

THESE DE DOCTORAT
de l'Université du Sud Toulon-Var

Présentée par

Gaël ANDRE

Spécialité : Océanographie Physique

Echanges côte-large à moyenne échelle
au niveau de la pente continentale
du Golfe du Lion
– Processus et Modélisation –

Soutenue le
23 Octobre 2007

devant le jury composé de :

M Jean-Marie Beckers	GHER, Liège	Rapporteur
Mme Claude Estournel	POC, Toulouse	Rapporteur
M Philippe Forget	LSEET, Toulon	Examineur
M Philippe Fraunié	LSEET, Toulon	Directeur de thèse
M Pierre Garreau	IFREMER, Brest	Directeur de thèse
M Gian Pietro Gasparini	ISMAR, La Spezia	Président
M Pierrick Penven	IRD, Brest	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Sondages Electromagnétiques
et de l'Environnement Terrestre à Toulon
et au département DYNECO/PHYSED de l'IFREMER à Brest

Remerciements

Je remercie tout d'abord mes directeurs de thèse : Pierre Garreau, Philippe Fraunié et Didier Sauzade. Merci à Pierre pour son soutien et ses conseils avisés, qui m'ont permis de mener à bien ces quatre années de thèse. Merci à Philippe pour ses suggestions lors de la rédaction des articles et à Didier pour son aide dans les relations avec le partenaire socio-économique de ma thèse (Agence de l'eau Rhône Méditerranée Corse) et la région Provence Alpe Côte d'Azur.

Je tiens à remercier les membres du jury : Jean-Marie Beckers, Claude Estournel, Philippe Forget, Gian Pietro Gasparini et Pierrick Penven pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et leurs remarques pertinentes.

Je souhaite également remercier la région PACA et l'IFREMER pour leur soutien financier et l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique pour m'avoir permis de mener mon étude numérique dans un environnement performant.

Merci pour leur accueil à toutes les personnes que j'ai croisées au cours de ma thèse, au département DYNECO/PHYSED de l'IFREMER à Brest et au Laboratoire de Sondages Electromagnétiques et de l'Environnement Terrestre (LSEET) à Toulon. En particulier, un grand merci à Pascal Lazure et à Franck Dumas, votre aide et vos connaissances m'ont été précieuses pour comprendre et déboguer le modèle MARS. Merci aux informaticiens : Jeff, Mickaël, Julien et Gilles pour leur disponibilité et leurs compétences, et un grand merci aux secrétaires : Pascale et Fabienne pour leur efficacité.

Je souhaite également montrer toute ma reconnaissance à Philippe Forget et à Valérie Garnier pour leur aide et leurs remarques toujours pertinentes lors de la rédaction des articles. J'ai, grâce à vous, beaucoup appris.

Merci à Amandine, Clothilde, Déborah et David pour votre bonne humeur et votre accueil lors de mes innombrables séjours à Toulon.

Je remercie Anne-Perrine pour son soutien et son aide pendant ces quatre années. Merci à ma famille . . .

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Description de la zone	9
1.1.1	La Mer Méditerranée Occidentale et le Bassin Nord	9
1.1.2	Le Golfe du Lion	10
1.1.3	La circulation du Golfe du Lion	13
1.1.4	Influence du Courant Nord	16
1.2	Objet de la thèse	18
2	Le modèle numérique MARS-3D	21
2.1	Présentation du modèle	22
2.2	Equations	22
2.2.1	Les équations du mouvement	23
2.2.2	Les équations de conservation	24
2.3	Schéma de fermeture turbulente	24
2.4	Paramétrisation de la dissipation horizontale	25
2.5	La méthode numérique	25
2.5.1	Représentation en coordonnées sigma	25
2.5.2	Principe de la résolution numérique	27
2.6	Conditions aux limites	30
2.6.1	Au fond	30
2.6.2	En surface	31
2.6.3	Flux en surface	32
2.6.4	Aux frontières latérales	36
2.6.5	Prise en compte des fleuves et du bilan évaporation-précipitation	37
2.7	Age de l'eau	37
2.8	Configuration des simulations réalistes	38
2.8.1	Etat initial et conditions aux limites ouvertes	39
2.8.2	Les forçages atmosphériques	40
2.8.3	Bathymétrie	41
2.9	Etudes de sensibilité	42
2.9.1	Paramétrisation du coefficient de frottement	42
2.9.2	Coefficient de Smagorinsky	43
3	Modélisation tridimensionnelle	45
3.1	Introduction	46
3.2	Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle	46
3.2.1	Comparaison à la climatologie MEDATLAS	50

3.2.2	Comparaison aux mesures satellites	52
3.3	Circulation dans le Golfe du Lion	55
3.3.1	Description des processus	55
3.3.2	Comparaison aux images SeaWiFs de Chlorophylle	61
3.4	Conclusion	71
4	La campagne ECOLOPHY	73
4.1	Introduction	74
4.2	Présentation de la campagne	75
4.3	Résultats	77
4.3.1	Profils hydrologiques	77
4.3.2	ADCP de coque	82
4.3.3	Trajectoires des surdrifts	82
4.3.4	Mouillages ADCP	92
4.4	Modélisation de la campagne	97
4.4.1	Caractéristiques hydrologiques	97
4.4.2	Courants modélisés	98
4.4.3	Comparaison des vitesses le long des trajectoires Lagrangiennes	102
4.4.4	Simulation des trajectoires Lagrangiennes	104
4.5	Conclusion	107
5	Variabilité méso-échelle du Courant Nord	109
5.1	Introduction	110
5.1.1	Origines de la variabilité méso-échelle	111
5.2	Variabilité méso-échelle	112
5.2.1	Analyse spectrale	115
5.2.2	Evolution temporelle	117
5.3	Analyse des tourbillons du CN	120
5.3.1	Vorticité potentielle d'Ertel	121
5.3.2	Transferts d'énergie	123
5.4	Tests de sensibilité	125
5.4.1	Annulation de la tension de vent	125
5.4.2	Bathymétrie lissée	125
5.4.3	Synthèse	126
5.5	Discussion et conclusion	127
6	Synthèse et conclusion générale de la thèse	131
6.1	Modélisation numérique	132
6.2	Processus physiques	133
6.3	Quantification des échanges côte-large	133
6.4	Perspectives	135
6.4.1	Analyse des processus	135
6.4.2	Modélisation	135
	Bibliographie	137
	Annexes	142

A	Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions	143
B	Images SeaWiFs de Chlorophylle sur l'année 2001	159
B.1	Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface	159
B.2	Comparaison quantitative de la chlorophylle avec la SSS modélisé	170
B.3	Comparaison qualitative avec l'âge de l'eau modélisé	176
B.4	Comparaison quantitative avec l'âge de l'eau modélisé en surface	183
C	Spectres d'énergies cinétique et ellipses de variance	191
C.1	Spectres des séries non filtrées	192
C.2	Séries filtrées à 40 heures	195
C.2.1	Spectres d'énergie cinétique	195
C.2.2	Ellipses de variances	197

Résumé

La dynamique des échanges de masses d'eau entre le plateau du Golfe du Lion et le large est soumise à une grande variété de processus physiques agissant à différentes échelles spatio-temporelles sur la circulation. Ce travail de thèse basé sur la modélisation réaliste de deux années distinctes apporte une contribution à une meilleure connaissance de la circulation et des processus hydrodynamiques en mer Méditerranée Nord-Occidentale et dans le Golfe du Lion.

Dans un premier temps, la modélisation de l'année 2001 réalisée sur le bassin Nord-Ouest Méditerranéen a été confrontée à des mesures satellites de température de surface de la mer (SST) et à la climatologie MEDATLAS. Ces comparaisons ont montré un bon accord en termes de structure et de variabilité saisonnière de la circulation à grande échelle. A plus petite échelle, plusieurs processus agissant sur le plateau et au niveau de la pente continentale du Golfe du Lion ont été étudiés en comparant les résultats du modèle aux mesures satellites de SST et de Chlorophylle.

Dans un deuxième temps, une configuration améliorée a été utilisée en complément des mesures récoltées durant la campagne ECOLOPHY (Juin et décembre 2005) pour étudier la variabilité méso-échelle engendrée sur le front côtier du Courant Nord (CN). Les mesures des mouillages ADCP, d'une durée d'un an, ont montré une intensification de l'activité méso-échelle en hiver due aux changements de la structure du courant et à l'effet du vent local. Les fluctuations de courant, mises en évidence par la formation de méandres et de tourbillons, ont été attribuées à des instabilités baroclines et barotropes. Enfin, nous avons montré, à l'aide de tests de sensibilité, l'influence du forçage de vent et de la bathymétrie sur la génération de ces instabilités.

Abstract

Dynamics of water mass exchanges between the Gulf of Lions (GoL) and the open sea are driven by several physical processes, which influence circulation at several spatio-temporal scales. This study, based on a realistic modelling during two years, aims to bring a better knowledge of circulation and hydrodynamics processes occurring in the NW Mediterranean Sea and in the GoL.

Firstly, the NW Mediterranean Basin circulation modelled during the year 2001 is compared with Sea Surface Temperature (SST) satellite measurements (AVHRR) and with the MEDATLAS climatology. These comparisons show a good agreement concerning surface patterns and seasonal variability of the large scale circulation. At lower scale, several processes influence circulation over the shelf and the GoL's continental slope. These processes are studied by comparing model results to SST and chlorophyll satellite measurements.

Secondly, an improved modelling configuration had been used with in-situ measurements collected during the ECOLOPHY experiment (June - December 2005) to investigate the mesoscale variability generated on the onshore Northern Current (NC) front. The one-year time series of ADCP current measurements revealed that mesoscale activity strengthens during winter due to seasonal variability of the NC and to local wind effect. Current fluctuations evidenced by meanders and eddies, are attributed to baroclinic and barotropic instability processes. Finally, modelling test cases show that wind forcing and bathymetry influence the generation of these instabilities.

Chapitre 1

Introduction

Le pourtour de la mer Méditerranée est une zone à forte densité de population et largement industrialisée, en raison de son histoire et de sa situation géographique. Les activités humaines et l'urbanisation croissante créent une augmentation des apports anthropiques vers le milieu marin. Les fleuves, et en particulier le Rhône, constituent un vecteur important de contaminants issus de l'industrie sidérurgique et nucléaire implantées le long de sa vallée. Le Rhône, qui est désormais le fleuve le plus important de la mer Méditerranée, se déverse au niveau du Golfe du Lion (GoL) situé dans la partie Nord-Ouest du bassin Méditerranéen Occidental (Fig. 1.1). De par sa dynamique côtière rendue complexe en raison d'une marée très faible (environ 40 cm), des forts vents et de sa morphologie (large plateau continental suivi d'une pente continentale forte intersectée par de nombreux canyons), le GoL se présente comme un lieu privilégié permettant d'étudier les processus d'échange entre la zone côtière et l'océan profond dont la connaissance est indispensable pour comprendre le devenir des contaminants en mer.

La dynamique des échanges de masses d'eau entre le plateau et le large est soumise à une grande variété de processus physiques agissant à différentes échelles spatio-temporelles sur la circulation dans le Golfe du Lion. Les mesures in-situ, souvent coûteuses et difficiles à mettre en place, ne donnent qu'une vision parcellaire de la circulation. En effet, les techniques d'observation prises individuellement ne peuvent pas rendre compte simultanément de la variabilité spatiale et temporelle des processus et un large dispositif expérimental doit alors être déployé. De nombreux progrès ont été réalisés durant ces vingt dernières années par la communauté océanographique dans le domaine de la modélisation hydrodynamique côtière. Cet outil, bien qu'encore imparfait en raison de toutes les paramétrisations nécessaires et de la résolution des processus modélisés, permet de simuler de façon réaliste la circulation et d'étudier individuellement chaque processus. Plusieurs types de modèles ont déjà été utilisés pour simuler la circulation de la totalité de la mer Méditerranée. Des simulations régionales du Golfe du Lion ont été réalisées ces dernières années (Estournel *et al.* (2003); Petrenko *et al.* (2005)) à une résolution horizontale d'environ 3 km et en appliquant un champ constant comme conditions aux limites ouvertes. La prise en compte de la variabilité saisonnière de la circulation générale Méditerranéenne sur la dynamique plus côtière (sur le plateau ou la pente continentale) peut être faite en imposant aux limites du modèle côtier, les résultats d'un modèle de plus grande échelle tel que MERCATOR (modèle d'océan mondial ou OGCM en anglais pour Ocean General Circulation Model) ou MFS (Mediterranean Forecasting System), dont les résultats sont quotidiennement corrigés par une méthode d'assimilation.

Ce travail de thèse basé sur la modélisation de deux années distinctes apporte une contribution à une meilleure connaissance de la circulation et des processus hydrodynamiques de moyenne échelle agissant au niveau du Golfe du Lion et de sa pente continentale. Ainsi nous tenterons de répondre à trois questions :

- Quels sont les principaux processus qui participent aux échanges entre le plateau et la pente continentale ?
- Peut-on reproduire les différents processus par une simulation fine de la circulation s'appuyant sur une chaîne de modèles emboîtés ?
- De quelle manière les instabilités du Courant Nord participent à ces échanges ?

1.1 Description de la zone

1.1.1 La Mer Méditerranée Occidentale et le Bassin Nord

La mer Méditerranée est composée de deux bassins principaux séparés par le détroit de Sicile (Fig. 1.1). Le bassin Méditerranéen Occidental s'étend sur environ 2000 km d'Est en Ouest, de l'Italie au détroit de Gibraltar. Ce bassin est généralement subdivisé en 5 sous-bassins : la mer d'Alboran, le bassin Algérien, la mer Tyrrhénienne et le bassin Nord, composé de la mer Ligure et de la mer Catalane.

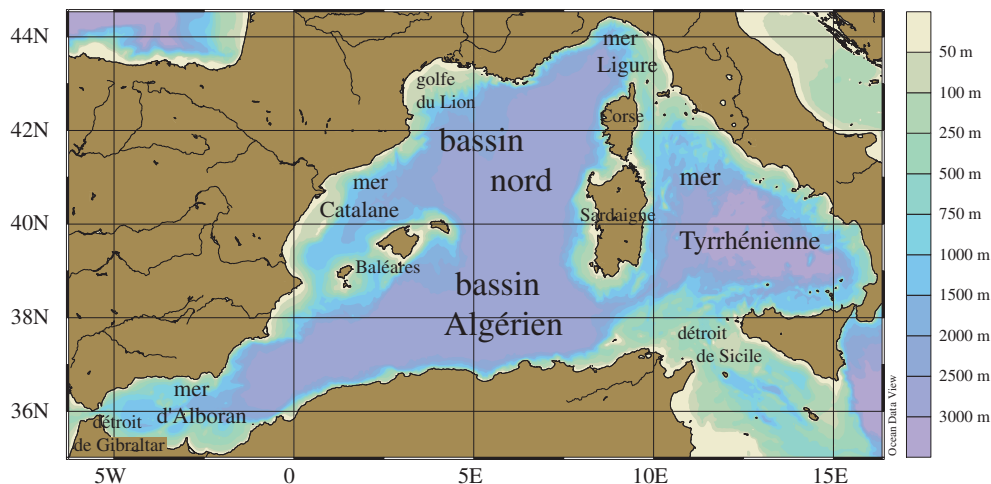


FIG. 1.1 – Bathymétrie et principaux bassins de la mer Méditerranée Occidentale.

Au niveau du détroit de Gibraltar, l'eau atlantique pénètre dans la Méditerranée Occidentale afin de compenser les pertes par évaporation. Cette eau plus légère appelée MAW, pour Modified Atlantic Water (La Violette 1995), s'écoule en surface de façon cyclonique en raison du forçage thermohalin. La salinité de cette masse d'eau est estimée au niveau du Détroit de Gibraltar à 36.15 – 36.18 et sa température est comprise entre 17°C et 21°C. L'eau intermédiaire (LIW) formée en Méditerranée Orientale, dans la Mer Levantine, pénètre dans le bassin Occidental par le détroit de Sicile puis s'écoule à mi-profondeur de façon cyclonique jusqu'au détroit de Gibraltar. La différence de densité entre la Méditerranée Orientale et la Méditerranée Occidentale, d'une part, et entre la Méditerranée Occidentale et l'Atlantique, d'autre part, est responsable des transports moyens au niveau des différents détroits. Ces gradients de densité contribuent au forçage de la circulation cyclonique des masses d'eau superficielles et intermédiaires sur l'ensemble du bassin occidental (Millot 1991b). La circulation de la mer Méditerranée est aussi influencée, à plus petite échelle, par les changements atmosphériques saisonniers sur les continents. Notamment, les vents secs continentaux, intenses en hiver, affectent la mer localement, car ceux-ci sont canalisés dans les vallées. On observe alors, dans le bassin Nord, des cellules d'évaporation avec un transfert de chaleur de la mer vers l'atmosphère. Donc, localement, la densité augmente, ce qui provoque des instabilités hydrostatiques et par convection, la création d'eaux profondes avec une forte variabilité temporelle et spatiale due à l'orographie. De façon générale, la Méditerranée Occidentale est caractérisée par trois masses d'eaux d'origines variées et de comportements spécifiques. On distingue en surface la MAW, à mi-profondeur la LIW et au fond l'eau

profonde Ouest Méditerranéenne ou WMDW (Western Mediterranean Deep Water).

Les limites du bassin Nord sont définies à partir des processus physiques qui l'affectent. Il comprend la mer Ligure, le Golfe du Lion et la mer Catalane. A l'Est de la mer Méditerranée Occidentale, au niveau de la Sardaigne, une partie de l'eau d'origine Atlantique est piégée le long des côtes et remonte vers le Nord pour constituer le courant Ouest Corse (western Corsica Current ; WCC). A l'Est de la Sardaigne, environ un tiers de la MAW ne franchit pas le détroit de Sicile et entre en mer Tyrrhénienne, longe la côte Nord de la Sicile et remonte vers le Nord, le long de la côte Italienne. Cet écoulement franchit ensuite le canal de Corse en formant le Courant Est Corse (ECC). Au niveau du Golfe de Gènes, en mer Ligure, les courants Est et Ouest Corse fusionnent pour donner naissance au Courant Nord (CN), dont on suit très nettement, toute l'année, la circulation cyclonique depuis la mer Ligure jusqu'aux côtes Catalanes, le long de la pente continentale. Son flux varie entre 1.1 et 1.9 Sv (1 Sv=10⁶ m³.s⁻¹) jusqu'à 700 dbars (Sammari *et al.* 1995). Ce courant formé principalement de MAW et de LIW (eaux moins denses que l'eau Méditerranéenne) a une variabilité saisonnière forte avec un doublement de son flux en hiver et au printemps (Albérola *et al.* 1995). Durant la période calme (de juin à décembre) le CN est large et peu profond (jusqu'à 250 mètres). En surface, il atteint 40-50 km de large et une vitesse de 50 cm.s⁻¹. De janvier à mars, le courant s'approfondit (jusqu'à 450 mètres), devient plus étroit (20-30 km de large) et se rapproche de la côte. Les maxima enregistrés durant cette période peuvent atteindre 1 m.s⁻¹ (Sammari *et al.* 1995). En aval, le Courant Nord suit la pente continentale du Golfe du Lion puis de la mer Catalane jusqu'au canal d'Ibiza où il se sépare en deux branches. Une première passe ce canal pour arriver dans le bassin Algérien alors que l'autre partie est détournée vers le Nord-Est par les îles Baléares, et contribue à la formation d'un gyre cyclonique, en surface, sur l'ensemble du bassin Nord. Les caractéristiques des eaux situées au Nord et au Sud des Baléares sont complexes. En effet, les eaux superficielles provenant directement du détroit de Gibraltar se mélangent à celles ayant accompli un circuit en Méditerranée Occidentale et, par conséquent, ont été fortement modifiées par rapport aux premières (Milot 1991b). Le front limitant ces deux masses d'eau, appelé front des Baléares, est clairement identifié par imagerie satellitale de température de surface de la mer (SST).

1.1.2 Le Golfe du Lion

Le Golfe du Lion (GoL) est le plus grand plateau continental du bassin Nord, il se situe au large des côtes françaises, au Nord-Ouest de la Méditerranée occidentale. De forme semi-circulaire, le GoL s'étend sur 250 km d'Est en Ouest et sur 150 km du Nord au Sud. Sa profondeur moyenne est de 90 mètres jusqu'à l'aplomb du talus continental joignant le cap Creus au cap Sicié (Fig. 1.2). Il est limité, au Sud, par un talus continental abrupt, entaillé par de nombreux canyons. Cette pente continentale et les divers canyons jouent un rôle important dans l'hydrodynamique du GoL et dans les échanges d'eau (Langlais 2007) et de particules (Ulises 2006) entre la côte et le large.

La circulation dans cette zone est influencée par les apports fluviaux, par les forçages atmosphériques (vent et flux de chaleur) et par la circulation générale du bassin Nord (Courant Nord). Les caractéristiques hydrologiques des eaux du golfe sont marquées par les eaux du Rhône plus douces. Cette nappe d'eau dessalée, très sensible à la circulation

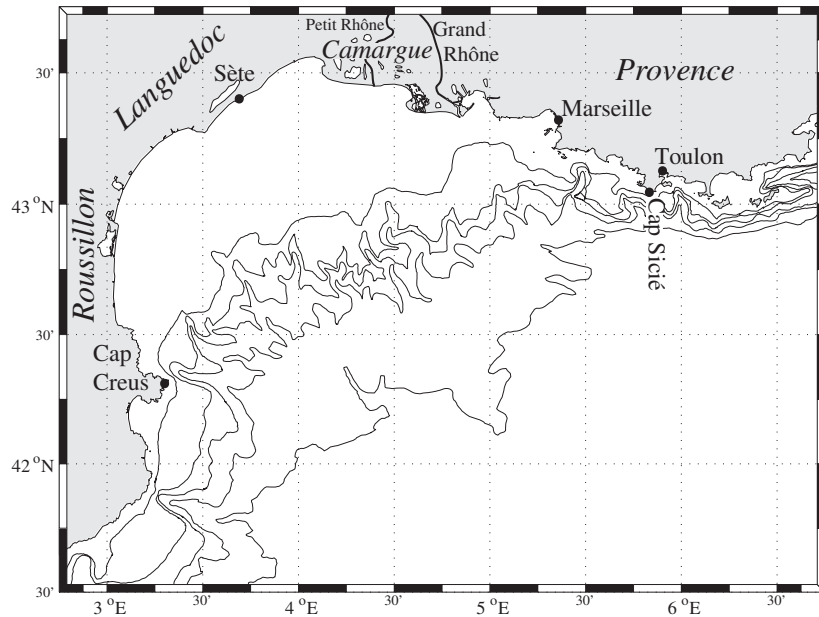


FIG. 1.2 – Bathymétrie du Golfe du Lion. Les isobathes à 100, 200, 500, 1000 et 2000 mètres sont représentées.

s'établissant au sein du golfe, voit son extension vers le large limitée au niveau de la pente continentale par la circulation générale. Les phénomènes hydrodynamiques agissant sur le plateau du GoL sont aussi fortement influencés par les interactions avec l'atmosphère. Ces différents phénomènes ont des caractéristiques en espace et en temps, allant de la grande échelle (plusieurs centaines de km et saisonnier), jusqu'à la petite échelle (plusieurs mètres et de quelques heures). Par ordre décroissant d'échelle, la circulation dans le Golfe du Lion est forcée par la circulation générale (CN), la formation d'eau profonde, les apports du Rhône, le vent et enfin, à petite échelle, par les instabilités du CN et les phénomènes inertiels.

Les conditions atmosphériques

Le Golfe du Lion est la région la plus ventée et la plus agitée de toute la Méditerranée. L'orographie très marquée dans cette zone et les dépressions atmosphériques qui traversent le bassin entraînent généralement des changements brusques dans la direction et l'intensité des vents, variant du Sud-Est au Nord-Ouest. Le régime des vents est marqué par la prédominance des vents de secteur Nord et Nord-Ouest. Ils présentent une forte variabilité due aux reliefs environnants. Le Mistral, vent du Nord, est canalisé dans la vallée du Rhône; la Tramontane, vent de Nord-Ouest, souffle par le seuil de Naurouze, situé entre le massif central et les Pyrénées. Ces vents durent généralement plusieurs jours en soufflant à une vitesse moyenne de 10 à 15 m.s^{-1} en été (Millot 1990). Ils soufflent en moyenne 1 jour sur 2 en Roussillon et 1 jour sur 3 en Languedoc, Camargue et Provence. Durant la période estivale, ils ont des caractéristiques stables et surviennent en moyenne 10 fois durant la saison pendant 1 à 4 jours, parfois plus, avec des vitesses qui augmentent et diminuent très rapidement. En hiver, ces vents, plus intenses et pouvant durer plusieurs semaines, sont associés à des masses d'air froid, ce qui engendre des flux de chaleur intenses de la mer vers l'atmosphère. Ils induisent ainsi un

1.1. Description de la zone

fort refroidissement des couches de surface et favorisent la formation d'eau dense sur le plateau. Les vents du Sud-Est sont moins fréquents mais plus intenses que les vents de Nord-Ouest. Ils s'établissent généralement en automne et au printemps et peuvent atteindre des vitesses de $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ils génèrent de forts courants côtiers et une houle importante agissant sur le transport sédimentaire. La circulation associée à ce régime de vent est peu répertoriée car la forte houle rend les sorties en mer difficiles et ces vents apportent généralement des nuages rendant les mesures satellites inefficaces. Enfin, près des côtes la différence entre la température de la mer et celle de la terre provoque des brises thermiques induisant une variabilité diurne de la direction des vents. Ces brises sont plus intenses en été qu'en hiver.

Les apports fluviaux

La forte productivité des écosystèmes marins côtiers est due en partie aux apports de nutriments et de matière organique d'origine terrestre par les fleuves. Depuis la construction du barrage d'Assouan sur le Nil, le Rhône est devenu le fleuve le plus important du bassin Méditerranéen, avec un débit moyen annuel de $1700 \text{ m}^3\cdot\text{s}^{-1}$, pouvant dépasser $5000 \text{ m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ en période de crue. Le débit maximum est observé au printemps et dans une moindre mesure en automne. Son débit est mille fois inférieur à celui de la circulation générale (Millot 1990). Cependant, il représente 90% de l'apport en eau douce par les fleuves au niveau de Golfe du Lion et joue donc un rôle important dans la dynamique sur le plateau. Dans sa plaine deltaïque, le Rhône se sépare en deux pour former le grand et le petit Rhône. Ce dernier représente environ 10 % du débit total du fleuve. De nombreux autres fleuves (Tech, Têt, Aude, Orb, Hérault, Vidourle, etc ...) présentant des débits beaucoup plus faibles se déversent dans le Golfe du Lion. Le total de leurs débits respectifs ne dépasse généralement pas quelques centaines de $\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Ils sont donc négligeables en ce qui concerne la circulation sur le plateau, excepté en période de crue où ils peuvent atteindre au total quelques milliers de $\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$.

En Méditerranée, l'amplitude de la marée est faible, ce qui induit un mélange vertical faible, entraînant une dilution lente de l'eau douce. Le panache a une circulation spécifique due au contraste de densité (Chao 1988a), à la direction et la force des vents (Chao 1988b) et à l'influence de la circulation générale (Estournel *et al.* 2001). A l'embouchure et par période calme, le panache fait quelques mètres d'épaisseur. Il s'épaissit vers le large en se mélangeant aux masses d'eau du plateau. Le panache s'oriente alors vers l'Ouest en raison du paramètre de Coriolis, formant ainsi une sorte de virgule. Lorsque le vent souffle, le mélange de l'eau douce avec l'eau sous-jacente est amplifié, et l'épaisseur du panache augmente. Cette masse d'eau dessalée est entraînée en surface par le transport d'Ekman (appelé aussi dérive d'Ekman) orienté à 90° vers la droite par rapport à la direction du vent.

En présence d'un vent de secteur Nord quasiment uniforme en direction, le panache est décollé de la côte et son extension vers le large est importante. Le panache dévie vers l'Ouest en raison de l'influence du Courant Nord et du gradient de densité, ce qui crée une circulation anticyclonique du panache. Dans le cas d'un vent fort et variable, alternant Sud-Est, Nord-Ouest, la dilution du panache s'opère rapidement. De faible salinité, les masses d'eau d'origine fluviale ont aussi la caractéristique d'être très froides en hiver. Le panache du Rhône est donc clairement identifiable durant cette période sur les images satellites de température de surface de la mer (SST). Les apports du Rhône en

nutriments et en matière en suspension permettent également d'identifier son panache sur les images satellites de chlorophylle et de matières en suspension toute l'année et principalement lors d'épisodes particuliers de bloom ou de forte crue.

1.1.3 La circulation du Golfe du Lion

La circulation dans le Golfe du Lion est principalement influencée par la tension de vent en surface. Ce forçage met en mouvement les couches superficielles de la mer. Ce mouvement des eaux de surface est appelé dérive d'Ekman. Le vent génère un courant moyen dans la couche d'Ekman formant un angle de 90° par rapport à la direction du vent. La profondeur approximative de la couche d'Ekman (δ) est donnée par la relation :

$$\delta \approx 0.4 \sqrt{\frac{\tau}{\rho_0 f^2}}, \quad (1.1)$$

où τ est la tension de vent telle que $\tau = \rho_a C_{da} U_w^2 = 0,15 \text{ N.m}^{-2}$ (pour un vent de 10 m.s^{-1} , un coefficient de frottement $C_{da} = 0.0012$ et la densité de l'air $\rho_a = 1,293 \text{ kg.m}^{-3}$), ρ_0 la densité de l'eau de mer et f la force de Coriolis. En prenant $f = 2\omega \sin(43^\circ) = 1.10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\rho_0 = 1025 \text{ kg.m}^{-3}$, on obtient une profondeur de la couche d'Ekman de 48 mètres. Bien que l'action du vent n'affecte directement que la couche de surface, l'effet du vent est communiqué au reste de la masse d'eau par les forces de pression. En effet, près des côtes, le déplacement dans la couche d'Ekman forme une pente de la surface libre qui induit un déplacement des couches de fond. Le forçage par un vent non-homogène provoque également des modifications de l'élévation de la surface. Le gradient de pression ainsi produit crée alors une circulation barotrope. De plus, dans le cas où la hauteur d'eau est supérieure à celle de la couche d'Ekman, un déplacement de l'interface entre la couche de surface et celle de fond a lieu, provoquant ainsi des oscillations baroclines liées au gradient de pression interne.

Selon la direction et la forme de la veine de vent, différents schémas de circulation sont observés sur le plateau. Estournel *et al.* (2003) ont montré, à l'aide de simulations académiques (tension de vent de 0.5 N.m^{-2}), qu'un vent de secteur Nord homogène soufflant sur l'ensemble du golfe fait apparaître un fort courant côtier vers le Sud, le long des côtes du Roussillon et du Languedoc (Fig. 1.3b). Au contraire, un vent de secteur Nord-Ouest homogène spatialement, induit une circulation côtière vers le Nord-Est entre le cap Creus et l'embouchure du Rhône (Fig. 1.3a). L'effet d'un vent canalisé, crée d'autres schémas de circulation associés au cisaillement de vent. Un vent de Nord (Mistral) produit, par exemple, une circulation anticyclonique sur l'ensemble du plateau, ainsi qu'un jet dirigé vers le Nord-Est le long des côtes du plateau continental (Fig. 1.3d). En revanche, une Tramontane canalisée, soufflant plus au Sud du golfe génère un tourbillon cyclonique sur la partie Ouest du plateau (Fig. 1.3c).

Cette étude montre que la circulation sur le plateau est étroitement liée au cisaillement de vent. Les schémas de circulation sont limités par la pente continentale. La coexistence d'un Mistral et d'une Tramontane cisailés (Fig. 1.4b), induit une double circulation, avec la formation d'un tourbillon anticyclonique au centre du plateau et d'un tourbillon cyclonique à l'Ouest (Fig. 1.4a).

La circulation s'établissant sur le plateau sous condition de forts vents de Sud-Est est dominée sur toute la colonne d'eau par une large circulation cyclonique associée à un

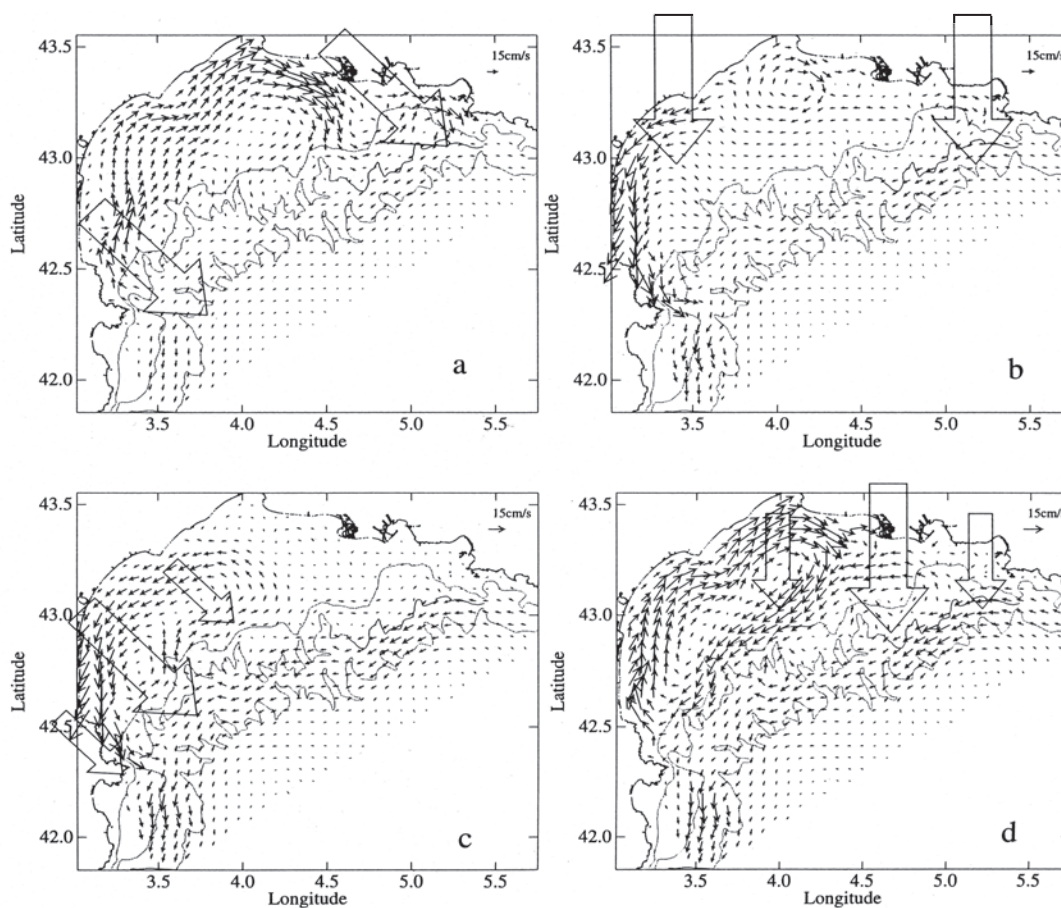


FIG. 1.3 – Courants moyennés sur la colonne d'eau pour différents forçages de vent. a) vent homogène de secteur Nord-Ouest, b) vent homogène de Nord, c) vent canalisé de Nord-Ouest (Tramontane) d) vent canalisé de Nord (Mistral). Figure d'après Estournel *et al.* (2003).

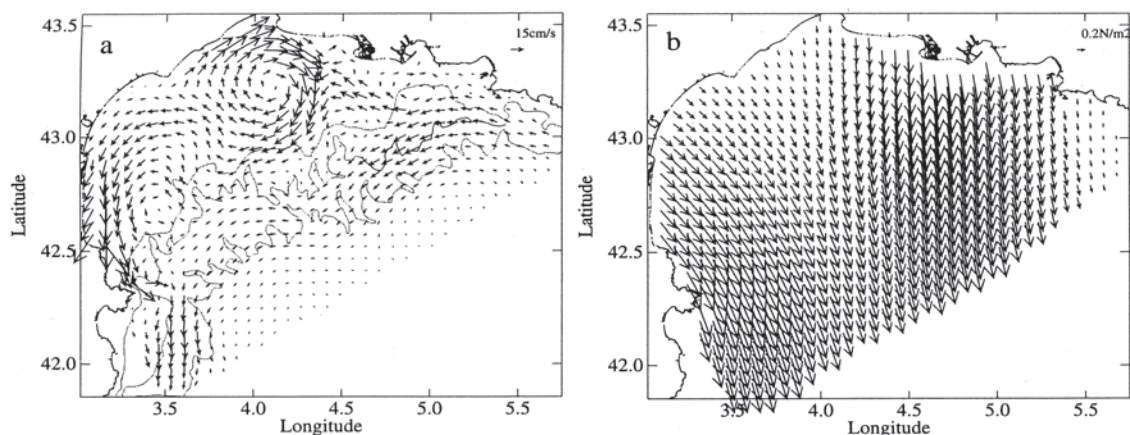


FIG. 1.4 – Courants moyennés sur la colonne d'eau le 20 mars 1998 (a). Champs de vent correspondant (b). Figure d'après Estournel *et al.* (2003).

fort jet côtier à l'Ouest du golfe (Langlais 2007). Cette circulation favorise les exports d'eau vers le large, canalisés dans les canyons à l'Ouest du plateau (Ulses 2006).

Up et downwelling induits par le vent

La tension de vent met en mouvement les eaux de surface en raison du transport d'Ekman. Près des côtes, ce déplacement horizontal est compensé par des mouvements verticaux des eaux. Ainsi, après une journée de vent de secteur Nord-Ouest, on observe des remontées d'eaux profondes (upwellings) le long des côtes de la Provence, de la Camargue et du Languedoc ; alors qu'au large du Roussillon, on observe des plongées d'eau (downwellings). Les upwellings sont fortement dépendants de la configuration de la côte (baies et caps). Une étude, faite par Hua et Thomasset (1983), utilisant un modèle à deux couches, a montré ce phénomène. Millot (1990) a dénombré 6 zones de formation de ces upwellings, ce qui a ensuite été confirmé par les données satellitales. Ces upwellings et downwellings commencent à apparaître de une à quelques heures après le début du coup de vent. Ils présentent une forte variabilité spatiale et temporelle et persistent plusieurs jours après la chute du vent.

Phénomènes inertiels dus au vent

L'un des phénomènes les plus évidents induit par le vent est la génération d'ondes d'inertie. Ce phénomène est lié à l'influence du forçage de vent et à la propagation d'ondes internes. Dans la couche de surface, les oscillations d'inertie sont générées par les fortes tempêtes de Mistral et de Tramontane dont la vitesse augmente et diminue très rapidement. Ce forçage met en mouvement les eaux de surface qui ensuite, oscillent à la période d'inertie. A la latitude du Golfe du Lion, la période d'inertie est égale à 17.5 heures. Plus en profondeur, les ondes internes tirent également leur origine des situations de transition de vent. Les impulsions du vent viennent exciter le milieu, générant ainsi des ondes internes au niveau des interfaces de densité. Leur fréquence est un peu plus élevée que la fréquence d'inertie. Les ondes internes persistent durant plusieurs périodes d'inertie après la fin du coup de vent (Millot et Wald 1981). Ces ondes présentent une

1.1. Description de la zone

variabilité saisonnière bien marquée : elles ne sont présentes qu'en période estivale car elles ont besoin d'un milieu stratifié pour se développer. L'hiver, l'homogénéisation de la colonne d'eau et la destruction de la thermocline empêchent le développement de ces mouvements inertiels.

Formation d'eau profonde

L'eau profonde Ouest Méditerranéenne WMDW (Western Mediterranean Deep Water) se forme au large du GoL et en mer Ligure en hiver. Quand les vents continentaux froids et secs de Nord-Ouest s'intensifient, les eaux de surface, par évaporation, deviennent de plus en plus denses, ce qui engendre un phénomène de convection. Un large tourbillon cyclonique se forme au large du Golfe du Lion en hiver. Son diamètre est d'environ 100 km. La faible advection horizontale au centre du tourbillon et le dôme d'isopycnes associé allongent le temps d'exposition des eaux de surface au forçage atmosphérique et favorisent ainsi leur forte densification. La présence de la LIW représente un second facteur expliquant l'apparition de ce processus dans la région (Madec *et al.* 1991). En effet, cette masse d'eau constitue une source d'eau salée (Gascard 1978) qui permet à la masse d'eau d'atteindre des valeurs de densité très élevées.

Ce phénomène de formation d'eau dense a aussi lieu sur le plateau continental du GoL lors de conditions météorologiques hivernales exceptionnelles. En effet, les eaux situées sur le plateau sont relativement peu salées et des conditions de vent de Nord-Ouest très fort et de température de l'air très faible sont alors indispensables pour former de l'eau plus dense que les eaux environnantes. Ce processus de formation d'eau dense, appelée WIW pour Winter Intermediate Water, sur le plateau a lieu principalement près des côtes où l'épaisseur d'eau est faible (Bethoux *et al.* 1982). Cette formation de WIW a précédemment été modélisé par Dufau-Julliand *et al.* (2004) durant l'hiver 1999. La partie Sud-Ouest du plateau est apparue comme la zone privilégiée de formation de WIW. L'eau dense ainsi formée plonge par gravité à une vitesse d'environ 10 cm.s^{-1} , puis s'écoule sur le fond du plateau continental. Le panache d'eau dense descend ensuite le long de la pente continentale principalement dans sa partie Ouest. Ce phénomène porte le nom de *cascading*. La cellule d'eau dense s'écoule le long de la pente en se mélangeant aux masses d'eau environnantes jusqu'à atteindre son équilibre hydrostatique, à une profondeur d'environ 350 m. Cependant, il semblerait qu'au cours de certains hivers elle puisse atteindre des profondeurs plus importantes et contribuer ainsi à la formation de WMDW (Bethoux *et al.* 2002) et (Langlais 2007).

1.1.4 Influence du Courant Nord

La grande ouverture du Golfe du Lion sur le reste de la Méditerranée le soumet fortement à l'influence de la circulation générale. Nous avons vu précédemment que le Courant Nord présentait une forte variabilité saisonnière : profond, étroit, rapide et proche de la côte en hiver, il devient peu profond, large et ralentit en été, tout en s'éloignant de la côte. La largeur de ce courant de densité est liée au rayon interne de déformation de Rossby. Les différentes caractéristiques du CN ont aussi une influence sur la circulation côtière. En effet, ce courant peut pénétrer sur le plateau continental en cas de forte stratification et sous certaines conditions de vent, ou alors, il peut se déstabiliser et former des méandres et des tourbillons au niveau de la rupture de la

penne continentale. Cette dynamique méso-échelle est importante d'un point de vue hydrologique, car elle favorise les échanges d'eau entre le plateau continental et le large (Durrieu de Madron *et al.* 1999).

Intrusions sur le plateau

L'influence de la topographie sur le Courant Nord est limitée par la profondeur de la pycnocline. Lorsque le milieu est stratifié, une partie de l'écoulement superficiel peut se séparer de la veine principale à l'Est du golfe et longer la côte. Par contre, lorsque la pycnocline est profonde (faible stratification), la topographie du plateau peut agir comme une barrière et empêcher le courant de pénétrer dans le golfe (Echevin *et al.* 2003). Ces intrusions du courant à l'Est du plateau ont été observées sur les images satellites et les mesures in-situ par Millot (1980) et Petrenko (2003). Les eaux transportées par le Courant Nord sont relativement chaudes et ainsi un front thermique se crée à l'entrée du golfe. Puis, ce front progresse en surface le long des côtes. Ce phénomène est aussi amplifié par l'action du vent. Petrenko (2003) a observé ces intrusions en situation de vent de Nord-Est lors des campagnes MOOGLI. Le flux de ces intrusions a été évalué entre 0.4 et 1.2 Sv pendant MOOGLI 2 (Juin 98) et ~ 0.4 Sv pendant MOOGLI 3 (Janvier 99).

Des intrusions du CN ont aussi été observées au centre et à l'Ouest du golfe durant la campagne MOOGLI 3. Petrenko (2003) a remarqué que ces intrusions le long de la pente ont été plus nombreuses en hiver qu'en été, ce qui va à l'encontre des conclusions de Echevin *et al.* (2003) en ce qui concerne l'effet limitant de la profondeur de la couche de mélange. Le forçage du vent apparaît en effet comme un facteur prépondérant sur ces intrusions. En période de fort vent de Nord, une circulation cyclonique s'installe sur la totalité du plateau et empêche les intrusions du Courant Nord. Estournel *et al.* (2003) ont observé durant la campagne FETCH (Mars–Avril 1998) une intrusion du CN au centre de la pente, vers 4°E . Ceux-ci l'ont expliqué par l'effet combiné du Mistral et de la Tramontane (Fig. 1.4), entraînant un fort export d'eau du plateau à l'Ouest, compensé par des intrusions d'eau de la pente au Sud du delta du Rhône et au centre du plateau ($\sim 4^\circ\text{E}$), où de l'eau de la pente est advectée vers le Nord par la circulation en double gyre s'établissant sur le plateau (Fig. 1.4).

La variabilité méso-échelle

La variabilité méso-échelle du CN a été montrée lors de plusieurs études réalisées au large de Nice par Sammari *et al.* (1995) et Albérola *et al.* (1995) et sur la pente continentale du Golfe du Lion par Millot (1985) et Flexas *et al.* (2002). Cette variabilité est mise en évidence par la formation de méandres et de tourbillons ayant une longueur d'onde de plusieurs dizaines de kilomètres et se propageant à une vitesse de phase d'environ $10 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Bien que ceux-ci soient observés toute l'année, la variabilité méso-échelle semble plus intense en hiver. Au large de Nice, deux bandes de fluctuations ont été relevées par Sammari *et al.* (1995) : une première autour de 10–20 jours correspondant à des impulsions du courant dans la direction du flux moyen et une seconde autour de 3–6 jours correspondant à des méandres de longueur d'onde de 30 à 60 km. Une étude récente faite par Flexas *et al.* (2002) dans le Golfe du Lion a permis d'estimer à partir des images satellites de température de surface de la mer (SST) une longueur d'onde

moyenne des méandres du CN au large du GoL de 80 km, une période de 10–40 jours (16,5 en moyenne) et des vitesses en surface de 2–8 km.jours⁻¹ (2,3–8,9 cm.s⁻¹). Les observations faites à l’aide de courantomètres disposés sur le haut de la pente continentale ont montré des oscillations d’énergie à la période d’inertie (17.5h) et à des périodes centrées autour de 3.5 et 7 jours.

Le développement de méandres à l’interface d’un courant océanique avec le milieu environnant est généralement attribué à des instabilités se formant sur les bords du courant. Ces instabilités associées à des gradients de vorticité potentielle sont dues à un transfert de l’énergie initiale du courant en énergie de perturbation à moyenne échelle. Ces instabilités peuvent être de deux types : les instabilités barotropes liées au cisaillement horizontal des vitesses (transfert d’énergie cinétique) et les instabilités baroclines liées au cisaillement vertical du courant (transfert d’énergie potentielle). Cette transformation en énergie de perturbation se traduit par la génération d’ondes qui se propagent. Ces instabilités pourraient aussi être liées à la bathymétrie. En effet, la loi de conservation de la vorticité potentielle : $\frac{D}{Dt}\left(\frac{f+\xi}{H}\right) = 0$, implique qu’une variation de profondeur H entraîne une variation de la vorticité relative du fluide ξ . Ainsi, au dessus d’un canyon la vorticité relative du courant varie, ce qui induit la formation d’un méandre qui peut ensuite s’amplifier par instabilité barocline ou barotrope.

Plusieurs études ont tenté de caractériser le type d’instabilité responsable de la variabilité méso-échelle du Courant Nord. La comparaison des résultats d’un modèle analytique à deux couches utilisé par Flexas *et al.* (2002) aux mesures faites dans le CN, indiquent que les larges méandres de période 10–40 jours observés sur les images satellites et les fluctuations du courant mesurées à des périodes centrées autour de 7 jours pourraient être dus aux instabilités baroclines. Les fluctuations à la période de 3,5 jours étant en dehors de l’intervalle de fréquence prédit par la théorie classique des instabilités baroclines, Flexas *et al.* (2004) ont mis en place une expérience en laboratoire simulant un courant barotrope (de densité constante) sur une pente continentale idéalisée afin de voir l’importance des instabilités barotropes sur la variabilité méso-échelle du CN. Cette étude a montré le développement d’instabilités barotropes de longueurs d’onde (~ 80 km) similaires à celles observées sur les images satellites, avec une période (3,4–3,7 jours) compatible avec celle à 3,5 jours mesurée pendant la campagne HFFE (Mars–Mai 1997). Ainsi, les instabilités baroclines et barotropes peuvent expliquer une partie de la variabilité à moyenne échelle du CN. Les interactions entre ces 2 types d’instabilité pourraient aussi jouer un rôle important dans cette variabilité.

1.2 Objet de la thèse

L’objet de cette thèse est de comprendre et de décrire les principaux processus agissant sur la circulation dans le Bassin Nord et dans le Golfe du Lion et d’en étudier la variabilité au moyen d’une modélisation fine de la zone.

Le deuxième chapitre présente le modèle hydrodynamique tridimensionnel MARS-3D développé au laboratoire DYNECO/PHYSED de l’IFREMER. Ce modèle permet une modélisation numérique fine de la vitesse des courants marins, de la température, de la salinité et de l’élévation de la surface libre, à une résolution de 1,2 km sur le bassin Nord et 400 m sur le Golfe du Lion.

Les résultats de la modélisation seront ensuite validés, dans le chapitre 3, sur l’année

2001, par comparaison à des mesures satellites de température de surface de la mer (SST) et de chlorophylle. Nous étudierons également les principales caractéristiques hydrodynamiques du bassin Nord et du GoL.

Le chapitre 4 présente la campagne en mer ECOLOPHY, qui s'est déroulée de juin 2005 à mai 2006 au niveau de l'entrée Est du Golfe du Lion. Cette zone d'étude est considérée comme la zone de génération des instabilités et des structures méso-échelles (méandres et tourbillons) engendrées sur le front interne du CN (Flexas *et al.* 2002). Les mesures collectées durant la campagne seront ensuite analysées et confrontées aux résultats du modèle.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous étudierons la variabilité méso-échelle mesurée pendant la campagne par les mouillages ADCP. Cette variabilité étant due à la formation de méandres et tourbillons au niveau du front interne du CN, nous analyserons ces structures à partir des résultats de la modélisation. Différents cas tests seront réalisés afin de définir les mécanismes de forçage de ces fluctuations de courant à méso-échelle.

Chapitre 2

Le modèle numérique MARS-3D

Sommaire

2.1	Présentation du modèle	22
2.2	Equations	22
2.2.1	Les équations du mouvement	23
2.2.2	Les équations de conservation	24
2.3	Schéma de fermeture turbulente	24
2.4	Paramétrisation de la dissipation horizontale	25
2.5	La méthode numérique	25
2.5.1	Représentation en coordonnées sigma	25
2.5.2	Principe de la résolution numérique	27
2.6	Conditions aux limites	30
2.6.1	Au fond	30
2.6.2	En surface	31
2.6.3	Flux en surface	32
2.6.4	Aux frontières latérales	36
2.6.5	Prise en compte des fleuves et du bilan évaporation-précipitation	37
2.7	Age de l'eau	37
2.8	Configuration des simulations réalistes	38
2.8.1	Etat initial et conditions aux limites ouvertes	39
2.8.2	Les forçages atmosphériques	40
2.8.3	Bathymétrie	41
2.9	Etudes de sensibilité	42
2.9.1	Paramétrisation du coefficient de frottement	42
2.9.2	Coefficient de Smagorinsky	43

2.1 Présentation du modèle

Le modèle côtier tridimensionnel MARS-3D (3D hydrodynamical Model for Application at Regional Scale) a été développé au laboratoire DYNECO/PHYSED de l'IFREMER (Lazure et Dumas 2007). Ce modèle permet de simuler la circulation à petite échelle tout en tenant compte de la circulation à grande échelle par l'emboîtement de plusieurs modèles de résolution de plus en plus fine. La résolution des équations du modèle s'inspire de celle décrite dans l'article de Blumberg et Mellor (1987). Ce modèle est un modèle à surface libre résolvant les équations *Primitives* (connues sous le nom de *Navier Stokes* en dynamique des fluides géophysiques) en appliquant les hypothèses d'incompressibilité, de Boussinesq et d'hydrostaticité. Les équations sont discrétisées en différences finies sur une grille de type Arakawa-C (Arakawa et Lamb (1977), voir Fig. 2.1). Un système de coordonnées sigma, raffiné près de la surface et du fond est utilisé sur la verticale pour permettre une meilleure représentation des écoulements sur le fond. Les équations des modes internes (baroclines) et externe (barotrope) sont résolues séparément (*mode splitting*) avec le même pas de temps à l'aide d'une méthode itérative.

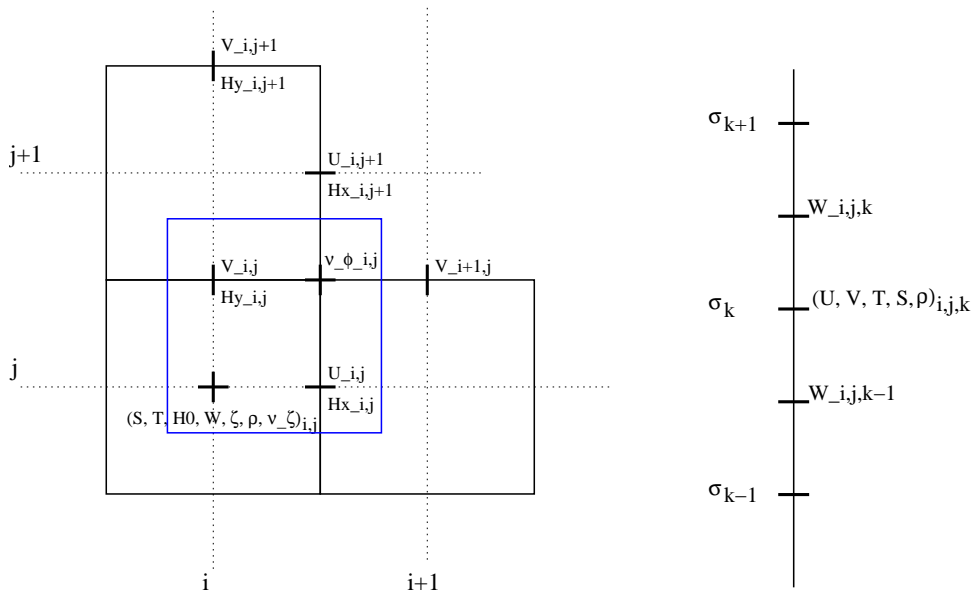


FIG. 2.1 – Position des variables dans la grille Arakawa C et suivant la verticale.

2.2 Equations

Les équations du modèle décrivent l'évolution des champs de vitesse, d'élévation de la surface libre, de salinité et de température. Celles-ci sont codées en coordonnées sphériques dans le modèle, cependant pour en faciliter la compréhension, elles seront présentées en coordonnées cartésiennes dans ce chapitre.

2.2.1 Les équations du mouvement

L'équation du mouvement dite de *Navier-Stokes* est simplifiée en appliquant l'hypothèse hydrostatique (qui consiste à supposer que la pression en un point est simplement égale au poids de la colonne d'eau située au dessus de celui-ci et que seuls les effets de flottabilité sont considérés) et l'approximation de Boussinesq (les variations de densité ρ' sont faibles par rapport à la densité de référence ρ_0). En considérant un système cartésien (x,y,z) sous l'hypothèse du plan tangent (l'axe x étant orienté vers l'Est, l'axe y vers le Nord et l'axe z vers le haut), **l'équation du mouvement** projetée sur les deux axes horizontaux s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial \left(N_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)}{\partial z} + F_x, \quad (2.1)$$

$$\underbrace{\frac{\partial v}{\partial t}}_{(A)} + \underbrace{u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}}_{(B)} + \underbrace{fu}_{(C)} = \underbrace{-g \frac{\partial \zeta}{\partial y}}_{(D)} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial y}}_{(E)} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y}}_{(F)} + \underbrace{\frac{\partial \left(N_z \frac{\partial v}{\partial z} \right)}{\partial z}}_{(G)} + \underbrace{F_y}_{(H)}, \quad (2.2)$$

les différents termes de l'équation de mouvement correspondent à :

- (A) le terme d'évolution temporelle,
- (B) le terme d'advection,
- (C) le terme de Coriolis,
- (D) la pression induite par la pente de la surface libre (barotrope),
- (E) l'effet de la pression atmosphérique (barotrope),
- (F) le gradient de pression interne,
- (G) la diffusion verticale turbulente,
- (H) la diffusion horizontale turbulente telle que :

$$F_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_H \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_H \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad \text{et} \quad F_y = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_H \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_H \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (2.3)$$

u, v, w sont les composantes du vecteur vitesse dans le repère cartésien, ζ est l'élévation de la surface libre, $f = 2\Omega \sin\phi$ est la fréquence de Coriolis avec $\Omega = 2\pi/86164$ rad/s la fréquence de rotation de la terre et g l'accélération de la pesanteur. ν_H et N_z sont respectivement les coefficients de viscosité turbulente horizontale et verticale.

L'équation du mouvement suivant la verticale sous l'hypothèse hydrostatique s'écrit :

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = \rho_0 b, \quad (2.4)$$

avec $b = -g\rho'/\rho_0$ la flottabilité et p' l'anomalie de pression telle que :

$$p' = -\rho_0 \int_z^\zeta b dz \quad (2.5)$$

en considérant $p = p_0(z) + p'$ et $\rho = \rho_0 + \rho'$ la pression et la densité par rapport à un niveau moyen dit de référence.

La densité $\rho = \rho_0 + \rho'$ est calculée par une équation d'état, décrite par Gill (1982) et définie par l'UNESCO (1981), sous la forme :

$$\rho = F(S, T, p), \quad (2.6)$$

où la densité (en kg.m^{-3}) de l'eau de mer est calculée en fonction de la salinité (S en psu, qui représente la quantité de sel en g par kg d'eau de mer), de la température (T en $^{\circ}\text{C}$) et de la pression (p).

L'équation de continuité sous l'hypothèse d'incompressibilité s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (2.7)$$

2.2.2 Les équations de conservation

Les équations de conservation pour les champs de température T et de salinité S s'écrivent :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(uT - K_x \frac{\partial T}{\partial x})}{\partial x} + \frac{\partial(vT - K_y \frac{\partial T}{\partial y})}{\partial y} + \frac{\partial(wT - K_z \frac{\partial T}{\partial z})}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial(uS - K_x \frac{\partial S}{\partial x})}{\partial x} + \frac{\partial(vS - K_y \frac{\partial S}{\partial y})}{\partial y} + \frac{\partial(wS - K_z \frac{\partial S}{\partial z})}{\partial z} = 0, \quad (2.9)$$

où T est la température potentielle et S la salinité. C_p est le coefficient de chaleur spécifique de l'eau de mer, I le flux solaire incident. N_z est le coefficient de viscosité turbulente verticale et K_z le coefficient de diffusion turbulente verticale. Ces coefficients sont définis par le modèle de fermeture turbulente (voir section 2.3). K_x et K_y sont les coefficients de diffusion turbulente horizontale.

2.3 Schéma de fermeture turbulente

Une des principales difficultés de la modélisation océanographique est de parvenir à paramétriser les processus d'échanges verticaux sous-maille. Ces processus sont représentés dans les équations du modèle par les coefficients de viscosité N_z et de diffusion turbulente verticale K_z .

Dans le modèle algébrique utilisé, le mélange vertical (viscosité et diffusion) est associé à la stabilité de la colonne d'eau représentée par le nombre de Richardson R_i , tel que :

$$R_i = \frac{\frac{\partial b}{\partial z}}{\left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|^2}. \quad (2.10)$$

Le nombre de Richardson représente le rapport entre les forces de flottabilité et les forces de mélange proportionnelles au carré du cisaillement vertical du courant, $\left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|$ étant le cisaillement vertical local. Dans le modèle nous avons utilisé la formulation développée par Pacanowski et Philander (1981) établie à partir de mesures in-situ. Les coefficients de viscosité et de diffusion s'écrivent sous la forme :

$$N_z = \frac{10^{-2}}{(1 + 5R_i)^2} + 10^{-4} \quad \text{et} \quad K_z = \frac{N_z}{(1 + 5R_i)} + 10^{-5}.$$

2.4 Paramétrisation de la dissipation horizontale

Les processus horizontaux sous-maille non résolus par le modèle sont paramétrisés sous la forme de coefficients de dissipation horizontale (pour la vitesse : ν_H) et de diffusion horizontale (pour les traceurs : K_H). Les coefficients peuvent être choisis constants ou variables.

Coefficients de dissipation horizontale constants :

On choisit une expression inspirée de Okubo (1971) de la forme : $\nu_H = K_H = f_{visc} * 0.01 * (\Delta y)^{1.15}$, f_{visc} étant un paramètre ajustable et Δy la taille de la maille. Dans ce cas, les coefficients ν_H et K_H sont constants dans le temps et dans l'espace. La forte variabilité de l'océan côtier peut amener à une surestimation de la viscosité dans l'ensemble du domaine pour résoudre un fort cisaillement local. C'est pourquoi une paramétrisation dépendant du cisaillement est souvent préférable.

Coefficients de dissipation horizontale variables :

Les coefficients de dissipation horizontale sont définis pour chaque maille du modèle à chaque itération temporelle. On utilise la paramétrisation de Smagorinsky (1963) pour calculer ces coefficients qui sont proportionnels à la discrétisation horizontale et à l'amplitude du tenseur de déformation de la vitesse.

$$\nu_H = K_H = C dx dy \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2},$$

où C est un coefficient numérique constant dont la valeur généralement appliquée est de l'ordre de 0,2.

2.5 La méthode numérique

2.5.1 Représentation en coordonnées sigma

En dynamique côtière et en particulier au niveau de la pente continentale, les irrégularités bathymétriques sont importantes. La transformation des équations dans un système en coordonnées sigma suivant la bathymétrie a l'avantage de permettre un meilleur calcul des écoulements sur le fond. Les équations dans le repère (x, y, z) sont projetées dans le repère en coordonnées sigma, en fonction de la bathymétrie et de la surface libre, tel que :

$$\sigma = \frac{z + H}{\zeta + H}, \quad (2.11)$$

où H est la profondeur totale, z la profondeur et ζ l'élévation de la surface libre. Les niveaux σ sont raffinés en surface et au fond (Fig. 2.2). σ est égal à 1 en surface ($H = \zeta$) et à 0 au fond ($z = -H$).

Dans le nouveau système de coordonnées (x, y, σ) , les équations du mouvement, de continuité et de conservation s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w^* \frac{\partial u}{\partial \sigma} - f v = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial x} + \pi_x + \frac{1}{D} \frac{\partial \left(\frac{N_z}{D} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)}{\partial \sigma} + F_x \quad (2.12)$$

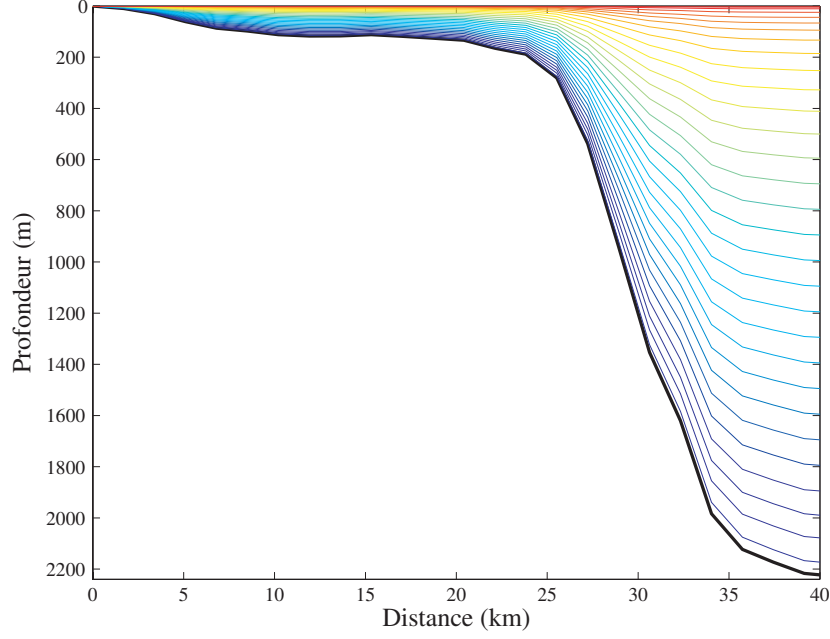


FIG. 2.2 – Répartition des niveaux sigma.

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w^* \frac{\partial v}{\partial \sigma} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial y} + \pi_y + \frac{1}{D} \frac{\partial \left(\frac{N_z}{D} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)}{\partial \sigma} + F_y \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{D} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} = \rho_0 b \quad (2.14)$$

$$\frac{1}{D} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{D} \frac{\partial Du}{\partial x} + \frac{1}{D} \frac{\partial Dv}{\partial y} + \frac{1}{D} \frac{\partial Dw^*}{\partial \sigma} = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial DT}{\partial t} + \frac{\partial D(uT - K_x \frac{\partial T}{\partial x})}{\partial x} + \frac{\partial D(vT - K_y \frac{\partial T}{\partial y})}{\partial y} + \frac{\partial D(w^*T - \frac{K_z}{D^2} \frac{\partial T}{\partial \sigma})}{\partial \sigma} = \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial I}{\partial \sigma} \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial DS}{\partial t} + \frac{\partial D(uS - K_x \frac{\partial S}{\partial x})}{\partial x} + \frac{\partial D(vS - K_y \frac{\partial S}{\partial y})}{\partial y} + \frac{\partial D(w^*S - \frac{K_z}{D^2} \frac{\partial S}{\partial \sigma})}{\partial \sigma} = 0 \quad (2.17)$$

avec $D = H + \zeta$ et w^* la vitesse verticale dans le nouveau système de coordonnées telle que :

$$w^* = \frac{1}{D} \left(w - \sigma \frac{\partial \zeta}{\partial t} - u \left(\sigma \frac{\partial \zeta}{\partial x} + (\sigma - 1) \frac{\partial H}{\partial x} \right) - v \left(\sigma \frac{\partial \zeta}{\partial y} + (\sigma - 1) \frac{\partial H}{\partial y} \right) \right). \quad (2.18)$$

Les composantes zonales et méridiennes des gradients de pression interne s'écrivent alors :

$$\pi_x = \frac{\partial}{\partial x} \left[D \int_{\sigma}^1 b \, d\sigma \right] + b \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x} \right), \quad (2.19)$$

$$\pi_y = \frac{\partial}{\partial y} \left[D \int_{\sigma}^1 b \, d\sigma \right] + b \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial y} \right). \quad (2.20)$$

Les termes de friction horizontale :

$$\begin{aligned}
F_x &= \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial x} \left[D \nu_x \frac{\partial u}{\partial x} \right]}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu_x \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right]}_{(2)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_x \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right]}_{(3)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_x}{D} \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right]}_{(4)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial y} \left[D \nu_y \frac{\partial u}{\partial y} \right]}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_y \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right]}_{(2)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_y \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} \right]}_{(3)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_y}{D} \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right]}_{(4)} \quad (2.21)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_y &= \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial x} \left[D \nu_x \frac{\partial v}{\partial x} \right]}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu_x \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right]}_{(2)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_x \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial v}{\partial x} \right]}_{(3)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_x}{D} \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right]}_{(4)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial y} \left[D \nu_y \frac{\partial v}{\partial y} \right]}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_y \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right]}_{(2)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_y \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial y} \right]}_{(3)} + \underbrace{\frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_y}{D} \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right]}_{(4)} \quad (2.22)
\end{aligned}$$

Les termes de friction (et de diffusion horizontale pour T et S) ont été simplifiés en accord avec les recommandations de Blumberg et Mellor (1985) afin de retirer la partie irréaliste de la diffusion au travers des surfaces iso- σ . Seuls les termes (1) de chaque équation sont conservés. Dans le modèle, on utilisera en fait les formulations suivantes que nous tâcherons de minimiser en utilisant par exemple un modèle de diffusion horizontale de Smagorinsky (1963) pour calculer les coefficients ν_H .

$$F_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_H \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_H \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad \text{et} \quad F_y = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_H \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_H \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (2.23)$$

Cette approximation peut être faite en cas de variation modérée de la bathymétrie.

2.5.2 Principe de la résolution numérique

Séparation des modes barotropes et baroclines

Les ondes de gravité externes (barotropes) se propagent beaucoup plus rapidement que les ondes de gravité internes (baroclines). Pour un modèle numérique de formulation

explicite, le critère de stabilité CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) pour le mode barotrope s'exprime sous la forme :

$$CFL_{barotrope} = \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} < 1.$$

La résolution des ondes barotropes nécessite donc une résolution temporelle très petite.

Le critère de stabilité pour les modes baroclines est beaucoup moins contraignant. Il s'exprime sous la forme :

$$CFL_{barocline} = \frac{\sqrt{\frac{g'H_1H_2}{H_1+H_2}}\Delta t}{\Delta x} < 1$$

Pour éviter un calcul lourd et coûteux, des équations primitives, il est courant depuis le modèle construit par Blumberg et Mellor (1987) de résoudre séparément les équations du mode externe (barotrope) et interne (barocline). On utilise cette méthode de séparation des modes (*mode splitting*) dans le modèle MARS-3D. Les équations du mode barotrope sont simplement les équations primitives (Eq. 2.12 et 2.13) et de continuité (Eq. 2.15) intégrées sur la verticale dans lesquels, les termes non-linéaires, le gradient de pression interne et les termes de diffusion deviennent des forçages calculés par le mode interne. Le mode interne (en fait il s'agit du calcul des courants totaux) reste alors représenté par les équations primitives (Eq. 2.12 – 2.15) dans lesquels le gradient de pression externe devient un forçage provenant du mode externe. Certains modèles, au lieu de résoudre les équations primitives pour le mode interne les réécrivent en faisant apparaître la perturbation des courants par rapport au courant moyen sur la verticale. Le mode barotrope s'écrit donc sous la forme :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial D\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial D\bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = -g\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial Pa}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0 D}(\tau_{surf}^x - \tau_{fond}^x) + \int_0^1 [L(u) + \pi_x + F_x] d\sigma \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f\bar{u} = -g\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial Pa}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0 D}(\tau_{surf}^y - \tau_{fond}^y) + \int_0^1 [L(v) + \pi_y + F_y] d\sigma \quad (2.26)$$

Les courants moyens sont définis par :

$$(\bar{u}, \bar{v}) = \int_0^1 (u, v) d\sigma \quad (2.27)$$

et :

$$L(A) = u\frac{\partial A}{\partial x} + v\frac{\partial A}{\partial y} + w^*\frac{\partial A}{\partial \sigma}.$$

Dans les méthodes classiques chaque mode est résolu séparément avec des pas de temps différents et éventuellement une méthode numérique différente. A chaque pas de temps les

deux modes s'échangent les informations qui permettent au calcul de progresser. Normalement l'équation 2.27 est vérifiée par construction. Cependant les erreurs de troncature, la diffusion numérique, le décentrage dans le temps de certains termes conduisent après un cycle de calcul à des courants moyens calculés par le mode barotrope différents de la moyenne des courants totaux calculée par le mode interne. Si rien n'est fait cette différence croît lentement et peu devenir problématique. Une solution généralement adoptée consiste à corriger régulièrement les courants totaux pour que l'équation 2.27 soit vérifiée. Cette correction ne se base généralement pas sur la conservation d'une grandeur physique quelconque et la répartition de cette correction dans la colonne d'eau est purement arbitraire.

Dans le code MARS3D le mode externe est résolu par une méthode semi implicite (technique ADI). Cette particularité lui permet d'avoir le même pas de temps que le mode interne dont la propagation horizontale est traitée de manière explicite.

Pour s'affranchir de la correction une méthode originale à été développée. A chaque demi pas de temps imposé par la méthode semi-implicite qui résout l'un après l'autre la conservation des quantités de mouvement et de masse suivant les axes OX (ligne par ligne) et OY (colonne par colonne), le mode interne et le mode externe sont calculés de manière très classique. Si l'équation 2.27 n'est pas vérifiée après cette première itération (c'est pratiquement toujours le cas), le même calcul est refait en utilisant cette fois pour les termes de couplage (gradient de pression externe forçant le mouvement interne ; intégration des termes non linéaire, du gradient de pression interne et de la diffusion forçant le mouvement externe) qui viennent d'être estimés. Cette boucle est répétée jusqu'à ce que l'équation 2.27 soit vérifiée.

Cette méthode pourrait s'avérer très lourde en temps de calcul puisque l'on constate en moyenne qu'il faut 4 à 6 itérations avant d'obtenir une convergence satisfaisante. En fait, sans entrer dans le détail de la résolution l'essentiel du temps de calcul est consacré à l'évaluation de termes qui sont indépendant de l'itération. La première itération est coûteuse, les suivantes sont quasiment gratuites en terme de temps de calcul. C'est ce qui rend cette méthode abordable.

Plus précisément le calcul d'une ligne (ou d'une colonne) se décompose de la sorte :

- 1 - On calcule une première estimation des courants barotropes et des élévations de la surface libre sur une ligne. La résolution des équations externes du moment pour u et de la continuité conduit à la résolution d'un système linéaire tridiagonal.
- 2 - On résout ensuite l'équation du moment interne pour u en chaque point de la ligne afin d'obtenir une estimation de $\tilde{u}_{i,k}$ au nouvel instant $n + 1$. Les dérivés sur la verticale sont calculées de façon implicite (schéma de Crank -Nicholson). En chaque point de la ligne, la résolution des équations du mouvement et de continuité conduit à la résolution d'un système linéaire tridiagonal.
- 3 - On vérifie, ensuite, la convergence des modes internes et externes, par la relation :

$$\forall i \in [1; imax - 1] ; |\bar{u}_i^{n+1} - \sum_{k=1}^{kmax} \tilde{u}_{i,k}^{n+1} d\sigma_k| < \epsilon$$

ϵ étant fixé à 10^{-5} m.s⁻¹. Si le test n'est pas vérifié sur toute la ligne le processus itératif se poursuit en retournant à l'étape 1 mais cette fois-ci, on utilise l'estimation de $\tilde{u}_{i,k}^{n+1}$ faite à l'itération précédente dans plusieurs termes des équations internes et externes ce qui permet d'impliciter certains termes. Lorsque le test est positif pour toute la ligne, on passe à la résolution de la ligne suivante.

Ensuite, lorsque tout le domaine a été parcouru, on résout localement les vitesses verticales à partir de l'équation de continuité du mode interne. Puis le temps est incrémenté d'un demi-pas de temps et la même méthode est appliquée aux colonnes afin de déterminer les variables v , \bar{v} et ζ .

L'équation d'advection-diffusion pour la salinité et la température est résolue à chaque demi-pas temps de manière implicite sur la verticale. Les flux advectifs horizontaux sont calculés par la méthode explicite Quick (Leonard 1979). Cette méthode est instable en présence de front important, un décentrage amont est alors effectué dans ces cas précis. Le schéma d'advection est alors un schéma de type TVD (Total Variance Diminishing) utilisant le schéma Quick et le schéma décentré amont. Là encore, un système linéaire tridiagonal est résolu en chaque point.

Grâce à la formulation ADI et à l'usage de dérivées verticales implicites, le modèle MARS n'est pas soumis au critère de stabilité CFL dépendant de la vitesse de propagation des ondes. De plus, la procédure itérative entre les modes interne et externe conduit à une certaine forme d'implication du calcul. Seul reste explicite une partie des termes d'advection de quantité de mouvement et de diffusion turbulente horizontale. Dans la pratique le premier de ces deux termes est le plus contraignant et le critère de stabilité expérimenté est alors :

$$\frac{\Delta t \cdot \max(u, v)}{\Delta x} < 1.$$

Concrètement le calcul se fait avec un critère $\frac{\Delta t \cdot \max(u, v)}{\Delta x} < 0,7$. Il faut cependant garder à l'esprit que le pas de temps Δt doit être choisi en fonction des processus physiques à résoudre et de la précision recherchée.

2.6 Conditions aux limites

2.6.1 Au fond

Les conditions au fond s'écrivent en $z = -H$:

$$\rho_0 N_z \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = (\tau_{fond}^y, \tau_{fond}^x) \quad (2.28)$$

$$K_z \left(\frac{\partial S}{\partial z}, \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.29)$$

$$w = -u \frac{\partial H}{\partial x} - v \frac{\partial H}{\partial y} \quad (2.30)$$

τ_{fond}^x et τ_{fond}^y sont les composantes de la tension de cisaillement sur le fond qui sont paramétrisées par une relation quadratique de la vitesse.

$$\tau_{fond}^x = \rho_0 C_D u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.31)$$

$$\tau_{fond}^y = \rho_0 C_D v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.32)$$

C_D est le coefficient de frottement de type Chézy défini par : $C_D = \left(\frac{\kappa}{\log \frac{D}{z_0}} \right)^2$, où z_0 est la longueur de rugosité qui caractérise l'intensité du frottement en fonction des propriétés physiques du sol. Elle est prise égale à 0.01 m. κ est la constante de von Karman et D est la hauteur totale de la colonne d'eau au point de coordonnées (x, y) : $D(x, y) = H(x, y) + \zeta(x, y)$. Les relations précédentes sont obtenues en faisant l'hypothèse que le courant suit un profil logarithmique au voisinage du fond.

2.6.2 En surface

Les conditions au niveau de la surface s'écrivent en $z = \zeta$, sous la forme :

$$\rho_0 N_z \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = (\tau_{surf}^y, \tau_{surf}^x) \quad (2.33)$$

$$K_z \frac{\partial T}{\partial z} = Q_T / \rho_0 C_p \quad (2.34)$$

$$K_z \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad (2.35)$$

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (2.36)$$

où C_p est la chaleur spécifique de l'eau de mer à pression constante, ρ_0 la densité de référence de l'eau de mer et τ_{surf}^x et τ_{surf}^y les termes de friction en surface due au vent telle que :

$$\tau_{surf}^x = \rho_a C_{da} u_w \sqrt{u_w^2 + v_w^2} \quad (2.37)$$

$$\tau_{surf}^y = \rho_a C_{da} v_w \sqrt{u_w^2 + v_w^2} \quad (2.38)$$

où C_{da} est le coefficient de frottement, ρ_a est la densité de l'air et (u_w, v_w) sont les composantes de la vitesse du vent à 10 mètres.

Le flux de chaleur net total Q_T (en W.m^{-2}) absorbée en surface par la mer est égal à :

$$Q_T = Q_{la} + Q_{se} + Q_{lw} \quad (2.39)$$

où Q_{la} est le flux de chaleur latente obtenue par évaporation, Q_{se} le flux de chaleur sensible dû aux pertes par conduction thermique à travers la surface et Q_{lw} le flux radiatif net fourni directement par le modèle atmosphérique. Les deux premiers termes sont calculés par les relations :

$$Q_{la} = \rho_a L_\nu C_E |U_w| (q_s - q_a) \quad (2.40)$$

$$Q_{se} = \rho_a c_{pa} C_H |U_w| (T_s - T_a) \quad (2.41)$$

avec T_s et T_a la température de la surface de la mer et de l'air à la hauteur de référence (10 mètres), la chaleur spécifique de l'air à pression constante $c_{pa} = 1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, la densité de l'air $\rho_a = 1,25 \text{ kg.m}^{-3}$, et la chaleur latente d'évaporation de l'eau $L_\nu = 2,5.10^6 \text{ J.kg}^{-1}$. L'humidité spécifique de l'air au niveau de la surface de la mer q_s et à la hauteur de référence q_a sont calculées par :

$$q = \frac{0,62e}{P_{a0} - 0,38e} \quad (2.42)$$

où $P_{a0}=1013$ mb est la pression atmosphérique de référence et e la pression de vapeur calculée à partir de l'humidité relative et de la température respective de la mer et de l'air en suivant la formulation empirique de Gill (1982). Les termes C_E et C_H appelés respectivement nombre de Dalton et de Stanton, ainsi que le coefficient de frottement C_{da} intervenant dans les équations (2.37) et (2.38) sont calculés à l'aide d'une formulation *Bulk* permettant de prendre en compte la stabilité de la colonne d'air (formulation détaillée dans la section 2.6.3). Cette méthode permet un couplage du modèle d'océan avec le modèle atmosphérique. Les formules Bulk ainsi utilisées déplacent le problème de la spécification des flux de surface turbulents en un problème de description des données atmosphériques proches de la surface.

2.6.3 Flux en surface

Afin de modéliser la circulation en Mer Méditerranée Nord Occidentale, il est crucial de bien représenter les échanges air-mer. Ce point a été étudié en détail par de nombreux auteurs (à voir entre autres Gill (1982)).

Les simulations effectuées sur l'année 2001 ont été forcées en surface par les flux de chaleurs fournis directement (IR et radiatifs) ou recalculés (latents et sensibles) à partir des résultats du modèle atmosphérique **Arpège** (à 50 km de résolution) et par les vents du modèle **Aladin** (10 km de résolution) interpolés sur la grille du modèle. La circulation dans le Golfe du Lion est principalement influencée sur toute la colonne d'eau par la quantité de mouvement transférée par le vent à travers la surface de la mer (voir section 1.1.3). Les vents dominants dans le GoL sont le Mistral du Nord, la Tramontane du Nord-Ouest et les vents de secteur Sud-Est (voir section 1.1.2). Ces vents présentent une forte variabilité temporelle (de l'ordre de la journée) et spatiale (de quelques km). Ainsi, afin de représenter la circulation le plus précisément possible, le modèle MARS a été forcé sur l'année 2005 par les flux de chaleur et le vent à 10 mètres issus du modèle **MM5** (Fifth-Generation NCAR / Penn State Mesoscale Model ; 3 km–3 h de résolution). Ce modèle atmosphérique est forcé aux limites par les champs réanalysés NCEP (National Center for Environmental Prediction).

Analyse des flux atmosphériques

Les champs de vent des modèles atmosphériques **Aladin** (Météo-France) et **MM5** ont été comparés aux mesures faites par des bouées météorologiques situées au large du GoL (bouée 61002 ; 42,1°N–4,7°E) et de la côte d'Azur (61001 ; 43,4°N–7,8°E). L'emplacement de ces bouées est représenté sur la figure 2.3.

Dans un premier temps, nous avons comparé les champs de vent à 10 mètres fournis par les modèles Aladin et MM5 au vent mesuré par la bouée 61001 durant le mois de juillet 2001 (Fig. 2.4). Les bouées météorologiques mesurent les vents à une hauteur de 4,5 m au dessus du niveau de la mer. Ainsi, le vent à 10 m a été calculé par la relation algébrique $U_{10} = \left(\frac{10}{4.5}\right)^{1/7} * U_{4.5}$. La figure 2.4 montre les vents à 10 m recalculés à partir des mesures de la bouée 61001, ainsi que ceux issus des modèles Aladin et MM5 au même point géographique. Les traits épais représentent les séries filtrées à une période de coupure de 24 heures par un filtre de Lanczos. Les coefficients de corrélation calculés sur ces séries filtrées montrent un meilleur accord entre les vents mesurés par la bouée

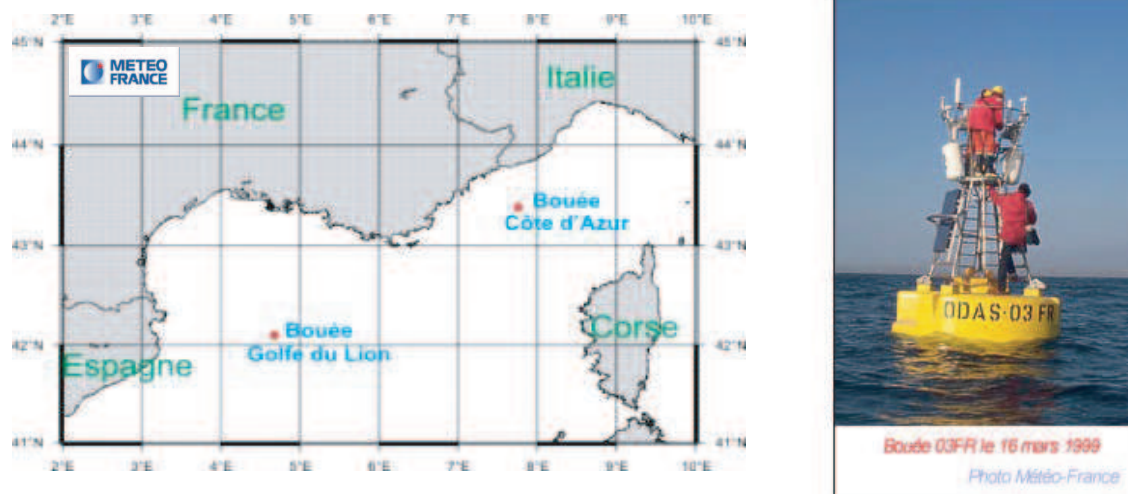


FIG. 2.3 – Position des bouées météorologiques 61001 (bouée Côte d’Azur ; $43,4^{\circ}\text{N}-7,8^{\circ}\text{E}$) et 61002 (bouée Golfe du Lion ; $42,1^{\circ}\text{N}-4,7^{\circ}\text{E}$).

et ceux issus du modèle MM5 qu’avec ceux du modèle Aladin. Dans la direction zonale (méridienne), ce coefficient passe de 0,69 (0,68) avec Aladin, à 0,86 (0,79) avec MM5.

