



**HAL**  
open science

# Influence de la bathymétrie sur les instabilités de courants côtiers et la formation de tourbillons : de l'observation en Méditerranée orientale à la modélisation idéalisée

Romain Pennel

► **To cite this version:**

Romain Pennel. Influence de la bathymétrie sur les instabilités de courants côtiers et la formation de tourbillons : de l'observation en Méditerranée orientale à la modélisation idéalisée. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Ecole Polytechnique X, 2011. Français. NNT: . pastel-00678412

**HAL Id: pastel-00678412**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00678412>**

Submitted on 12 Mar 2012

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

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

# THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Mécanique

par

ROMAIN PENNEL

---

## Influence de la bathymétrie sur les instabilités de courants côtiers et la formation de tourbillons : de l'observation en Méditerranée orientale à la modélisation idéalisée

---

Soutenue publiquement le 9 décembre 2011 devant le jury composé de

J. Sommeria	Rapporteur
G. Madec	Rapporteur
P. Bouruet-Aubertot	Examinatrice
J-M. Chomaz	Examinateur
G.J. Van Heijst	Examinateur
K. Béranger	Co-directrice de thèse
A. Stegner	Co-directeur de thèse
A. Chaigne	Directeur de thèse



*Les relations que peuvent entretenir une ancienne réserve d'armes terrée dans l'Essonne, un super-calculateur en vallée de Chevreuse et les étendues irisées de la mer Méditerranée, peuvent, au premier abord, ne pas paraître évidentes. Ce mémoire va tâcher de faire toute la lumière sur cette énigme.*



## Merci !

Les remerciements, voilà en fait le graal de chaque thésard. Oui chaque thésard durant 3 ans, voir plus pour les plus intrépides, n'aspire qu'à une chose, écrire ces fameux remerciements. Tout d'abord ils sont le signe, que ça y est, c'est fait, c'est fini et ce qui ne gâche rien, on n'aura plus à répondre à "alors ta thèse ça avance?". Ensuite, ne nous voilons pas la face, on a le sentiment qu'il s'agira là de la partie la plus intéressante de la thèse, et on le sait d'autant plus que des remerciements de thèse on en a déjà lu un certain nombre alors que des thèses entières beaucoup moins. Enfin, rendons à Jules ce qui lui appartient, la thèse ne se fait pas seule, la science n'est pas toujours une source de bonheur et il est légitime de remercier ceux qui nous ont guidé, porté et supporté au cours de ces années. Ceci étant, et je le dis pour les futurs thésards, moi qui suis maintenant devant la page blanche, faire des remerciements c'est moins facile que ça en a l'air.

Je voudrais commencer par remercier mes parents de thèse : Karine et Alex. Ils ont eu la gentillesse de m'adopter pour 3 ans et ne se sont pas trop fâchés même lorsque je n'étais pas toujours très docile. Grâce à eux, je repars de Palaiseau et peu moins bête qu'en y arrivant ! Merci Karine pour avoir toujours été là en toutes circonstances, avant la thèse, pendant la thèse et, j'en suis sûr après la thèse. Tu as toujours su me rassurer et m'encourager quand ça n'allait pas. Et quand ça allait bien, ton humour froid et ta volonté constante d'incarner une Mata Hari entremetteuse m'ont toujours bien fait rire ! Je te remercie également de m'avoir emmené en Méditerranée pour un long voyage que je ne souhaite pas arrêter de si tôt. Et accroche toi, je suis sûr qu'un jour tu finiras par aimer le vin ! Alex, je ne m'en fais pas pour toi, je sais que tu aimes déjà le vin ! Je voudrais te remercier pour avoir accompagné cette thèse, te remercier pour ton optimisme et ta bonne humeur constante qui ont parfois (souvent ?) contrasté avec mes doutes et mes inquiétudes. Je ne sais pas si je dois te remercier pour les heures passées (enfermés) dans cette casemate sombre et humide mais j'y ai malgré tout beaucoup appris et grâce à toi je fais tourner les tables, ça a toujours son petit effet !

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance envers mes deux rapporteurs Gurvan et Joel. Merci d'avoir pris le temps de lire ce manuscrit, de m'avoir fait réfléchir en mettant bien le doigt sur les points difficiles. J'ai beaucoup apprécié vos remarques dans les rapports mais surtout lors de la séance de questions. Je remercie également Gert-Jan pour avoir accepté de venir des Pays-Bas pour participer au jury de cette thèse et Pascale pour avoir été tour à tour professeur en master et jury de thèse. Je remercie tout particulièrement Jean-Marc, qui ne m'a pas épargné pendant les questions, et qui je pense m'a donné une bonne leçon pour les années à venir. Enfin, un grand merci à Antoine, qui a accepté d'être mon directeur de thèse officiel et qui a toujours pris le temps de lire mes différents rapports et de donner son avis.

Je tiens maintenant à remercier les personnes avec qui j'ai pu travailler que ce soit avant ou pendant la thèse, et qui m'ont aidé à grandir dans l'océanographie ou l'enseignement. Merci donc à Laurent pour m'avoir fait débiter dans ce domaine. Merci à mes directeurs de stage Alberto et Pierre-Marie grâce à qui j'ai connu mes premières expériences à l'étranger ainsi que mes premiers articles. Je voudrais aussi remercier Ananda et Simón qui m'ont bien aidé en Espagne et que je recroise maintenant en conférences. Un jour ils se rendront compte que Nadal n'est pas si grand que ça ! Je remercie aussi Isabelle qui m'a accueilli à Toulon et m'a transmis sa passion de la Méditerranée. Enfin, merci à Michael et Philippe pour leur aide et leur disponibilité dans les enseignements de Polytechnique. Michael lui aussi se rendra compte que l'OM n'est pas si grand, quant à Philippe à la vue de son pedigree karateka, je m'abstiendrai de toute ironie ! Et je ne voudrais

pas oublier Rui qui s'est bien occupé de nous à Madère et que Barbe-Rousse n'est pas prêt d'oublier.

La thèse c'est également des collègues et amis de tous les jours, je vais essayer de n'oublier personne. Merci donc à Thierry, le plus grand informaticien que la terre ait porté, Nicolas toujours prêt à discuter, Cyril, toi un jour tu te rendras compte à quel point le LOSC est grand, Romain, cette petite touche de Picardie qui me rappelait un peu mon Nord natal, Olivier C, à l'humour et à l'ironie débordante, Olivier D, oui tu vas trouver un groupe qui t'aime et te rendra heureux, et enfin Régine et Emmanuelle, parce que parler avec l'administration ce n'est pas toujours une sinécure. Merci aussi aux autres thésards et post-docs qui rendent le temps moins long. Ayah, qui a partagé avec moi mon papa de thèse, Vladimir, qui a aussi cumulé la fonction de colloc, François et Mélodie aujourd'hui officiellement locataires du bureau le plus cool et chargés de prendre soin et de transmettre l'arbre mort, Mathieu qui m'a subi en fin de rédaction (n'aie pas peur!), Jonathan qui m'a devancé de 12h et Cindy, toujours là pour papoter, ragoter, relire mon manuscrit, goûter mes expériences culinaires et m'encourager. Merci aussi à Manu, parce que tu es Manu... Enfin dans la liste thésards, collègues de bureau mais surtout ami, je me dois de remercier Lionel. Je ne peux que confirmer ses goûts douteux en matière de musique ainsi que sa ténacité en tennis et billard d'ordinateur, je te remercie pour ces deux années dans ce bureau. Sans toi la thèse n'aurait pas été pareille. Y ya ves, un año despues, que si que tenias razón con un malentendido todo se puede!

