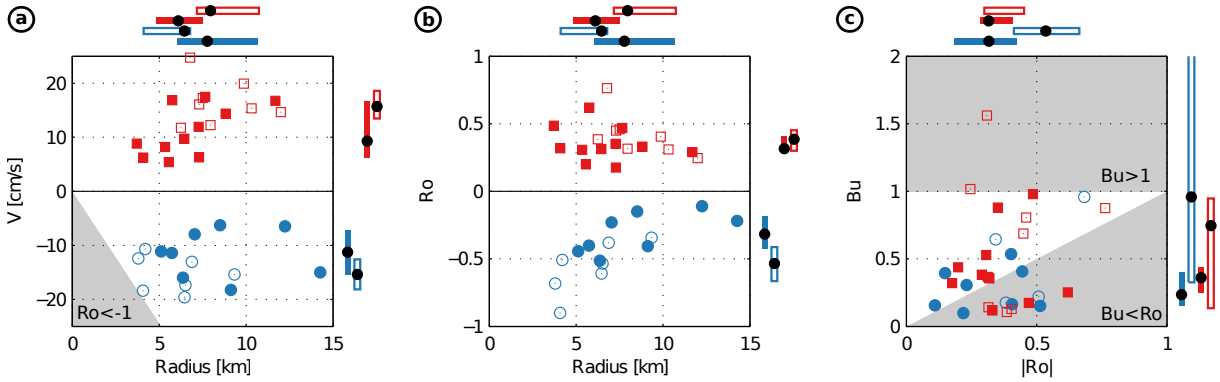


Figure 6: *(a), (b) and (c): Scatter plots of $V^{max} = f(R)$, $Ro = f(R)$ and $Bu = f(|Ro|)$ for anticyclonic (in blue) and cyclonic (in red) vortices. The boxes off the axis encompass the 25% and the 75% percentiles and the black dots is the median of the distribution of each parameter. Plain markers and boxes are related to eddy categories for which peak velocities are found at great depths (i.e. A_i^{dw} in blue; C_i in red). Contoured markers and boxes represent other eddy categories associated with peak velocities closer to the surface (i.e. A_i^{wiw} and A_i^{wiw} in blue; C_i^* in red).*

to that of Bosse et al. [2015]: the mean of the 10 closest glider profiles found outside each eddy (at a maximum distance of about 20 km). For SCVs sampled by shipborne CTD, the far-field is defined by the casts carried out at less than 150 km and during the same cruise, because no observations might be available at a distance smaller than 20 km.

Eventually, we estimate the Ertel's Potential Vorticity (PV) at the depth of the peak velocities for each eddy: $q \equiv -\zeta_a \cdot \nabla\sigma/\rho_0$ where $\zeta_a = \nabla \times \mathbf{v} + f\hat{z}$ is the absolute vorticity. This quantity is conserved by a fluid governed by the inviscid Boussinesq equations [Ertel, 1942]. In a non-frontal region (i.e. regions of small lateral density gradients), this expression can be re-written as follow: $q = fN^2(1 + Ro)/g$. Again, we estimated the PV within (q_{scv}) and outside ($q_{out} \equiv fN^2_{out}/g$) each eddy (see tables 1 and 2).

Anticyclonic SCVs Anticyclonic SCVs have peak velocities found well below the thermocline depending on their core depth: 320±230 m for A_i^{wiw}, 670±170 m for A_i^{wdw} and > 1000 m for A_i^{dw}. The only example of anticyclonic SCV sampled by full-depth shipborne CTD casts shows flat isopycnals near 2000 m indicating the approximate position of the velocity maximum and a height H of nearly 2000 m (see figure 4-a).

All anticyclonic SCVs have intense peak velocities located at various depth: 17.9±3.2 cm s^{-1} for A_i^{wiw}, 13.0±2.4 cm s^{-1} for A_i^{wdw} and > 11.8±4.5 cm s^{-1} for A_i^{dw}. Due to a slightly smaller radius, anticyclonic SCVs found close to the surface show greater Rossby numbers compared to the deep ones: −0.65±0.16 for A_i^{wiw}, −0.38±0.09 for A_i^{wdw} and > −0.32±0.15 for A_i^{dw}. Nevertheless, the peak velocities of deep SCVs are underestimated due to the glider sampling restricted only to the upper 1000 m. This is consistent with Testor and Gascard [2006] showing Rossby numbers of about −0.5 for anticyclonic SCVs of newly formed deep waters. All anticyclonic SCVs can be considered as highly non-linear. This is especially true for the SCVs A_i^{wiw}, which have Rossby numbers $-(0.65 \pm 0.16)$ close to the barrier set by the inertial stability: $Ro < -1$ [Hoskins, 1974]. This also implies a strong resistance to the interaction with other flows [McWilliams, 1985]. At

great depths, large-scale currents are generally geostrophicaly balanced and characterized by a much lower shear and strain, that might help deep SCVs to survive for a long period of time.

The radius of the anticyclonic SCVs seems to increase with their core depth: SCVs of WIW are characterized by a median radius of 5.3 ± 1.5 km, 6.9 ± 2.6 km for SCVs of WDW and 7.8 ± 3.2 km for SCVs of deep waters (see table 1). As previously mentioned, one can compare this scale with the deformation radius. This ratio is expressed by the Burger number ($Bu = [R_d/R]^2$). McWilliams [1985] found stability bounds $Ro < Bu < 1$ for an idealized SCV structure described as a gaussian monopole. Similarly, Carpenter and Timmermans [2012] examined the relationship between the ratio of the horizontal to the vertical scales of a density perturbation and found $Bu \sim 1$. These theoretical considerations are consistent with previous observational studies made at various places of the world's ocean [D'Asaro, 1988; Timmermans et al., 2008; Bower et al., 2013; Pelland et al., 2013; Bosse et al., 2015]. While this number roughly lies within those stability bounds for A_i^{wdw} and A_i^{dw} with $Bu > 0.22$ and > 0.23 respectively (see figure 6-c), the Burger number of A_i^{wiw} was estimated to be greater: 2.6±1.3. This may indicate for these eddies a lower stability by the time they were observed. Although, two of the four examples were observed several months after their formation in summertime (see table 1). This might indicate the assumption of a constant background stratification used for determining these stability bounds are not valid anymore near the pycnocline. The stratification decreases by almost a factor of 10 from the surface to about 500 m, while it is rather constant for the 500–2500 m layer: $2f < N < 5f$ (see figure 4).

Anticyclonic SCVs all have a low stratified core compared to the far-field region ($N_{scv} < N_{out}$, see table 1). On average the core stratification is 30–40% smaller than that of the surrounding waters. Combined with a strong negative vorticity, anticyclonic SCVs are thus local negative anomalies of the deep PV field [McWilliams, 1985]. We found within the core of anticyclonic SCVs formed by deep vertical mixing a reduction of 70% to 90% of the PV (see table 1). This PV reduction is about twice bigger than that associated with anticyclonic SCVs of Levantine Intermediate Waters described in Bosse et al. [2015]. Since those latter SCVs are supposed to be formed by the interaction of a current with the continental slope, this is likely due to their different generation processes. Vertical mixing caused by intense buoyancy loss at the sea surface is indeed a more effective way of destructing potential vorticity than the bottom friction, as it drastically reduces the water stratification to almost zero.