La figure 2.5 montre la comparaison entre les valeurs de vent, d’humidité relative, de température de l’air et de pression atmosphérique mesurées par les bouées 61001 et 61002 (voir position sur la Fig. 2.3) et celles calculées par le modèle MM5 sur la période Mai-Juin 2005. Dans l’ensemble, le modèle MM5 représente bien la variabilité temporelle des situations météorologiques dans cette région. Les coefficients de corrélation (indiqués sur la figures) ont été calculés sur les séries filtrées à l’aide d’un filtre de Lanczos à une période de coupure de 24h. On peut cependant observer que les coefficients de corrélation calculés sur le vent zonal pour la bouée 61002 (environ 0,62) et sur l’humidité relative pour la bouée 61001 (environ 0,63) sont assez faibles. Sinon, les coefficients de corrélation correspondant aux autres variables sont supérieures à 0,7, ce qui est significatif d’une bonne corrélation entre les différentes séries. Il est important de noter que le modèle MM5 ne représente pas bien la variabilité de la température de l’air, bien que la tendance soit réaliste. Cela s’explique par le fait que le modèle météorologique est forcé à l’interface air-mer par une climatologie. Ainsi, la variabilité diurne de la température de surface de la mer n’est pas suffisamment prise en compte, ce qui provoque un biais aussi bien sur la température de l’air que sur la vitesse du vent, les brises thermiques n’étant pas bien simulées.

Paramétrisation des flux à l’interface air-mer

La formulation des conditions aux limites au niveau de l’interface air-mer est un point essentiel à prendre en compte dans la modélisation hydrodynamique. En effet, il est important de bien décrire les interactions entre la mer et la couche inférieure de l’atmosphère.

Les coefficients de transfert (C_{da} , C_E et C_H) intervenant dans les expressions (2.37), (2.38), (2.40) et (2.41) peuvent être pris constants, mais il est préférable de les pa-

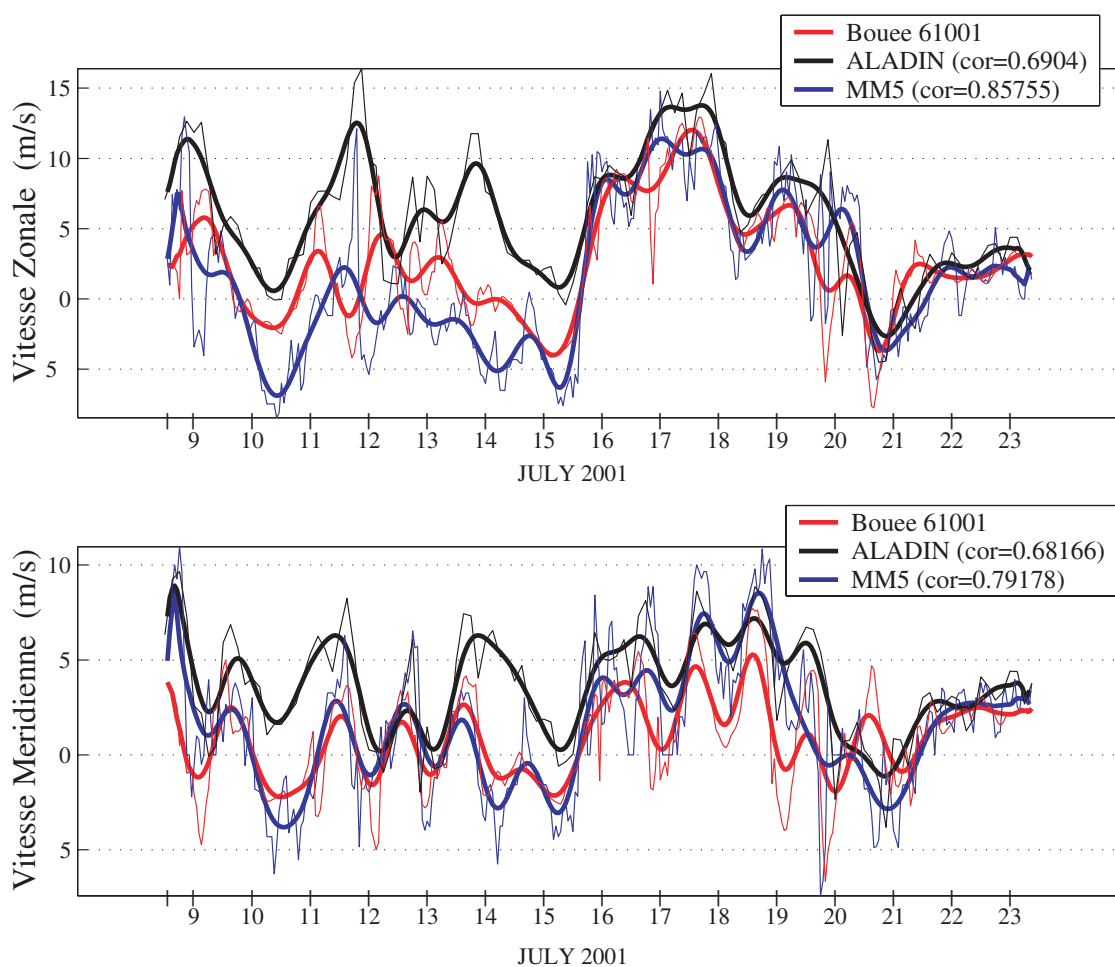


FIG. 2.4 – Vents à 10 mètres mesurés par la bouée météorologique 61001 ($43,4^{\circ}\text{N}-7,8^{\circ}\text{E}$), trait rouge; vents à 10 m calculés par Aladin (trait noir) et MM5 (trait bleu). Les coefficients indiqués correspondent au calcul de la corrélation entre les séries de vent mesurées par la bouée et celles calculées par les modèles météorologiques, filtrées à 24h.

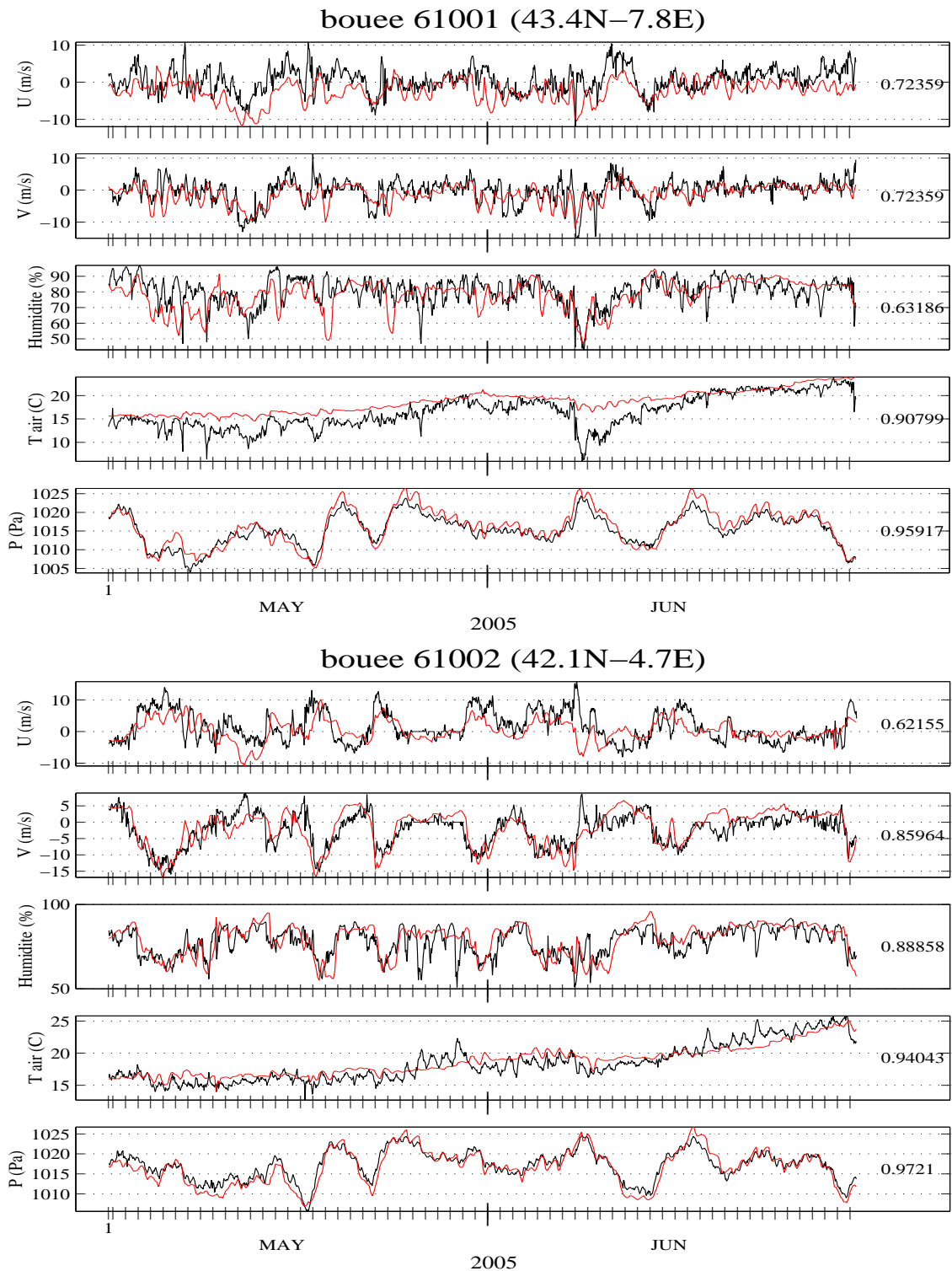


FIG. 2.5 – Mesures des bouées météorologiques 61001 ($43,4^{\circ}\text{N}-7,8^{\circ}\text{E}$) et 61002 ($42,1^{\circ}\text{N}-4,7^{\circ}\text{E}$) en noir et sorties du modèle MM5, traits rouges. Les valeurs indiquées correspondent au calcul de la corrélation faite entre les mesures des bouées et les résultats du modèle MM5.

2.6. Conditions aux limites

ramétriser afin de prendre en compte la stabilité de la colonne d'air. Suivant la méthode décrite par Luyten et De Mulder (1992) et Geernaert (1990), les flux turbulents de chaleur et de quantité de mouvement sont calculés en combinant la température pronostique du modèle d'océan avec les données du modèle atmosphérique (température, humidité relative et vent à 10 mètres). Le coefficient de frottement exprimé pour une stratification neutre C_{dn} est évalué en fonction de l'intensité du vent à 10 mètres suivant la formulation de Geernaert *et al.* (1987) :

$$10^3 C_{dn} = 0.43 + 0.097 |U_{10}^{\vec{}}|. \quad (2.43)$$

Ensuite, afin de prendre en compte la stratification de la colonne d'air, on résout le système d'équations suivant, à l'aide d'une méthode itérative jusqu'à l'obtention d'un état stable :

$$C_{da} = \left(C_{dn}^{-1/2} + \frac{\ln(\frac{C_{dn}}{C_{da}}) - \psi_m}{\kappa} \right)^{-2}, \quad (2.44)$$

$$C_H = C_{HN} \left(1 - \frac{\psi_m C_{dn}^{1/2} + \psi_h C_{HN} C_{dn}^{-1/2}}{\kappa} + \frac{C_{HN} \psi_m \psi_h}{\kappa^2} \right)^{-1}, \quad (2.45)$$

$$C_E = C_{EN} \left(1 - \frac{\psi_m C_{dn}^{1/2} + \psi_h C_{EN} C_{dn}^{-1/2}}{\kappa} + \frac{C_{EN} \psi_m \psi_h}{\kappa^2} \right)^{-1}, \quad (2.46)$$

où κ est la constante de von Karman égale à 0,4, C_{HN} et C_{EN} les nombres de Stanton et de Dalton pour une stratification neutre. Les fonctions de Monin-Obukhov $\psi_m(\xi)$ et $\psi_h(\xi)$ sont calculées en fonction de la hauteur sans dimension ξ , positive dans le cas d'une stratification stable, telle que :

$$\xi = \frac{g\kappa z}{T_V U_{10}^2} \frac{C_H(T_a - T_s) + 0,61 T_k C_E(q_a - q_s)}{C_{da}^{3/2}} \quad (2.47)$$

avec g l'accélération de la gravité, z la hauteur de la colonne d'air égale à 10m. T_k est la température de l'air en Kelvin, T_a et T_s respectivement la température de l'air et de la surface de la mer, q représente l'humidité spécifique, T_V est une température virtuelle telle que $T_V = T_k(1 + 0,61q_a)$.

2.6.4 Aux frontières latérales

Au niveau des frontières latérales fermées (le long des côtes), on applique une condition d'imperméabilité, c'est à dire que le flux normal à la frontière est nul.

Aux limites ouvertes du modèle, l'élévation de la surface libre ζ est prescrite. De plus, pour permettre aux perturbations (ondes et tourbillons) générées dans le domaine de sortir librement sans se réfléchir, le modèle prend en compte la solution pronostique à l'intérieur d'une bande située le long de la frontière. Cette condition appelée *Flow Relaxation Scheme* (FRS), a été développée et testée par Martinsen et Engedahl (1987) et Roed et Cooper (1987) et s'écrit sous la forme :

$$\zeta(x, t) = \alpha \zeta_{pres}(x, t) + (1 - \alpha) \zeta_{pron}(x + \Delta x, t + \Delta t) \quad \text{avec} \quad \alpha = 0.98, \quad (2.48)$$

où ζ_{pres} et ζ_{pron} sont respectivement les élévations de la surface libre du modèle de rang supérieur et celles calculées au pas de temps précédent. x est la localisation de la frontière et Δx le pas d'espace. Cette formulation est en fait la discrétisation de la somme d'une condition de radiation et d'une condition de relaxation. Le temps de relaxation et la vitesse de phase des ondes sortantes dépendent du coefficient α . Une étude comparative de plusieurs conditions aux limites pour le mode barotrope faite par Palma et Matano (2000) a permis de conclure que la méthode FRS offrait les meilleures performances.

Une condition de flux entrant (ou upstream) est appliquée aux champs de température et de salinité. Ceci signifie que les champs de température et de salinité de grande échelle sont advectés dans le petit domaine uniquement en cas de flux entrant. De plus, dans une bande horizontale située le long de la frontière, les champs de température et de salinité sont relaxés vers les valeurs du modèle de plus grande échelle en utilisant un coefficient de relaxation constant. Enfin, à l'intérieur de cette même bande, une condition éponge est appliquée, en fixant une croissance exponentielle des coefficients de viscosité.

2.6.5 Prise en compte des fleuves et du bilan évaporation-précipitation

La prise en compte des fleuves intervient dans l'équation de continuité intégrée de la surface au fond (Eq. 2.24). Dans la maille correspondant au point de rejet on résout alors l'équation :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial D\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial D\bar{v}}{\partial y} = \frac{Q}{S} \quad (2.49)$$

Q représente le débit du fleuve et S la surface de la maille. Il se crée alors un gradient de pression barotrope qui permet d'injecter la quantité d'eau correspondant au débit à chaque pas de temps. Les rejets correspondant au grand et au petit Rhône sont faits dans un bassin de quelques mailles prolongé par un canal arrivant à l'embouchure. En choisissant une profondeur et une largeur de canal proche des caractéristiques de l'embouchure des fleuves les vitesses imposées sont alors réalistes. Les données du débit du Rhône sont fournies par la Compagnie Nationale du Rhône au niveau de Baucaire. On impose également une salinité nulle et une température variant sinusoidalement à un rythme saisonnier dans les mailles correspondantes au bassin de rejet.

Le bilan évaporation/précipitation est traité de la même façon, $\frac{Q}{S}$ représentant alors le taux net évaporation - précipitation. Dans le système de coordonnées sigma, la vitesse verticale en surface n'est alors plus nulle et on a : $w_{\sigma=1} = -\frac{Q}{SD}$.

2.7 Age de l'eau

Le concept d'âge de l'eau développé par Deleersnijder *et al.* (2001) fournit un outil diagnostique puissant pour l'étude de la circulation marine. Celle-ci est souvent trop complexe pour comprendre son fonctionnement au moyen de la simple inspection des variables disponibles à l'aide de mesures in-situ ou simulées numériquement. D'après Delhez *et al.* (1999), l'âge d'une particule peut être considéré comme le temps écoulé depuis que celle-ci a quitté la région dans laquelle son âge a été défini à zéro.

Soit t l'instant considéré, x la position du point et τ l'âge du traceur. On résout tout d'abord l'équation d'évolution de la concentration de la i^{eme} parcelle $C_i(t, x)$, qui s'écrit

sous la forme :

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = P_i - D_i - \nabla \cdot (uC_i - K \cdot \nabla C_i), \quad (2.50)$$

avec P_i et D_i les termes de production et de destruction considérés comme nuls dans les simulations. uC_i représente l'advection, avec u la vitesse du fluide et $-K \cdot \nabla C_i$ les flux diffusifs où K est le tenseur de diffusion. Ensuite, la concentration d'âge est calculée par la relation :

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial t} = C_i - \nabla \cdot (u\alpha_i - K \cdot \nabla \alpha_i). \quad (2.51)$$

Finalement, l'âge a_i de la parcelle i , est calculé en fonction de la concentration d'âge α_i et de la concentration C_i par la relation :

$$a_i = \frac{\alpha_i}{C_i} \quad (2.52)$$

2.8 Configuration des simulations réalistes

Dans un premier temps, l'absence de modélisation fine de l'ensemble de la mer Méditerranée nous a amené à effectuer la modélisation du Bassin Nord sur l'année 2001 en utilisant une chaîne de trois modèles dont la résolution horizontale diminue d'un facteur 3 à chaque pas d'emboîtement. Le modèle grande échelle couvre la totalité de la Mer Méditerranée à une résolution de 10 km (MEDIT, Fig. 2.6). Un modèle intermédiaire WESTMED couvre le bassin occidental avec une grille horizontale de 3,8 km. Enfin, la configuration NORMED, simule la circulation du bassin Nord à une résolution de 1,2 km. Ensuite, Sur l'année 2005-2006, la configuration NORMED a été forcée directement par les résultats du modèle d'océan grand échelle Mediterranean Forecasting System (MFS ; Pinardi *et al.* (2003)) dont les champs sont corrigés par une méthode d'assimilation de données (Manzella *et al.* 2003).

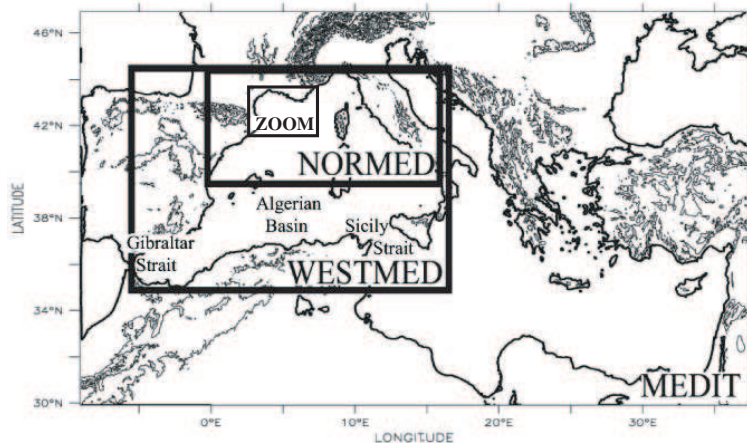


FIG. 2.6 – Extension des modèles emboîtés MEDIT, WESTED, NORMED et ZOOM.

2.8.1 Etat initial et conditions aux limites ouvertes

Année 2001

Les configurations MEDIT et WESTMED ont été initialisées à partir des données climatologiques MEDAR/MEDATLAS (2002). La configuration MEDIT est forcée à sa frontière Ouest, située à 9°W, par l'élévation de la surface libre (ζ) climatologique. Après un an de spin-up, les champs de température et de salinité MEDAR/MEDATLAS ainsi que l'élévation de la surface libre de MEDIT sont appliqués aux limites de WESTMED (Fig. 2.6). Afin de maintenir une circulation réaliste, une condition de relaxation est appliquée sur la température et la salinité modélisées en surface vers les données mensuelles MEDAR. Pour la température, un coefficient de relaxation constant est utilisé pour MEDIT et en s'inspirant de la méthode de Barnier *et al.* (1995) un coefficient égal à $\frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial Q}{\partial T}$ est utilisé pour WESTMED (Tab. 2.1), où C_p est la chaleur spécifique de l'eau de mer, T la température (ou la salinité) en surface et Q le flux de chaleur net total (ou l'évaporation dans le cas de la salinité). Au bout de deux années de run, la configuration NORMED-01 a été initialisée à partir des sorties de WESTMED. Puis, cette chaîne de 3 modèles emboîtés est lancée à partir de Octobre 2000 jusqu'à la fin de l'année 2001, en appliquant à la limite Sud de NORMED située à 39°N les champs provenant du modèle intermédiaire (WESTMED).

Configurations	MEDIT	WESTMED	NORMED 2001 (2005)	ZOOM
Résolution : horizontale temporelle	10 km 1200 s	3,8 km 600 s	1,2 km 300 s (150 s)	400 m 50 s
Bathymétrie	Etopo 2 + SHOM	Etopo 2 + SHOM	Etopo 2 + SHOM + Ifremer	Etopo 2 + SHOM + Ifremer
Forçages externes : Flux atmosphériques Champs de vent Débits des fleuves	ARPEGE ARPEGE Constant	ARPEGE ARPEGE Constant	ARPEGE (MM5) ALADIN (MM5) Journalier	MM5 MM5 Journalier
Relaxation en surface	T : 10W.m ⁻² .C ⁻¹ S : 0,21m/jour	$\frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial Q}{\partial T}$ T : Q = Q _T S : Q=Evap	Non	Non
Initialisation	MEDAR/MEDATLAS	MEDAR/MEDATLAS	WESTMED	NORMED
Conditions aux limites :	MEDAR/MEDATLAS T, S SSH=0 Coef=4,63	MEDAR/MEDATLAS T, S SSH MEDIT Coef=0,7	WESTMED (MFS) T, S, U, V, SSH Coef=0,98	NORMED T, S, U, V, SSH Coef=0,98
Couche éponge	25 mailles	13 mailles	13 mailles	40 mailles
Coefficient de Smagorinsky	0.25	0.2	0.2	0.27
Viscosité verticale minimum (cm ² .s ⁻¹) maximum (cm ² .s ⁻¹)	10 1000	50 1000	1 100	1 100
Viscosité horizontale	2	2	2	2

TAB. 2.1 – Configuration des différents modèles.

Années 2005/2006

Afin de simuler la circulation sur les années 2005 – 2006, la configuration appelée NORMED-05 a été forcée à ses frontières latérales par les résultats du modèle grande échelle MFS. Ce modèle opérationnel simulant la mer Méditerranée fournit des conditions aux limites à une résolution spatiale de 6 km horizontalement sur 72 niveaux σ et temporelle de 24 h. Les champs de température, de salinité, de courants et d'élévation de la surface libre sont ensuite interpolés sur la grille de NORMED. Un zoom, ayant une résolution horizontale de 400 m, a également été implanté sur le Golfe du Lion (Fig. 2.6). Après 2 mois de spin-up, le ZOOM initialisé et forcé à ses frontières Est et Sud par les résultats de NORMED-05 a été utilisé pour simuler les mois de juin et de décembre 2005. Toutes les configurations, aussi bien celles de 2001 que celle de 2005-2006, comportent 30 niveaux- σ sur la verticale.

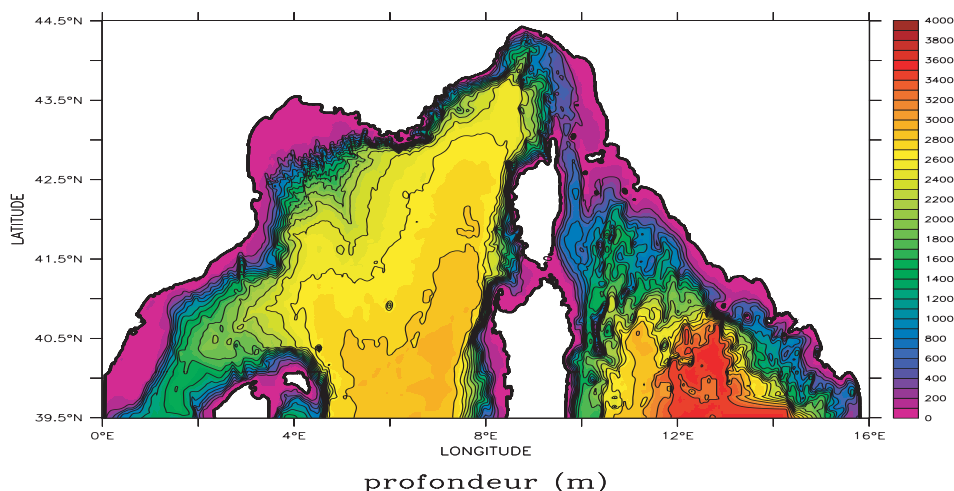


FIG. 2.7 – Bathymétrie du bassin Nord utilisée dans la configuration NORMED. Les isobathes sont représentées tous les 200 m.

2.8.2 Les forçages atmosphériques

Les flux de chaleur du modèle Arpège de Météo-France ont été utilisés pour forcer tous les modèles simulant l'année 2001. Ce modèle a une résolution spatiale de 50 km et temporelle de 6 h. Par contre, les configurations MEDIT et WESTMED ont été forcées par les champs de vent Arpège, alors que NORMED-01 a été forcé par les vents calculés par le modèle Aladin (3 h et 10 km de résolution). Aladin est un modèle atmosphérique haute résolution emboîté dans Arpège. Les résultats de ces 2 modèles sont donc cohérents.

Sur les années 2005 et 2006, les configurations NORMED-05 et ZOOM ont été forcées par les flux atmosphériques (chaleur, pluie, température, ...) et les vents du modèle

MM5. Ce modèle a le double avantage d'être à très haute résolution (grille de 3km, toutes les 3h) et de prendre en compte les brises thermiques. Différents tests concernant la paramétrisation des flux dans le modèle NORMED seront réalisés par la suite.

2.8.3 Bathymétrie

Le fichier de bathymétrie des modèles NORMED et ZOOM sont construits à partir des fichiers Etopo2 (Smith 1975), des cartes du SHOM et de l'Ifremer (100 m de résolution). La taille de maille du modèle NORMED est de 0.0145×0.0108 degrés, soit environ $1,2 \times 1,2$ km. Celle du ZOOM fait 0.0048×0.0035 degrés, soit 400×400 m. Ainsi, la grille fait 1100×462 points pour NORMED et 903×573 pour le ZOOM.

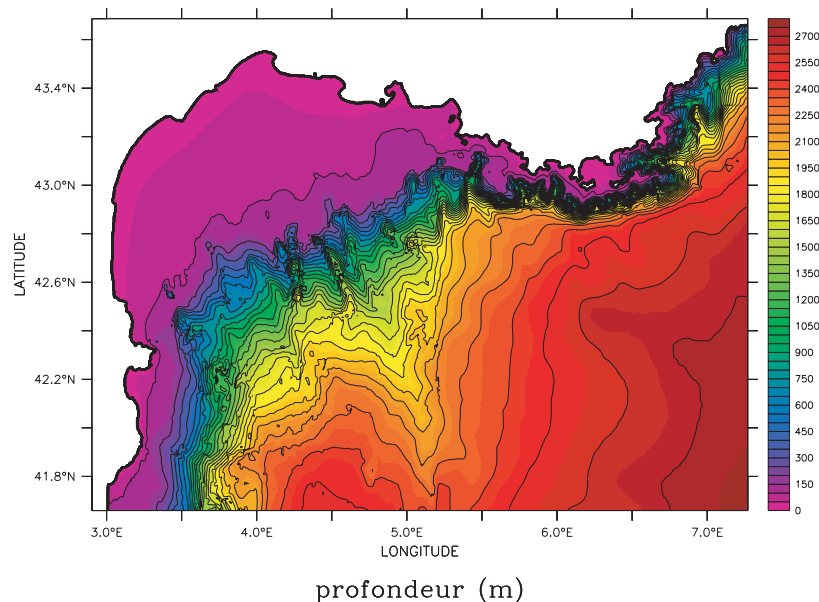


FIG. 2.8 – Bathymétrie du Golfe du Lion utilisée dans la configuration ZOOM. Les isobathes sont représentées tous les 100 m.

2.9 Etudes de sensibilité

Dans cette section, plusieurs tests de sensibilité sont présentés afin d'évaluer la réponse du modèle à différentes paramétrisations.

2.9.1 Paramétrisation du coefficient de frottement

Les champs de quantité de mouvement et les flux de chaleur à l'interface air-mer dépendent de la structure turbulente de la couche limite atmosphérique, généralement appelée couche limite planétaire. La quantité de mouvement transmise à travers la surface par le vent est pondérée par un coefficient de frottement (C_{da}) qui peut être choisi constant ou varier en fonction de la différence entre la température de la mer et de l'air, de l'humidité relative et de l'intensité des vents à 10 mètres au dessus du niveau de la mer (voir section 2.6.3), ces différents paramètres agissant sur la stabilité de la couche limite atmosphérique. Nous étudierons, ici, l'effet de la paramétrisation du coefficient de frottement appliqué au calcul des tensions de vent en surface sur l'extension des zones d'upwelling.

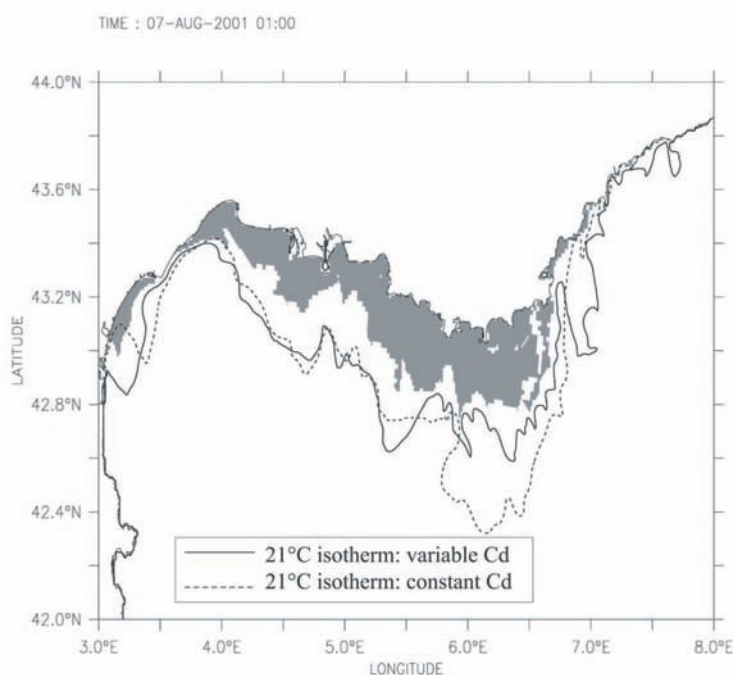


FIG. 2.9 – Zones d'upwelling le long des côtes du Golfe du Lion, le 7 août 2001. (**Surface grise**) : upwellings mesurés par satellite AVHRR (température inférieure à 21°C) ; extension des upwellings modélisés (isotherme 21°C) calculés avec un coefficient de frottement C_{da} constant (**ligne pointillées**) et avec un coefficient variable (**ligne continue**).

La Figure 2.9 montre l'extension des upwellings le long des côtes du GoL mesurée par satellite AVHRR (température inférieure à 21°C) le 7 août 2001. La zone grisée représente les upwellings mesurés et les traits montrent l'extension des upwellings modélisés par MARS-3D (isotherme 21°C) avec un coefficient de frottement constant $C_{da} = 1.10^{-3}$ (pointillées) et variable (ligne continue). On remarque que les zones d'upwellings sont

plus réalistes quand un coefficient de frottement variable est utilisé dans le calcul des tensions de vent en surface, cependant celles-ci restent encore trop étendues.

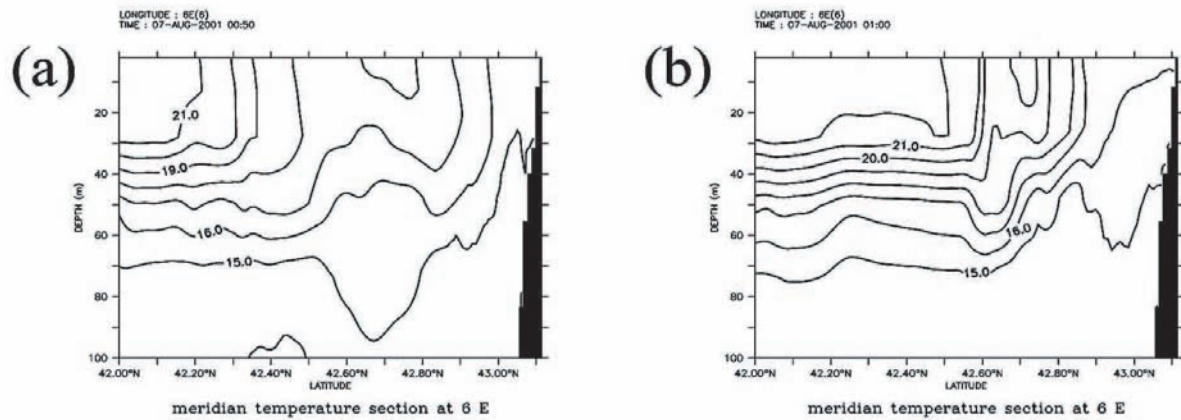


FIG. 2.10 – Température simulée le long de la section méridienne 6°E le 7 août 2001, **a** avec un coefficient de frottement constant ($C_{da} = 1.10^{-3}$) et **b** en utilisant la paramétrisation du coefficient.

Les sections verticales de température à la longitude de 6°E (Fig. 2.10) confirment la tendance à une réduction de la zone simulée d’upwelling par l’utilisation d’un coefficient de frottement variable. Sur cette figure, l’isotherme 18°C passe de 42,45°N avec un C_{da} constant à 42,85°N avec un C_{da} dépendant de la structure turbulente de la couche limite planétaire. Ce déplacement de l’ensemble des isothermes vers la côte traduit une réduction de l’extension vers le large de la zone d’upwelling d’environ 40 km à 6°E (pour l’isotherme 18°C). De plus, la différence entre la moyenne sur le bassin Nord des SST mesurées par satellite et celles modélisées passe de 2,54°C avec un C_{da} constant, à 1,44°C en utilisant un coefficient de frottement variable. Ainsi, le fait de prendre en compte la structure turbulente de la colonne d’air dans le calcul des tensions de vent permet de mieux représenter l’impact du vent en surface.

2.9.2 Coefficient de Smagorinsky

Dans le but de contraindre le CN à suivre le pente continentale au niveau de Toulon, nous avons fait varier le coefficient de Smagorinsky. En effet, en augmentant la valeur de ce coefficient, on augmente la viscosité turbulente horizontale. Les structures modélisées étant de plus grande échelle on réduit alors l’apparition de tourbillons de petite échelle sur le bord interne du CN, responsable du décrochement du courant au niveau de Toulon. Nous avons fait tourner séparément la configuration NORMED-05 sur le mois de juin 2005 en prenant les mêmes conditions aux frontières (MFS) et en surface (MM5) et en prenant un coefficient de Smagorinsky égal à 0,2 puis à 0,24.

L’erreur quadratique moyenne (Root Mean Square), définie telle que :

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum (SST_{obs} - SST_{mod})^2},$$

où N est le nombre total d’observations, calculée entre les champs de SST modélisés et ceux mesurés par satellite AVHRR montre peu de différence. Ainsi, en passant de

0,2 à 0,24 la RMS passe de 1,28 à 1,39. On observe donc de meilleurs résultats avec un coefficient de Smagorinsky de 0,2.

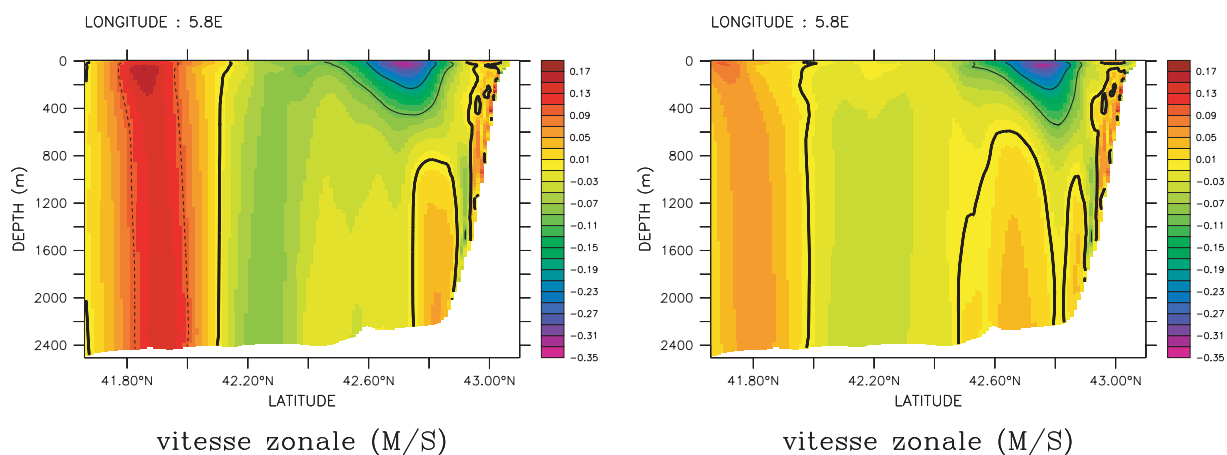


FIG. 2.11 – Vitesse normale à la section méridienne 5,8°E moyennée sur le mois de juin 2005. A gauche, avec un coefficient de Smagorinsky de 0,2 ; à droite, avec un coefficient de Smagorinsky de 0,24

La figure 2.11 montre la vitesse normale à une section située à 5,8°E, moyennée sur le mois de juin 2005. On remarque sur cette figure que la position du CN (valeurs négatives de courant) est légèrement plus au Nord avec un coefficient de Smagorinsky de 0,24. Cependant, un compromis doit être trouvé entre une valeur élevée permettant de réduire le décrochement du CN au niveau de Toulon et une bonne résolution des structures. Nous avons donc décidé de conserver ce coefficient égal à 0,2.

Chapitre 3

Modélisation tridimensionnelle

Sommaire

3.1	Introduction	46
3.2	Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle	46
3.2.1	Comparaison à la climatologie MEDATLAS	50
3.2.2	Comparaison aux mesures satellites	52
3.3	Circulation dans le Golfe du Lion	55
3.3.1	Description des processus	55
3.3.2	Comparaison aux images SeaWiFs de Chlorophylle	61
3.4	Conclusion	71

3.1 Introduction

Le but de ce chapitre est d'étudier la circulation dans le Bassin Nord et dans le Golfe du Lion (GoL) à l'aide du modèle hydrodynamique MARS-3D. Deux simulations réalistes ont été réalisées (voir chapitre 2) : l'une sur l'année 2001 (NORMED-01) et l'autre entre juin 2005 et mai 2006 (NORMED-05). Dans une première partie, la circulation modélisée à grande échelle sur l'année 2001 sera étudiée. Les résultats du modèle seront alors confrontés à des mesures satellites de température de surface (SST) et à la climatologie MEDATLAS. Dans un deuxième temps, la circulation sur le plateau et sur la pente continentale du GoL sera analysée. Les résultats du modèle seront comparés aux images satellites AVHRR de SST et SeaWiFS de concentration en chlorophylle-a (Chl-a). Ensuite, la variabilité et les processus agissant à moyenne et petite échelle seront étudiés. En particulier, nous décrirons la circulation induite par le vent sur le plateau, les remontées d'eau le long des côtes (upwellings), les échanges d'eau au niveau de la pente continentale et le devenir des eaux du Rhône. Une représentation fine des flux atmosphériques et de densité s'est avérée nécessaire afin de bien représenter les différents processus et leur variabilité. Ainsi, l'utilisation d'un champ de vent ayant une haute résolution et une bonne représentation des champs aux frontières est indispensable pour simuler la circulation de façon réaliste. Enfin, nous ferons une évaluation du traçage de la dynamique de surface par les mesures de chlorophylle (Chl) issues des mesures satellites de couleur de l'eau.

3.2 Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle

Dans cette section, nous étudierons la circulation s'établissant dans le bassin Nord au cours de l'année 2001. La circulation générale est dominée par un gyre cyclonique induit par l'équilibre géostrophique existant à grande échelle entre les forces de pression et de coriolis. La branche Nord de ce gyre représentée par le Courant Nord (CN) montre une forte variabilité saisonnière avec un doublement de son flux en hiver. Cette variabilité résulte des changements saisonniers de la circulation au niveau du bassin Nord. Au large de Nice, la variabilité du CN a été étudiée à partir de données expérimentales par Albérola *et al.* (1995) et Sammari *et al.* (1995). La valeur maximum du flux a été mesurée entre novembre et mai, avec un maximum en décembre ($\sim 1,6$ Sv, entre 0 et 300 m de profondeur). Puis il décroît lentement jusqu'à la fin de l'été. Les vitesses maximum mesurées ont été plus importantes en automne ($50-60$ cm.s $^{-1}$) qu'en hiver ($20-40$ cm.s $^{-1}$). La structure du courant montre aussi des changements saisonniers. Du printemps jusqu'à l'automne, le CN est relativement large et peu profond (respectivement ~ 50 km et 250 m), alors qu'en hiver (de décembre à mars), il devient étroit et profond (~ 30 km et 450 m).

La variabilité saisonnière de la structure du CN peut être expliquée par la stratification. En effet, la largeur de ce courant de densité résulte de l'ajustement entre les eaux d'origine Atlantique et les eaux Méditerranéennes, de densités différentes. L'échelle spatiale qui domine l'ajustement ces deux masses d'eau est le rayon interne de déformation de Rossby (R_1). Afin de calculer le premier rayon interne de déformation, on résout

l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{f^2}{N^2(z)} \frac{\partial F}{\partial z} - \lambda^2 F = 0, \quad (3.1)$$

où $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$ est la fréquence de Brunt-Väisälä et f la fréquence de Coriolis. Les rayons de Rossby de chaque mode sont alors égaux à $R_n^2 = \frac{1}{\lambda_n^2}$. Les rayons internes de déformation calculés à partir des moyennes mensuelles de densité pour les mois de février et juillet 2001 sont représentés sur la figure 3.1. L'échelle spatiale de la décroissance des vitesses est fonction de ces rayons de déformation suivant une loi exponentielle, telle que $u = u_0 e^{(-\frac{y}{R_1})}$. On observe sur cette figure que les valeurs des rayons de déformation calculés sur la pente continentale sont de l'ordre de 5–6 km en février et 8–9 km en juillet. Une estimation de la largeur du courant géostrophique peut être obtenue en calculant la distance correspondant à une décroissance des vitesses égale à 95% de la vitesse au cœur du courant multipliée par deux. On obtient alors une distance de 29–35 km en février et 48–54 km en juillet similaires aux largeurs du CN précédemment observées, celles-ci étant d'environ 30 km en hiver et 50 km en été (Sammari *et al.* 1995). On en déduit donc que la largeur de ce courant s'ajuste sur le rayon interne de déformation de Rossby et donc que le CN est en équilibre géostrophique. De même, ces rayons de déformation donnent les échelles caractéristiques des méandres du CN qui se créent au niveau du haut de la pente continentale par instabilité. La longueur d'onde de ces méandres est donnée par la relation $\lambda = \pi R_1$ (Pedlosky 1987). Une résolution horizontale de 1.2km semble donc suffisante pour résoudre correctement la variabilité mésoéchelle du CN.

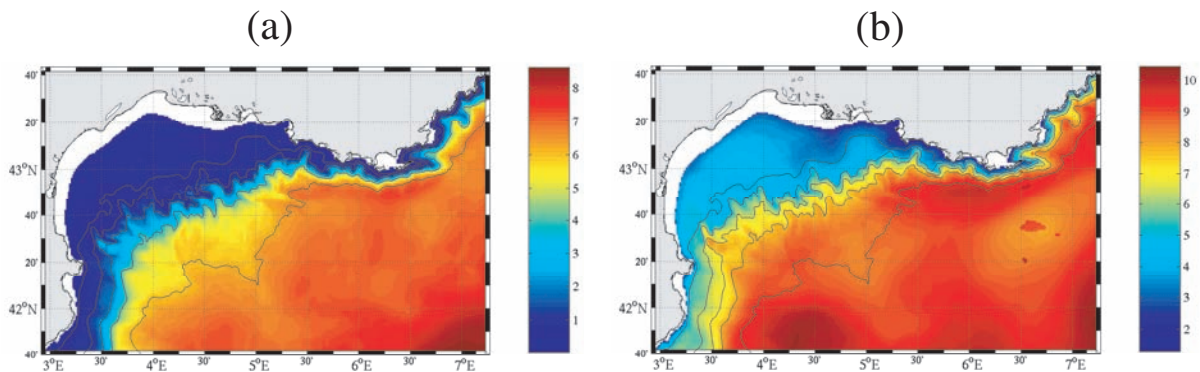


FIG. 3.1 – Rayons internes de déformation de Rossby (en kilomètres) calculés à partir des moyennes mensuelles de densité pour les mois de (a) février et (b) juillet 2001.

La figure 3.2 montre l'élévation de la surface libre et les courants de surface calculés par le modèle NORMED-01 durant les mois de février et juillet 2001. La pente de la surface libre reflète l'équilibre géostrophique de la circulation générale. Elle est plus marquée en hiver, ce qui indique une intensification de la circulation cyclonique dans le bassin. Les vitesses du CN modélisées en surface, le long de la pente continentale du GoL, sont approximativement égale à $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ en février et à $0,25 \text{ m.s}^{-1}$ en juillet.

Les vitesses mensuelles modélisées en 2001 (NORMED-01) perpendiculairement à un transect reliant Nice à Calvi, moyennées entre 0 et 700 m de profondeur, sont représentées sur la figure 3.3. Cette figure montre clairement l'intensification du CN en automne et

3.2. Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle

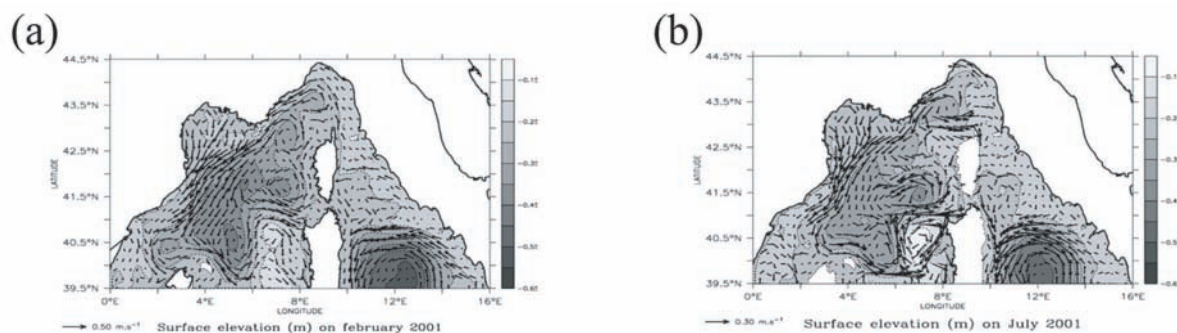


FIG. 3.2 – Moyennes mensuelles des courants modélisés en surface par NORMED-01 et de l'élévation de la surface (en mètres) : **a** Février 2001, **b** Juillet 2001. Figure d'après André *et al.* (2005).

en hiver par rapport au printemps et à l'été. En février et en novembre, les vitesses atteignent $0,24-0,25 \text{ m.s}^{-1}$. En mai, la vitesse calculée au cœur du courant n'est plus que de $0,18 \text{ m.s}^{-1}$. Le CN apparaît également étroit et rapproché de la côte en automne et en hiver, avec une largeur d'environ 30 km en novembre et en février, en limitant la veine du CN aux vitesses supérieures ou égales à 10 cm.s^{-1} . Ensuite, il s'élargit (50 km) en mai, et s'écarte de la côte en août. Ces résultats sont en accord avec les observations faites au large de Nice, montrant un élargissement et un déplacement du CN vers le large entre l'hiver et l'été (Sammari *et al.* (1995); Albérola *et al.* (1995)).

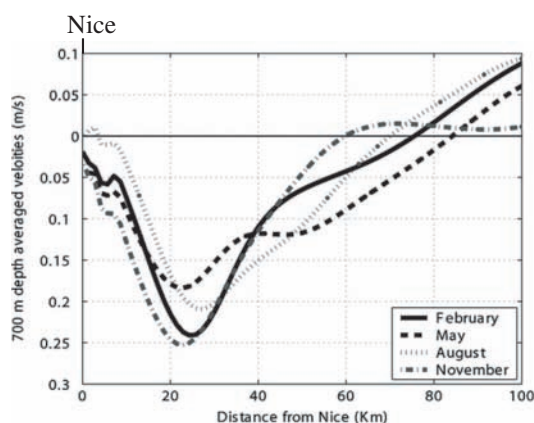


FIG. 3.3 – Moyennes mensuelles des vitesses modélisées par NORMED-01 à travers le transect Nice-Calvi, moyennées verticalement sur les 700 premiers mètres (uniquement les 100 premiers kilomètres de la radiale sont représentés). Figure d'après André *et al.* (2005).

Le transport modélisé entre 0 et 700 m dans le CN corrobore les précédentes observations faites sur ce courant. Le transport géostrophique à travers le CN calculé le long de la radiale Nice-Calvi sur l'année 2001 (NORMED-01, Fig. 3.4a) montre une forte intensification au début de l'automne (fin septembre) jusqu'en décembre où il atteint son maximum ($\sim 2,4 \text{ Sv}$). Il diminue à partir du mois de janvier jusqu'au début du printemps. Le flux est minimum ($1,3 \text{ Sv}$) entre avril et septembre. Le transport géostrophique à tra-

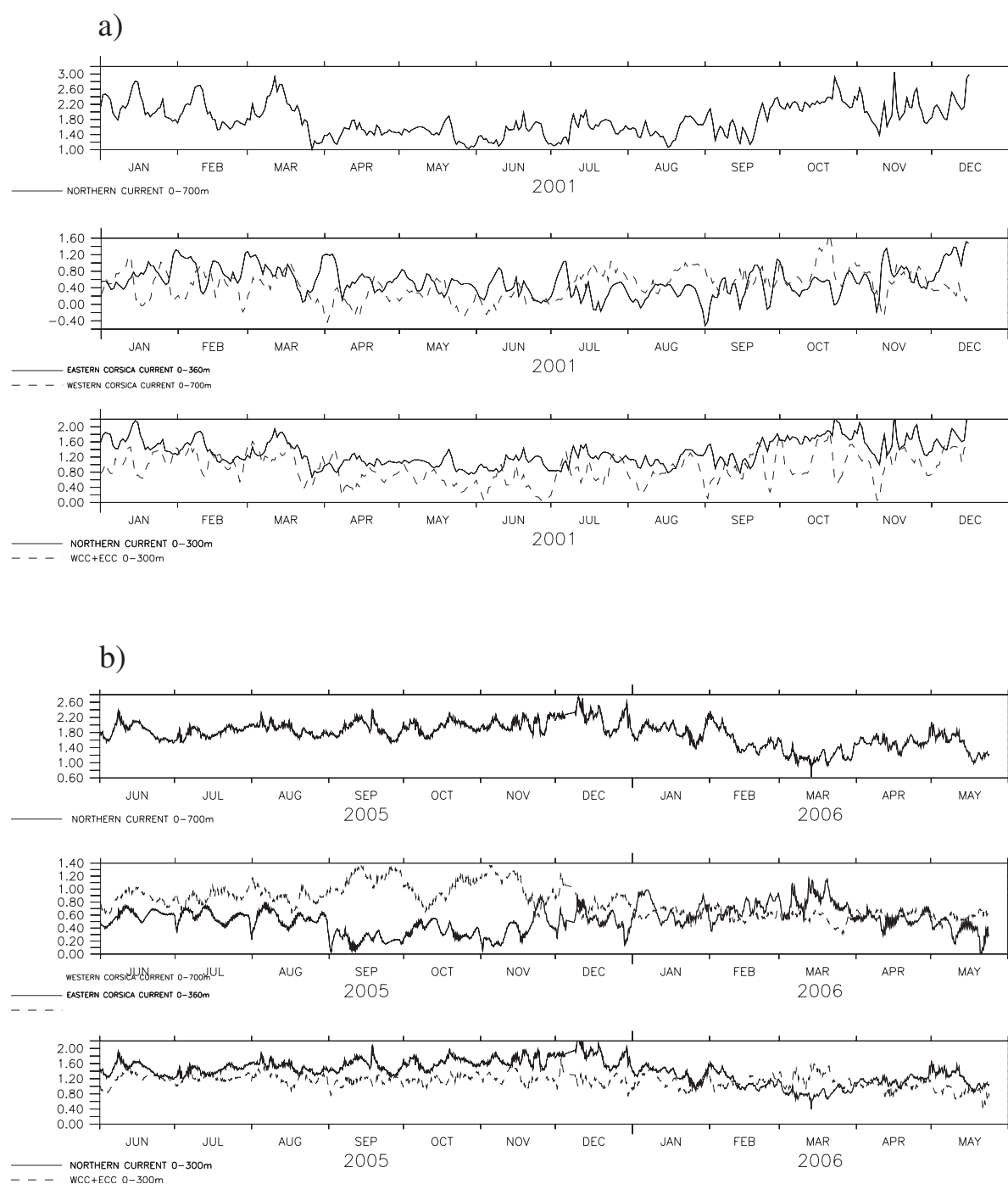


FIG. 3.4 – Transport géostrophique (Sv) des Courants Nord et WCC à travers la section Nice-Calvi et du ECC à travers le Canal de Corse : a sur l'année 2001 (NORMED-01), b de Juin 2005 à Mai 2006 (NORMED-05).

3.2. Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle

vers le canal de Corse représente le Courant Est Corse (ECC). Son flux est maximum à la fin de l'automne et en hiver, où il atteint en moyenne 0,8 Sv avec un maximum à 1,4 Sv en décembre. Puis, il diminue au printemps et en été, où le transport est inférieur à 0,3 Sv. Ce cycle saisonnier a été mis en évidence par Astraldi *et al.* (1995), qui ont mesuré un transport à travers le canal de Corse égal à 1,5 Sv en hiver contre 0,45 Sv en été.

La simulation faite à partir de juin 2005 (NORMED-05) montre quant à elle une augmentation progressive du transport du CN entre juin et décembre (Fig. 3.4b), le maximum étant égal à 2,6 Sv au début du mois de décembre 2005. Puis, il diminue assez rapidement jusqu'en mars 2006 (~ 1 Sv). Le flux à travers le Canal de Corse (ECC) est minimum à la fin de l'été et en automne, avec un flux d'environ 0,2 Sv. Il augmente ensuite entre Novembre et Mars. A l'inverse, le transport au large de Calvi (WCC) est maximum en automne. Puis il diminue en hiver et atteint son minimum au printemps. Cette opposition de phase entre le transport du ECC et du WCC a été montrée précédemment par Astraldi *et al.* (1995). Ainsi, le transport maximum du CN observé à la fin de l'automne correspondrait au flux maximum du WCC, alors que les fortes valeurs observées en hiver seraient dues au maximum du ECC. Une importante variabilité interannuelle du flux à travers le canal de Corse a été observée par Astraldi et Gasparini (1992). La variabilité du flux à travers le canal de Corse et par conséquent celle du CN a été attribuée à celle des forçages atmosphériques agissant sur le bassin Nord (Astraldi et Gasparini 1992) et à l'état hivernal de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO). Les fortes valeurs du transport correspondant à un indice de NAO négatif (Astraldi *et al.* 1999).

La circulation sur le bassin Nord est dominée par un gyre cyclonique. Cependant, cette circulation s'étend sur la totalité du bassin en hiver (Fig. 3.2a), et se sépare en 2 gyres distincts en été (Fig. 3.2b). On peut ainsi observer un gyre cyclonique d'environ 200 km au Nord-Ouest de la Corse et un autre ayant une taille plus importante au centre du bassin. Une telle tendance est réaliste et sera, par la suite, confirmée par l'analyse des températures de surface.

3.2.1 Comparaison à la climatologie MEDATLAS

Dans le but de valider les résultats du modèle NORMED-01 à l'échelle du bassin Nord, les températures (SST) et les salinités de surface (SSS) moyennées sur un mois sont ici comparées à la climatologie MEDAR/MEDATLAS (2002). Cet atlas climatologique fournit les champs annuels et mensuels de SST et de SSS sur 2 grilles. Une première grille à $0,2^\circ$ de résolution couvre la totalité de la mer Méditerranée, et une seconde couvre le bassin Nord, au Nord de 42°N , à une résolution de $0,05^\circ$. Sur la figure 3.5, les champs de surface sont représentés pour les mois de Février et Juin 2001. Les structures méso-échelles et les fronts sont évidemment lissés dans les données climatologiques. Cependant, les grands traits de la circulation et de sa variabilité saisonnière sont relativement similaires.

Aussi bien sur les champs modélisés que sur ceux issus de la climatologie, le CN est marqué, principalement en hiver, par une langue d'eau chaude issue de la mer Tyrrhénienne via le détroit de Corse (Fig. 3.5a). Les champs de SSS confirment que le courant Ouest Corse (WCC) contribue à la formation du CN en s'associant au courant Est Corse (ECC) en mer Ligure. En hiver, le CN s'étend assez loin le long de la

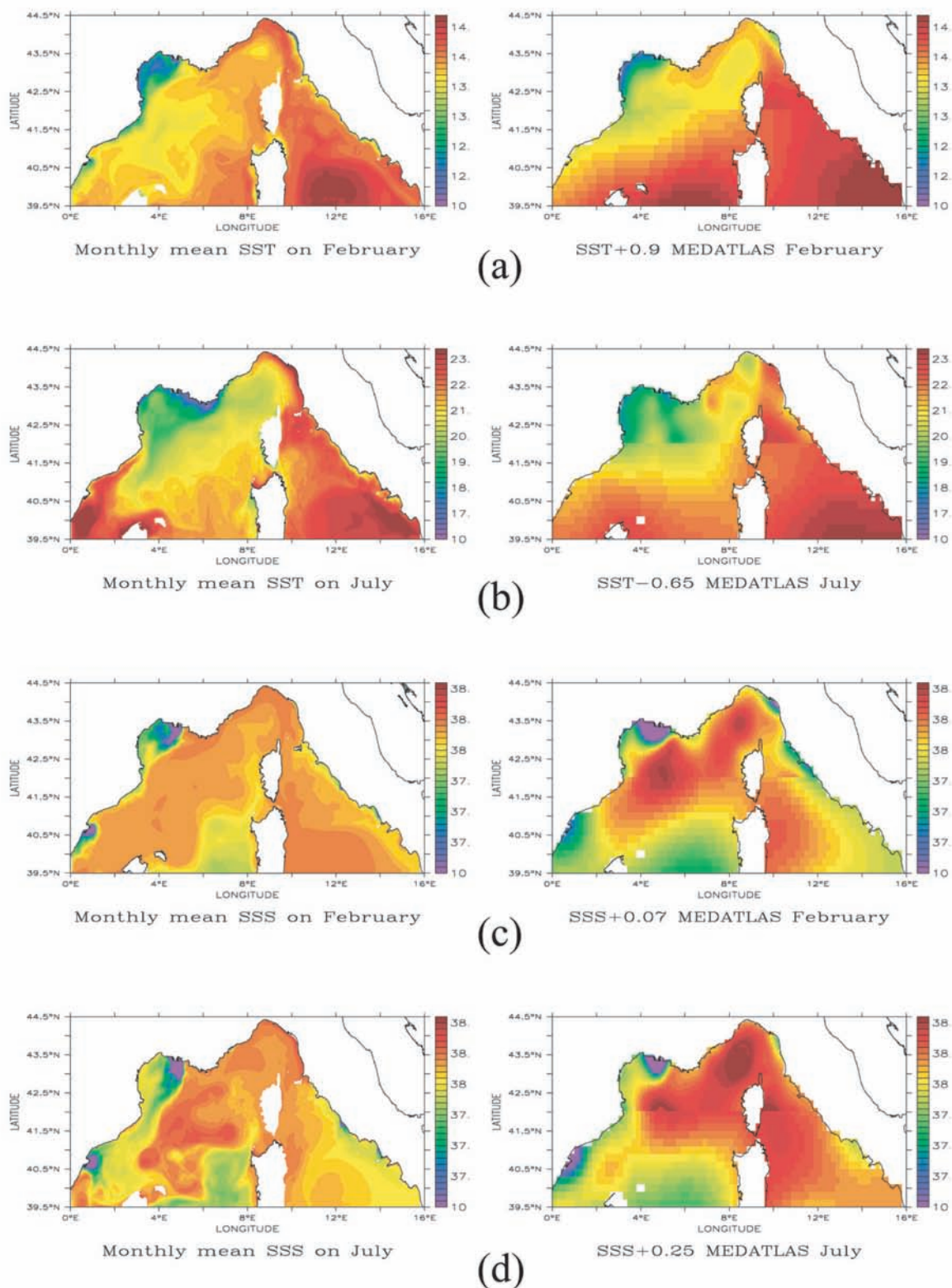


FIG. 3.5 – Comparaison entre les champs de surface modélisés par NORMED-01 (à gauche) et climatologiques (MEDATLAS/MEDAR, à droite). **a** Moyenne mensuelle de SST en Février 2001. **b** Moyenne mensuelle de SST en Juillet 2001. **c** Moyenne mensuelle de SSS en Février 2001. **d** Moyenne mensuelle de SSS en Juillet 2001.

3.2. Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle

penne continentale du GoL. On peut également observer une intrusion de celui-ci sur le plateau à l'Est du GoL. En été (Fig. 3.5b), les upwellings côtiers se formant au large de Toulon font dévier le CN vers le Sud, ce qui provoque son détachement de la côte.

Dans le GoL, les eaux de surface sont surtout marquées par leur faible salinité due à l'apport d'eau douce par les fleuves. Le front séparant les eaux peu salées du Rhône de celles plus salées du large est clairement visible dans la partie Est du plateau, en hiver comme en été (Fig. 3.5c, d). Les images de température (Fig. 3.5a, b) montrent que les eaux du plateau sont relativement froides. Ceci peut être expliqué par les upwellings et par l'intense refroidissement des eaux du plateau en hiver. En hiver, les eaux froides et peu salées du GoL sont clairement séparées de celles du large au niveau de la pente continentale. Ces eaux sortent du golfe dans sa partie Ouest et s'écoulent ensuite vers le Sud-Ouest le long des côtes Catalanes. En été, les eaux froides du plateau s'étendent plus loin vers le large dans la partie Ouest du bassin Nord. Un fort export d'eau faiblement salée du plateau à l'Ouest du GoL est visible sur la figure 3.5d. Cette augmentation de l'export des eaux du plateau en été est due à l'affaiblissement du CN, alors qu'en hiver celui-ci, plus intense, isole ces eaux de celles situées au large.

Les gyres cycloniques situés en mer Ligure et au centre du Bassin Nord, caractérisés par des eaux relativement salées et froides, sont correctement modélisées, surtout en été. Cependant, la principale différence réside dans la trop faible salinité modélisée au centre de ces gyres (Fig. 3.5c, d). Ainsi, la circulation cyclonique semble être sous-estimée dans le modèle. De plus, le front des Baléares localisé entre les îles Baléares et la Corse n'est pas situé assez au Nord en été (Fig. 3.5b). Cette différence dans la position du front est aussi observable dans le modèle à grande échelle (WESTMED). Enfin, la proximité de la frontière ne permet pas au modèle NORMED de bien représenter la position de ce front. Néanmoins, sa variabilité saisonnière est partiellement bien reproduite, avec un déplacement de ce front vers le Nord en été, en accord avec les observations faites par Philippe et Harang (1982).

3.2.2 Comparaison aux mesures satellites

température de surface de la mer (SST)

Les champs de surface modélisés sur l'année 2001 par NORMED-01 seront, ici, confrontés aux mesures satellites de température de surface (SST) issues des mesures AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) fournies par le CERSAT (Centre ERS d'Archivage et de Traitement, IFREMER) à partir du 24 juin 2001. Ces images satellites donnent une vue synoptique des structures superficielles de température sur l'ensemble du bassin Nord et de leur évolution temporelle. Les comparaisons faites sur l'année 2001 sont représentées sur la figure 3.6 pour 3 dates différentes : au début de l'été (le 29 juin 2001), en été (le 22 juillet) et en automne (le 12 octobre 2001). Afin d'éviter le réchauffement diurne en surface, les comparaisons sont faites avec les images satellites de nuit.

La moyenne spatiale sur le bassin Nord montre une température trop faible d'environ $0,9^{\circ}\text{C}$ le 29 juin et le 12 octobre (Fig. 3.6a, c) et de $1,11^{\circ}\text{C}$ le 22 juillet (Fig. 3.6b). Cette différence de température peut être due à une surrestimation du mélange vertical dans les couches de surface, à une trop grossière évaluation des flux de chaleur, ou à

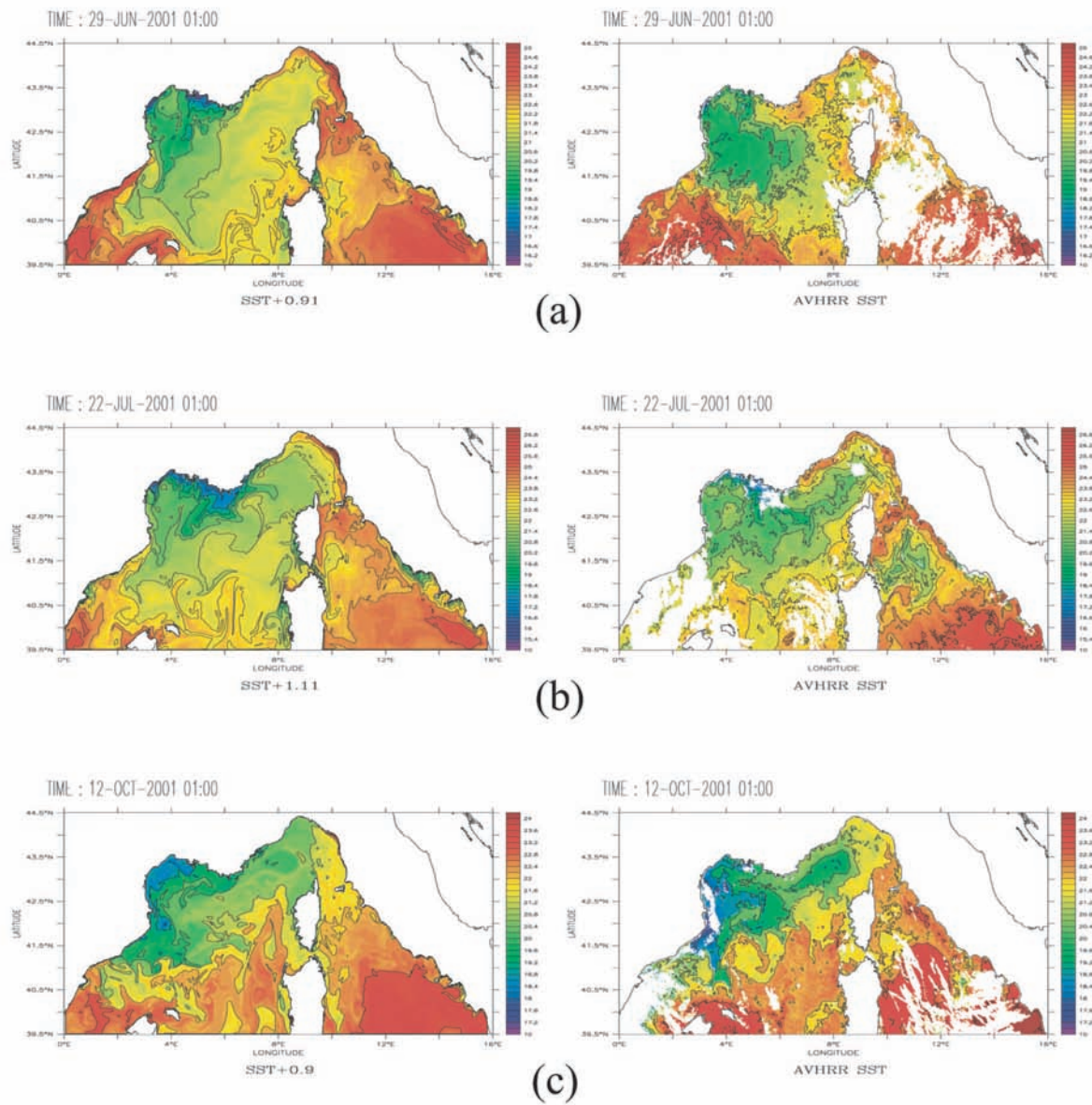


FIG. 3.6 – Comparaison entre la SST ($^{\circ}\text{C}$) modélisée par NORMED-01 (à gauche) et les mesures AVHRR (à droite). **a** le 29 juin 2001. **b** le 22 juillet 2001. **c** le 12 octobre 2001. La différence de température moyenne est ajoutée à la SST du modèle.

3.2. Etude de la circulation et de la variabilité grande échelle

une représentation imprécise de la stratification de surface. Ce dernier point semble prédominant car la SST modélisée est, en fait, la température du premier niveau sigma, qui peut varier de quelques centimètres à plusieurs mètres d'épaisseur en fonction de la bathymétrie, alors que le capteur AVHRR mesure la température sur une très fine couche de surface. En été, le fort réchauffement de la couche superficielle de surface (quelques millimètres) n'est pas résolu par le modèle. Ainsi, la différence entre la température modélisée et celle mesurée est maximum. En automne la stratification de surface s'érode et la différence de température diminue. Ensuite, en hiver, la couche mélangée en surface devient profonde et la température est quasiment homogène sur une couche de plusieurs dizaines de mètres. On observe alors une bonne adéquation entre la moyenne de SST du modèle et celle mesurée par satellite.

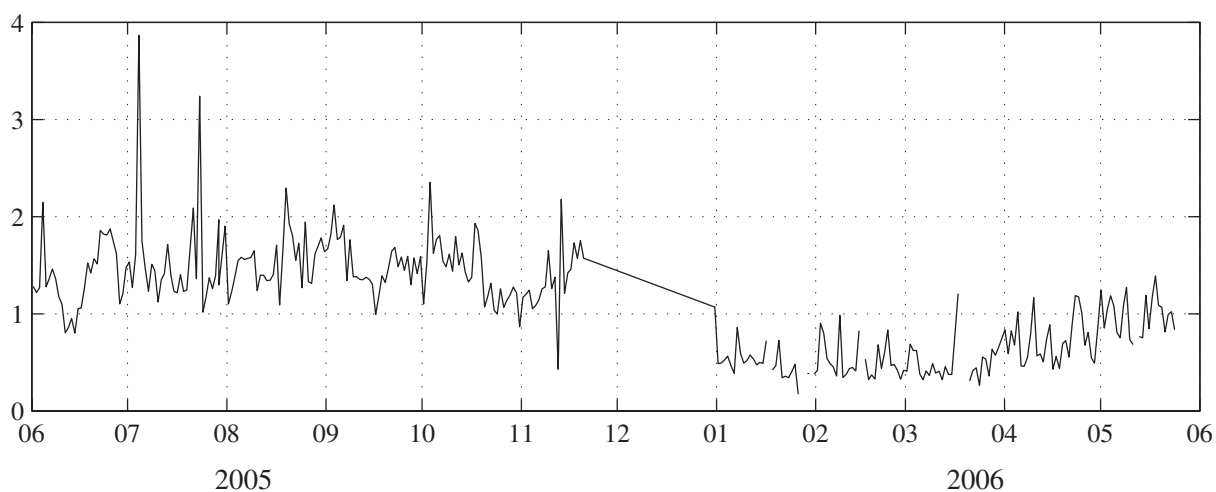


FIG. 3.7 – Erreur quadratique moyenne calculée entre les SST modélisées (NORMED-05) et mesurées par AVHRR entre juin 2005 et mai 2006.

L'évolution temporelle de la différence entre la SST modélisée et celle mesurée par satellite entre juin 2005 et mai 2006 (NORMED-05) est visible sur l'erreur quadratique moyenne (RMS) moyennée sur le bassin Nord. On peut remarquer sur la figure 3.7 que la RMS est maximum en été (juillet et août 2005) quand le réchauffement de la couche de surface est le plus important. Par contre, elle est minimale en hiver quand la couche de surface devient profonde et bien mélangée. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle la température de surface est sous-estimée en raison d'une mauvaise représentation du réchauffement en surface.

Circulation de surface dans le Bassin Nord

La circulation cyclonique s'établissant au centre du bassin Nord est visible sur la figure 3.6. Cette circulation est formée au Nord par le CN, à l'Est par le WCC et par le front des Baléares au Sud. Ce front thermique est situé à environ 40°N le 29 juin. Puis, il se déplace vers le Nord, pour être situé à 41°N le 22 juillet et le 12 octobre 2001. Ce déplacement du front vers le Nord en été est corrélé avec un affaiblissement de la circulation cyclonique au niveau du bassin Nord. Cette figure montre aussi, qu'en été, le gyre cyclonique se sépare en deux, avec un gyre principal au centre du bassin et un

secondaire, plus petit au Nord-Ouest de la Corse. Cette tendance est bien représentée dans le modèle. Cependant les gradients de température s'avèrent trop faibles dans la simulation. De plus, alors que sur les images satellites, les gradients de température s'intensifient et que les gyres se rapprochent le 12 octobre, ce qui reflète une intensification de la circulation, les deux gyres restent éloignés l'un de l'autre dans le modèle. Ceci peut-être expliqué par les caractéristiques des eaux Tyrrhéniennes simulées par WESTMED, qui sont trop salées, ce qui induit une circulation trop faible.

Variabilité moyenne échelle

A moyenne échelle, les méandres et les tourbillons simulés par NORMED-01 le long du front des Baléares ont les mêmes échelles que dans les observations. Le 12 octobre 2001 (Fig. 3.6c), un tourbillon de moyenne échelle situé à 5°E – 41°N est visible sur l'image satellite. La largeur de ce tourbillon est d'environ 100 km, ce qui est comparable à la taille des méandres modélisés. De tels tourbillons sont dus à l'accroissement, puis au détachement des méandres par des processus d'instabilités le long du front.

Entre la Corse et la Sardaigne, les vents dominants d'Ouest à travers le détroit de Bonifacio provoquent une diminution de la température de surface à l'Est du détroit, en mer Tyrrhénienne. Ce refroidissement est clairement visible sur les images AVHRR et sur les champs de SST modélisés (Fig. 3.6b). D'après Astraldi *et al.* (1995) et Marullo *et al.* (1995), la variabilité de cette cellule d'eau froide est directement liée à celle du forçage du vent. Ainsi, la simulation imprécise de cette cellule semble être due à la résolution trop grossière des champs de vent Aladin.

3.3 Circulation dans le Golfe du Lion

Dans cette section, nous nous focaliserons sur la circulation modélisée par NORMED-01 sur l'année 2001 dans le Golfe du Lion (GoL) et au niveau de sa pente continentale. La dynamique dans cette région est fortement influencée par le forçage du vent en surface, par l'apport d'eau douce par les fleuves et par la circulation générale représentée par le Courant Nord (CN). De la grande à la petite échelle de variabilité, la circulation sur le plateau est forcée par le CN, les apports du Rhône, le vent pouvant générer des up- et down-wellings près des côtes (Hua et Thomasset (1983); Millot (1982)) et des phénomènes inertiels (Millot (1990); Petrenko *et al.* (2005)).

3.3.1 Description des processus

Nous évaluerons, tout d'abord, la réponse du modèle au forçage du vent. Celui-ci présente une forte variabilité temporelle et spatiale. Les vents les plus intenses et les plus fréquents dans le GoL sont le Mistral (vent de Nord, soufflant dans la vallée du Rhône) et la Tramontane (du Nord-Ouest, soufflant entre les Pyrénées et le Massif Central). Ces vents, dont la durée de vie et de l'ordre de quelques jours, sont fortement contraints par l'orographie. Ils peuvent souffler indépendamment ou bien simultanément, provoquant alors un fort cisaillement horizontal.

La figure 3.8 montre la température de surface (SST) mesurée par satellite AVHRR ainsi que celle calculée par le modèle NORMED-01. Les trois situations ont été choisies

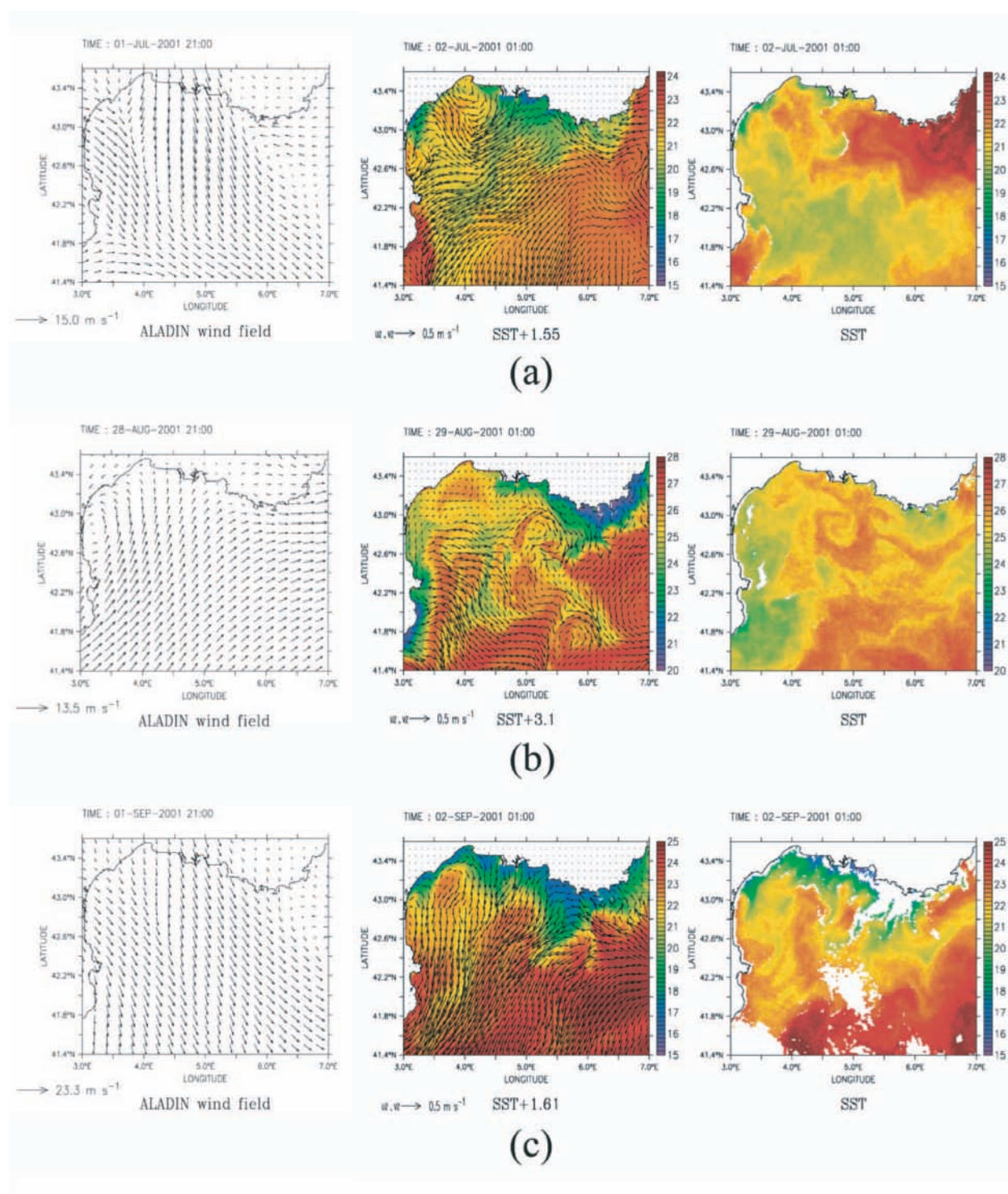


FIG. 3.8 – SST (°C) et courants de surface modélisés par NORMED-01 au centre, mesures AVHRR à droite et champs de vents correspondant (4 h avant) à gauche. **a** le 2 juillet 2001. **b** le 29 août 2001. **c** le 2 septembre 2001. La différence de température moyenne est ajoutée à la SST du modèle.

en été, car à cette époque de l'année, la couverture nuageuse est moins fréquente. La moyenne spatiale de la température montre une différence qui augmente au milieu de l'été, quand les flux de température en surface sont les plus importants. Cette différence peut-être expliquée par une mauvaise représentation de la couche superficielle de surface dans le modèle (voir section 3.2.2). Cette différence moyenne a été ajoutée sur les figures afin de faciliter la comparaison.

Le 29 août et le 2 septembre 2001, les situations de vent ont été assez stables pendant plusieurs jours. Dans le cas du 2 juillet, le vent plus variable passe, entre le premier et le deux, d'une situation mixte Mistral–Tramontane à une situation de Mistral. En présence de vent de secteur Nord-Ouest, la circulation de surface est dans l'ensemble dirigée vers le Sud-Ouest. Le vent crée aussi des remontées d'eau (upwellings), le long de la Camargue, de la Provence et au niveau du Cap d'Agde. Le fort export d'eau du plateau est également compensé par des intrusions du CN à l'entrée Est ou au milieu de la pente continentale du GoL.

Remontées d'eau froide (upwellings)

Comme décrit précédemment (section 1.1.3), des vents de secteur Nord ou de Nord-Ouest poussent les eaux chaudes de surface vers le large. Ce déplacement de la couche de surface entraîne une remontée des eaux de fond, plus froides et facilement détectables sur les images satellites de SST, le long des côtes. Ces upwellings présentent une forte variabilité (temporelle de quelques jours et spatiale d'une centaine de kilomètres) dépendant de la géométrie de la côte et du vent (Hua et Thomasset (1983); Millot (1990)). Les upwellings visibles le 2 juillet (Fig. 3.8a) et le 2 septembre 2001 (Fig. 3.8c), le long des côtes Nord du GoL et au niveau du Cap d'Agde sont bien représentés par le modèle. Le 29 août (Fig. 3.8b), un upwelling est nettement identifiable à l'Est au niveau du Cap Sicié. La figure 3.8c met en évidence les 6 zones d'upwelling observées précédemment par Millot (1979) et par Millot (1980).