J'ai aussi une pensée pour les amis de l'extérieur qui, pour les non-thésards, sont souvent ceux qui posent la fameuse question évoquée au premier paragraphe. Alors un grand merci à Emilie, Thibaut, Caroline, Yannick, Julien, Maud et JP qui en grande partie savent ce que c'est. Merci à Sara, Selim et au petit Yanis, tu verras Sara que c'est pas si facile d'écrire des remerciements. Quiero agradecer a mis amigos hispanoparlantes : Isaac, Ivan y Silvia mis wevoncios triestinos po, Mónica mi wevoncia de las islas y Alba otra wevoncia de Madrizz. Merci aussi à Gaëlle, Camille, Jeremy et Dorothée. Merci à Marine, Jean-Yves, Camille et Rémy, quelle idée de se marier en pleine rédaction! Et enfin, merci à Paul pour les encouragements, les grandes discussions, les soirées avec Jack et tout le reste...

Un merci sans limites à Laurie, qui m'a accompagné dans cette mémorable journée scientifique de la DGA et qui a su prendre conscience de l'importance géo-stratégique des tourbillons de meso-échelle dans la protection de la France. Grâce à toi j'ai certainement fini mon manuscrit bien plus vite! Merci de m'avoir encouragé ces derniers mois, de m'avoir accompagné avant la soutenance, de m'avoir calmé dans des moments pas faciles, merci d'être toi et de rendre ma vie tellement plus belle, merci d'être là tout simplement. Merci.

Enfin, car je sais que vous brûler d'impatience de commencer à lire cette thèse, mes derniers remerciements vont à ma famille. Merci à Pépé, qui doit être très fier et qui m'a sûrement donné le goût des livres et de la recherche même si la science n'était pas son domaine d'action privilégié dirons nous! Merci à François, Laurence, Léa et Adèle pour être toujours là, vous, vous savez ce qu'est le LOSC. Merci à mes parents de m'avoir encouragé toutes ces années et d'avoir toujours été fiers de moi, merci à Timothée, parce que l'accent belge te va si bien, à Cyrille, parce que c'est pas facile de raconter à l'école ce que fait son grand frère et enfin un énorme merci à Lucille, car en plus de supporter le fait d'être ma soeur, elle m'a supporté comme colloc, et un colloc en fin de thèse c'est pas tous les jours Austerlitz!

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>La circulation de surface en Méditerranée Orientale : connaissances et outils</b>	<b>5</b>
2.1	Localisation et bathymétrie	7
2.2	Circulation générale	7
2.2.1	Circulation de surface	8
2.2.2	Circulation thermohaline	10
2.3	Méthodologie	12
2.3.1	Les bouées dérivantes (drifters)	12
2.3.2	Les modèles	13
2.3.3	Les données SSH	14
2.3.4	Les données satellites AVHRR	14
<b>3</b>	<b>Circulation de surface à méso-échelle en Méditerranée orientale</b>	<b>17</b>
3.1	Introduction	19
3.2	<i>Analyses of the Eastern Mediterranean surface circulation</i>	19
3.2.1	Introduction	20
3.2.2	Datasets and methods	23
3.2.3	Results with the binning method	27
3.2.4	Mesoscale signatures	35
3.2.5	Conclusions	47
3.3	Conclusion	49
<b>4</b>	<b>Notions théoriques sur l'instabilité barocline</b>	<b>51</b>
4.1	Les instabilités dans la nature	53
4.2	Mécanismes physiques de l'instabilité barocline	54
4.2.1	Point de vue énergétique	54
4.2.2	Résonance d'ondes	55
4.2.3	Aspect non-linéaire	59
4.3	Instabilité dans le modèle quasi-géostrophique	59
4.3.1	Modèles quasi-géostrophiques	59
4.3.2	Modes normaux	61
4.3.3	Condition nécessaire d'instabilité d'écoulements quasi-géostrophiques	62
4.3.4	Modèles d'Eady et de Phillips	63
4.4	Instabilités agéostrophiques	66
4.5	Instabilité et bathymétrie	69
<b>5</b>	<b>Courant côtier idéalisé : modélisation physique en laboratoire</b>	<b>73</b>
5.1	Comment produire un courant côtier en laboratoire?	75



5.1.1	Injection de fluide . . . . .	75
5.1.2	Ajustement géostrophique . . . . .	76
5.2	Paramètres physiques . . . . .	77
5.3	L'expérience . . . . .	81
5.3.1	Le matériel . . . . .	81
5.3.2	Le protocole expérimental . . . . .	81
5.4	Méthodes de mesure . . . . .	83
5.4.1	Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) . . . . .	83
5.4.2	Fluorescence Induite par Laser (LIF) . . . . .	85
5.4.3	Calcul de vorticité potentielle . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Courant côtier idéalisé : modélisation numérique</b>	<b>89</b>
6.1	Le code numérique . . . . .	91
6.1.1	Les équations . . . . .	91
6.1.2	La discrétisation spatiale et temporelle . . . . .	92
6.2	La configuration <i>TANK</i> . . . . .	92
6.2.1	Le domaine . . . . .	92
6.2.2	Paramétrisations physiques . . . . .	94
6.2.3	Condition initiale . . . . .	97
6.3	Mémoires et temps de calcul . . . . .	98
6.3.1	Stockage des données . . . . .	98
6.3.2	Temps de calcul . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Impact de la topographie sur les instabilités de courant côtier de densité</b>	<b>101</b>
7.1	Introduction . . . . .	103
7.2	<i>Shelf Impact on Buoyant Coastal Current instabilities</i> . . . . .	104
7.2.1	Introduction . . . . .	105
7.2.2	Idealized configuration . . . . .	108
7.2.3	Baroclinic instability at low Reynolds number . . . . .	113
7.2.4	Baroclinic instability at high Reynolds number . . . . .	120
7.2.5	Discussions and conclusions . . . . .	130
7.2.6	Appendix : Phillips instability problem over a sloping bottom . . . . .	134
7.3	Influence du rapport d'aspect . . . . .	135
7.4	Conclusion . . . . .	138
<b>8</b>	<b>Courants côtiers et bathymétrie : expériences en laboratoire</b>	<b>139</b>
8.1	Introduction . . . . .	141
8.2	<i>Unstable formation of coastal eddies over the shelf slope : laboratory experiments</i> . . . . .	141
8.2.1	Introduction . . . . .	142
8.2.2	Experimental set-up and physical parameters . . . . .	143
8.2.3	Baroclinic instability of coastal current . . . . .	148
8.2.4	Impact of finite perturbations . . . . .	158
8.2.5	Conclusions and discussions . . . . .	162
<b>9</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Notations utilisées</b>	<b>169</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>172</b>

# Introduction générale

---

## Avant propos

Tout a commencé il y a des millénaires sur les rivages de la **mer Méditerranée**. C'est sur ces côtes que se sont succédés tour à tour les Égyptiens, les Mésopotamiens, les Phéniciens, les Grecques, les Carthaginois, les Romains, les Perses, ... Tous, ont donné un nom différent à notre actuelle mer Méditerranée, mais, tous, ont basé pour partie le rayonnement de leur civilisation sur cette étendue d'eau salée. Elle jouait les rôles variés de source de nourriture, de vecteur de commerce, d'enjeu géostratégique. Aujourd'hui, rien n'a vraiment changé, si ce ne sont les densités de population. Le pourtour méditerranéen est ainsi peuplé de plus de 450 millions d'habitants se répartissant dans 23 pays différents. 600 millions d'habitants sont prévus à l'horizon 2020. Cette croissance démographique est souvent synonyme de concentration urbaine, sur un littoral fragilisé, où cohabitent pêche à outrance et rejets industriels non maîtrisés. On imagine ainsi sans mal que les enjeux économiques, démographiques et environnementaux sont considérables. Et ceci sans oublier, que ces évolutions s'inscrivent dans le contexte du changement climatique. En effet, selon les différents rapports du GIEC, la Méditerranée est un *hot spot* du changement global et pourrait voir son climat profondément modifié.