Cyclonic vortices We divided cyclonic vortices into two categories: C_i which have peak velocities well below the thermocline at about 600±300 m (see an example in figure 2-d) and C_i^* with peak velocities in the first 100 m (see an example in figure 2-d). Compared to subsurface cyclonic eddies C_i, surface-intensified cyclones C_i^* are characterized by greater radii (8.0±2.2 km versus 6.1 ± 2.3 km) and more intense peak velocities (16.1±4.0 cm s^{-1} versus 8.8±4.6 cm s^{-1}). This yields similar high Rossby numbers for both categories +0.39±0.15 for C_i^* and +0.32±0.12 for C_i. These numbers are in good agreement with the previous study of Testor and Gascard [2006] that also observed submesoscale cyclonic eddies escaping from the deep water formation zone of the northwestern Mediterranean Sea with isobaric Lagrangian floats (RAFOS).

It is noteworthy to mention that surface-intensified cyclones have a significant barotropic component, which can be defined as the velocity averaged in the 900–1000 m layer. Indded, currents measurements at the mooring LION do not show significant variations with depth in the Gulf of Lions region [Houpert, 2013]. The barotropic component of cyclones C_i then represents on average $\sim 40\%$ of their peak velocities. They thus also contribute to the deep waters dynamics. They can

be associated with cones of convected waters that have previously been described from laboratory [Maxworthy and Narimousa, 1994] and numerical [Send and Marshall, 1995] experiments.

Subsurface cyclones tend to have a smaller radius, but a larger height than surface-intensified cyclones ($H > 1000$ m for C_i versus 190±70 m for C_i^*). It thus leads to Burger numbers roughly similar for both categories (0.37±0.27 for C_i and 0.75±0.52 for C_i^*) and comparable to anticyclonic SCVs.

Cyclonic vortices are characterized by a low stratified core of deep waters (see figure 4-b). This hydrographical core extends from the bottom to intermediate depths (500–1000 m depth) for C_i, or the pycnocline in the upper 100 m for C_i^*. For depth-intensified vortices C_i, we found a local increase of the stratification compared to the surrounding waters at the top of this dome of deep waters ($N_{scv} = 4.1 \pm 3.3f$ versus $N_{out} = 7.0 \pm 5.2f$), as sopycnals are pinched at the approximate depth of the orbital peak velocities (see figure 2-d for example). In contrast, surface-intensified cyclones C_i^* do not exhibit such an stratification increase. Weakly stratified waters being brought close to the surface, they are generally characterized by a lower stratification compared to the far-field (see figure 2-e for example).

On average the core stratification of cyclones C_i is about 70% greater than the surrounding waters. Combined with the strong positive shear associated with their cyclonic rotation, they represent local positive anomaly of the PV field at the depth of their velocity maximum (about +120%). Surface-intensified cyclones C_i^* do not systematically imply a local maximum of the PV field as strong. The waters in the core of such SCVs sometimes cancels the PV increase due to cyclonic shear because of low stratification. Their effect on the PV field is thus highly variable from one eddy to the other (see the ratio q_{scv}/q_{out} in table 2) and may vary depending on the age of the eddy as restratification prevails after deep mixing events.

3.2.3 Columnar buoyancy considerations

The presence of both anticyclonic or cyclonic eddies modifies the background mean stratification thus modifying the buoyancy content of the water column. As we observe those eddies throughout the year, one can reasonably assume some of them will be present during the wintertime convective event following their generation. In consequence, they will impact the deepening of the mixed layer, as previously studied observationally [Lherminier et al., 1999] or numerically [Legg et al., 1998].

In order to quantify this aspect, we compute the columnar buoyancy $IS(z)$ corresponding to a stratification index. This quantity also equals to the integrated buoyancy flux required to mix an initially stratified water column down to a given depth z [Herrmann et al., 2008]:

$$IS(z) = \int_0^z N^2(Z) Z dZ = \int B_s(t) dt \tag{3}$$

where $B_s(t)$ is the surface buoyancy loss at the air/sea interface.

Because gliders only sample the upper part of deep vortices core that though influence the whole water column stratification, we restrict our analysis to full-depth shipborne CTD casts illustrating the case of each eddy category (anticyclonic SCV, depth- and surface-intensified cyclones). In order to discuss the eddy effect on the mixed layer deepening, we define α the mixed layer deepening rate relative to the far-field by: $\alpha(z) = IS'_{scv}(z)/IS'_{out}(z)$, which corresponds to the slope of the diagram shown in figure 7.

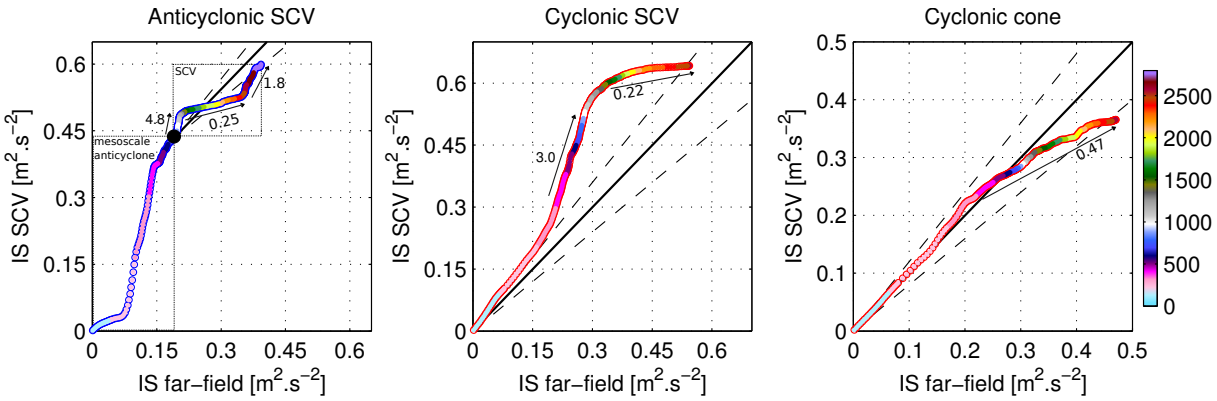


Figure 7: *Evolution of the Index of Stratification (IS) in the far-field versus within the core of vortices for the different eddy types: (left) anticyclonic SCV A_1^{dw}, (middle) cyclonic SCV C_6 and (right) cyclonic convected cone C_4^*. For each eddy, the core and far-field profiles were collected by full-depth CTD casts carried out by R/V. The color scale refers to the depth. The relative increase (or decrease) is indicated by the black numbers and given by: (slope-1)×100. Profiles are considered below the seasonal thermocline (at 150m) to their maximal depth. The black line of slope one is drawn from the eddies top (at 700m for SCV A_1^{dw} and at 150m for the other two).*