On peut cependant remarquer une surestimation de l'extension de la zone d'upwelling au large de Toulon (le 29 août, Fig. 3.8b). La résolution du champ de vent peut-être mise en cause pour expliquer cette différence. La situation de vent variable, le 2 juillet, de Nord-Ouest (Mistral+Tramontane) à Nord (Mistral) nous fait penser à une situation de relaxation de l'upwelling. Ceci est corroboré par les vitesses modélisées et les températures AVHRR en surface qui montrent l'intrusion du CN à l'Est du plateau continental.

Echanges d'eau au niveau de la pente

Le Courant Nord s'écoule le long de la pente continentale du GoL. Celui-ci agit globalement comme une barrière limitant la circulation sur le plateau. Sous certaines conditions de stratification et de vent, le courant peut se séparer en deux à l'entrée Est du GoL (Millot (1980); Petrenko (2003); Petrenko *et al.* (2005); Auclair *et al.* (2001)). Ainsi, d'après Echevin *et al.* (2003), quand la stratification est forte avec une pycnocline peu profonde, une partie du courant a tendance à suivre la côte et pénétrer ainsi sur le plateau. A l'inverse, quand la pycnocline est profonde, la rupture de pente agit comme une barrière et empêche le courant de monter sur le plateau.

Le vent semble aussi jouer un rôle important sur les intrusions du courant sur le plateau. Les vents de Nord-Ouest (Mistral et Tramontane) génèrent des upwellings côtiers le long des côtes de la Provence. Ces upwellings induisent un décollement du CN au niveau de Toulon et empêchent les intrusions à l'entrée Est du GoL. Par contre, des vents d'Est génèrent un courant de surface orienté vers le Nord. Ainsi les eaux chaudes de surface transportées par le CN peuvent être advectées le long des côtes du golfe. Ces intrusions du CN ont aussi été observées à l'entrée Est du GoL après un fort coup de Mistral durant la phase de relaxation de l'upwelling au large de Toulon (Milot 1980). Sur la figure 3.8a, une intrusion du CN le long des côtes à l'Est du GoL est visible sur les vitesses modélisées en surface et sur les images AVHRR de SST. L'analyse des champs de vent révèle qu'entre le 1^{er} et le 2 juillet 2001, l'intensité des vents de Nord-Ouest, favorables à la formation d'upwelling diminue. La relaxation de cet upwelling est alors suivie par une intrusion du CN. Au contraire, quand l'upwelling est bien établi, il empêche le CN d'entrer sur le plateau continental (Fig. 3.8b, c).

A l'Ouest du GoL, un fort export d'eau vers le Sud est la conséquence de vent homogène de secteur Nord ou de Nord-Ouest (Estournel *et al.* 2003). Cet export d'eau du plateau est compensé par des intrusions d'eau de la pente au centre et à l'Est du GoL. L'intrusion d'eau au centre de la pente est intensifié par l'effet combiné du Mistral et de la Tramontane, via le forçage induit par le cisaillement horizontal du vent. Bien que les conclusions de Estournel *et al.* (2003) aient été établies pour des conditions hivernales non stratifiées, elles peuvent aussi expliquer les échanges d'eau pour une stratification estivale. Sur la figure 3.8a une intrusion d'eau de pente est visible à environ 4°E. En effet, le 1^{er} juillet, le cisaillement horizontal de vent crée un tourbillon anticyclonique dans la moitié Est du golfe et un tourbillon cyclonique à l'Ouest. Au milieu de ce dipôle, de l'eau de la pente est alors advectée vers le Nord. Le premier septembre (Fig. 3.8c), les vents forts de secteur Nord-Ouest poussent les eaux de surface vers le large, ce qui empêche ces intrusions.

Sous des conditions de vent du Sud-Ouest, le 28 août 2001 (Fig. 3.8b), une intrusion est visible au Sud de l'embouchure du Rhône, vers 4,5°E. Celle-ci est liée à un tourbillon anticyclonique se formant sur le bord interne du CN. La taille (~ 60 km de diamètre) et la position de ce tourbillon modélisé sont confirmées par les images AVHRR. Ces tourbillons et méandres du CN sont dus à des phénomènes d'instabilité du CN (Flexas *et al.* 2002).

Le devenir des eaux du Rhône

La circulation au niveau de l'embouchure du Rhône est forcée par le gradient de densité existant entre les eaux douces (de faible densité) et celles du large. Le débit moyen du Rhône mesuré sur l'année 2001 à la station de Baucaire est égale à $1700 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Celui-ci est très variable avec un pic observé au début du printemps (Fig. 3.9). Il atteint plus de $6600 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ fin mars. En l'absence de forçage atmosphérique, le panache du Rhône est dirigé vers le Sud-Ouest en raison du forçage induit par la flottabilité et la force de Coriolis. L'extension moyenne du panache du Rhône au Sud est de 20 à 30 km (Broche *et al.* 1989). Le vent contraint également la forme du panache. Nous étudierons dans cette section la région influencée par les eaux douces du Rhône (Region Of Freshwater Influence, ROFI, Simpson (1997)), comprenant le panache et sa zone de dilution. La

ROFI s'étend sur toute la partie Ouest du GoL jusqu'aux côtes espagnoles au Sud et, épisodiquement, celle-ci est présente jusqu'au niveau de Marseille à l'Est (Gatti *et al.* 2006) et (Reffray *et al.* 2004).

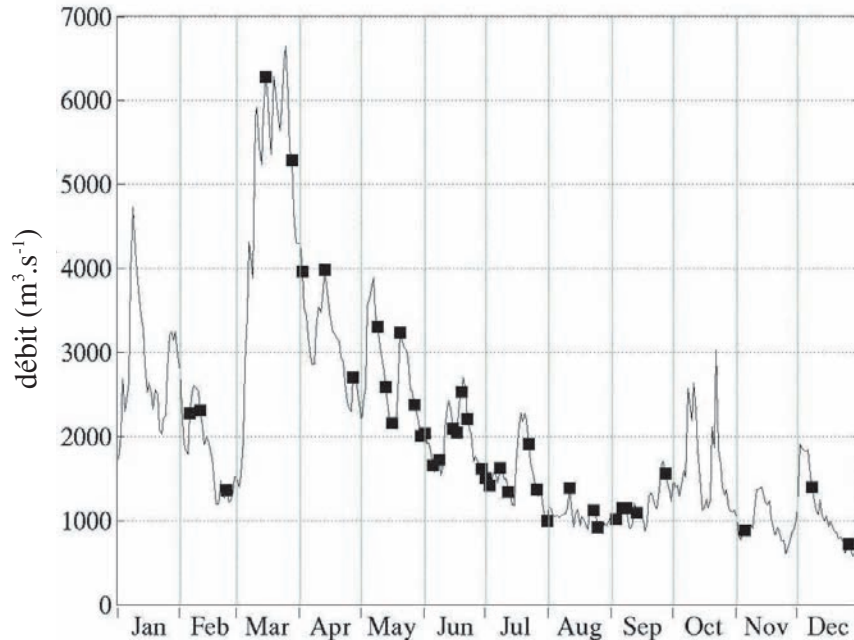


FIG. 3.9 – Débit du Rhône mesuré en 2001 à la station de Baucaire. Les carrés noirs indiquent les dates des images SeaWiFs mesurées en absence de nuage.

La figure 3.10 montre la dynamique du panache du Rhône, marqué par de faibles salinités, modélisé entre le 9 et le 21 mai 2001. Le 9 mai (Fig. 3.10a), il s'étend relativement loin vers le large, car durant les jours précédents un fort vent de Nord-Ouest ($0,1 \text{ N.m}^{-2}$) a poussé le panache vers le Sud-Ouest. Entre le 9 et le 13 mai les vents faiblissent ($<0,02 \text{ N.m}^{-2}$) et n'influencent plus significativement la dynamique du panache. Durant cette période, le forçage de flottabilité devient dominant. Un renflement anticyclonique se développe au Sud-Est de l'embouchure et un fort courant barotrope est visible à l'Ouest, le long des côtes. L'extension de ce renflement, au large, est limité par la topographie (Chao 1988a). Le 13 mai (Fig. 3.10c), bien que le front de densité du courant côtier ait été partiellement réduit, il reste suffisamment fort pour que se développent des instabilités, mises en évidence par la présence de méandres. Les forts vents de Sud Sud-Est, qui soufflent du 14 au 17 mai, poussent ensuite le panache vers la côte. On observe alors une accélération du jet côtier. Les eaux déssalées du Rhône sont alors présentes jusqu'au niveau du Cap d'Agde (Fig. 3.10d, e). Ensuite, le 18 mai, les vents tournent au Nord-Ouest, ce qui dévie le panache vers le large. De plus, ces vents induisent des upwellings, provoquant une remontée d'eau plus salée le long des côtes à l'Ouest de l'embouchure. On observe donc sur la figure 3.10f, un détachement du panache de la côte.

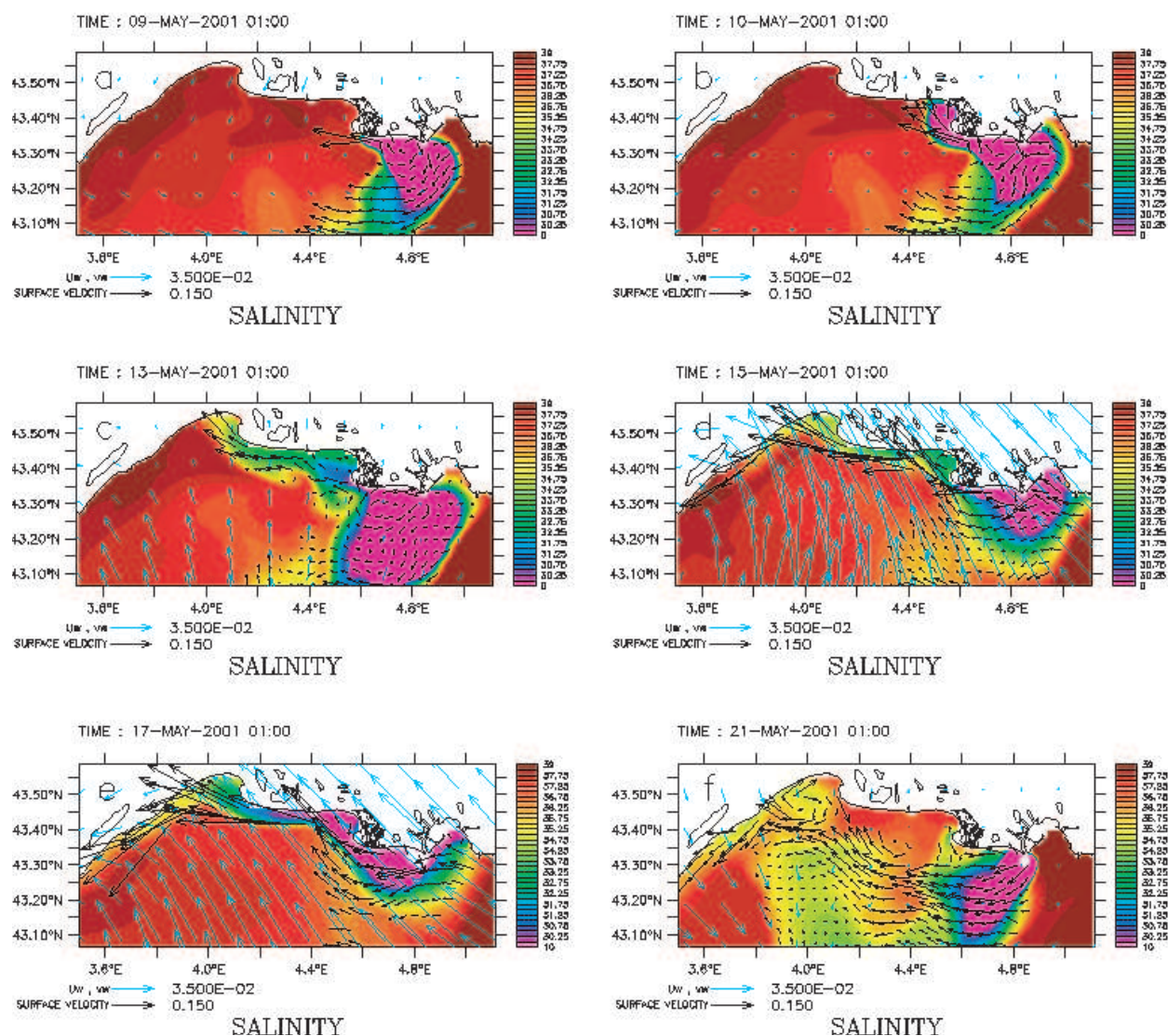


FIG. 3.10 – Salinité modélisée par NORMED-01 en surface dans le Golfe du Lion, entre le 9 et le 21 Mai 2001. Les flèches noires représentent les vitesses modélisées en surface (m.s^{-1}), les flèches bleues représentent les tensions de vent (N.m^{-2}).

3.3.2 Comparaison aux images SeaWiFs de Chlorophylle

Cette partie provient d'une étude faite en collaboration avec P. Forget (Forget et André 2007) du laboratoire LSEET. L'objet de cet article est de distinguer les processus hydrodynamiques décrits par les images satellite de concentration de Chlorophylle-a (Chl) calculée à partir des mesures du capteur de couleur de l'eau SeaWiFs. La concentration en Chl dans le Golfe du Lion dépend de l'apport en nutriments par les fleuves (dont le principal est le Rhône) ou par les remises en suspension et du cycle saisonnier de la production chlorophyllienne. La figure 3.11 montre les moyennes mensuelles de concentration de Chl en surface mesurées par satellite entre 1998 et 2001. On peut voir sur cette figure que les eaux présentant de fortes concentrations en Chl sont observables toute l'année au Sud et à l'Ouest de l'embouchure du Rhône, le long des côtes du GoL. Le panache du Rhône est ainsi marqué par un maximum de Chl. La production primaire montre une forte variabilité saisonnière, avec un maximum au printemps. En effet, de mars à mai, un bloom est visible au large du golfe. La concentration en chlorophylle dans le GoL est maximum au début du printemps, ce qui correspond également au débit maximum de Rhône, fin mars (Fig. 3.9).

Les données journalières SeaWiFs de Chl ont été rendues disponibles depuis 1997 par le *Inland and Marine Waters Unit, Joint Research Center, Italie*. Ces données ont une résolution de 2 km. Les concentrations de chlorophylle-a (Chl) ont été calculées en utilisant un algorithme reliant la concentration au rapport entre l'intensité des ondes réfléchies par la surface à des fréquences de 490 et 555 nm ($R_{RS}(490nm)/R_{RS}(555nm)$). Un schéma de correction atmosphérique est utilisé, ainsi qu'une correction pour les eaux turbides. Cet algorithme a été validé en mer Adriatique (Melin *et al.* 2003). Pour cette étude faite sur l'année 2001, nous n'avons retenu que les images SeaWiFs dont la couverture dépasse 65% de la zone comprise entre 2,88°E–6,06°E et 41,13°N–43,66°N. Ainsi, quarante images ont été sélectionnées, ce qui représente environ 10% de l'année. Ces images sont irrégulièrement distribuées tout au long de l'année, comme on peut le voir sur la figure 3.9. En effet, 80 % de celles-ci ont été mesurées au printemps et en été. Elles sont associées, dans 70% des cas, à des vents de Nord ou de Nord-Ouest. Aucune image satellite n'a été mesurée sous des conditions de vent de Sud-Est, car ces vents apportent généralement des nuages sur le bassin Nord Méditerranéen, rendant les mesures satellites impossibles.

Afin d'étudier si les images de Chl sur le GoL permettent de tracer ou d'apporter des informations sur la dynamique de surface, nous avons comparé les structures marquées en Chl aux salinités (SSS), aux températures (SST) et aux courants de surface modélisés par NORMED-01. La SST modélisée permet de distinguer les zones d'upwelling. La SST n'a pas été utilisée pour caractériser les eaux du panache du Rhône car nous ne disposons pas des mesures de température à l'embouchure du fleuve. Ainsi, dans le modèle, une température variant sinusoidalement à un rythme saisonnier a été appliquée. De plus, les eaux du Rhône modélisées sont comprises entre 9°C et 24°C, alors que la SST moyenne dans le GoL varie entre 13°C et 22°C. Ainsi, la différence de température entre le panache et les eaux environnantes est trop faible pour que la SST soit un traceur de la ROFI tout au long de l'année. Par contre, la SSS permet de distinguer les eaux fluviales, peu salées, des eaux marines et les courants en surface permettent de décrire la circulation.

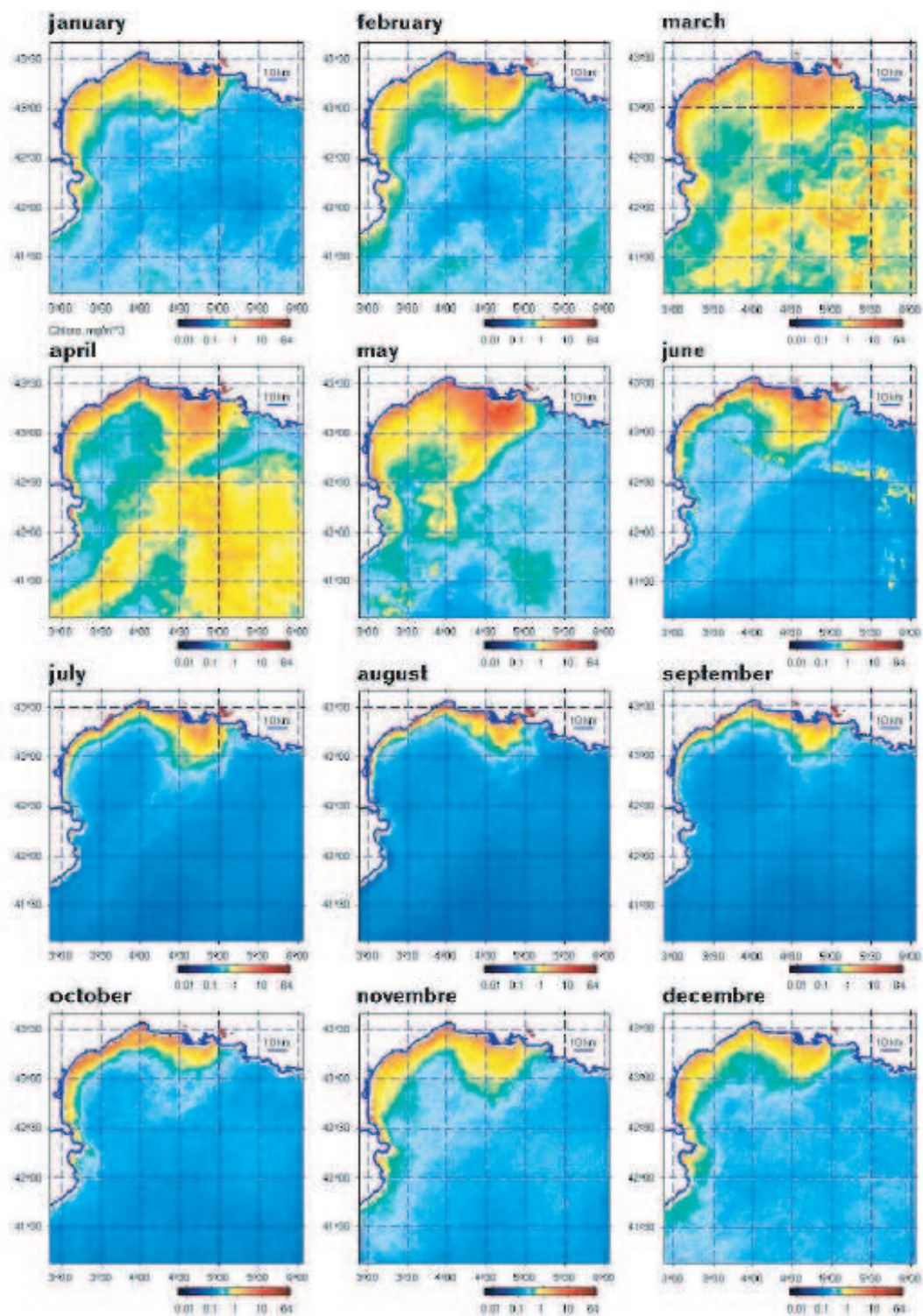


FIG. 3.11 – Moyennes mensuelles des concentrations de Chlorophylle-a en surface ($\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$) issues des mesures de couleur de l'eau SeaWiFS. Figure d'après Forget et André (2007).

Comme expliqué précédemment pour les images AVHRR (section 3.2.2), le capteur satellite SeaWiFs mesure la Chl dans une couche de surface dont l'épaisseur est de l'ordre du mètre, variant en fonction de la turbidité. Par contre, les résultats de surface du modèle sont ceux calculés dans la première couche sigma. Bien que les niveaux sigma soient raffinés en surface, ceux-ci peuvent atteindre quelques mètres par grande profondeur. Ainsi, nous avons vérifié que les salinités et les courants de surface étaient quasiment constants dans les dix premiers mètres du modèle. Nous comparerons tout d'abord quantitativement les mesures de Chl aux champs de SSS. Puis, en ignorant les zones d'upwellings afin de focaliser l'étude sur les eaux provenant du Rhône, les images de Chl seront comparées de façon qualitative aux courants et aux salinités de surface modélisés. Les 40 images de Chl sélectionnées sur l'année 2001 sont représentées en Annexe B.1, ainsi que les champs de SSS et de courants de surface simulés par NORMED-01 et les situations de vent Aladin correspondantes. Sur ces figures, les concentrations de Chl sont représentées en valeurs logarithmiques et la salinité est confinée entre 35,6 et 41,5 afin de fournir une meilleure représentation des contrastes pour comparer ces images. De plus, les iso-contours 0,6 mg.m⁻³ (Chl) et 37,5 et 37,8 (SSS) sont également dessinés. Les vecteurs de courant et de vent sont représentés avec un intervalle de 10 km, l'échelle située en haut à gauche de chaque figure équivaut à 10 m.s⁻¹ pour le vent et à 1 m.s⁻¹ pour le courant.

Comparaisons quantitatives

La comparaison pixel à pixel de la Chl avec la SSS est montrée en Annexe B.2. Pour cela les résultats du modèle ont été projetés sur la grille SeaWiFs. Sur ces figures on observe tout d'abord que les valeurs sont généralement très dispersées avec cependant une tendance allant des eaux fortement salées et à faible concentration de Chl à des eaux faiblement salées et dont la concentration en Chl est élevée. On peut aussi observer que les nuages de points semblent décrire une tendance reliant la Chl à la SSS. Par exemple du 1^{er} avril au 12 mai 2001 (Fig. 3.12) et à de nombreuses autres reprises, la limite du nuage de point pour les valeurs minimum de Chl et de SSS est clairement décrites par une courbe. De plus, sur de nombreuses figures une ou plusieurs corrélations sont facilement identifiables. Les points de la figure 3.12 sont en rouge lorsque le pixel est situé dans la partie Est de la ROFI (dans une boîte comprise entre 4,25–5°E et 42,5–43,45°N) et en vert lorsqu'il est situé dans la partie Ouest (3–4,25°E et 42–43,5°N). On remarque tout d'abord que les valeurs de SSS rencontrées dans la région Ouest sont supérieures à celles de la région Est. Ceci car, d'une part on est plus loin de l'embouchure du Rhône et d'autre part car les upwellings fréquents le long des côtes de la Camarque et du Languedoc font remonter des eaux plus salées en surface. Les pentes linéaires associées à ces 2 régions sont indiquées sur la figure 3.12 et sur celles représentées en Annexe B.2. Par exemple, les 15 et 19 mai et le 26 septembre 2001 (Fig. 3.12), on peut distinguer deux droites associées à chaque zone, *sw* étant la pente dans la zone Ouest et *se* la pente dans la zone Est. Les pentes calculées dans les régions Est et Ouest sont en moyenne respectivement égales à -1,62 et -0,20. Ainsi on observe que dans la partie Est la Chl diminue plus rapidement qu'à l'Ouest.

Les statistiques issues de la comparaison entre les valeurs de SSS et de Chl mettent aussi en évidence d'autres informations importantes concernant la dynamique du GoL.

3.3. Circulation dans le Golfe du Lion

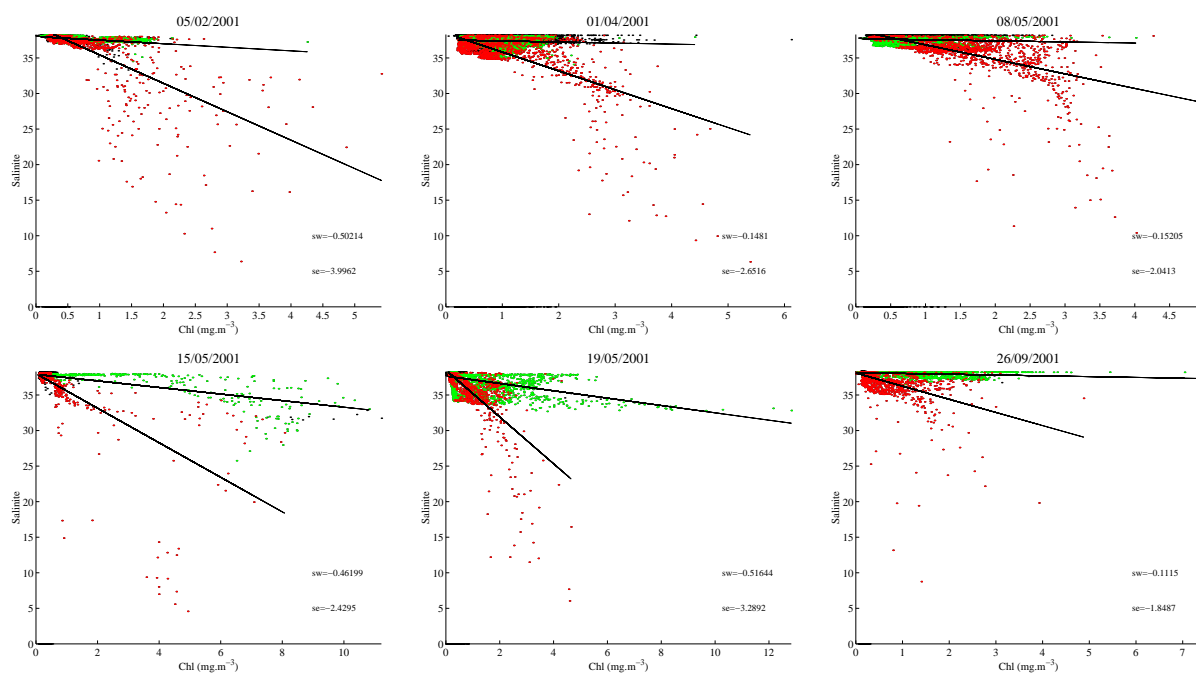


FIG. 3.12 – Comparaison entre la SSS modélisée par NORMED-01 et la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

On cherche ici à distinguer les endroits où l'on observe de fortes valeurs de Chl associées à une salinité élevée, afin d'identifier les zones où l'activité biologique existe sans influence du Rhône (en terme de salinité). Le nombre de fois où un pixel présente une salinité $SSS > 37,8$ et une concentration en $Chl > 0,6 \text{ mg.m}^{-3}$ est comptabilisé. L'intensité de chaque pixel représenté sur la figure 3.13 est égale à l'occurrence de cette condition.

La figure 3.13 met ainsi en évidence 5 zones appelées par la suite A-B-C-D-E. Leur occurrence représente respectivement 65, 53, 29, 30 et 51 % du nombre d'images sans nuage pour chaque zone. Les zones A et B sont sous l'influence de fleuves secondaires existants dans cette partie du GoL. En effet, les panaches de l'Hérault et de l'Aude sont parfois clairement identifiables sur les images de Chl (par exemple le 8 mai 2001, Fig 3.14). La région B est aussi influencée par 2 autres fleuves (le Lèze et la Vidourle) et par les eaux riches en nutriment de l'étang de Tau. La zone E est assez complexe car elle se situe près de l'embouchure du Rhône et comprend le Golfe de Fos (GoF) qui est lui-même soumis à l'influence de plusieurs fleuves. Les figures présentées en Annexe B.1 suggèrent que le GoF influence la production de Chl dans cette région (par exemple le 12 avril et le 24 août).

Les régions A-B-C-D-E correspondent également aux principales zones d'upwellings mises en évidence par Millot (1990) et Hua et Thomasset (1983). Ainsi, la comparaison quantitative de la SSS et de la Chl semble montrer que la production primaire (Chl) le long des côtes du GoL est influencée par les remontées d'eau (upwellings) riche en nutriments. Plusieurs autres études basées sur l'observation et la modélisation ont montré l'importance du rôle des upwellings sur la production marine (Conan *et al.* 1998) et

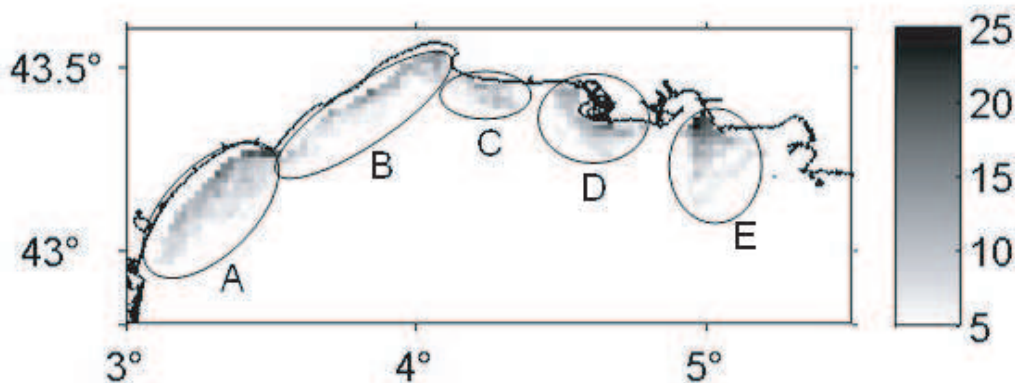


FIG. 3.13 – Nombre de dates d’observation satisfaisant les conditions : $\text{Chl} > 0,6 \text{ mg.m}^{-3}$ et $\text{SSS} > 37,8$. Figure d’après Forget et André (2007).

(Pinazo *et al.* 1996). Cependant, d’après nos données, aucune corrélation ne semble exister entre les occurrences des régions A–D et les conditions de vent. Ainsi, les zones présentant une forte concentration en Chl situées près des côtes du GoL (régions A–B–C–D–E) ne peuvent pas être attribuées directement à l’influence du Rhône en raison des upwellings et des apports locaux qui peuvent aussi agir sur les processus biogéochimiques.

Comparaisons qualitatives

La comparaison pixel à pixel de la Chl avec la SSS a montré une forte dispersion. Ainsi une comparaison quantitative semble difficile à réaliser. Nous allons donc nous intéresser ici à la comparaison des structures superficielles du panache du Rhône en ignorant les régions A–E décrites précédemment.

La comparaison visuelle des images présentées en Annexe B.1 montre quatre cas différents :

- Cas I : bon accord entre les structures du panache de Chl et celles de SSS (42,5% du nombre total de dates d’observation). Les 5, 10, 23 Février ; 14, 27 Mars ; 1 Avril ; 8, 19 Mai ; 21 Juillet ; 2, 26 Septembre 2001. Pour ce cas la forme de la ROFI mise en évidence par des eaux de surface dont la salinité est inférieure à 37,5 correspond à celle dont la Chl est supérieure à $0,6 \text{ mg.m}^{-3}$.
- Cas II : bon accord excepté dans la partie Est du GoL (32,5% des cas). Les 12 Avril ; 26, 29 Mai ; 7, 14, 21, 28, 30 Juin.
- Cas III : bon accord uniquement près de l’embouchure du Grand et du Petit Rhône (17,5% des cas). Les 7 et 11 Juillet ; 22 et 24 août 2001.
- Cas IV : mauvais accord (7,5% des cas). Le 26 Avril 2001.

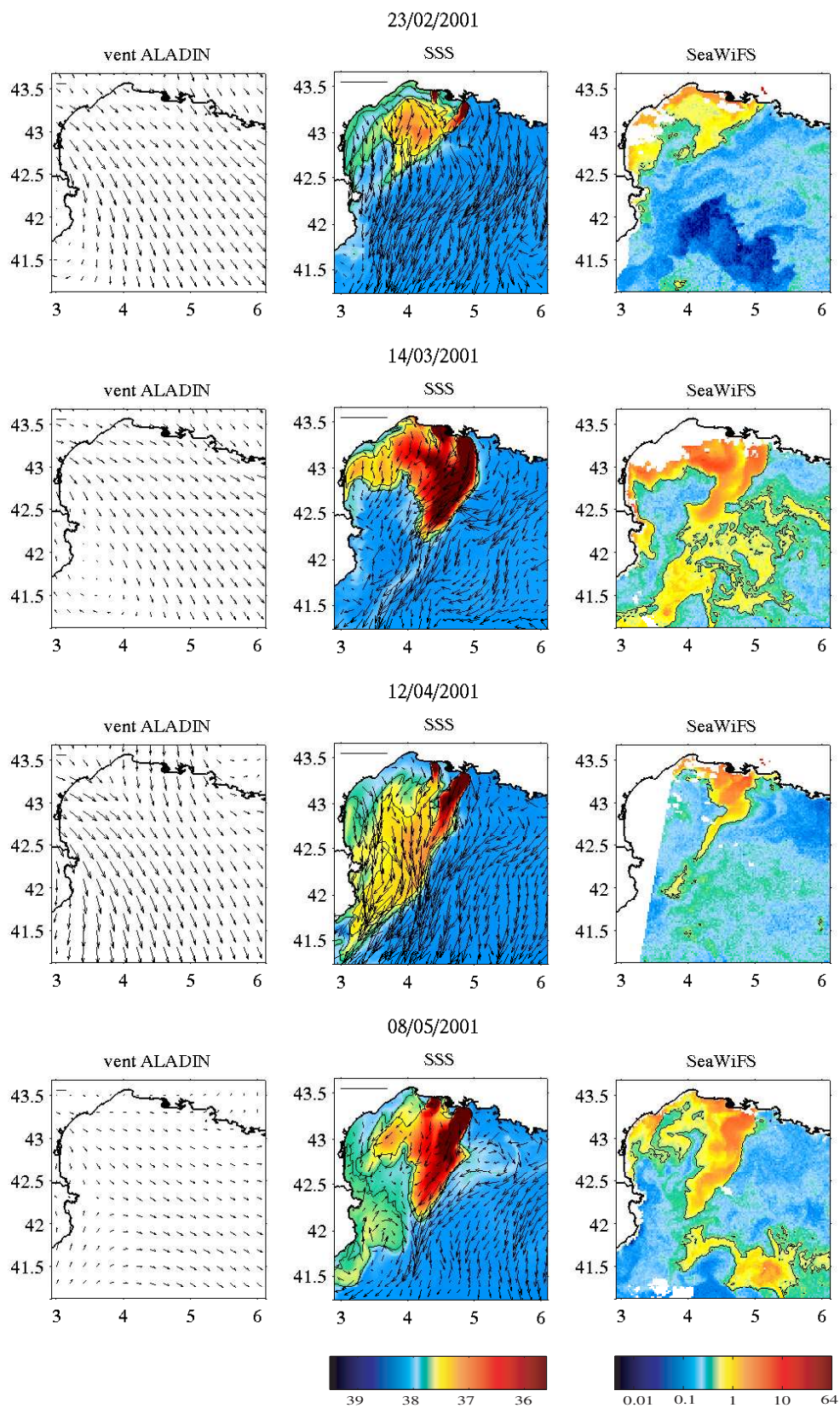


FIG. 3.14 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg.m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

3.3. Circulation dans le Golfe du Lion

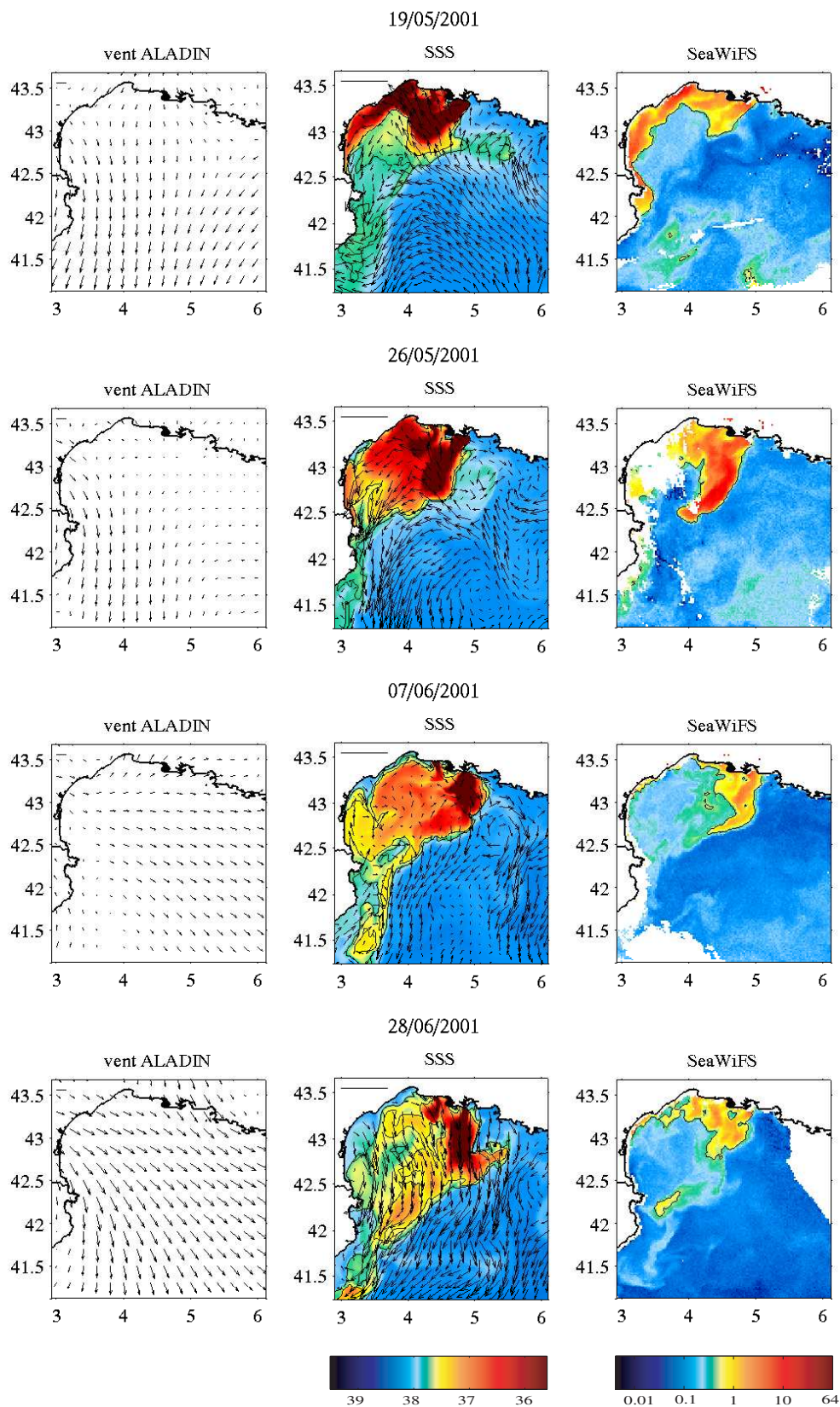


FIG. 3.15 – Suite de la figure 3.14

Les résultats du modèle montrent clairement que la limite Sud-Est de la ROFI (marquée par un fort front de salinité) coïncide souvent avec un fort cisaillement horizontal des courants de surface. En dehors de cette zone frontale, la corrélation entre la Chl et les champs de courant n'est pas évidente. En effet d'après Reffray *et al.* (2004) le front Est du panache est étroit en raison d'un fort courant de densité. Au contraire, le front Ouest est rapidement dissipé par un courant de densité s'écoulant vers la côte. L'étude faite sur les courants non dégradés sur la grille des images SeaWiFs montre que les structures de Chl sont tracées par la SSS plutôt que par les courants. Ceci s'explique par le fait que la SSS est un traceur de l'histoire des eaux du Rhône alors que les courants tracent la dynamique à l'instant représenté.

Plusieurs exemples des Cas I et II montrent l'influence du CN sur la limite Sud-Est de la ROFI (8 Mai ; 7, 21 Juin). Le CN est masqué en surface en présence de fort vent de Mistral–Tramontane, car l'ensemble de la circulation est alors dirigée vers le Sud-Ouest (23 Février, 12 Avril, 18 Juin). Les épisodes de bloom sont intéressants (27 Mars, 1 Avril, 8 Mai) car la limite Sud-Est de la ROFI correspond à l'influence du CN, qui apparaît comme une veine d'eau oligotrophe séparant deux régions riches en Chl dans le GoL et au large. L'oligotrophie du CN est largement reconnue (Conan *et al.* 1998). Le 14 Mars (Fig. 3.14), cet effet est moins marqué. En effet, cette date correspond à un fort événement de Mistral lors duquel un important mélange horizontal a lieu, masquant ainsi la veine du CN.

Le troisième cas correspond à des situations estivales, période oligotrophe où la concentration en Chl est faible dans la majeure partie du GoL. Cette période correspond également à un faible débit des fleuves. Ces deux facteurs entraînent une réduction de la zone de dilution du Rhône. Un bon accord entre la Chl et la SSS est néanmoins visible le long des côtes au Nord du GoL.

Age des eaux du Rhône

L'âge des eaux (voir section 2.7) initialisées à partir du 28 avril 2001 dans les réservoirs du petit et du grand Rhône à une concentration dépendant de leurs débits respectifs, montre l'évolution temporelle du panache. La comparaison entre l'âge de l'eau et la SSS modélisées représentée sur la figure 3.16 et en annexe B.4, montre que la salinité croît avec l'âge. Cependant la relation liant ces deux variables n'est pas linéaire. Dans les tous premiers jours (environ 5 jours) les eaux du Rhône se mélangent très vite avec les eaux environnantes jusqu'à atteindre une salinité supérieure à 30. Ensuite, ces eaux se mélangent moins rapidement car le gradient de salinité devient moins important.

La comparaison entre l'âge des eaux du Rhône et les concentrations de Chl mesurées par SeaWiFs montre une forte dispersion des données (Fig. 3.16 et annexe B.4). On observe cependant que la Chl diminue avec l'âge. Les eaux situées dans la partie Ouest du GoL (point en vert sur la figure) sont généralement plus âgées que celles comprises dans la région Est (en rouge). Dans la zone Est, la Chl décroît généralement plus rapidement qu'à l'Ouest. Ceci peut s'expliquer comme dans la section précédente par les apports locaux et les remises en suspension par les upwellings ou la houle dans la région Ouest.

En comparant les structures représentées par l'âge des eaux du Rhône à celles tracées par les concentrations de Chl mesurées par SeaWiFs (Fig. 3.17 et Annexe B.3), on observe un bon accord d'ensemble. En effet, excepté dans les régions A–E décrites

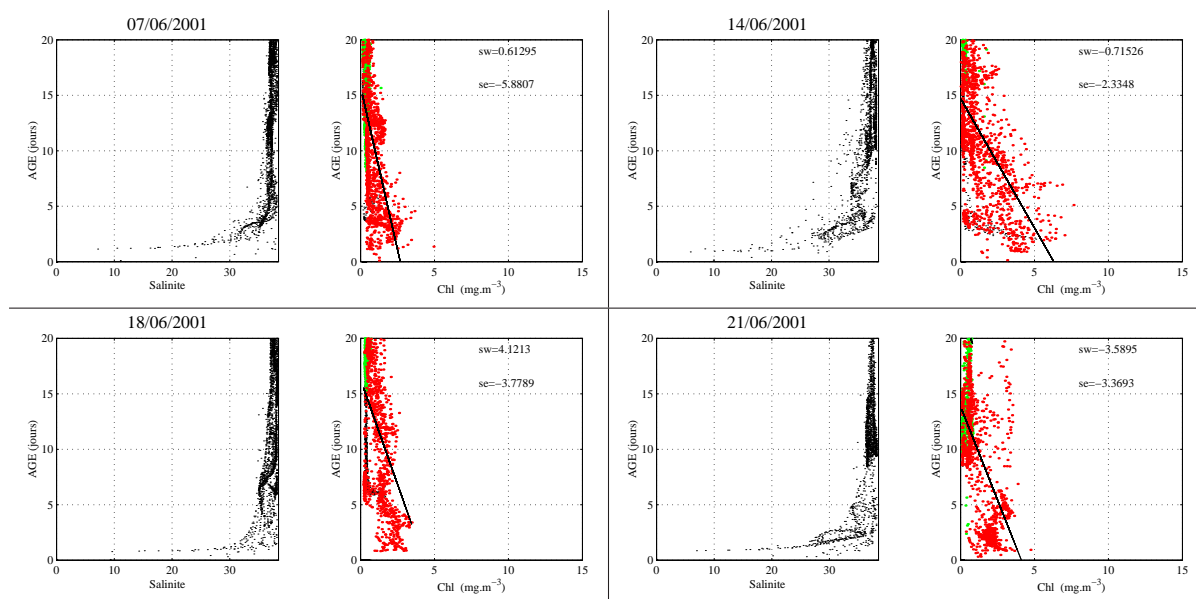


FIG. 3.16 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

précédemment, la forme de la ROFI représentée par les eaux jeunes est, dans l'ensemble, comparable à celle représentée par les eaux ayant une forte concentration en Chl. On observe également que la limite du panache de chlorophylle correspond à des eaux dont l'âge est supérieur à une dizaine de jours. Ce traceur permet donc de faire une première évaluation de la production chlorophyllienne par les apports terrigènes issus du Rhône. Ainsi, la Chl mesurée par SeaWiFs ne trace pas la totalité de la ROFI. En effet, en comparant, le 26 mai et le 7 juin 2005, l'extension de celle-ci représentée par des eaux dont la SSS est inférieure à 37.5 avec la Chl on s'aperçoit que dans la partie Ouest du GoL les eaux dessalées dont l'âge est supérieur à dix jours ont une teneur faible en Chl.

Sur les figures présentées en Annexe B.3, on peut également observer des structures de plus petites échelles comme des tourbillons se formant le long du front Est du panache (19 mai, 14 et 16 juin, 30 juillet 2001). Ces tourbillons sont présents dans le modèle mais sont souvent reproduits avec une taille supérieure et pas exactement à la même position. Ces structures tourbillonnaires peuvent être dues à l'influence du CN provoquant des instabilités méso-échelles. Les cellules d'eau à forte concentration de Chl observées au Sud-Ouest du GoL et détachées du panache correspondent à des eaux relativement jeunes (31 mai et 28 juin). Ainsi, en cas de vent variable, le panache peut se disloquer, formant ainsi des cellules d'eau qui sont ensuite advectées vers le Sud-Ouest.

Discussion

Les comparaisons faites précédemment entre les concentrations de chlorophylle mesurées et les résultats du modèle en surface ont montré de faibles corrélations. Trois raisons peuvent expliquer ces différences.

Premièrement, en dehors des zones sous l'influence directe du Rhône (ROFI), il

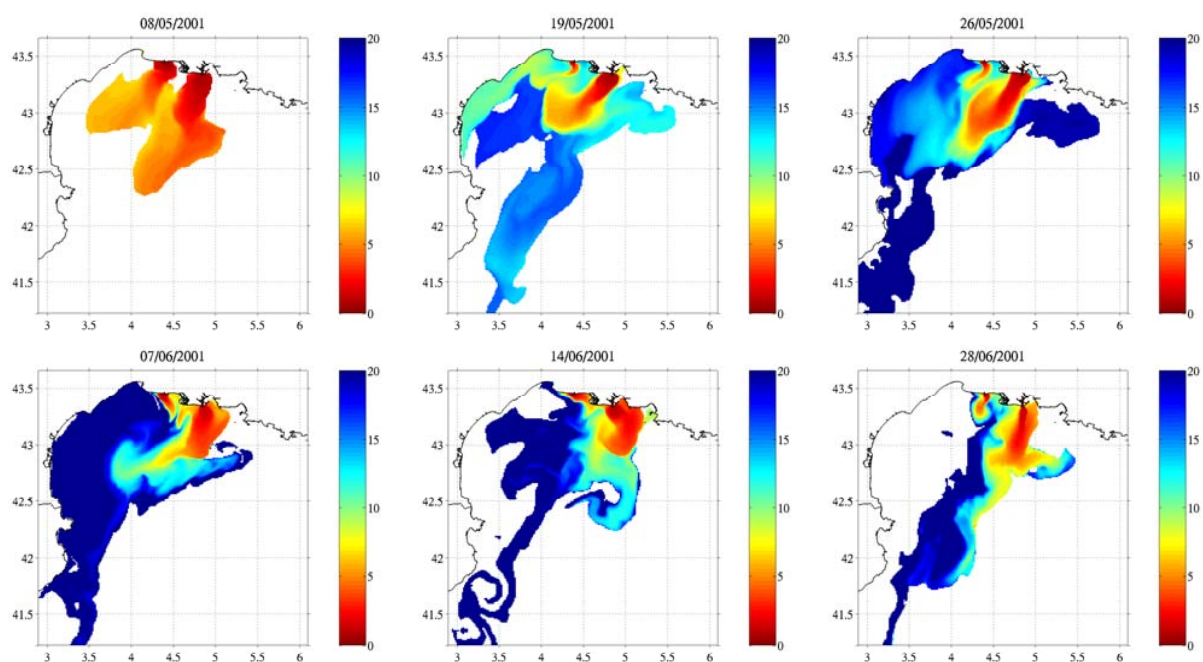


FIG. 3.17 – Age des eaux du Rhône modélisé par NORMED-01.

n'existe pas de relation simple reliant la Chl à la salinité, d'une part, et à l'âge des eaux, d'autre part. Ceci en raison de la diversité des processus hydrodynamiques agissant sur la production primaire et de sa variabilité saisonnière. Par exemple, il n'existe pas de corrélation entre la Chl et la SSS, ni avec l'âge des eaux du Rhône, dans les zones côtières situées à l'Ouest du GoL. Cela n'est pas étonnant puisque dans ces régions la production chlorophyllienne est due à des remises en suspension de nutriments par des upwellings ou à des apports locaux. De plus, en période de bloom (au printemps) de fortes valeurs de Chl sont visibles au Sud du GoL en dehors de la ROFI.

Deuxièmement, on peut s'attendre à ce que l'algorithme utilisé pour estimer les concentrations de Chl ne permette pas de discerner convenablement, dans le panache proximal, la Chl de la matière en suspension et des matières organiques dissoutes. Ce point met en évidence le problème d'inversion des données satellites pour les eaux côtières.

Troisièmement, le modèle ne peut pas reproduire exactement la circulation en raison des processus à moyennes et petites échelles non résolus, du forçage atmosphérique, des hypothèses physiques, etc . . . Ces erreurs inhérentes à la modélisation peuvent biaiser la comparaison quantitative. De tels effets sont mis en évidence par les structures à petites échelles, comme les tourbillons se formant au niveau du front Est du panache qui sont reproduits à une échelle souvent supérieure et légèrement déplacés par rapport aux observations.

Mis à part les phénomènes de bloom et les structures de Chl associées aux upwellings et aux apports locaux, on a pu observer que la forme de la ROFI, définie par des eaux de surface dont l'âge est inférieur à une dizaine de jours, est similaire à celle marquée par une Chl supérieure à 0.6 mg.m^{-3} . D'autre part, la comparaison de la Chl avec la SSS simulée

a montré également un bon accord en terme de structures. Cependant la partie Ouest de la ROFI, marquée en salinité, n'est pas toujours associée à de fortes concentrations de Chl, ceci en raison de la décroissance de la teneur en nutriments dépendant de la production primaire. Ainsi, l'analyse combinée des résultats du modèle avec les images SeaWiFs montre que la Chl mesurée par satellite peut être considérée comme un bon traceur de la ROFI du Rhône et peut servir à valider les résultats du modèle concernant la forme du panache du Rhône et l'extension de sa ROFI.

3.4 Conclusion

Les simulations réalistes réalisés sur l'année 2001 par la configuration NORMED-01 ont permis de décrire la circulation à grande échelle dans le bassin Nord et sa variabilité saisonnière. Les résultats du modèle se sont avérés en accord avec les précédentes études faites dans cette zone. Les champs hydrologiques de surface modélisés en 2001 ont ensuite été comparés aux données climatologiques MEDATLAS/MEDAR et aux images satellites AVHRR de SST. Ces comparaisons ont montré un bon accord en terme de structures. On a pu cependant observer une sous-estimation des SSTs modélisées, liée à une mauvaise représentation de la couche de surface par le modèle. On a également pu remarquer que l'intensité de la circulation modélisée était légèrement sous-estimée en raison des caractéristiques imposées en mer Tyrrhénienne par les conditions aux limites issues de WESTMED.

Les comparaisons faites sur le GoL ont permis de décrire plusieurs processus agissant sur le plateau et au niveau de la pente continentale. On a ainsi étudié les remontées d'eau le long des côtes (upwellings), les échanges d'eau au niveau de la pente et le devenir des eaux du Rhône. Le modèle MARS-3D reproduit convenablement les principaux processus agissant sur la dynamique côtière. La principale différence réside dans l'intensité et l'extension de la zone d'upwelling au large de Toulon.

La comparaison de la SSS modélisée avec les concentrations de Chl mesurées par SeaWiFs a montré qu'il n'existait pas de relation simple et significative entre ces deux quantités. On a cependant pu remarquer que la Chl variait différemment en fonction de la SSS à l'Est et à l'Ouest du GoL. La comparaison de la Chl avec l'âge des eaux du Rhône a montré la même tendance. Les comparaisons qualitatives ont montré un bon accord entre la forme de la ROFI modélisée et celle marquée par de fortes valeurs de Chl. De plus, des concentrations importantes de Chl ont été observées près des côtes à l'Ouest du GoL. Celles-ci sont dues à des événements d'upwellings et/ou à des apports en nutriments pas les fleuves secondaires, les étangs et les chenaux qui ne sont pas pris en compte dans la simulation.

Sans pour autant constituer une validation intégrale du bassin Nord et du GoL, ces comparaisons permettent de s'assurer que les structures de surface simulées par le modèle sont réalistes. Ces comparaisons seront complétées dans le chapitre 4 avec des mesures in-situ récoltées pendant la campagne ECOLOPHY, afin d'obtenir des informations sur toute la colonne d'eau. Les principales différences entre la modélisation réalisée sur l'année 2001 et les observations sont expliquées par la trop grossière résolution des champs de vent ALADIN et la mauvaise représentation des caractéristiques hydrologiques imposées aux frontières du modèle. Ainsi pour améliorer les résultats de la

modélisation sur l'année 2005/2006, la configuration NORMED-05 a été forcée en surface avec les champs de vent MM5 ayant une résolution de 3 km et les résultats du modèle global avec assimilation de données MFS aux frontières.

Chapitre 4

La campagne ECOLOPHY

Sommaire

4.1	Introduction	74
4.2	Présentation de la campagne	75
4.3	Résultats	77
4.3.1	Profils hydrologiques	77
4.3.2	ADCP de coque	82
4.3.3	Trajectoires des surdrifts	82
4.3.4	Mouillages ADCP	92
4.4	Modélisation de la campagne	97
4.4.1	Caractéristiques hydrologiques	97
4.4.2	Courants modélisés	98
4.4.3	Comparaison des vitesses le long des trajectoires Lagrangiennes	102
4.4.4	Simulation des trajectoires Lagrangiennes	104
4.5	Conclusion	107

4.1 Introduction

La campagne en mer ECOLOPHY s'inscrit dans le programme de recherche ECO-LARGE (Echange Côte-Large dans le Golfe du Lion) et a pour but d'étudier les processus hydrodynamiques responsables des échanges côte-large au niveau de la pente continentale du Golfe du Lion (GoL).

La circulation dans cette zone est souvent très complexe. Elle est, en effet, dominée par l'action de différents forçages agissant à des échelles spatio-temporelles allant de la journée à la saison et de quelques kilomètres à l'échelle du bassin. Les forçages dominants la circulation dans cette région sont les vents forts venant de terre (le Mistral du Nord et la Tramontane du Nord-Ouest), les apports d'eau douce par les fleuves et la circulation générale cyclonique du Bassin Nord Méditerranéen. Le vent varie à des échelles temporelles de l'ordre de la journée et spatiales de quelques centaines de kilomètres. Il génère des phénomènes classiques en océanographie, tels que les upwellings (remontée d'eau) et les downwellings au niveau des côtes et des oscillations d'inertie dues à la forte variabilité de l'intensité du vent dans cette région (Millot et Wald 1981) et (Petrenko 2003). La principale source d'eau douce dans le GoL provient du Rhône. Cet apport en eau douce varie au cours de l'année avec un maximum mesuré généralement au printemps. La direction et l'extension horizontale de son panache est contrainte par le vent (Estournel *et al.* 2001). Le Courant Nord (CN) constituant la branche Nord de la circulation géostrophique en mer Méditerranée longe la pente continentale du GoL. Ce courant présente une forte variabilité saisonnière avec une intensification du flux en hiver (Albérola *et al.* 1995) et (Millot 1990). Le CN présente également une variabilité mésoéchelle (quelques km à quelques dizaines de km et de l'ordre de quelques jours à la semaine) engendrée par des instabilités générées au niveau de son front interne (Flexas *et al.* 2002). Ces instabilités créent des méandres et des tourbillons sur le haut de la pente et participent de façon importante, en aval du GoL, à l'entraînement des eaux côtières du plateau.

Plusieurs campagnes menées dans cette région, durant cette dernière décennie, ont permis d'observer les variations du CN au large de Nice (campagnes PROLIG-2 et PROS-6 (Sammari *et al.* 1995) et campagne PRIMO-0 (Albérola *et al.* 1995)) et de Marseille (Albérola et Millot 2003). D'autres campagnes s'étendant sur tout le GoL ont permis un suivi quasi-synoptique de la circulation sur le plateau à l'aide d'un ADCP de coque, de mouillages équipés de courantmètres et de mesures hydrologiques (MOOGLI (Petrenko 2003) et (Dufau-Julliand *et al.* 2004), SARHYGOL (Petrenko *et al.* 2005) et FETCH (Petrenko 2003)). Deux autres campagnes MATER-HFF (Flexas *et al.* 2002) et GOLTS (Gatti *et al.* 2006) ont eu lieu dans notre zone d'intérêt, au niveau de la pente continentale à l'entrée Est du GoL. La campagne MATER-HFF a vu la mise en place d'un réseau de mouillages courantométriques durant les mois de mars et mai 1997. L'étude faite par Flexas *et al.* (2002) sur ces mesures a permis de mettre en évidence la variabilité mésoéchelle du CN. Cependant les zones couvertes par ces 2 dernières campagnes n'ont pas été résolues avec suffisamment de précision pour bien décrire les méandres et les tourbillons du CN. La zone couverte par la campagne ECOLOPHY reprend la même zone que celle de la campagne GOLTS en y ajoutant un second maillage plus fin (~ 5 km de résolution).

4.2 Présentation de la campagne

La campagne en mer ECOLOPHY s'est déroulée au printemps et en automne 2005, sur le navire océanographique le TETHYS-II de l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers). Une première série de mesures (appelée ECOLOPHY-1) a été réalisée du 28 mai au 5 juin 2005, à la fin du printemps, et une seconde (ECOLOPHY-2) à la fin de l'automne, entre le 1^{er} et le 11 décembre 2005. La zone considérée reprend les mêmes stations que lors de la campagne GOLTS (maillage basse résolution). De plus, un deuxième maillage, plus fin, situé à l'Ouest de la zone permet de décrire un carré d'environ 22 km de côté avec une résolution de 5,5 km au niveau de la rupture de la pente continentale. Cette dernière grille est appelée grille haute résolution ou grille amont. La zone d'étude, représentée sur la figure 4.1, a été choisie afin d'étudier les instabilités du Courant Nord, suspectées de contribuer de façon importante aux échanges côte-large en rebord de la partie Est du plateau du Golfe du Lion. Cette zone est, en effet, considérée comme la zone de génération des instabilités et des structures tourbillonnaires de sub-mésoséchelle (quelques km à quelques dizaines de km, et de l'ordre de quelques jours à la semaine) engendrées sur le front interne du Courant Nord au niveau de la rupture de pente (Flexas *et al.* 2002).

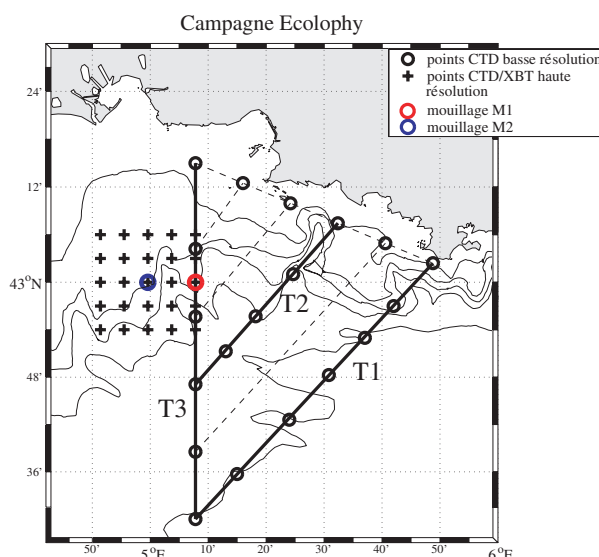


FIG. 4.1 – Position des mouillages et des stations hydrologiques de la campagne ECOLOPHY

Au cours de cette campagne plusieurs types de mesures ont été réalisées. Les mesures hydrologiques ont été faites aux différentes stations d'observation (Fig. 4.1), au moyen d'une bathysonde CTD (Conductivity Temperature Depth) fournissant des profils verticaux de densité, de température et de salinité. Ces mesures, ne pouvant être effectuées que par temps calme, des XBT (Expendable Bathy Thermographs) fournissant des profils verticaux de température ont aussi été utilisés en cas de mer agitée. Des observations courantologiques ont également été réalisées le long du trajet du navire à l'aide d'un ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) de coque. Cet appareil, fixé sous la coque du navire, utilise une fine bande de fréquence de 150 kHz et mesure les courants jusqu'à une profondeur de 240 mètres. Un ensemble de mouillages a également été mis en place

sur la grille haute résolution. Les mouillages IFREMER, nommés par la suite M1 et M2 sont composés d'un ADCP de 75 kHz inséré dans un châssis posé au fond, à une profondeur respective de 400 et 200 m. Ceux-ci ont été mis en œuvre à partir du 28 mai 2005, récupérés le 1^{er} décembre pour l'acquisition des données, puis remis à l'eau jusqu'au 19 juin 2006. Finalement, une vingtaine de bouées dérivantes ou *surdrifts* droguées à 50 et 75 mètres ont été lâchées dans la veine du Courant Nord, au large de Toulon.

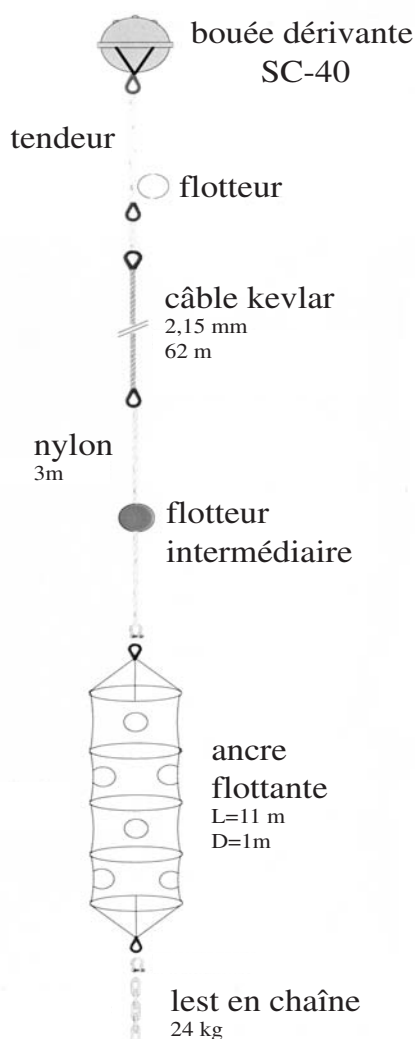


FIG. 4.2 – Schéma de montage d'une bouée dérivante ou surdrift.

Les surdrifts de type SC-40 (utilisées en mai et juin 2005) et SVP (décembre-janvier 2005) sont repérées par satellite au moyen d'un récepteur GPS relevant la position de la bouée toutes les heures. Puis, les informations sont transmises par ARGOS. Un émetteur/récepteur est ainsi placé dans le flotteur de surface (voir figure 4.2). Ces bouées permettent également de mesurer la température et la salinité au niveau de la surface. La bouée de surface est ensuite reliée à un tendeur permettant de compenser l'effet des vagues. Celui-ci est prolongé par un câble en kevlar, très fin et très résistant, permettant de réduire au maximum l'effet d'entraînement par les courants situés au-dessus de l'ancre flottante. Un flotteur intermédiaire relié à un câble en nylon de 3 mètres permet de stabiliser le système dans la couche d'eau. Ensuite, à la profondeur choisie, la drogue (ou ancre flottante) est formée par une manche en tissu résistant, percée de trous, d'un mètre de diamètre et de 11 mètres de long, qui est entraînée par le courant. Enfin, une chaîne de 24 kg permet, à l'extrémité, de lester le dispositif. Cette configuration a été testée avec succès lors de plusieurs campagnes (PRESTIGE, ARCANE98 et SEMANE01) menées par le SHOM et l'IFREMER dans le Golfe de Gascogne.

4.3 Résultats

4.3.1 Profils hydrologiques

Le CN est constitué, en surface, d'eau issue de l'Atlantique par le détroit de Gibraltar. Cette eau qui est à l'origine peu salée, s'écoule en surface, de façon cyclonique le long des côtes de la Mer Méditerranée. Au cours de son périple, les caractéristiques de cette eau d'origine Atlantique (MAW) se modifient au contact des eaux environnantes. Ainsi, sa salinité augmente mais reste faible par rapport aux eaux méditerranéennes. La figure 4.3 montre l'ensemble des mesures de CTD récoltées durant les deux campagnes ECOLOPHY. Les mesures effectuées pendant la campagne ECOLOPHY-1 mettent en évidence les eaux d'origine Atlantique ($T \geq 13,3^\circ\text{C}$; $S = 38,3 - 38,45$; $\sigma_T \leq 29$) et la LIW de densité supérieure ($T \sim 13,25$; $S \sim 38,5$; $\sigma_T \geq 29$). On peut également distinguer les eaux de plateau de salinité plus faible.

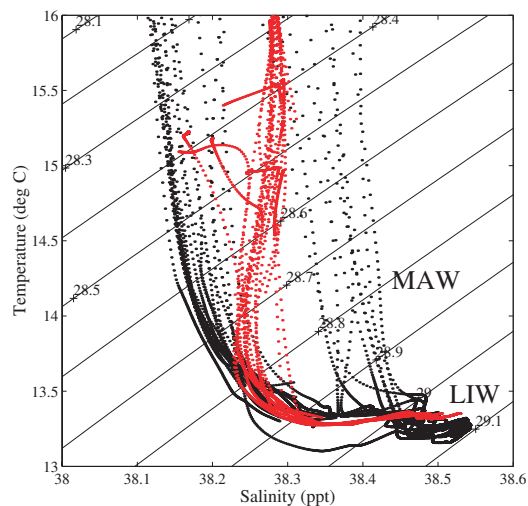


FIG. 4.3 – Diagramme TS issu des mesures de CTD effectuées lors de la campagne ECOLOPHY. En noir lors de ECOLOPHY-1 et en rouge lors de ECOLOPHY-2

Durant la première campagne ECOLOPHY-1 (du 28/05/05 au 05/06/05) 25 profils de CTD et 52 profils XBT ont été réalisés aux stations hydrologiques représentées sur la figure 4.1, formant ainsi 3 sections appelées par la suite T1, T2 et T3. Afin d'examiner les caractéristiques des eaux dans la zone Est du GoL, les mesures hydrologiques effectuées le long des 3 transects ont été interpolées à l'aide du logiciel de traitement de données *Ocean Data View* (Schlitzer 2002).

La figure 4.4 montre les sections verticales de température, de salinité et de densité interpolées à partir des mesures de CTD le long des différents transects effectués entre le 28/05/05 et le 04/06/05. Sur cette figure, la MAW est nettement identifiable par sa température relativement élevée ($T \geq 13.3^\circ\text{C}$) et sa faible salinité ($S \leq 38.4$). Elle s'écoule au niveau de la partie supérieure de la pente continentale. Le long de la section T1, la veine de MAW est située au Nord de $42,85^\circ\text{N}$. L'isopycne associée à cette eau (environ 29) montre une pente importante à cet endroit. Le long des sections T2 et T3 la MAW est située au Nord de $42,85^\circ\text{N}$. De plus, sur les trois sections (Fig. 4.4) une cellule d'eau de température relativement faible ($T \leq 13.2^\circ\text{C}$) est visible à une profondeur de 150 mètres. Cette lentille d'eau froide pourrait être due à la formation d'eau dense par le refroidissement hivernal de l'eau d'origine Atlantique de surface en Mer Ligure. Cette masse d'eau froide appelée Winter Intermediate Water (WIW) est alors associée à une faible salinité (Millot 1991a). Les profils verticaux de température et de salinité mesurés par la CTD aux points présentant cette anomalie de température le long de T1 (point G19 à $42,81^\circ\text{N}$, Fig.4.5a) et de T3 (point G4 à $42,785^\circ\text{N}$, Fig.4.5b) montrent que le minimum de température mesuré à environ 150 m de profondeur est associé à une anomalie négative de salinité, représentée par une zone grisée. Un second minimum de température est aussi visible sur la figure 4.5a) à environ 250 m. Celui-ci est également associée à une anomalie de salinité négative et peut donc être interprétée comme étant dû à la présence de WIW.

Durant la seconde campagne ECOLOPHY (ECOLOPHY-2 du 01/12/05 au 11/12/05) 32 mesures de CTD et 47 mesures XBT ont été réalisées aux stations hydrologiques représentées sur la figure 4.1, le long des 3 sections T1, T2 et T3. La figure 4.6 montre les sections verticales de température, de salinité et de densité mesurées par CTD le long des trois transects. Comme durant la campagne ECOLOPHY-1, la MAW, de température relativement élevée $T \geq 13.3^\circ\text{C}$, peu salée et de densité relativement faible ($\sigma_T \leq 28,9$), se situe au niveau de la partie supérieure de la pente continentale. En effet, sur la section T1, la pente des isopycnes est bien marquée au Nord de $42,875^\circ\text{N}$ sur la section T1. La comparaison aux mesures faites pendant ECOLOPHY-1 montre une augmentation de la densité dans les couches inférieures entre ECOLOPHY-1 et 2 (l'isopycne 29 est située à 100–200 m et à 250–300m de profondeur, respectivement). On peut aussi remarquer un approfondissement de la couche mélangée en surface.

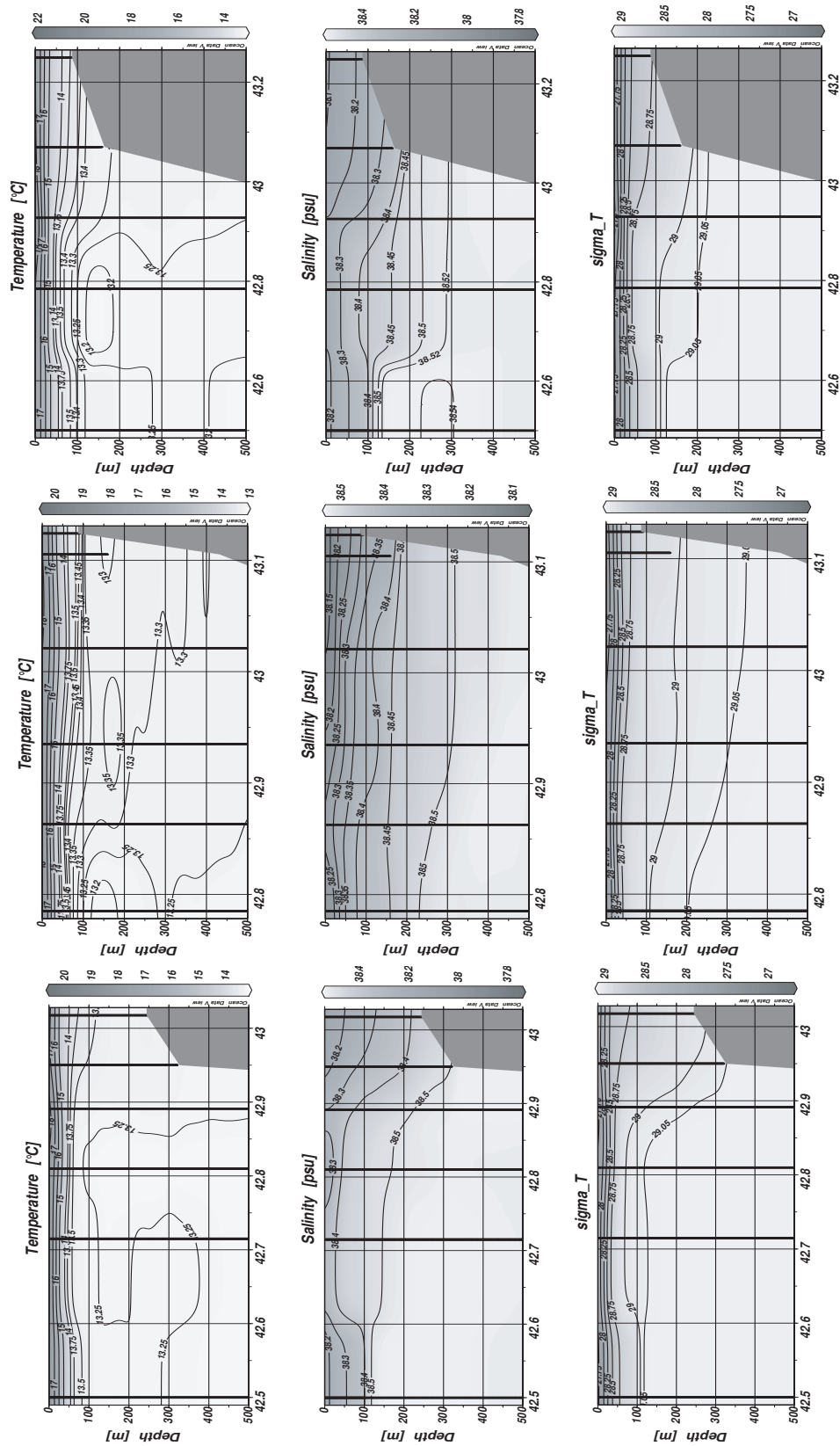


FIG. 4.4 – Sections verticales mesurées par CTD durant la campagne ECOLOPHY-1, le long de la section T1 (à gauche), T2 (au centre) et T3 (à droite).

4.3. Résultats

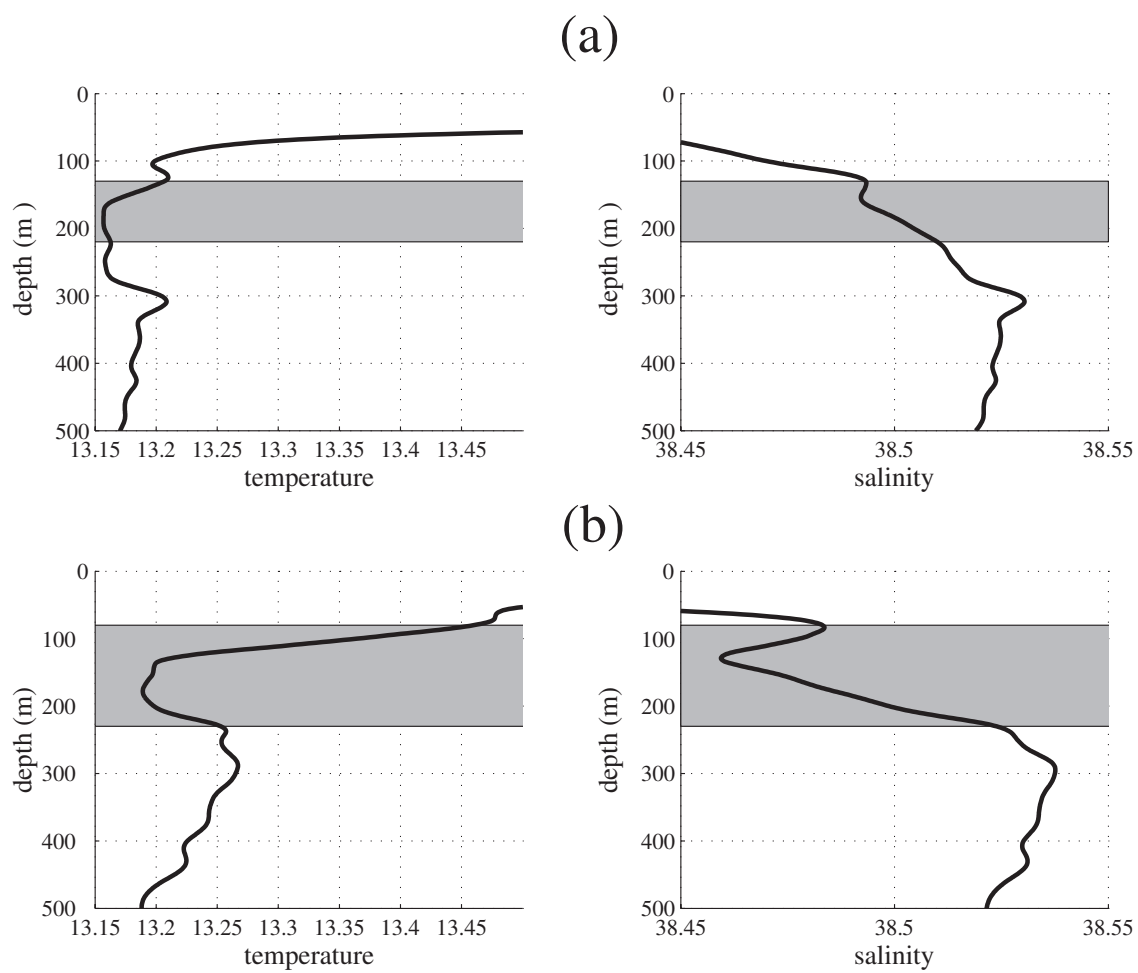


FIG. 4.5 – Profils de température et de salinité mesurés par CTD au point G19 le 1^{er} juin 2005 (a) et G4 le 29 mai 2005 (b).

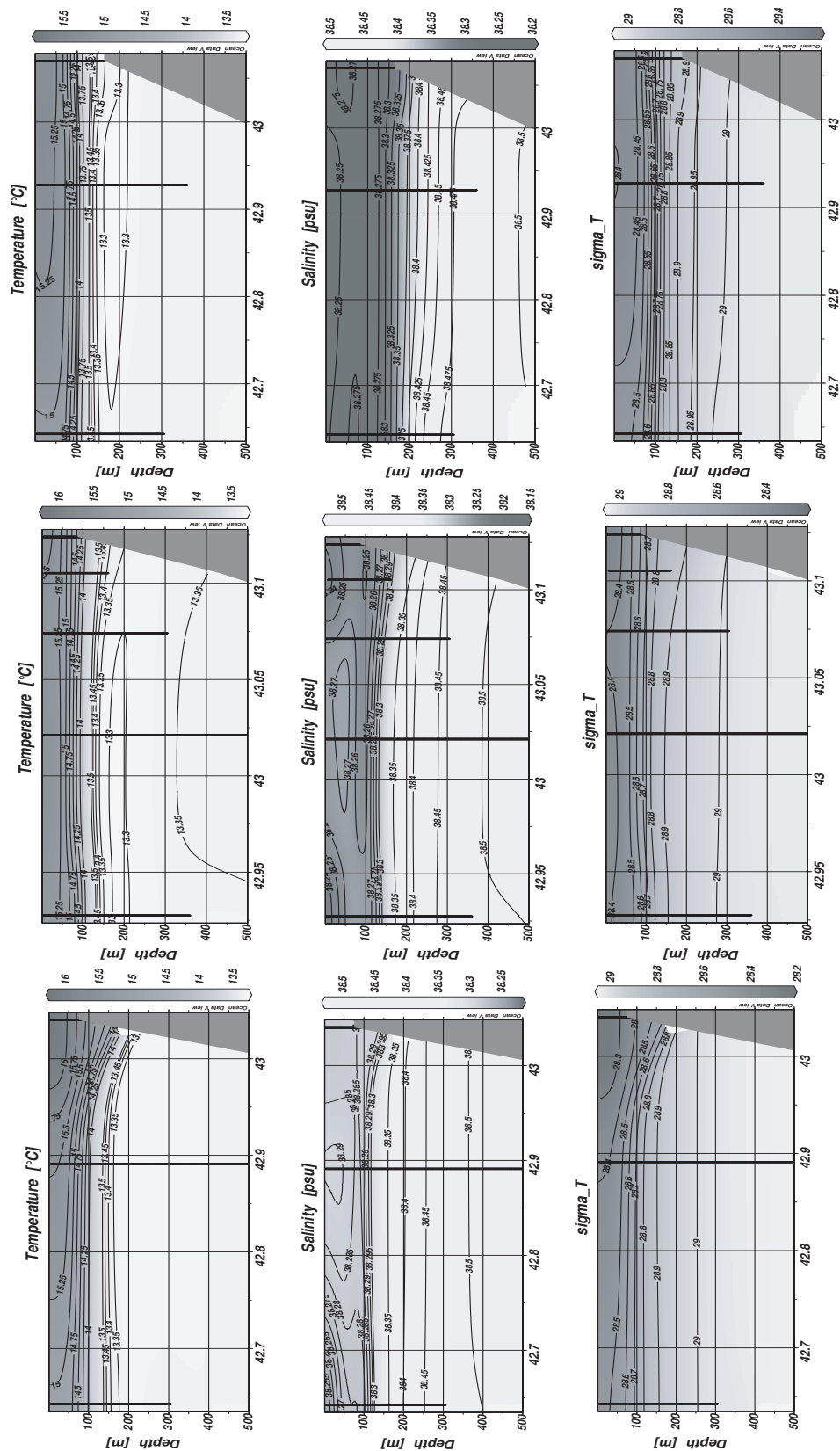


FIG. 4.6 – Sections verticales mesurées par CTD durant la campagne ECOLOPHY-2, le long de la section T1 (à gauche), T2 (au centre) et T3 (à droite).

4.3.2 ADCP de coque

L'ADCP situé sous la coque du TETHYS-II mesure les courants jusqu'à une profondeur de 240 m le long de son parcours. Ces mesures fournissent une vision quasi-synoptique de la circulation. Le profileur ADCP utilisé est un RDI broadband de 150 kHz. La mesure est faite toutes les minutes sur soixante cellules espacées de 4 m sur la verticale. Les données ADCP ont été traitées par l'INSU. L'orientation de l'appareil donnée par le compas du navire permet d'obtenir les vitesses relatives en coordonnées géographiques. L'addition du mouvement propre du navire (mesuré par GPS) aux vitesses mesurées par l'ADCP conduit à la détermination des vitesses absolues de courant. Par petits fonds, l'ADCP peut fonctionner en mode de *bottom tracking* : une impulsion plus longue intercalée entre chaque ping est réfléchiée par le fond et donne directement la vitesse absolue du bateau, sans utiliser d'aide à la navigation. Une fois les corrections appliquées, les vitesses horizontales du courant sont obtenues dans un système de coordonnées géographiques.