La zone méditerranéenne "est donc aujourd'hui affectée par des évolutions de toutes natures - géophysiques, climatiques, démographiques, écologiques... - susceptibles d'entraîner, à court terme, une forte dégradation de son habitabilité." Le Chantier Méditerranée de l'INSU/CNRS MISTRALS (Mediterranean Integrated STudies at Regional And Local Scales) a ainsi pour but d'apporter des réponses à "la question de l'adaptabilité des écosystèmes et des sociétés humaines" dans cette région. Des actions scientifiques transverses, telles que les interactions entre le climat et l'environnement, ou, les interactions entre l'homme et le climat, sont donc suggérées pour aider à la prise de décision face à ses questions socio-économiques. L'objectif est de prévoir "l'adaptabilité, la vulnérabilité, l'habitabilité et les politiques d'aménagement" de la zone méditerranéenne. Diverses actions relativement bien organisées sont déjà mises en place au coeur de ce chantier, comme le projet HyMex d'étude du cycle de l'eau entre les trois compartiments Terre-Mer-Atmosphère, ou MerMex projet d'étude des cycles biogéochimiques. La **zone côtière maritime** est bien entendu une zone particulière dont la connaissance doit être améliorée. Particulière, de par sa position géographique, entre terre et large, entre activités humaines sources de pollution et large que

l'on espère encore relativement épargné. Particulière, elle l'est aussi, d'un point de vue bio-géochimique. Sa richesse en éléments nutritifs fait ainsi le pendant à la pauvreté du large et engendre naturellement des différences entre les espèces biologiques peuplant les deux zones. Il en résulte une importante biodiversité marine. À l'interface entre la terre et la haute mer, cette zone côtière est également une frontière virtuelle séparant des masses d'eau aux caractéristiques thermohalines distinctes. La circulation de ces masses d'eau, sous la forme de courants côtiers, s'écoulant le long des côtes, ou de tourbillons pouvant se déplacer vers le centre du bassin, se place alors au coeur de la problématique des échanges entre la côte et le large. Un coup d'œil sous la surface de la mer, permet également de définir la zone côtière comme étant la zone de transition entre les faibles profondeurs de la côte et les hauts fonds du large. Cette transition est réalisée par une bathymétrie aux pentes complexes et variées qui ne manquera pas d'influencer la dynamique de surface.

## Stratégies d'études et objectifs

Ce sont ces **courants côtiers** et la formation de ces **tourbillons** au-dessus d'une **bathymétrie** que nous nous proposons d'étudier dans ce mémoire. Nous verrons que la **Méditerranée orientale** qui sera notre zone d'étude est représentative de la problématique de la thèse, c'est-à-dire, des courants côtiers, circulant le long de talus abrupts, et auxquels sont associés de nombreux tourbillons.

Qui dit étude scientifique, dit méthode d'étude. En océanographie physique cohabitent ainsi, théoriciens, observateurs, modélisateurs, et expérimentateurs. Les mêmes problèmes sont ainsi abordés au travers d'approches différentes. Car, s'il convient d'être conscient des limites de chaque approche, il faut également être capable d'utiliser cette richesse d'angles de vues. L'utilisation combinée de plusieurs méthodes peut ainsi soit confirmer un résultat, en comparant deux approches, soit le compléter, en utilisant une méthode permettant d'aller plus loin, soit forcer à la prudence, suite à l'observation de résultats contradictoires. Cette diversité sera mise en avant tout au long de ce manuscrit.

Dans un premier temps, nous nous concentrerons ainsi sur l'observation de la **Méditerranée orientale**. La **circulation des courants de surface** y est encore très controversée : les études se partagent entre existence de courants côtiers (Millot and Taupier-Letage, 2005) et circulation au large du bassin (Robinson et al., 1991). L'influence des **structures de méso-échelles** y est également peu connue. Nous chercherons à analyser et comparer les informations issues de différents jeux de données (in situ, satellites, numériques) dans le but de mieux caractériser et quantifier le rôle de la mésoéchelle sur la circulation générale en Méditerranée orientale. L'originalité de notre étude viendra en particulier de cette confrontation de sources variées de données, comparée aux études précédentes qui n'en utilisent qu'une seule. Nous verrons en particulier la difficulté qu'il existe pour trancher entre la signature d'un courant et la signature résultant du passage de tourbillons successifs dans la même zone. La formation de ces tourbillons au sein du courant, semble être fortement contrainte par l'interaction du courant avec la topographie sous-marine. Cette analyse nous incite donc à comprendre les processus sous-jacents.

C'est ce que nous ferons dans un second temps, en nous focalisant sur l'**instabilité barocline du courant côtier au-dessus d'une bathymétrie**. Cette instabilité est en effet souvent à l'origine des tourbillons rencontrés. L'instabilité barocline est un sujet étudié certes depuis les années 1950 (Eady, 1949; Phillips, 1954), mais pourtant certaines questions demeurent quant à l'influence de la bathymétrie. La bathymétrie a-t-elle un effet stabilisant ou déstabilisant sur

---

un courant côtier? Quel est l'effet d'un changement de pente de la bathymétrie sur l'instabilité barocline, la longueur d'onde et les taux de croissance associés? Quelle est la dynamique des tourbillons formés au-dessus d'une pente topographique? Peu d'études tentent de répondre à ces interrogations et nous proposons de répondre en partie à certaines de ces questions à l'aide d'expériences idéalisées tant en laboratoire que dans des simulations numériques.

## Plan du manuscrit

Nous allons maintenant aborder le déroulement de ce manuscrit et tracer le fil rouge de l'étude en décrivant brièvement les différents chapitres.

La démarche scientifique est faite de simplifications des problèmes. La première d'entre elles, sera d'ordre géographique en restreignant notre domaine d'étude à la Méditerranée orientale<sup>1</sup>. Le **chapitre 2** sera ainsi l'occasion d'un voyage entre Sicile et Levant le long des courants de surface mais aussi au rythme des plongées d'eau dense. Nous verrons en particulier que la Méditerranée peut être assimilée à un système à deux couches. **Une revue des connaissances** acquises sur les **circulations de surface et de fond** de la Méditerranée orientale sera faite. Cette description peut être globalement effectuée de deux façons : d'une façon directe par observation où d'une façon plus virtuelle au travers de simulations numériques. Dans ce chapitre, nous mettrons donc en évidence les apports respectifs de l'analyse des données issues d'observations in-situ, de satellites ou de simulations numériques.

Puis dans le **chapitre 3**, nous mènerons une étude détaillée de la **circulation de surface à mésoéchelle en Méditerranée orientale** à l'aide de différents jeux de données. La question de la diversité des méthodes d'études sera mise en avant. Chaque outil a ses qualités et ses défauts et il s'agit de faire le lien entre des observations échantillonnant la réalité, mais de manière insuffisante, et des modèles imparfaits, mais riches en données. Cette comparaison entre données réelles et données numériques se fait dans le cadre du projet SiMed visant à l'amélioration de la simulation de la Méditerranée. L'objectif est ainsi d'appréhender les limites de chaque méthode et de mettre en avant ce qu'elles peuvent s'apporter mutuellement. L'estimation de la variabilité temporelle et spatiale des courants, ainsi que la prise en compte des tourbillons, apparaîtra alors comme un point clef dans l'optique d'une meilleure connaissance des transports de masses d'eau en Méditerranée.