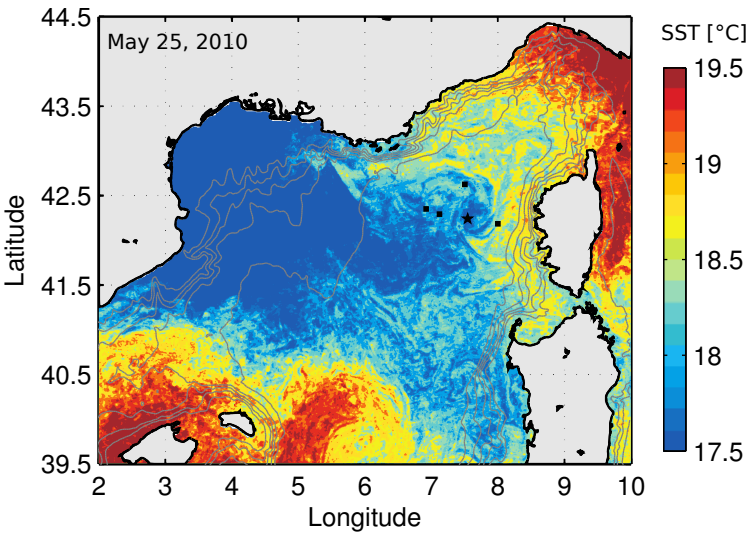


Figure 8: *Sea surface temperature observed by satellite during the MOOSE-GE 2010 cruise on May 25, 2010. The black star indicate the CTD casts carried out in the core of the anticyclonic SCV A_1^* on May 26. The black squares are CTD stations considered as the far-field (defined in the captionf of figure 4*

Anticyclonic SCV Figure 7-left shows $IS(z)$ for the CTD cast carried out within the SCV A_1^{dw} versus $IS(z)$ of its far-field. In figure 4-a, one can note the signature of lighter (colder but fresher) waters extending from the surface to about 400 m above the top of the SCV of deep waters located at ∼1000 m depth. The bowl shape of surface isopycnals indicates the presence a mesoscale surface anticyclone, which is also well visible on a satellite image of the sea surface temperature (see figure 8). The SCV is observed in July, when the surface layer has restratified and might be decoupled from the circulation below, or not (hard to say). As we would like to examine the impact of deep SCVs on the deepening of the mixed layer at depths, we will discuss figure 7-left starting from 700 m, which corresponds to the upper part of SCV A_1^{dw}.

The low-stratified core of anticyclonic SCVs facilitates the vertical mixing. For SCV A_1^{dw}, the deepening rate α is ∼0.25 in the SCV's core from about 1300 m to 2300 m. This indicates that for a similar buoyancy forcing, the mixed layer will deepen about four times faster in the SCV's core than in the surroundings. On the opposite, below and above its weakly stratified core, the stratification of an anticyclonic SCV is enhanced. For instance, we measure α of about 4.8 above the core (700–1200 m) and about 1.8 below it (from 2500 m to the bottom at 2700 m). The net effect of the SCV on the buoyancy content (from 700 m to the bottom) though corresponds to a reduction of ∼20%. In terms of buoyancy flux, this is equivalent to a reduction of about 0.03 $m^2\ s^{-2}$.

Note that the influence of the mesoscale surface anticyclone on the vertical mixing preconditioning seems to be much larger than that of the SCV of deep waters. The isopycnals bowling indeed locally increases the stratification (from about 200 m to 700 m) and thus results in a mixed layer deepening rate significantly larger than unity.

Depth-intensified cyclones Depth-intensified cyclones have a peculiar density structure characterized. At the depth of their velocity maximum, isopycnals are pinched (see figure 2-d). The stratification locally increases relative to the far-field (see table 2), thus creating a barrier to vertical mixing. For instance, the mixed layer deepening rate α of the cyclone C_6 is ∼3.0 between 500 m and 1000 m (see figure 7-middle). Nevertheless, below this local stratification increase, the rest of the water column is made of quite homogeneous and weakly stratified deep waters compared to the far-field. This results in favoring the deepening of the mixed layer down to the bottom ($\alpha^{-1} = 4.5$ from about 1200 m to the bottom). The overall effect of the depth-intensified cyclone C_6 is though an increase of the integrated columnar buoyancy. Due to its very particular density structure, depth-intensified cyclones are actually barriers for the deep mixing.

Surface intensified cyclone Surface-intensified cyclones are characterized by an isopycnals doming that extends up to the surface (see figure 2-e). It will therefore help the vertical mixing over the whole water column, once the seasonal thermocline has been mixed. For cyclone C_4^*, the mixed layer deepening rate is about 0.47 from 500 m depth to the bottom at 2400 m and always < 1. The mixed layer deepening would be twice faster within the eddy core than in the surroundings for a similar buoyancy loss (see figure 7-c). The overall buoyancy flux reduction due to this cyclone is significantly larger than for the anticyclonic of deep waters A_1^{dw} and reaches about 0.10 $m^2\ s^{-2}$ or the approximate buoyancy loss of a strong winter wind event.

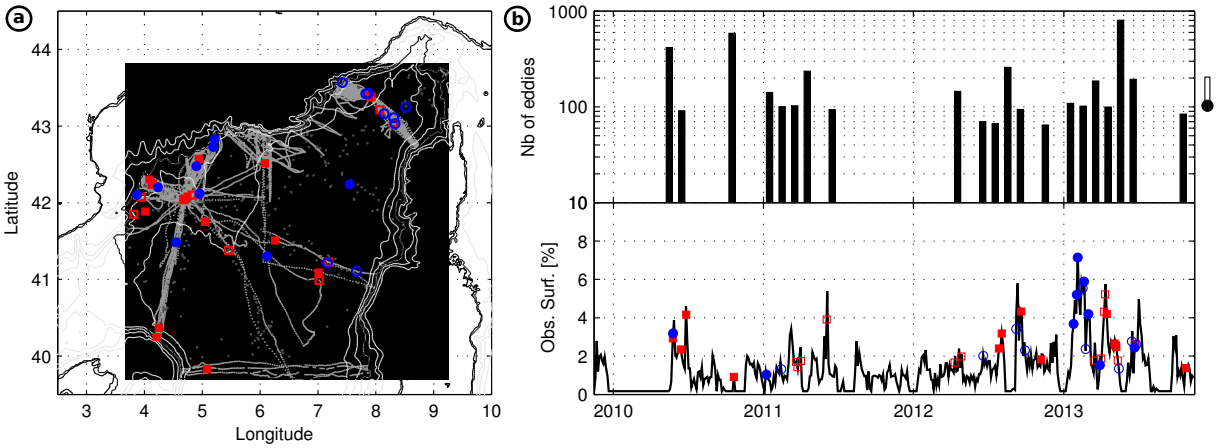


Figure 9: *(a) Map of open-ocean observations in the north-western Mediterranean Sea from Nov/2009 to Oct/2013 by R/V (in gray) and gliders (in light gray). The location where vortices have been observed is colored in blue for anticyclones and in red for cyclones. (b) The lower panel shows the surface of the basin covered by in-situ observations for the study period with colored markers corresponding to vortex observations. The upper panel represents an estimate of the number of eddies located within the basin (i.e. the number of observed eddies divided by the monthly in-situ data coverage).*

4. Discussion

4.1. Toward a concept of cyclonic SCVs

There is a strong duality between anticylonic SCVs and depth-intensified cyclones. They both have peak orbital velocities located well below the thermocline (300–1500 m). Anticyclonic SCVs are local minimum of the potential vorticity field due to a weakly stratified core and an anticyclonic vorticity. In contrast, cyclones induce a local maximum because of a local increase of the stratification and a cyclonic vorticity.