Sur la figure 4.7, la veine du Courant Nord mesurée par l'ADCP de coque durant la campagne ECOLOPHY-1 est visible avec une vitesse maximum d'environ 40 à 45 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ à 30 m de profondeur. En dessous, les courants diminuent. La largeur du CN est d'environ 20–30 km le long des sections T1 et T3. Deux veines distinctes sont visibles le long de la section T2, ce qui montre l'intrusion d'une branche secondaire sur la partie orientale du plateau. On observe également la forte variabilité de la position du CN. Celui-ci s'est en effet déplacé d'environ 10 km entre le 30 mai et le premier juin le long de T1 et entre le 29 mai et le 2 juin le long de T3. La figure 4.7 montre le courant géostrophique calculé perpendiculairement aux 3 sections, à partir des profils de densité (Fig. 4.4), en prenant un niveau de référence situé à 500 m de profondeur. En comparant l'intensité de celui-ci aux mesures, on observe un bon accord concernant son intensité et sa position. Ceci confirme la quasi-géostrophie du CN. Cependant, on observe que la largeur du courant géostrophique (30–35 km) est légèrement plus grande que celle mesurée le long de T1 et T3. Ceci s'explique par le déplacement du CN et donc des gradients de densité qui ne sont représentés que de façon moyenne par les mesures hydrologiques.

4.3.3 Trajectoires des surdrifts

L'utilisation de bouées dérivantes est devenue de plus en plus fréquente durant cette dernière décennie. Ces bouées dérivantes dont la position est suivie par satellite (ARGOS et GPS) permettent de mesurer les courants de subsurface. Les trajectoires obtenues donnent une description fine (toutes les heures) de la circulation océanique à travers une large gamme d'échelle allant des mouvements de grande échelle (courants géostrophiques à l'échelle du bassin) à ceux de moyennes et petites échelles que sont les tourbillons et les méandres du Courant Nord.

Durant les deux campagnes ECOLOPHY, 25 bouées dérivantes droguées à 50 et 75 mètres ont été lâchées, lors de 5 legs (voir tableau 4.1), au niveau de la pente continentale au large de Toulon dans le Courant Nord (CN). Les bouées ont ensuite été emportées par le CN le long de la pente continentale vers le Sud-Ouest. Les bouées lâchées lors du premier leg ne sont restées que quelques jours avant d'être récupérées et remises à l'eau lors du troisième leg. Par contre lors des quatre autres legs, les bouées n'ont pas été récupérées et les mesures se sont prolongées jusqu'à ce que le système d'émission

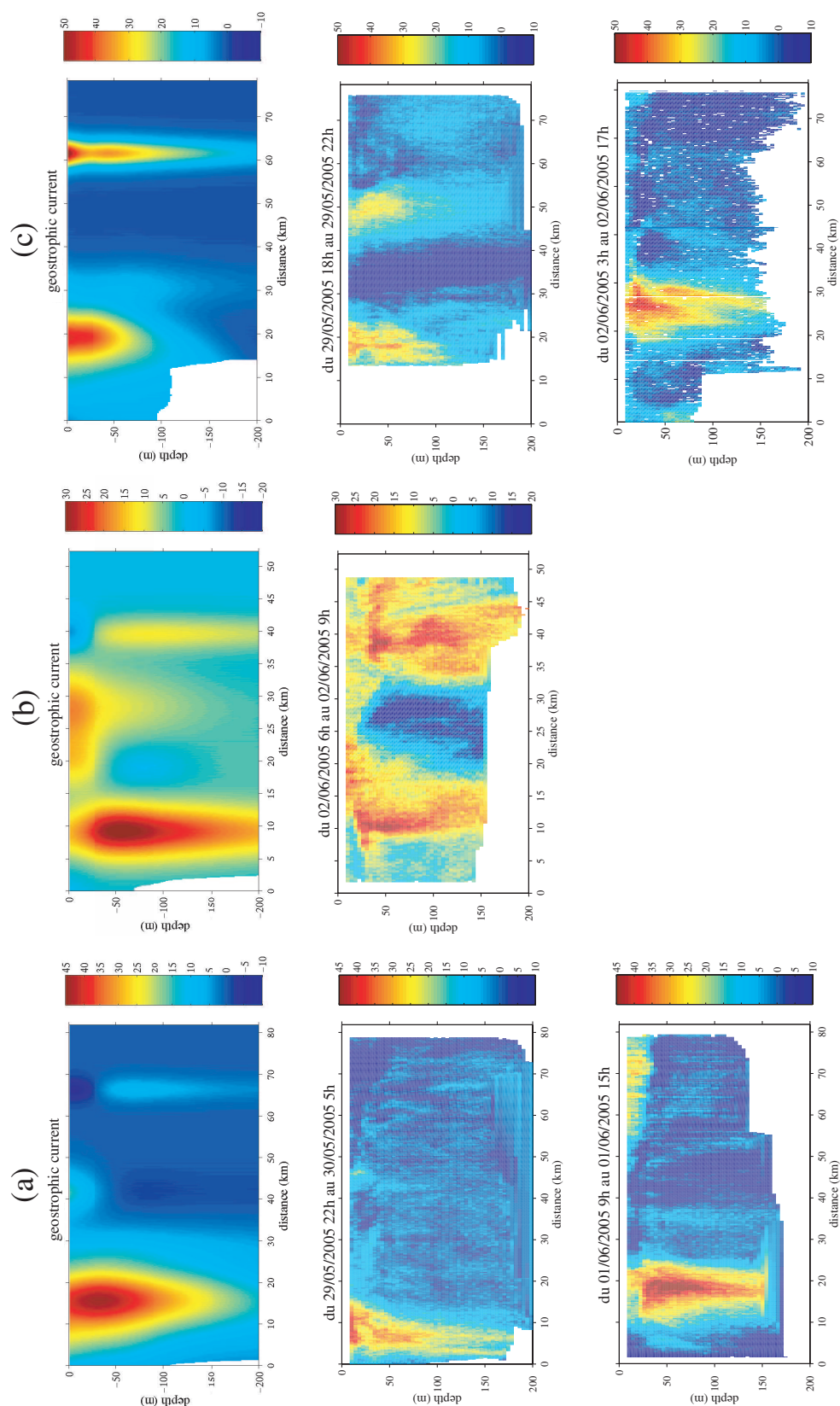


FIG. 4.7 – Courants géostrophiques (en haut) et courants mesurés par ADCP, perpendiculairement aux transects T1 (a), T2 (b) et T3 (C) durant la première campagne ECOLOPHY (du 29/05 au 04/06/05). L'axe des abscisses représente la distance (km), la côte étant située à gauche.

4.3. Résultats

ARGOS ou de réception GPS ne fonctionnent plus. Ainsi, les mesures obtenues s'étalent sur une période allant de un à plusieurs mois.

Détermination de la perte d'ancre flottante

Les positions successives des bouées fournissent la vitesse du courant à la profondeur de l'ancre flottante (ou drogue). La détermination de l'éventuelle perte de drogue est cruciale. En effet, en cas de rupture, les trajectoires ne reflètent plus les courants à la profondeur initialement choisie, mais ceux de surface fortement soumis à l'influence du vent et des vagues. Afin de définir la date de l'éventuelle perte de l'ancre flottante plusieurs diagnostics doivent être utilisés simultanément (Colas 2004). Les dates de rupture de l'ancre flottante sont reportées sur le tableau 4.1. Nous utiliserons ainsi le module des vitesses et des accélérations, les mesures du capteur de submergence et les calculs de corrélation vectorielle (Kundu 1976) entre les vitesses des bouées et les données de vent du modèle atmosphérique MM5. La corrélation vectorielle est ici brièvement présentée. Soit (U_b, V_b) les composantes de la vitesse de la bouée et (U_w, V_w) celles du vent. On construit les séries complexes $A = U_b + iV_b$ et $B = U_w + iV_w$. On calcule ensuite la matrice de covariance entre les 2 vecteurs A et B , tel que :

$$C = \begin{pmatrix} AA^* & A^*B \\ AB^* & B^*B \end{pmatrix}.$$

Le coefficient C_{21} est complexe et s'exprime sous la forme $C_{21} = \rho e^{i\theta}$ avec ρ le coefficient de corrélation et θ la valeur de l'angle entre les deux séries. Cet outil connaît cependant quelques limites. En effet, en cas d'événement de vent faible la dérive d'Ekman ne constitue pas une part importante de la variance. La bouée peut alors avoir perdu sa drogue sans que l'on observe de corrélation nette.

Les exemples représentés sur la figure 4.8 sont caractéristiques de ce que l'on peut observer en cas de rupture de la drogue. Pour la bouée 2f, on observe nettement que le 4 juillet l'angle devient proche de zéro pendant une longue période. Cette date correspond également à une forte accélération de la bouée. On peut donc en déduire que cette date correspond à la perte de l'ancre flottante. Les valeurs mesurées par le capteur de submergence ne deviennent nulles que quand le vent faiblit et que la mer est moins agitée. Le même phénomène est visible pour la bouée 3e, le 7 juillet l'angle devient nul, l'accélération est forte et la corrélation augmente. Cet exemple est intéressant car la rupture a lieu pendant un fort événement de vent. On voit alors bien l'accélération de la bouée et l'augmentation de la corrélation entre sa vitesse et celle du vent.

Zone Est du GoL

Les trajectoires suivies par les bouées lâchées lors des 5 legs, dans la partie Est du GoL, sont représentées sur la figure 4.9. Celles-ci sont orientées principalement vers l'Ouest, le long de la pente continentale du Golfe du Lion entre les isobathes 500 et 2000 mètres. Ces trajectoires correspondent principalement à la direction du CN. Dans cette section nous analyserons séparément les trajectoires des bouées lâchées en été (Leg 1, 2 et 3) et celles obtenues en hiver (Leg 4 et 5).

Premier Leg								
Bouée	P	Début	Lat	Lon	Fin	V	T	Rupture
1a	50	29/05/05	42,954 N	5,73 E	03/06/05	13	5	
1b	50	29/05/05	42,924 N	5,816 E	03/06/05	15	5	
1c	50	29/05/05	42,985 N	5,898 E	03/06/05	8	5	
1d	75	29/05/05	42,917 N	5,814 E	03/06/05	24,3	5	
1e	50	29/05/05	42,959 N	5,723 E	03/06/05	12,9	5	
Deuxième Leg								
Bouée	P	Début	Lat	Lon	Fin	V	T	Rupture
2a	50	01/06/05	42,908 N	5,821 E	05/08/05	10,3	65	
2b	50	01/06/05	42,957 N	5,726 E	01/08/05	11,7	61	
2c	50	01/06/05	42,960 N	5,721 E	02/08/05	11,3	4	05/06/05
2d	50	01/06/05	42,915 N	5,821 E	19/07/05	13	47	
2e	75	01/06/05	42,93 N	5,761 E	11/01/06	13,8	9	11/06/05
2f	75	01/06/05	42,896 N	5,819 E	11/01/06	11,3	33	04/07/05
2g	50	01/06/05	42,926 N	5,767 E	23/07/05	13	52	
Troisième Leg								
Bouée	P	Début	Lat	Lon	Fin	V	T	Rupture
3a	50	03/07/05	42,958 N	5,925 E	14/08/05	10	42	
3b	50	03/07/05	42,95 N	5,915 E	15/08/05	8,7	43	
3c	50	03/07/05	42,933 N	5,917 E	19/08/05	12,3	47	
3d	75	03/07/05	42,914 N	5,92 E	20/08/05	9	48	
3e	50	03/07/05	42,998 N	5,913E	11/01/06	13,4	4	07/07/05
Quatrième Leg								
Bouée	P	Début	Lat	Lon	Fin	V	T	Rupture
4a	50	01/12/05	42,907 N	5,806 E	18/01/06	22,4	42	
4b	50	01/12/05	42,973 N	5,730 E	31/01/06	31,5	14	15/12/06
4c	50	01/12/05	42,974 N	5,720 E	23/12/06	30,2	22	
4d	50	01/12/05	42,911 N	5,810 E	31/01/06	29,2	11	12/11/06
Cinquième Leg								
Bouée	P	Début	Lat	Lon	Fin	V	T	Rupture
5a	50	08/12/05	42,908 N	5,821 E	30/01/06	14,9	52	
5b	50	08/12/05	42,957 N	5,726 E	31/01/06	14,9	53	
5c	50	08/12/05	42,908 N	5,821 E	30/01/06	19,6	41	19/01/06
5d	50	08/12/05	42,957 N	5,726 E	30/01/06	19,6	41	19/01/06

TAB. 4.1 – Bouées surdrifts déployées pendant la campagne ECOLOPHY. P est la profondeur de l’ancre flottante en mètres, V la vitesse moyenne en cm s^{-1} des vitesses filtrées à 24 heures, T le temps total en jours durant lequel les bouées ont été opérationnelles.

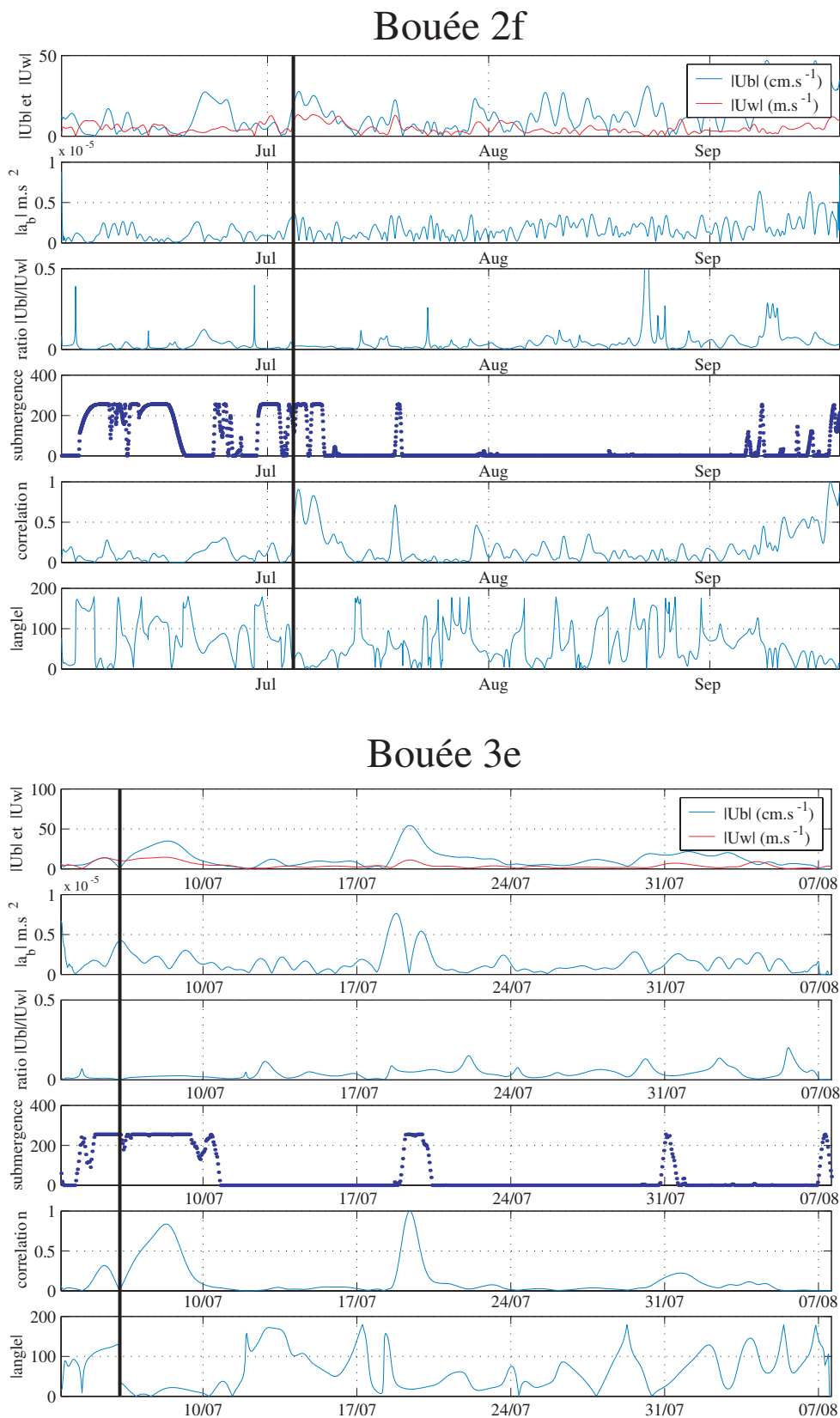


FIG. 4.8 – Module des vitesses de la bouée ($|U_b|$), du vent ($|U_w|$) et de l'accélération ($|a_b|$), rapport ($|U_b|/|U_w|$), valeur du capteur de submergence, corrélation et valeur absolue de l'angle calculées entre la vitesse de la bouée et celle du vent.

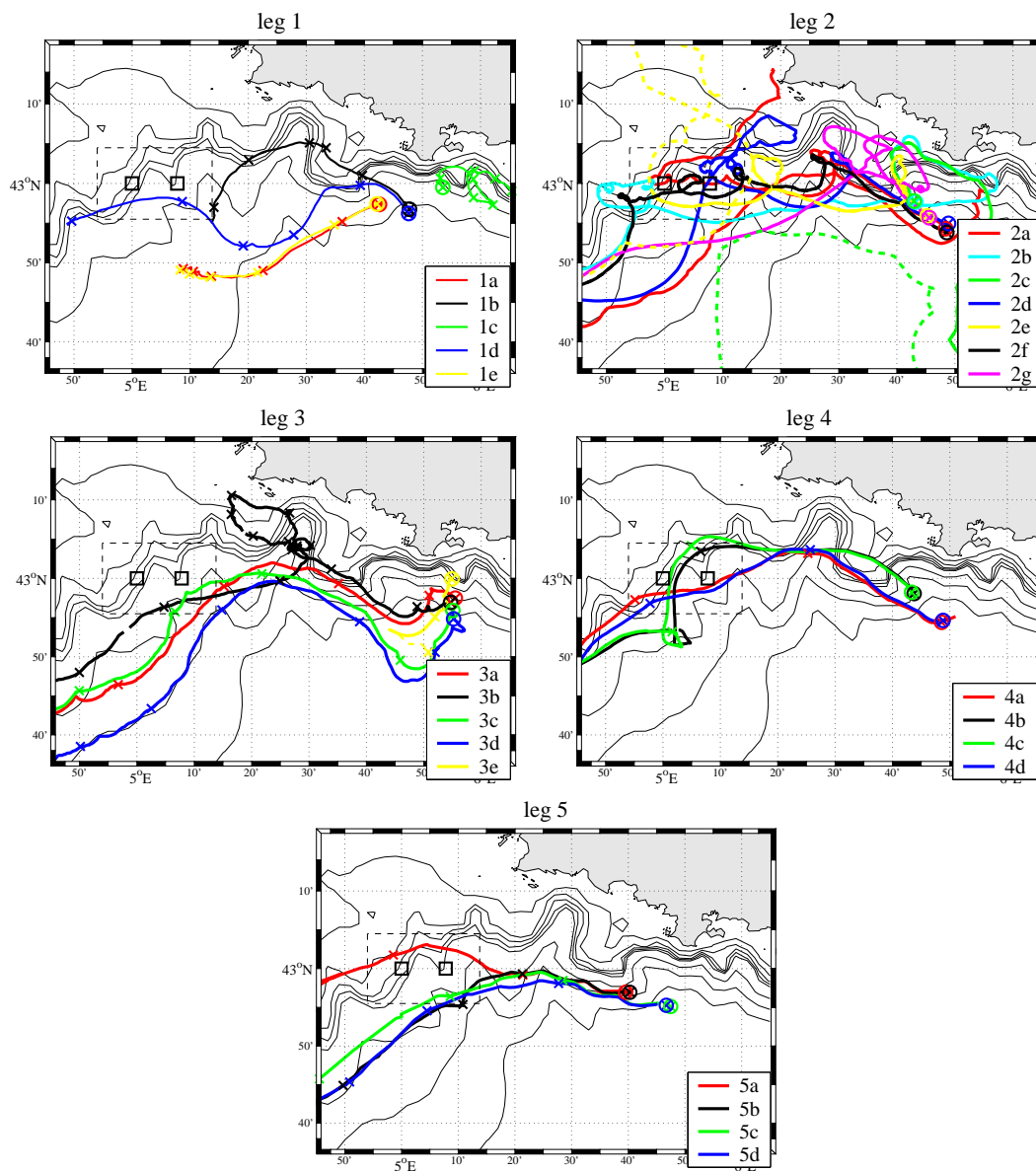


FIG. 4.9 – Trajectoires des surdrifts. Les croix sont représentées tous les jours. Les 2 carrés noirs symbolisent l'emplacement des mouillages ADCP. Les trajectoires observées après rupture de l'ancre flottante sont représentées en pointillés. Les isobathes représentées correspondent à 100, 200, 300, 400, 500, 1000, 1500 et 2000 m.

A la fin du printemps et au début de l'été 2005 plusieurs lâchés de bouées ont été effectués. Ceux-ci ont eu lieu le 29 mai, le 1^{er} juin et le 3 juillet. Sur la figure 4.9, on observe que ces trajectoires varient beaucoup d'un leg à l'autre. Lors du Leg 1, la bouée 1d montre une oscillation à une période de 3–4 jours. La bouée 1c semble avoir été piégée par un tourbillon anticyclonique à l'Est du Cap Sicié et se dirige alors vers l'Est. Les bouées lâchées lors du premier leg ne sont restées que 5 jours en mer avant d'être remises à l'eau dans notre zone d'intérêt lors du Leg 3. Les trajectoires obtenues lors des 2 legs suivant (Legs 2 et 3) sont beaucoup plus longues (entre 1 et 2 mois). Lors du leg 2 les bouées décrivent de nombreux tourbillons de petite échelle (de l'ordre de quelques km). Ceux-ci mettent en évidence le caractère fortement instable du CN à l'Ouest du Cap Sicié.

Les bouées lâchées lors du Leg 3 ont des trajectoires plus homogènes. Elles sont tout d'abord orientées vers le Sud-Ouest, puis remontent vers le Nord. Ce type de trajectoire est caractéristique d'un upwelling qui se forme au Sud du Cap Sicié. Ce déplacement des eaux côtières vers le Sud, associé à une remontée des eaux de fond plus froides, est clairement visible sur la figure 4.10, qui montre les gradients de température de surface de la mer (SST) mesurés par le canal 4 du capteur satellite AVHRR ainsi que les courants modélisés moyennés sur les 100 premiers mètres. Cet upwelling est dû à un fort Mistral, orienté vers le Sud-Est au niveau des côtes à l'Est du GoL, qui s'établit au début du mois de juillet 2005. Une fois cette zone d'upwelling (marquée par de faibles SSTs) passée, les bouées sont advectées par le CN vers le Nord-Ouest, puis poursuivent leur route le long de la pente continentale entre les isobathes 500 et 1000 m. On peut cependant observer (Fig. 4.9) que la bouée 3b pénètre sur le plateau continental à l'entrée Est du GoL, avant d'être repoussée vers l'Est. Cette circulation, précédemment mise en évidence par Petrenko (2003) sur des mesures d'ADCP de coque au niveau du bord Est du plateau continental, a été expliquée par l'entraînement d'une partie du CN par un contre-courant dirigé vers l'Est. On peut également invoquer la formation d'une structure tourbillonnaire anticyclonique due à l'interaction du CN avec l'upwelling, la circulation vers l'Est étant ensuite renforcée lors de la relaxation de l'upwelling.

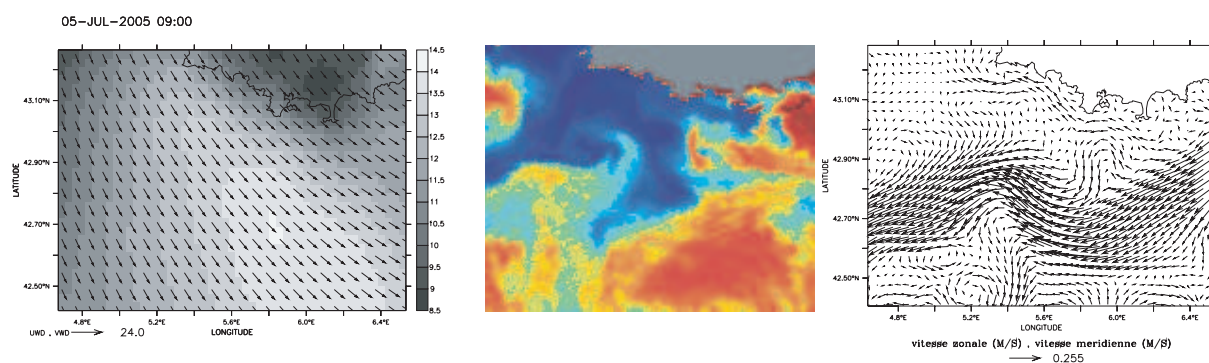


FIG. 4.10 – Champs de vent MM5 en m.s^{-1} et module (à gauche), images satellite de la température de surface de la mer (SST) mesurée par le Canal 4 du capteur de température AVHRR (au centre) et courant de surface modélisé par NORMED-05 (à droite) le 5 juillet 2005.

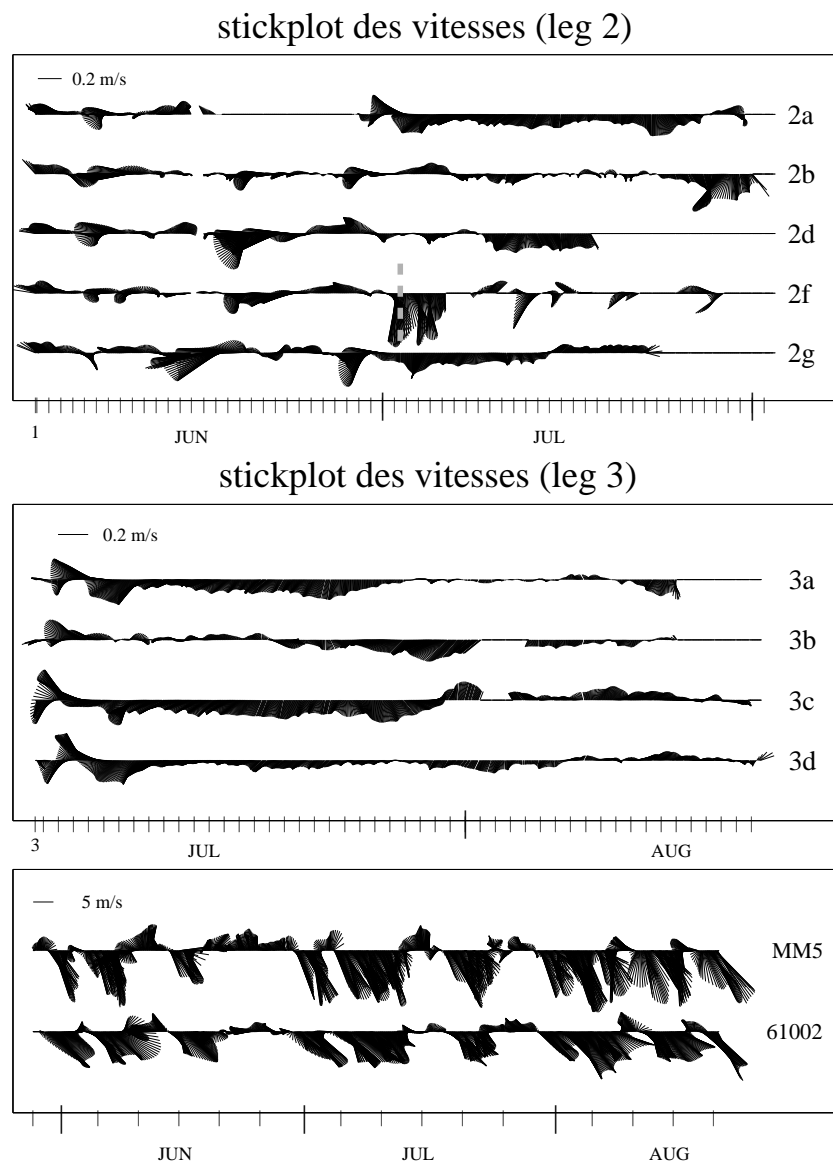


FIG. 4.11 – Stickplots des vitesses des bouées dérivantes des Legs 2 et 3 et du vent moyennés à 24h. Les traits en pointillés gris représentent la date de la rupture de l'ancre flottante.

Les bouées lâchées à la fin de l'automne 2005 ne montrent pas de méandres du CN. On observe néanmoins un tourbillon cyclonique décrit par les bouées 4b et 4c à 5°E (Fig 4.9). De plus, les trajectoires semblent moins disparates que celles des bouées lâchées en été. On observe également que la bouée 5a décrit une trajectoire située en haut de la pente continentale, le long de l'isobath 200 m alors que les autres bouées du leg 5 suivent l'isobathe 1000 m.

Zone GoL

Au large du GoL, les bouées ont une trajectoire principalement orientée vers le Sud-Ouest le long de la pente continentale. Les trajectoires des bouées du deuxième leg montrent une forte variabilité. Les bouées 2b, 2d, 2f et 2g situées en haut de la pente

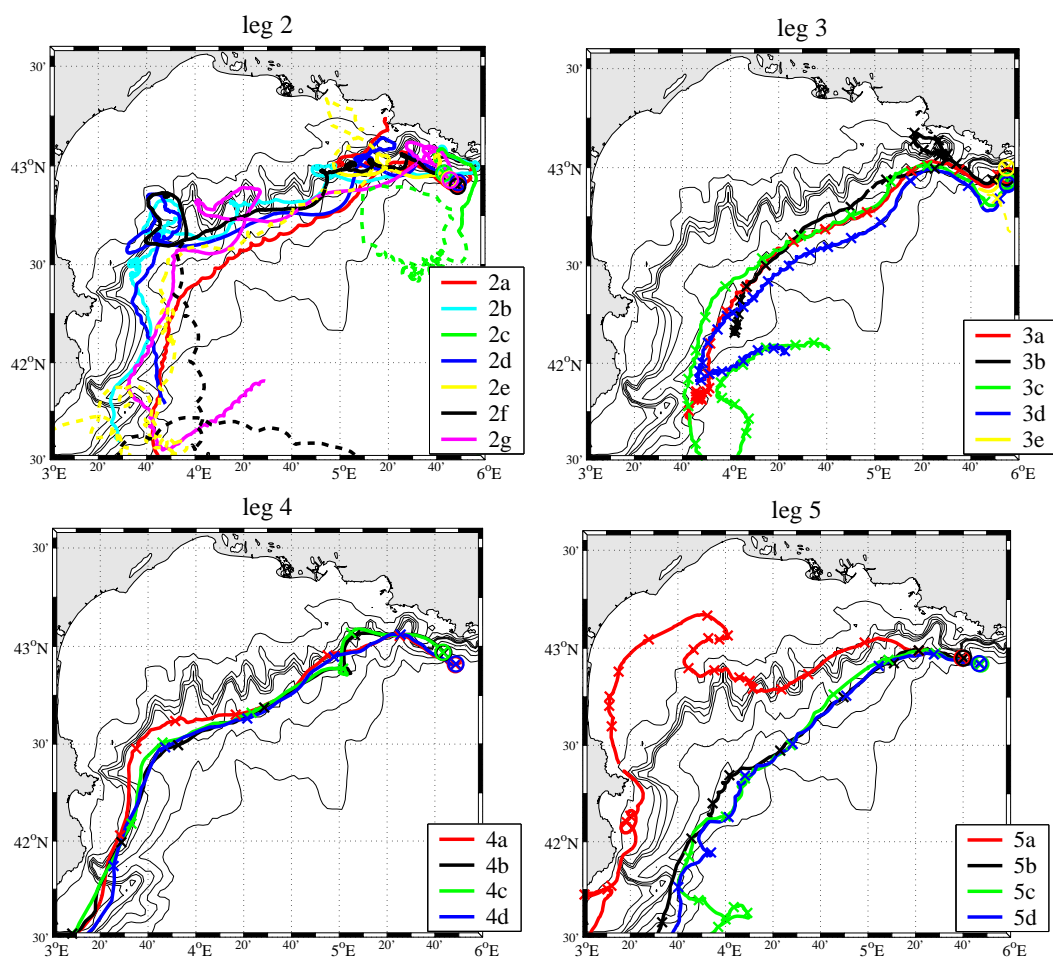


FIG. 4.12 – Trajectoires des surdrifts. Les croix sont représentées tous 2 les jours. Les trajectoires observées après rupture de l’ancrage flottante sont représentées en pointillés. Les isobathes représentés correspondent à 100, 200, 300, 400, 500, 1000, 1500 et 2000 m.

(entre les isobathes 500 et 1000 m) suivent une trajectoire formée de plusieurs tourbillons méso-échelles anticycloniques, dont un est visible entre $3^{\circ}40'E$ et $4^{\circ}E$ avec un diamètre d'environ 30 km. Les trajectoires obtenues lors du troisième leg suivent le bas de la pente continentale (entre les isobathes 1000 et 2000m). On remarque également que leurs trajectoires sont plus lisses et ne montrent pas de tourbillons à moyenne échelle. Ces trajectoires sont du même type que celle de la bouée 2a qui suit le bas de la pente et montre de fortes oscillations d'inertie mises en évidence par une succession d'oscillations régulières à petite échelle dans le sens anticyclonique. A l'Ouest du GoL, entre $41^{\circ}30'N$ et $42^{\circ}N$, certaines trajectoires obtenues lors des legs 2 et 3 décrivent un retour vers l'Est. La norme des vitesses moyennées sur la durée d'émission ou d'ancrage varie de 8 à $24,3 \text{ cm.s}^{-1}$ pour les bouées lâchées au printemps et entre 12,8 et $30,3 \text{ cm.s}^{-1}$ pour celles lâchées en automne (tableau 4.1). Ainsi, on remarque une importante variation des vitesses dans le CN au cours de l'année. Ces mesures, en accord avec la variabilité annuelle du CN décrite par Bethoux *et al.* (1988), ont montré une intensification des vitesses en hiver. Une précédente étude faite sur l'année 2001 (André *et al.* 2005) a permis d'estimer que les vitesses du courant en surface variaient entre 50 cm.s^{-1} en hiver et 25 cm.s^{-1} en été. Cependant, les vitesses calculées à partir des positions des bouées ne montrent pas de différence entre les bouées droguées à 50 et celles à 75 mètres. Les séries temporelles des courants calculés à partir des positions successives des bouées montrent aussi une forte variabilité à plusieurs échelles temporelles. Les figures 4.11 et 4.14 montrent les séries temporelles des vitesses des bouées filtrées à l'aide d'un filtre passe-bas de *Lanczos* à une période de coupure de 24 heures. Sur ces figures, les variations de vitesse des bouées (le Nord étant dirigé vers le haut) sont visibles. On observe que les courants mesurés lors des legs 3, 4 et 5 semblent orientés majoritairement vers le Sud-Ouest et sont cohérents entre les différentes bouées, alors que ceux mesurés lors du leg 2 montrent une forte variabilité. On observe également sur cette figure qu'après la rupture de l'ancre flottante les vitesses augmentent (bouée 2f) ainsi que leur variabilité (2f, 4b et 4d). Sur cette figure, nous n'avons pas représenté les stickplots des bouées n'ayant conservé leur drogue que quelques jours (2c, 2e et 3e)

Les trajectoires des surdrifts, et en particulier celles du deuxième leg tracent plusieurs tourbillons anticycloniques positionnés au niveau de la rupture de pente. Ces tourbillons suivis par les bouées numéro 2b, 2d, 2f et 2g (Fig. 4.12), dont le diamètre varie entre 10 et 30 km, se forment sur le haut de la pente continentale du GoL entre les isobathes 100 et 500 mètres. Les trajectoires montrent la formation de 3 tourbillons consécutifs, un au niveau du canyon du Grand Rhône (2b), un autre dans le canyon de Sète (2b et 2g) et dans celui de l'Aude (2b, 2d, 2f). La forme de la bathymétrie semble donc influencer la formation de ces tourbillons. De plus, un piégeage semble avoir lieu dans le canyon de l'aude entre le 23 juin et le 10 juillet. Cette circulation anticyclonique au niveau du canyon de l'Aude s'effectue en une dizaine de jours pour les bouées 2d et 2f. Par contre, la bouée 2b met 17 jours pour décrire ce tourbillon. La trajectoire de la bouée numéro 2b est particulièrement intéressante car elle semble décrire une cycloïde traduisant la propagation d'un tourbillon.

Les bouées lâchées à la fin de l'automne 2005 (legs 4 et 5) ne montrent pas de circulation tourbillonnaire le long de la pente continentale du GoL. Les bouées lâchées lors du leg 4 ont des trajectoire comprises entre les isobathes 500 et 1000 m le long de la pente continentale du GoL. Par contre celles du leg 5 sont comprises entre les isobathes

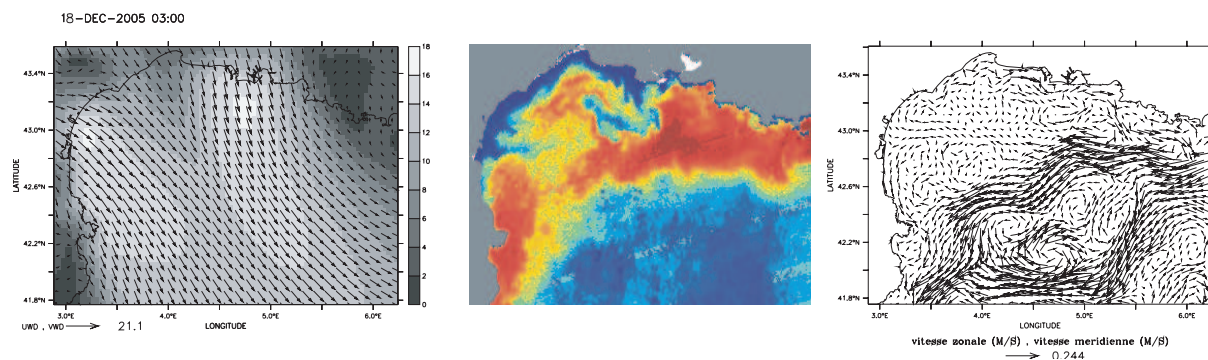


FIG. 4.13 – Champs de vent MM5 et module (à gauche), images satellite de la température de surface de la mer (SST) mesurée par le Canal 4 du capteur de température AVHRR (au centre) et courant de surface modélisé par NORMED-05 (à droite) le 18 décembre 2005.

1000 et 2000 m, excepté la bouée 5a qui suit le haut de la pente avant de pénétrer dans le GoL à une longitude d'environ 4°E. Cette bouée suit ensuite une circulation cyclonique à l'Ouest du GoL. Cette circulation a été mise en évidence par Estournel *et al.* (2003) qui a montré que l'effet combiné du Mistral et de la Tramontane induit une circulation cyclonique à l'Ouest du GoL et anticyclonique à l'Est. La figure 4.13 montre l'intensité et la direction du vent le 18 Décembre 2005 calculée par le modèle météorologique MM5. Entre ces 2 tourbillons, de l'eau issue de la pente peut alors être advectée vers le Nord sur le plateau à une longitude de 4°20'E. Cette situation de vent (Mistral+Tramontane) se poursuit pendant 5 jours puis un régime de tramontane se met en place, induisant une circulation cyclonique sur la partie Est du GoL.

4.3.4 Mouillages ADCP

Lors de la campagne ECOLOPHY, deux mouillages ADCP ont été déposés sur le fond à 200 (M2) et 400 m (M1) de profondeur sur le haut de la pente continentale (voir Fig. 4.1). Ils ont été déployés le 28 mai 2005, récupérés le 1^{er} décembre pour l'acquisition des données, puis remis à l'eau jusqu'au 19 juin 2006. Les profileurs ADCP utilisés sont des RDI broadband de 75 kHz. L'ADCP du mouillage M2 mesure 50 cellules de 8 m toutes les 30 minutes lors du premier déploiement et 25 cellules de 16 m toutes les heures lors de la seconde série de mesure. L'ADCP du mouillage M1 mesure 50 cellules de 4 m toutes les 30 minutes. Ces mesures en continu donnent de précieuses informations sur la variabilité des courants mesurés le long de la colonne d'eau sur une longue période (environ un an). Il est important de noter que ces mouillages ne permettent pas de détecter les vitesses proches de la surface. Ceci s'explique par le fait que, d'une part, les 4 émetteurs de l'ADCP émettent un signal acoustique dont le faisceau présente un angle de 20° par rapport à l'axe vertical. Ainsi l'épaisseur e de la couche non mesurable est égale à $e = p(1 - \cos(20^\circ))$, avec p , la profondeur d'immersion du mouillage. D'autre part, le signal de réception est également perturbé par la réflexion sur la surface de l'eau. Par ailleurs, le signal peut aussi être réfléchi par le zooplancton (comme par exemple les copépodes) qui se développe principalement en été. Les mesures ainsi biaisées ont été éliminées en appliquant un seuil sur les vitesses mesurées.

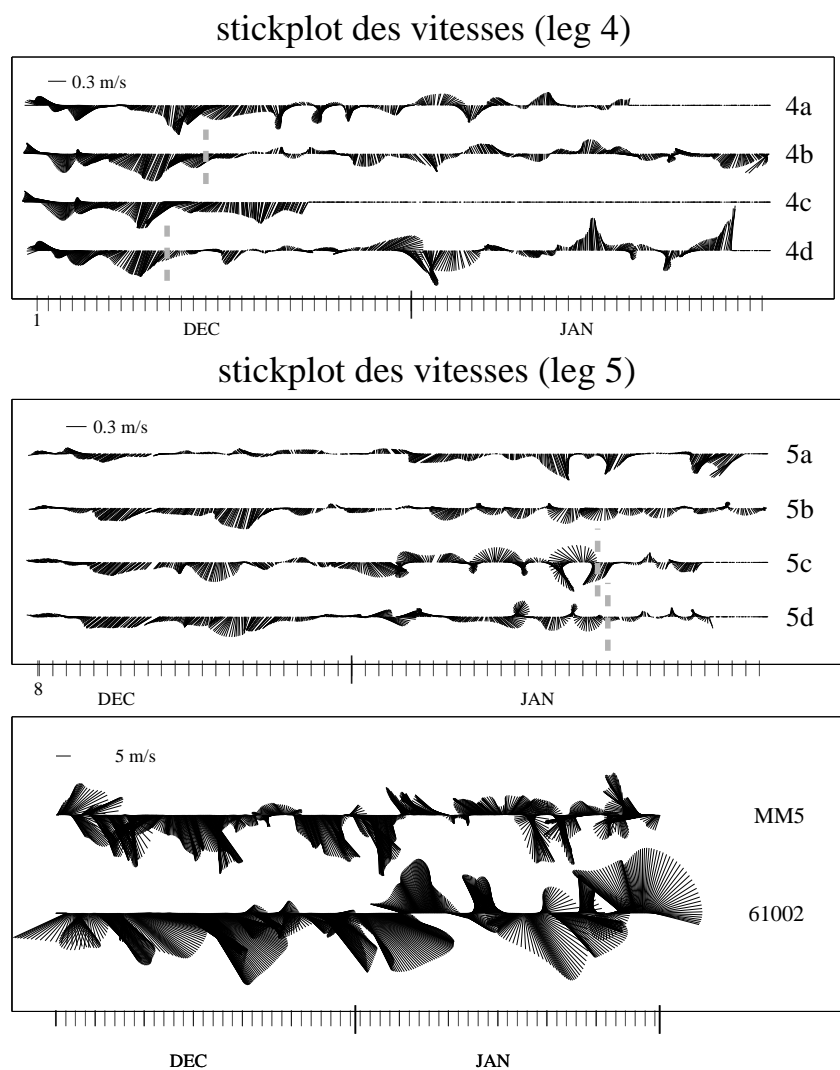


FIG. 4.14 – Stickplots des vitesses des bouées dérivantes des Legs 4 et 5 et du vent moyennés à 24h. Les traits en pointillés gris représentent la date de la rupture de l'ancre flottante.

Courant moyen et fluctuations

La figure 4.15 montre la norme des vitesses barotropes (moyennées sur la verticale) mesurées par les deux mouillages ADCP, lissées à l'aide d'une moyenne glissante d'un mois. On observe que la vitesse augmente durant l'automne 2005, pour atteindre un maximum durant l'hiver suivant. La vitesse maximum est mesurée à la fin du mois de janvier pour les 2 mouillages et atteint $\sim 16 \text{ cm.s}^{-1}$. Un second maximum est également observé au début du mois de Février. Puis la vitesse diminue rapidement jusqu'au début du mois de mars.

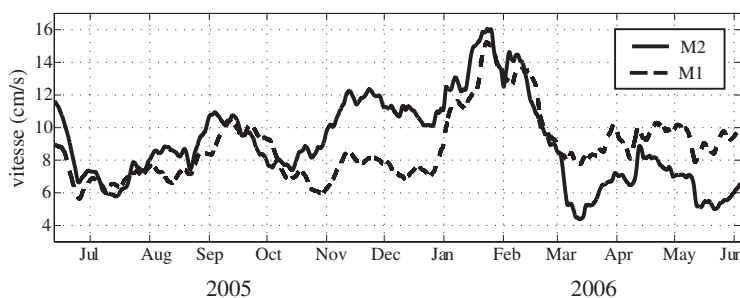


FIG. 4.15 – Norme des vitesses barotropes mesurées par les mouillages ADCP, lissées à l'aide d'une moyenne glissante d'un mois.

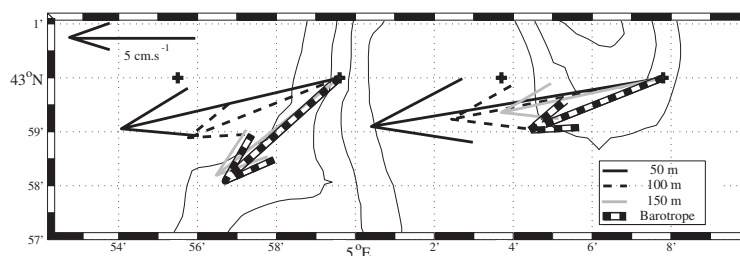


FIG. 4.16 – Courants moyens mesurés par les mouillages ADCP entre le 28 mai 2005 et le 19 juin 2006.

A l'instar des trajectoires des bouées dérivantes, les courants mesurés par les mouillages ADCP moyennés sur toute la période montrent un courant moyen orienté vers le Sud-Ouest (Fig. 4.16). On peut également observer que dans les couches de surface (50 et 100 m de profondeur) le courant est dirigé le long de la bathymétrie moyenne vers le Sud-Ouest, alors qu'en profondeur il suit plutôt la bathymétrie locale. Les ellipses de variance des courants (Emery et Thompson 1997) révèlent qu'à 50 et 100 m de profondeur les fluctuations sont plus isotropes que près du fond, où le courant est guidé dans la direction de la bathymétrie locale. Les vitesses mesurées montrent une décroissance avec la profondeur. La vitesse moyenne mesurée par M2 est égale à $9,18 \text{ cm.s}^{-1}$ à 50 m de profondeur, puis diminue à $6,67 \text{ cm.s}^{-1}$ et $6,42 \text{ cm.s}^{-1}$ à 100 et 150 m, respectivement. Pour M1, la vitesse moyenne à 50 m est égale à $12,12 \text{ cm.s}^{-1}$ et à $4,6 \text{ cm.s}^{-1}$ à 350 m.

Ainsi, on observe que le courant mesuré à 50 m par M1 est supérieur à celui mesuré par M2, car ce dernier est situé plus haut sur la pente continentale et est donc moins influencé par le CN.

Analyse spectrale

Les spectres d'énergie cinétique moyennés en fréquence ont été calculés à partir des séries temporelles de courant barotrope interpolées toutes les heures. L'analyse fréquentielle des courants se fait en séparant les composantes cartésiennes du courant en deux composantes circulaires tournant dans le sens direct mathématique (cyclonique) et indirect (anticyclonique). Soient les séries des composantes Est et Nord du courant dont les coefficients de Fourier associés sont respectivement a_j et b_j pour la composante Nord et c_j et d_j pour la composante Est.

L'estimateur du spectre direct s'écrit :

$$\tilde{S}^+(f_j) = \frac{T}{2} \left[\left(\frac{c_j + b_j}{2} \right)^2 + \left(\frac{a_j - d_j}{2} \right)^2 \right].$$

L'estimateur du spectre indirect s'écrit :

$$\tilde{S}^-(f_j) = \frac{T}{2} \left[\left(\frac{c_j - b_j}{2} \right)^2 + \left(\frac{a_j + d_j}{2} \right)^2 \right].$$

Le spectre d'énergie cinétique totale est alors égal à la demi-somme des spectres directs et indirects des séries vectorielles de courant. L'intervalle de confiance à 95% indiqué sur les spectres est calculé en utilisant la loi du chi-2 (χ^2) en prenant le nombre de fréquences moyennées comme nombre de degrés de liberté (Mercier 1991).

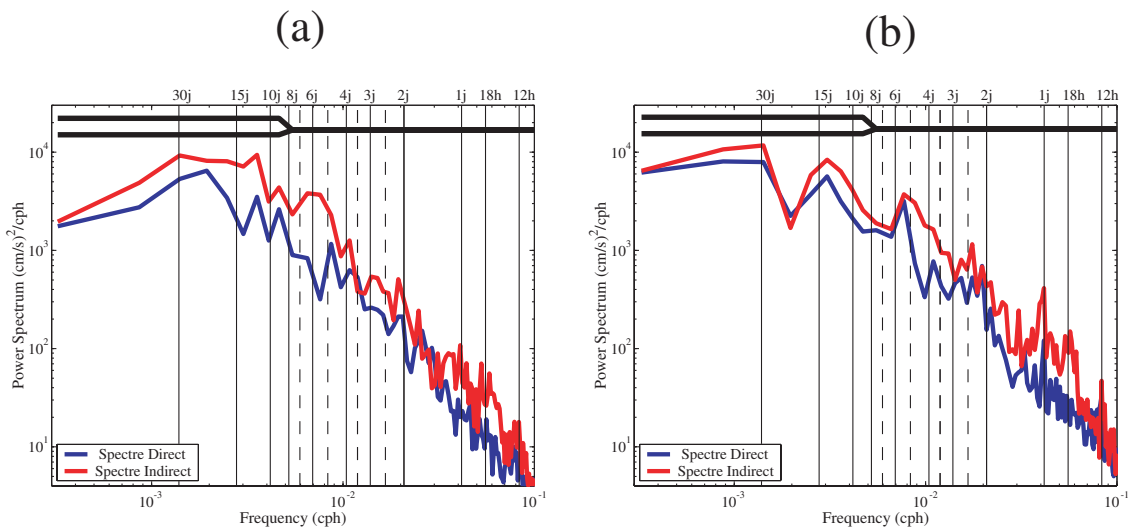


FIG. 4.17 – Spectres en fréquences d'énergie cinétique des séries vectorielles de courant mesurées par les mouillages ADCP entre le 28 mai 2005 et le 19 juin 2006, (a) M2 et (b) M1.

Les spectres en fréquences d'énergie cinétique ainsi obtenus (Fig. 4.17) montrent plusieurs pics d'énergie. Sur les spectres indirects, à haute fréquence on peut observer sur

les deux mouillages un pic à une période de 12h et un autre à environ de 18h. Sur le mouillage M1, un pic important apparaît dans le sens indirect à 24h. De plus, plusieurs autres pics existent à plus basse fréquence (entre 2 et 30 jours). Ces oscillations du courant à moyenne échelle seront étudiées en détail dans le chapitre suivant.

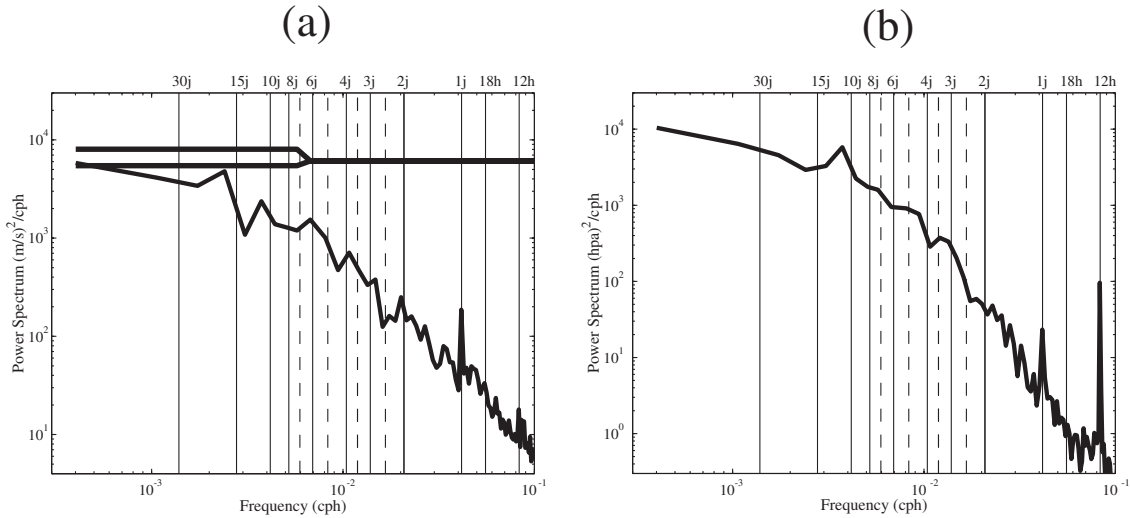


FIG. 4.18 – Spectres d'énergie en fréquences des séries vectorielles de vent (a) et de pression (b) mesurées à la bouée météorologique 61002.

Le pic d'énergie visible dans le sens indirect à une période d'environ 18h correspond à la période des oscillations d'inertie. Les forts vents présents dans cette région mettent en mouvement les masses d'eau dans la couche de surface, puis lorsque le vent faiblit celles-ci oscillent à la période d'inertie imposée par la force de Coriolis. L'origine des oscillations du courant barotrope à 12 et 24h est plus difficile à interpréter. En effet, plusieurs forçages peuvent être invoqués. Il existe, tout d'abord le forçage de marée aux fréquences semi-diurnes (12h) et diurnes (24h) dont les principales composantes sont M2 (12,42h), S2(12h), N2 (12,66h) et K1 (23,93h). Ces courants de marée sont généralement barotropes et tournent principalement dans le sens anticyclonique (indirect) (Albérola *et al.* 1995). Cependant, ce forçage étant faible en mer Méditerranée, il est souvent masqué par les forçages atmosphériques. Les spectres d'énergie cinétique calculés à différentes profondeurs représentés en Annexe C (Fig. C.1) montrent une diminution de l'intensité de ces pics avec la profondeur. De plus, les spectres d'énergie calculés sur différentes périodes (**1** juin–août ; **2** septembre–novembre ; **3** décembre–février et **4** mars–mai) représentés en Annexe C (Fig. C.2 pour M1 et C.3 pour M2) montrent que l'intensité de ces oscillations diurnes et semi-diurnes varie au cours de l'année. Ainsi, on peut en déduire que la marée n'est pas le principal forçage à l'origine de ces oscillations du courant. Le spectre d'énergie cinétique totale calculé sur les vents mesurés par la bouée météorologique 61002 ainsi que le spectre d'énergie calculé sur la pression atmosphérique en surface (Fig. 4.18) montrent un pic à ces deux fréquences. Le forçage atmosphérique semble donc être prédominant dans l'origine de ces oscillations à 12 et 24h.

4.4 Modélisation de la campagne

Les mesures hydrologiques (CTD et XBT) et courantologiques (ADCP de coque) seront, ici, comparées aux résultats de la modélisation hydrodynamique du GoL. Ce travail vient en complément d'une première validation des résultats du modèle faite, dans le chapitre 3, par comparaison aux images satellites de SST (AVHRR) et de chlorophylle (SeaWiFs). Les résultats précédents ont permis de mettre en évidence que le modèle MARS-3D reproduit bien les grands traits de la circulation de surface en Mer Méditerranée Nord Occidentale et dans le Golfe du Lion ainsi que sa variabilité saisonnière. Nous étudierons, dans cette section les résultats des modèles basse (NORMED-05) et haute résolution (ZOOM) dans la partie Est du GoL.

4.4.1 Caractéristiques hydrologiques

Les mesures hydrologiques récoltées durant la première campagne (ECOLOPHY-1, du 28/05/05 au 05/06/05) sont toutes prises en compte puis interpolées spatialement à l'aide du logiciel *Ocean Data View* (Schlitzer 2002). Les champs horizontaux de densité obtenus à 50 et 100 mètres de profondeur sont représentés sur la figure 4.19. Les résultats modélisés par les configurations NORMED-05 et ZOOM ont été moyennés sur cette période afin de permettre de les comparer.

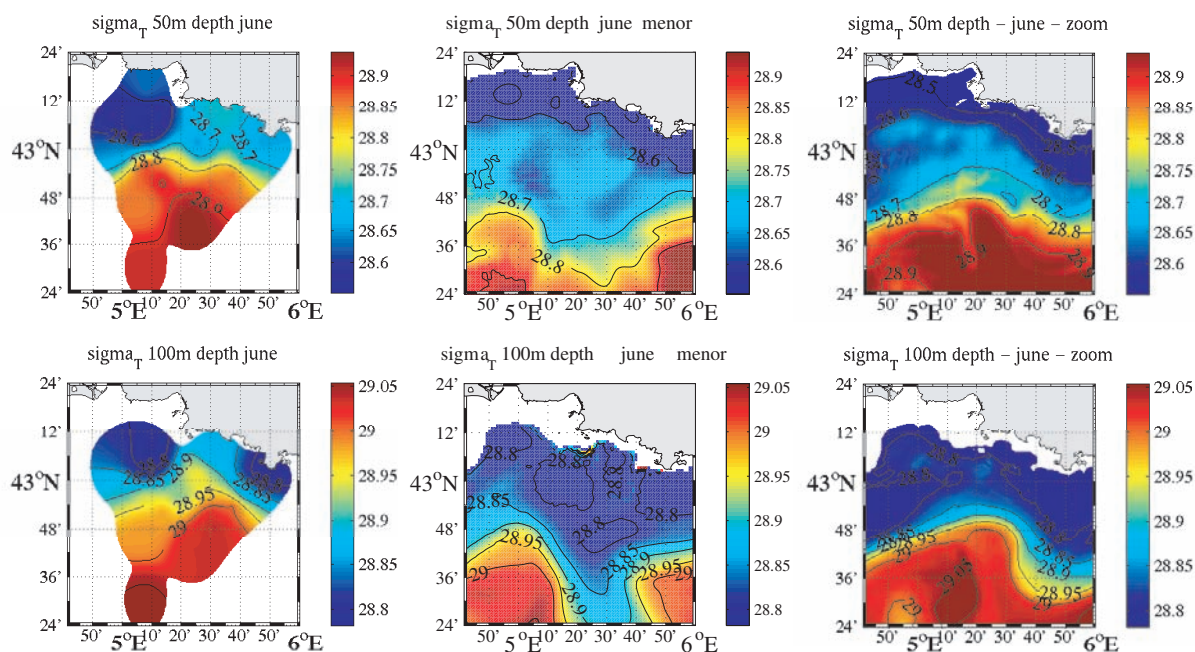


FIG. 4.19 – Champs horizontaux de densité à 50 (en haut) et 100 mètres de profondeur (en bas) mesurés par CTD durant la campagne ECOLOPHY-1 (à gauche), simulés par NORMED-05 (au centre) et par le ZOOM (à droite).

La comparaison entre les résultats du modèle et les mesures montre que les densités modélisées sont du même ordre de grandeur que celles mesurées. Cependant sur les résultats du modèle NORMED-05, le front de densité semble se décrocher de la côte au niveau du cap Sicié (Toulon). La forme du champ de densité modélisé par le ZOOM

semble plus réaliste. En particulier le décrochement au niveau du Cap est réduit, et le CN remonte rapidement vers le Nord. La forme convexe du front de densité obtenue est en accord avec le champ mesuré bien que celui-ci soit toujours localisé légèrement trop au Sud. On observe également que les gradients de densité sont plus marqués dans la configuration ZOOM que dans NORMED.

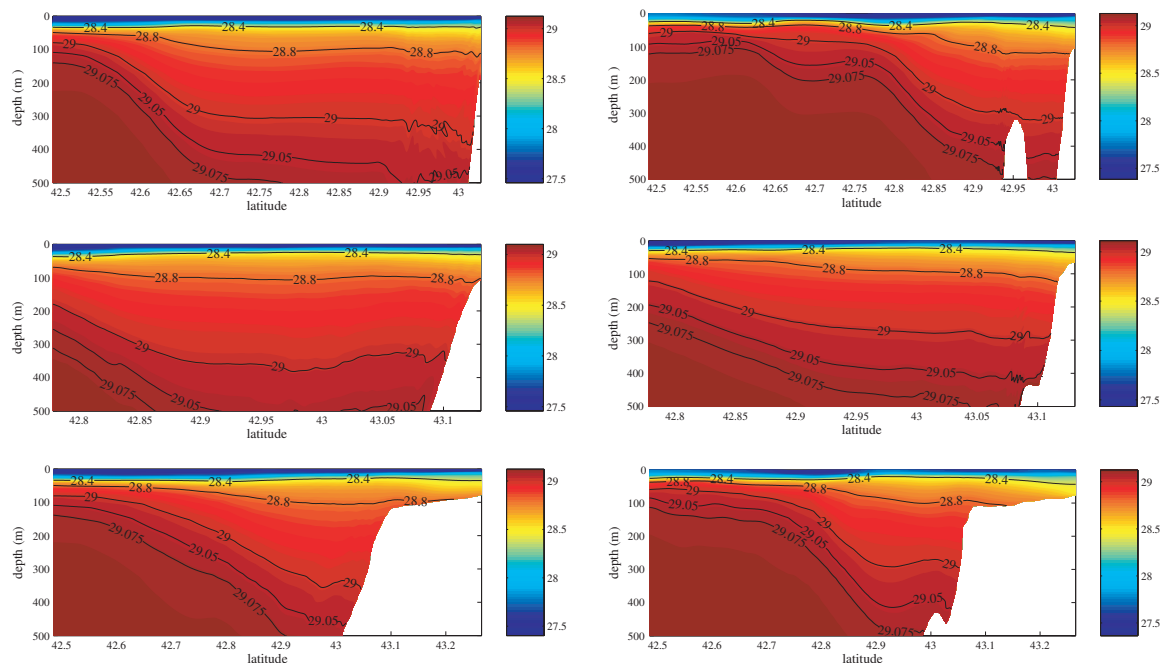


FIG. 4.20 – Sections de densité simulée le long des trois sections T1, T2 et T3 par NORMED-05 (à gauche) et par le ZOOM (à droite), moyennée entre le 29 mai et le 5 juin 2005.

L'analyse de la structure verticale de la densité le long des trois sections T1, T2 et T3 montre également plusieurs différences entre les simulations basse et haute résolution. La comparaison entre les sections verticales de densité modélisées (Fig. 4.20) et celles issues des mesures hydrologiques (Fig. 4.4) durant la campagne ECOLOPHY-1 met à nouveau en évidence les améliorations apportées par le ZOOM. En effet, la solution du modèle haute résolution fait apparaître une veine d'eau plus légère, correspondant à la MAW, située plus au Nord et ainsi en meilleur accord avec les observations. La veine d'eau d'origine Atlantique est située au Nord de 42.8°N le long de trois sections. Sur les mesures, celle-ci est située au Nord de 42.85°N soit une différence d'environ 5km avec les résultats du ZOOM.

4.4.2 Courants modélisés

Les mesures courantologiques obtenues grâce à un ADCP fixé sous la coque du navire permettent de décrire les courants jusqu'à une profondeur d'environ 200 m. Ces mesures fournissent des informations sur la variabilité spatio-temporelle des courants dans la partie Est du GoL. La comparaison de ces mesures avec les résultats de la modélisation

nécessite d'interpoler les courants simulés au point et à l'instant de la mesure. Comme précédemment, nous nous intéresserons tout d'abord à la distribution horizontale des courants. Ensuite, nous analyserons la distribution verticale le long des trois sections. Durant la campagne ECOLOPHY-1, le navire a parcouru à plusieurs reprises l'ensemble de la zone. Ainsi nous distinguerons trois périodes de mesures. La **période 1** s'est déroulée du 31 mai à 19h au 1^{er} juin à 16h (Fig. 4.21), la **période 2**, du 1^{er} juin 18h au 3 juin à 15h (Fig. 4.22) et la **période 3** du 3 au 5 juin à 12h (Fig. 4.23).

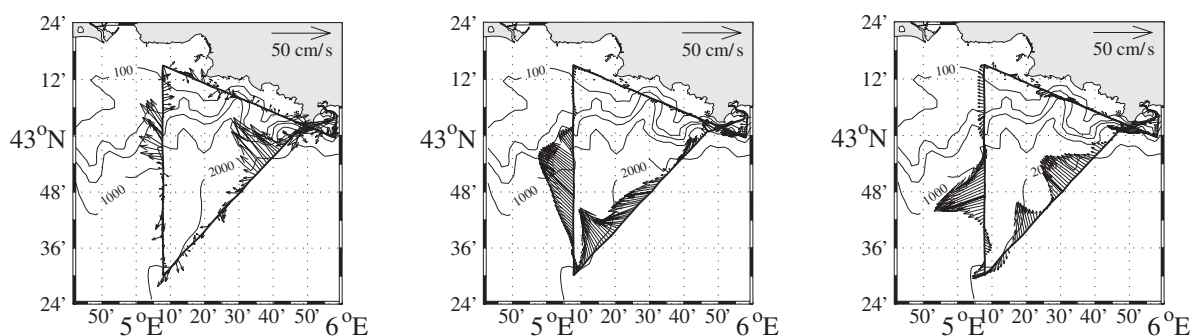


FIG. 4.21 – Courants mesurés à 50 m par l'ADCP de coque du TETHYS-II durant la **période 1** (à gauche), simulés par NORMED-05 (au centre) et par le ZOOM (à droite).

Lors du trajet parcouru pendant la **période 1**, le navire s'est tout d'abord dirigé vers le Nord-Ouest en longeant la côte, il a ensuite parcouru la section T3 du Nord au Sud. A l'extrémité Nord de cette radiale on observe un courant dirigé vers l'Est qui est faiblement reproduit par NORMED-05 et pas du tout dans le ZOOM. Ensuite, entre 43°06'N et 42°54'N, le navire a traversé la veine du CN dirigée vers le Nord-Ouest. Dans la modélisation basse résolution (NORMED), le CN est situé entre 43°00'N et 42°36'N et il est dirigé dans la bonne direction. Dans le ZOOM, celui-ci est situé entre 42°56'N et 42°40'N et est dirigé vers le Sud-Est. Ainsi, on observe que le CN modélisé est placé trop au Sud. De plus, celui-ci est trop large dans les résultats de NORMED-05 alors que dans le ZOOM sa largeur est réaliste. Le long de la radiale T1, la veine du CN mesurée est située entre 42°50'N et 43°N. Dans NORMED, le CN est situé trop au Sud et il est beaucoup trop large. Le ZOOM montre deux veines de courant, une principale située entre 42°46'N et 42°56'N qui correspond au CN mesuré, et une seconde plus au Sud. Le long de la section T3 l'intensité du CN modélisé est surestimée, alors que pour T1, celle-ci est légèrement sous-estimée.

Au cours de la **période 2** (Fig. 4.22), la veine du CN modélisée, le long des sections T1 et T3, par NORMED est située beaucoup trop au Sud. Les résultats du ZOOM montrent un Courant Nord relativement bien placé le long de T1 et un peu trop au Sud le long de T3. La direction du CN est également bien reproduite par le ZOOM. Cependant, l'intensité de celui-ci est légèrement sous-estimée par les 2 modèles. De plus, comme lors de la période 1, les résultats du ZOOM montrent une deuxième veine de courant, visible le long de la section T1. Ce courant précédemment observé par Dufau-Julliand *et al.* (2004) lors de la campagne MOOGLI3 en janvier 1999 est dû à la recirculation d'une partie du CN par un gyre cyclonique de grande échelle situé au large du GoL.

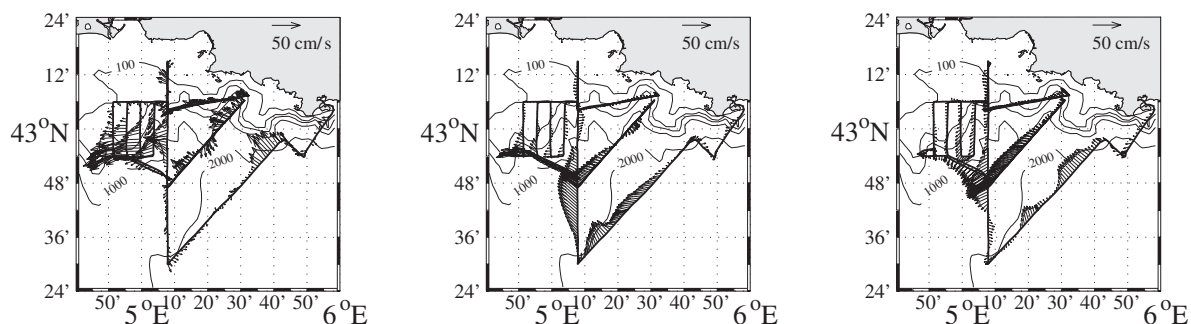


FIG. 4.22 – Courants mesurés à 50 m par l’ADCP de coque du TETHYS-II durant la **période 2** (à gauche), simulés par NORMED-05 (au centre) et par le ZOOM (à droite).

Durant la **période 3** (Fig. 4.23), on observe les mêmes différences entre les courants mesurés et ceux modélisés. Ainsi, la modélisation haute résolution permet d’obtenir un CN situé plus au Nord avec une largeur plus réduite. Cependant le courant modélisé par le ZOOM reste encore positionné trop au Sud par rapport aux observations et son intensité est presque toujours plus faible. De plus on observe que la direction du courant n’est pas toujours bien reproduite, ce qui indique que les méandres du CN ne sont pas correctement simulés.

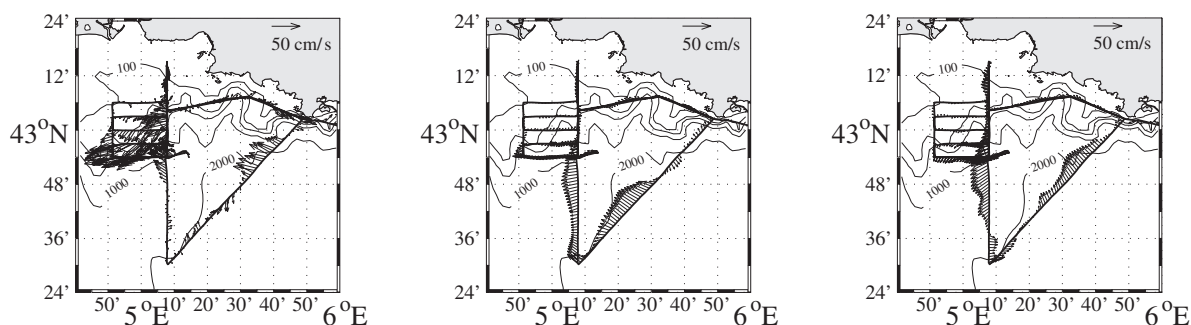


FIG. 4.23 – Courants mesurés à 50 m par l’ADCP de coque du TETHYS-II durant la **période 3** (à gauche), simulés par NORMED-05 (au centre) et par le ZOOM (à droite).

La comparaison de la structure du courant perpendiculaire aux sections T1 et T3 (Fig. 4.24) montre à nouveau l’amélioration apportée par la haute résolution. Ces coupes verticales de l’intensité du courant confirment que le CN modélisé par le ZOOM est à la fois plus réaliste au niveau de sa position et de sa largeur. Toutefois, l’intensité du courant modélisé s’avère plus faible et celui-ci est positionné légèrement trop au Sud, en accord avec les précédentes observations faites sur les champs de densité (section 4.4.1). Il faut par ailleurs remarquer que l’asymétrie du CN en profondeur, donnée par les profils ADCP, est bien reproduite dans les simulations. Ce type de structure a été attribué par Dufau-Julliand *et al.* (2004) à l’influence du forçage du vent.

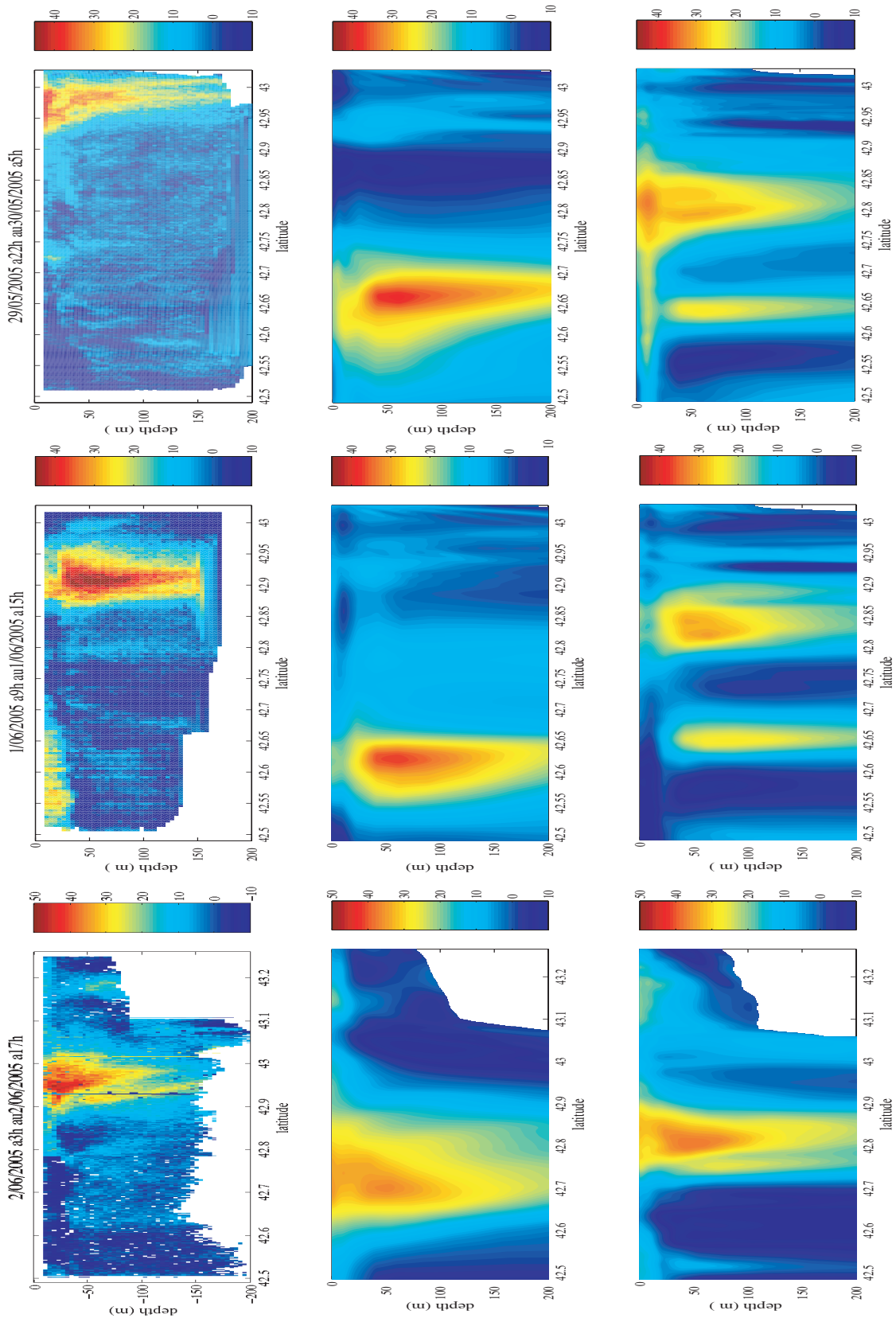


FIG. 4.24 – Courants (en cm.s^{-1}) mesurés par l'ADCP de coque du TETHYS-II (haut) perpendiculairement à la section T1 (à gauche et au centre) et T3 (à droite), et simulés par NORMED-05 (milieu) et par le ZOOM (bas).

4.4. Modélisation de la campagne

4.4.3 Comparaison des vitesses le long des trajectoires Lagrangiennes

Nous nous intéresserons dans cette partie aux trajectoires des bouées nommées 2b, 2d et 2g montrant plusieurs tourbillons se formant au niveau de la rupture de la pente continentale. Leurs trajectoires respectives, le long de la pente du GoL, sont représentées sur la figure 4.25.

Dans un premier temps, nous comparerons les vitesses déduites de ces trajectoires à celles modélisées par le modèle haute résolution NORMED-05 aux mêmes points et aux mêmes instants. Ces comparaisons ne seront pas faites avec les sorties du ZOOM car celui-ci n'a tourné que sur le début des mois de juin et de décembre 2005 alors que les trajectoires des bouées du Leg 2 le long du talus continental du GoL vont jusqu'à la fin du mois de juillet.

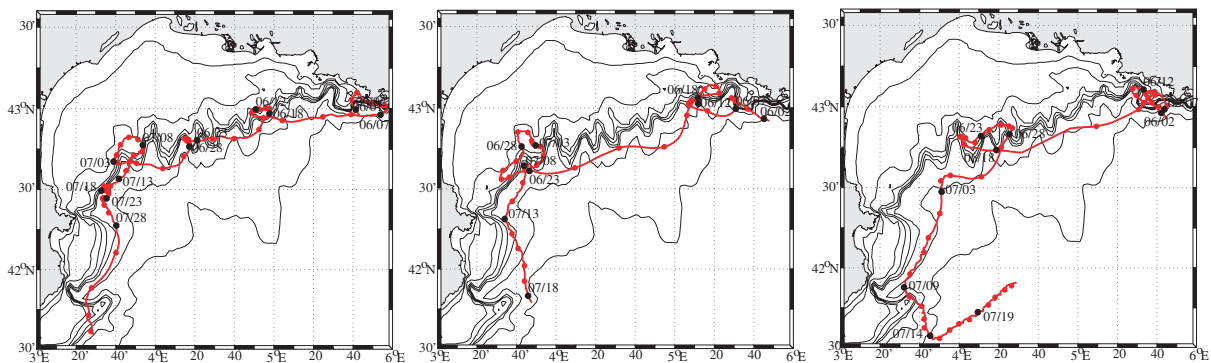


FIG. 4.25 – Trajectoires des surdrifts 2b (à gauche), 2d (au centre) et 2g (à droite). Les isobathes représentées correspondent à 100, 200, 300, 400, 500, 1000, 1500 et 2000 m.

La vitesse zonale de la bouée 2b (Fig. 4.26a) montre clairement trois accélérations successives vers l'Ouest. Ces pics correspondent aux moments où la bouée est advectée par le CN (7–10 juin, 20–23 juin et du 28 juin au 1^{er} juillet). Pour la bouée 2d (Fig. 4.26b), de fortes accélérations de la vitesse zonale sont visibles du 7 au 9 juin et entre le 19 et le 23 juin. La vitesse de la bouée 2g (Fig. 4.26c) montre un pic entre le 1^{er} et le 18 juin et un second entre le 29 juin et le 1^{er} juillet. L'accélération des bouées due à leur entraînement par le CN est surtout observable sur la vitesse zonale car à l'Est de 3°50'E, celui-ci est principalement dirigé vers l'Ouest. Plus à l'Ouest, le CN est orienté vers le Sud, ce qui correspond à la direction de la bathymétrie. Lorsque les bouées décrivent des tourbillons, on observe que leurs vitesses diminuent et deviennent pratiquement nulles. Ces fluctuations de la vitesse des bouées sont bien reproduites par le modèle. Ainsi, nous pouvons en conclure que la position du CN le long de la pente continentale est correctement simulée ainsi que son intensité.

La figure 4.26 met en évidence de fortes oscillations à la fréquence d'inertie à partir du 5 juillet. L'amplitude de ces oscillations est de l'ordre de 20 à 30 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces oscillations sont dues à la formation d'ondes d'inertie par le fort coup de vent qui a eu lieu du 1^{er} au 5 juillet (Fig. 4.11). La comparaison avec les vitesses modélisées montre que ces oscillations sont sous-estimées dans le modèle.

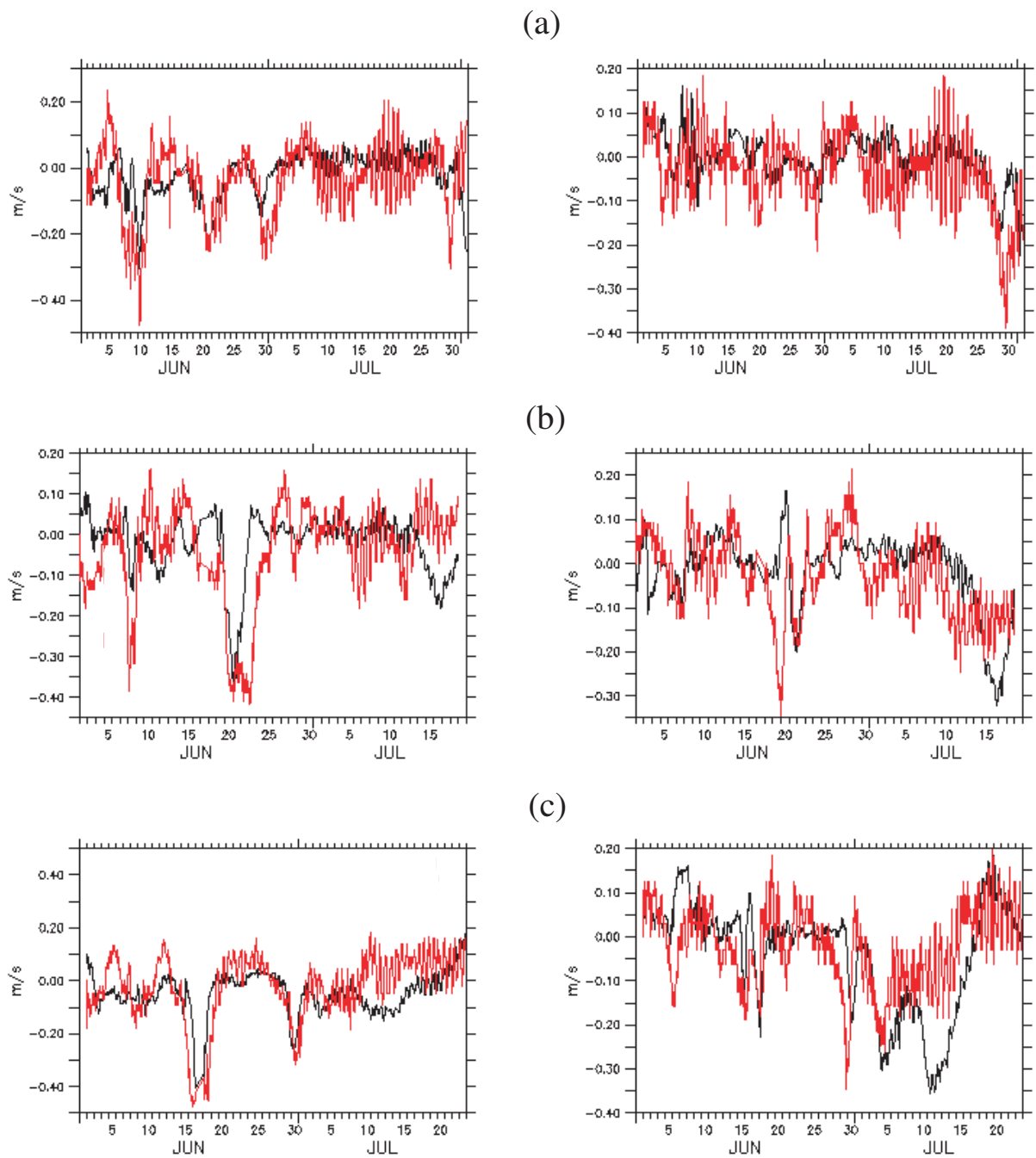


FIG. 4.26 – Comparaison entre les vitesses zonales (à gauche) et méridiennes (à droite) déduites des trajectoires des bouées (en rouge) et celles modélisées par NORMED-05 (en noir) pour les bouées (a) 2b, (b) 2d et (c) 2g.