Le **chapitre 4** sera alors le moment d'une pause pour faire le point sur la connaissance de ces courants côtiers et plus particulièrement sur les instabilités dont ils font l'objet. En effet, les variabilités et tourbillons entrevus précédemment sont dans une large mesure imputables à des instabilités du courant et plus spécifiquement à des **instabilités baroclines**. Il s'agit là d'un processus universel et ce sera donc l'occasion de s'éloigner de la Méditerranée, en considérant les courants côtiers de manière globale. Nous ferons donc un **état de l'art** en matière d'instabilité barocline et d'influence de la bathymétrie.

Les **chapitres 5 et 6** feront l'objet d'une nouvelle simplification du problème au travers de la **modélisation idéalisée d'un courant côtier**. La modélisation réaliste d'un courant et de son environnement fait apparaître de nombreux paramètres, de nombreux processus dynamiques et cette complexité peut au final se révéler un obstacle à l'isolation et à la compréhension d'un proces-

---

I. étendues irisées

sus spécifique. L'idée est donc de décomposer le problème en une suite de problèmes plus simples mettant chacun, individuellement, l'accent sur un processus donné. Dans notre étude, il s'agit donc de construire un courant côtier totalement caractérisé par un petit nombre de paramètres adimensionnés et prenant en compte une bathymétrie elle-même idéalisée. Le contrôle total du système par ces **nombres adimensionnés** permet alors d'envisager des études paramétriques et d'identifier les régimes dynamiques essentiels. L'utilisation même d'adimensionnement présuppose la possibilité de reproduire les dynamiques de l'océan à toutes les échelles physiques. A fortiori, la création d'un modèle réduit d'une Méditerranée idéalisée devient envisageable. Pour cela, nous avons donc déménagé la Méditerranée dans une casemate<sup>II</sup> de l'ENSTA ParisTech et reconstruit notre courant idéalisé dans des **expériences en laboratoire**. Ici encore la complémentarité des méthodes restera au coeur de nos préoccupations. Ce courant, issu d'expériences en laboratoire, a ainsi été dupliqué dans les processeurs de l'IDRIS<sup>III</sup> au travers d'une **modélisation numérique** dans un modèle de circulation générale océanique (NEMO).

Désormais loin de la Méditerranée, nous prendrons en main nos deux modèles idéalisés (laboratoire et numérique) à partir du **chapitre 7** pour tenter de répondre aux interrogations nées au travers de l'étude des travaux antérieurs. Après avoir confronté les deux approches et validé leurs comportements similaires ainsi que leurs différences, une étude systématique de l'**effet de la pente de la bathymétrie** sera réalisée. Ces travaux se placent dans le cadre du projet TopIECC visant à la compréhension de l'influence de la topographie sous-marine sur un courant de surface. L'étude met ainsi en lumière les phases de croissance linéaire de l'instabilité, résultant en la formation de méandres, croissants au fil du temps. Cette première phase fixe une première échelle spatiale, celle de la taille d'un méandre, ainsi qu'une échelle temporelle correspondant au temps caractéristique de croissance de la perturbation. Une fois que les méandres atteignent une taille finie, l'instabilité entre dans une phase non-linéaire, caractérisée par l'**émission de tourbillons**. La dynamique de ces tourbillons au-dessus d'une pente et la sélection de nouvelles échelles spatiales seront abordées à l'aide du modèle numérique.

L'utilisation conjointe de deux méthodes permet de cibler les insuffisances de chacune. Ainsi la confrontation effectuée à l'étape précédente mettra en évidence les faiblesses des expériences de laboratoire de petites échelles et fortement dissipatives. Le **chapitre 8**, fort de cette comparaison et des conclusions en découlant, sera donc l'occasion de revenir sur l'**expérience de laboratoire** et de l'améliorer. L'objectif sera alors de chercher une confirmation expérimentale des résultats numériques obtenus précédemment, mais également d'aller plus loin en quantifiant le **rôle joué par les conditions initiales** de l'expérience dans le développement de l'instabilité.

Pour résumer, ce travail de thèse est l'occasion d'un voyage en Méditerranée, de l'étude de sa circulation générale fortement influencée par les tourbillons de mésoéchelle jusqu'au zoom sur un processus physique particulier. Ce processus d'interaction d'un courant côtier avec une bathymétrie est, in fine, un processus général, que l'on retrouve dans toutes les mers du globe. Cette étude permet donc, à partir de l'observation particulière de la mer en Méditerranée, de fournir des indications sur la physique générale des océans. Ce voyage se fait par l'intermédiaire de méthodes différentes, l'observation, l'expérimentation en laboratoire et la simulation numérique. La confrontation et la combinaison de ces outils doit à terme déboucher sur une meilleure connaissance des dynamiques océaniques et ainsi fournir des réponses aux interrogations sur le futur.

---

II. ancienne réserve d'armes

III. super-calculateur

# Chapitre 2

## La circulation de surface en Méditerranée Orientale : connaissances et outils

### Sommaire

---

2.1	Localisation et bathymétrie . . . . .	7
2.2	Circulation générale . . . . .	7
2.2.1	Circulation de surface . . . . .	8
2.2.2	Circulation thermohaline . . . . .	10
2.3	Méthodologie . . . . .	12
2.3.1	Les bouées dérivantes (drifters) . . . . .	12
2.3.2	Les modèles . . . . .	13
2.3.3	Les données SSH . . . . .	14
2.3.4	Les données satellites AVHRR . . . . .	14

---



Nous commençons donc cette étude en nous rendant sur les rives de la Méditerranée orientale pour y découvrir sa géographie ainsi que les grandes caractéristiques de la circulation de surface et de la circulation thermohaline. Nous aborderons également dans ce chapitre les méthodes d'observations et de modélisations utilisées au chapitre 3.

---

## 2.1 Localisation et bathymétrie

La mer Méditerranée est une mer intérieure, s'étendant sur près de 4000 km d'est en ouest et sur une largeur moyenne de 800 km entre l'Europe du Sud, l'Afrique du Nord et le Moyen-Orient. On distingue la Méditerranée occidentale et la Méditerranée orientale. La Méditerranée orientale (Fig 2.1) est elle-même subdivisée en deux bassins principaux, le bassin Ionien et le bassin Levantin, auxquels s'ajoutent deux mers intérieures, la mer Adriatique et la mer Égée. La frontière des bassins est dessinée à la fois par la géométrie des côtes et par les accidents du relief sous-marin. Le canal de Sicile, d'une profondeur de 400 m, marque ainsi le début de la Méditerranée Orientale et l'entrée dans le bassin Ionien. Au nord du bassin Ionien, se trouve la mer Adriatique dont l'entrée se fait par le détroit d'Otrante (800 m), tandis qu'à l'est s'étend le bassin Levantin depuis le passage de Crète (2000 m) jusqu'aux côtes du Moyen-Orient. Au nord de la Crète, la mer Égée et ses multiples îles trouvent place et communiquent avec la mer Noire au travers du passage des Dardanelles, de la mer de Marmara et du détroit du Bosphore. La Mer Égée est séparée des bassins Ionien et Levantin par les détroits de l'arc de Crète. On trouve ainsi les détroits de Kassos, Karpathos et Rhodes à l'est, et de Antikithira, Kithira et Elafonisos à l'ouest. La profondeur de ces détroits varie entre 1000 m et 150 m.