Anticyclones are known to be able to live for period order of a year or more [Armi et al., 1988; Testor and Gascard, 2003; Ronski and Budéus, 2006]. On the opposite, the literature did not mention the existence of long-lived cyclonic coherent structures to our knowledge. Although, deep cyclones have already been observed in the Mediterranean outflow region in the Atlantic [Carton et al., 2002]. For instance, Testor and Gascard [2006] were not able to observe post-convective cyclones for more than 2 months with RAFOS isobaric Lagrangian floats in the northwestern Mediterranean. In the present study, we though reveal the presence of depth-intensified cyclones until the month of November. This implies they can have a lifetime of more than 7–8 months, their formation likely resulting from the deep mixing phase in February–March, as suggested by their bottom-trapped dense core of newly formed deep waters (or waters that cascaded from the shelf in winter 2012).

Depth-intensified cyclones have been observed all over the sub-basin. For instance, one of them has been observed east of the Balearic Islands in September >200 km away from the Gulf of Lions, where it could have been formed (see figure 9). This illustrate their potential ability to travel along great distances and eventually reach the Algerian basin, as already indicated for anticyclonic ones in Testor and Gascard [2003]. These depth-intensified cyclones could thus be considered as

coherent dynamical structures. Finally, their mean of ∼6 km is of the order of the deformation radius associated with the weakly stratified deep ocean, as for anticyclonic SCVs.

When considering their similarities with anticyclonic SCVs, we will qualify them as cyclonic Submesoscale Coherent Vortices.

Spall and Price [1998] indicated a PV stretching mechanism in a dense water overflow to be responsible of the formation of mesoscale cyclonic structures in the Denmark strait presenting a similar ispycnals deformation similar as cyclonic SCVs. A similar phenomenon could be at play in the final stage of the deep convection, when the mixed layer reaches the bottom and newly formed deep waters become slightly denser than the surrounding waters. Cyclonic SCVs have a low stratified core of deep waters located near the ocean bottom. Their generation could thus be favored by bottom-reached convection and instability processes injecting dense waters below a more stratified environment. The formation processes of these structures needs to be further theoretically and numerically investigated.

4.2. Census of eddies formed by deep mixing

For the four years of the study period, we were able to detect 18 anticyclones and 25 cyclones thanks to the sampling of gliders, R/Vs and the LION mooring line. A crucial question remains to estimate the approximate number of eddies formed by the open-ocean deep convection event in Winter. Indeed, coherent vortical structures are able to transport physical, biological and chemical tracers over long distances (several hundreds of kilometers). They are thus of critical importance for ventilation of the deep layers and for the spreading of the waters that have been in interaction with the atmosphere in Winter and then decoupled from the surface. The only previous study that attempted to assess this question in the northwestern Mediterranean Sea found a proportion of about 40–50% of the newly formed deep waters volume being trapped in SCVs (both anticyclonic or cyclonic) [Testor and Gascard, 2006].

The number of observed eddies depends on many aspects: the timing of the deep mixing phase, restratification episodes and intense wind events for instance. However, one could simplify the picture by assuming it would mainly depend on the surface concerned by the deep mixing. From an eulerian point of view, *in situ* data show episodes of bottom-reached mixing with approximately the same timing in the Gulf of Lions each year during 2009–2013 (see figure 3-a). Besides, Houpert et al. [2016] reported from ocean color images a surface concerned by the deep mixing being roughly similar for the 2010–2013 period (about 10 000 to 14 000 km^2). We could then assume the four consecutive winters to have approximately formed the same volume of deep waters and thus an equivalent number of vortical structures. A difference is though the cascading event that occurred in winter 2012 and that might have provided an extra number of eddies. But as the volume of deep waters formed on the shelf represents only about 10% of the total volume of deep waters formed offshore [Durrieu de Madron et al., 2013]. One will thus neglect this singularity of the only Winter 2012 on the number of eddies formed each year. During the same period, the vertical mixing in the Ligurian Sea has been characterized by two episodes of WIW production, followed by two of Ligurian Mode Waters (see figure 3-a).

Both cyclonic and anticyclonic eddies seem to have an extended lifetime of about a year. They could thus survive from one convective year to another, being able to spread out all over an area encompassing the open-ocean region of the northwestern Mediterranean Sea where all the *in situ* observations have been carried out (see figure 9-a). We make the simplest assumption of a

homogeneous repartition of the eddies in space and time over this area. Of course, the number of eddies within this delimited area will likely increase in late winter, while they are generated. And from spring to early winter of the following year, the number of eddies would decrease, while eddies exit the region to the south, as observed by Testor and Gascard [2003], or can be dissipated. Assuming a constant number of eddy within the basin will then likely tend to an underestimation of this number right after their formation, and an overestimation of the amount of long-lived coherent structures that can survive for several months after the deep convection episode in this area, but the objective is to get orders of magnitude.

One can then statistically estimate this number of eddies present in the northwestern Mediterranean basin. We observed anticylonic/cyclonic vortices formed by deep vertical mixing to have a mean radius of 7.0 km ($= R_m$). Moreover, an estimation of the eddies advection can be done as explained in section 2.2.1. It yields a mean translation of about 5.0 cm s^{-1} ($= v_a$) in agreement with previous estimations [Testor and Gascard, 2006; Pelland et al., 2013; Bosse et al., 2015]. Therefore, at a typical time step of $\delta t \simeq 3.2$ days ($= 2R_m/v_a$), one could consider each eddy to have randomly moved to a distinct location. It seems reasonable to delimit an exclusion zone around each eddy (say one radius). Then the distance between two centers of such vortices cannot be smaller than $4R_m$. Considering all the profiles collected in time, we discriminate profiles 1) revealing eddies from 2) the others. If a profile belongs to the first category, assuming it has been carried in the center of an eddy, there would be no eddy located at a distance $<3R_m$ from the considered profile. And for any profile of category 2), it would document the absence of eddies in a disk of $\sim 1.3R_m$[1] - assuming it to be located in the center of an equilateral triangle formed by three eddies.

From these basic assumptions, an *in situ* data coverage within time slots defined by δt can be estimated. This surface after being normalized by the basin surface corresponds to a mean percentage of the basin coverage by *in situ* observations. This number appears in the lower panel of figure 9-b. The mean *in situ* data coverage is then averaged for every month of the study period. Given this ratio and the number of observed eddies, we then deduce an estimation of the number of eddies located in the whole basin for each month (see upper panel of figure 9-b).