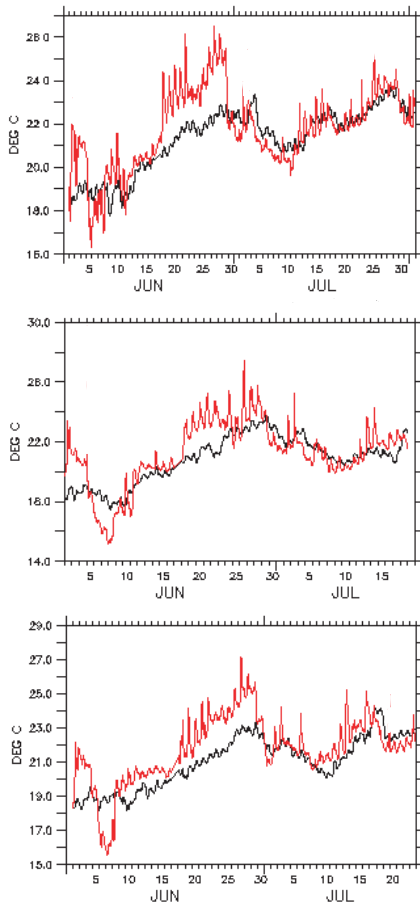


FIG. 4.27 – Comparaison entre la température mesurée en surface par les bouées (en rouge) et celle modélisée par NORMED-05 (en noir) pour les bouées (a) 2b, (b) 2d et (c) 2g.

Les bouées permettent également de mesurer la température de surface de la mer le long des trajectoires. Les températures mesurées sont ici comparées à celles obtenues par le modèle NORMED-05 au même point. La figure 4.27 montre la SST en fonction du temps. La température a tendance à augmenter durant le mois de juin 2005, en raison de l'augmentation du flux solaire incident. Entre le 15 et le 30 juin, le temps relativement calme permet d'observer nettement la variabilité diurne de la température (de l'ordre de 1 à 2°C). On remarque également que durant cette période la température de la couche superficielle de la mer augmente davantage que lorsque le vent souffle modérément. Ceci est dû à l'effet de mélange par le vent et donc à l'affaiblissement de la thermocline de surface. Cet accroissement plus important de la SST durant la deuxième moitié du mois de juin ainsi que sa variation diurne ne sont pas représentés par le modèle. Ceci s'explique par la mauvaise représentation de la couche de surface par les coordonnées sigma. Ensuite, à partir du début du mois de juillet, on observe une diminution de la température en raison des forts vents du Nord-Ouest. Ce refroidissement est bien simulé par le modèle.

4.4.4 Simulation des trajectoires Lagrangiennes

Afin de déterminer si le modèle permet de reproduire les structures méso-échelles observées sur les trajectoires des bouées Lagrangiennes du Leg 2, nous avons simulé le transport particulaire de bouées lâchées le long des trajectoires. A chaque pas de temps ($\Delta t=3h$) un centaine de particules sont initialisées dans un rayon 10 km autour de la position mesurée de la bouée. Chaque bouée modélisée est ensuite advectée en résolvant l'équation d'évolution $d_t \mathbf{x} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ avec \mathbf{x} la position de la bouée et $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ la vitesse au point, interpolée linéairement à partir des champs de vitesse modélisés préalablement par NORMED-05 à l'instant t . L'équation différentielle est résolue en utilisant un schéma du deuxième ordre.

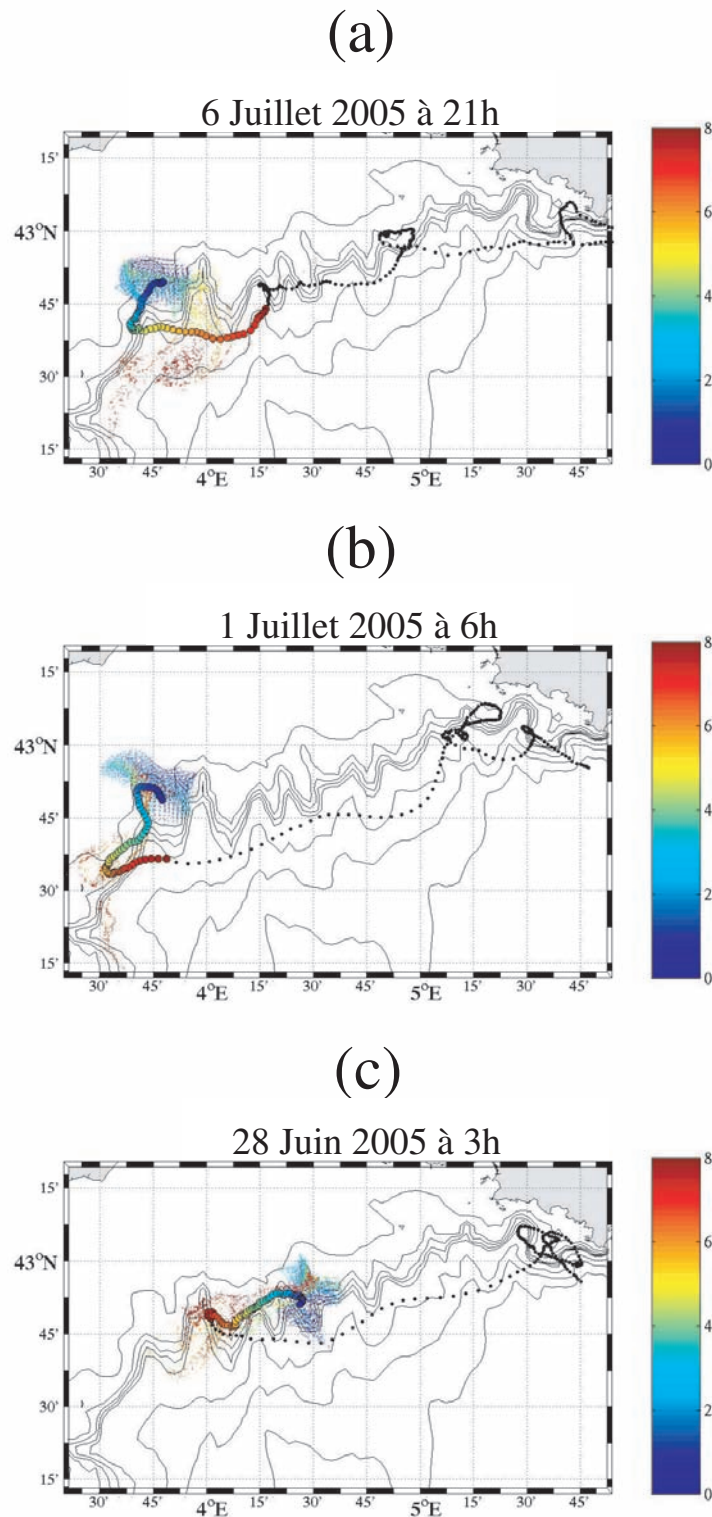


FIG. 4.28 – Position des bouées dérivantes toutes les 3h (points noirs), (a) bouée 2b, (b) bouée 2d et (c) bouée 2g. Les positions des bouées simulées par le modèle NORMED-05 sont représentées par des points dont la couleur dépend du temps (en jours) écoulé depuis leur lâché dans un cercle de 10 km autour de la position réellement observée (cercles).

4.4. Modélisation de la campagne

La figure 4.28 montre les lâchés successifs, représentés par des points noirs, réalisés le long des trajectoires des bouées 2b, 2d et 2g. Les lâchés effectués jusqu'à 8 jours avant la date indiquée sont représentés en couleur. On peut également voir sur cette figure la position des bouées modélisées, leur couleur dépendant du temps depuis lequel elles ont été lâchées dans le modèle. Le tourbillon anticyclonique décrit par les bouées 2b (Fig. 4.28a) et 2d (Fig. 4.28b) entre 3°40 et 4°E est également suivi par un grand nombre de bouées modélisées. En effet, pour la bouée 2b, les bouées modélisées durant les 5 jours précédents le 7 juillet se retrouvent aux environs de la position vraie de la bouée. Par contre les bouées lâchées entre les 6 et 8 jours précédents n'ont pas emprunté ce gyre et ont été advectées vers le Sud-Ouest par le CN. Pour la bouée 2d, une grande partie des bouées modélisées durant les 7 jours précédents le 1^{er} juillet sont situées sur le plateau continental à proximité de la vraie position de la bouée. Cependant, on peut observer qu'une partie d'entre elles se dirige ensuite vers le Nord-Ouest. Sur la figure 4.28c), la circulation de la bouée 2g dirigée vers l'Est est également reproduite par une majorité des bouées modélisées.

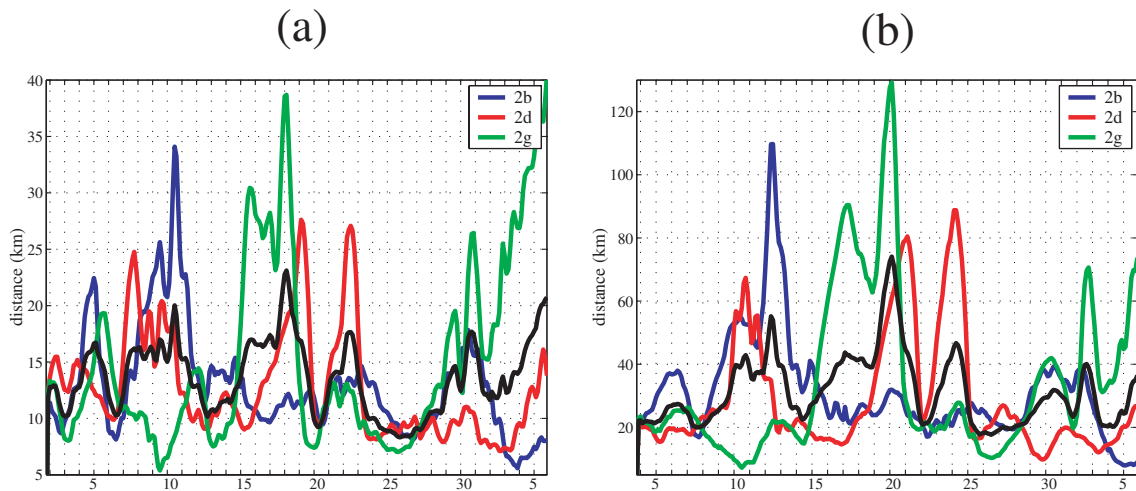


FIG. 4.29 – Distance moyenne (en km) entre la position des bouées simulées et celle observée après 1 jour (a) et 3 jour (b). Le trait noir correspond à la moyenne des trois courbes.

Ces images ponctuelles de la position des bouées ne permettent pas de se faire une idée précise des trajectoires suivies par celles-ci. Il serait, en effet, préférable de pouvoir visualiser une animation. Afin de comparer les trajectoires des bouées modélisées à celles mesurées, nous avons calculé la distance moyenne entre la position des bouées simulées et celle réellement observée. La figure 4.29a) montre la distance calculée à partir des bouées lâchées un jour plus tôt. La moyenne des 3 bouées, en noir sur la figure, donne une distance moyenne de 13,6 km pour la simulation au bout d'une journée et 31,3 km au bout de trois jours (Fig. 4.29b). Le pic situé le 10 juin (Fig. 4.29a) et le 12 juin (Fig. 4.29b), pour la bouée 2b, correspond au moment où la bouée décrit le tourbillon situé à 4°55'E. Les bouées simulées sont alors toutes advectées par le CN. On peut en conclure que ce tourbillon n'est pas présent dans le modèle. Le reste de sa trajectoire est relativement bien simulée. Durant le début de son trajet, la bouée 2d montre une

intrusion du CN à l'Est du GoL. Celle-ci est également présente dans le modèle car la distance est relativement faible. Cependant, alors que la bouée décrit un petit tourbillon anticyclonique entre le 4 et le 7 juin avant de revenir dans le CN jusqu'au 9, les bouées modélisées restent sur le plateau et se dirigent vers le Nord-Ouest. Ensuite, la bouée remonte vers le Nord où elle retrouve les bouées lâchées plus tôt. C'est pourquoi la distance moyenne diminue. Après une circulation assez chaotique, elle revient à nouveau dans le CN le 19 juin. Les bouées modélisées lâchées sur le plateau ne reviennent pas dans le CN et on observe alors un pic le 19 (Fig. 4.29a) et le 21 juin (Fig. 4.29b). Le 22 juin, la bouée quitte le CN et se dirige vers l'Ouest, emportée par un tourbillon anticyclonique se formant à 4°E. Une partie des bouées modélisées sont alors advectées par le CN et la distance augmente. Le tourbillon est ensuite bien modélisé. Pour la bouée 2g, un premier pic relativement faible est visible le 5 et le 7 juin, lorsqu'elle effectue un premier gyre anticyclonique à l'Est du GoL. Un pic plus important est ensuite observé le 15 (Fig. 4.29a) et le 17 juin (Fig. 4.29b) lorsque la bouée regagne le CN et est alors advectée vers le Sud-Ouest. Les bouées modélisées, lâchées dans le plateau sont quant à elles advectées vers le Nord-Ouest. A partir du 18 juin la bouée est prise dans un tourbillon. Bien qu'une partie des bouées simulées l'emprunte également, une autre partie se dirige vers le Sud et ainsi la distance moyenne augmente. Ensuite, ce tourbillon est décrit par l'ensemble des bouées lâchées hors du CN. Cette analyse permet de montrer que la circulation à l'Est du golfe et en particulier le retour des bouées dans le CN n'est pas bien représenté dans le modèle. Par contre, la vitesse, la position et les tourbillons de moyenne échelle du CN le long de la pente continentale sont relativement bien simulés.

4.5 Conclusion

La campagne ECOLOPHY a permis de faire une description détaillée de la situation hydrologique et courantologique de la partie Est du Golfe du Lion durant les mois de juin et de décembre 2005.

Les mesures hydrologiques ont mis en évidence l'eau d'origine Atlantique (MAW) qui s'écoule le long de la pente continentale du GoL. La pente des isopycnes due à la présence de cette eau moins dense que les eaux Méditerranéennes est responsable de la circulation cyclonique s'établissant dans le bassin. En effet, le bon accord entre les courants géostrophiques calculés à partir des champs de densité et les mesures de l'ADCP de coque a montré la quasi-géostrophie du CN.

Les mesures du courant le long de la pente continentale du GoL par les bouées dérivantes ainsi que les séries temporelles recueillies par les mouillages ADCP mettent en évidence la variabilité saisonnière du courant en accord avec les précédentes observations. Plusieurs processus agissant sur la trajectoire des bouées ont également été observés, tels que les upwellings s'établissant au large de Toulon et les intrusions des eaux de la pente à l'Est et au centre du plateau. Les trajectoires des bouées montrent également la formation, à moyenne échelle, de plusieurs tourbillons anticycloniques en haut de la pente continentale. Ces tourbillons semblent dus à l'interaction du CN avec les canyons.

Enfin à petite échelle, nous avons mis en évidence sur les vitesses des bouées dérivantes, ainsi que sur celles mesurées par les mouillages ADCP la présence d'oscillations d'inertie à une période d'environ 18h. D'autres pics d'énergie ont aussi été observés aux fréquences diurne et semi-diurne. Bien que ces oscillations fassent penser à un forçage de marée,

nous avons vu qu'elles pouvaient également être dues au forçage atmosphérique.

La simulation réaliste de l'hydrodynamique du GoL a été réalisée grâce à une modélisation basse résolution (NORMED-05 ; 1,2 km) sur une année complète et haute résolution (ZOOM ; 400 m) sur les périodes des campagnes. La comparaison des résultats des modèles aux mesures faites durant la campagne ECOLOPHY a permis d'évaluer les capacités du modèle haute résolution à reproduire les phénomènes observés. Ainsi, nous avons pu remarquer que la modélisation haute résolution a apporté de nombreuses améliorations à la simulation réaliste effectuée à l'Est du GoL durant la campagne ECOLOPHY. En effet, les champs de densité ainsi que les courants modélisés par le ZOOM semblent plus réalistes que ceux modélisés par NORMED-05. Cependant le front de densité qui est la force génératrice du CN est situé légèrement trop au Sud (environ 10 km) dans les résultats du ZOOM.

La simulation des trajectoires des bouées dérivantes réalisée durant la fin du printemps et le début de l'été 2005 a permis de mettre en évidence que la position et l'intensité du CN le long de la pente continentale du GoL étaient bien reproduites par le modèle basse résolution. On a aussi pu observer que les tourbillons se formant à l'Ouest et au centre du golfe, en haut de la pente étaient aussi présents dans le modèle. Cette activité méso-échelle du CN est due à des instabilités se formant sur le front interne du courant. Le chapitre 5 s'attachera à préciser la nature et l'origine de ces instabilités.

Chapitre 5

Variabilité méso-échelle du Courant Nord

Sommaire

5.1	Introduction	110
5.1.1	Origines de la variabilité méso-échelle	111
5.2	Variabilité méso-échelle	112
5.2.1	Analyse spectrale	115
5.2.2	Evolution temporelle	117
5.3	Analyse des tourbillons du CN	120
5.3.1	Vorticité potentielle d'Ertel	121
5.3.2	Transferts d'énergie	123
5.4	Tests de sensibilité	125
5.4.1	Annulation de la tension de vent	125
5.4.2	Bathymétrie lissée	125
5.4.3	Synthèse	126
5.5	Discussion et conclusion	127

5.1 Introduction

Nous avons vu précédemment que le Courant Nord (CN) présente une forte variabilité saisonnière avec une importante augmentation de son flux en hiver. A petite échelle, les mesures d'ADCP recoltées durant la campagne ECOLOPHY ont révélé des oscillations à 12 et 24h, ainsi qu'à la période d'inertie (voir chapitre 4). Ces phénomènes ont été attribués à la variabilité du forçage atmosphérique. Nous avons également mis en évidence des oscillations à moyenne échelle (ou méso-échelle), à des échelles de temps allant de quelques jours à plusieurs semaines. Les processus physiques responsables de ces oscillations correspondent à des phénomènes dont les échelles spatiales sont de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres.

Plusieurs études ont tenté de caractériser l'activité méso-échelle du CN, au large de Nice (Sammari *et al.* (1995) et Albérola *et al.* (1995)). Cette variabilité a été mise en évidence par la formation de méandres d'une longueur d'onde de plusieurs dizaines de kilomètres, tout au long de l'année. Cependant, une augmentation de l'activité méso-échelle a été observée en hiver (Albérola *et al.* 1995), avec un maximum en janvier-février. Cette activité méso-échelle semble être plus intense sur le côté du CN situé en haut de la pente continentale (Sammari *et al.* 1995), appelée bord interne du courant. Ces phénomènes de moyenne échelle ont été caractérisés par deux bandes de fluctuations temporelles. Sur toute la profondeur, des fluctuations ont été mesurées à une période de 10–20 jours, correspondant à des impulsions du courant uniquement dans la direction du flux moyen (*along-slope*). Une seconde bande de fluctuation a été observée entre 3 et 6 jours, correspondant à des impulsions dans la direction perpendiculaire au courant (*cross-slope*). D'après les auteurs, cette dernière bande de fréquence correspond aux fluctuations de courant dues aux méandres de longueur d'onde 30 à 60 km se propageant à une vitesse de 10 km.jour^{-1} ($\sim 11,6 \text{ cm.s}^{-1}$) (Sammari *et al.* 1995).

En aval, dans le Golfe du Lion, Millot (1985) a montré qu'à l'Ouest de 6°E , le CN présente une structure en forme d'onde présentant de larges méandres sur toute la largeur du courant. Cette onde de longueur d'onde $60 \pm 20 \text{ km}$ se propage le long de la pente continentale vers l'Ouest à une vitesse de phase d'environ 11 cm.s^{-1} , oscillant à une période d'environ 8 jours. Une étude plus récente faite par Flexas *et al.* (2002), lors de l'expérience MATER HFF (Mars-Mai 1997), a montré la formation de méandres et de tourbillons sur le bord interne du CN. Les estimations faites à partir des images satellites de température de surface de la mer (SST) ont montré une longueur d'onde moyenne des méandres de 80 km, une période de 10–40 jours (16,5 jours en moyenne) et des vitesses en surface de $2\text{--}8 \text{ km.jours}^{-1}$ ($2,3\text{--}8,9 \text{ cm.s}^{-1}$). Les observations faites par des courantomètres disposés sur le haut de la pente continentale ont montré des oscillations d'énergie à la période d'inertie (17.7h) et à des périodes de 3.5 et 7 jours. Les mesures faites à 250 et 650 m de profondeur ont montré que ces méandres affectent une grande partie de la colonne d'eau. A 250 m de profondeur, ces deux fréquences ont été observées sur la composante de vitesse parallèle à la direction de la pente. Par contre, à 1230 m le pic à 7 jours a été observé sur la composante parallèle à la pente et un pic de moindre énergie, à 3.5 jours, est apparu sur les 2 composantes du courant. Ainsi, les fluctuations à 3,5 jours sont plus isotropes et apparaissent dans le sens anticyclonique (indirect). Le signal le plus énergétique a été détecté près de la rupture de pente continentale.

5.1.1 Origines de la variabilité méso-échelle

Le développement de méandres à l'interface d'un courant océanique avec le milieu environnant est généralement attribué à des instabilités se formant sur les bords du courant. Ces instabilités sont dues à un transfert de l'énergie initiale du courant en énergie de perturbation (ou turbulente) à moyenne échelle. Ces instabilités peuvent être de deux types : les instabilités barotropes liées au cisaillement horizontal des vitesses (transfert d'énergie cinétique) et les instabilités baroclines liées au cisaillement vertical du courant (transfert d'énergie potentielle). Cette transformation en énergie de perturbation se traduit par la génération d'ondes qui se propagent. Ces instabilités pourraient aussi être liées à la bathymétrie. En effet, la loi de conservation de la vorticité potentielle implique qu'une variation de profondeur entraîne une variation de la vorticité relative du fluide. Ainsi, au dessus d'un canyon la vorticité relative du courant varie, ce qui induit la formation d'un méandre qui peut ensuite s'amplifier par instabilité barocline ou barotrope.

Plusieurs études ont tenté de caractériser le type d'instabilité responsable de la variabilité méso-échelle du Courant Nord. Flexas *et al.* (2002) a utilisé un modèle analytique à 2 couches (Tang 1975) afin de tester si les méandres du CN observés pendant la campagne HFFE (High Frequency Flux Experiment) pouvaient être causés par des instabilités baroclines. En prenant une vitesse moyenne $u_0=50 \text{ cm.s}^{-1}$, une fréquence de Brunt-Väisälä pour la couche de surface de $4,4.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $8,1.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ pour la couche de fond, une profondeur $h_1=300 \text{ m}$ et $h_2=880 \text{ m}$, ce modèle donne une onde dont le taux de croissance est maximum à une longueur d'onde de 100 km, une vitesse de phase de $9,8 \text{ cm.s}^{-1}$ et une période de 11,8 jours. Cependant, ce modèle est très sensible aux variations des paramètres d'entrée. Ainsi en prenant une vitesse u_0 égale à 20 et 60 cm.s^{-1} , et un rapport h_1/h_2 de 5, 3 et 2, l'onde la plus instable a alors une longueur d'onde comprise entre 70 et 125 km, une vitesse de phase entre 4 et 12 cm.s^{-1} et une période entre 10 et 29 jours. L'onde de coupure obtenue a une longueur d'onde comprise entre 49 et 84 km, une vitesse de phase entre 5 et 15 cm.s^{-1} et une période entre 5 et 16 jours. Ces résultats, comparés aux mesures faites dans le CN, indiquent que les larges méandres de période 10-40 jours et les fluctuations du courant à la période de 7 jours pourraient être dus aux instabilités baroclines. Les fluctuations à la période de 3,5 jours étant en dehors de l'intervalle de fréquence prédite par la théorie classique des instabilités baroclines, Flexas *et al.* (2004) a mis en place une expérience en laboratoire simulant un courant barotrope (densité constante) sur une pente continentale idéalisée afin de voir l'importance des instabilités barotropes sur la variabilité méso-échelle du CN. Cette étude simulant un courant vers l'Ouest dont le nombre de Rossby $R_0=0.15$, a montré le développement d'instabilités barotropes de longueur d'onde (80 km) similaires à celles observées sur les images satellites, avec une période (3,4–3,7 jours) compatibles avec celles à 3,5 jours mesurées pendant la campagne HFFE. Ainsi, les instabilités baroclines et barotropes peuvent expliquer une partie de la variabilité à moyenne échelle du CN. Les interactions entre ces 2 types d'instabilité pourraient aussi jouer un rôle important sur cette variabilité.

5.2 Variabilité méso-échelle

Dans cette section nous tenterons de caractériser la variabilité méso-échelle du CN. La variance glissante du courant, définie par : $(\sigma_u^2 + \sigma_v^2)/2$, calculée sur 10 jours, constitue une estimation de l'activité à moyenne échelle du courant (Taupier-Letage et Millot 1986). Tout d'abord, la variance calculée à partir des courants mesurés par les mouillages ADCP (Fig. 5.1) montre que l'activité méso-échelle diminue avec la profondeur. Pendant l'été 2005, la variance calculée sur les courants mesurés par les deux mouillages est faible. Elle augmente ensuite lentement à partir du mois d'octobre et atteint son maximum début février. D'après les mesures effectuées par Albérola *et al.* (1995) pendant la campagne PRIMO-0, la vitesse maximale du CN, associée à un fort cisaillement horizontal, a été observée en automne, ce qui correspond à l'intensification de la variance observée. Ensuite, de janvier à début mars l'activité méso-échelle est maximum. Durant cette période l'intensité du CN reste élevée (voir chapitre 4) et le courant devient profond, étroit et se rapproche de la côte. Au mois de mars, la variance des courants diminue rapidement. Cette période correspond d'après Albérola *et al.* (1995) à une période transitoire durant laquelle le CN s'affaiblit, redevient large, peu profond et a tendance à s'écarter de la côte. Ainsi, les variations saisonnières de l'activité méso-échelle du CN sont en phase avec celles du courant barotrope précédemment décrites dans le chapitre 4. De plus, ces résultats concordent avec ceux obtenus lors des campagnes PRIMO-0 (Albérola *et al.* 1995), PROGLI-2 et PROS-6 (Sammari *et al.* 1995) et DYOME (Taupier-Letage et Millot 1986), qui ont montré une bonne corrélation entre l'activité à moyenne échelle et la variabilité saisonnière du CN.

Le forçage de vent en surface semble aussi jouer un rôle sur la variabilité du CN mesurée pendant la campagne ECOLOPHY. On peut observer sur la figure 5.1a) une variance importante des courants mesurés à 50 m de profondeur par le mouillage M2 au début du mois d'octobre et en novembre 2005. Les vents calculés par le modèle météorologique MM5 aux positions des mouillages (Fig. 5.2) révèlent la présence de forts vents de Sud-Est (zone grisée sur la figure) durant cette période. Ces vents entraînent les eaux de surface vers le Nord-Est, ce qui crée un cisaillement vertical du courant. La variance à dix jours du vent (Fig. 5.2c) montre également de fortes valeurs en octobre et novembre 2005. De même, au mois de janvier 2006, une variance importante a été mesurée. Celle-ci est liée à de fortes tempêtes de Sud-Est. Enfin, des pics de variance sont visibles sur la figure 5.1 à la fin des mois de mars et d'avril 2006. Ces pics ne correspondent pas à une situation de vent d'Est ni à un pic de variance du vent.

Ainsi, cette analyse a permis de mettre en évidence, en première approximation, une bonne corrélation entre la variabilité saisonnière de l'activité méso-échelle mesurée par les mouillages ADCP et celle du CN. Ceci s'explique par l'intensification du courant, donc du cisaillement horizontal des vitesses et par la structure du CN qui en s'approfondissant et en se rapprochant du haut de la pente en hiver, le soumet d'avantage à l'influence de la bathymétrie. Le vent local, semble aussi jouer un rôle sur la variabilité méso-échelle du CN. En effet, les vents de Sud-Est poussent les eaux de surface vers le Nord-Est, ce qui provoque un cisaillement vertical des vitesses, créant ainsi une source d'instabilité barocline.

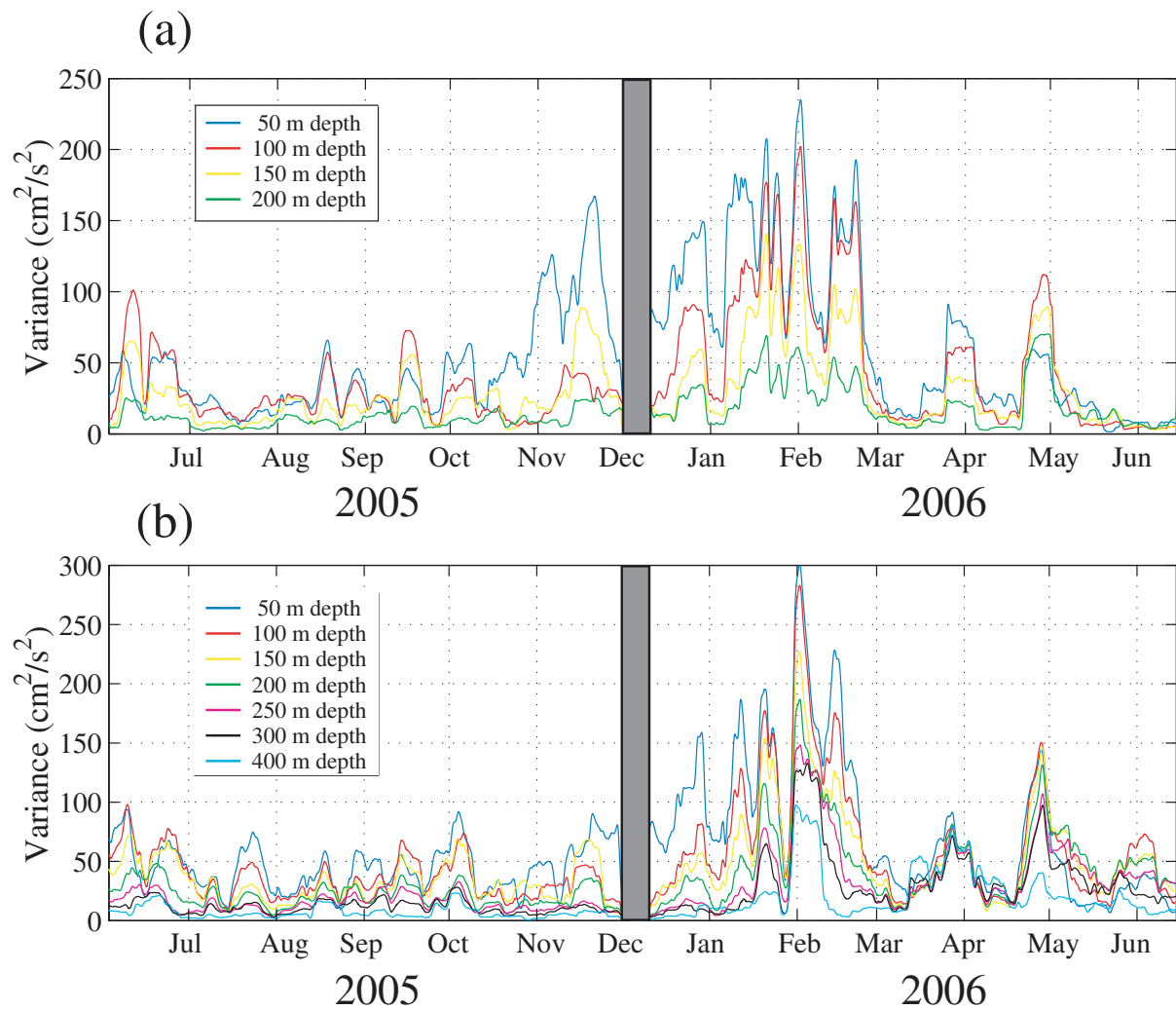


FIG. 5.1 – Variance glissante sur dix jours des courants mesurés par les mouillages ADCP M2 (a) et M1 (b).

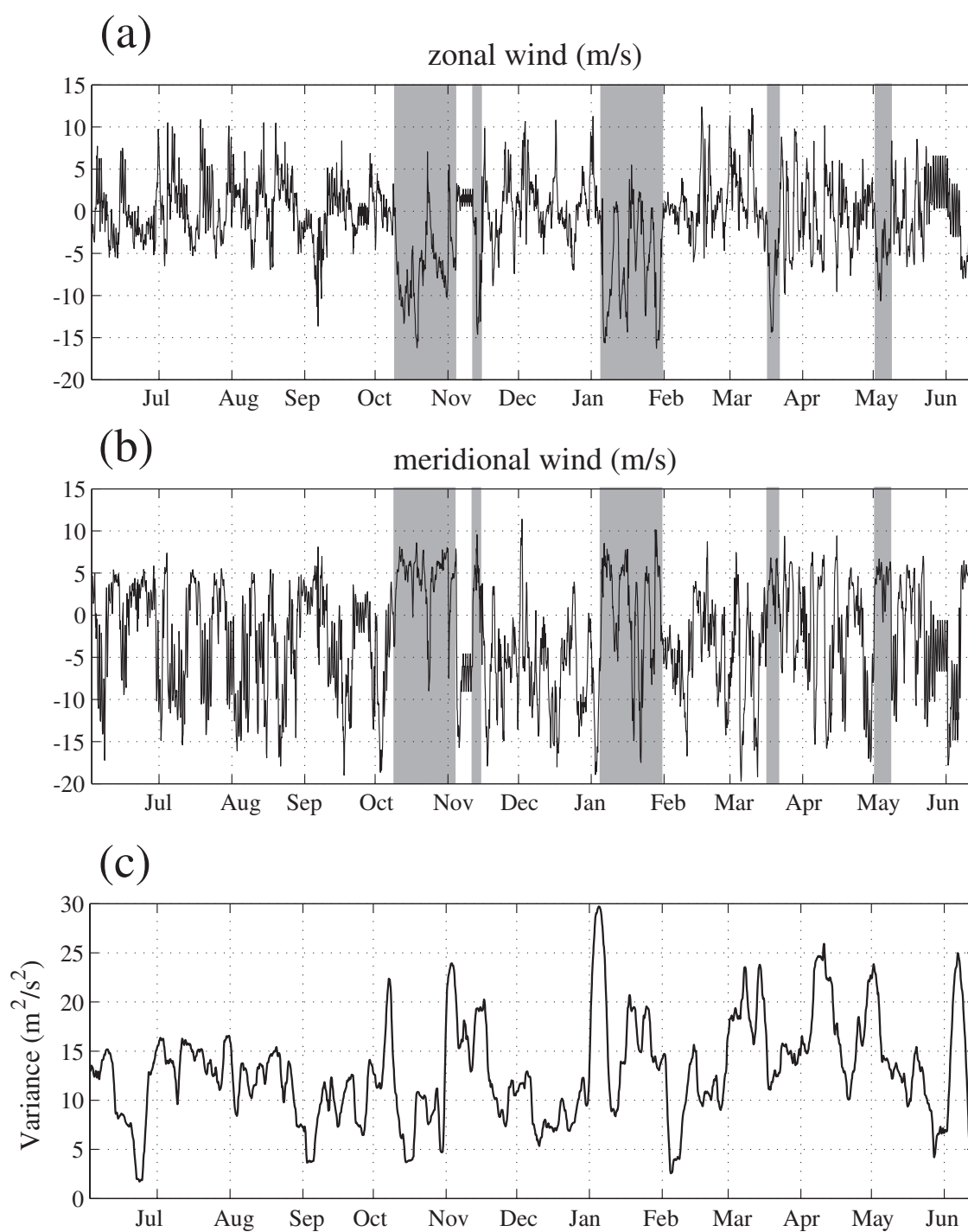


FIG. 5.2 – Vitesse du vent calculée par MM5 aux positions des mouillages (a) dans la direction zonale et (b) méridienne. (c) Variance glissante sur dix jours de la vitesse du vent.

5.2.1 Analyse spectrale

Les spectres d'énergie cinétique moyennés en fréquence (voir détail section 4.3.4) ont été calculés à partir des séries temporelles de courant mesurées par les mouillages ADCP. Afin d'éliminer des spectres les variations à petites échelles (aux fréquences d'inertie, diurne et semi-diurne), les courants ont été filtrés à l'aide d'un filtre de Lanczos à une fréquence de coupure de 40 heures.

Les spectres d'énergie cinétique calculés sur les courants moyennés entre 40 m de profondeur et le fond (Fig. 5.3a) permettent de représenter les oscillations du courant barotrope. Cette figure met en évidence plusieurs pics d'énergie. Pour le mouillage M2, on observe un pic d'énergie à 5,5 jours, un pic de faible énergie à 7,5 jours, un large pic dans la bande 10–15 jours (avec un maximum d'énergie à 13,3 jours) et à 30 jours. Pour le mouillage M1, les pics d'énergie sont situés à 2,8 et 3,8 jours, dans la bande de période 5–6 jours, à 9 et 11,6 jours et entre 20 et 30 jours.

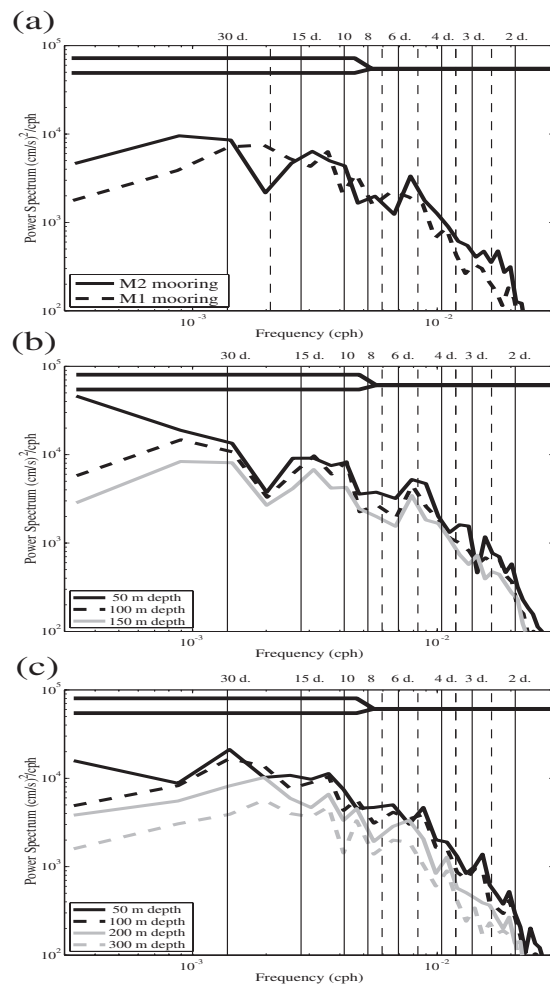


FIG. 5.3 – Spectres d'énergie cinétique. (a) courant moyenné verticalement (barotrope); (b) mouillage M2 et (c) mouillage M1.

Les spectres calculés à plusieurs profondeurs permettent d'analyser la structure verticale de la variabilité. On observe ainsi que l'énergie diminue avec la profondeur. Pour M2 (Fig. 5.3b), un pic important apparaît à toutes les profondeurs à une période proche de 5,3 jours. Deux pics consécutifs sont visibles à 9,8 et 13,3 jours à 100 et 150 m de profondeur, alors qu'à 50 m un pic unique est situé dans la bande de période comprise entre 9,8 et 16 jours. A plus basse fréquence, une forte variabilité est observée à des périodes supérieures ou égales à 28,7 jours. Pour ce mouillage, les spectres d'énergie cinétique semblent cohérents verticalement.

Pour le mouillage M1 (Fig. 5.3c), des pics d'énergie sont visibles à toutes les profondeurs, aux périodes 3,8 et 11,6 jours. Cependant, les spectres d'énergie calculés dans les couches de surface et en profondeur ont un comportement légèrement différent. En effet, à 50 et 100 m de profondeur, deux pics sont visibles à 4,75 et 6,3 jours alors qu'à 200 et 300 m un pic unique est présent entre 5,5 et 6,3 jours. A la période 8,8 jours, un pic existe à 100, 200 et 300 m mais pas à 50 m de profondeur. A basse fréquence, en surface (50 et 100 m) le courant oscille à une période d'environ 29 jours, alors qu'à 200 et 300 m de profondeur le pic apparaît à environ 21 jours.

Les spectres d'énergie cinétique calculés sur les courants barotropes (moyennés sur la verticale) modélisés aux points correspondant aux positions des mouillages ADCP, sont représentés sur la figure 5.4. Comme sur les données des ADCP, les résultats du modèle montrent des fluctuations du courant à moyenne échelle, à des périodes comprises entre 2 et 30 jours. Cependant, en comparant les spectres de courants modélisés à ceux mesurés (Fig. 5.3a), on observe que l'énergie de ces oscillations, du moins aux hautes fréquences, est sous-estimée dans la simulation. On peut néanmoins observer des pics d'énergies cinétiques à des périodes d'environ 2.7, 5, 7, 9, 13 et 20–30 jours en adéquation avec les données des ADCP.

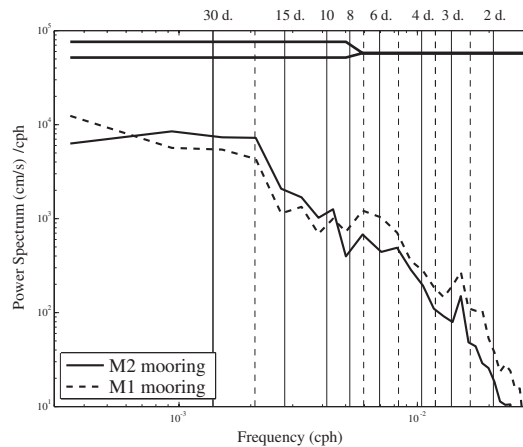


FIG. 5.4 – Spectres d'énergie cinétique du courant modélisé de juin 2005 à mai 2006, moyenné verticalement (barotrope).

L'analyse spectrale fournit également l'orientation et les axes principaux des ellipses de courant pour chaque fréquence. Ces ellipses représentées sur les figures 5.5 et 5.6 montrent clairement que les fluctuations du courant mesuré par le mouillage M1 dans la bande de périodes 29,4–21,2 et celles du courant mesuré par M2 à 28,7 et 13,3 jours sont principalement orientées dans la direction du courant moyen, vers le Sud-Ouest, avec une excentricité des ellipse supérieure à 0,95. Dans une moindre mesure, les courants mesurés par M1 à 11,6 jours sont également orientées dans la direction du courant. Pour M2 (Fig. 5.6), les ellipses calculées en surface (50 m de profondeur) aux périodes de 9,8 et 5,3 jours tendent à se diriger légèrement dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie (direction cross-slope). Par contre, dans la couche de fond (100 et 150 m) l'orientation de celles-ci est dans la direction parallèle à la bathymétrie (along-slope). Pour M1 (Fig. 5.5), les fluctuations à 50 et 100 m de profondeur aux périodes 8,9 et 6,3 jours révèlent une forte isotropie avec une excentricité de ces ellipses respectivement égale à 0.66 et 0.44. A haute fréquence, les fluctuations mesurées dans le bande de période 4,7–5,4 jours et 3,8 jours pour M1 et 3,4 jours pour M2 sont dirigées, tout du moins en surface, dans la direction cross-slope. Ces résultats corroborent ceux obtenus précédemment au large de Nice. En effet, Sammari *et al.* (1995) ont mesuré des oscillations de courant dans la bande de périodes 10–20 jours uniquement dans la direction parallèle à la bathymétrie, alors que celles à 3–6 jours étaient principalement observées dans la direction perpendiculaire. Néanmoins, Albérola *et al.* (1995) ont mesuré, en hiver, des fluctuations dans la bande de période 10–20 jours présentant des amplitudes similaires dans les deux directions, ce

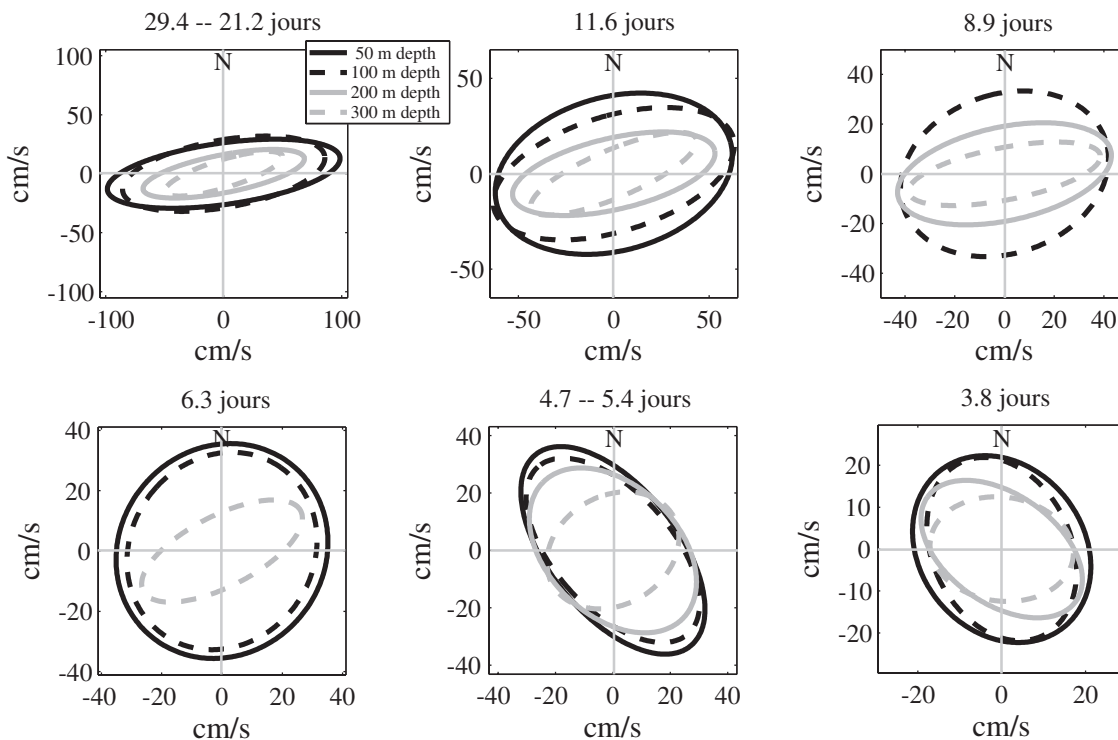


FIG. 5.5 – Ellipses de variance à différentes fréquences des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M1.

qui suggère un lien entre ces oscillations et les méandres du CN à moyenne échelle. De plus, aussi bien en hiver qu’au printemps les fluctuations dans la bande de période 3–6 jours ont également été attribuées aux méandres du CN. Les mesures faites sur la pente continentale du GoL ont montré des fluctuations du courant à des périodes légèrement inférieures à celles observées au large de Nice. Ainsi Durrieu de Madron *et al.* (1999) ont montré qu’il existait deux bandes de variabilité méso-échelle (à 7–10 jours et à 2–5 jours) associées à des fluctuations du courant dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie et clairement dues aux méandres du CN.

5.2.2 Evolution temporelle

Nous avons vu précédemment que l’activité méso-échelle du CN variait au cours de l’année, avec un maximum observé en hiver. Les spectres d’énergie cinétique calculés sur différentes périodes (**1** juin–août (été) ; **2** septembre–novembre (automne) ; **3** décembre–février (hiver) et **4** mars–mai (printemps)) représentés en Annexe C (Fig. C.4 et C.5) montrent une intensification de l’énergie en automne et en hiver. On peut également observer que les pics d’énergie ne sont pas situés aux mêmes fréquences d’une période à l’autre. L’orientation des ellipses (Fig. C.6–C.13) montrent aussi cette variabilité saisonnière.

- Période 1 (été) : Les fluctuations mesurées à 18,7 jours par les deux mouillages sont orientées parallèlement à la bathymétrie. Celles à 11,7 et à 8,5 jours par M1 sont isotropes dans la couche de surface et s’orientent dans le direction along-slope

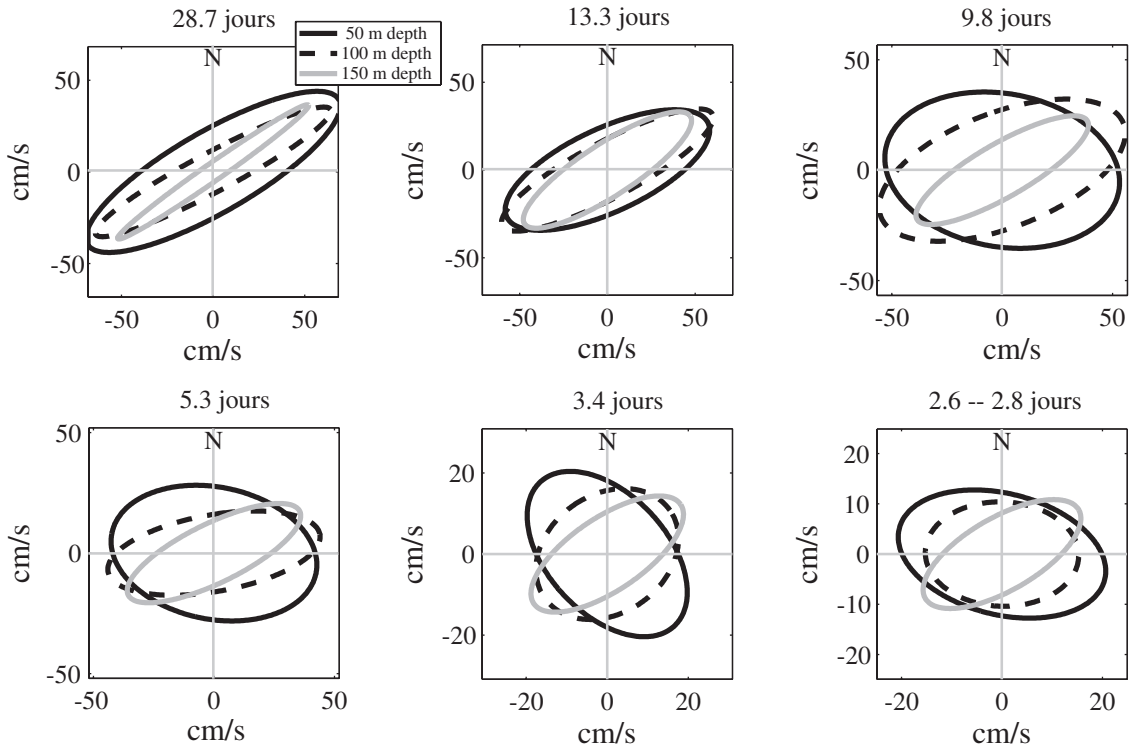


FIG. 5.6 – Ellipses de variance à différentes fréquences des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M2.

au fond. Pour M2, ces oscillations du courant dans la bande de périodes 11,7–8,5 jours sont plus ou moins orientées suivant la topographie. A plus hautes fréquences, les oscillations du courant aux périodes 5,5–2,4 jours sont orientées, en surface, dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie.

- **Période 2** (automne) : Les fluctuations à 18,2 jours mesurées par M1 sont isotropes à 100 m profondeur et s’orientent le long de la bathymétrie en profondeur. Celles mesurées par M2 à la période de 18 jours à 100 et 150 m sont orientées parallèlement à la bathymétrie. Les ellipses à 11,4 jours mesurées par M1 montrent également une grande excentricité et sont orientées dans le direction along-slope. Pour M2, à 50 m de profondeur, les oscillations du courant à 11,3 jours s’orientent légèrement dans la direction cross-slope. Les oscillations du courant dans la bande de périodes 6,5–2,1 jours pour M1 et 6,4–2,05 jours pour M2 sont orientées dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie en surface.
- **Période 3** (hiver) : Les fluctuations à 18,2 jours mesurées par M1 et à 16,2 jours par M2 sont fortement contraintes dans la direction parallèle à la bathymétrie. A 11,2 jours pour M1 et 10,2 jours pour M2 l’excentricité des ellipses diminue mais celles-ci restent orientées parallèlement à la bathymétrie. Les ellipses de courant mesurées par M1 entre 8,2 et 2,3 jours s’orientent dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie au moins en surface. On peut également remarquer que les oscillations du courant à 4,5 jours sont fortement orientées dans la direction cross-slope. Les ellipses de courant mesuré par M2 à 5,8 jours sont orientées dans la direction

parallèle à la bathymétrie, et à 4,8 et 2,8 jours elles s'orientent, en surface, dans la direction cross-slope.

- **Période 4** (printemps) : Durant cette période, les spectres sont cohérents verticalement et un nombre limité de pic apparaît. A haute fréquence, entre 5,5 et 2,2 jours, les ellipses de courant mesuré par M1 s'orientent dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie. Par contre celles mesurées par M2 restent orientées dans la direction along-slope, excepté à 2,6 jours où, à 50 et 100 m de profondeur elles s'orientent légèrement dans la direction cross-slope.

On remarque que les oscillations du courant mesuré par les mouillages ADCP pendant la campagne ECOLOPHY ont des caractéristiques qui corroborent les précédentes observations faites dans la section 5.2.1 sur les séries annuelles de courant. Ainsi, on observe que les fluctuations du courant aux périodes supérieures à 10 jours sont principalement orientées dans la direction parallèle à la bathymétrie, excepté pour les courants mesurés par le mouillage M1 durant la **période 1** qui, à la période de 11,7 jours, montrent des fluctuations à 50 et 100 m de profondeur fortement isotropes dirigées perpendiculairement à la bathymétrie et pour ceux mesurés par M2 pendant la **période 2** qui à la période de 11,3 jours montrent des fluctuations à 50 de profondeur dirigées perpendiculairement à la bathymétrie. Dans une seconde bande de fréquence, entre 6,5 et 2 jours, ces fluctuations ont lieu principalement dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie. Elles sont donc dues aux méandres se formant sur le bord interne du CN. De plus, les ellipses mesurées en profondeur ont une plus forte excentricité et sont généralement dirigées dans la direction de la bathymétrie locale.

Analyse en ondelettes

Les analyses spectrales ont permis de mettre en évidence la variabilité méso-échelle et les changements saisonniers des oscillations de courant le long de la pente continentale du GoL. Cependant, cette analyse ne permet pas d'étudier l'évolution temporelle du signal. En effet, les fonctions utilisées pour l'analyse de Fourier sont des sinusoides oscillant de manière indéfinie dans le temps. Pour analyser des signaux non-stationnaires, on utilisera ici une analyse temps-fréquence (appelée transformée en ondelettes) afin de localiser les oscillations dans le temps. Ainsi, au lieu d'utiliser des sinusoides comme pour l'analyse de Fourier, on utilise des fonctions oscillantes localisées dans le temps. A partir d'une ondelette mère, de moyenne nulle, les autres ondelettes sont engendrées par dilatation et translation. Afin d'effectuer cette analyse, nous avons utilisé un outil d'analyse en ondelettes sous matlab accessible à l'adresse : www.pol.ac.uk/home/research/waveletcoherence/ développé par Grinsted *et al.* (2004). Dans cette partie, nous étudierons les résultats de l'analyse croisée en ondelettes des courants mesurés dans la direction zonale et méridienne.

La figure 5.7 représente l'analyse croisée en ondelettes des courants barotropes mesurés dans la direction zonale et méridienne par les mouillages M1 et M2. Comme cela a été mis en évidence précédemment à partir de l'analyse spectrale, on observe une forte variabilité méso-échelle (entre 2 et 20 jours) du courant. De plus, deux bandes de fréquence semble se distinguer. Une première entre 2 et 8 jours et une seconde de plus forte énergie

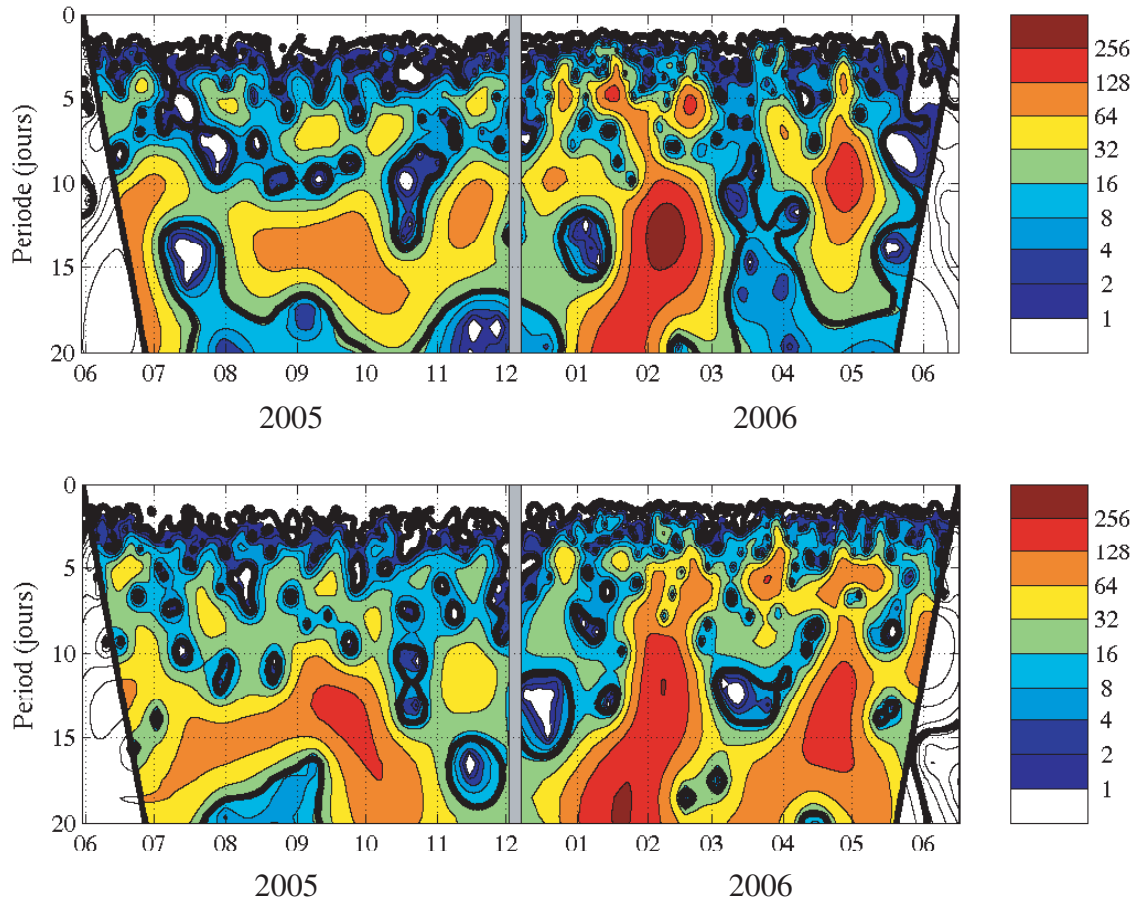


FIG. 5.7 – Analyse croisée en ondelettes des vitesses moyennées sur la verticale mesurées par M1 (en bas) et M2 (en haut). L'axe des couleurs représente l'énergie du signal dépendant du temps et de la période (en jours). Le contour noir représente le niveau de confiance à 95%.

entre 8 et 20 jours. Cette analyse met également en évidence la non-stationnarité du signal. On observe, en effet, sur cette figure une intensification de l'énergie durant les mois de janvier et février 2006. Ceci est en accord avec les observations faites dans la section 5.2 et avec les résultats de Albérola *et al.* (1995), Sammari *et al.* (1995) et Taupier-Letage et Millot (1986). On observe aussi une augmentation de l'énergie en septembre et au début du mois d'octobre 2005 à des périodes supérieures à 10 jours. Une cellule de forte énergie est visible, particulièrement sur les mesures de M2 durant le mois de novembre à des périodes comprises entre 8 et 15 jours. Enfin, un autre pic d'énergie est présent fin avril 2006 à plus haute fréquence.

5.3 Analyse des tourbillons du CN

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les trajectoires des bouées dérivantes lâchées au large de Toulon dans le CN montrent la formation de méandres et de tourbillons anticycloniques au niveau de la rupture de la pente continentale. Ces structures du courant de quelques dizaines de km contribuent de façon importante à la variabilité

à moyenne échelle observée. Cependant, bien que l'activité méso-échelle soit plus importante en hiver (section 5.2), de telles structures ont pu être observées tout au long de l'année par Flexas *et al.* (2002) et par Conan et Millot (1995). Le chapitre 4, a aussi permis de montrer que les structures tourbillonnaires et les méandres du CN étaient correctement simulées par le modèle NORMED-05. Dans cette sections, nous examinerons ces structures du courant modélisé durant le mois de juin 2005 et nous tenterons de définir leur origine.

5.3.1 Vorticité potentielle d'Ertel

La Vorticité Potentielle d'Ertel (appelée par la suite EPV) est un outil permettant de suivre les particules d'eau au cours de leur déplacement. En effet, cette quantité est conservée lors d'un mouvement nondissipatif et adiabatique (Buongiorno Nardelli *et al.* 2001) et peut ainsi être utilisée comme un traceur de la circulation. l'EPV est définie telle que :

$$EPV = \frac{2\Omega + \nabla \times \mathbf{u}}{\rho} \cdot \nabla \rho. \quad (5.1)$$

En utilisant l'approximation hydrostatique, cette expression s'écrit sous la forme :

$$EPV = \frac{1}{\rho} \left[-\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial y} + (f + \xi) \frac{\partial \rho}{\partial z} \right]. \quad (5.2)$$

C'est cette expression qui sera utilisée pour le calcul de l'EPV. Cependant, pour mieux discerner les différents termes, cette formulation peut être simplifiée, en utilisant l'équilibre géostrophique (équation du vent thermique), sous la forme :

$$EPV = \frac{N^2}{g} (f + \xi - fF), \quad (5.3)$$

où $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$ est la fréquence de Brunt-Väisälä, f la fréquence de coriolis, $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ la vorticité relative et $F = \frac{1}{N^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]$ le nombre de Froude représentant la création de vorticité par le cisaillement vertical.

Les champs d'EPV calculés à 50 mètres de profondeur entre le 19 et le 29 juin 2005 à partir des résultats de NORMED-05 sont représentés sur la figure 5.8. Le cœur du CN (maximum de vitesse) correspond à un minimum d'EPV. Ainsi, sur cette figure, on peut observer les méandres du CN, dont la longueur d'onde est de l'ordre de 60–80 kilomètres et l'amplitude d'environ 20 km. Une estimation grossière de la propagation de ces méandres vers le Sud-Ouest donne une vitesse comprise entre 4,4 et 7,1 cm.s⁻¹. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Flexas *et al.* (2002) qui donnent une vitesse de propagation des méandres entre 2,3 et 8,9 cm.s⁻¹ et une longueur d'onde supérieure à 60 km.

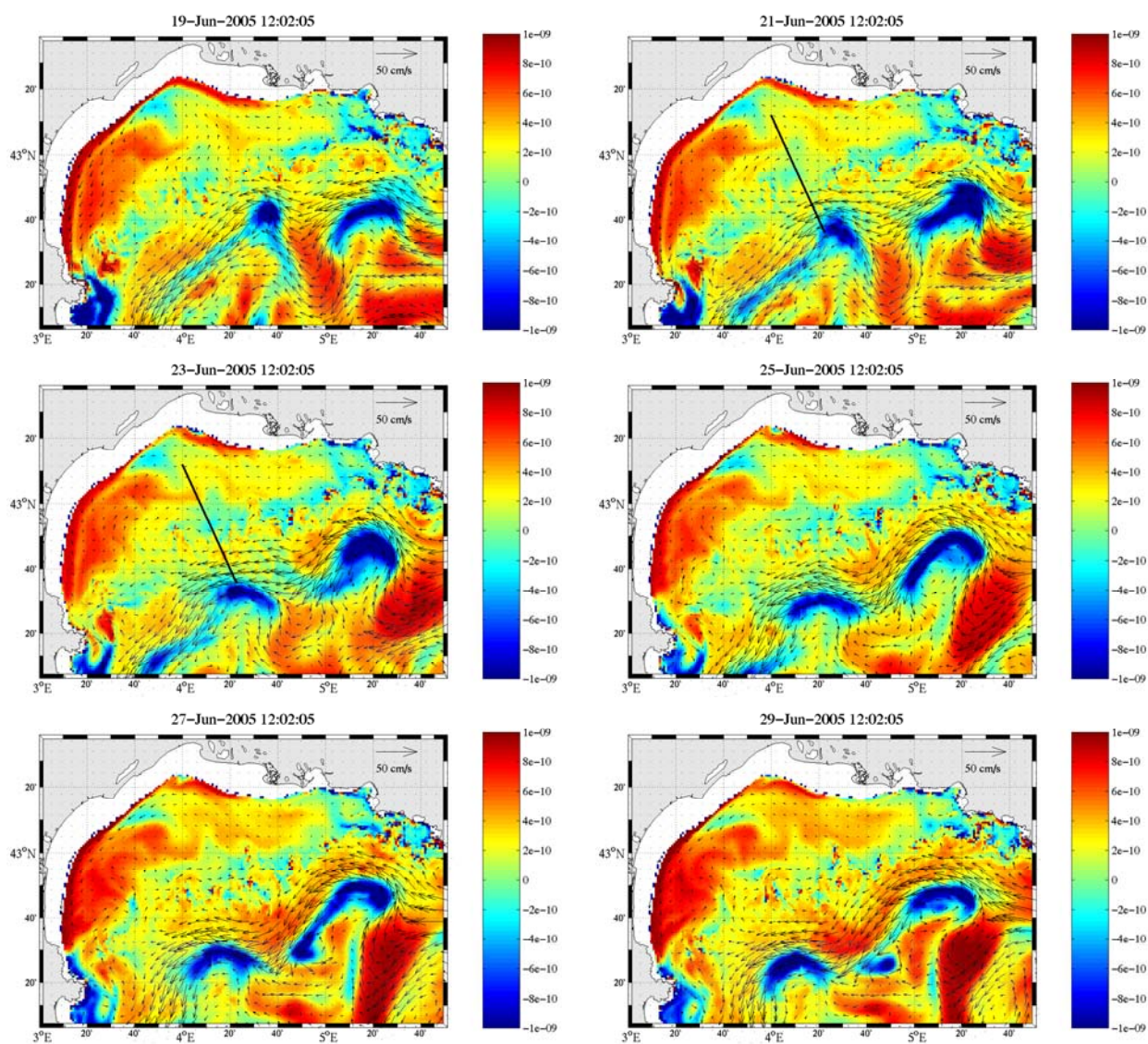


FIG. 5.8 – Vorticité potentielle d’Ertel et courants modélisés par NORMED-05 à 50 mètres de profondeur du 19 au 29 juin 2005.

Nous analyserons ici les champs d'EPV et de courant modélisés afin d'interpréter les structures tourbillonnaires décrites par les bouées dérivantes lâchées lors du Leg 2 de la campagne ECOLOPHY. La bouée 2g a quitté le CN à environ $4^{\circ}20'E$, le 18 juin (Fig. 4.25). Les vitesses modélisées le 19 juin montrent qu'à cette longitude, une partie de CN se détache de la veine principale dirigée vers le Sud-Ouest. Cette structure n'est cependant pas évidente à observer sur l'EPV. Deux jours plus tard, le 21 juin, ce détachement d'une partie du CN est nettement visible sur les courants à $4^{\circ}10'E$ et est représenté par une anomalie positive d'EPV. Puis, le 23 juin, alors que cette structure s'estompe, des filaments dirigés vers le Nord-Ouest, mis en évidence par une anomalie positive d'EPV, sont visibles entre 4° et $4^{\circ}10'E$. Ensuite, l'advection de la bouée vers l'Est est due à un contre-courant de faible intensité situé en haut de la pente continentale, à une latitude de $42^{\circ}50'N$. La coupe verticale de la vitesse zonale modélisée le 23 juin 2005, le long de la section représentée sur la figure 5.8, met en évidence ce contre-courant (Fig. 5.9). On observe sur cette figure un courant dirigé vers l'Est, de faible intensité ($<10 \text{ cm.s}^{-1}$) comparativement au CN. Ce contre-courant étroit, précédemment mis en évidence par Petrenko (2003) et par Estournel *et al.* (2003), occupe la totalité de la colonne d'eau située au dessus de l'isobathe 100 m.

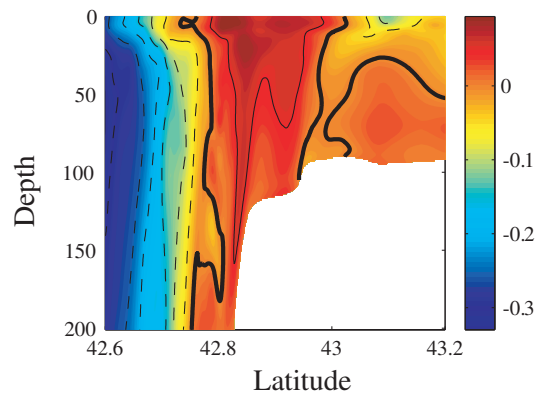


FIG. 5.9 – Vitesse zonale (m.s^{-1}) modélisée le 23 juin 2005, le long de la section représentée sur la figure 5.8.

Plusieurs bouées dérivantes (2b, 2d et 2f) ont décrit une circulation cyclonique au niveau du canyon de l'Aude entre le 23 juin et le 7 juillet 2005. En particulier, la bouée 2d a quitté le CN aux environs de $4^{\circ}E-42^{\circ}35'N$ pour se diriger vers l'Ouest. Cette séparation d'une partie du CN est visible sur les champs de courants modélisés à partir du 23 juin 2005 (Fig. 5.8). Le 27 et le 29 juin, les champs de courant et d'EPV modélisés mettent nettement en évidence qu'une partie des eaux du CN est advectée en haut de la pente continentale vers l'Ouest, puis emprunte une circulation anticyclonique comprise entre $3^{\circ}35'E-4^{\circ}E$ et $42^{\circ}35'N-42^{\circ}50'N$. La forme et la position de cette structure tourbillonnaire ressemble beaucoup à celle tracée par les trajectoires de bouées dérivantes.

5.3.2 Transferts d'énergie

Nous examinerons dans cette section les transferts d'énergie cinétique (KE) et d'énergie potentielle disponible (APE) entre le champ moyen et le champ turbulent dans le but d'étudier les processus responsables de la génération de ces structures tourbillonnaires.

Les taux de transfert fournissent une indication sur la nature des mécanismes d'instabilités responsables de la formation des structures de moyenne échelle (Böning et Budich 1992) et (Eden et Böning 2002). Ils sont définis tels que :

$$MKE \Rightarrow EKE = - \int \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \overline{u'v'} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) dz, \quad (5.4)$$

$$MAPE \Rightarrow EAPE = \frac{g}{\rho_0} \int \left(\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial z} \right)^{-1} \left(\overline{u'\rho'} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} + \overline{v'\rho'} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \right) dz, \quad (5.5)$$

où les termes surmontés d'une barre indiquent les moyennes temporelles faites sur un mois, les primes représentent les quantités turbulentes (différences par rapport à l'état moyen), ρ_0 étant la densité de référence et $\bar{\sigma}$ la densité moyennée horizontalement. Lorsque ces quantités sont positives, elles indiquent un transfert de l'état moyen vers le champ turbulent. La quantité $MKE \Rightarrow EKE$ correspond aux transferts liés aux processus d'instabilité barotropes, et $MAPE \Rightarrow EAPE$ aux transferts par les processus d'instabilité baroclines. Cependant, ces taux de transfert sont amplifiés par l'advection des tourbillons, ce qui rend l'analyse de ces champs difficile.

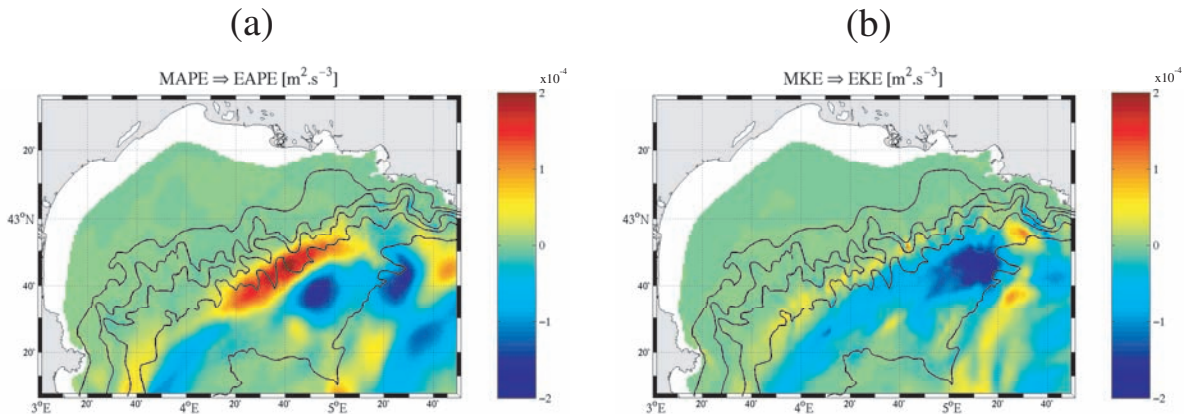


FIG. 5.10 – Taux de transfert d'énergie (a) $MAPE \Rightarrow EAPE$ et (b) $MKE \Rightarrow EKE$ intégrés de 50 à 400 m de profondeur et moyennés sur le mois de juin 2005. Isobathes : 100, 200, 500, 1000 et 2000 m.

Les taux de transfert intégrés de 50 à 400 m de profondeur et moyennés sur le mois de juin 2005, représentés sur la figure 5.10, mettent en évidence la prédominance des transferts d'énergie potentielle sur la création d'énergie turbulente. Aussi, on observe sur cette figure un taux de transfert $MAPE \Rightarrow EAPE$ positif important en haut de la pente continentale. Le taux de transfert $MKE \Rightarrow EKE$ est également positif au niveau du bord interne du courant. Ainsi, on peut en déduire que les processus d'instabilités baroclines jouent un rôle prédominant dans le transfert de l'énergie moyenne du courant vers la méso-échelle. Le CN représentant le champ moyen est marqué par des taux de transfert minimum. Dans la partie Est du GoL, juste en aval du Cap Sicié, les taux de transfert relatifs à l'énergie potentielle et cinétique sont du même ordre. Ceci indique que les tourbillons de petite échelle se formant dans cette région sont dus à l'effet combiné des processus d'instabilités baroclines et barotropes.

5.4 Tests de sensibilité

Dans cette section nous étudierons, à l'aide de tests de sensibilité, l'influence de plusieurs forçages suspectés d'être à l'origine de l'activité méso-échelle du CN. Cette activité méso-échelle se caractérise par la formation de méandres et de tourbillons se formant sur le bord interne du CN, mis en évidence par les trajectoires des bouées dérivantes lâchées au large de Toulon durant le mois de juin 2005. Nous avons vu précédemment que cette variabilité à moyenne échelle était fortement contrainte par la bathymétrie et, dans une moindre mesure, par le forçage du vent en surface (section 5.2). Ainsi, nous analyserons ici, les résultats de simulations réalisées avec un forçage de vent nul et avec une bathymétrie lissée.

5.4.1 Annulation de la tension de vent

Les champs d'EPV calculés à 50 m de profondeur à partir de la simulation NORMED-05 avec une tension de vent nulle, représentés sur la figure 5.11, montrent que les méandres du CN sont atténués par rapport à la configuration réaliste (dite de référence). En effet, les méandres observés ont une longueur d'onde de 40–50 km et une amplitude d'une dizaine de kilomètres. Leur vitesse de propagation est comprise entre 4,7 et 7,4 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$. On peut également remarquer que le filament de courant observé le 21 juin vers $4^{\circ}10'E$ n'est plus présent en l'absence de vent. Par contre, un important tourbillon anti-cyclonique est visible à $5^{\circ}10'E-42^{\circ}55'N$, avec un diamètre d'environ 60 km. De même, le tourbillon présent le 27 juin à l'Ouest du GoL dans la simulation de référence entraînant une partie des eaux du CN vers l'Ouest n'apparaît presque plus.

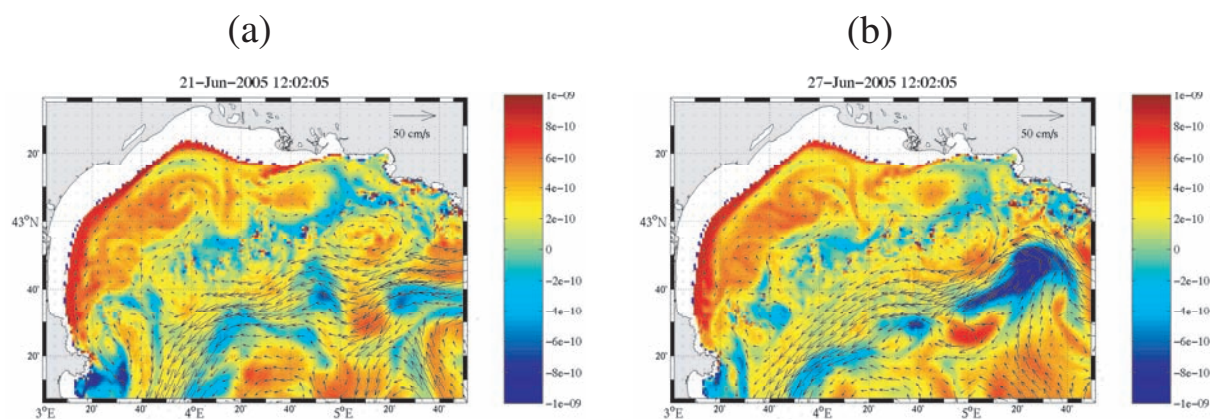


FIG. 5.11 – Vorticité potentielle d'Ertel et courant modélisés à 50 mètres de profondeur avec une tension de vent nulle le 21 et le 27 juin 2005.

5.4.2 Bathymétrie lissée

La simulation réalisée en lissant la bathymétrie afin de supprimer les canyons (Fig. 5.12b), montrent une structure du CN très différente de celle obtenue avec une bathymétrie réaliste (Fig. 5.12a). En effet, on peut observer sur la figure 5.13 que le CN effectue d'importants méandres. Ceux-ci sont du même ordre de grandeur que dans la

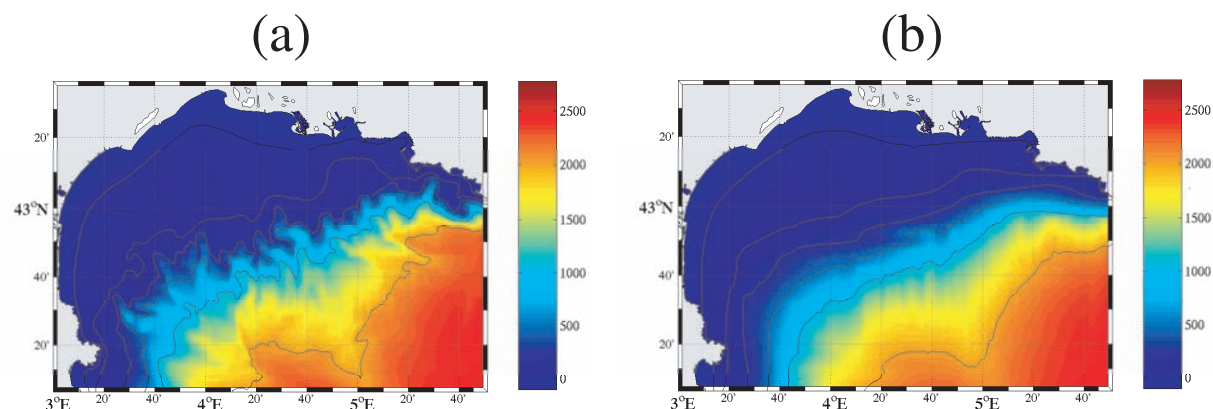


FIG. 5.12 – Bathymétrie du GoL utilisée dans la configuration NORMED-05 réaliste (a) et bathymétrie lissée (b). Isobathes : 50, 100, 200, 500, 1000 et 2000 m.

simulation de référence, avec une longueur d'onde de 70–80 km et une amplitude d'environ 20 km. On observe également la formation de larges tourbillons anticycloniques (~ 60 km) au niveau du bord interne du CN. La vitesse de propagation de ces structures vers le Sud-Ouest est de l'ordre de 7 cm.s^{-1} . Contrairement aux deux cas précédents, ces structures tourbillonnaires ont une longue durée de vie car ils ne sont pas érodés par la bathymétrie.

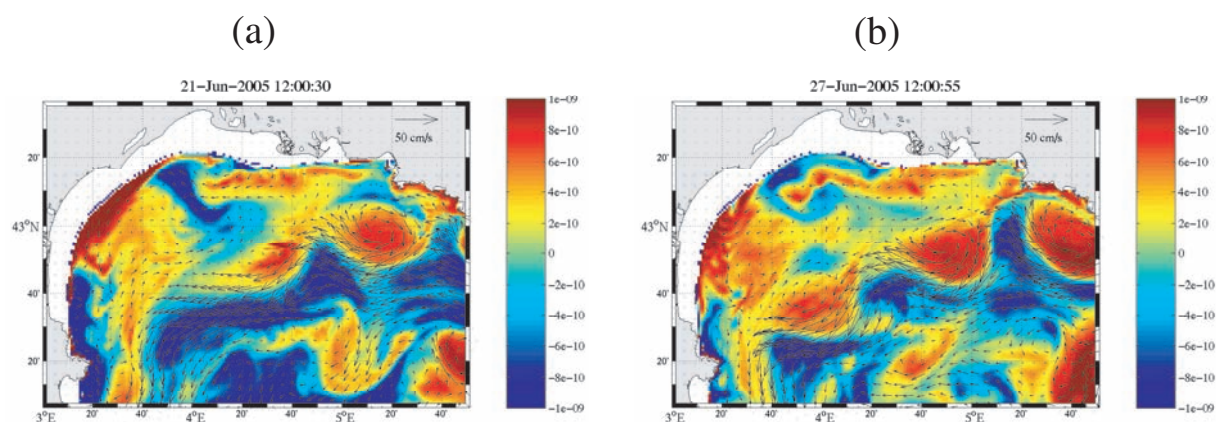


FIG. 5.13 – Vorticité potentielle d'Ertel et courant à 50 mètres de profondeur modélisés en lissant la bathymétrie le 21 et le 27 juin 2005.

5.4.3 Synthèse

Ces études de sensibilité ont permis de tester l'influence du forçage de vent et de la topographie sur la création des structures de moyenne échelle observées sur les trajectoires des bouées dérivantes pendant la fin du mois de juin 2005. Ces tests ont montré qu'en l'absence de forçage de vent, l'activité méso-échelle localisée en haut de la pente continentale était réduite par rapport à la simulation de référence. En effet, les méandres simulés ont une longueur d'onde et une intensité plus faible et les structures tourbillon-

naires et filamentaires observées au centre et à l'Ouest de la pente continentale ne sont plus présentes. Les méandres simulés avec une bathymétrie lissée sont similaires à ceux obtenus dans la simulation de référence. Cependant, la structure horizontale du CN est radicalement différente. On observe ainsi la formation de larges tourbillons anticycloniques due à l'interaction du CN avec le Cap Sicié qui se propagent ensuite le long de la pente.

5.5 Discussion et conclusion

L'activité méso-échelle du CN a précédemment (chapitre 4) été mise en évidence par la formation de méandres, de tourbillons et de filaments visibles sur les trajectoires des bouées dérivantes. Les séries temporelles d'une durée d'environ un an (du 28 mai 2005 au 19 juin 2006) du courant mesuré par les mouillages ADCP, situés sur le haut de la pente continentale à l'entrée Est du Golfe du Lion, ont montré, à travers la variance calculée sur 10 jours, une intensification de l'activité méso-échelle du CN en automne et un maximum en hiver (début février). Cet accroissement est corrélé avec la variabilité annuelle du CN décrite par Sammari *et al.* (1995) et Albérola *et al.* (1995). En effet, celui-ci montre une intensification de son flux durant cette période. De plus, de janvier à début mars il s'approfondit, devient étroit et se rapproche de la côte. Ces changements de la structure du CN induisent une plus forte influence de la bathymétrie et un accroissement du cisaillement horizontal des vitesses en hiver, créant ainsi une source d'instabilité barocline et barotrope sur le bord interne du courant. D'autre part, la variabilité du courant à moyenne échelle semble, dans une moindre mesure, être également liée à l'influence du vent. En effet, les fortes tempêtes de Sud-Est, induisant un cisaillement vertical des vitesses, semblent influencer sur l'activité méso-échelle du CN.