La bathymétrie de la Méditerranée est très complexe, et son bassin oriental n'échappe pas à la règle. La partie la plus profonde du bassin se trouve au nord du bassin Levantin dans le sous-bassin de Rhodes (4000 m) mais le centre des deux bassins Ionien et Levantin se caractérise également par de fortes profondeurs. Les champs abyssaux d'Herodotus dans le bassin Levantin descendent ainsi jusqu'à 3500 m tandis qu'à l'ouest dans le bassin Ionien le fond de la mer atteint 4000 m. Il existe également une grande disparité au niveau des côtes sud des bassins, où le talus continental est tour à tour relativement plat le long des côtes tunisiennes, peu pentu ( $\approx 1\%$ ) dans le bassin Ionien, relativement raide ( $\approx 5\%$ ) dans le passage de Crète le long des côtes libyo-égyptiennes, puis de nouveau assez plat en arrivant sur les côtes du Levant.

## 2.2 Circulation générale

La notion de circulation passe par la notion de masse d'eau. L'océan étant un fluide stratifié, en absence de mouvements on trouve les eaux les plus denses au fond et les eaux les moins denses en surface. La densité est une fonction de la température, de la salinité et de la pression. En surface, sous l'action des échanges turbulents et radiatifs avec l'atmosphère, les caractéristiques de l'eau de surface vont pouvoir être modifiées (salinité, température); de plus, associées au processus de photosynthèse, les caractéristiques biogéochimiques seront elles-même modifiées. Par exemple, une augmentation de la densité de l'eau de surface par refroidissement ou évaporation va provoquer une instabilité hydrodynamique et va entraîner la plongée de l'eau de surface vers une profondeur de flottabilité. Ce processus de plongée va être associé à du mélange turbulent vertical modulé par l'advection horizontale et la diffusion. Inversement, une diminution de la densité de l'eau de surface va renforcer la stratification verticale. Au cours des saisons, ces deux processus



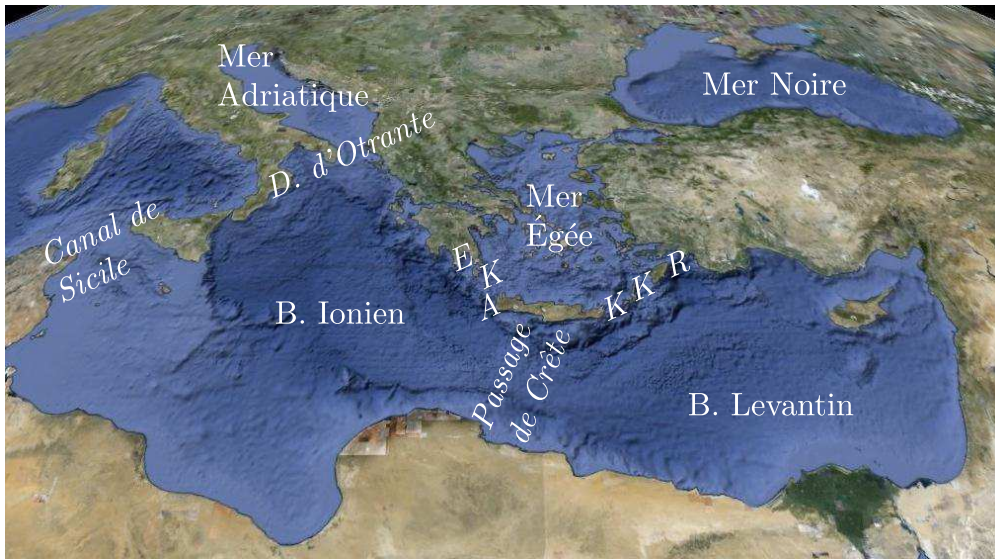


FIGURE 2.1 – Méditerranée orientale : localisation des bassins et bathymétrie. (d'après Google Earth)

modulent l'épaisseur de la couche de mélange océanique dont la base, appelée thermocline, sépare l'océan de surface de l'océan profond. Néanmoins, des échanges entre la surface et le fond de l'océan ont lieu lors des phénomènes dits de convection profonde. Dans ce cas, l'instabilité de la colonne d'eau est telle que le mélange turbulent va atteindre le fond de l'océan et participer à sa ventilation. On parle alors de la formation d'une masse d'eau. Les caractéristiques acquises lors de la formation de la masse d'eau et en l'absence de forçages extérieurs ne vont se modifier que par mélange avec les masses d'eau voisines et ceci de façon très lente. Il est alors possible de suivre les caractéristiques de la masse d'eau, très loin de son lieu de formation et d'en déterminer sa circulation.

### 2.2.1 Circulation de surface

On parle souvent de la Méditerranée comme d'un bassin d'évaporation. Sous l'action conjointe du soleil et du vent, l'eau s'évapore mais le sel reste, ce qui a pour effet d'augmenter la salinité et donc la densité. La Méditerranée communique avec l'océan global par le détroit de Gibraltar. L'eau de l'océan Atlantique (Atlantique Water - AW) est quant à elle moins dense. Ainsi, on observe à Gibraltar une entrée d'eau atlantique due au gradient de pression engendré par la différence de densité entre l'Atlantique et la Méditerranée. Cette eau plus légère que l'eau environnante méditerranéenne va circuler en surface. L'étude de la circulation de surface de la Méditerranée consiste donc à suivre le déplacement de l'eau atlantique. Cette circulation a été étudiée dès le début du XX<sup>e</sup> siècle d'après les propriétés hydrographiques des masses d'eau. Les descriptions ont ensuite évolué dans les années 1960, mais toujours sur la base de données hydrographiques. Dernièrement l'essor des modèles numériques et des données satellitaires a multiplié les schémas, qui sont parfois contradictoires entre eux.

Le premier schéma est celui de [Nielsen \(1912\)](#) (Fig 2.2(a)). Il décrit la circulation d'un courant de densité (composé d'eau atlantique) dévié de manière cyclonique par la force de Coriolis. L'eau d'origine atlantique longe ainsi la côte africaine en circulant dans le sens anti-horaire (cyclonique). Au nord, elle pénètre dans les mer Égée et Adriatique et se mélange à des eaux sortant de ces mers.

Elle termine finalement sa boucle en rejoignant le courant côtier au nord de la côte africaine, en passant soit le long de la Sicile soit en recirculant dans le bassin Ionien.

Dans les années 1960, [Ovchinnikov \(1966\)](#) propose un schéma en s'appuyant sur le calcul des courants géostrophiques (Fig 2.2(b)). Cette fois-ci, l'eau atlantique pénètre par le milieu du bassin Ionien et y génère plusieurs gyres.<sup>I</sup> On notera, que le courant circule vers l'ouest le long des côtes de la Libye, à l'inverse du schéma de Nielsen. Dans le bassin Levantin, le schéma propose plusieurs circuits cycloniques, notamment entre les îles de Chypre et de Rhodes. Ici, la circulation dans la mer Egée n'est plus décrite. Ovchinnikov met également en évidence la variabilité saisonnière.

Les campagnes POEM (Physical Oceanography of the Eastern Mediterranean, 1985-1992) ont permis de proposer une nouvelle description de la circulation (Fig 2.2(c)). Le fait marquant est la présence du Mid Mediterranean Jet (MMJ) qui traverse tout le bassin oriental ([Robinson et al., 2001](#)). Il pénètre dans le bassin Levantin par le nord du passage de Crète, contredisant Nielsen et les descriptions de courants le long des côtes africaines. La circulation est marquée par différents gyres et tourbillons anticycloniques ou cycloniques, supposés transitoires, récurrents ou permanents (circuits de Rhodes, de Mersa-Matruh, de Shikmona, et tourbillon anticyclonique Ierapetra). Enfin, de l'eau en provenance de l'Adriatique s'écoule directement vers l'est et le milieu du bassin Ionien et ne s'associe plus à une circulation cyclonique générale longeant les côtes sud de l'Italie.