From all these monthly estimates, we end up with a median number of 100 eddies located over the whole basin (25^{th} and 75^{th} percentiles are respectively 90 and 200 eddies). . As mentioned before, the Gulf of Lions is the preferential site for the deep waters formation, which generates surface-, depth-intensified cyclones and depth-intensified anticyclones of deep waters. On the other hand, the Ligurian Sea turns out, at least for our study period, to be more favorable to the production of WIW and other saltier and warmer Ligurian Mode Waters, and thus to the production of anticyclonic SCVs carrying these water masses. The proportion of anticyclonic/cyclonic eddies being about 50/50, we can thus deduce that an approximate number of 50 cyclones (with about half of them being depth-intensified cyclonic SCVs and the other half surface-intensified convected cones) and 50 anticyclones (with about 25 of newly formed deep waters formed in the Gulf of Lions and 25 of WIW or Ligurian Mode Waters formed in the eastern part of the basin) to be formed in a typical year of bottom-reached convection in the Gulf of Lions and intermediate mixing in the Ligurian Sea.

4.3. Impact on the spreading of nWMDW: anticyclones vs cyclones

Considering a mean height of the deep waters vortices of 1000 m, a mean radius of 7 km, as well as a number of 75 eddies transporting newly formed deep waters (excluding here WIW and Ligurian

[1] $= 2/3 \times 2\sqrt{3}R_m - R_m$

Mode Waters SCVs), it yields a volume of about 1.6 10^{13} m^3. The deep water formation volume is hard to be directly estimated from *in situ* observations. Durrieu de Madron et al. [2013] estimated a production rate of 1 Sv ($\equiv 10^6$ m ^{3} s^{-1}) for the winter 2012 from ocean color images. Those images, as previously stated, show that the four deep convection events look quite similar in term of convected surface. One can then reasonably take this estimate as an average production rate of deep waters for the whole study period. The volume of newly formed deep waters being possibly trapped into anticyclonic or cyclonic eddies is then around 40% of the total volume. This number is in very good agreement with the 40–50% estimated by Testor and Gascard [2006].

Numerical studies already pointed out the role of cyclones in the export of newly formed deep waters in the northwestern Mediterranean [Herrmann et al., 2008; Beuvier et al., 2012]. [Herrmann et al., 2008] found that about one third of the deep waters is exported southward by such cyclonic structures, in agreement with our estimates from *in situ* measurements. Those cyclones look similar to our surface-intensified cyclones, but are though still too large in these simulations compared our observations. This is probably because of a too coarse horizontal resolution of the model: 10 km in Herrmann et al. [2008] and 6–8 km in Beuvier et al. [2012]. Up to now, anticyclonic SCVs still remain unresolved in such regional realistic configurations.

We found a larger proportion of cyclones compared to anticyclones in the observations. This could suggest a greater importance of cyclones (surface- and depth-intensified cyclones) for the export of the newly formed deep waters out of the deep convection zone. The relative role of cyclones versus anticyclones might be dependent on the maximum depth reached by the wintertime mixing. If cyclones of newly formed deep waters actually result from bottom-reached convection. This specificity of the northwestern Mediterranean Sea could explain their relative abundance compared to other open-ocean convective sites such as the Labrador Sea or the Irminger Sea [De Jong et al., 2012]. In such places, cyclonic eddies have not been mentioned so far to be important for the spreading of the convected waters contrary to anticyclonic SCVs [Gascard et al., 2002], but deep convection never appears to reach the bottom.

4.4. Cascading Eddies

Dense waters overflow off continental shelves (cascading) is one of the contributing processes of shelf-deep ocean exchange (see Ivanov et al. [2004]; Durrieu de Madron et al. [2005] for a review of this phenomenon). They are formed by cooling and evaporation (or by freezing and salinization) on a shallow shelf and can then spill over the shelf edge taking the form of a near-bottom gravity current or resulting into an offshore intermediate-depth intrusion.

In the Gulf of Lions, this phenomenon occurred twice in the last decade and seemed to have a great impact on the turbidity of bottom layers of the the open-ocean part of the basin Puig et al. [2013]. On the shelf break of the Gulf of Lions, Durrieu de Madron et al. [2013] reported in winter 2012 very intense horizontal currents (up to 1 m s^{-1}) transporting cold and fresh waters meeasured by moored currentmeters located within submarine canyons. The signature of this dense water mass was then identifiable in summer near the bottom of the open-ocean part of the northwestern Mediterranean Sea indicating a quick spreading of this water mass toward the basin interior. In order to map its thickness, Durrieu de Madron et al. [2013] used the basin-scale network of CTD casts collected during the MOOSE-GE cruise that was carried out in July 2012. They interestingly mentioned the presence of two particular stations presenting an anomalous bottom water thickness extending to about 1000 m above the sea-floor being likely associated with eddies. Considering the

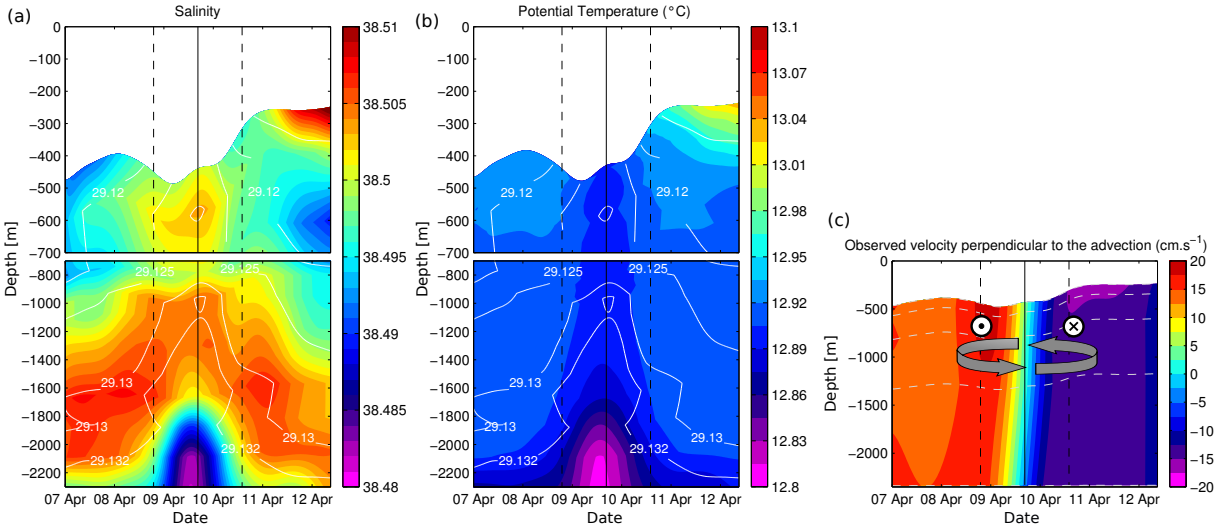


Figure 10: *Cyclonic eddy C_6^* passing by the LION mooring line in April 2012: (a) Salinity, (b) potential temperature recorded by the Seabird microcats with potential density contours in white. (c) Velocity perpendicular to the mean advection recorded by the five currentmeters. Note that due to the strong barotropic currents of the eddy (> 15 cm s^{-1} near the bottom) the top of the mooring line has been lowered about 200 m below its normal depth at 250 m.*

isopycnals deformation with the far-field of associated with these two CTD stations, we were able to associate them with two depth-intensified cyclonic eddies (C_5 and C_6 in the table 2). In addition, a remarkable dense anomaly embedded in a cyclonic rotation passes through the LION mooring line in April 2012 (see figure 10 and eddy C_6^* in table 2). The very cold ($\theta \sim 12.82°C$) and fresh ($S \sim 38.47$) combined with important cyclonic velocities (15-20 cm s^{-1}) are striking evidences that cascading events can generate intense cyclonic eddies.