L'analyse spectrale des vitesses mesurées par les mouillages ADCP révèlent des oscillations du courant à plusieurs fréquences comprises entre 2 et 30 jours. Contrairement aux études précédentes qui montraient deux bandes de fluctuations centrées à 7 et 3,5 jours, ces mesures suggèrent que les fluctuations du courant à moyenne échelle sont plus complexes. En effet, de nombreuses périodes d'oscillation ont été mesurées et celles-ci ne sont, dans la plupart des cas, pas cohérentes verticalement. Les ellipses de variance calculées à chaque pic d'énergie montrent que les oscillations à des périodes supérieures à 10 jours ont lieu principalement dans la direction parallèle de la bathymétrie moyenne. Celles mesurées à des périodes plus courtes sont principalement isotropes dans la bande de période 6,3–8,9 jours et sont dirigées dans la direction perpendiculaire à la bathymétrie dans la bande de période 3,4–5,4 jours, mettant ainsi en évidence leur lien avec la formation des méandres du CN. Nous avons aussi pu remarquer que les fluctuations de courant mesuré près du fond étaient fortement contraintes par la bathymétrie locale. De plus, nous avons mis en évidence la variabilité de l'activité méso-échelle du CN au cours de l'année. Les spectres d'énergie calculés sur différentes saisons et l'analyse en ondelettes des mesures ADCP, ont permis d'observer l'intensification de la variabilité méso-échelle pendant les mois de janvier et de février 2006.

Les champs d'EPV et de courant simulés à 50 m de profondeur durant le mois de

juin 2005 ont mis en évidence les méandres et les structures de moyenne échelle se formant sur le bord interne du CN. Les méandres ainsi obtenus sont en accord avec les précédentes observations faites dans cette région (Flexas *et al.* 2002). De plus, les structures tourbillonnaires tracées par les bouées dérivantes au centre et à l'Ouest de la pente continentale sont également bien reproduites par le modèle NORMED-05. En particulier, le tourbillon décrit par la bouée 2g vers 4°20'E semble dû à la formation d'un filament de courant entraînant une partie du CN vers le Nord, au-dessus de la rupture de la pente continentale. Ensuite, cette masse d'eau est advectée par un contre-courant vers l'Est avant de revenir dans la veine de courant principale.

Plusieurs auteurs ont cherché à mettre en évidence l'existence d'ondes se propageant le long de la pente continentale, résultant des instabilités baroclines et barotropes (Sammari *et al.* 1995) et (Millot 1985). Récemment Jordi *et al.* (2005) ont prouvé la propagation d'ondes piégées à la côte (CTWs) le long de la pente continentale du GoL. Leurs résultats ont montré que les fluctuations du courant à haute fréquence dans la direction along-slope pouvaient être expliquées par les trois premiers modes de CTW forcés par le vent. Nous avons utilisé le même modèle de CTW que lors de cette étude (Brink et Chapman 1985). Les courbes de dispersions ainsi obtenues (Fig. 5.14) ont montré des similitudes entre l'onde due aux instabilités barotropes obtenue par Flexas *et al.* (2004) et le mode quatre de CTW. De même, l'onde de croissance maximum calculée par Flexas *et al.* (2002) au moyen d'un modèle d'instabilité barocline est associé au mode neuf de CTW. Ainsi, ces résultats tendent à montrer que les instabilités baroclines et barotropes pourraient être à l'origine de CTWs le long de la pente continentale du GoL. Cependant, faute de temps, cette étude n'a pas pu être aboutie. Il sera toutefois intéressant d'envisager une étude plus approfondie du lien existant entre les instabilités du CN et la création de CTWs, pouvant ainsi expliquer une partie de la variabilité méso-échelle observée le long de la pente continentale.

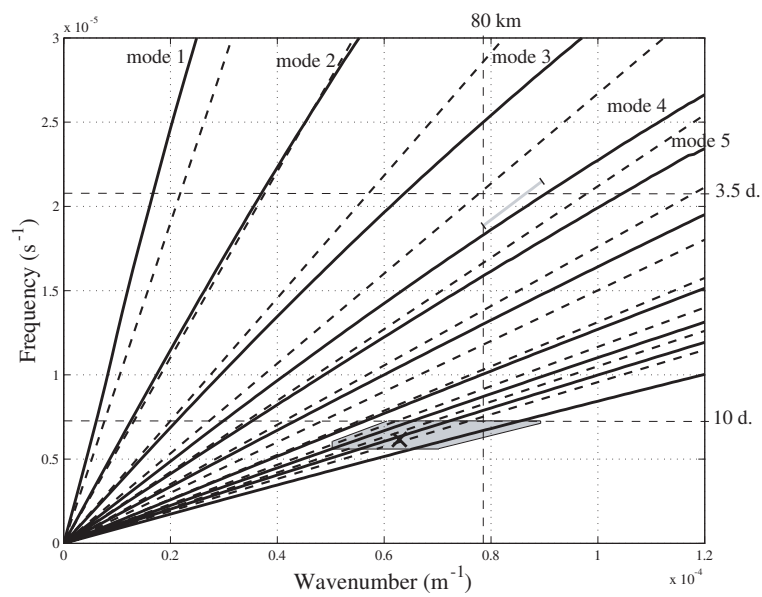


FIG. 5.14 – Courbes de dispersions des dix premiers modes d’ondes piégées à la côte (CTWs) représentées par des lignes noires. Les lignes noires discontinues représentent les ondes de Kelvin calculées pour un fond plat à 2300 m de profondeur. La zone grisée représente l’intervalle des ondes les plus instables prédites par Flexas *et al.* (2002) au moyen d’un modèle d’instabilité barocline. La ligne grise représente l’intervalle des ondes créées par instabilité barotrope, calculées par Flexas *et al.* (2004) lors d’expériences numériques et en laboratoires.

Chapitre 6

Synthèse et conclusion générale de la thèse

L'objectif de ce travail de thèse a été d'effectuer une modélisation réaliste de l'hydrodynamique de Bassin Nord Méditerranéen et en particulier du Golfe du Lion (GoL) en vue d'analyser et de comprendre les processus agissant sur la circulation. Les principales questions de cette étude ont été de :

(1) définir les principaux processus agissant sur la circulation et d'en étudier la variabilité.

(2) montrer qu'une modélisation fine de la zone s'appuyant sur le modèle d'océan côtier MARS-3D permet de reproduire ces processus avec un degré de réalisme suffisant.

6.1 Modélisation numérique

Pour répondre à ces questions, la modélisation du Bassin Nord Méditerranéen a été réalisée sur deux années distinctes (sur l'année 2001 et entre mai 2005 et juin 2006). La comparaison des résultats de la simulation réaliste effectuée sur l'année 2001 (configuration NORMED-01) avec les données climatologiques MEDATLAS/MEDAR et les mesures satellitales AVHRR de température de surface de la mer (SST) nous a tout d'abord permis d'établir que la variabilité saisonnière de la circulation à grande échelle était correctement simulée. Cette étude, présentée dans le chapitre 3, a cependant révélée quelques imperfections dans cette configuration. En effet, nous avons ainsi pu observer une trop forte extension de la zone d'upwelling située au large de Toulon. Ce point a mis en évidence l'importance d'une représentation fine des flux imposés en surface. Nous avons palié à ce problème en utilisant une paramétrisation des coefficients utilisés dans le calcul des tensions de vent et des flux de chaleur appliqués en surface et par l'utilisation d'un modèle atmosphérique à haute résolution (modèle MM5 à 3 km de résolution) afin de représenter convenablement la variabilité spatio-temporelle des flux. De plus, une sous-estimation de l'intensité de la circulation à grande échelle a été observée. Celle-ci a été attribuée à une mauvaise représentation des flux thermohalins calculés en mer Tyrrhénienne par le modèle grande échelle WESTMED simulant la mer Méditerranée Occidentale. Afin d'améliorer les caractéristiques hydrologiques imposées aux limites ouvertes du modèle de bassin Nord sur l'année 2005 (NORMED-05) nous avons utilisé les résultats du modèle global avec assimilation de données Mediterranean Forecasting System (MFS).

La confrontation des résultats de la configuration améliorée NORMED-05 avec les données récoltées durant la campagne ECOLOPHY-1 (du 28 mai au 5 juin 2005) a permis de montrer que le modèle reproduit convenablement les caractéristiques des masses d'eau présentes à l'entrée Est du GoL ainsi que les structures de moyenne échelle se formant en haut de la pente et sur le plateau continental. De plus, la configuration à haute résolution (400 m de résolution) du GoL présentée dans le chapitre 4 a permis d'améliorer certaines caractéristiques de la circulation et notamment la forme et la position du CN. Cependant, cette dernière configuration étant très coûteuse en temps de calcul, nous n'avons pas pu effectuer de simulation d'une durée supérieure à 15 jours. Cette étude a permis de montrer l'intérêt d'utiliser simultanément les résultats de l'expérimentation in-situ et de la modélisation en vue d'obtenir une vision synoptique de la circulation et d'en analyser les processus.

6.2 Processus physiques

Nous avons vu que le modèle de bassin Nord (NORMED-01), bien qu'ayant les quelques imperfections décrites précédemment, reproduit convenablement la circulation grande échelle et sa variabilité. De même, les processus à moyenne échelle agissant sur la circulation sur le plateau du GoL et au niveau du front des Baléares sont correctement simulés. L'analyse des résultats du modèle associée aux mesures satellites de SST (AVHRR) et de chlorophylle (SeaWiFs) ont permis de décrire plusieurs processus agissant sur le plateau et au niveau de la pente continentale. On a ainsi pu étudier les schémas de circulation induits par le vent s'établissant sur le plateau, les upwellings se formant le long des côtes, les intrusions d'eau de la pente sur le plateau et le devenir des eaux du Rhône.

Les mesures faites durant le campagne ECOLOPHY ont fait apparaître une activité méso-échelle du CN significative, mise en évidence par la formation de méandres, de tourbillons et de filaments de courant au niveau de la rupture de la pente continentale. La variabilité et les structures méso-échelles observées ont été correctement reproduites par le modèle NORMED-05. Ces processus d'échelle moyenne (quelques dizaines de kilomètres) sont dus à des instabilités du CN. Les tests de sensibilité aux forçages de vent et bathymétrique, faits dans le chapitre 5, ont montré leur rôle respectif sur l'activité méso-échelle du CN. Nous avons, dans cette étude, testé uniquement l'influence de ces deux sources d'instabilités comme origine de l'activité méso-échelle du CN. Cependant d'autres sources d'instabilité peuvent être évoquées, telles que le gradient de densité entre les eaux du plateau et celles du large, l'influence du panache du Rhône, des upwellings ou de la zone de convection au large du golfe. La poursuite de ces tests de sensibilité constitue donc une première perspective à ce travail de thèse.

6.3 Quantification des échanges côte-large

Nous avons vu que les principaux processus agissant à moyenne échelle sur les échanges côte-large au niveau de la pente continentale du GoL étaient reproduits par le modèle. Nous pouvons alors tenter de quantifier ces échanges sur un cycle annuel à partir des résultats du modèle NORMED-05. Pour évaluer ces échanges, le plateau est

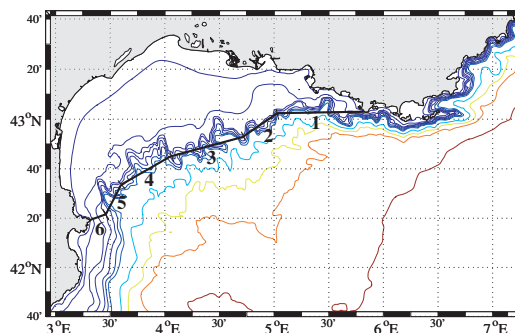


FIG. 6.1 – Topographie du Golfe du Lion. Isobathes : 50, 100, 150, 200, 300, 400, 500, 1000, 1500, 2000, 2500 et 3000 mètres. La ligne brisée formée de six sections séparant le plateau continental du large est représentée en noir.

séparé du large par une ligne brisée, formée de six sections, suivant le haut de la pente continentale (Fig. 6.1). Pour avoir une idée du comportement des échanges entre la côte et le large nous avons calculé les transports à travers les six sections. Sur la figure 6.2, l'évolution du transport calculé à travers chacune des sections est représentée en fonction du temps avec un pas de un jour. On observe qu'à travers les quatre premières sections le transport moyen est positif, ce qui correspond à des entrées d'eau sur le plateau. Par contre, à travers les sections 5 et 6, celui-ci est négatif. Ainsi, la zone Ouest de la pente continentale est un lieu privilégié des exports d'eau du plateau. On observe sur ces courbes une forte variabilité du transport, intensifié entre janvier et fin mars 2006, ce qui correspond à l'augmentation de la variabilité méso-échelle observée durant cette période dans le chapitre 5. A l'inverse, en été, l'amplitude du signal diminue. L'hiver apparaît donc comme une période de plus forte activité d'échange.

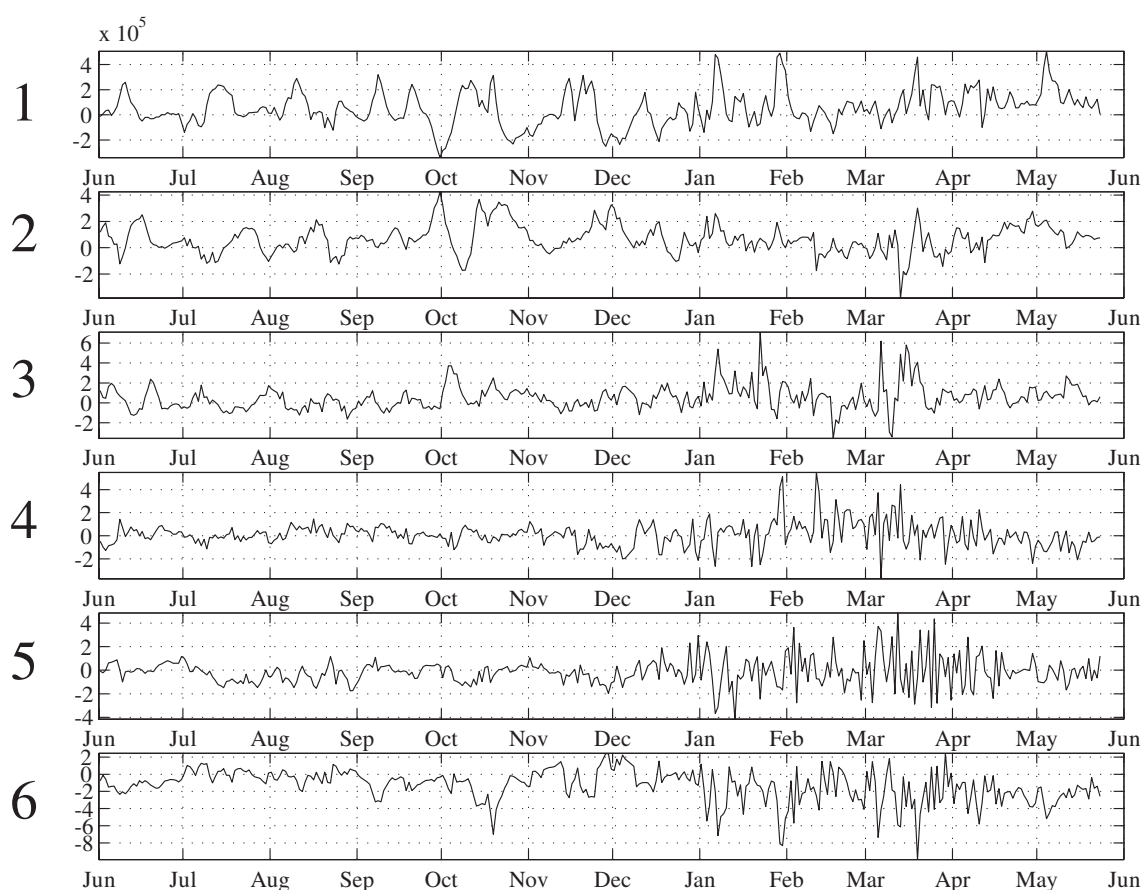


FIG. 6.2 – Transports ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) calculés à travers les six sections représentées sur la figure 6.1 entre juin 2005 et mai 2006 à partir des résultats de NORMED-05.

6.4 Perspectives

6.4.1 Analyse des processus

Tout d'abord, faute de temps, les tests de sensibilité effectués dans le chapitre 5 nous ont permis de tester uniquement l'influence du forçage de vent et de la topographie sur la création d'activité méso-échelle sur le bord interne du CN. Comme cela a été évoqué précédemment, d'autres sources d'instabilité pourraient en être à l'origine. Ainsi, nous envisageons de poursuivre cette étude en testant l'influence du panache du Rhône, de la zone de convection au large du Golfe du Lion et de l'upwelling au niveau de Toulon. De plus, il serait également intéressant d'analyser le lien existant entre les instabilités du CN et les ondes piégées à la côte, évoqué en conclusion du chapitre 5, en vue d'expliquer la variabilité méso-échelle observée le long de la pente continentale et d'étudier leur rôle sur les échanges côte-large.

Par ailleurs, nous n'avons pas analysé tous les processus agissant sur les échanges côte-large. En particulier, la formation, puis le cascading d'eau dense sur le plateau et la pente continentale n'ont pas été étudiés. Ceci s'explique par le fait que ce phénomène présente principalement une variabilité inter-annuelle (Bethoux *et al.* 2002), qui semblait difficile à aborder dans cette étude étant donné la durée des simulations réalisées sur un cycle annuel. De plus, cette étude, focalisée sur la validation puis l'étude conjointe des résultats de la modélisation et des observations satellites et in-situ effectuées à l'entrée Est du GoL, n'était pas adaptée à ce type d'analyse. Un objectif pourrait donc être d'étudier ce phénomène en effectuant une simulation du GoL et de sa pente continentale sur plusieurs années et en utilisant les mesures récoltées durant la campagne ECOLOPHY qui s'est prolongée jusqu'en 2007.

6.4.2 Modélisation

Nous avons vu, lors de la confrontation des résultats du modèle avec les mesures satellites de SST (chapitre 3) que la température modélisée en surface était sous-estimée. Cette différence a été attribuée à une mauvaise représentation de la couche de surface dans le modèle. On pourrait ainsi envisager d'augmenter le nombre de niveaux sur la verticale et de les affiner encore plus en surface afin de tester cette hypothèse. Une autre explication pourrait être une mauvaise représentation du mélange vertical. Il serait alors envisageable de tester plusieurs types de schéma de turbulence verticale comme par exemple le modèle de type $k-l$ (Gaspar *et al.* 1990) faisant intervenir l'énergie cinétique turbulente k , calculée par une équation pronostique, et la longueur de mélange l estimée par une relation algébrique ou le modèle KPP (Large *et al.* 1994) à deux équations.

La comparaison des températures de l'air issues du modèle météorologique MM5 avec les mesures des bouées 61001 et 61002, faite dans la section 2.6, a montré que leur variabilité n'était pas bien représentée, provoquant ainsi un biais sur la température de la mer ainsi que sur les flux et les tensions de vent appliquées en surface. Ce problème vient du fait que le modèle prend comme condition limite les températures de la mer provenant d'une climatologie. Il serait intéressant d'envisager un couplage, au moins en température, entre le modèle MARS et le modèle atmosphérique MM5.

Nous avons vu dans le chapitre 4 que la production chlorophyllienne dans le Golfe du Lion était fortement contrainte par la dynamique. Suite à la validation de l'hydrodynamique simulée par le modèle MARS-3D, lors de cette thèse, une perspective intéressante pourrait être le couplage du modèle avec un modèle biogéochimique dans cette région, l'implantation et la validation d'un tel couplage ayant déjà été réalisées en Manche (Menesguen *et al.* 2007).

Références

- Albérola, C. et C. Millot, 2003** : Circulation in the french Mediterranean coastal zone near Marseilles : the influence of wind and the Northern Current. *Continental Shelf Research*, **23**, 587–610.
- Albérola, C., C. Millot, et J. Font, 1995** : On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean Sea. *Atmosphere Ocean*, **18**, 163–192.
- Albérola, C., S. Rousseau, C. Millot, M. Astraldi, J. Font, J.M. Garcia Lafuente, G.P. Gasparini, U. Send, et A. Vangriesheim, 1995** : Tidal currents in the western Mediterranean Sea. *Atmosphere Ocean*, **18**, 273–283.
- André, G., P. Garreau, V. Garnier, et P. Fraunié, 2005** : Modelled variability of the sea surface circulation in the North-Western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions. *Ocean Dynamics*, **55**, 294–308.
- Arakawa, A. et V.R. Lamb, 1977**. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. In N. Heaps (Ed.), *Methods in Computational Physics*, Volume 17, pp. 173–265. Academic Press, New York.
- Astraldi, M., S. Balopoulos, J. Candela, J. Font, M. Gacic, G. P. Gasparini, B. Manca, A. Theocharis, et J. Tintoré, 1999** : The role of straits and channels in the understanding the characteristics of the Mediterranean circulation. *Progress in Oceanography* *44*(1–3), 65–108.
- Astraldi, M., G.P. Gasparini, et S. Sparnocchia, 1995**. The seasonal and interannual variability in the Ligurian-Provençal basin. In P. E. La Violette (Ed.), *Seasonal and Interannual Variability of the Western Mediterranean Sea*, Volume 46, pp. 93–113. American Geophysical Union.
- Astraldi, M. et G. P. Gasparini, 1992** : The seasonal characteristics of the circulation in the North Mediterranean Basin and their relationship with the atmospheric-climatic conditions. *Journal of Geophysical Research* *97*(C6), 9531–9540.
- Auclair, F., P. Marsaleix, et C. Estournel, 2001** : The penetration of the Northern Current over the Gulf of Lions (Mediterranean) as a downscaling problem. *Oceanologica Acta* *24*(6), 529–544.
- Barnier, B., L. Siefridt, et P. Marchesiello, 1995** : Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-heat climatology of ECMWF analyses. *Journal of Marine Systems*, **6**, 363–380.
- Bethoux, J.P., X. Durrieu de Madron, F. Nyffeler, et D. Tailliez, 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.

- Bethoux, J.P., L. Prieur, et J.H. Bong, 1988** : Le Courant Ligure au large de Nice. *Oceanologica Acta*, **9**, 56–67.
- Bethoux, J.P., L. Prieur, et F. Nyffeler, 1982**. The water circulation in the North-Western Mediterranean Sea, its relations with wind and atmospheric pressure. In J. Nihoul (Ed.), *Hydrodynamics of semi-enclosed seas*, pp. 129–142. Elsevier oceanography series.
- Blumberg, A.F. et G.L Mellor, 1985** : Modeling Vertical and Horizontal Diffusivities with the Sigma Coordinate System. *Monthly Weather Review*, **113**, 1379–1383.
- Blumberg, A.F. et G.L Mellor, 1987**. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. In N. Heaps (Ed.), *Three-dimensional Coastal Ocean Models. Coastal and Estuarine Sciences*, Volume 4, pp. 1–16. American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Böning, C. et R. Budich, 1992** : Eddy dynamics in a primitive equation model : Sensitivity to horizontal resolution and friction. *Journal of Physical Oceanography*, **22**, 361–381.
- Brink, K.H. et D.C. Chapman, 1985** : Program for computing properties of coastal-trapped waves and wind driven motions over the continental shelf and slope. Rapport techn., Woods Hole Oceanographic Institution.
- Broche, P., J.L. Devenon, J.C. De Maistre, et P. Forget, 1989** : Experimental study of the Rhône river plume. Physics and dynamics. *Oceanologica Acta* **21**(6), 725–738.
- Buongiorno Nardelli, B., R. Santoleri, et S. Sparnocchia, 2001** : Small mesoscale features at a meandering upper-ocean front in the western Ionian Sea (Mediterranean Sea) : Vertical motion and potential vorticity analysis. *Journal of Physical Oceanography* **31**(8), 2227–2250.
- Chao, S.Y., 1988a** : River forced estuarine plumes. *Journal of Physical Oceanography* **18**(1), 72–88.
- Chao, S.Y., 1988b** : Wind-driven motion of estuarine plumes. *Journal of Physical Oceanography* **18**(8), 1144–1166.
- Colas, F., 2004** : Diagnostics qualité sur les jeux de données issus des flotteurs dérivants de type SURDRIFT. Rapport techn., AVELMOR, Plouzané, FRANCE.
- Conan, P. et C. Millot, 1995** : Variability of the northern current off Marseilles, Western Mediterranean Sea, from February to June 1992. *Oceanologica Acta* **18**(2), 193–205.
- Conan, P., M. Pujo-Pay, P. Raimbault, et P. Leveau, 1998** : Hydrological and biological variability in the Gulf of Lions. I. Nitrogen fluxes and potential productivity. *Atmosphere Ocean* **21**(6), 751–765.
- Deleersnijder, E., J.M. Campin, et J.M. Delhez, 2001** : The concept of age in marine modelling. i. theory and preliminary model results. *Journal of Marine Systems*, **28**, 229–267.
- Delhez, J.M., J.M. Campin, A.C. Hirst, et E. Deleersnijder, 1999** : Toward a general theory of age in ocean modelling. *Ocean Modelling*, 17–27.
- Dufau-Julliand, C., P. Marsaleix, A. Petrenko, et I. Dekeyser, 2004** : Three-dimensional modeling of the Gulf of Lion's hydrodynamics (northwest Mediterranean) during January 1999 (MOOGLI3 experiment) and late winter 1999 : Western

- Mediterranean Intermediate Water's (WIW's) formation and its cascading over the shelf break. *Journal of Geophysical Research* 109(C11), C11002.
- Durrieu de Madron, X., O. Radakovitch, S. Heussner, M. D. Loye-Pilot, et A. Monaco, 1999** : Role of the climatological and current variability on the shelf-slope exchanges of particulate matter : Evidence from the Rhône continental margin (NW Mediterranean). *Deep Sea Research I*, **46**, 1513–1538.
- Echevin, V., M. Crepon, et L. Mortier, 2003** : Interaction of coastal current with a Gulf : Application to the shelf circulation of the Gulf of Lions in the Mediterranean Sea. *Journal of Physical Oceanography* 33(1), 188–206.
- Eden, C. et C. Böning, 2002** : Sources of eddy kinetic energy in the Labrador Sea. *Journal of Physical Oceanography*, **32**, 3346–3363.
- Emery, W.J. et R.E. Thompson, 1997** : *Data analysis methods on physical oceanography*. Pergamon.
- Estournel, C., P. Broche, P. Marsaleix, J.L. Devenon, F. Auclair, et R. Vehil, 2001** : The Rhone River plume in unsteady conditions : Numerical and experiment results. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 53(1), 25–38.
- Estournel, C., X. Durrieu de Madron, P. Marsaleix, F. Auclair, C. Julliand, et R. Vehil, 2003** : Observation and modeling of winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment). *Journal of Geophysical Research* 108(C3), 8059.
- Flexas, M.M., X. Durrieu de Madron, M.A. Garcia, M. Canals, et P. Arnau, 2002** : Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March-May 1997). *Journal of Marine Systems*, **33–34**, 197–214.
- Flexas, M.M., G.J.F van Heijst, G. Jordà, et A. Sánchez-Arcilla, 2004** : Numerical simulation of barotropic jets over a sloping bottom : Comparison to a laboratory model of the Northern Current. *Journal of Geophysical Research* 109(C12), C12039.
- Forget, P. et G. André, 2007** : Can satellite-derived chlorophyll imagery be used to trace surface dynamics in coastal zone? A case study in the Northwestern Mediterranean Sea. *Sensors Journal*, **7**, 884–904.
- Gascard, J.C., 1978** : Mediterranean deep water formation baroclinic instability and oceanic eddies. *Oceanologica Acta* 1(3), 315–330.
- Gaspar, P., Y. Gregoris, et J.M. Lefèvre, 1990** : A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : test at station Papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 16179–16193.
- Gatti, J., A. Petrenko, J.L. Devenon, Y. Leredde, et C. Ulses, 2006** : The rhone river dilution zone present in the northeastern shelf of the Gulf of Lion in December 2003. *Continental Shelf Research* 26(15), 1794–1805.
- Geernaert, G.L., 1990**. Surface Waves and Fluxes, Vol. 1 – Current theory. In G. Geernaert et W. Plant (Eds.), *Bulk parameterizations for the wind stress and heat fluxes*, pp. 91–172. Kluwer Academic Publishers.
- Geernaert, G., S. Larsen, et F. Hansen, 1987** : Measurements of wind stress, heat flux, and turbulence intensity during storm conditions over the North Sea. *Journal of Geophysical Research* 92(C12), 13127–13139.

- Gill, A., 1982** : *Atmosphere-Ocean Dynamics* (W. Donn ed.). International Geophysics Series. Academic Press.
- Grinsted, A., J.C. Moore, et S. Jevrejeva, 2004** : Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear Processes in Geophysics* 11(5-6), 561–566.
- Hua, B.L. et F. Thomasset, 1983** : A numerical study of the effects of coast-line geometry on wind-induced upwelling in the Gulf of Lion. *Journal of Physical Oceanography* 13(4), 678–694.
- Jordi, A., A. Orfila, G. Basterretxea, et J. Tintore, 2005** : Coastal trapped waves in the northwestern Mediterranean. *Continental Shelf Research* 25(2), 185–196.
- Kundu, P.K., 1976** : Ekman veering observed near the ocean bottom. *Journal of Physical Oceanography* 6(2), 238–242.
- La Violette, P.E., 1995**. Overview of the major forcings and water masses of the Western Mediterranean Sea. In *Seasonal and Interannual variability of the Western Mediterranean Sea*, pp. 1–13. American Geophysical Union.
- Langlais, C., 2007**. Etude de la variabilité interannuelle des échanges côte-large : simulation haute résolution de la dynamique du Golfe du Lion. Thèse de Doctorat, Université du Sud Toulon Var.
- Large, W.G., J.C. Mc Williams, et S.C. Doney, 1994** : Oceanic vertical mixing : a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, 32, 363–403.
- Lazure, P. et F. Dumas, 2007** : An external-internal mode coupling for a 3d hydrodynamical Model for Applications at the Regional Scale (MARS3D). *Advances in Water Resources*.
- Leonard, B.P., 1979** : A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods in Applied Mech. and Eng.* (19), 59–98.
- Luyten, P. et T. De Mulder, 1992** : A module representing surface fluxes of momentum and heat. MUMM's contribution to MAST-0050-C. *Technical Report 9. Management Unit of the Mathematical Models of the North Sea and Scheldt Estuary*.
- Madec, G., M. Chartier, P. Delecluse, et M. Crepon, 1991** : A three-dimensional numerical study of deep-water formation in the Northwestern Mediterranean Sea. *Journal of Physical Oceanography* 21(9), 1349–1371.
- Manzella, G.M.R., E. Scoccimarro, N. Pinardi, et M. Tonani, 2003** : Improved near real-time data management procedures for the Mediterranean ocean forecasting System-Voluntary Observing Ship program. *Ann. Geophys.* 21(1), 49–62.
- Martinsen, E. A. et H. Engedahl, 1987** : Implementation and testing of a lateral boundary scheme as an open boundary condition in a barotropic ocean model. *Coastal Engineering*, 11, 603–627.
- Marullo, S., R. Santoleri, et F. Bignami, 1995**. The surface characteristics of the Tyrrhenian Sea : historical satellite data analysis. In P. E. La Violette (Ed.), *Seasonal and interannual variability of the Western Mediterranean Sea*, pp. 135–154. American Geophysical Union.

- MEDAR/MEDATLAS, 2002** : Medar/medatlas 2002 database, Cruise inventory, observed and analysed data of temperature and bio-chemical parameters. Rapport techn.
- Melin, F., G. Zibordi, et J.F. Berthon, 2003** : Assessment of seaweeds atmospheric and marine products for the northern adriatic sea. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 41(3), 548–558.
- Menesguen, A., P. Cugier, S. Loyer, A. Vanhoute-Brunier, T. Hoch, J.F. Guillaud, et F. Gohin, 2007** : Two- or three-layered box-models versus fine 3D models for coastal ecological modelling? A comparative study in the English Channel (Western Europe). *Journal of Marine Systems* 64(1–4), 47–65.
- Mercier, E., 1991** : Traitement du signal et méthodes d'observation en océanographie physique. Rapport techn., IFREMER.
- Millot, C., 1979** : Wind-induced upwellings in the gulf of Lions. *Oceanologica Acta* 2(3), 261–274.
- Millot, C., 1980** : The effect of mistral wind on the ligurian current near provence. *Oceanologica Acta* 3(4), 399–402.
- Millot, C., 1982**. Analysis of upwellings in the Gulf of Lions. In J. C. J. Nihoul (Ed.), *Hydrodynamics of semi-enclosed Seas*, pp. 143–154. Elsevier.
- Millot, C., 1985** : Evidence of several-day propagation wave. *Journal of Physical Oceanography* 15(3), 258–272.
- Millot, C., 1990** : The Gulf of Lion's hydrodynamics. *Continental Shelf Research* 10(9–11), 885–894.
- Millot, C., 1991a** : Circulation in the Western Mediterranean Sea. *Journal of Marine Systems*, 20, 423–442.
- Millot, C., 1991b** : Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the Western Mediterranean. *Dyn. Atmos. Oceans* 15(3–5), 179–214.
- Millot, C. et L. Wald, 1981**. Upwelling in the Gulf of Lions. In *Coastal and Estuarine Science Series*, Volume 1, pp. 160–166. American Geophysical Union.
- Okubo, A., 1971** : Oceanic diffusion diagrams. *Deep Sea Research*, 18, 789–802.
- Pacanowski, R.C. et S.G.H. Philander, 1981** : Parameterization of Vertical Mixing in Numerical Models of Tropical Oceans. *Journal of Physical Oceanography* 11(11), 1443–1451.
- Palma, E.D. et R.P. Matano, 2000** : On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model : the barotropic mode. *Journal of Geophysical Research* 103(C1), 1319–1341.
- Pedlosky, J., 1987** : *Geophysical Fluid Dynamics*. Second Edition. Springer-Verlag.
- Petrenko, A.A., 2003** : Variability of circulation features in the Gulf of Lions NW Mediterranean Sea. *Oceanologica Acta* 26(5), 323–338.
- Petrenko, A.A., Y. Leredde, et P. Marsaleix, 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.
- Philippe, M. et L. Harang, 1982**. Surface temperature fronts in the Mediterranean Sea from infrared satellite imagery. In J. Nihoul (Ed.), *Hydrodynamics of semi-enclosed seas* (Elsevier oceanography series ed.), pp. 91–128.

- Pinardi, N., I. Allen, E. Demirov, P. De Mey, G. Korres, A. Lascaratos, P.Y. Le Traon, C. Maillard, G. Manzella, et C. Tziavos, 2003** : The Mediterranean ocean forecasting system : first phase of implementation (1998-2001). *Ann. Geophys.* 21(1), 3–20.
- Pinazo, C., P. Marsaleix, B. Millet, C. Estournel, et R. Véhil, 1996** : Spatial and temporal phytoplankton biomass in upwelling areas of the Northern Mediterranean : a coupled physical and biogeochemical modelling approach. *Journal of Marine Systems* 7(2–4), 161–191.
- Reffray, G., P. Fraunié, et P. Marsaleix, 2004** : Secondary flows induced by wind forcing in the Rhône region of freshwater influence. *Ocean Dynamics* 54(2), 179–196.
- Roed, L. P. et C. Cooper, 1987**. A study of various open boundary conditions for wind-forced barotropic numerical ocean models. In J. Nihoul et B. Jamart (Eds.), *Three dimensional Models of Marine and Estuarine Dynamics* (Elsevier oceanography series ed.). Elsevier.
- Sammari, C., C. Millot, et L. Prieur, 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 I* 42(6), 893–917.
- Schlitzer, R., 2002** : Interactive analysis and visualization of geoscience data with Ocean Data View. *Computers and Geosciences* 28(10), 1211–1218.
- Simpson, J.H., 1997** : Physical processes in the ROFI regime. *Journal of Marine Systems* 12(1–4), 3–15.
- Smagorinsky, J., 1963** : General circulation experiments with the primitive equations - I. the basic experiment. *Monthly Weather Review* 91(3), 99–164.
- Smith, P.C., 1975** : A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean. *Deep Sea Research* 22(12), 853–873.
- Tang, C.M., 1975** : Baroclinic instability of stratified shear flows in the ocean and atmosphere. *Journal of Geophysical Research* 80(9), 1168–1175.
- Taupier-Letage, I. et C. Millot, 1986** : General hydrodynamical features in the ligurian sea inferred from the dyome experiment. *Oceanologica Acta* 9(2), 119–131.
- Ulses, C., 2006**. Dynamique océanique et transport de la matière particulaire dans le Golfe du Lion : Crue, tempête et période hivernale. Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier.

Annexe A

Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions

Gaël André · Pierre Garreau · Valérie Garnier
Philippe Fraunié

Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions

Received: 25 November 2004 / Accepted: 10 June 2005 / Published online: 25 August 2005
© Springer-Verlag 2005

Abstract A chain of three nested models, based on the MARS 3D code, is used to simulate the North-western Mediterranean Sea circulation with a finest grid of 1.2 km resolution and 30 vertical sigma levels. This modelling system allows to resolve the coastal dynamics taking into account the influence of the general basin circulation. The aim of this study is to assess the ability of the nested MARS-3D models to reproduce most of the circulation features observed in the North-western Mediterranean Basin and in the Gulf of Lions. Comparisons of modelled sea surface temperature and salinity with MEDAR/MEDATLAS climatology and NOAA/AVHRR satellite measurements show that the model accurately reproduces the large and coastal scale variability. Over the Northern Basin, the seasonal changes of the cyclonic gyre extension are correctly simulated, even though in summer, the modelled temperature of the surface layer remains in basin-average 1°C cooler than the satellite measured temperature. As soon as the stratification erodes, modelled and observed temperatures become closer. Over the Gulf of Lions, realistic coastal responses are obtained under different wind conditions. Upwellings are correctly located and their intensity and spatial extension were here improved by the use of Aladin wind fields (10 km spatial resolution) and the introduction of a drag coefficient fitted according to the stability of the planetary boundary layer. The dispersion of fresh Rhone water discharge

and the mesoscale circulation simulated by MARS-3D also agree with satellite measurements.

Keywords Northwestern Mediterranean Sea · Gulf of Lions · MARS-3D · NOAA/AVHRR

1 Introduction

In the Western Mediterranean Basin, the cyclonic main currents are due on the one hand to the mass intrusion across Gibraltar Strait compensating evaporation losses and on the other hand by wind forcing. This feature is evidenced by the circulation of the relatively fresh Modified Atlantic Water (MAW hereafter) in the upper layers flowing along the continental slopes. In the northern part of the Western Mediterranean Sea (Fig. 1), the MAW circulates eastward up to the Corsica and Sardinia Islands, where it is driven northward along the western Corsican coasts to form the Western Corsica Current (WCC). This latter merges with the Eastern Corsica Current (ECC) in the Ligurian Sea to form the Northern Current (NC). This NC is mainly composed of MAW in surface and Levantine Intermediate Water (LIW from eastern basin) in subsurface. According to several campaigns performed off the French coast (Albérola et al. 1995; Millot 1995), this current displays a seasonal variability, with a maximum flux (1.5–2 Sv down to ~700 dbar) during winter and spring seasons (roughly from December to May). In summer, the NC is relatively wide and shallow, whereas in winter it becomes narrower and deeper and tends to flow closer to the slope. From the Ligurian Sea, it flows along the continental shelf as far as the Channel of Ibiza where it splits in two parts. A first one crosses the strait and reaches the Algerian Basin (Fig. 2) while the main other part re-circulates into the North-Western Basin (called hereafter Northern Basin) to generate the Balearic Front. A branch of the NC can intrude into the Gulf of Lions (GoL) across the eastern boundary under specific

Responsible Editor: Phil Dyke

G. André (✉) · P. Garreau
IFREMER, DEL/AO, BP 70, 29280, Plouzané, France
E-mail: Gael.Andre@ifremer.fr
Tel.: +33-2-98-22-4555
Fax: +33-2-98-22-4359

V. Garnier
Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science (RSMAS),
4600 Rickenbacker Causeway, Miami, FL, 33149-1098, USA

P. Fraunié
LSEET-LEPI, Université du Sud Toulon - Var,
BP 20132, 83957, La Garde, France

Fig. 1 Northern Basin topography (isobaths in the range from 100 to 2,100 m are plotted with a 500 m step), predominant winds and major basins and currents. *X* position of the DYFAMED meteorological buoy

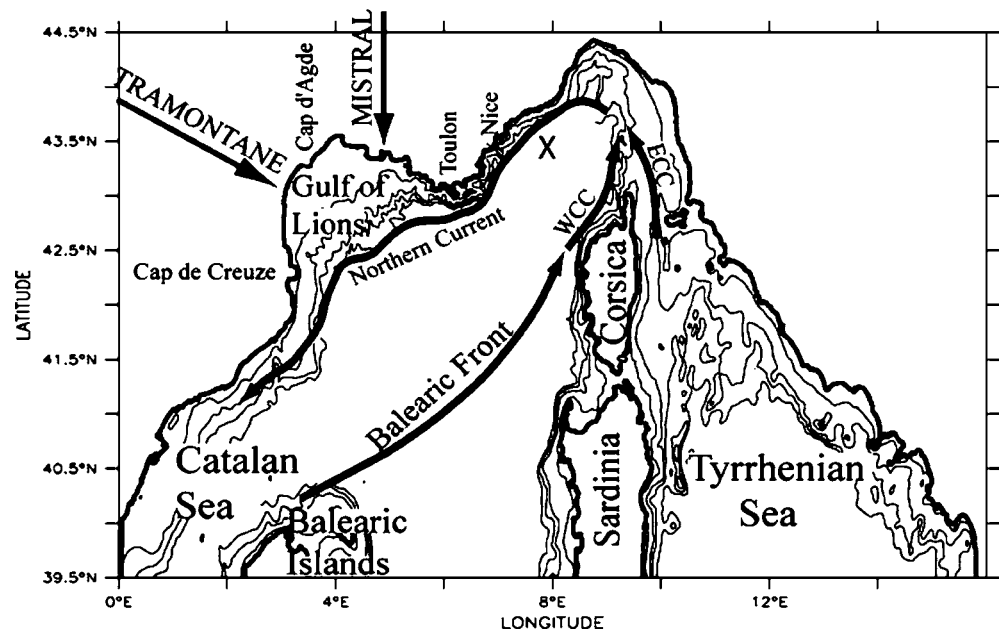
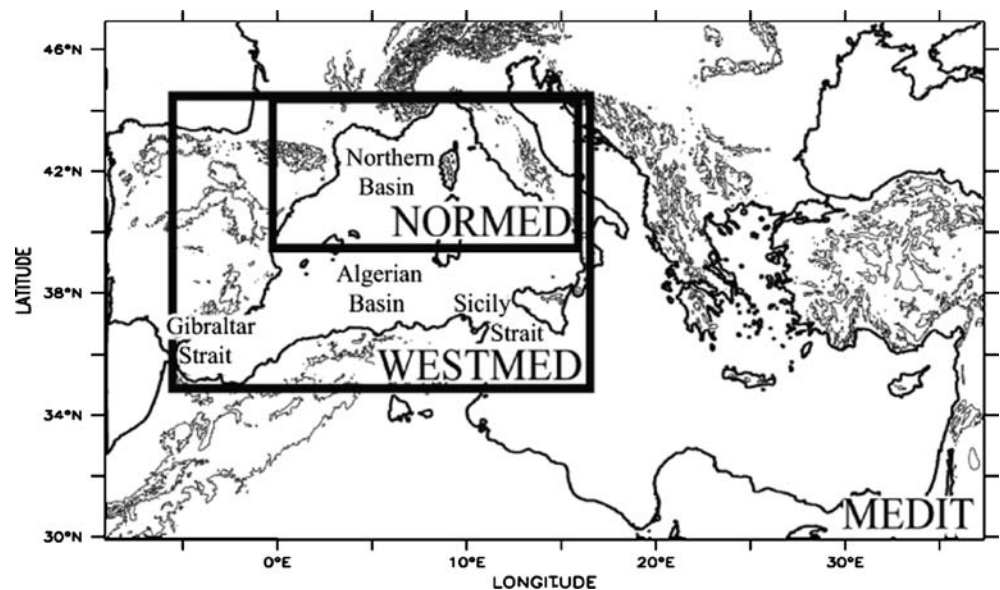


Fig. 2 Extension of nested domains. Mediterranean Sea topography and coverage of MEDIT, WESTMED and NORMED models



shallow stratification and wind conditions (Echevin et al. 2002). Thus, the shelf circulation, mainly driven by the wind and the buoyancy forcing induced by the Rhone River discharges, is also influenced by the large scale forcing of the NC (Estournel et al. 2003). The circulation inside the gulf resulting from non linear interaction between upwellings and density currents is extremely complex, since the wind presents a high frequency variability in the vicinity of the GoL, its intensity and direction being enhanced by the surrounding orography.

Several Ocean General Circulation Models (OGCM) have been used to simulate the whole Mediterranean Sea circulation using either z-coordinates (Crépon et al. 1990; Herbaut et al. 1996), sigma coordinates (Nihoul

1984), isopycnal (Chassignet and Garraffo 2001) or hybrid coordinates. Regional simulations have also been performed over the Northwestern Mediterranean Basin (Madec et al. 1991; Estournel et al. 2003), one of them has been implemented within the Mediterranean ocean forecasting system (Pinaridi et al. 2003). None of these configurations have allowed a simultaneous simulation of large scale and coastal dynamics yet. Furthermore, new projects focus on open-coastal exchanges in the GoL. Since these exchanges result from the interactions between the coastal and the regional circulation, the modelling of such processes requires a realistic simulation of the GoL dynamics, as well as an accurate representation of the NC. The management of such a large range of time-space scales has been achieved using a

chain of nested models, based on the MARS-3D code especially designed for long term modelling (Lazure and Dumas 2005). Its finest configuration (1.2 km spatial resolution) reproduces the whole cyclonic circulation over the Northern Basin including the GoL coastal dynamics. Such a high-resolution model efficiently solves the density processes since the model's spatial grid size is at least three times smaller than the internal Rossby deformation radius (approximately 4 km).

In this first study extending during one full year, we assess the ability of MARS-3D nested models to reproduce the major features of the Northwestern Mediterranean Sea and the GoL circulation, and their variability. In Sect. 2, after a description of the modelling experiment, we analyse the necessary accuracy of the wind fields in comparison with local measurements and the parameterisation of the wind stress forcing. In Sect. 3, we investigate the model behaviour at large scales. For this purpose, we firstly qualitatively compare the computed sea surface temperature (SST) and salinity (SSS) with the MEDATLAS climatologic data obtained from the Mediterranean Data Archaeology and Rescue (MEDAR) project. Secondly, we compare modelled SST to the sea surface temperature derived from the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) satellite sensor at certain dates. Then, we focus, in Sect. 4, on the computed coastal circulation over the GoL, which is strongly dependent on the wind direction in combination with the background circulation. Lastly, results about the time variability of the sea surface circulation are summarized and discussed in the conclusion.

2 Numerical modelling

The modelling of coastal hydrodynamics in the complex Mediterranean microtidal Sea is not a straightforward task. Although local dynamics is mainly driven by local winds and river discharges, it cannot be disconnected from the general circulation. A common way to resolve processes within a large range of time-space scales is to build a chain of nested models. Laugier et al. (1996) showed that such a nesting technique was a very efficient approach to locally solve the primitive equations on a high-resolution grid by greatly improving the accuracy of computed fields, while limiting the required CPU time.

2.1 Model description

Modelling is herein performed using the MARS-3D (3D hydrodynamical Model for Applications at Regional Scale) code developed at IFREMER (Lazure and Dumas 2005). This model is based on the Blumberg and Mellor (1987) ideas. Primitive equations are solved using a 3-D model with free surface, by applying the Boussinesq approximation, hydrostatic equilibrium and

incompressibility and using a mode splitting technique. Equations are discretized in finite differences on a staggered “C” grid as defined by Arakawa and Lamb (1977). A sigma-coordinate vertical transformation, refined near surface and bottom is used. The number of sigma layers is 30. In the MARS model, an original semi-implicit and iterative time-step scheme allows the simultaneous integration of internal and external modes on long time series in a fast and conservative way. This procedure especially avoids bias between the depth integrated water flux of external mode and the depth integration of horizontal fluxes of the internal mode because the iterative method is applied until both fluxes are found to be convergent.

A classical useful consequence of the mode splitting is a time step (Δt) reasonably large because the actual Courant-Friedrichs-Levy (CFL) stability criteria: $u\Delta t/\Delta x \leq 0.7$ is related to the local velocity field instead of the gravity waves velocity. These procedures allow an efficient and accurate fast computation of unsteady flows.

The vertical turbulent diffusion of momentum, heat and salt is computed from an algebraic relation (Pacanovsky and Philander 1981), introducing the Richardson number dependence. A Laplacian-type horizontal viscosity coefficient is computed from Smagorinsky's formulation (Smagorinsky 1963) subjected to lower and upper limits. This dependence of the horizontal turbulent diffusion to the mesh size is necessary to respect the energy balance between the two grids.

Particular attention was paid to the sharpness of density fronts using a TVD scheme (Harten 1983) for heat and salt advection in combination with a second order Quick scheme (Leonard 1979) for momentum advection.

2.2 Nested model configuration

We implemented a chain of three nested MARS-3D models, for which the spatial resolution increases by a factor of about three for each embedding step. The first configuration is a 10-km grid size global model simulating the circulation of the whole Mediterranean Sea and referred to as MEDIT (Fig. 2). This model is initialised from MEDAR/MEDATLAS climatologic data for the month of January (MEDAR/MEDATLAS group 2002). At the western open boundary, located 9°W in the Atlantic Ocean, the sea surface level is considered constant and equal to zero, and the monthly MEDAR temperature and salinity fields are prescribed using an upwind scheme. Therefore, the circulation through the Gibraltar Strait is driven by the evaporation-precipitation budget in the Mediterranean Sea according to the continuity and buoyancy relations. For such a coarse resolution, a relaxation towards monthly MEDAR SST and SSS is recommended to maintain a realistic circulation. After a 1-month diagnostic mode computation, a prognostic 1-year spin-up is performed

using wind data series. An intermediate nested model, WESTMED, that covers the Western Mediterranean Sea with an horizontal grid of 3.8 km, is run in the same way by interpolating climatologic MEDAR/MEDATLAS scalar fields but fixing the MEDIT's interpolated sea surface elevation estimates at open boundaries. After a spin-up, the whole chain of nested models is integrated from October 2000 to the end of 2001, driven by atmospheric fluxes. For this period run, the system is left free: relaxation towards climatologic data is no more applied. The finest grid model (NORMED), simulating the Northern Basin circulation with a 1.2-km grid resolution (Fig. 2), is initialised on October 15th 2000 from WESTMED interpolated outputs. Due to wind conditions, runs are performed using a 300 s time-step for NORMED, 600 s for WESTMED and 1,200 s for MEDIT.

2.3 Open boundaries

Using an Arakawa C-grid allows to prescribe either the pressure gradient field (buoyancy forcing and sea surface elevation) through the momentum equation or the water fluxes through the mass conservation equation. The chain of nested models here performed is a simple one-way off-line embedding method. At the open boundary, the sea surface elevation (η) is simply prescribed, but to allow radiation of perturbations, a contribution of the prognostic interior solution is added—see for detail the flow relaxation scheme (FRS) proposed by Martinsen and Engedahl (1987) and Roed and Cooper (1986)—:

$$\eta(x, t) = \alpha \eta_{\text{prescribed}}(x, t) + (1 - \alpha) \eta_{\text{prognostic}}(x + \Delta x, t - \Delta t) \quad (1)$$

with $\alpha = 0.98$

where x is the location of the boundary and Δx the grid spacing. When this relation is numerically implemented, it can be interpreted as a combination of a relaxation method towards the prescribed sea surface elevation and of a radiation condition. Therefore the relaxation time scale and the phase velocity of the out-going waves derive from the α coefficient. A comparative study of the different open boundary conditions for the barotropic mode, made by Palma and Matano (2000) concluded that this FRS method offers one of the best overall performances.

An upstream condition is applied for temperature and salinity scalar fluxes. This implies that the external fields are advected into the smaller domain only during inflow conditions. Moreover, in a band of ten grid steps, temperature and salinity are relaxed toward the values of the coarser grid model using a constant coefficient (the time relaxation scale is about two days). Moreover, on the same layer, a sponge condition, with an exponential increase of the momentum viscosity coefficients, is applied along the open boundary.

2.4 River outflows

The Rhone River is the main terrestrial discharge in the area of the Northern Basin. Its flux varied in the range of 577–6,646 m³ s⁻¹ during 2001 with an average value of 2,077 m³ s⁻¹. The boundary condition at the river mouth, (pointed on Fig. 1 by the same arrow than the Mistral wind), is prescribed from the daily measurements of the discharge flow at the Baucaire station (few kilometres upstream). Although this discharge is very weak compared to the estimated general circulation flux, with a ratio of about 1/1,000 (Millot 1990), it is an important fresh water input that influences the sea surface dynamics relatively far from the Rhone river mouth (Estournel et al. 2001; Reffray et al. 2004).

2.5 Surface fluxes

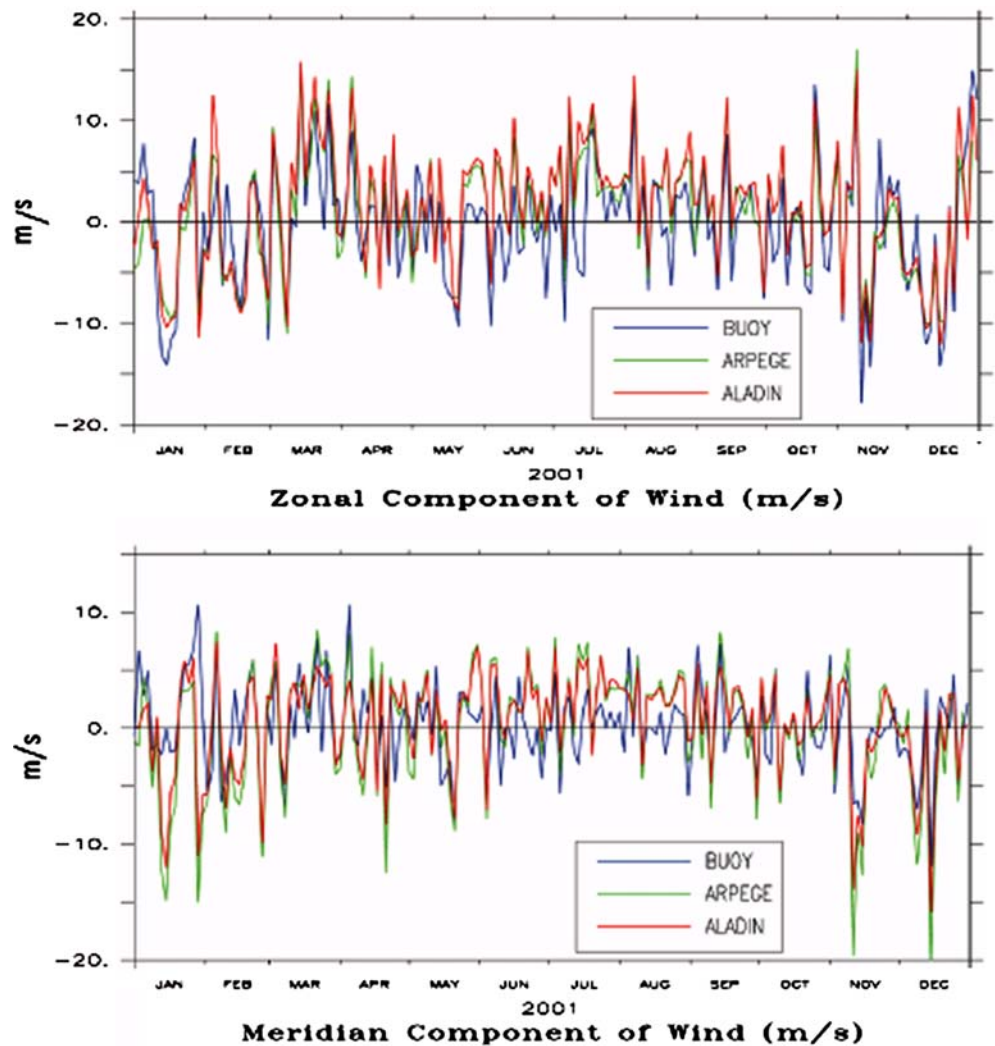
For the modelling of the Western Mediterranean Sea, the accuracy of ocean–atmosphere exchanges is a crucial point. This point has been investigated in details by several authors in many coastal areas (Hsu 1986). The MEDIT global model and the WESTMED intermediate model are forced by atmospheric fluxes interpolated from the Arpège global atmospheric model developed by the French Met-office (Météo-France). Its spatial and time resolutions are 50 km and 6 h, respectively. The finest model NORMED is forced by the Arpège atmospheric fluxes and also by the improved Aladin wind estimates. Aladin is a regional small scale (10 km, 3 h) meteorological model nested—i.e. compatible—in the global Arpège model.

The magnitude of the Arpège and Aladin wind components is compared to the measured winds data at a meteorological buoy located in the Ligurian Sea, at the DYFAMED station (7.8E; 43.4N) (Fig. 1), for the whole year 2001. On Fig. 3 values are 24 h averaged. Magnitude of computed wind fields given at 10 m is obviously higher than the measured ones at the sea surface, however their time series evolution is similar. Correlation coefficients between observed winds and values deduced from meteorological models were equal to 79.5% for Aladin and 78% for Arpège. Aladin and Arpège estimates therefore appear to be close. Since the spatial resolution of Aladin outputs is higher than for Arpège fields, the annual simulation is performed with Aladin wind fields over the NORMED grid, the only area they are available.

2.5.1 Wind influence

Despite a better spatial resolution over the GoL provided by Aladin wind fields, a general tendency of an overestimate of upwellings off the city of Toulon is observed in summer (Fig. 4). This model flaw does not seem to be due to an overestimate of the vertical mixing because there is no evidence of a too strong mixing at other locations especially over sharp continental slopes.

Fig. 3 Time series of wind velocities along the zonal and the meridian direction during the year 2001, at DYFAMED buoy location (7.8E; 43.4N)



Careful examination of wind fields at the location of the DYFAMED buoy reveals that the modelled wind direction and magnitude are sometimes significantly different from measurements, especially during late spring and summer (Fig. 2). The eastward component of the wind is clearly overestimated at the end of May, at the beginning and at the end of June, in mid July and during most of August. Such discrepancies can be partly explained by two factors: (1) the horizontal resolution of Arpège and even Aladin models is not fine enough to resolve small scale patterns such as small eddies, sea breeze, and the orography along the coast, which intensifies and channels the wind over local areas; (2) the hydrological structure of the water masses (SST) is not realistic enough in the meteorological model.

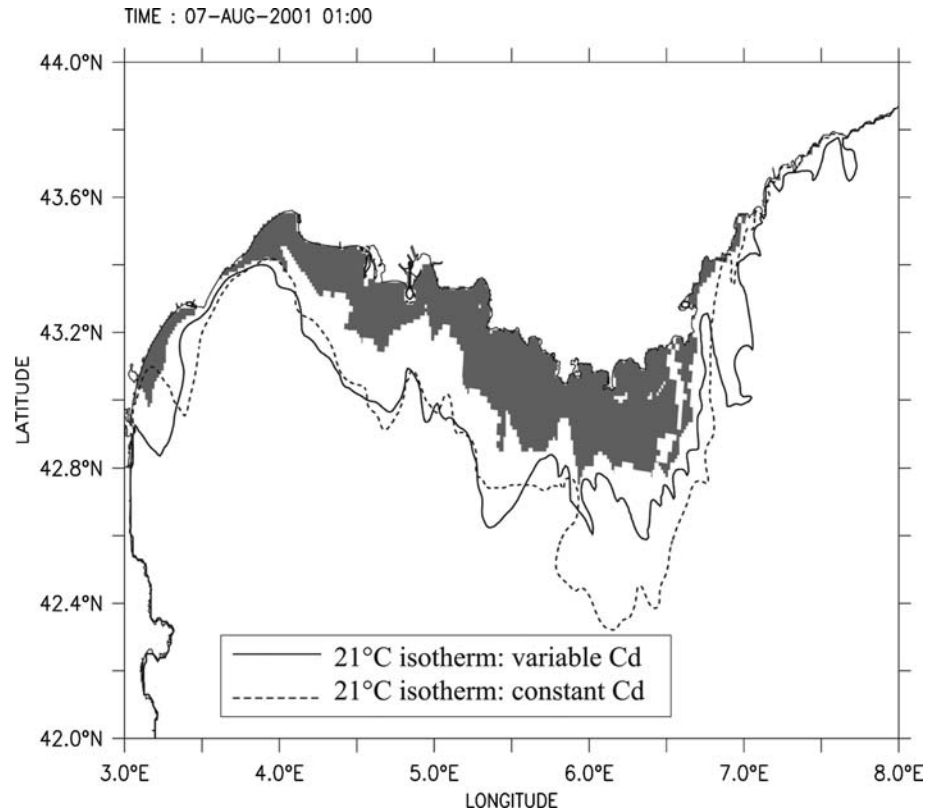
2.5.2 Drag coefficient parameterisation

Upwellings have been the subject of considerable attention, mainly because of their impact on biological oceanography and fisheries. Winds blowing over the sea generate Ekman layers and currents. The depth-averaged currents, called the Ekman drift, form an angle

with the wind, which was found to be 90° to the right in the Northern Hemisphere. So, a wind blowing along the coast, with the coast on the left sets an offshore current in the upper levels compensated by cold and rich in nutrient waters from below (Cushman-Roisin 1994). Moreover, these upwellings can persist several days and are located on specific areas linked to the shape of the coastline in the GoL (Millot 1979).

This section shows that the estimate of the wind stress at the sea surface is very important to accurately compute these upwelling cells. The momentum and heat fluxes at the air–sea interface depend on the turbulent structure of the lower part of the atmosphere, usually called the surface layer of the planetary boundary layer. The momentum transmitted through the sea surface by wind is weighted by a drag coefficient, that can be chosen as constant, or adjusted according to the difference between air and sea surface temperatures, the relative humidity and the wind speed at the standard height of 10 m above the sea level, as proposed by Luyten and De Mulder (1992) for the Coherens model. For moderate winds and stable atmospheric boundary layer, the efficiency of the momentum exchanges is weak. On the

Fig. 4 Upwelling areas along the Gulf of Lions coast on August 7th 2001. Grey surface represents the upwelling measured by satellite AVHRR (temperature lower than 21°C); modelled extension (21°C isotherm) computing with a constant drag coefficient (dashed line), with a variable drag coefficient (full line)



contrary, in case of strong winds and unstable layer, the exchanges are more important. So, the surface stress applied at the sea surface increases with the wind speed and we use a bulk formula to evaluate the turbulence effect on these air–sea momentum exchanges. The surface stress is then obtained using the formula:

$$(\tau_{sx}, \tau_{sy}) = \rho_a Cd |\vec{U}_w| (U_w, V_w) \quad (2)$$

where (U_w, V_w) is the wind vector at a reference height of 10 m, ρ_a the air density and Cd the surface drag coefficient evaluated as a function of wind speed using (Geernaert et al. 1986) and of the stability of the atmospheric layer.

$$10^3 Cd = 0.43 + 0.097 |\vec{U}_w| \quad (3)$$

The magnitude of the drag coefficient is of the primary importance for upwelling simulation. Figure 4 shows the upwelling areas (temperature lower than 21°C) measured by the AVHRR satellite sensor (grey area), the modelled upwelling extent obtained using a constant coefficient $Cd = 1 \times 10^{-3}$ (dashed line) and a variable drag coefficient (full line). We can notice on this figure that the upwelling area is clearly more realistic when a variable drag coefficient is considered to quantify the wind stress. Vertical sections of temperature at 6°E of longitude confirm this tendency. At the surface, the 18°C isotherm shifts from 42°45'N to 42°85'N (Fig. 5) corresponding to a local 40 km motion of the offshore upwelling extent back to the coast. Moreover, the dif-

ference between the AVHRR SST and the modelled SST, on August 7th 2001, averaged over the Northern basin, was reduced using the variable drag coefficient to a value of 1.44°C instead of 2.54°C with a constant drag coefficient.

Therefore, as Luyten and De Mulder (1992) noticed, taking into account the turbulent structure of the air column to estimate the wind stresses allows a better representation of the wind impact on the surface layers: the modelled surface temperatures are closer to the observed temperatures and the upwelling areas are more realistic.

3 Large scales circulation

Due to the large evaporation rates in the Mediterranean Sea, fresher Atlantic water (MAW) enters the Western Mediterranean basin at the surface through the Straits of Gibraltar. Then, MAW circulates cyclonically along the coasts. In the northern part of the Western Mediterranean Sea, this cyclonic circulation is evidenced by the NC that flows southwestwards along the French and Catalan coasts. It originates from North of Corsica Island from the merging, in equal proportions, of the ECC and the WCC (Lacombe and Tchernia 1972) as referred to in Fig. 1. At the surface, the NC is characterised in winter by velocities of magnitude of approximately 50 cm s^{-1} (Astraldi and Gasparini 1995) and by relatively warm waters. Current shows a clear seasonal

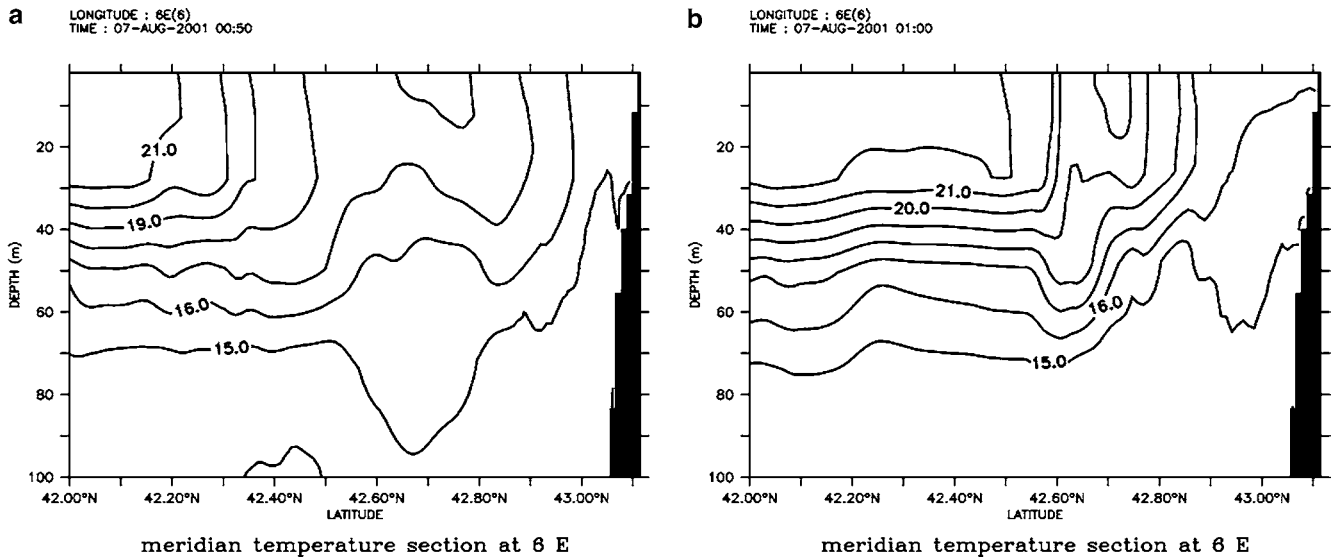


Fig. 5 Meridian temperature section at 6° east, on August 7th 2001. **a** With a constant drag coefficient ($C_d = 1 \times 10^{-3}$). **b** With a drag coefficient parameterisation

variability, with a stronger flux in winter (Béthoux et al. 1988). It is also subject to mesoscale activity, characterised by the formation of meanders (Millot 1990; Flexas et al. 2004).

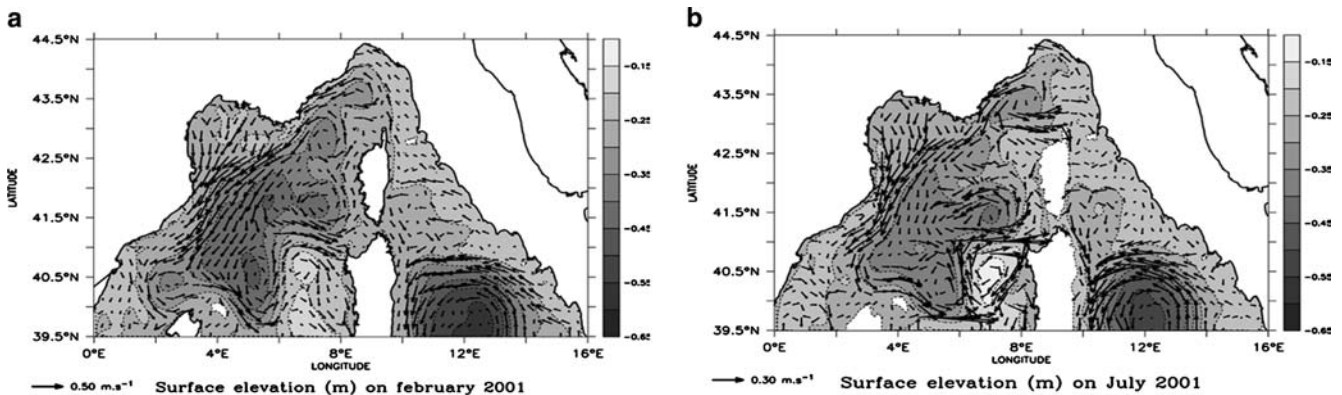
Figure 6 presents the free surface elevation and the surface velocity vectors computed for the months of February and July 2001. The slopes of the sea surface level reflect the geostrophic balance due to the general circulation. Over the Northern Basin, the surface trough is more marked in winter, indicating an intensification of the cyclonic gyre. The corresponding NC mean surface velocities are approximately 0.5 m s^{-1} in February and 0.25 m s^{-1} in July, along the slope of the GoL.

The monthly velocities averaged over 700 m depth taken perpendicular to a transect from Nice to Calvi (for four typical months of the seasonal variability) are plotted on the Fig. 7. This figure confirms a winter and

autumn intensification of the NC. Indeed, in February and November, the integrated velocities reach a maximum of 0.24 m s^{-1} and 0.25 m s^{-1} in the NC vein while it decreases to 0.18 m s^{-1} in May. This picture also reveals that the NC is narrow and close to the coast in winter and autumn, with a width of about 60 km in November. Then it becomes wider with a width of about 85 km in May and moves away from the coast in summer, as noticeable in August. These results agree with observations off the city of Nice that displayed a widening and a removal of the NC from the coast between winter and summer (Sammari et al. 1995; Albérola et al. 1995).

Figure 6 also illustrates the fact that the Northern Basin cyclonic gyre extends over the whole basin in winter (Fig. 6a) while it splits into two parts in summer (Fig. 6b). In summer, to the northwest of Corsica Island, a small cyclonic gyre is completely split from the main gyre that presents a smaller spatial extend in the middle of the Northern Basin. Such a tendency is realistic and will be confirmed by the analysis of the SSTs (Sect. 3.2). Although the cyclonic circulation weakens in summer, the Balearic Front, characterized by strong northeastward velocities to the northwest of the Balearic Islands, is probably not drifted northwards enough in summer.

Fig. 6 Monthly mean modelled surface velocities and sea surface elevation (meters): **a** February 2001, **b** July 2001. (Note the difference in vector scale)



3.1 Comparison with the climatologic MEDATLAS

In order to verify the model behaviour at large scales, monthly-modelled SST and SSS were compared with the MEDAR/MEDATLAS climatologic data (MEDAR/MEDATLAS Group 2002). MEDAR/MEDATLAS atlas provides annual and monthly tracer fields over two grids: a 0.2° grid over the whole Mediterranean Sea and a 0.05° grid over the Northern Basin, to the north of 42°N . To keep the finest available resolution, fields of both grids have been merged, despite some differences in database methodology and results. In Fig. 8, the comparison is displayed for the months of February and July 2001. The mesoscale variability and the sharpness of the fronts are obviously completely smoothed in the climatology. Moreover, the absolute values of SST and SSS obtained by the simulation over the year 2001 cannot be exactly comparable with climatologic statistics. Nevertheless, a good pattern agreement is found between simulated and climatologic fields despite a small shift in the SST average over the Northern Basin. To make comparisons easier, the basin-averaged temperature lag is added to the MEDATLAS fields on Fig. 8.

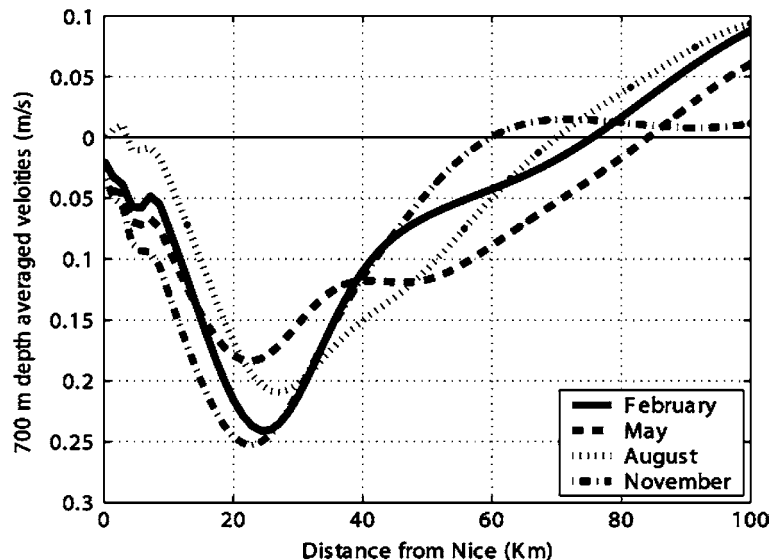
In both computed and climatologic fields, the NC appears as a warm water pattern flowing from the Tyrrhenian Sea through the Corsica Strait, especially in winter (Fig. 8a). The SSS distribution however confirms that the Western Corsica Current is also a component of the NC. The WCC and the ECC merge to the north of the Corsica Island (Fig. 8c, d). In winter, the warm signature of the NC extends far away along the shelf-break delimiting the GoL and also enters the eastern part of the gulf. On the contrary, in summer, coastal upwelling off Toulon (Fig. 1) deflects the NC southwards, at least in the surface layer (Fig. 8b).

In the GoL, the Rhone River plume contributes to the relatively low salinity, and the front separating the

fresh waters from the salty ones is clearly marked in the eastern part of the gulf in all seasons (Fig. 8c, d). Moreover, because of shallow waters, coastal upwellings and intense cooling in winter, temperature is maintained colder over the GoL (Fig. 8a, b) than in the open sea. In winter, the cold and fresh surface waters of the GoL are clearly isolated from the Mediterranean ones (Fig. 8a, c). These shelf waters escape the gulf along its western side, subsequently flowing southwestwards along the Catalan coast. In summer, relatively cold surface waters seem to spread over the Northern Basin (Fig. 8b). Figure 8d also reveals a strong outflow of the relatively fresh shelf waters in the western part of the gulf, which can be explained by the NC weakening which isolated the shelf waters to the sea waters in winter.

Gyres located in the Ligurian Sea and to the north of Corsica Island, characterised by relatively cold and salty waters, are accurately computed especially in summer. Nevertheless, in comparison with the climatologic data, the main difference concerns the weakness of these dense cores (high salinity) in the general cyclonic circulation (Fig. 8c, d). In fact, over the Ligurian Sea, the gradient of SSS between the middle of the gyre and the southern area influenced by the Algerian basin is not strong enough on the modelled fields. Moreover, the Balearic Front between the Balearic Islands and Corsica Island is not located northward enough in summer (Fig. 8b). This discrepancy is also observable on the large-scale model (WESTMED). In addition, the vicinity of the boundary prevents the NORMED model to accurately simulate this Balearic Front motion. An analysis of the nesting approach will be done to investigate its role in the location of this front. Nevertheless, its seasonal variability is partly well simulated especially in terms of temperature. Actually, the modelled temperature (Fig. 8a, b) agrees with the results of Philippe and Harang (1982) who have shown that the thermal Balearic front moves northwards during summer.

Fig. 7 Modelled monthly velocities averaged over 700 m depth taken perpendicular to a transect from Nice to Calvi (Only the first 100 km are drawn)



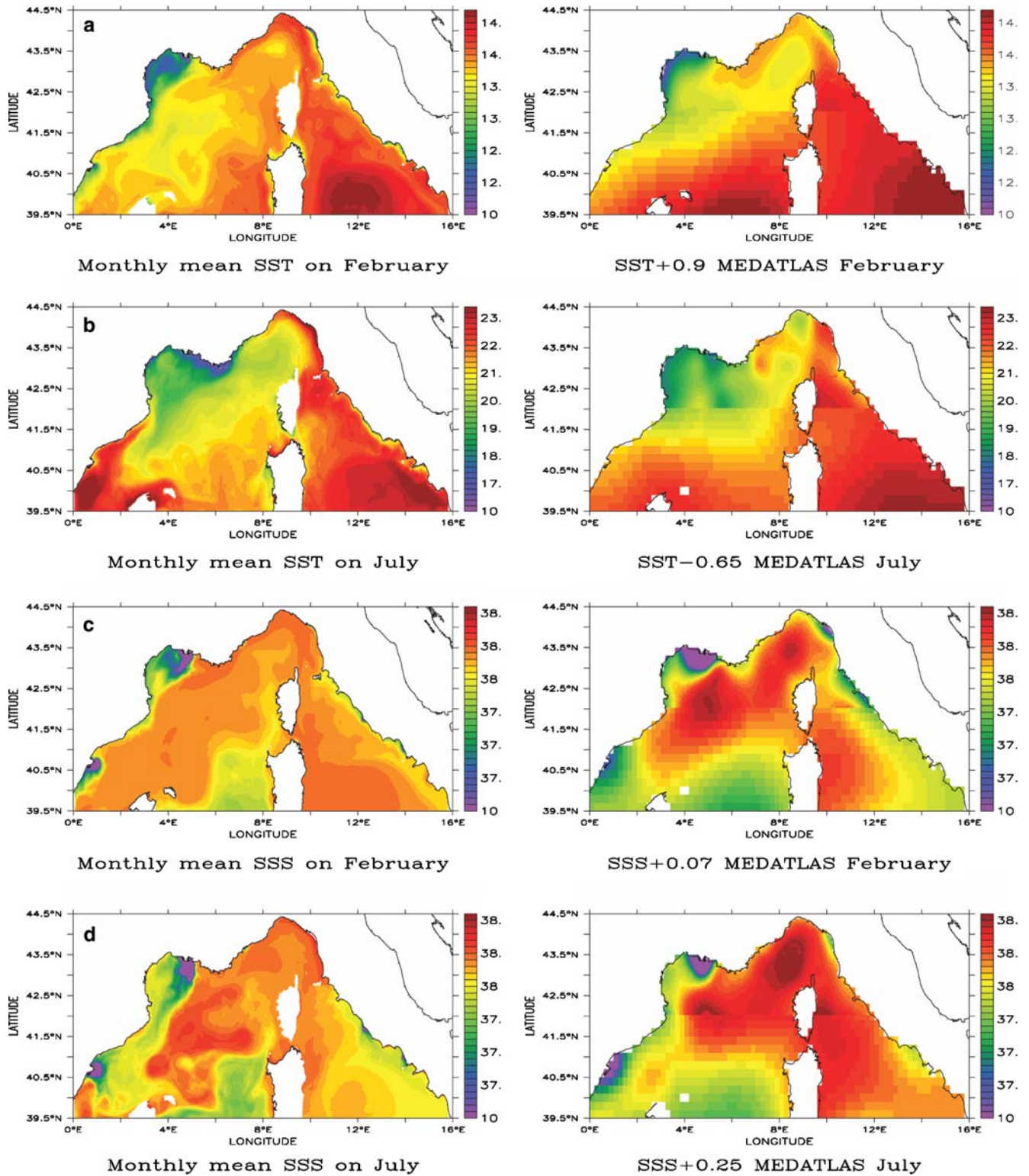


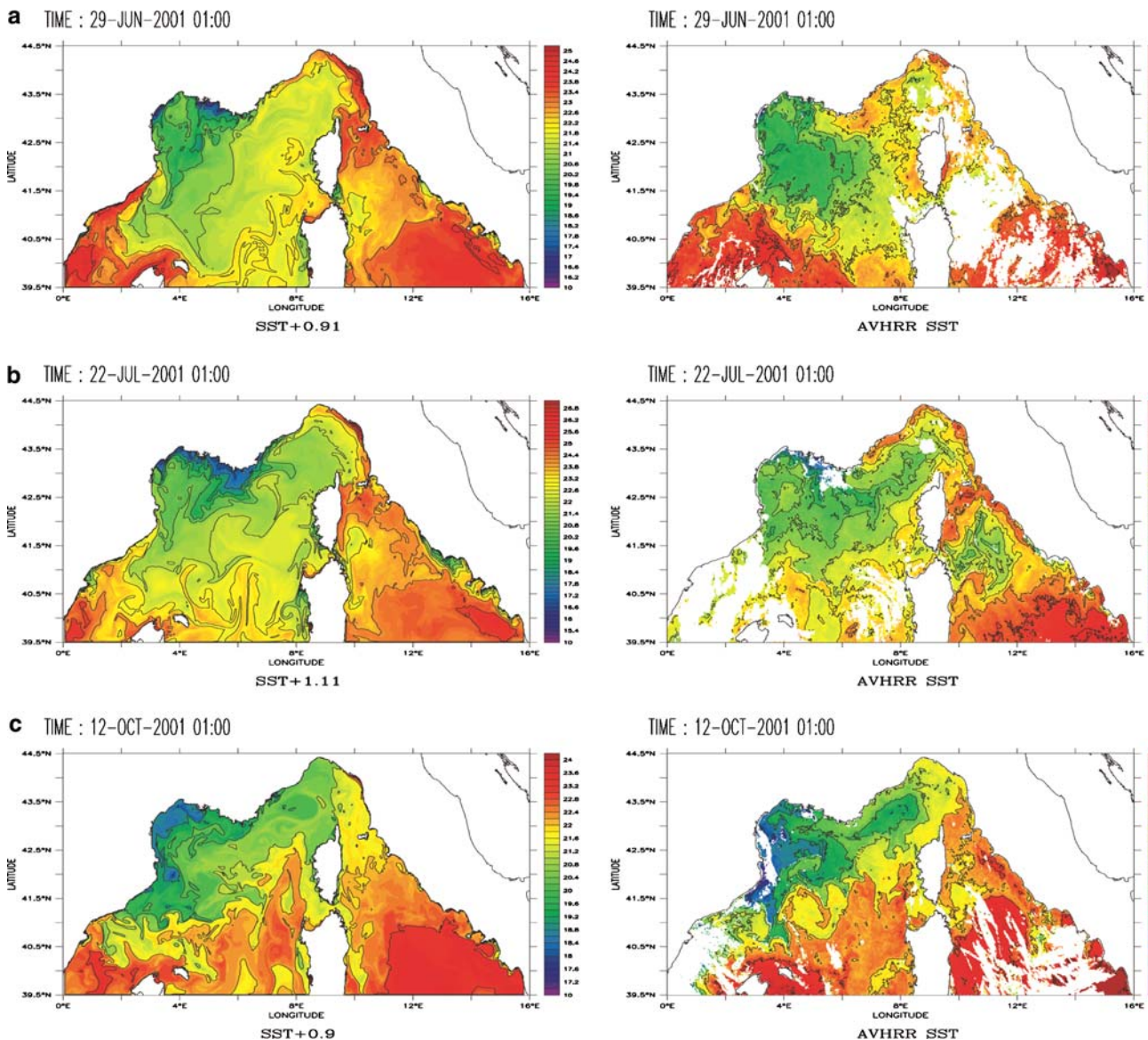
Fig. 8 Comparison of the modelling results and the surface fields issued from the monthly MEDATLAS/MEDAR climatology. **a** Monthly mean modelled SST and SST +0.9°C from MEDATLAS/MEDAR climatology on February 2001. **b** Monthly mean modelled SST and SST -0.65°C from MEDATLAS/MEDAR climatology on July 2001. **c** Monthly mean modelled SSS and SSS +0.07 psu from MEDATLAS/MEDAR climatology on February. **d** Monthly mean modelled SSS and SSS +0.25 psu from MEDATLAS/MEDAR climatology on July

3.2 Comparison with NOAA/AVHRR satellite measurements

To evaluate the accuracy of the SST modelled by MARS-3D, a comparison with daily Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) SST images, during night overpass, was carried out. AVHRR ima-

ges give a synoptic view of the superficial thermal structure in the Northern basin and reflect its time evolution during the year 2001. Comparisons between simulated SST and AVHRR SST are represented in Fig. 9 for three different dates: at the beginning of summer on June 29th 2001, in summer on July 22nd 2001 and in autumn on October 12th 2001. No comparison has been conducted in winter and spring because the AVHRR images were not provided by the CERSAT (Centre ERS d'Archivage et de Traitement) before June 24th 2001.