Ces dernières années, la circulation a été revisitée en analysant les données satellitaires de température de surface de la mer (SST) issues de radiomètres infrarouges comme AVHRR (NOAA) ([Hamad et al., 2005](#)). Il en découle un schéma (Fig 2.2(d)) ressemblant au schéma original de Nielsen. Le MMJ n'y apparaît plus. Au contraire un trajet des eaux le long de la côte africaine générant de nombreuses structures méso-échelles anticycloniques, est mis en évidence. Des tourbillons naissent près des côtes et se propagent vers le large. Dans le bassin Levantin, il n'y a plus trace du courant de retour par le nord du passage de Crète, le courant parcourt maintenant la mer Egée. Enfin, soulignons la présence de l'anticyclone Ierapetra (I dans Fig 2.2(d)) au sud-est de la Crète ([Hamad et al., 2006](#)).

Le développement d'une nouvelle génération de modèles à relative haute résolution (6km) donne des résultats plutôt en bon accord avec les travaux basés sur l'analyse de cartes de SST AVHRR en terme de circulation générale (Fig. 2.2(e)) ([Alhammoud, 2005](#)), bien que les tourbillons soient un peu trop statiques et pas toujours générés à la bonne position et au bon moment (Chap. 3, [Alhammoud et al. \(2005\)](#)). Néanmoins, ces modèles ont montré de meilleures performances avec des forçages atmosphériques à haute résolution (<50km), ([Béranger et al., 2010](#); [Lebeaupin-Brossier et al., 2011](#)). De plus, les récents travaux avec une résolution de 2 km (MED36, projet GMMC SiMed) tendent à démontrer que pour résoudre de tels tourbillons, il faut au moins 10 mailles par rayon de déformation. Le contrôle topographique semble également être un facteur important pour l'intensification de ces structures et donc pour leur durée de vie.

Les désaccords ne sont toujours pas tranchés sur la réalité du MMJ ou une simple signature des tourbillons méso-échelles ([Millot and Gerin, 2010](#)), la présence du courant côtier le long de l'Afrique entre la Tunisie et le Levant ([Sorgente et al. \(2011\)](#); [Hamad et al. \(2006\)](#), Chap. 3) et la génération ou non de tourbillons récurrents ou permanents. Bien que certaines caractéristiques soient bien documentées, elles n'ont pas été reproduites à la perfection dans un modèle réaliste sur une longue période (50 ans). De plus de nouveaux phénomènes sont répertoriés, comme la dérive

---

I. On appellera gyre des circulations locales fermées de diamètre supérieur à 300 km.

ouest d'un tourbillon libyen en 2006 (Taupier-Letage and Teams, 2007; Sutyryn et al., 2009) alors que seuls des tourbillons dérivant vers l'est, suivant le flux d'eau Atlantique avaient jusque-là été observés. L'analyse des champs de SSH et des courants géostrophiques associés semble indiquer une forte variabilité interannuelle de la circulation. Ainsi un renversement de la circulation au nord du bassin Ionien en 1997 (Rio et al., 2007) semble s'être produit. Ce changement ne pouvant être attribué à un changement de la circulation atmosphérique, Gačić et al. (2010) proposent qu'il soit dû à un changement de la circulation générale provoqué peut-être par l'EMT (Section 2.2.2) et la redistribution sur la verticale des masses d'eau associées. Ce système oscillant Adriatique-Ionien a été baptisé Adriatic-Ionian Bimodal Oscillating System (BiOS).

## 2.2.2 Circulation thermohaline

Le nord des bassins est souvent une zone de convection profonde. En hiver, le bilan négatif des flux de chaleur et de masse à la surface (chaleur et eau douce) provoque la formation de masses d'eau statiquement instables. Il y a alors convection (plongée) de la masse d'eau jusqu'à une profondeur intermédiaire ou jusqu'au fond (Marshall and Schott, 1999). On parle alors de masses d'eau intermédiaire ou de fond (Fig. 2.3). Dans la Méditerranée orientale, les zones principales de convection sont la Mer Adriatique, le gyre de Rhodes et la Mer Égée (cylindres dans Fig.2.3)

Dans le gyre de Rhodes (ou plus généralement au nord du bassin Levantin) se forme l'eau levantine intermédiaire (Levantine Intermediate Water, LIW) qui est la masse d'eau la plus répandue de la Méditerranée. Elle se caractérise par un maximum de salinité localisé entre 100 m et 400 m de profondeur. De l'eau de fond levantine (Levantine Deep Water, LDW) est également formée de manière interannuelle. Dans la mer Adriatique se forme l'eau adriatique de fond (Adriatic Deep Water, ADW) caractérisée par une faible salinité et une faible température. Cette eau très dense se déverse dans le bassin Ionien par le détroit d'Otrante et s'écoule jusqu'au fond du bassin oriental. La mer Égée est le lieu de formation des eaux crétoises intermédiaires et de fond (Cretan Intermediate/Deep Water, CIW et CDW respectivement). La CIW est très salée comme l'est la LIW, mais se distingue par une température plus froide. La CDW est quant à elle plus chaude et plus salée que ne l'est l'ADW. De manière générale, les eaux de fond de la Méditerranée orientale sont dénommées eaux méditerranéennes de fond (Eastern Mediterranean Deep Water, EMDW). Les ADW et CDW sont les deux sources d'EMDW. Jusque dans les années 1980, l'EMDW était connue comme étant composée principalement d'ADW. Mais lors de l'Eastern Mediterranean Transient (EMT, Roether et al. (2007)), la CDW s'est déversée dans la Méditerranée orientale en devenant la principale source de l'EMDW et l'ADW a cessé momentanément de sortir de la mer Adriatique.

La circulation intermédiaire, de la LIW essentiellement, est assez peu documentée. Elle a été modélisée par les modèles à basse résolution (Wu and Haines, 1996) et constitue une branche est-ouest de retour dans la circulation thermohaline. Les LIW atteignent le canal de Sicile et se déversent dans la mer Tyrrhénienne. A l'inverse, les branches profondes de la circulation thermohaline orientale alimentées par l'ADW et/ou la CDW sont nord-sud. (Fig.2.3). De même, les circulations de l'EMDW dans la Méditerranée orientale sont peu connues. ? proposent un schéma cyclonique contraint par la bathymétrie et la force de Coriolis. Cependant certains travaux sur des tourbillons circulant à des profondeurs intermédiaires, comme les tourbillons sardes (Sardinian Eddies, Testor et al. (2005)) dans le bassin Algérien, ou les tourbillons de LIW à la sortie du détroit de Sicile modélisés par Béranger et al. (2004), nous amènent à penser que des tourbillons profonds existent et peuvent avoir une influence non négligeable sur la circulation.