A recent numerical study also pointed out the occurrence of cyclonic structures in shelf cascading East of Greenland [Magaldi and Haine, 2014]. This result could be important for other regions where cascading has been shown to occur Ivanov et al. [2004]; Durrieu de Madron et al. [2005].

Speculating from our sparse observations, one can identify one unambiguous eddy of cascading waters observed over a total of 6 cyclones in 2012 (see table 2). For a total production of 50 cyclones, it thus would lead to a number of about 8 eddies of cascading waters. Durrieu de Madron et al. [2013] estimated the production of dense shelf waters being on order of magnitude smaller than the deep waters produced in the open-ocean (i.e. about 0.1 Sv). Assuming cascading cyclones are characterized by a ∼500 m layer thick of cascading waters (as for C_6^*,see figure 10), it yields a proportion of 35% of the 0.1 Sv being trapped into those cyclonic vortices. Indeed, given the relatively small amount of dense waters produced on the shelf, the relative importance of vortices in the transport of the cascading waters might be even more important. We show here that the presence of one single eddy can already represent almost 5% of the total volume of Shelf Cascading Dense Waters.

These eddies might finally have a great impact in the sediment distribution, as cascading has been found to be responsible for the presence of anomalously turbid waters near the seabed Puig et al. [2013]. This will be further investigated by analysing complementary biogeochemical data

collected during the MOOSE-GE cruises.

5. Conclusion

We examined the vertical structure of those vortical structures from *in situ* observations collected by R/V, a mooring and gliders during the 2009–2013 period. The gliders sample these small-scale eddies (radius 5-8 km) with a sufficiently high-resolution to estimate their main dynamical characteristics [Bosse et al., 2015].

We observed 18 anticyclonic SCVs in total associated with the main water masses formed by deep mixing in the Gulf of Lions (WMDW) and intermediate mixing in the Ligurian Sea (WIW of Ligurian Mode Waters). They have a mean radius of 5-8 km and depth-intensified orbital velocities of about 15-20 cm s^{-1}. Concerning cyclonic structures, they are all characterized by a dense anomaly in the deep layers, but we found two main category when considering their velocity structure: surface- and depth-intensified cyclones. The first category refers to eddies similar to mesoscale surface cyclones, but with a smaller radius of $\sim$8 km and orbital velocities of 15 cm s^{-1}. The second category refers to smaller deep cyclones characterized a mean radius of $\sim$6 km and an isopycnals pinching at their velocity maximum (10 cm s^{-1}). Both category of cyclones has frequently observed with respectively 14 and 11 specimens. All these structures have a high Rossby number of $\pm$(0.3-0.6) that testifies of their non-linear dynamics. They are thus more energetic than the general circulation found at great depths and are coherent structures that can survive for months (of years, Testor and Gascard [2003]) as we observed them in each season and over the whole sub-basin.

Strong bottom-reached events occurred each year of the study period and formed waters denser than surrounding deep waters [Houpert et al., 2016]. The maximal depth reached by the deep convection should have an impact on the predominence of cyclonic versus anticyclonic structures that result from the winter mixing. Cyclones might be favored when the mixing reached the bottom. We also observed cyclones transporting waters from the shelf after a cascading event in 2012 [Durrieu de Madron et al., 2013], that could easily transport a large amount of its overall volume and have an impact on the sediment transport.

6. Acknowledgments

The hydrographical data were collected and made freely available by the Coriolis project and programmes that contribute to it (http://www.coriolis.eu.org). We would like to acknowledge the technical staff of the DT-INSU for logistic and technical support for the gliders deployments. Captains, crew members of R/V *Le Tethys II* (INSU), *L'Atalante* (Ifremer) and *Le Suroit* (Ifremer), as well as scientists who participated to the MOOSE-GE, Cascade, DEWEX, and DOWEX different cruises are also warmly thanked. Support was provided by the french MISTRALS program (HyMeX and MERMeX components) and MOOSE project (AllEnvi-INSU long-term observatory), and the FP7 EU projects GROOM (Grant Agreement No. 284321), PERSEUS (Grant Agreement No. 287600) and JERICO (Grant Agreement No. 262584) as well as the EGO-COST Action ES0904. A. Bosse was funded by a french government scholarship.

References

Armi, L., Hebert, D., Oakey, N., Price, J. F., Richardson, P. L., Rossby, T., and Ruddick, B. (1988). The history and decay of a Mediterranean salt lens. *Nature*, 333:649–651.

Beuvier, J., Béranger, K., Lebeaupin Brossier, C., Somot, S., Sevault, F., Drillet, Y., Bourdallé-Badie, R., Ferry, N., and Lyard, F. (2012). Spreading of the Western Mediterranean Deep Water after winter 2005: Time scales and deep cyclone transport. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117:1–70.

Bosse, A., Testor, P., Mortier, L., Prieur, L., Taillandier, V., D'Ortenzio, F., and Coppola, L. (2015). Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, pages n/a—-n/a.

Bower, A. S., Hendry, R. M., Amrhein, D. E., and Lilly, J. M. (2013). Direct observations of formation and propagation of subpolar eddies into the subtropical North Atlantic. *Deep Sea Res. II*, 85(July):15–41.

Budéus, G., Cisewski, B., Ronski, S., Dietrich, D., and Weitere, M. (2004). Structure and effects of a long lived vortex in the Greenland Sea. *Geophysical Research Letters*, 31:1–5.

Canals, M., Puig, P., de Madron, X. D., Heussner, S., Palanques, A., and Fabres, J. (2006). Flushing submarine canyons. *Nature*, 444(7117):354–357.

Carpenter, J. R. and Timmermans, M.-L. (2012). Deep mesoscale eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 39(October):1–6.

Carton, X., Chérubin, L., Paillet, J., Morel, Y., Serpette, A., and Le Cann, B. (2002). Meddy coupling with a deep cyclone in the Gulf of Cadiz. *Journal of Marine Systems*, 32(1-3):13–42.

D'Asaro, E. A. (1988). Observations of small eddies in the Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 93(C6):6669–6684.