Fig. 9 Comparison of the modelled SST with the AVHRR surface temperature measurements ($^{\circ}\text{C}$). **a** On Jun 29th 2001. **b** on July 22nd 2001. **c** on October 12th 2001. (Note the lag added for the modelled SST)



3.2.1 Basin averaged surface temperature

The basin averaged modelled SST is too cold by 0.9°C on October 12th and on June 29th (Fig. 9a, 9c) and by 1.11°C on July 22nd (Fig. 9b). The temperature difference between simulated and measured SST may be due to an overestimate of the vertical mixing in the surface layers, to a crude evaluation of surface heat fluxes or to an inaccurate representation of the surface stratification by the model. This latter point seems to be predominant because the modelled SST is a vertical average of temperature over the first sigma level (from a few centimetres to a few meters thick, according to the bathymetry), whereas AVHRR measures the temperature of a very thin surface layer. In summer, the strong surface heating is not correctly resolved by the model and the shift between the observed and the simulated SST is maximum (Fig. 9b). In autumn, the strong surface stratification erodes and the shift in temperature with SST estimates

decreases (Fig. 9c). Then, in winter, the mixed layer is deep and the temperatures are quasi-homogeneous over a few tens of meters. The modelled temperature in the first layer is then very close to the surface measurements (Garnier et al. 2005).

In Fig. 9, the difference between basin-averaged modelled SST and AVHRR SST is added to the model estimates to facilitate the comparison of surface structures marked by the temperature gradients. Global comparison shows that the spatial repartition of the modelled SST agrees with satellite measurements, indicating that most of the dynamics is caught by the fine NORMED resolution modelling. In the next sections, the model's ability to simulate the main well-known circulation features is reviewed.

3.2.2 Cyclonic gyre

The seasonal variability of the cyclonic gyre located over the Northern Basin is correctly simulated as seen from the comparison between AVHRR images and model outputs from June 29th to October 12th (Fig. 9). This gyre is surrounded by the NC to the north, and by the WCC and the Balearic Front to the south. This thermal front is approximately located at 40°N on June 29th and shifts toward the north in early autumn: on October 12th, it is visible at around 41°N and it is oriented from the southwest to the northeast in agreement with AVHRR measurements and previous studies (Philippe and Harang 1982). Figure 9 also confirms that in late summer, the main cyclonic gyre splits in two cores, a small one coming off the main one between Nice and Corsica Island. However, comparisons reveal that the temperature gradients associated with the cyclonic gyre are not strong enough in the simulation. Moreover, even though the thermal fronts are sharper on October 12th, indicating a realistic intensification of the cyclonic circulation, the two separate gyres are too far from each other, thus revealing that the merging of the two gyres is not occurring as it should be in autumn. This modelling lag might be due to the too poor characteristics of the Tyrrhenian Sea water masses modelled by the western Mediterranean model WESTMED. Indeed, in this area, waters are not fresh enough, and then, the induced density circulation is not strong enough, so the temperature gradients and the location of gyres are not correctly modelled.

3.2.3 Mesoscale features

Concerning the mesoscale activity, one can observe that the size of meanders or eddies along the Balearic Front presents the same range of scales as in the observations. On October 12th (Fig. 9c), a mesoscale eddy is visible at 5°E; 41°N. It is about 100 km width from satellite measurements and the size of the modelled meander is comparable. Such eddies result from the growing and pinch of meanders due to instability processes along the frontal zone.

Between Corsica and Sardinia Islands, prevailing westerly winds through the Straits of Bonifacio induce a decreasing of the surface temperature east of the strait in the Tyrrhenian Sea. This cooling is clearly visible on both AVHRR and modelled SST of July 22nd but it is more intense in the observations (Fig. 9b). According to Astraldi and Gasparini (1995) and Marullo et al. (1995), the variability of this cold-water cell is related to the high frequency wind forcing. Hence, the inaccurate modelling of this cell may be due to a too coarse resolution of the wind fields.

4 Circulation over the GoL

In this part, we focus on the GoL circulation. The GoL, located to the South of France, is the most important shelf of the Northwestern Mediterranean Basin. Its mean depth is 100 m (Fig. 1) and its dynamics is strongly dependent on the wind forcing, the buoyancy forcing and the general circulation represented by the NC. From large to small scales, the circulation onto the shelf is driven by the NC, by wind driven up- and downwellings (Millot 1982; Hua and Thomasset 1983), by inertial phenomena (Millot 1990) and by the Rhone river discharges. In this section, we will evaluate the model response to the high variability of winds. The more frequent and intense winds are continental winds, namely the Mistral and the Tramontane (Fig. 1). Their directions are constrained by the orography. The Mistral is a northerly wind channelled by the Rhone river valley, while the Tramontane is a northwesterly wind blowing along the Pyrenees Mountains. Under different favourable large scale atmospheric conditions, these winds can occur independently, or simultaneously, inducing a strong horizontal shear on the sea surface or even merging in a strong homogeneous wind forcing. In summer, they are highly transient in speed with a short lifetime (few days) and they trigger upwelling events that can be easily detected in this season.

Figure 10 shows the comparison of the modelled surface temperature (centre) with AVHRR SST (right) for different wind conditions (left) corresponding to available clear thermography: separate Mistral and Tramontane winds, southwesterly winds and mixed Mistral/Tramontane winds. These winds induce different typical circulation patterns in the GoL. The described circulations are driven in the model by 10 m height wind that was almost constant for several days in the quasi-steady situations of August 29th (Fig. 10b) and September 2nd (Fig. 10c). The first situation is unsteady. Between July 1st and 2nd wind turned from a mixed Mistral and Tramontane condition to a predominant Mistral condition (Fig. 10a).

As on Fig. 9, the basin-averaged temperature lag between AVHRR and simulated SST has been added to the modelled SST. As expected, the shift was found to be maximum on August 29th (3.1°C) and minimum on October 11th (0.69°C) (see Sect. 3.2.1). Disregarding this

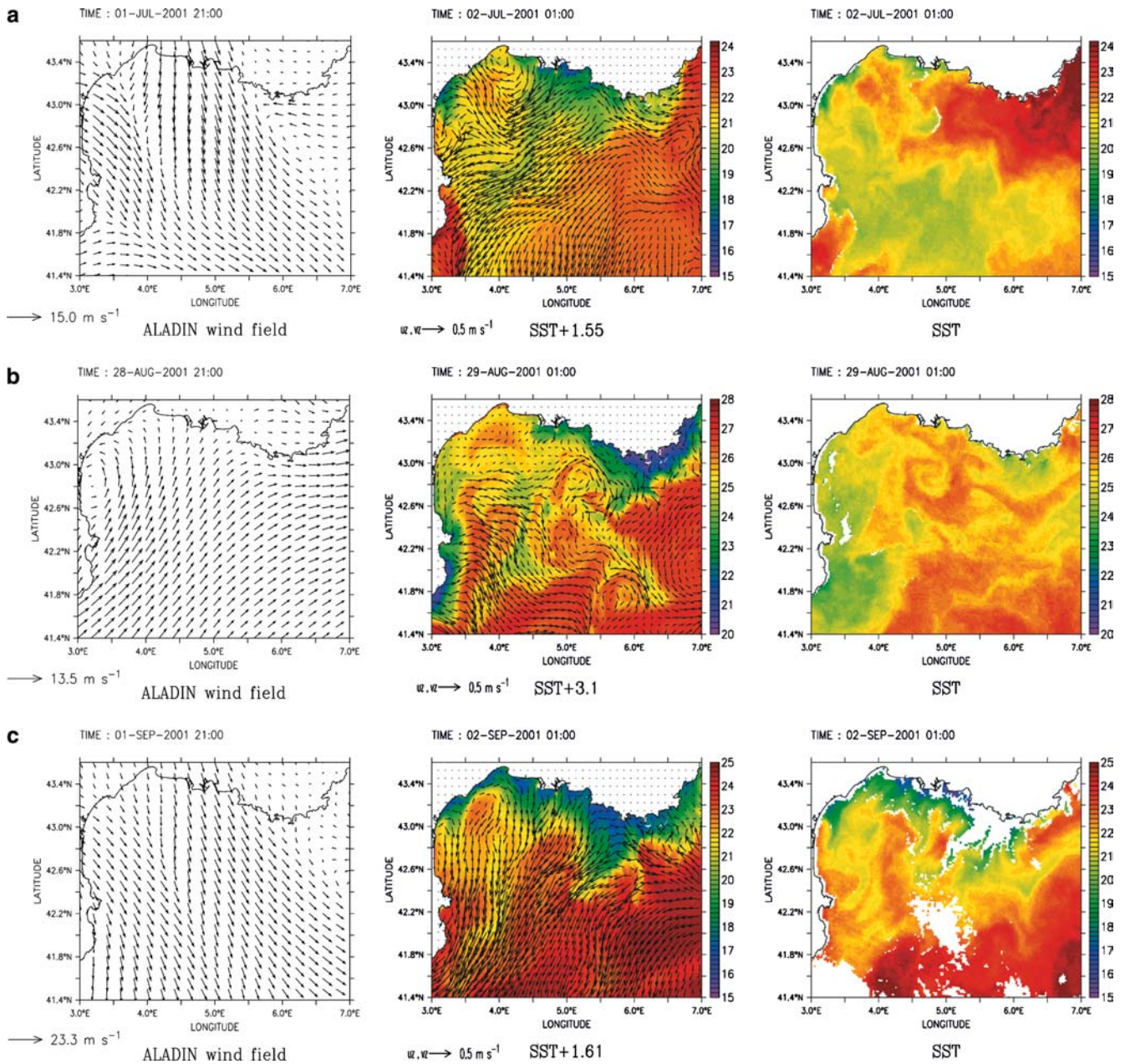


Fig. 10 Comparison of the modelled and the observed SST ($^{\circ}\text{C}$). Modelled SST distribution plus the average temperature difference and surface currents on July 2nd 2001 (a), on August 29th (b), on September 2nd (c). And the corresponding wind fields from Aladin 4 h before. (Note the lag added for the modelled SST)

discrepancy, observations and simulations qualitatively present the same features: the coastal up- and down-wellings, the intrusions of the NC into the shelf and a complex mesoscale variability over the shelf.

4.1 Wind driven upwellings

In case of northerly and northwesterly winds, during dominant Mistral and simultaneous Mistral and Tramontane wind events (Fig. 10a and 10c), the warm

superficial water layer is pushed southwestward by Ekman transport. This motion triggers a vertical pumping of cold water along the northeastern coasts and thus the appearing of upwellings along the northeastern coasts of the GoL (Mistral influence) as well as another upwelling south of Cape d'Agde (Tramontane influence). The upwelling phenomenon displays a very large spatio-temporal variability due to the coastline geometry (Hua 1983; Millot 1990) and to the high variability of winds. By comparing modelled SST with AVHRR measurements in Fig. 10a, 10c, one can observe that upwellings are located in the same areas. The upwelling near Cap d'Agde (see Fig. 1) especially, is accurately reproduced by the model. Actually, under Mistral and Tramontane gusts (Fig. 10c), all of the six well-known upwelling spots between Toulon and Perpignan, listed from mea-

surements by Millot (1979) and Millot and Wald (1980), are also clearly observed in the model outputs (Garnier et al. 2005). The excessive extent of the modelled upwelling off Toulon on July 2nd (Fig. 10a) and August 29th (Fig. 10b) is nevertheless in agreement with the wind forcing. The coarse resolution and the inaccurate intensity of the wind fields (see Sect. 2.5) are responsible of this modelling flaw. On August 29th, the simulated surface circulation and the satellite SST, both show an upwelling along the eastern coast of the GoL, off the city of Toulon (Fig. 10b). These upwellings are the result of southwesterly winds, which blow parallel to the coast.

4.2 Exchange of water

As the NC circulates southwestwards along the shelf break delimiting the GoL, it can act as a barrier and separates the shelf circulation from the regional circulation. However, under specific wind and stratification conditions, surface waters of the NC tend to penetrate onto the shelf at the eastern entrance of the gulf (Millot and Wald 1980; Echevin et al. 2003; Petrenko 2003; Petrenko et al. 2004; Auclair et al. 2003). Indeed, when the stratification is strong with a shallow pycnocline, part of the NC can follow the eastern coast of the gulf and intrudes into the shelf, as Echevin et al. (2003) have shown using analytical and numerical models. Wind forcing also plays a crucial role on the shelf-sea exchanges since the intrusions of the NC at the eastern entrance are generally observed to take place as a relaxation mechanism after a strong Mistral event (Millot and Wald 1980; Garnier et al. 2005) or during weak northeastern wind conditions (Petrenko 2003; Petrenko et al. 2004). Indeed, in Fig. 10a, both the modelled surface velocity vectors and the AVHRR SST show such an intrusion at the eastern entrance of the GoL. Analysis of the wind fields displays a decrease of the upwelling favourable wind stress on July 2nd in the Toulon area. Between July 1st and 2nd, the northwestern wind vanishes along the eastern boundary of the GoL. The relaxation of this upwelling is hence followed by an intrusion of the NC in the eastern limit of the gulf. On the contrary, when the upwelling is well established it prevents the NC to enter the GoL (Fig. 10b, c)

Along the western side of the gulf, outflow induced by a southward coastal jet is the consequence of a spatially homogeneous northerly wind or a Tramontane situation (Estournel et al. 2003). Under Tramontane event, the outflow of coastal waters is compensated by intrusions of slope water in the central part (about 4°E) of the gulf. The intrusion is intensified by the combined effect of the Mistral and Tramontane blowing separately (Fig 10a), via the wind stress curl forcing. Although Estournel's conclusions have been established for winter non-stratified conditions and applied to the depth-average velocities, they are also useful to explain the shelf circulation and the open-coastal water exchanges for summer stratification (Petrenko 2003; Petrenko et al.

2004; Garnier et al. 2005). Such an intrusion of the slope waters is visible on Fig. 10a at around 4°E from the modelled velocities vectors and remote sensed SST, while the main part of the NC follows the continental slope because of vorticity conservation constraints (Mertz and Wright 1992). As in Estournel's study (2003), the wind stress curl induces an anticyclonic eddy circulation in the eastern half of the gulf and a cyclonic gyre in the western part. In the middle of this dipole, slope water is advected toward the coast. On September 1st (Fig. 10 c), the homogeneous strong winds sweep away the surface layer and prevent for the occurrence of shelf eddies and local intrusion.

Under southwesterly wind conditions, intrusions of slope water into the shelf are also clearly visible (Fig. 10b). These intrusions are linked to an anticyclonic gyre in the eastern part of the gulf disconnecting from the NC by an entrainment effect. At around 5°E of longitude, this simulated eddy is confirmed by AVHRR data, with a realistic location and size (~60 km diameter). The generation of this large eddy could result from the instability of the NC detached to the east by the upwelling circulation off Toulon.

5 Conclusions

This study assesses the ability of the unsteady MARS-3D sea circulation model to reproduce the regional and coastal circulation over the Northwestern Mediterranean Basin (called Northern Basin) and the GoL, at seasonal and coastal time scales, this latter being mainly driven by winds and river discharge at a scale of a few days. To simulate the Northern Basin circulation, three models have been nested: a global model over the Mediterranean Sea, a regional one over the Western Mediterranean Sea and a last one that extends north of 39.5°N of latitude from Spain to Italy coasts. This finest configuration (NORMED) uses a 1.2 km horizontal grid and 30 vertical sigma-levels. A 1-year run has been performed during the year 2001, driven by Arpège atmospheric fluxes. However, since the dynamics is extremely dependent on the wind forcing, higher resolution Aladin wind fields replace Arpège ones over the Northern Basin. Moreover, to get a better representation of the wind impact in the upper layers, the drag coefficient is parameterised according to an estimation of the turbulent structure of the air column as in Luyten and De Mulder (1992).

These two improvements contribute to a better modelled coastal dynamics. First, the overestimate of the upwelling effect is clearly reduced especially off Toulon. It is however not completely cancelled because of the lack of wind accuracy in this location, due to a too coarse spatial resolution and also because the local orography is not accurately taken into account in the atmospheric model. Secondly, these two improvements allow a better estimate of the SSTs with results in better agreement with the climatologic MEDAR/MEDATLAS

estimates and daily AVHRR measurements. Averaged over the Northern Basin, the modelled sea surface temperatures correspond to the ones observed in winter. However in summer, a lag with observations of about 1°C is found. The underestimate of the simulated SST can be explained by the fact that the surface temperature is actually an average of temperatures over the upper layer (from a few centimetres to a few meters thick) while AVHRR measurements reflect the real surface temperature, which correspond to the top of the surface mixed layer in summer. As soon as the surface stratification weakens, the values of the modelled and the measured SST become closer.

Disregarding the summer temperature lag related to the vertical resolution in the model, a good pattern agreement is found between simulated surface results and observations, at large scales. The seasonal variability of the circulation, described by a large scale cyclonic gyre over the Northern Basin, is accurately modelled. In winter, the circulation is narrow and intense because of winter convection. In summer, the circulation weakens and splits into two parts, with a main gyre in the middle of the Northern Basin and a smaller one to the north of the Corsica Island. In the southern part, the general circulation is limited by the Balearic Front joining the Balearic Islands to the Corsica Island. This study reveals that this thermal front is located further to the south in winter than in summer, although the northward drift is probably restricted due to the WESTMED coarse grid, and locked by the nesting conditions in this location. At the beginning of autumn, the circulation intensifies inducing the merging of the two cyclonic gyres, and the thermal Balearic front is oriented southwest–northeast in agreement with observations. According to the seasonal changes of the cyclonic gyre, the NC, off Nice, is narrower and stronger in winter and becomes wider and weaker in summer. Lastly, at mesoscale, the meanders and the eddies formed on the NC edges and along the Balearic Front are noticeable both on the modelled fields and AVHRR measurements. Thus, most of the large scale and mesoscale dynamics is caught by the fine resolution modelling: most of the hydrodynamics and the circulation features, observed by the AVHRR satellite sensor and extracted from the climatology, are reproduced by the MARS-3D model.

At smaller scales, the model's capability to reproduce the coastal dynamics has been assessed over the GoL from a detailed analysis of the modelled SST in comparison with AVHRR satellite measurements. Using a 1.2-km spatial resolution, MARS-3D reproduces the main coastal features noticeable on the satellite observations. First, coastal upwellings are accurately simulated in the well-known spots and the associated coastal circulation looks realistic. Only the upwelling off Toulon is too intense and extends too far away. This is the main flaw of the simulation, probably due to inaccurate wind fields. Secondly, under favourable wind conditions, the intrusion of the NC onto the GoL is correctly repro-

duced at the eastern entrance of the gulf. Furthermore, the combined effect of the Mistral and Tramontane winds generates an intrusion of slope water into the central part of the shelf between two counterrotative gyres.

In near future, the possible nesting of the finest MARS-3D configuration with an operational ocean global model like MERCATOR or MFSPP (Mediterranean ocean Forecasting System Pilot Project) will be a way to improve results since such models, constrained by data assimilation, will provide more realistic initial and boundary conditions. Analysis of the influence of the nesting approach should also bring improvements that could lead to a more accurate fresh water flow from the Algerian basin and a more realistic latitudinal shift of the Balearic front. Nesting with operational models should also improve the circulation in the Tyrrhenian Sea and consequently the simulation of the WCC and the NC. Moreover, future experiments driven with more accurate wind stresses should also improve the surface circulation modelling.

Acknowledgements We acknowledge the Provence-Alpe-Côte d'Azur Region and the CNRS-INSU through the PNEC and PATOM national programs for their financial support. Data have been obtained from the Goddard Earth Sciences Distributed Active Centre under the auspices of the National Aeronautics and Space Administration. Sea Surface Temperature data have been produced by SAF (Satellite Application Facility) of EUMETSTAT/Meteo-France and provided by Francis Gohin, through the CERSAT internet satellite images browser. The Authors thanks Francis Gohin and all the satellite data providers for making data available to the scientific community.

References

- Albérola C, Millot C, Font J (1995) On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean Sea. *Ocean Acta* 18(2):163–192
- Arakawa A, Lamb VR (1977) Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Meth Comput Phys* 17:173–265
- Astraldi M, Gasparini GP (1995) The seasonal characteristics of the circulation in the Tyrrhenian Sea. In: La Violette PE (ed) *Seasonal and interannual variability of the Western Mediterranean Sea*, American Geophysical Union, pp 115–134
- Auclair F, Marsaleix P, De Mey P (2003) Space–time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the Gulf of Lions. *Dyn Atm Ocean* 36:309–346
- Béthoux JP (1980) Mean water fluxes across sections in the Mediterranean Sea, evaluated on the basis of water and salt budgets and observed salinities. *Ocean Acta* 3:79–88
- Béthoux JP, Prieur L, Nyffeler F (1982) The water circulation in the North-western Mediterranean Sea, its relations with wind and atmospheric pressure. *Hydrodynamics of semi-enclosed seas*, Jacques CJ Nihoul (ed), Elsevier oceanography series, pp 129–142
- Béthoux JP, Prieur L, Bong JH (1988) Le Courant Ligure au large de Nice. *Oceanol Acta* 9:56–67
- Blumberg AF, Mellor GL (1987) A description of a three dimensional coastal circulation model. In: Heap NS (ed) *Three dimensional coastal ocean models*, Coastal and Estuarine Sciences 4. American Geophysical Union, Washington DC, pp 1–16

- Chassignet EP, Garraffo ZD (2001) Viscosity parameterization and the Gulf Stream separation. In: Muller P, Henderson D (eds) "From stirring to mixing in a stratified Ocean". Proceedings 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop. U. of Hawaii. January 15–19, 2001, pp 37–41
- Crépon M, Madec G, Chartier M, Delecluse P (1990) Numerical modeling of the Western Mediterranean. Report, 44 pp
- Cushman-Roisin B (1994) Introduction to Geophysical Fluid Dynamics
- Echevin V, Crépon M, Mortier L (2002) Interaction of a coastal current with a gulf: application to the shelf circulation of the Gulf of Lions in the Mediterranean Sea. *J Phys Oceanogr* 33:188–206
- Estournel C, Broche P, Marsaleix P, Devenon JL, Auclair F, Vehil R (2001) The Rhône river plume in unsteady conditions: numerical and experimental results. *Estuar Coast Shelf Sci* 53:25–38
- Estournel C, Durrieu de Madron X, Marsaleix P, Auclair F, Juliand C, Vehil R (2003) Observation and modelling of the coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by continental orography (FETCH experiment). *J Geophys Res* 108(C3):8059
- Fieux M (1974) Formation d'eau dense sur le plateau continental du Golfe du Lion. Processus de formation des eaux profondes. *Colloques Internationaux du CNRS* 215:165–174
- Flexas MM, Van Heijst GLF, Jorda G, Sanchez-Arcilla (2004) Numerical simulation of barotropic jets over a sloping bottom: comparison to a laboratory model of the Northern Current. *J Geophys Res* 109:C12039
- Garnier V, Garreau P, André G (2005) Toward a realistic modeling of the Northern Current and the circulation features in the Gulf of Lions. *J Mar Sys* (submitted)
- Harten A (1983) High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J Comput Phys* 49:357–393
- Herbaut C, Mortier L, Crepon M (1996) A sensitivity study of the general circulation of the Western Mediterranean Sea. Part 1: The response to density forcing through the straits. *J Phys Oceanogr* 26(1):65–84
- Hsu SA (1986) Correction of land-based wind data for offshore applications: a further evaluation. *J Phys Oceanogr* 16:390–394
- Hua B, Thomasset F (1983) A numerical study of the effects of coastline geometry on wind-induced upwelling in the Gulf of Lions. *J Phys Oceanogr* 13:678–694
- Lacombe H, Tchernia P (1972) Caractères hydrologiques et circulation des eaux en Méditerranée. In: Stanley DJ (ed) *The Mediterranean Sea*. Dowden Hutchinson and Ross, Strousberg, pp 25–36
- Laugier M, Angot P, Mortier L (1996) Nested grid methods for an ocean model: a comparative study. *Int J Num Meth in Fluids* 23(11):1163–1195
- La Violette PE (1995) Overview of the major forcings and water masses of the Western Mediterranean Sea. In: La Violette PE (ed) *Seasonal and interannual variability of the Western Mediterranean Sea*. American Geophysical Union, pp 1–13
- Lazure P, Dumas F (2005) A 3D hydrodynamical model for applications at the regional scale (MARS-3D): application to the bay of Biscay. *Ocean Mod* (submitted)
- Leonard BP (1979) A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Comp Meth Appl Mech Eng* 19:59–98
- Luyten P, De Mulder T (1992) A module representing surface fluxes of momentum and heat, MUMM's technical report #9, 30 pp
- Marullo S, Santoleri R, Bignami F (1995) The surface characteristics of the Tyrrhenian Sea : historical satellite data analysis. In: La Violette PE (ed) *Seasonal and interannual variability of the Western Mediterranean Sea*. American Geophysical Union, pp 135–154
- Madec G, Chartier M, Delecluse P, Crépon M (1991) A three dimensional numerical study of deep-water formulation in the Northwestern Mediterranean Sea. *J Phys Oceanogr* 21:1349–1371
- Martinsen EA, Engedahl H (1987) Implementation and testing of a lateral boundary scheme as an open boundary condition in a barotropic ocean model. *Coastal Eng* 11:603–627
- MEDAR/MEDATLAS Group (2002) MEDAR/MEDATLAS 2002 Database, Cruise inventory, observed and analysed data of temperature and bio-chemical parameters (4 Cdrom)
- Mertz G, Wright DG (1992) Interpretations of the JEBAR term. *J Phys Oceanogr* 22:301–305
- Millot C (1979) Wind induced upwellings in the Gulf of Lions. *Ocean Acta* 2(3):261–274
- Millot C, Wald L (1980) The effect of Mistral wind on the Ligurian current near Provence. *Ocean Acta* 3:399–402
- Millot C (1982) Analysis of upwelling in the Gulf of Lion. In: Nihoul (ed) *Hydrodynamics of semi-enclosed Seas*
- Millot C (1990) The Gulfe of Lions' hydrodynamics. *Cont Shelf Res* 10:885–894
- Millot C (1995) PRIMO-0 and related experiments. *Oceanol Acta* 18(2):137–138
- Nihoul JCJ (1984) A three-dimensional general marine circulation model in a remote sensing perspective. Application to the Adriatic Sea. *Ann Geophys* 2(4):433–442
- Ovchinnikov IM (1966) Circulation in the surface and intermediate layers of the Mediterranean. *Oceanology* 6(1):48–58
- Pacanovsky RC, Philander SGH (1981) Parameterization of the vertical mixing in the numerical models of tropical oceans. *J Phys Oceanogr* 11:1443–1451
- Palma ED, Matano RP (2000) On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model: the barotropic mode. *J Geophys Res* 103(C1):1319–1341
- Petrenko AA (2003) Variability of the circulation dans le golfe du lion NW Mediterranean Sea. Importance of inertial currents. *Ocean Acta* 26:323–338
- Petrenko AA, Leredde Y, Marsaleix P (2005) Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea: in situ and modelling data. *Cont Shelf Res* 25(1):7–27
- Philippe M, Harang L (1982) Surface temperature fronts in the Mediterranean Sea from infrared satellite imagery. In: Jacques CJ Nihoul (ed) *Hydrodynamics of semi-enclosed seas*. Elsevier oceanography series, pp 91–128
- Pinardi N, Allen I, Demirov E, De Mey P, Korres G, Lascaratos A, Le Traon PY, Maillard C, Mazella G, Tziavos C (2003) The Mediterranean ocean forecasting system: first phase of implementation (1998–2001). *Annales Geophys* 21:1–18
- Reffray G, Fraunié P, Marsaleix P (2004) Secondary flows induced by wind forcing in the Rhone region of freshwater influence. *Ocean Dyn* 54(2):179–196
- Roed LP, Cooper C (1987) A study of various open boundary conditions for wind-forced barotropic numerical ocean models. In: Nihoul JCJ, Jamart BN (eds) *Three-dimensional Models of Marine and Estuarine Dynamics*. Elsevier, Amsterdam
- Sammari C, Millot C, Prieur L (1995) Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current in the western Mediterranean Sea inferred from the PROIG-2 and PROS-6 experiments. *Deep-Sea Res* 42(6):893–917
- Smagorinsky J (1963) General circulation experiments with the primitive equation. I. The basic experiment. *Monthly Weather Review* 111:99–165

Annexe B

Images SeaWiFs de Chlorophylle sur l'année 2001

B.1 Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

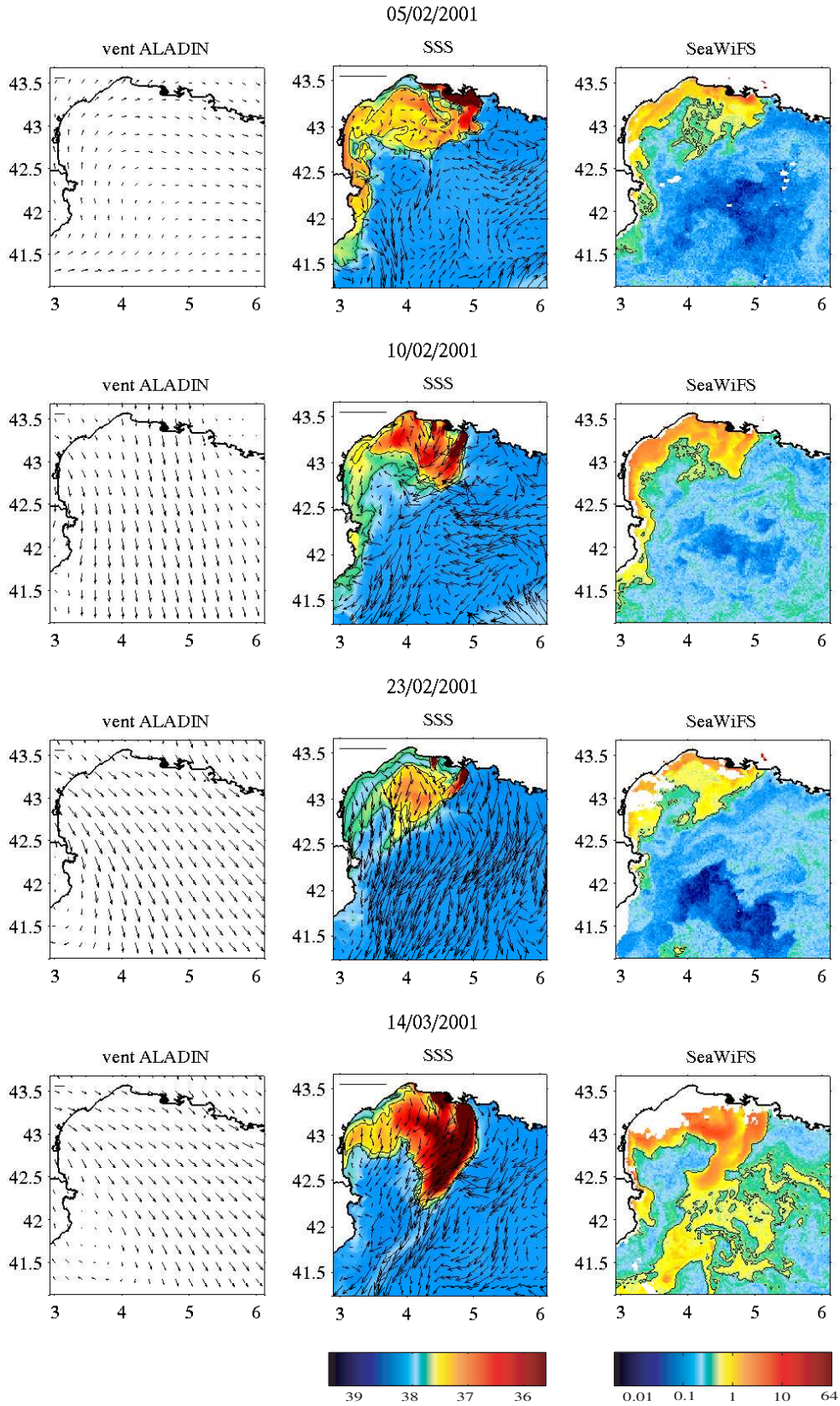


FIG. B.1 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

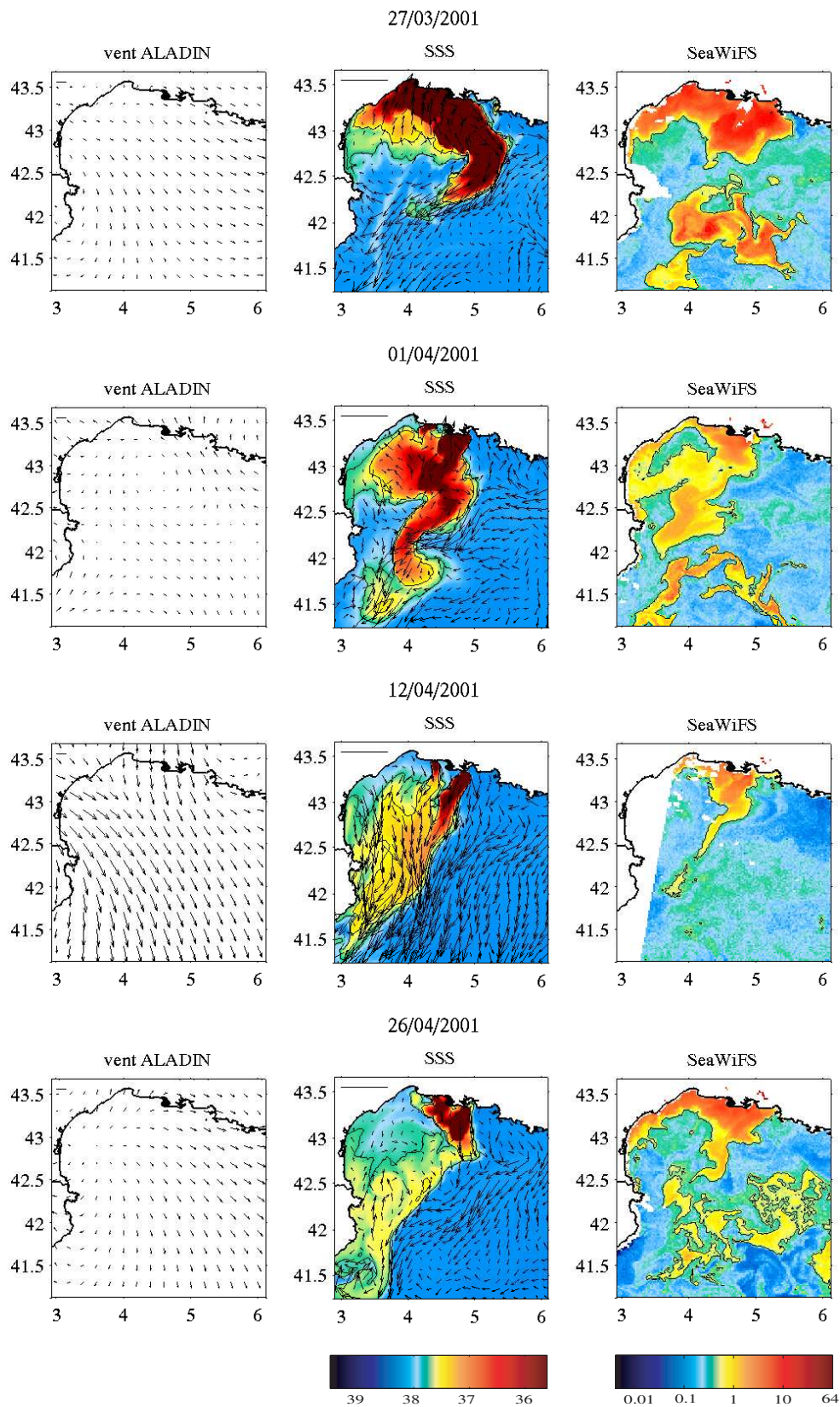


FIG. B.2 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg.m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

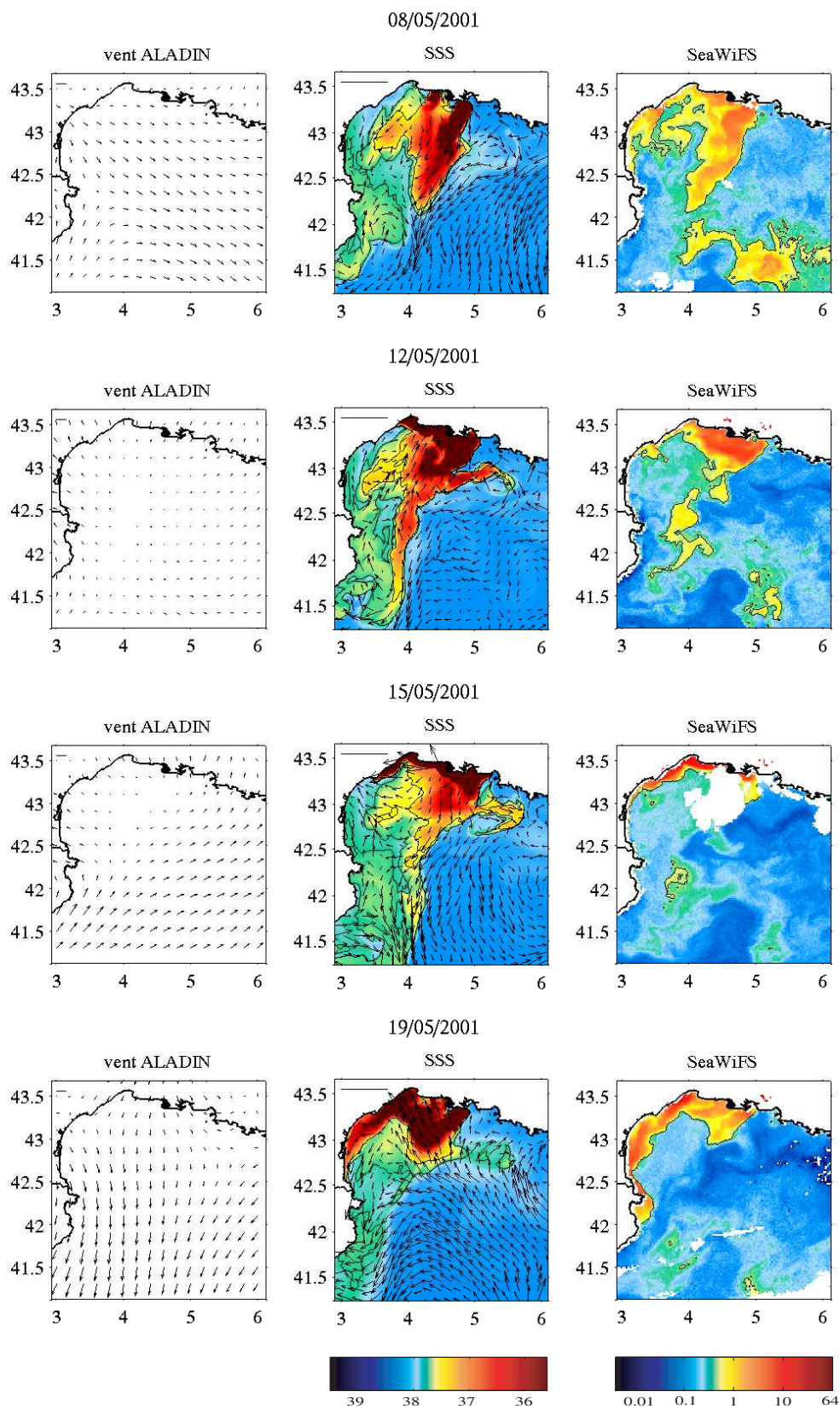


FIG. B.3 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

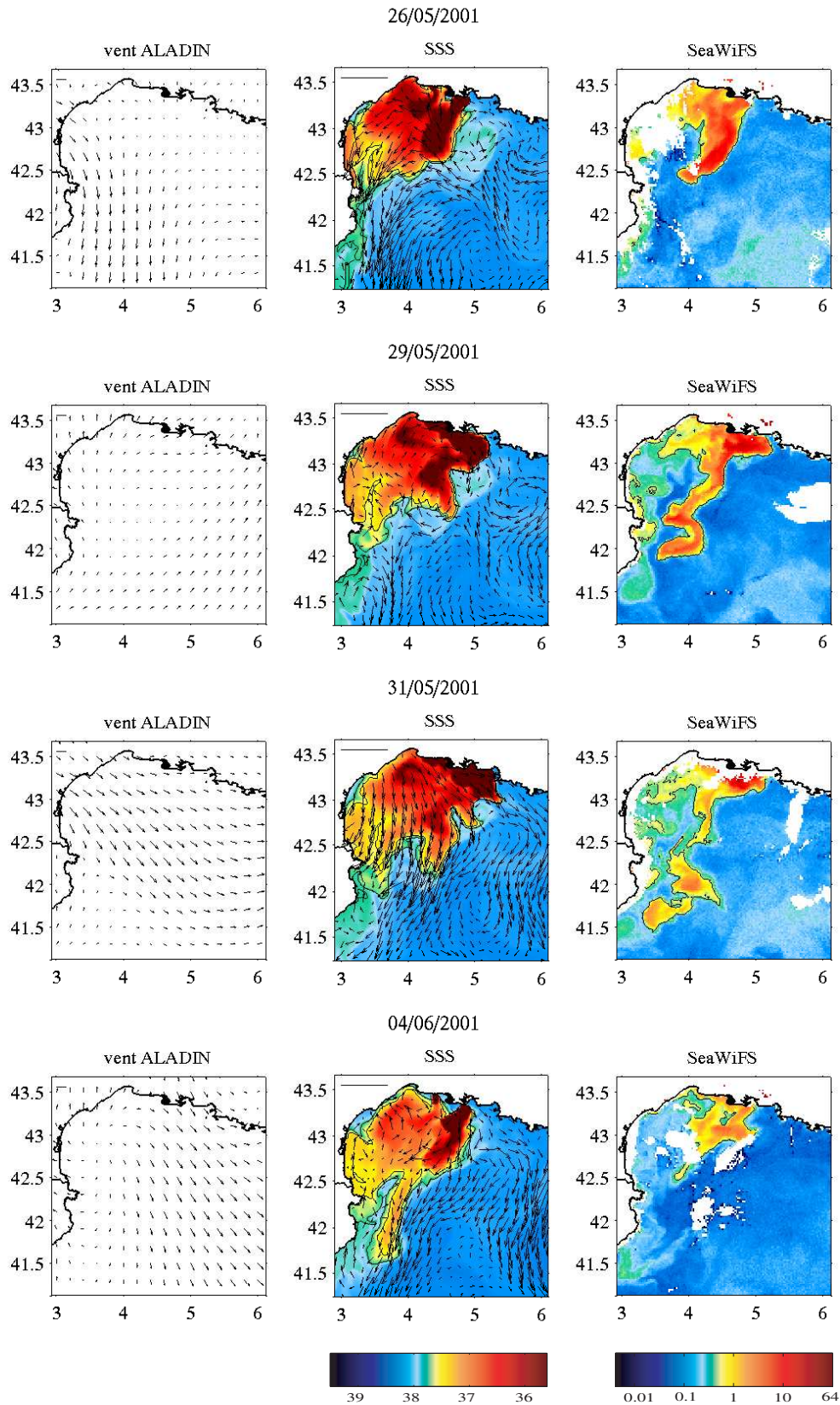


FIG. B.4 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

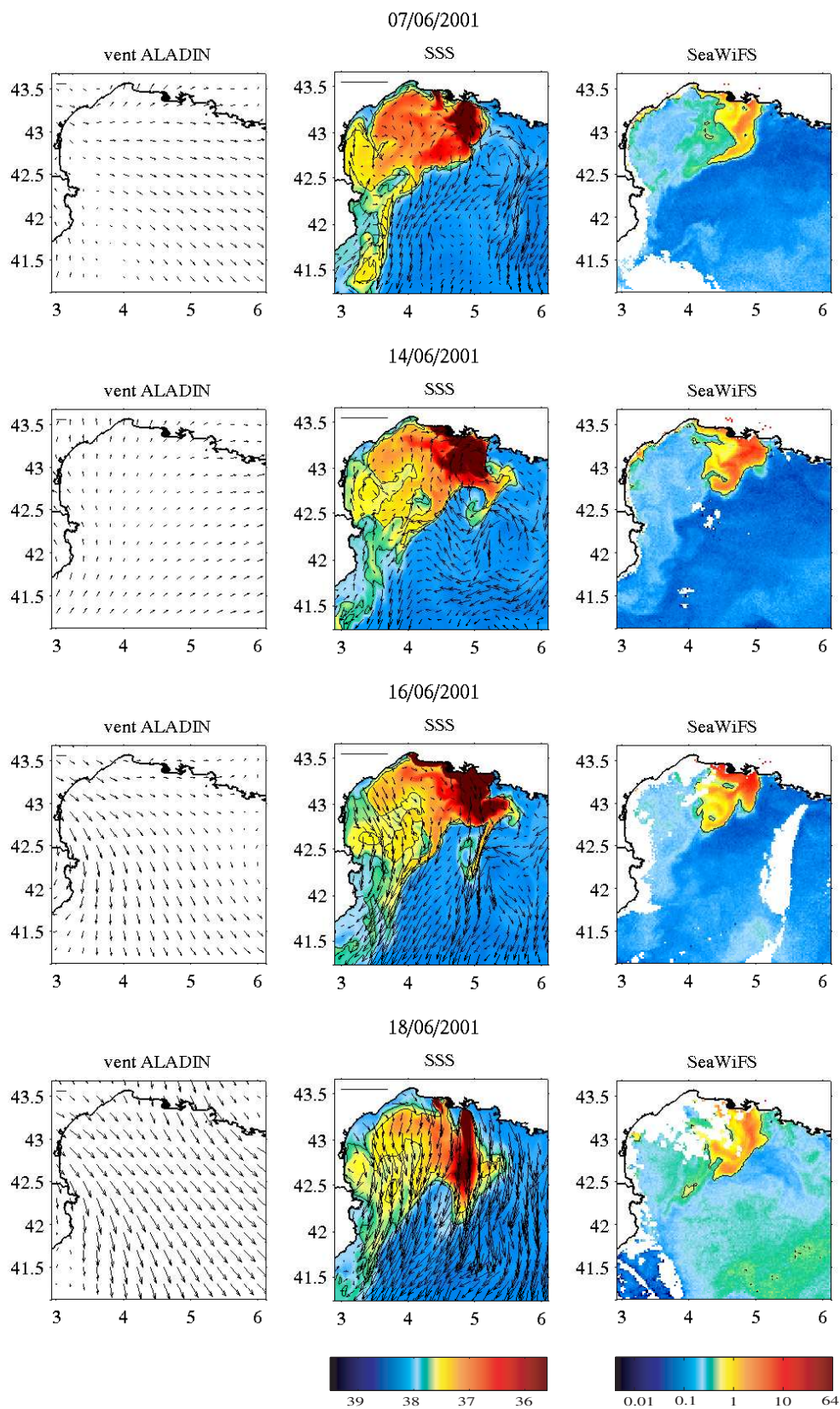


FIG. B.5 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

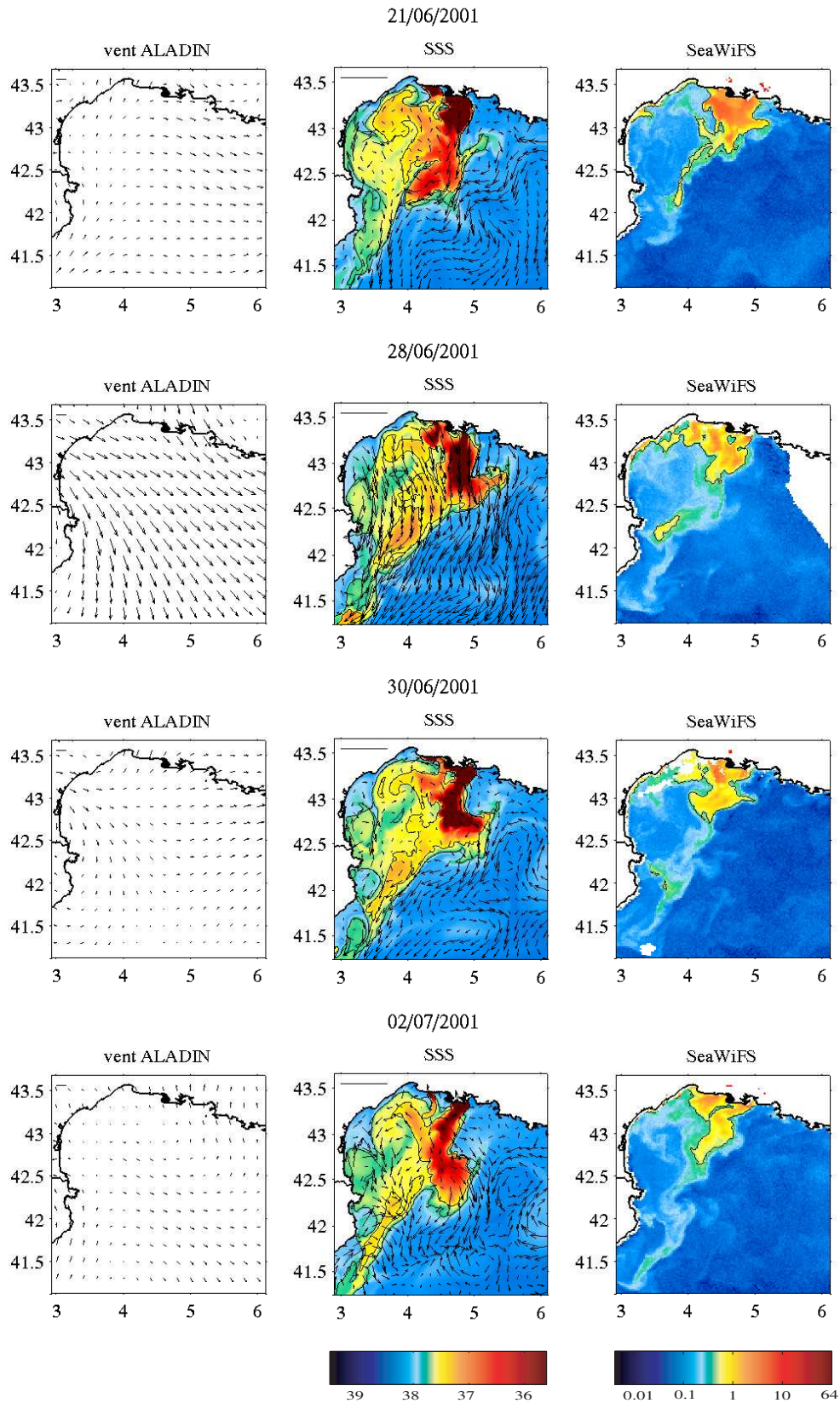


FIG. B.6 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

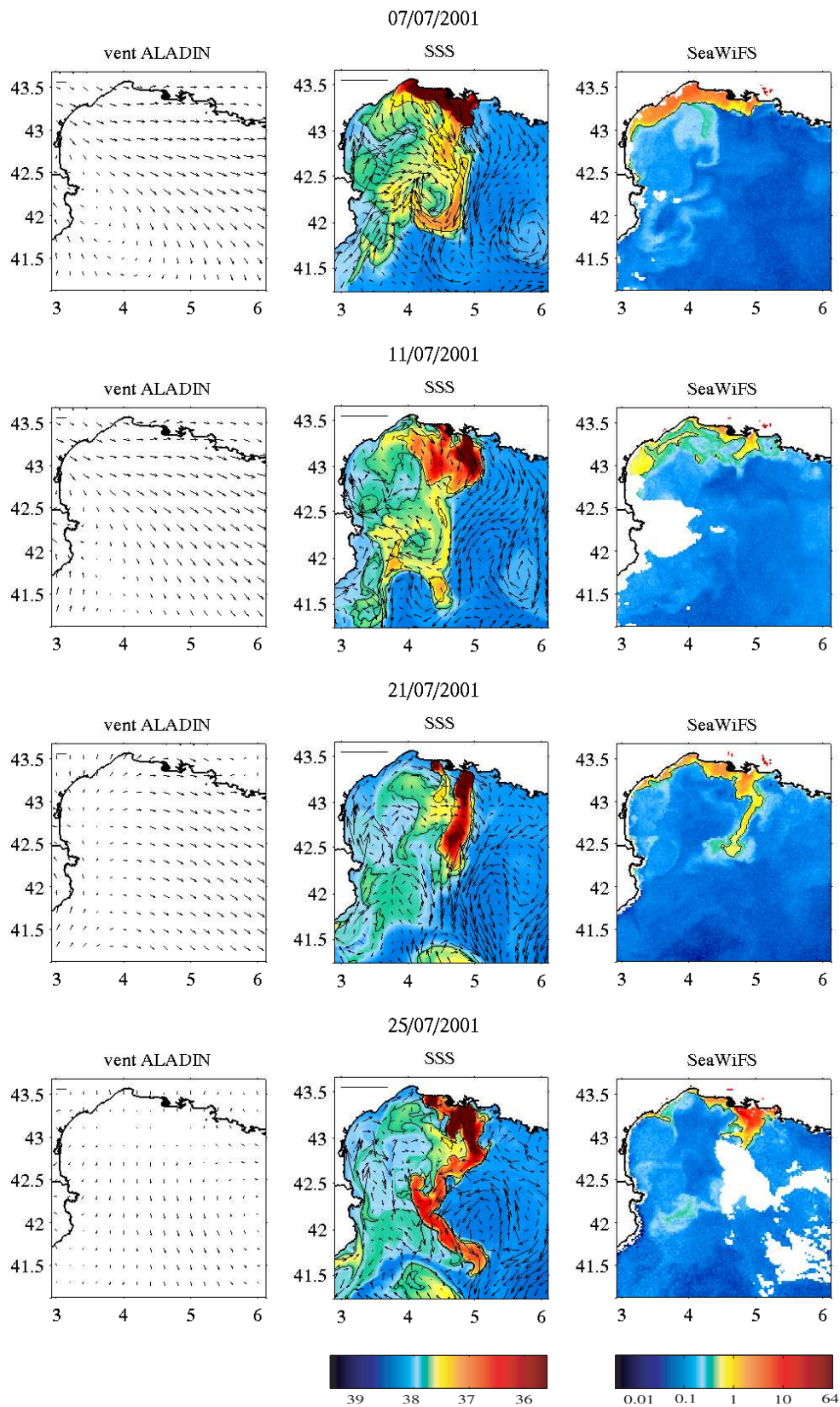


FIG. B.7 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg.m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

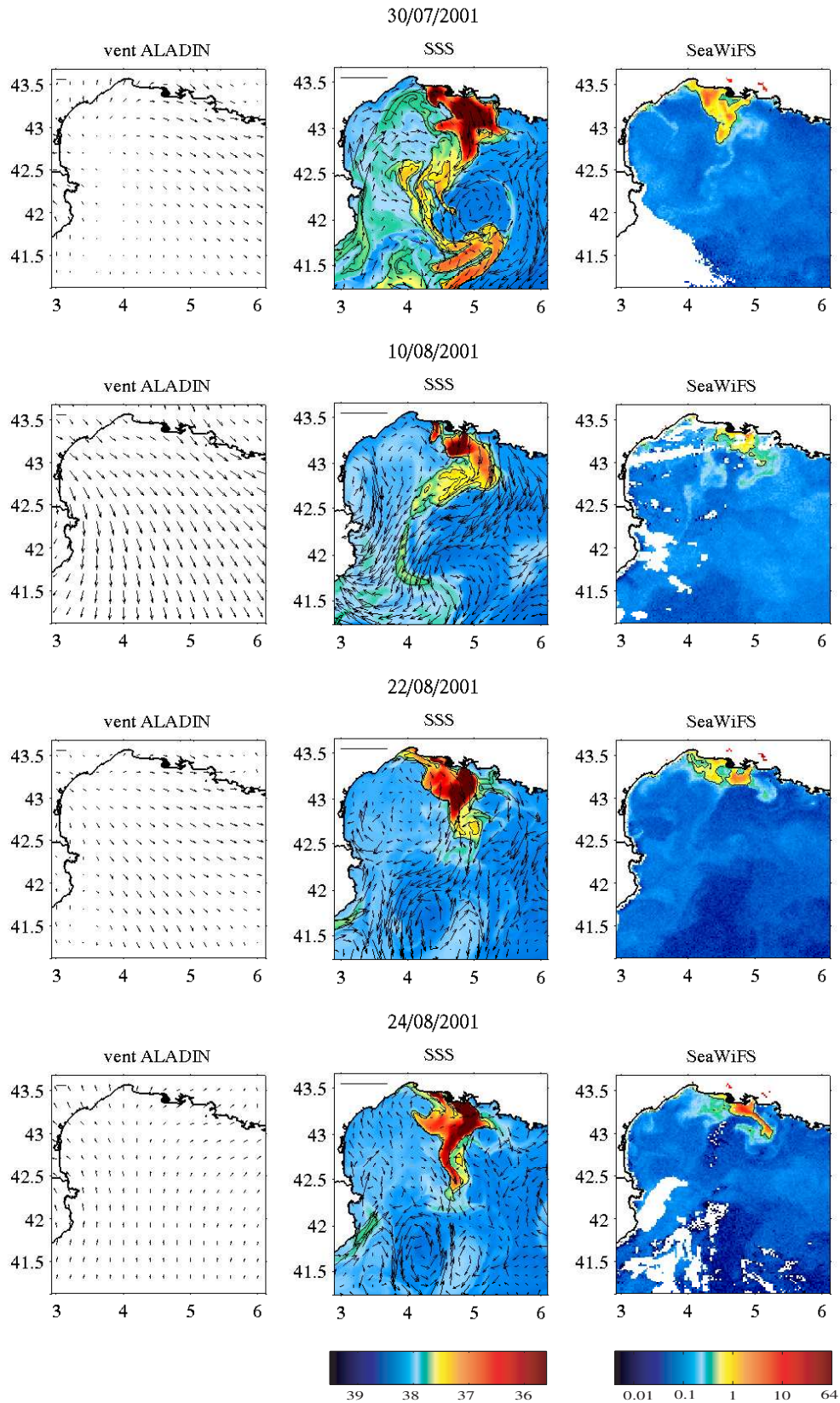


FIG. B.8 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

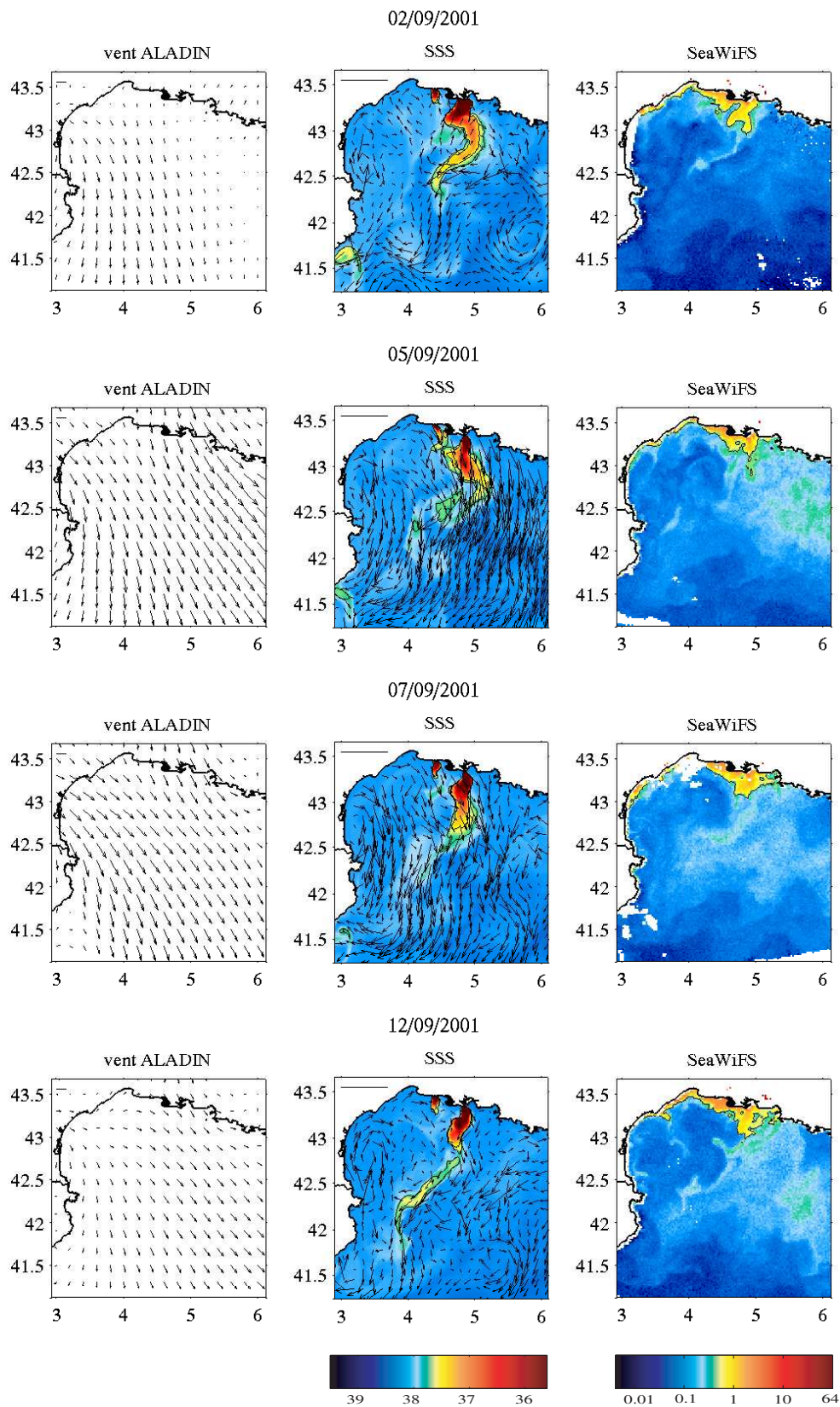


FIG. B.9 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

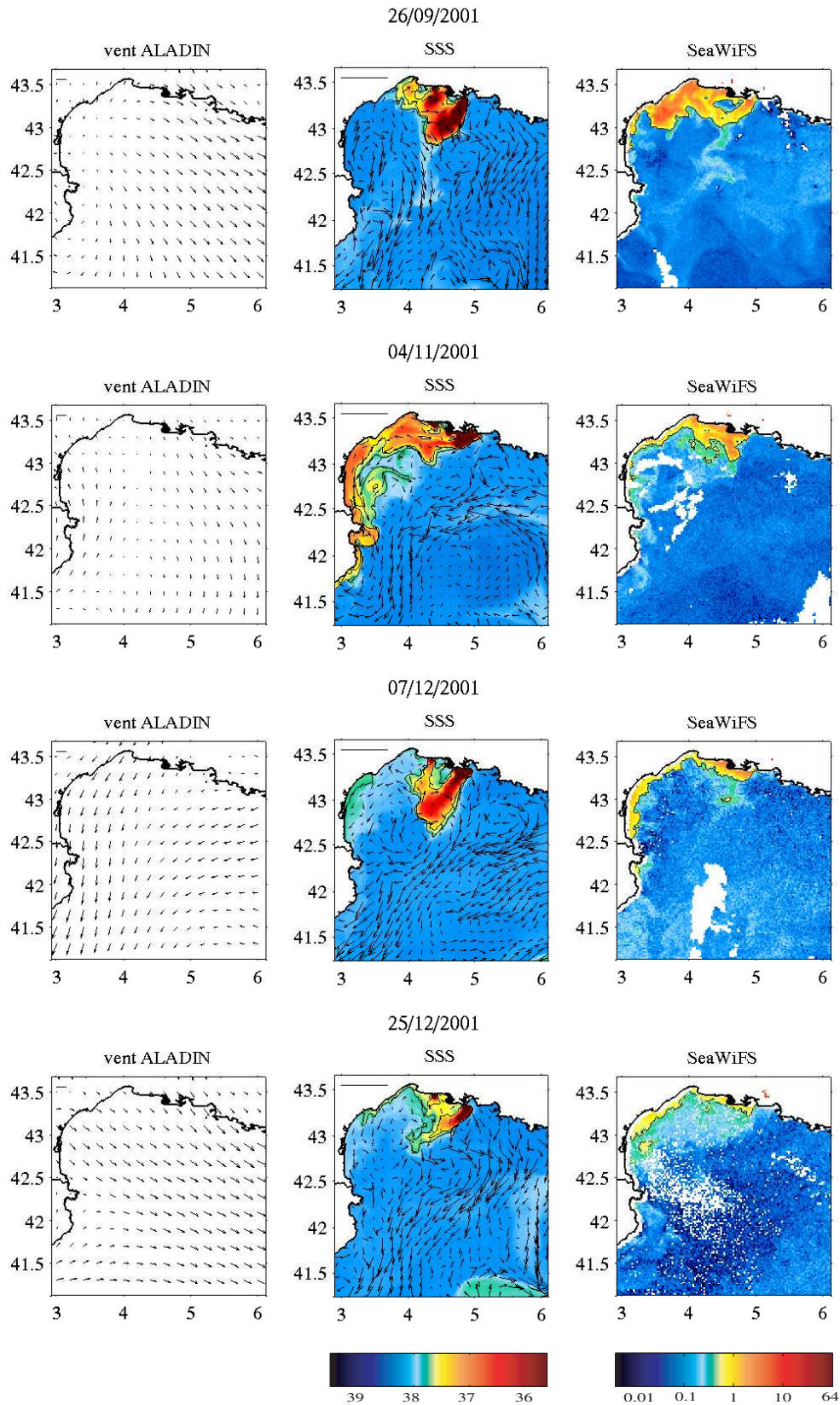


FIG. B.10 – Images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$), SSS et courants modélisés en surface au centre (iso-contours 37,5 et 37,8), champs de vent issus du modèle ALADIN à gauche.

B.1. Comparaison qualitative avec la SSS et les courants modélisés en surface

B.2 Comparaison quantitative de la chlorophylle avec la SSS modélisé

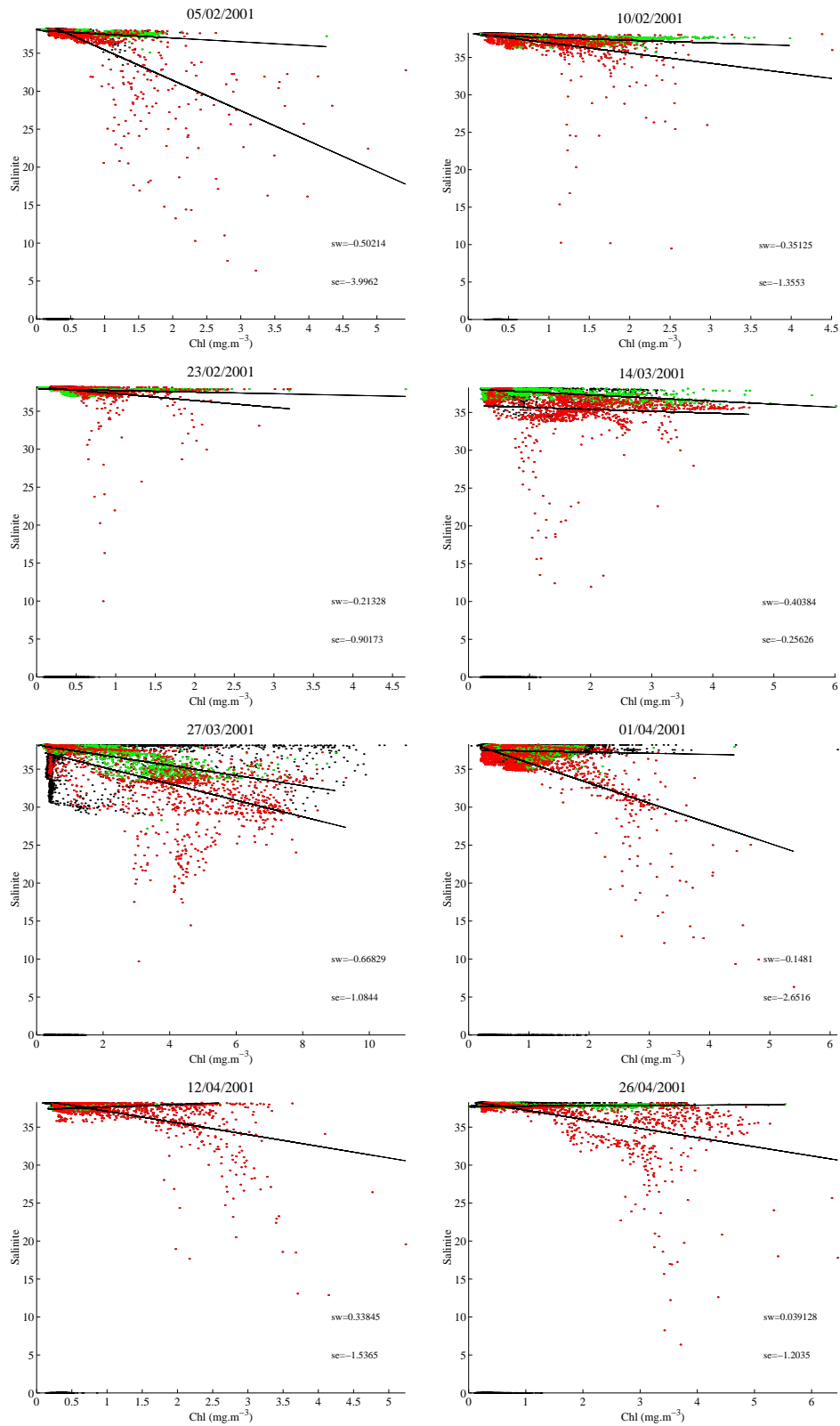


FIG. B.11 – Comparaison de la SSS MARS avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu’il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

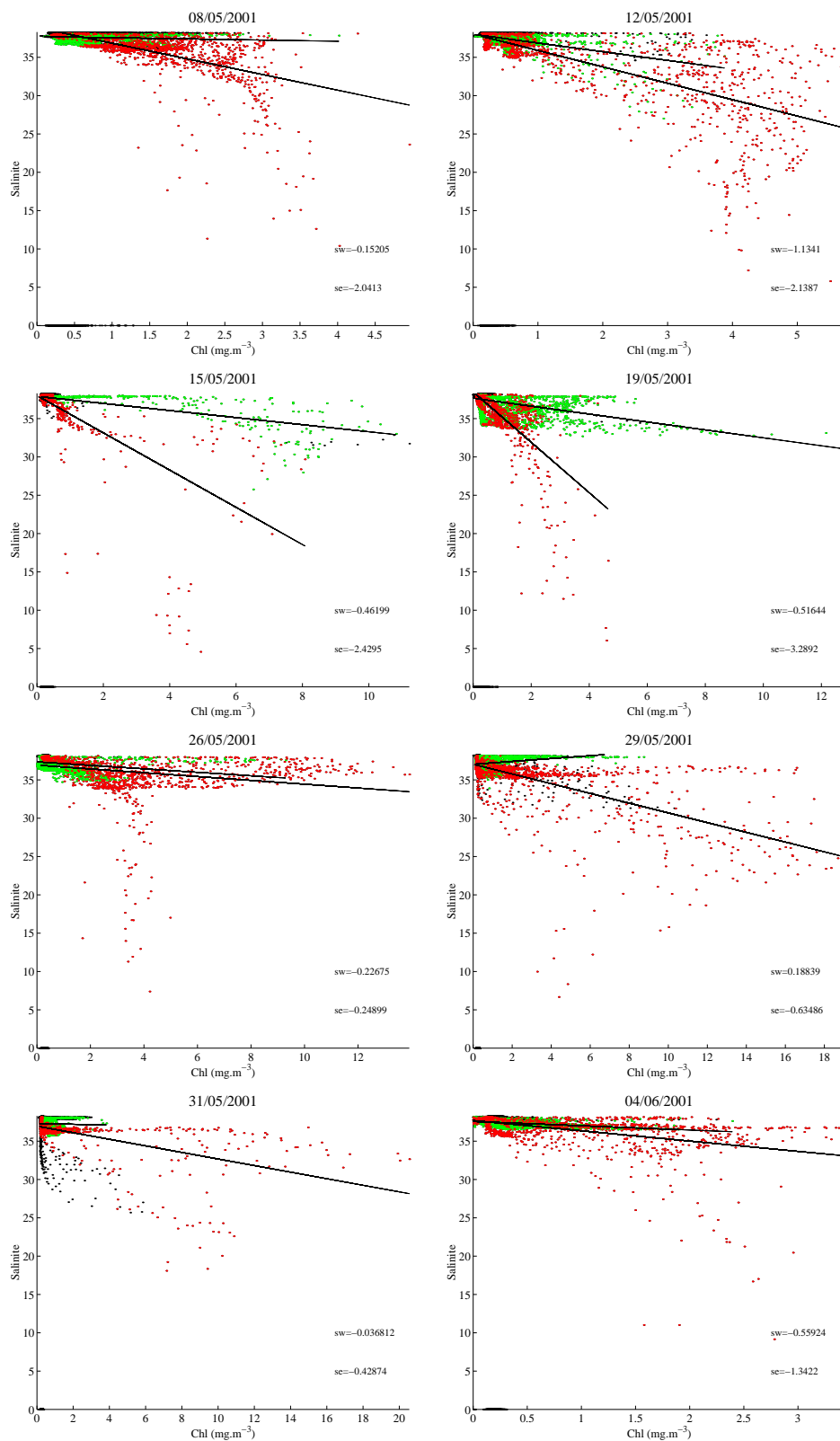


FIG. B.12 – Comparaison de la SSS MARS avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

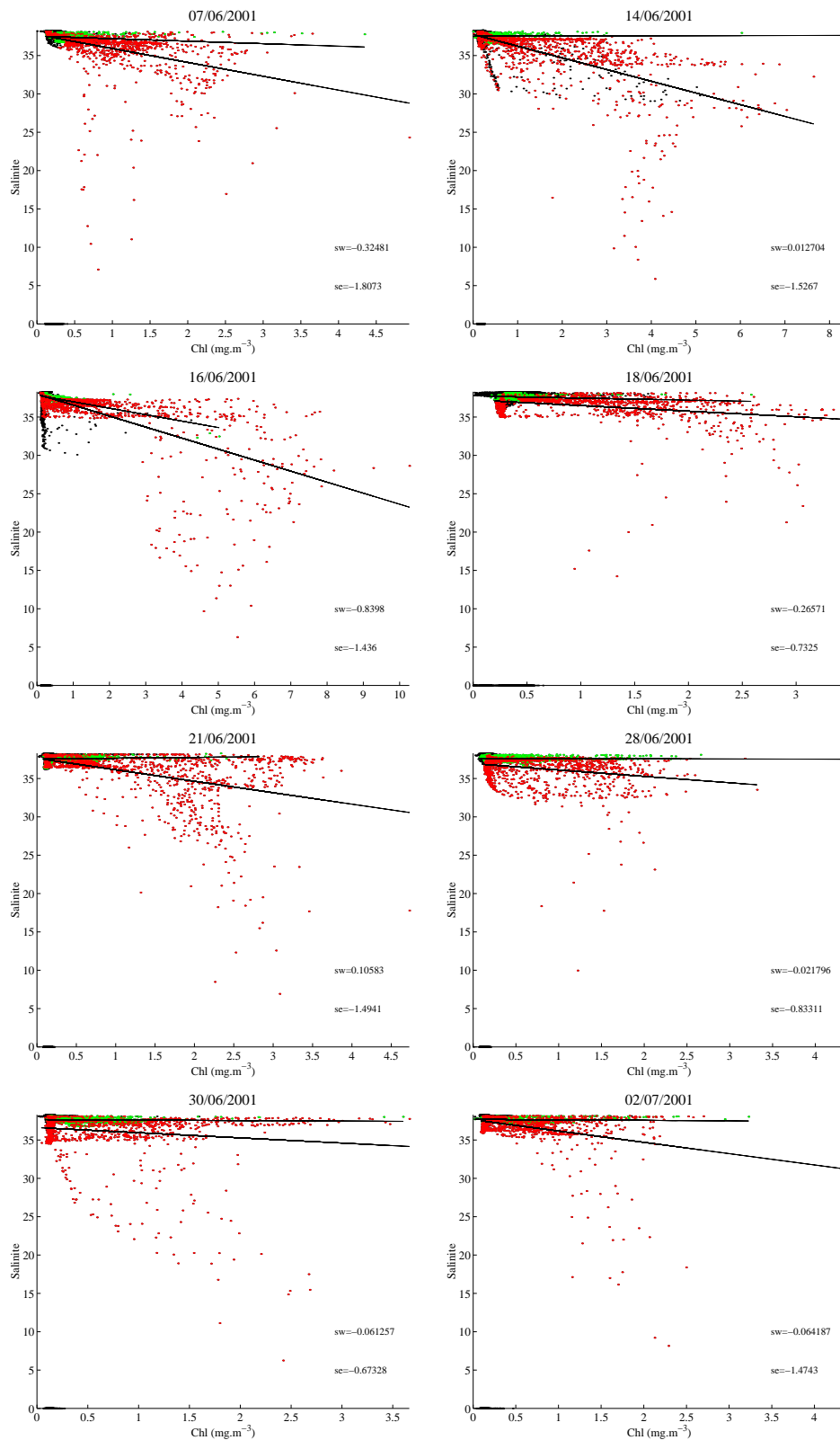


FIG. B.13 – Comparaison de la SSS MARS avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

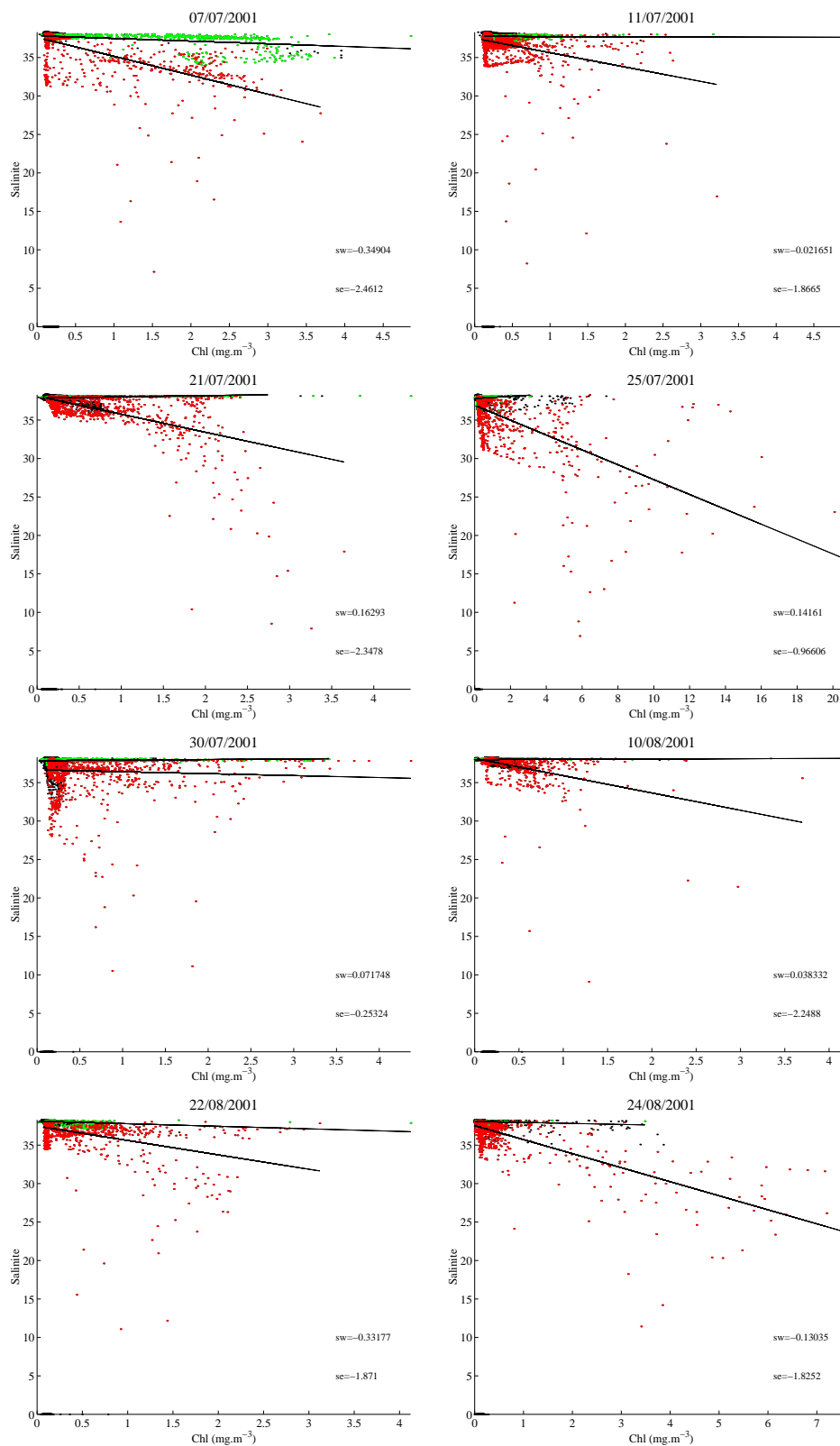


FIG. B.14 – Comparaison de la SSS MARS avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

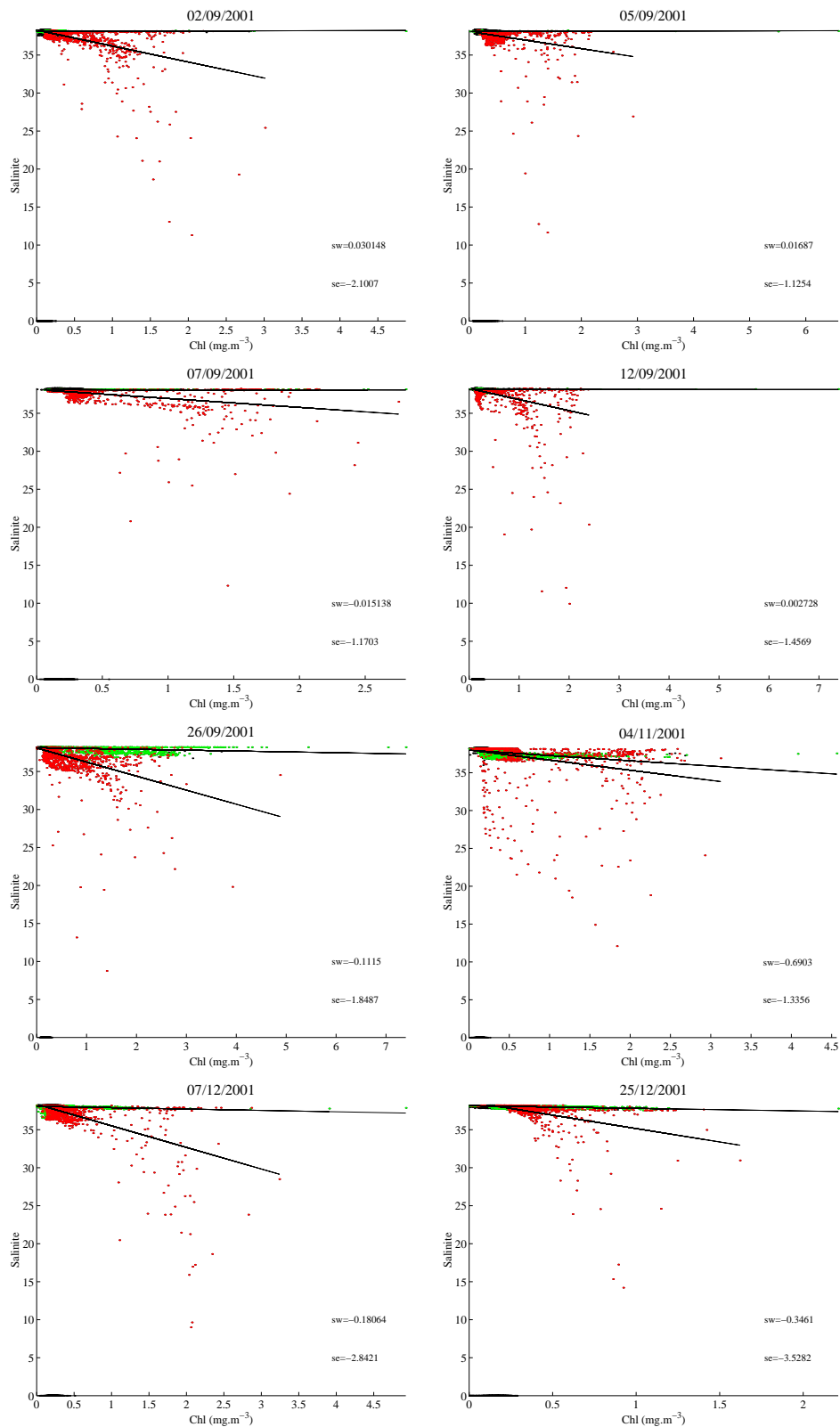


FIG. B.15 – Comparaison de la SSS MARS avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

B.3 Comparaison qualitative avec l'âge de l'eau modélisé

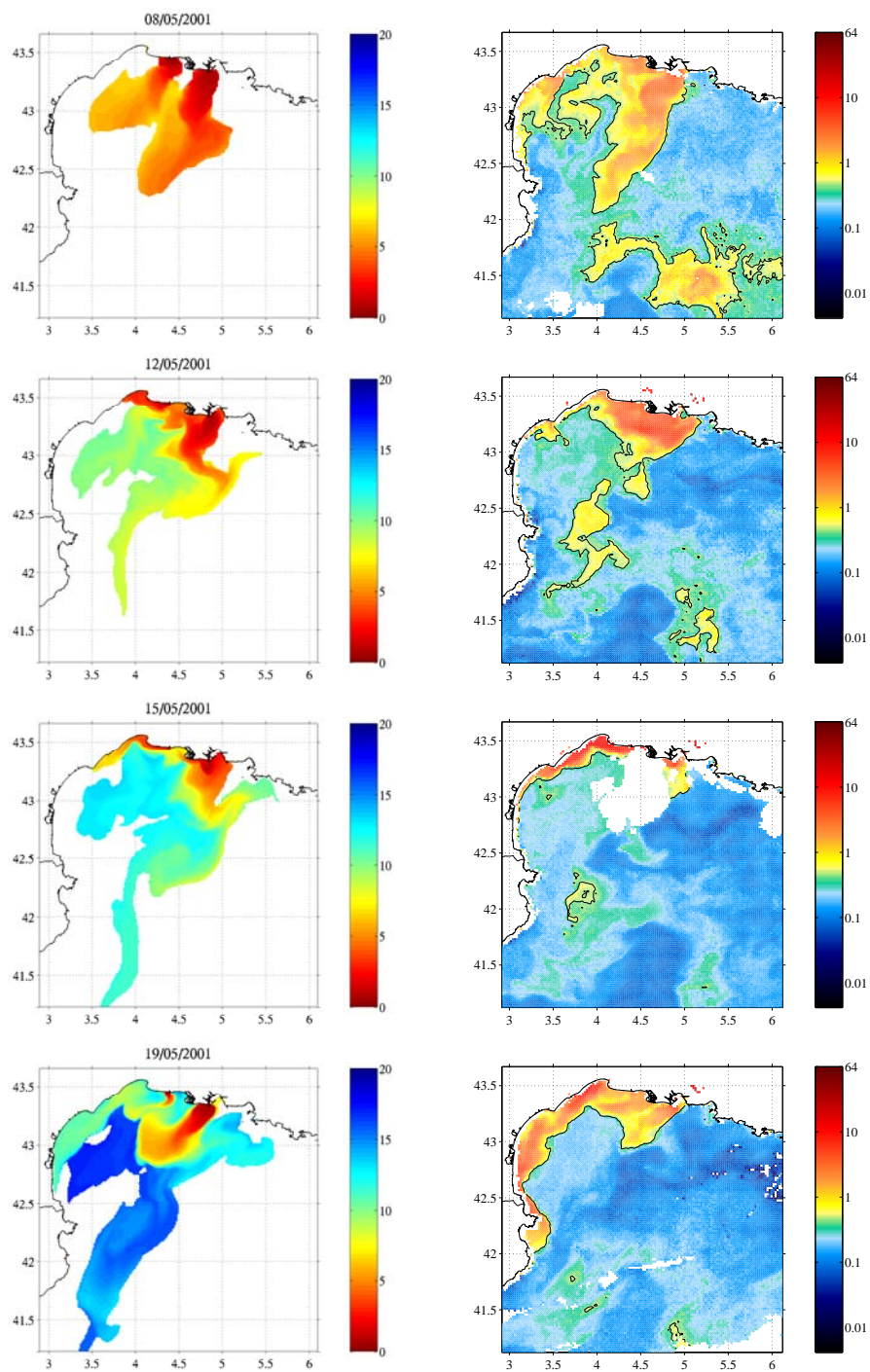


FIG. B.16 – Age des eaux du Rhône modélisé (en jours) à gauche et images SeaWiFs de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg.m}^{-3}$).