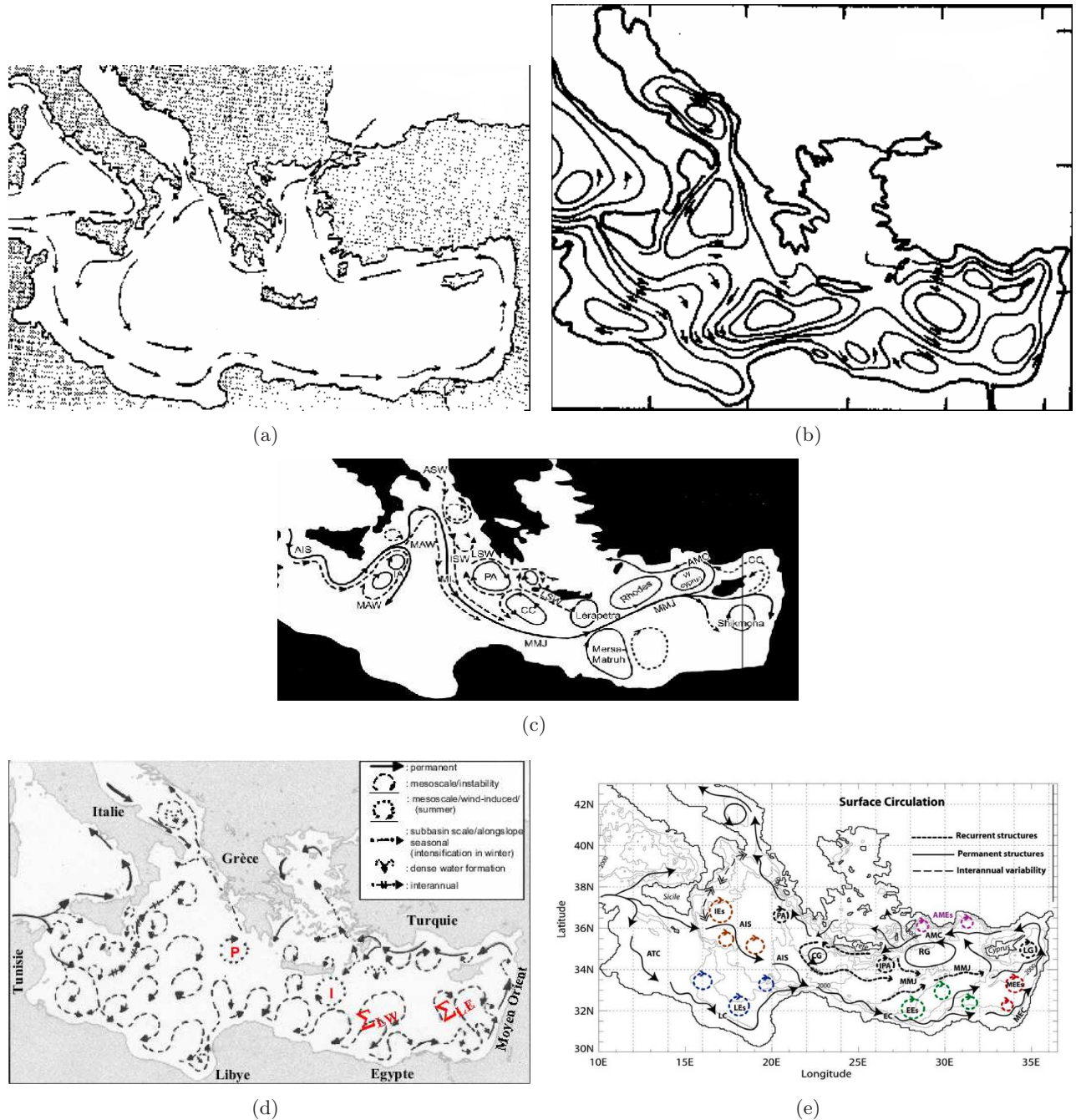


FIGURE 2.2 – Schémas de circulation de surface. (a) Circulation cyclonique le long des côtes (Nielsen, 1912). (b) Schéma avec plusieurs gyres proposé par Ovchinnikov (1966) et basé sur un calcul géostrophique. (c) Circulation au milieu des bassins et introduction du MMJ (Robinson et al., 2001) issu de la campagne POEM. Schéma de circulation de surface alliant courant côtier et tourbillons de méso-échelle : (d) par observations satellitaires (Hamad et al., 2006) (e) par simulations numériques (Alhammoud, 2005)

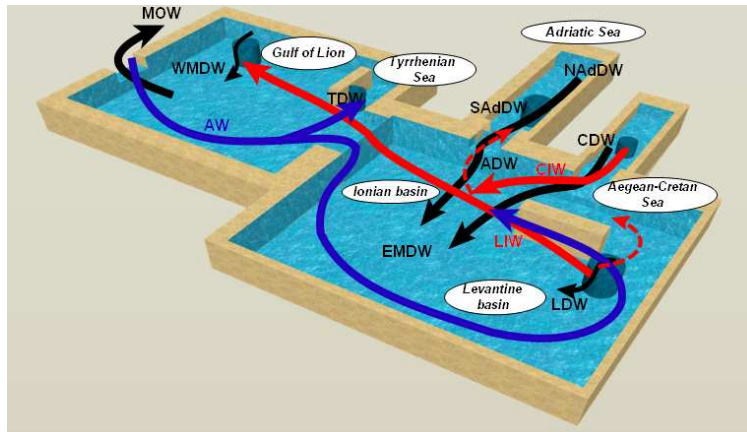


FIGURE 2.3 – Schéma 3D de la Méditerranée d’après Béranger et al. (2010). Circulation thermohaline (flèches noires), circulation de l’AW en bleu et circulation intermédiaire en rouge.

## 2.3 Méthodologie

Nous allons maintenant décrire les sources de données utilisées pour l’étude de la circulation de surface en Méditerranée orientale. Ces données seront utilisées au chapitre 3.

### 2.3.1 Les bouées dérivantes (drifters)



FIGURE 2.4 – Photo d’un drifter avec sa drogue dépliée.

Comme son nom l’indique, une bouée dérivante, ou drifter, est une bouée larguée à la mer et qui dérive au fil de l’eau. Le drifter est un instrument lagrangien, c’est-à-dire qu’il suit les courants et fournit des enregistrements le long de sa trajectoire. A l’opposé, un mouillage est un instrument eulérien effectuant des mesures en un point fixe de l’écoulement. Le drifter se compose d’un flotteur en surface qui empêche l’appareil de couler. Il contient les batteries, l’antenne, un capteur de température et un microprocesseur gérant la collecte et la transmission des données par satellite. Ce flotteur est relié à une ancre flottante, ou drogue, qui maintient le drifter stable par rapport à la surface horizontale (Fig 2.4). La drogue est centrée à une profondeur de 15 m, elle mesure 5 m de long et 60 cm de diamètre. Un capteur de tension situé sous le flotteur permet de savoir si

le drifter a perdu ou non sa drogue. La taille de l'ancre est telle que la bouée est entraînée par le courant à 15 m de profondeur. Ceci permet de s'affranchir des éléments extérieurs susceptibles d'entraîner directement le flotteur (vent ou vagues principalement). Le drifter permet donc de suivre la circulation superficielle à 15 m, on parle alors de drifter de subsurface.

Les drifters sont suivis grâce au système Argos de localisation et de collection de données installé sur les satellites de la NOAA. La position des drifters est ainsi déterminée avec une précision supérieure au kilomètre. Les données sont traitées pour éliminer les pics non physiques, en vérifiant la distance parcourue, l'angle et la vitesse entre deux points consécutifs. Les données sont ensuite interpolées toutes les deux heures en utilisant une technique de kriging (Hansen and Poulain, 1996). Les positions interpolées sont ensuite filtrées grâce à un filtre passe-bas, pour éliminer les hautes fréquences correspondantes aux ondes inertielles ou de marées. Finalement, les positions sont échantillonnées toutes les six heures. A partir de là, la vitesse des drifters est calculée par différences finies.