De Jong, M. F., Van Aken, H. M., Vå ge, K., and Pickart, R. S. (2012). Convective mixing in the central Irminger Sea: 2002-2010. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 63:36–51.

Durrieu De Madron, X., Guieu, C., Sempéré, R., Conan, P., Cossa, D., D'Ortenzio, F., Estournel, C., Gazeau, F., Rabouille, C., Stemmann, L., Bonnet, S., Diaz, F., Koubbi, P., Radakovitch, O., Babin, M., Baklouti, M., Bancon-Montigny, C., Belviso, S., Bensoussan, N., Bonsang, B., Bouloubassi, I., Brunet, C., Cadiou, J.-F., Carlotti, F., Chami, M., Charmasson, S., Charrière, B., Dachs, J., Doxaran, D., Dutay, J.-C., Elbaz-Poulichet, F., Eléaume, M., Eyrolles, F., Fernandez, C., Fowler, S., Francour, P., Gaertner, J. C., Galzin, R., Gasparini, S., Ghiglione, J.-F., Gonzalez, J. L., Goyet, C., Guidi, L., Guizien, K., Heimbürger, L. E., Jacquet, S. H. M., Jeffrey, W. H., Joux, F., Le Hir, P., Leblanc, K., Lefèvre, D., Lejeusne, C., Lemé, R., Loÿe-Pilot, M. D., Mallet, M., Méjanelle, L., Mélin, F., Mellon, C., Mérigot, B., Merle, P. L., Migon, C., Miller, W. L., Mortier, L., Mostajir, B., Mousseau, L., Moutin, T., Para, J., Pérez, T., Petrenko, A. A., Poggiale, J. C., Prieur, L., Pujol, M. I., Pulido-Villena, Raimbault, P., Rees, A. P., Ridame, C., Rontani,

J. F., Ruiz Pino, D., Sicre, M. A., Taillandier, V., Tamburini, C., Tanaka, T., Taupier-Letage, I., Tedetti, M., Testor, P., Thébault, H., Thouvenin, B., Touratier, F., Tronczynski, J., Ulses, C., Van Wambeke, F., Vantrepotte, V., Vaz, S., and Verney, R. (2011). Marine ecosystems' responses to climatic and anthropogenic forcings in the Mediterranean. *Progress in Oceanography*, 91(2):97–166.

Durrieu de Madron, X., Houpert, L., Puig, P., Sanchez-Vidal, A., Testor, P., Bosse, A., Estournel, C., Somot, S., Bourrin, F., Bouin, M. N., Beauverger, M., Beguery, L., Calafat, A., Canals, M., Cassou, C., Coppola, L., Dausse, D., D'Ortenzio, F., Font, J., Heussner, S., Kunesch, S., Lefevre, D., Le Goff, H., Martín, J., Mortier, L., Palanques, A., and Raimbault, P. (2013). Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012. *Geophysical Research Letters*, 40(7):1379–1385.

Durrieu de Madron, X., Zervakis, V., Theocharis, a., and Georgopoulos, D. (2005). Comments on âĂIJCascades of dense water around the world oceanâĂİ. *Progress in Oceanography*, 64(1):83–90.

Elliott, B. A. and Sanford, T. B. (1986). The Subthermocline Lens D1. Part II: Kinematics and Dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, 16(3):549–561.

Ertel, H. (1942). Ein neuer hydrodynamischer wirbelsatz. *Meteorol. Z.*, 59:277–281.

Garau, B., Ruiz, S., Zhang, W. G., Pascual, A., Heslop, E. E., Kerfoot, J., and Tintoré, J. (2011). Thermal Lag Correction on Slocum CTD Glider Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 28(9):1065–1071.

Gascard, J.-C. (1978). Mediterranean deep water formation baroclinic instability and oceanic eddies. *Oceanologica Acta*, 1(3):315–330.

Gascard, J.-c., Watson, A. J., Messias, M.-J., Olsson, K. A., Johannessen, T., and Simonsen, K. (2002). Long-lived vortices as a mode of deep ventilation in the Greenland Sea. *Nature*, 416:525–527.

Gasparini, G., Zodiatis, G., Astraldi, M., Galli, C., and Sparnocchia, S. (1999). Winter intermediate water lenses in the Ligurian Sea. *Journal of Marine Systems*, 20(1-4):319–332.

Gourdeau, L., Kessler, W. S., Davis, R. E., Sherman, J. T., Maes, C., and Kestenare, E. (2008). Zonal Jets Entering the Coral Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 38(Tsuchiya 1981):715–725.

Herrmann, M. J., Somot, S., Sevault, F., Estournel, C., and Déqué, M. (2008). Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model: Case study of winter 1986-1987. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C4):1–25.

Hoskins, B. J. (1974). The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100 (425):480–482.

Houpert, L. (2013). *Contribution to the Study of Transfer Processes from the Surface to the Deep Ocean in the Mediterranean Sea using in situ Measurements*. PhD thesis, Université de Perpignan.

Houpert, L., Durrieu de Madron, X., Testor, P., Bosse, A., Bouin, M.-N., Dausse, D., Le Goff, H., Kunesch, S., Labaste, M., Coppola, L., D'Ortenzio, F., Mortier, L., and Raimbault, P. (2016).

Observation of open-ocean deep convection in the northwestern mediterranean sea : Seasonal and interannual variability of mixing and deep water masses for the 2007-2013 period. *in preparation for Journal of Geophysical Research: Oceans*.

Høydalsvik, F., Mauritzen, C., Orvik, K. A., LaCasce, J. H., Lee, C. M., and Gobat, J. (2013). Transport estimates of the Western Branch of the Norwegian Atlantic Current from glider surveys. *Deep-Sea Research Part I*, 79(0):86–95.

Ivanov, V. V., Shapiro, G. I., Huthnance, J. M., Aleynik, D. L., and Golovin, P. N. (2004). Cascades of dense water around the world ocean. *Progress in Oceanography*, 60(1):47–98.

Jones, H. and Marshall, J. (1997). Restratification after Deep Convection. *Journal of Physical Oceanography*, 27:2276–2287.

Juza, M., Renault, L., Ruiz, S., and Tintoré, J. (2013). Origin and pathways of Winter Intermediate Water in the Northwestern Mediterranean Sea using. *J. Geophys. Res.*

Killworth, P. D. (1983). Deep convection in the world ocean. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 21(1):1–26.

Legg, S. and Marshall, J. C. (1993). A Heton Model of the Spreading Phase of Open-Ocean Deep Convection. *Journal of Physical Oceanography*.

Legg, S., McWilliams, J., and Gao, J. (1998). Localization of Deep Ocean Convection by a Mesoscale Eddy. *Journal of Physical Oceanography*, 28:944–970.

Lherminier, P., Gascard, J.-C., and Quadfasel, D. (1999). The Greenland Sea in Water 1993 and 1994: preconditioning for deep convection. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 46(6âĂŞ7):1199–1235.