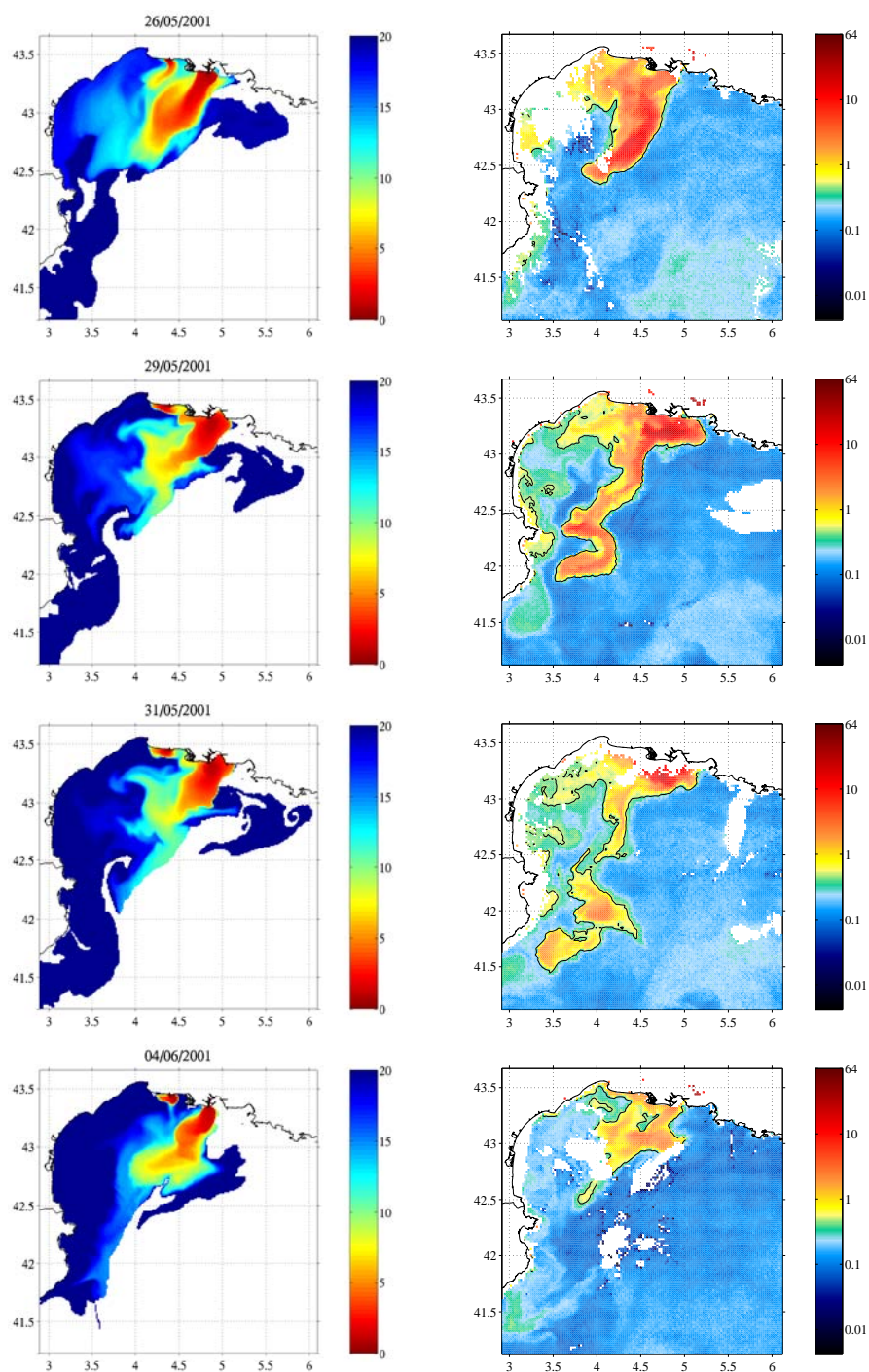


FIG. B.17 – Age des eaux du Rhône modélisé (en jours) à gauche et images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$).

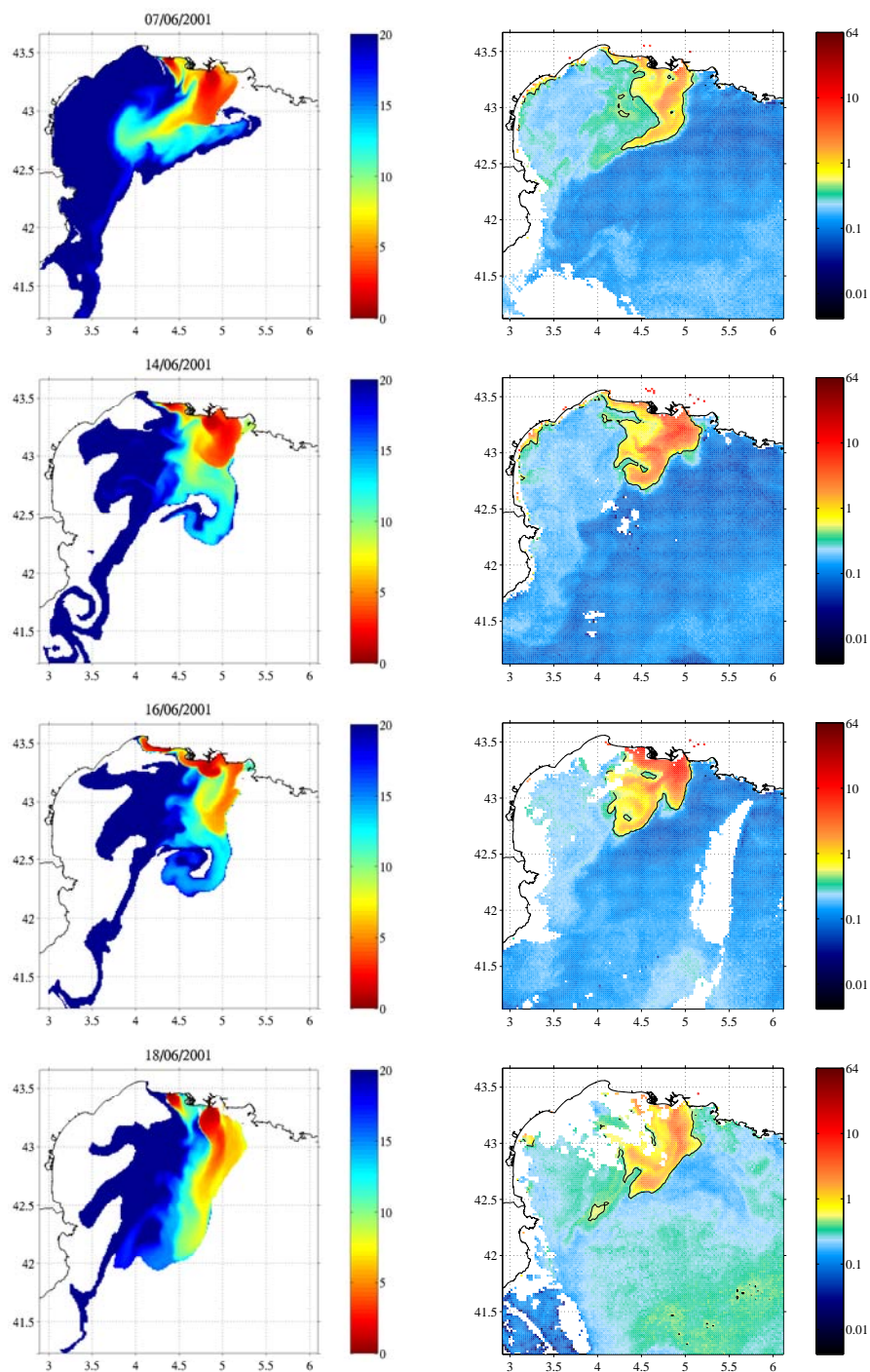


FIG. B.18 – Age des eaux du Rhône modélisé (en jours) à gauche et images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$).

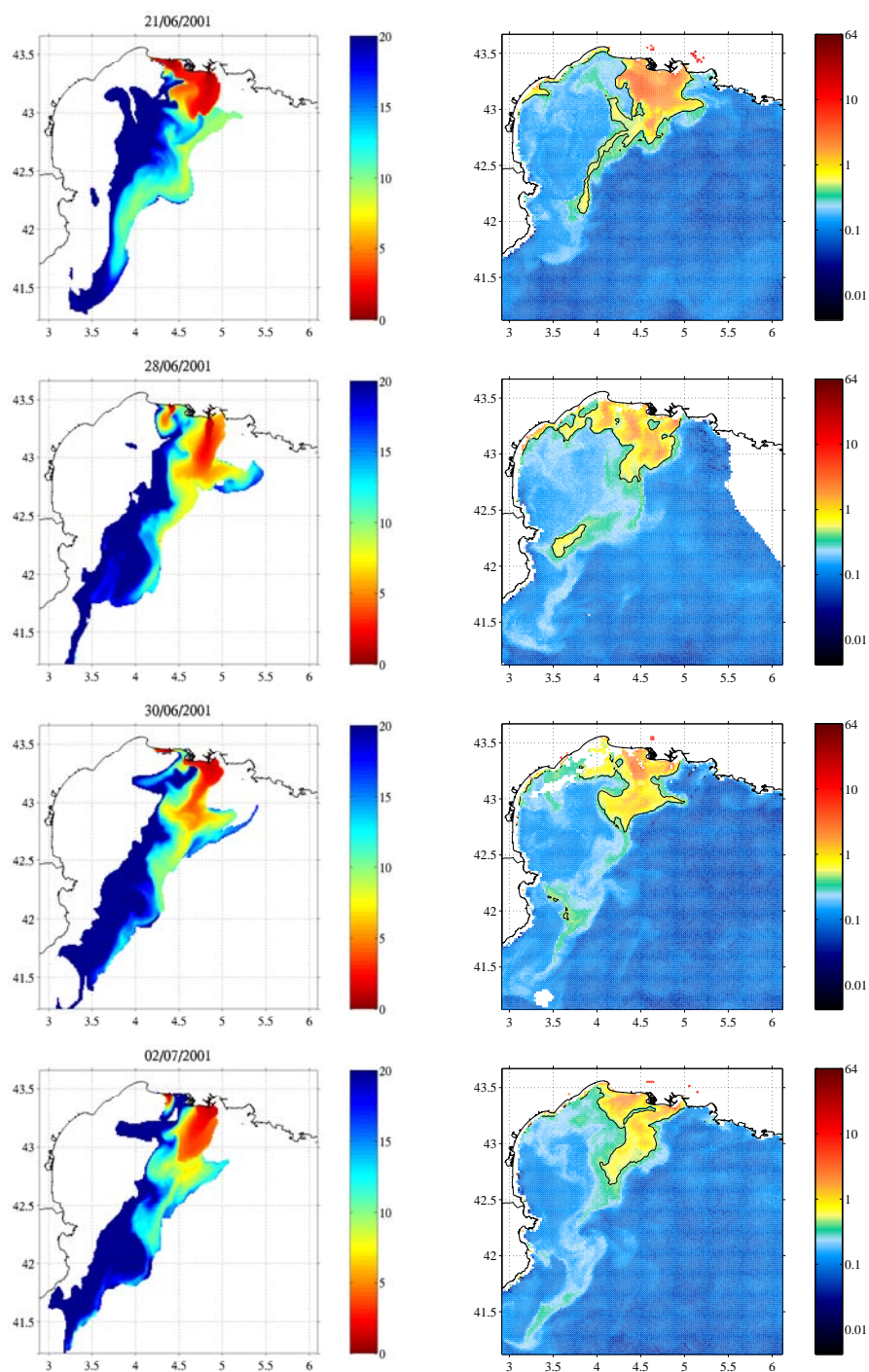


FIG. B.19 – Age des eaux du Rhône modélisé (en jours) à gauche et images SeaWiFS de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$).

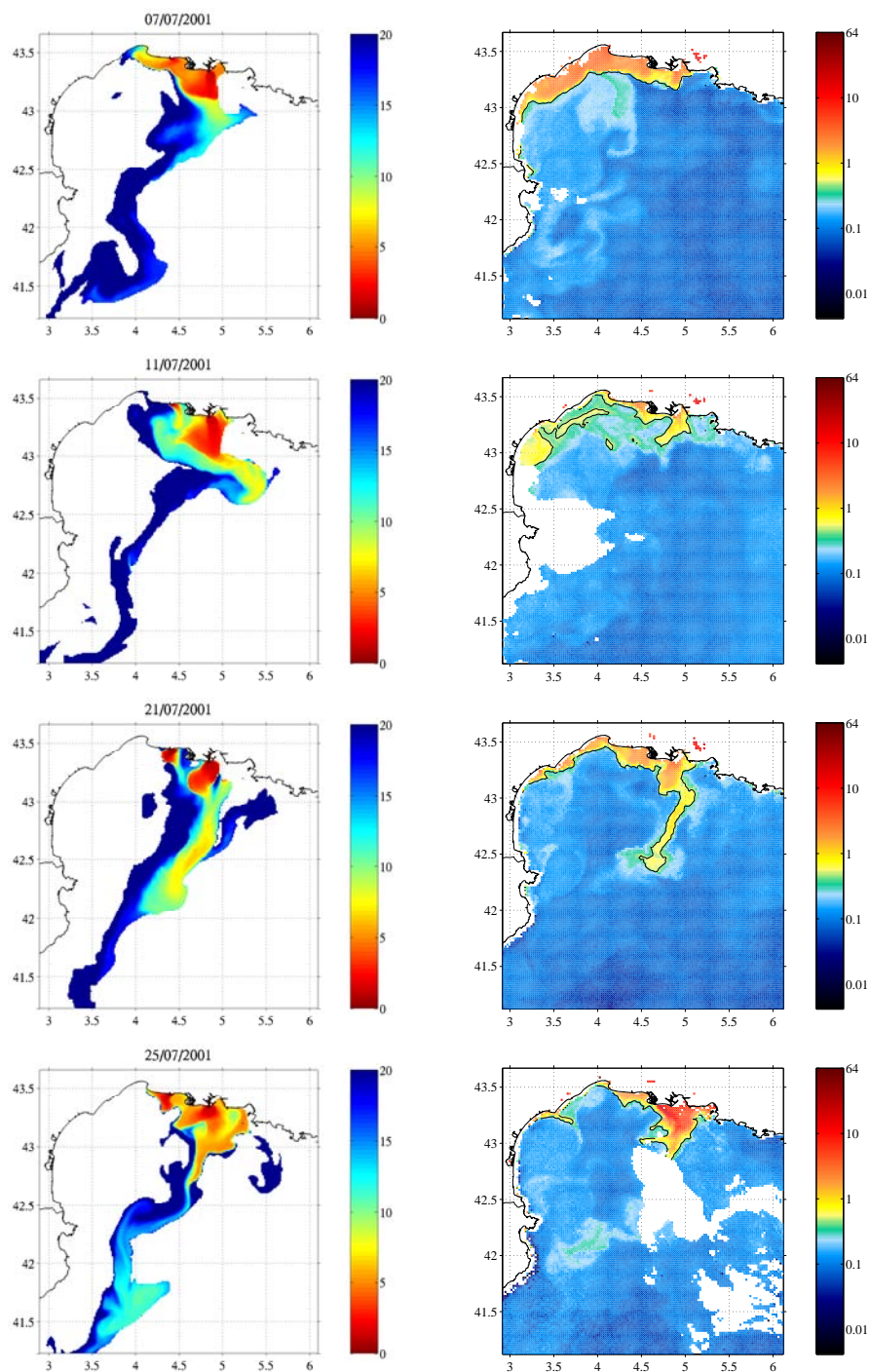


FIG. B.20 – Age des eaux du Rhône modélisé (en jours) à gauche et images SeaWiFs de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$).

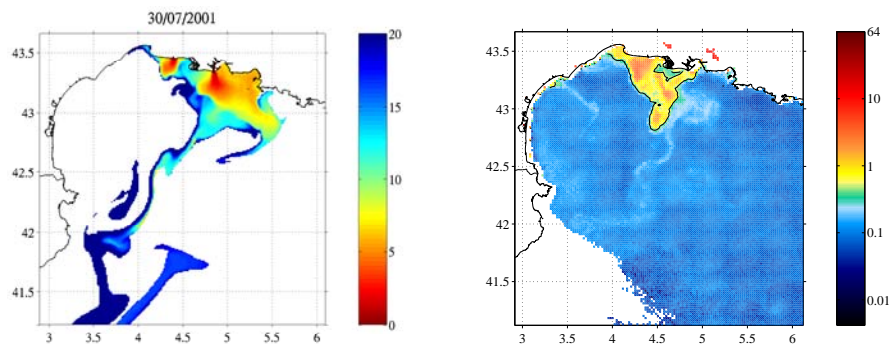


FIG. B.21 – Age des eaux du Rhône modélisé (en jours) à gauche et images SeaWiFs de Chlorophylle mesurées sur l'année 2001 à droite (iso-contour $0,6 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$).

B.4 Comparaison quantitative avec l'âge de l'eau modélisé en surface

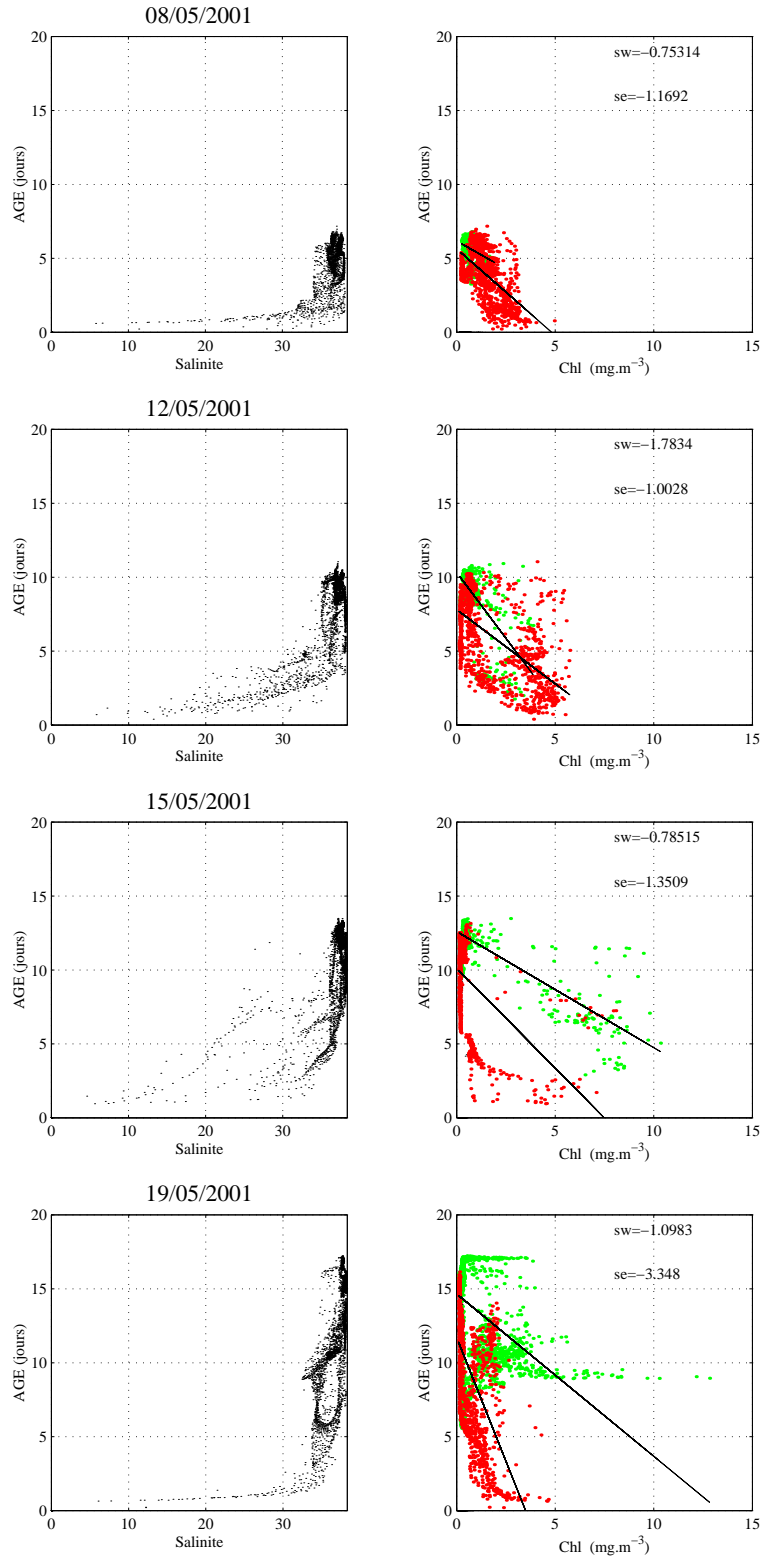


FIG. B.22 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

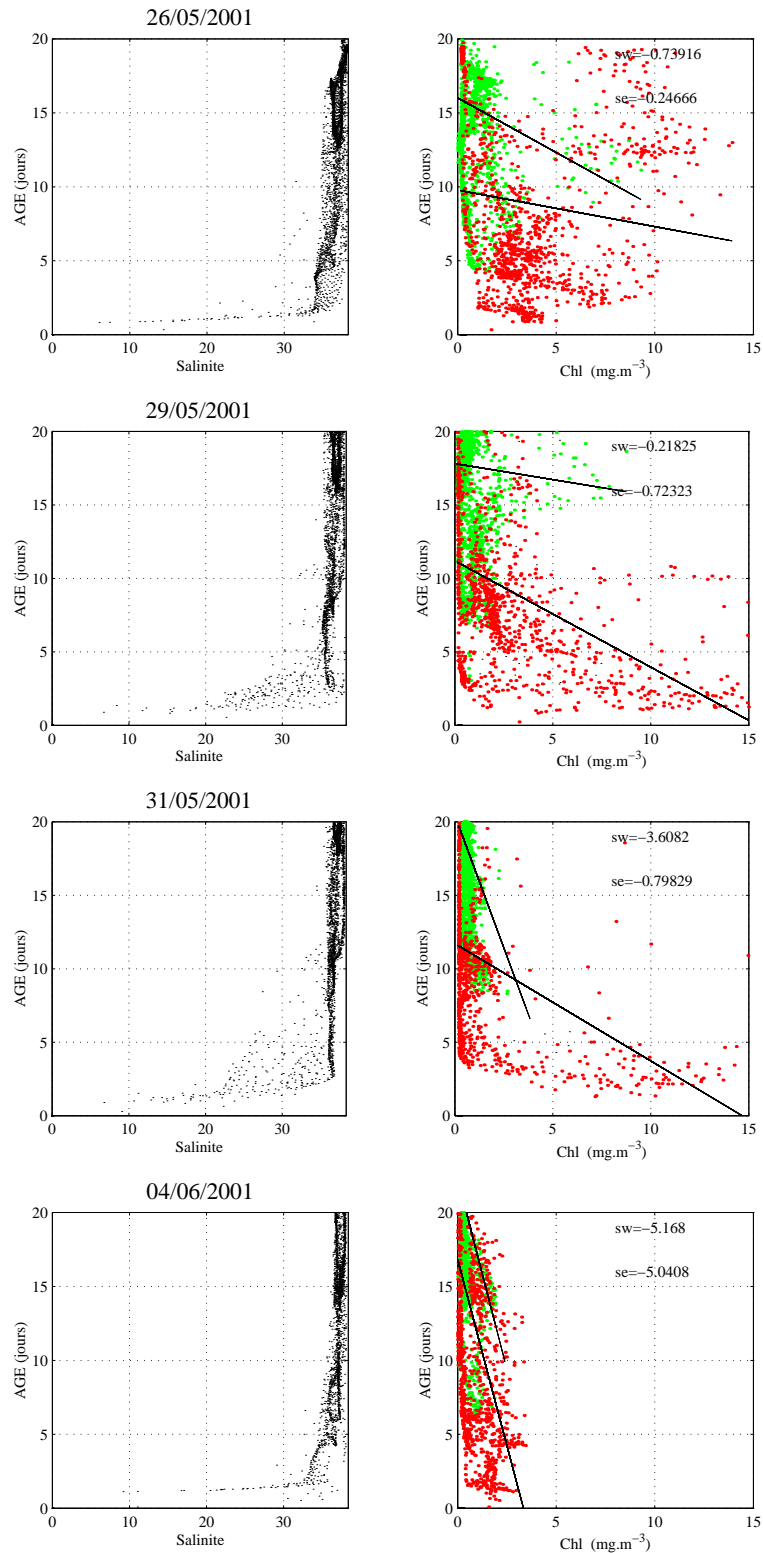


FIG. B.23 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI ($3 - 4,25^{\circ}\text{E}$ et $42 - 43,5^{\circ}\text{N}$), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre $4,25 - 5^{\circ}\text{E}$ et $42,5 - 43,45^{\circ}\text{N}$).

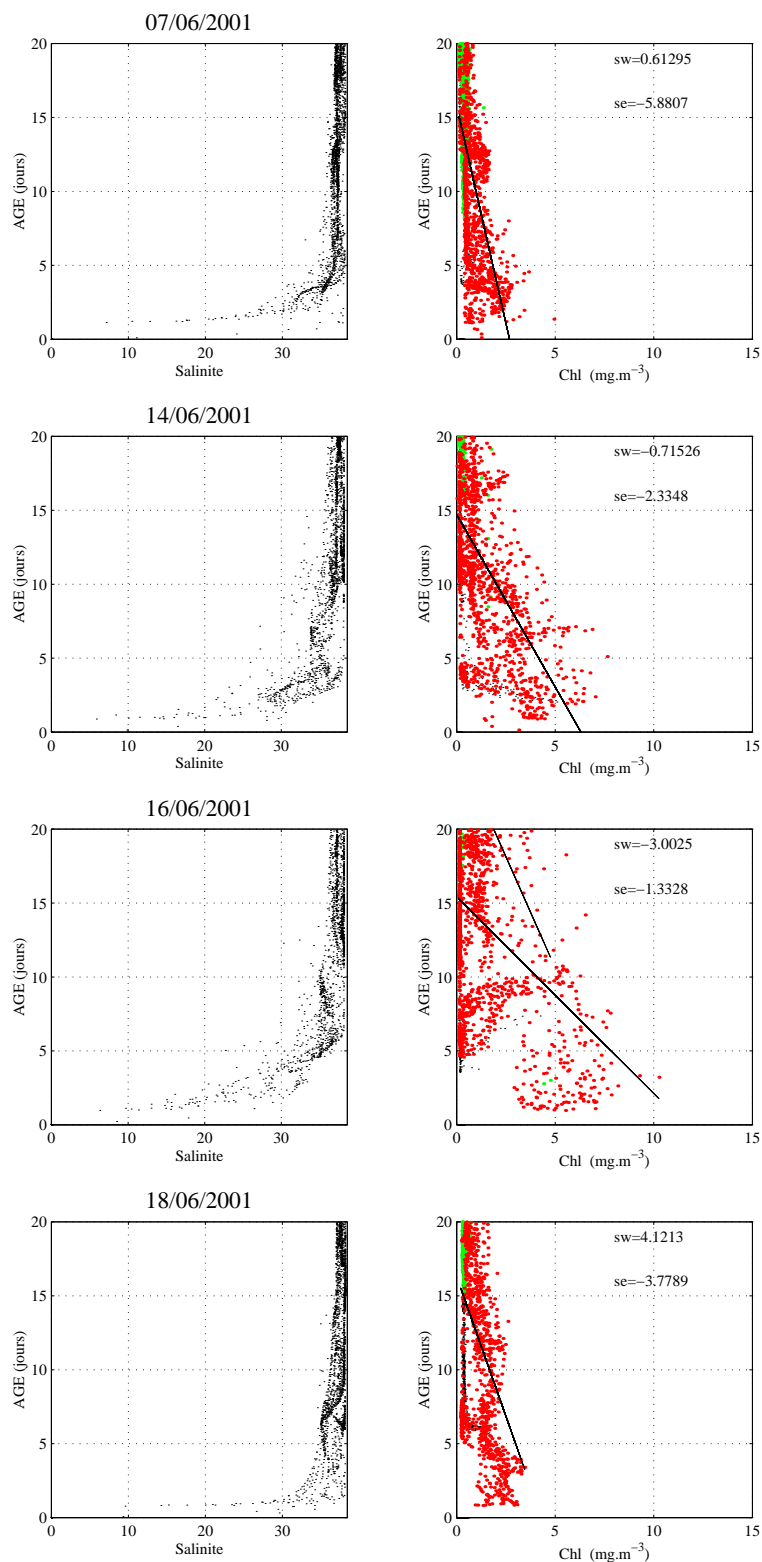


FIG. B.24 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

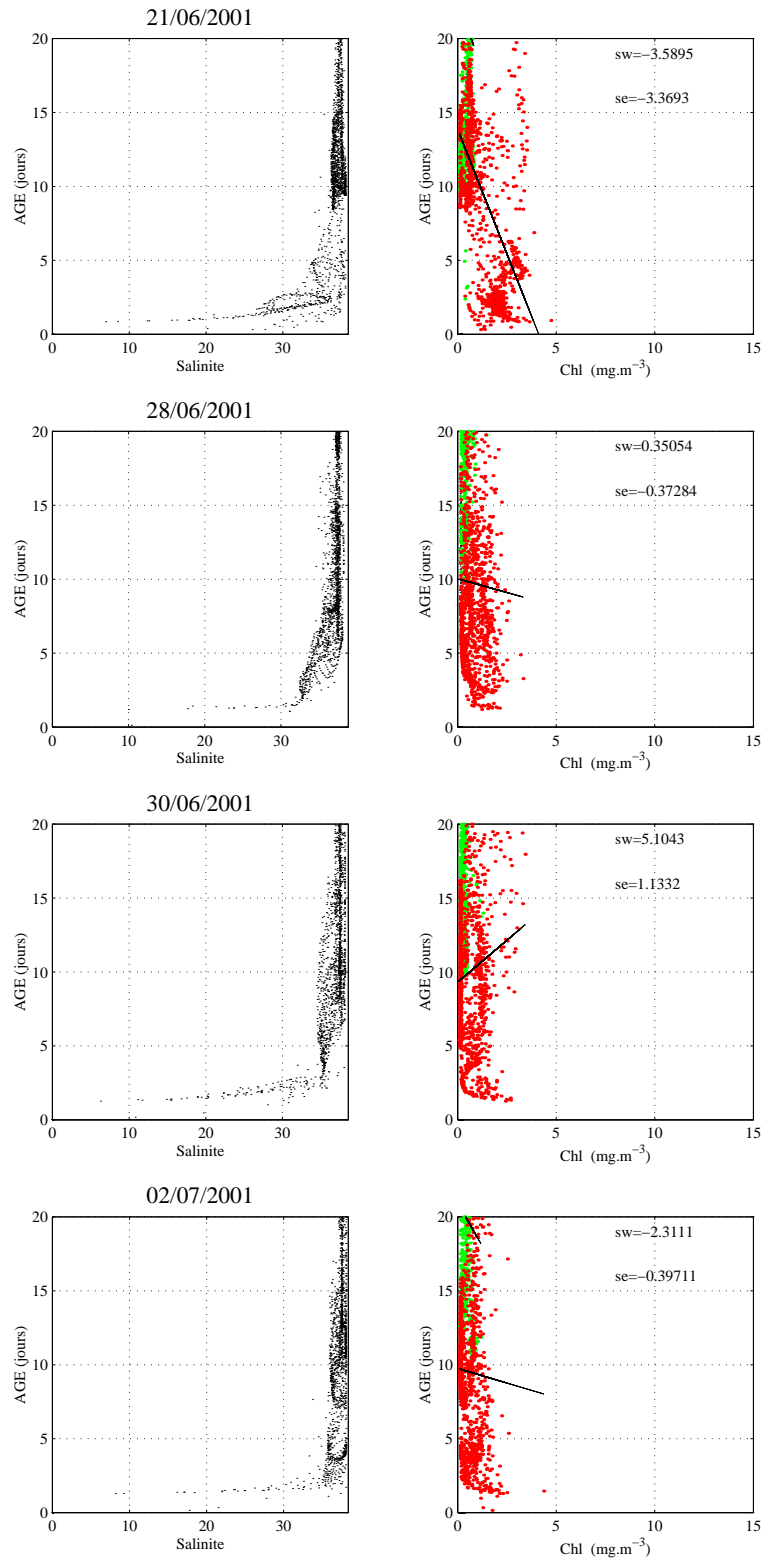


FIG. B.25 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

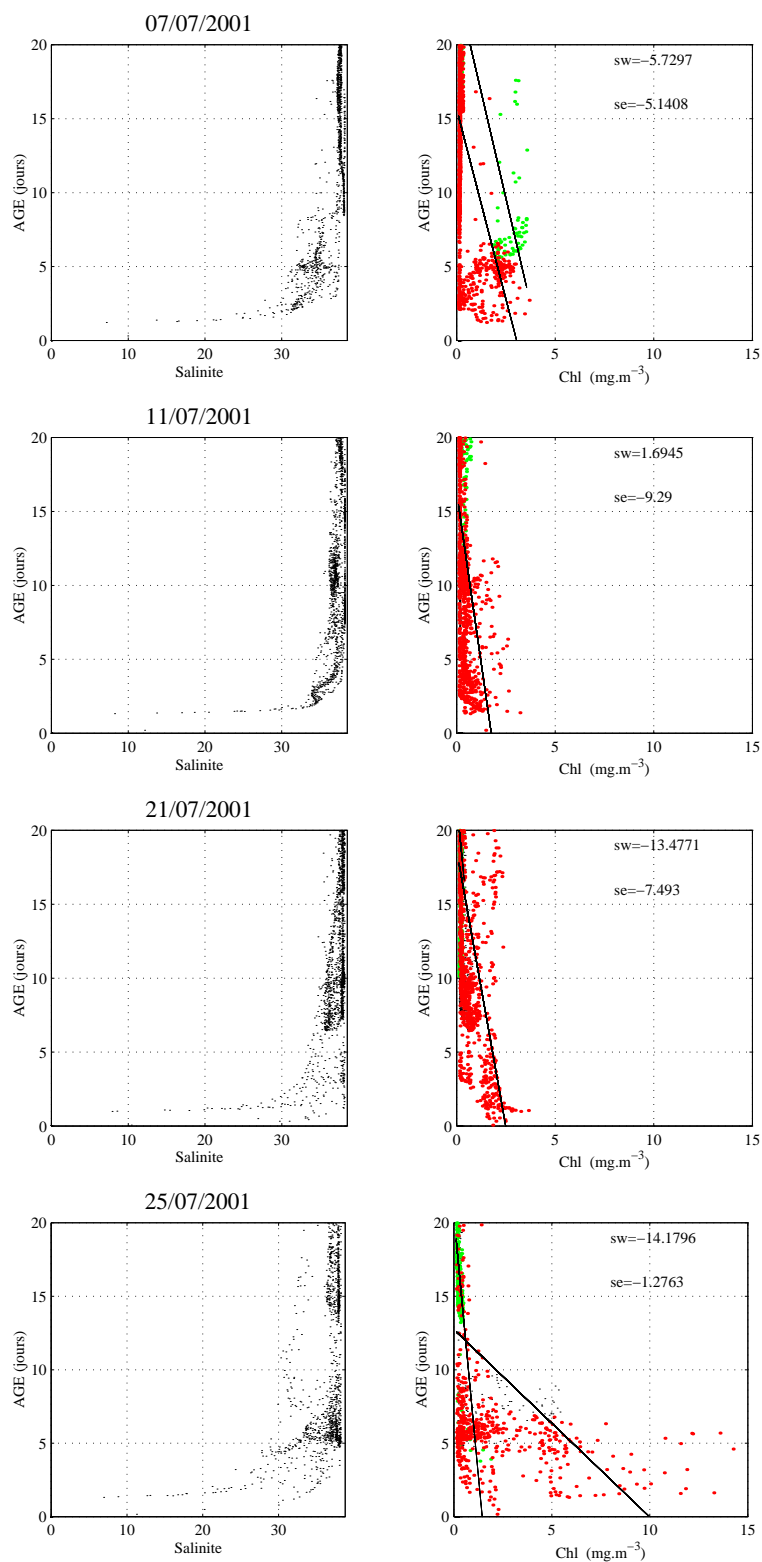


FIG. B.26 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsqu'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

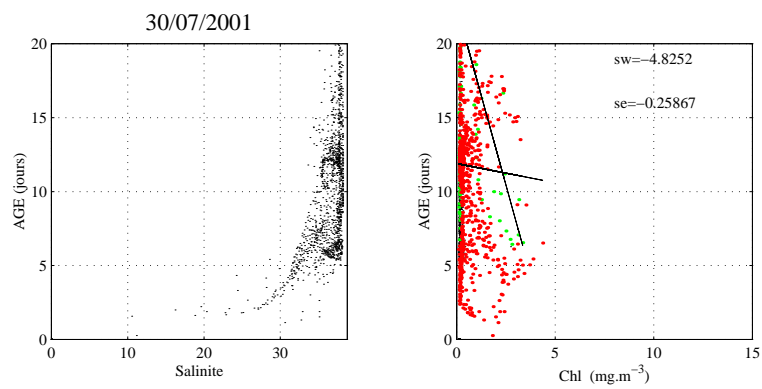


FIG. B.27 – A gauche, comparaison de l'âge des eaux du Rhône avec la SSS. A droite, comparaison avec la Chlorophylle SeaWiFs. En vert lorsque le pixel est situé dans la partie Ouest de la ROFI (3 – 4,25°E et 42 – 43,5°N), en rouge lorsque'il est situé dans la partie Est (entre 4,25 – 5°E et 42,5 – 43,45°N).

Annexe C

Spectres d'énergies cinétique et ellipses de variance

C.1 Spectres des séries non filtrées

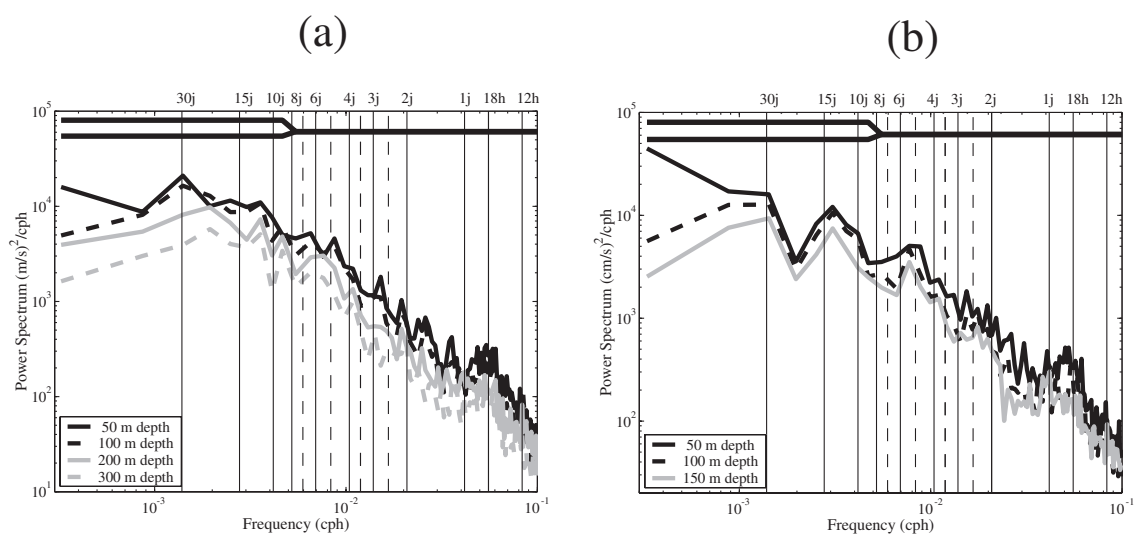


FIG. C.1 – Spectres d'énergie cinétique totale moyennés en fréquence des courants mesurés par les mouillages ADCP. (a) mouillage M2 et (b) mouillage M1.

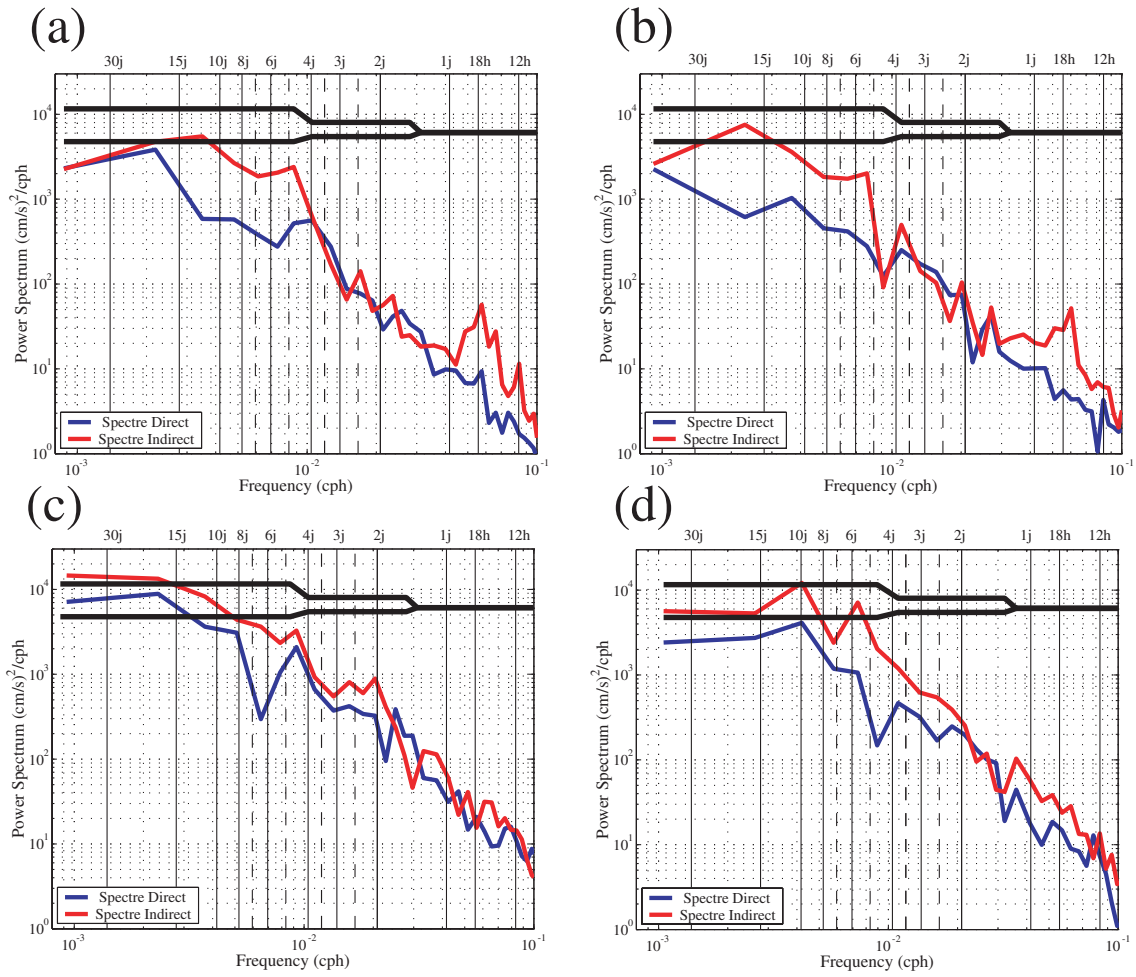


FIG. C.2 – Spectres d'énergie cinétique direct et indirect moyennés en fréquence des courants barotrope mesurés par le mouillage M1. (a) **Période 1** juin–août ; (b) **Période 2** septembre–novembre ; (c) **Période 3** décembre–février et (d) **Période 4** mars–mai.

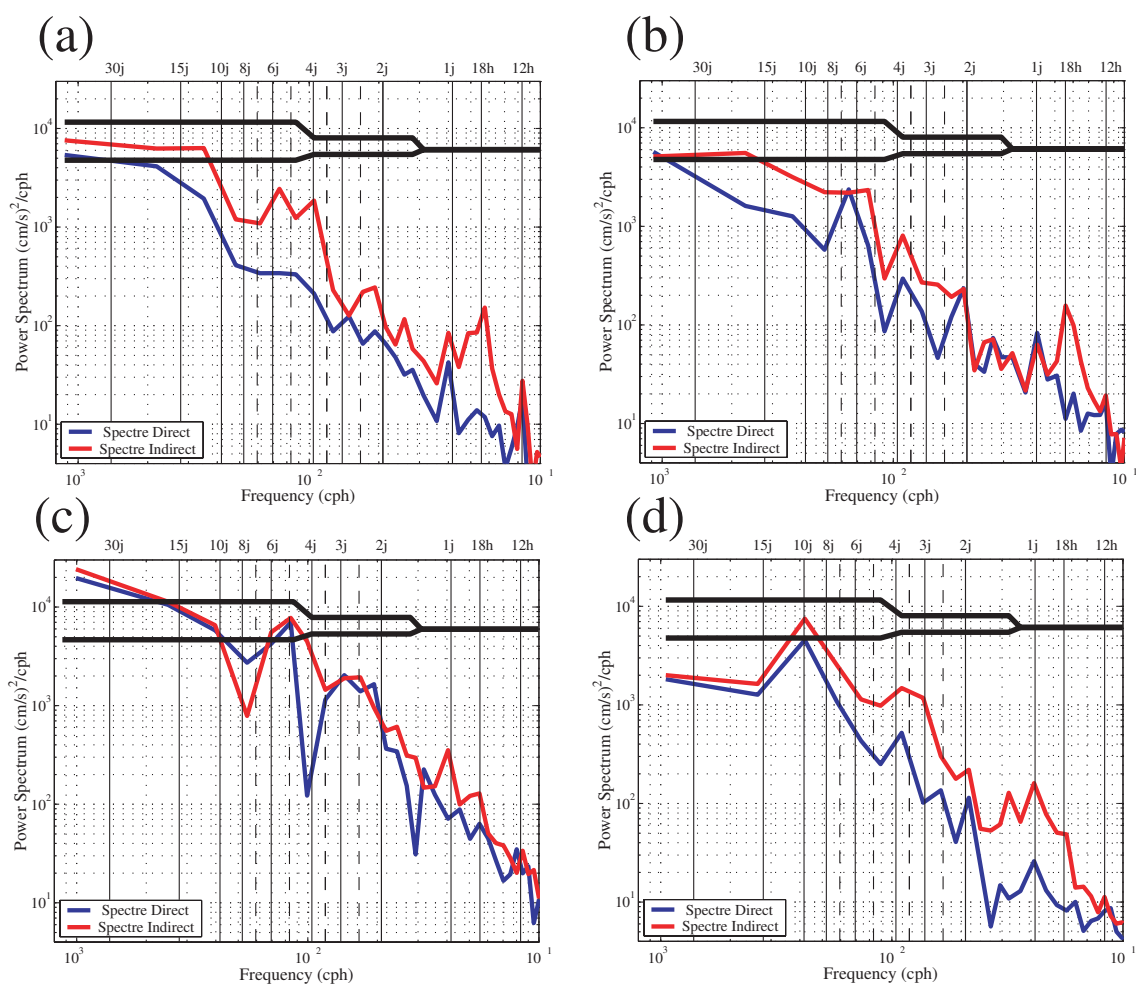


FIG. C.3 – Spectres d'énergie cinétique direct et indirect moyennés en fréquence des courants barotrope mesurés par le mouillage M2. (a) **Période 1** juin–août ; (b) **Période 2** septembre–novembre ; (c) **Période 3** décembre–février et (d) **Période 4** mars–mai.

C.2 Séries filtrées à 40 heures

C.2.1 Spectres d'énergie cinétique

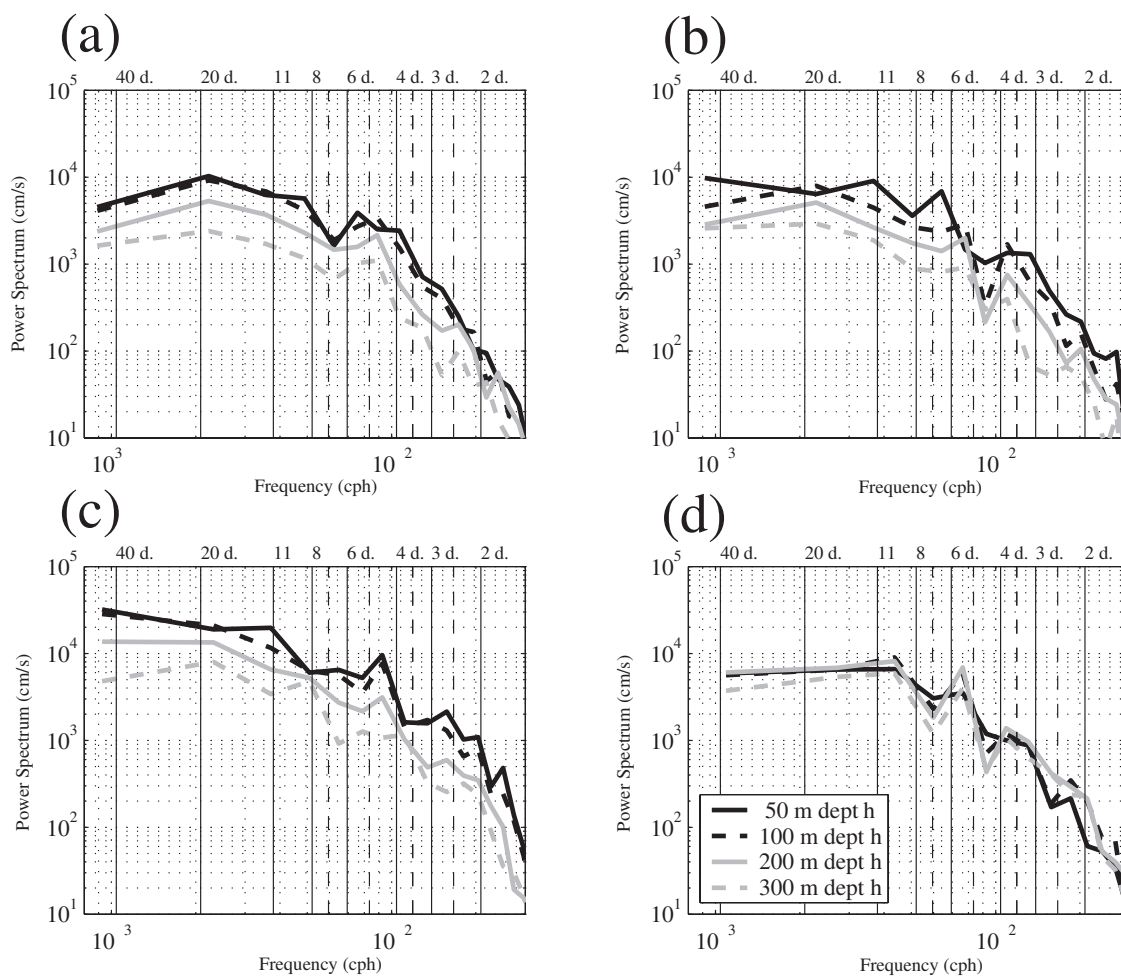


FIG. C.4 – Spectres d'énergie cinétique totale moyennés en fréquence des courants mesurés par le mouillage M1. (a) **Période 1** juin–août; (b) **Période 2** septembre–novembre; (c) **Période 3** décembre–février et (d) **Période 4** mars–mai.

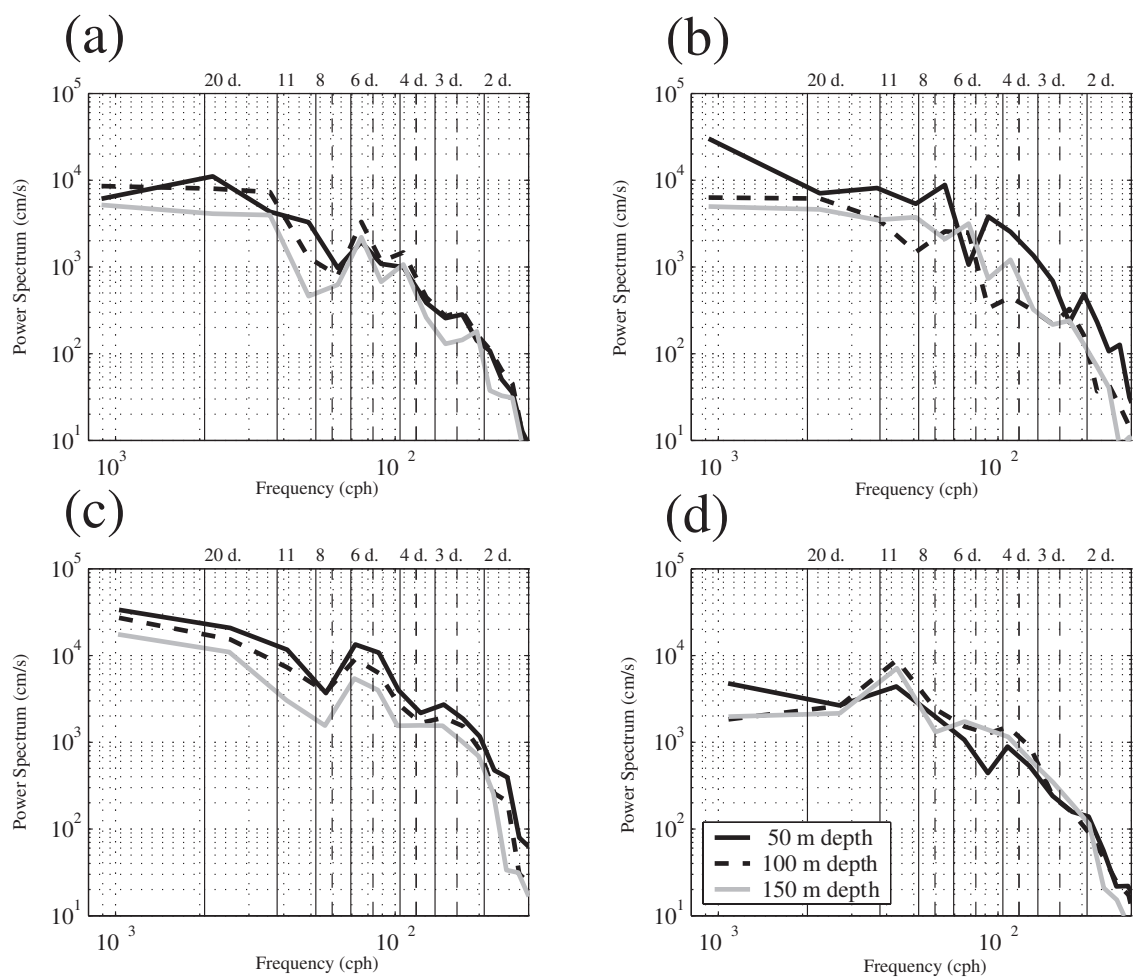


FIG. C.5 – Spectres d'énergie cinétique totale moyennés en fréquence des courants mesurés par le mouillage M2. (a) **Période 1** juin–août; (b) **Période 2** septembre–novembre; (c) **Période 3** décembre–février et (d) **Période 4** mars–mai.

C.2.2 Ellipses de variances

Mouillage M1

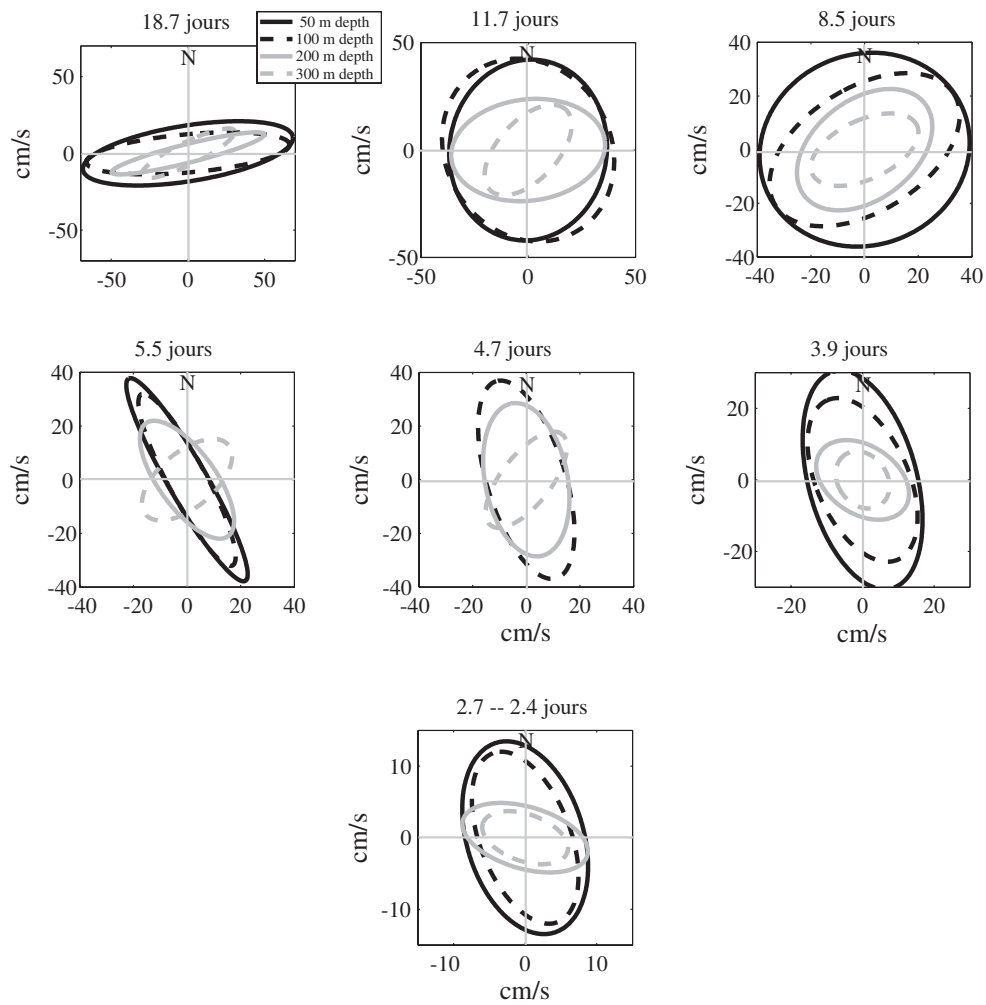


FIG. C.6 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M1 entre juin–août (**Période 1**).

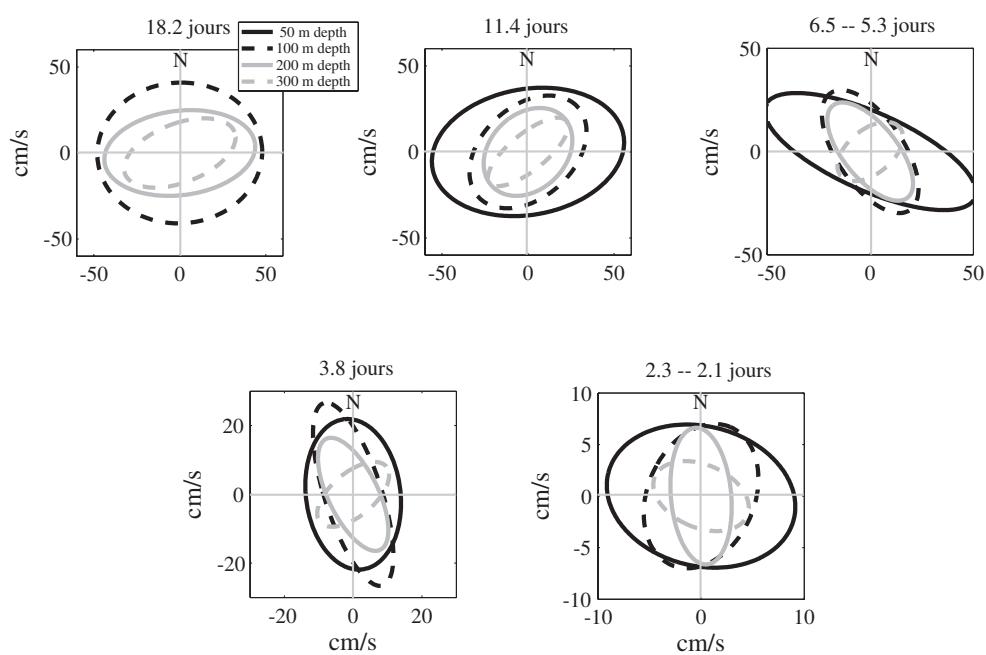


FIG. C.7 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M1 entre septembre–novembre (**Période 2**).

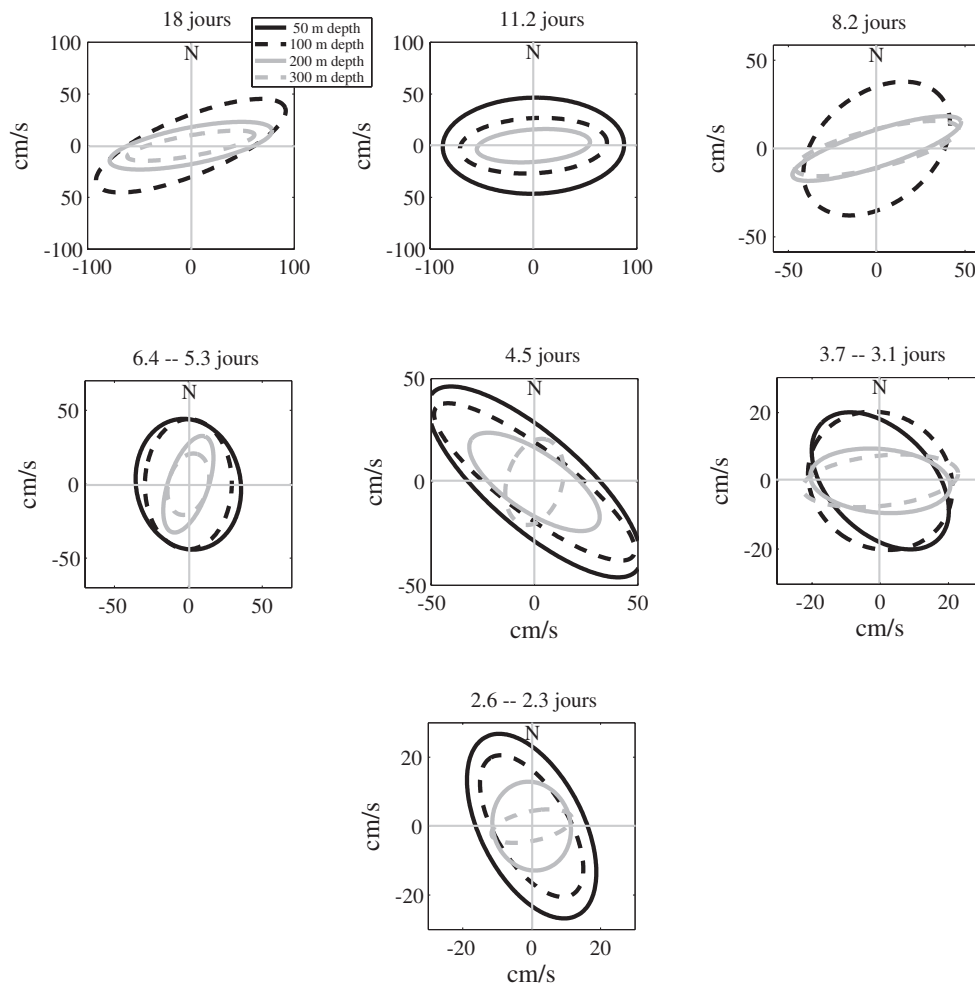


FIG. C.8 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M1 entre décembre–février (**Période 3**).

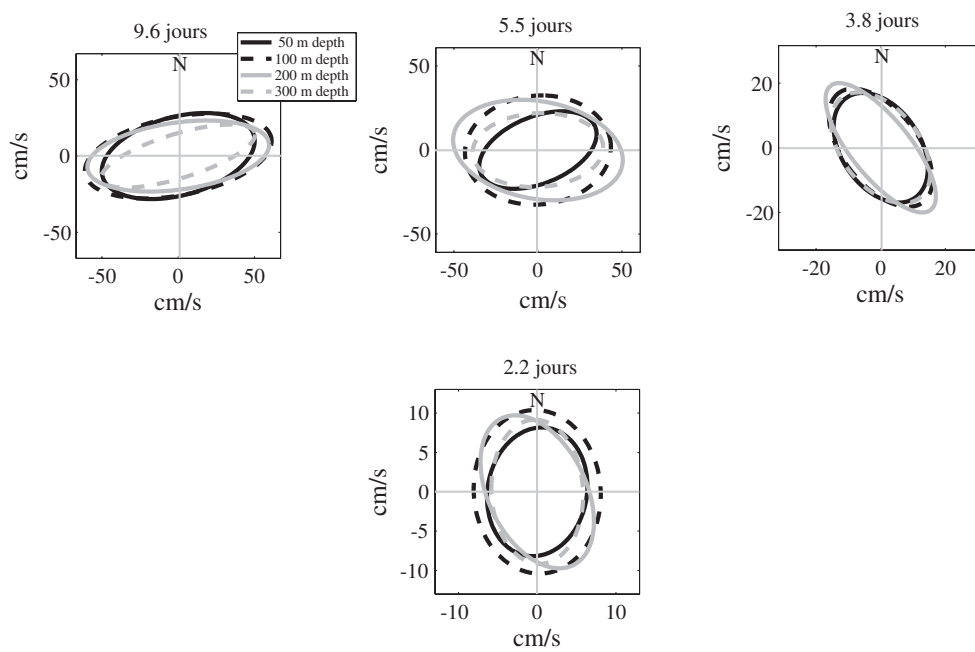


FIG. C.9 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M1 entre mars–mai (**Période 4**).

Mouillage M2

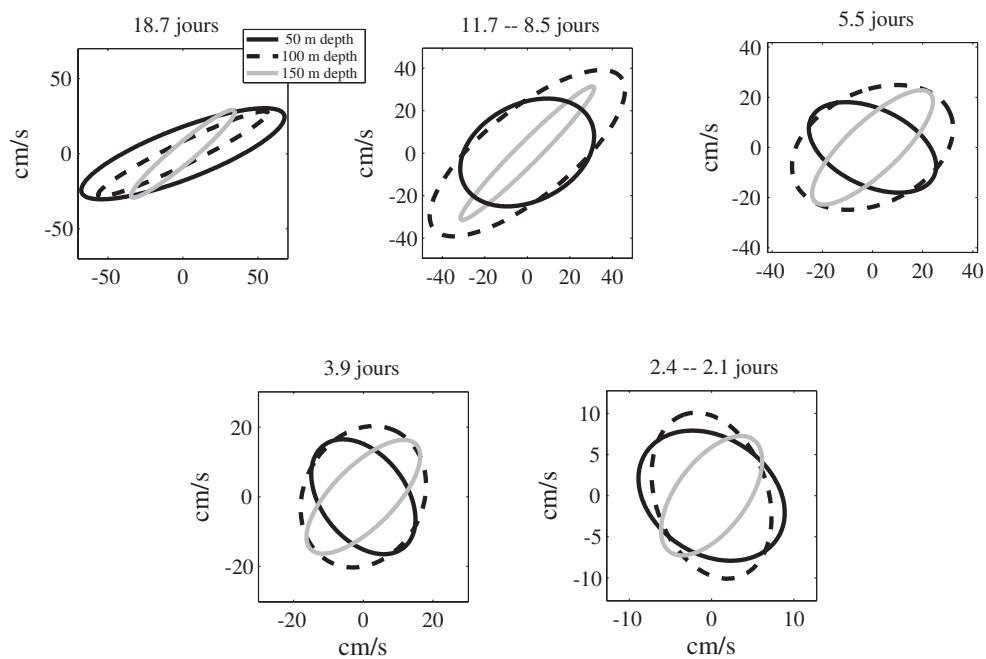


FIG. C.10 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M2 entre juin–août (**Période 1**).

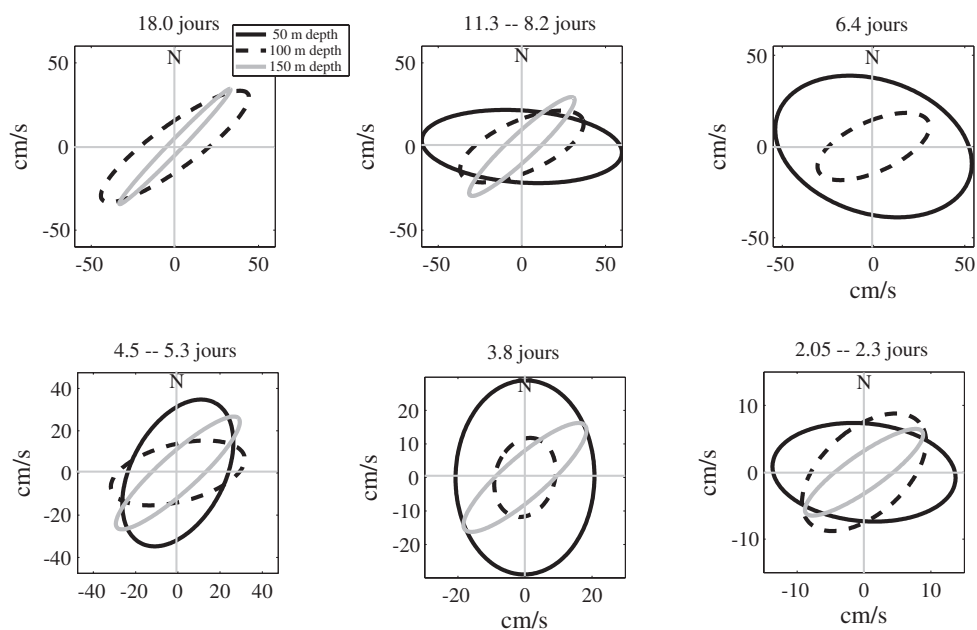


FIG. C.11 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M2 entre septembre–novembre (**Période 2**).

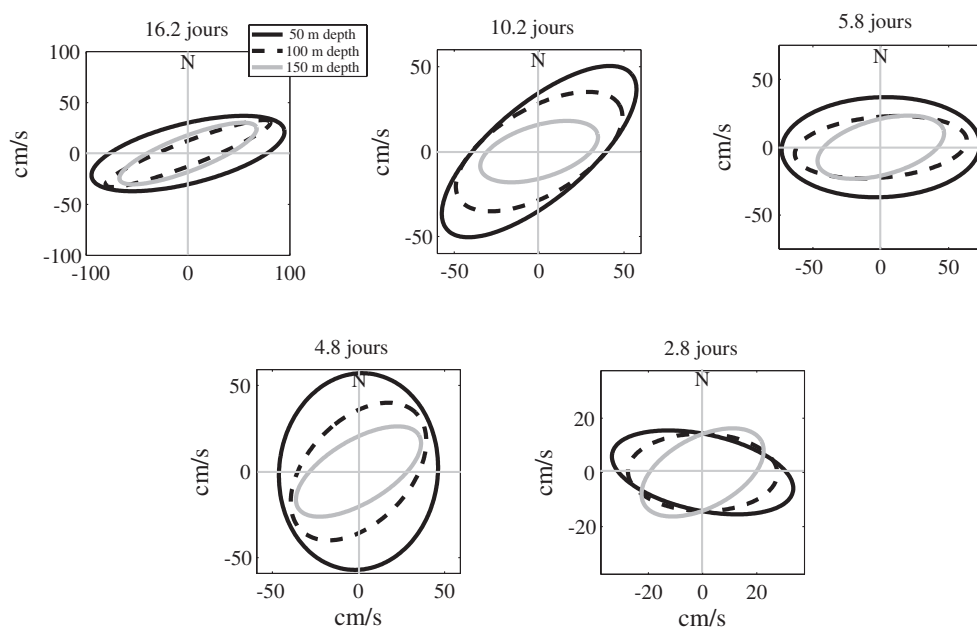


FIG. C.12 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M2 entre décembre–février (**Période 3**).

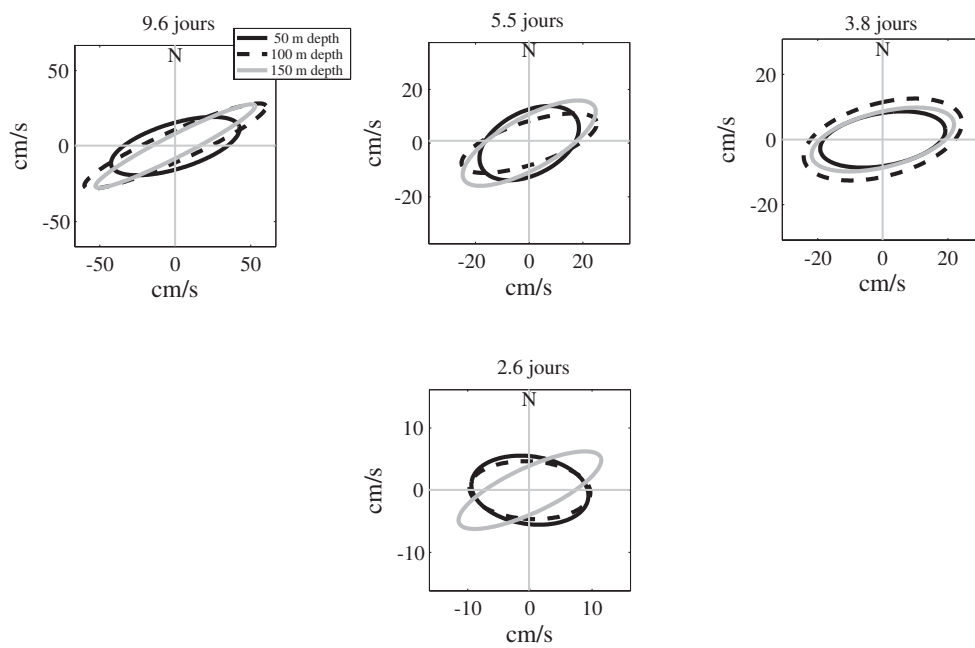


FIG. C.13 – Ellipses de variance des séries filtrées à 40h du courant mesuré par le mouillage ADCP M2 entre mars–mai (**Période 4**).

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DU SUD TOULON-VAR

Titre :

Echanges côte-large à moyenne échelle au niveau de la pente continentale du Golfe du Lion - Processus et Modélisation -

Auteur :

Gaël André

Résumé : La dynamique des échanges de masses d'eau entre le plateau du Golfe du Lion et le large est soumise à une grande variété de processus physiques agissant à différentes échelles spatio-temporelles sur la circulation. Ce travail de thèse basé sur la modélisation réaliste de deux années distinctes apporte une contribution à une meilleure connaissance de la circulation et des processus hydrodynamiques en mer Méditerranée Nord-Occidentale et dans le Golfe du Lion. Dans un premier temps, la modélisation de l'année 2001 réalisée sur le bassin Nord-Ouest Méditerranéen a été confrontée à des mesures satellites de température de surface de la mer (SST) et à la climatologie MEDATLAS. Ces comparaisons ont montré un bon accord en termes de structure et de variabilité saisonnière de la circulation à grande échelle. A plus petite échelle, plusieurs processus agissant sur le plateau et au niveau de la la pente continentale du Golfe du Lion ont été étudiés en comparant les résultats du modèle aux mesures satellites de SST et de Chlorophylle. Dans un deuxième temps, une configuration améliorée a été utilisée en complément des mesures récoltées durant la campagne ECOLOPHY (Juin et d'ecembre 2005) pour étudier la variabilité méso-échelle engendrée sur le front côtier du Courant Nord (CN). Les mesures des mouillages ADCP, d'une durée d'un an, ont montré une intensification de l'activité méso-échelle en hiver due aux changements de la structure du courant et à l'effet du vent local. Les fluctuations de courant, mises en évidence par la formation de méandres et de tourbillons, ont été attribuées à des instabilités baroclines et barotropes. Enfin, nous avons montré, à l'aide de tests de sensibilité, l'influence du forçage de vent et de la bathymétrie sur la génération de ces instabilités.

Mots clés : Mer Méditerranée, Golfe du Lion, modélisation hydrodynamique, courant de pente, variabilité méso-échelle, instabilités.

Title :

Mesoscale coastal-sea exchanges over the GoL's continental slope - Processes and Modelling -

Author :

Gaël André

Abstract : Dynamics of water mass exchanges between the Gulf of Lions (GoL) and the open sea are driven by several physical processes, which influence circulation at several spacio-temporal scales. This study, based on a realistic modelling during two years, aims to bring a better knowledge of circulation and hydrodynamics processes occurring in the NW Mediterranean Sea and in the GoL. Firstly, the NW Mediterranean Basin circulation modelled during the year 2001 is compared with Sea Surface Temperature (SST) satellite measurements (AVHRR) and with the MEDATLAS climatology. These comparisons show a good agreement concerning surface patterns and seasonal variability of the large scale circulation. At lower scale, several processes influence circulation over the shelf and the GoL's continental slope. These processes are studied by comparing model results to SST and chlorophyll satellite measurements. Secondly, an improved modelling configuration had been used with in-situ measurements collected during the ECOLOPHY experiment (June - December 2005) to investigate the mesoscale variability generated on the onshore Northern Current (NC) front. The one-year time series of ADCP current measurements revealed that mesoscale activity strengthens during winter due to seasonal variability of the NC and to local wind effect. Current fluctuations evidenced by meanders and eddies, are attributed to baroclinic and barotropic instability processes. Finally, modelling test cases show that wind forcing and bathymetry influence the generation of these instabilities.

Keywords : Mediterranean Sea, Gulf of Lions, hydrodynamical modelling, slope current, mesoscale variability, instabilities.