Lilly, J. M. and Rhines, P. B. (2002). Coherent Eddies in the Labrador Sea Observed from a Mooring. *Journal of Physical Oceanography*, 32(2):585–598.

Magaldi, M. G. and Haine, T. W. N. (2014). Hydrostatic and non-hydrostatic simulations of the East Greenland Spill Jet. *Deep-Sea Research Part I*, 14:13372.

Marshall, J. and Schott, F. (1999). Open-ocean convection: Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, 37(1):1–64.

Maxworthy, T. and Narimousa, S. (1994). Unsteady, turbulent convection into a homogeneous, rotating fluid,with oceanographic applications. *Journal of Physical Oceanography*, 24(5):865–887.

McWilliams, J. C. (1985). Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, 23(2):165.

McWilliams, J. C. (1988). Vortex Generation Through Balanced Adjustment. *Journal of Physical Oceanography*, 18:1178–1192.

MEDOC-Group, T. (1970). Observation of Formation of Deep Water in the Mediterranean Sea, 1969. *Nature*, 225:1037–1040.

Millot, C. (1999). Circulation in the Western Mediterranean Sea. *J. Mar. Syst.*, 20(1-4):423–442.

Pelland, N. A., Eriksen, C. C., and Lee, C. M. (2013). Subthermocline Eddies over the Washington Continental Slope as Observed by Seagliders, 2003-09. *Journal of Physical Oceanography*, 43(10):2025–2053.

Pietri, A., Testor, P., Echevin, V., Chaigneau, A., Mortier, L., Eldin, G., and Grados, C. (2013). Finescale Vertical Structure of the Upwelling System off Southern Peru as Observed from Glider Data. *Journal of Physical Oceanography*, 43(3):631–646.

Puig, P., Madron, X. D. D., Salat, J., Schroeder, K., Martín, J., Karageorgis, A. P., Palanques, A., Roullier, F., Lopez-Jurado, J. L., Emelianov, M., Moutin, T., and Houpert, L. (2013). Thick bottom nepheloid layers in the western Mediterranean generated by deep dense shelf water cascading. *Progress in Oceanography*, 111:1–23.

Ronski, S. and Budéus, G. (2006). Vertical structure reveals eddy lifetime in the Greenland Sea. *Geophysical Research Letters*, 33.

Send, U., Font, J., and Mertens, C. (1996). Recent observation indicates convection's role in deep water circulation. *Eos*, 77(7):61–65.

Send, U. and Marshall, J. C. (1995). Integral effects of deep convection. *Journal of physical oceanography*.

Spall, M. A. and Price, J. F. (1998). Mesoscale Variability in Denmark Strait: The PV Outflow Hypothesis*. 28(1969):1598–1623.

Testor, P. and Gascard, J.-C. (2003). Large-Scale Spreading of Deep Waters in the Western Mediterranean Sea by Submesoscale Coherent Eddies. *Journal of Physical Oceanography*, 33:75–87.

Testor, P. and Gascard, J.-C. C. (2006). Post-convection spreading phase in the Northwestern Mediterranean Sea. *Deep Sea Research Part I*, 53(5):869–893.

Testor, P., Meyers, G., Pattiaratchi, C., Bachmayer, R., Haye, D., Pouliquen, S., Petit de la Villeon, L., Carval, T., Ganachaud, A., Gourdeau, L., Mortier, L., Claustre, H., Taillandier, V., Lherminier, P., Terre, T., Visbeck, M., Karstensen, J., Krahmann, G., Alvarez, A., Rixen, M., Poulain, P.-m., Osterhus, S., Tintore, J., Ruiz, S., Garau, B., Smeed, D., Griffiths, G., Merckelbach, L., Sherwin, T., Schmid, C., Barth, J. A., Schofield, O., Glenn, S., Kohut, J., Perry, M. J., Eriksen, C. C., Send, U., Davis, R. E., Rudnick, D., Sherman, J., Jones, C., Webb, D., Lee, C., Owensand, B., Hayes, D., and Owens, B. (2010). Gliders as a component of future observing systems. *Proceedings of OceanObs'09: Sustained Ocean Observations and Information for Society (Vol. 2), Venice, Italy, 21-25 September 2009, J. Hall, D.E. Harrison & D. Stammer Eds.*, (1).

Timmermans, M.-L., Toole, J., Krishfield, R., and Winsor, P. (2008). Ice-Tethered Profiler observations of the double-diffusive staircase in the Canada Basin thermocline. *Journal of Geophysical Research*, 113.

Vargas-Yáñez, M., Zunino, P., Schroeder, K., Lopez-Jurado, J. L., Plaza, F., Serra, M., Castro, C. G., García-Martínez, M. C., Moya, F., and Salat, J. (2012). Extreme Western Intermediate Water formation in winter 2010. *Journal of Marine Systems*, 105-108:52–59.

Anthony BOSSE **09/12/2015**

Sujet : Circulation générale et couplage physique-biogéochimie à (sous-)mésoéchelle en Méditerranée Nord-occidentale à partir de données in situ

Résumé : L'étude de la circulation générale de la Méditerranée Nord-occidentale et du couplage entre la dynamique océanique et les cycles biogéochimiques sont abordés dans ce travail de thèse. De très nombreuses données *in situ* ont été collectées durant la dernière décennie dans cette région grâce notamment à des plateformes d'observation autonomes (gliders, mouillages et flotteurs Argo). Les différentes phases de la convection profonde (préconditonnement, mélange vertical, restratification) dominant la variabilité saisonnière de l'océan peuvent ainsi être étudiées en détail. La circulation générale et les variations hydrographiques des masses d'eau du bassin sont décrites aux échelles saisonnière et interannuelle. Cela offre un contexte pour l'étude de la dynamique verticale de sousmésoéchelle dans les zones frontales et au sein de la zone de mélange. Les tourbillons cohérents responsables de l'étalement des eaux profondes et intermédiaires à l'échelle du bassin sont enfin caractérisés. L'impact de ces différents processus sur les cycles biogéochimiques est également analysé.

Mots clés : convection profonde, fronts, tourbillons, dynamique à sousmésoéchelle, vitesses verticales, cycles biogéochimiques

Subject : General circulation and physical-biogeochemical coupling at (sub-)mesoscale in the northwestern Mediterranean Sea from in situ data

Abstract : In this thesis, we study the general circulation of the northwestern Mediterranean Sea and the impact of the ocean dynamics on the biogeochemical cycles. In the last decade, lots of in situ observations have collected in this region thanks to the emergence of autonomous platforms (Argo profiling floats and gliders). The different phases of the deep convection (preconditionning, vertical mixing, restratifiaction) driving the oceanic seasonal variability are thoroughly studied. The general circulation and the water mass variability of the basin are examined at interannual and seasonal scales. The vertical dynamics of frontal zones and within the mixed patch are analyzed. The basin-scale spreading of deep and intermediate waters by coherent vortices is eventualy characterized. The impacts of these processes on the biogeochemical cycles are also investigated.

Keywords : deep convection, fronts, eddies, submesoscale dynamics, vertical velocities, biogeochemical cycles