Entre Septembre 2005 et Janvier 2007, 86 drifters ont été déployés au cours des projets EGITTO et EGYPT (Gerin et al., 2009). Certains se sont vus déployés plusieurs fois après des échouages sur les côtes. Les principaux sites de déploiements ont été le canal de Sicile, et le large des côtes égyptiennes et libyennes (Fig 2.5). Certaines bouées ont également été déployées directement au coeur de tourbillons repérés grâce aux données de SST AVHRR et d'altimétrie.

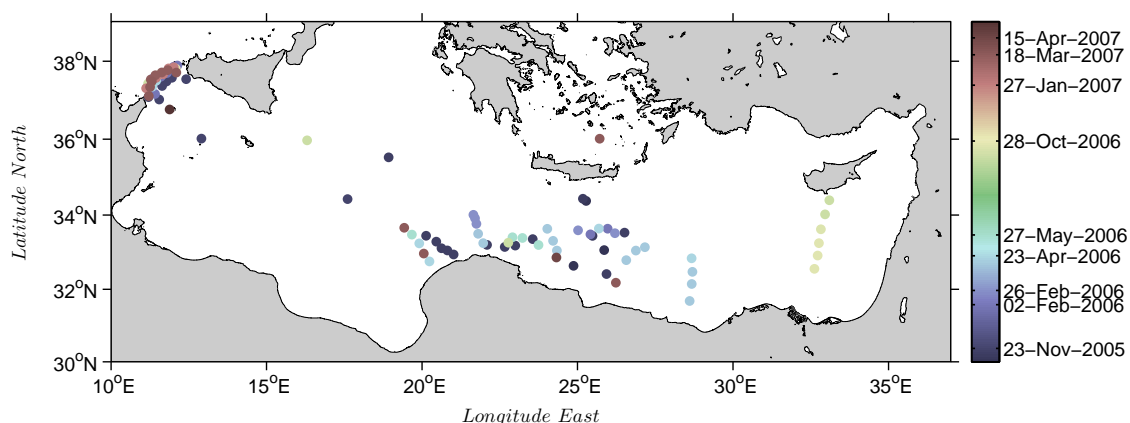


FIGURE 2.5 – Lieu et date de déploiements des drifters durant les projets EGITTO et EGYPT.

### 2.3.2 Les modèles

Dans la suite on utilisera les sorties de modèles réalistes MED16 (Béranger et al., 2005) et opérationnel PSY2v2 (Lellouche et al., 2005), développés à partir de la configuration Atlantique Méditerranée PAM (Drillet et al., 2005). Ces deux modèles partagent la même grille. Plusieurs simulations ont été réalisées avec MED16, et nous nous intéresserons à la simulation MED16-ECMWF (Béranger et al., 2010) basée sur le code NEMO (anciennement OPA) en toit rigide.

Plus récemment, une nouvelle version du code et de nouvelles configurations méditerranéennes ont été développées en parallèle de cette thèse dans le cadre des projets SiMed et MORCE-MED. Ce sont les configurations MED12 ( $\approx 7\text{km}$ ) et MED36 ( $\approx 2\text{km}$ ) basées sur le code NEMO. Une réanalyse de la circulation effectuée avec MED12 devrait être disponible en 2013 et une version ORCA12 de l'océan global devrait tourner en mode opérationnel prochainement à Mercator dans le cadre du projet MyOcean. Ces dernières simulations n'ont donc pas encore été utilisées pour nos analyses.

### La simulation MED16-ECMWF

Cette simulation a été largement validée pour certains processus dans la Méditerranée occidentale, en particulier la convection océanique dans le Golfe du Lion (Herrmann et al., 2009; Béranger et al., 2010), et la mésoéchelle à une profondeur intermédiaire (Taillandier et al., 2006b; Testor et al., 2005). A l'inverse elle a été peu regardée sur la Méditerranée orientale, ce que nous ferons dans le chapitre 3.

Les conditions initiales sont fournies par la climatologie MODB4 (Brankart and Brasseur, 1998) pour la Méditerranée et celle de Reynaud et al. (1998) pour l'océan Atlantique. Après un spinup de 15 ans, le modèle MED16 a été forcé par les tensions de vents et flux air-mer journaliers issus des analyses du centre de météorologie européen (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, ECMWF). Le modèle a simulé la période de mars 1998 à Juin 2008, ce qui couvre les dates de lâchés de drifters EGITTO et EGYPT.

### La simulation PSY2v2

Les conditions initiales sont issues de la climatologie MEDATLAS (MEDAR Database, 2002). Après un spinup de 6 mois, le modèle a été forcé par les mêmes analyses que MED16, à savoir les flux air-mer et les tensions de vents de l'ECMWF. Le modèle PSY2v2, a tourné en mode opérationnel à Mercator, sur la même période des programmes EGITTO et EGYPT.

#### 2.3.3 Les données SSH

La circulation de surface peut également être étudiée depuis l'espace en utilisant les mesures de hauteur de la mer (Sea Surface Height, SSH) estimées grâce aux données satellites. Les données sont issues des produits AVISO (<http://www.aviso.oceanobs.com/fr/accueil/index.html>) combinant les mesures altimétriques des missions Topex-Poseidon, ERS, Jason-1 et Envisat. AVISO produit des cartes hebdomadaires de SSH sur une grille de  $1/8^\circ \times 1/8^\circ$  ( $\approx 10$  km). Les anomalies de hauteur de mer (Sea Level Anomaly, SLA) sont obtenues en retirant la topographie dynamique moyenne à la SSH (Rio et al., 2007). A partir de la SSH et de la SLA, les champs de vitesses géostrophiques et d'anomalies de vitesses sont calculés par différences finies. Ces champs de vitesses ont une résolution de l'ordre du rayon de déformation et sont un bon indicateur de la circulation. Cependant, dans les régions côtières, l'altimétrie ne peut fournir de données précises. Dans l'étude présentée au chapitre 3, nous utilisons les données hebdomadaires de SSH, qui ont été assimilées dans PSY2v2.

#### 2.3.4 Les données satellites AVHRR

La température de surface de la mer (Sea Surface Temperature, SST) est un autre indicatif de la circulation de surface. La SST peut être mesurée par satellite en enregistrant le rayonnement infrarouge émis par la surface de la mer. Des satellites dirigés par la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, service météo des Etats-Unis) contiennent des radiomètres de très hautes résolutions (Advanced Very High Resolution Radiometer, AVHRR) et permettent des mesures de SST d'une précision supérieure au degré Celsius avec une résolution spatiale de 1 km. Plusieurs produits sont disponibles à des fréquences journalières, hebdomadaires ou mensuelles combinant plusieurs satellites. Ces images composites permettent souvent d'obtenir une image vierge de tout nuage. Dans l'étude présentée au chapitre 3, nous utilisons les données journalières de SST, qui sont celles assimilées dans PSY2v2.

---

Ce chapitre nous a fourni une première description de la Méditerranée Orientale. Le bassin est caractérisé par une bathymétrie complexe où la variabilité spatiale des pentes topographiques est importante. La description de la circulation de surface de l'eau atlantique, au départ très simple, s'est enrichie au fil des ans de la prise en compte de la dynamique de mésoéchelle. Ainsi, l'eau atlantique décrit globalement un circuit cyclonique autour du bassin même si certaines zones, comme le passage de Crète, sont caractérisées par la présence de nombreux tourbillons. Toutefois, il subsiste aujourd'hui encore des désaccords et contradictions quant à l'existence d'un courant côtier le long de la côte libyo-égyptienne ou au contraire la présence d'un jet (MMJ) au milieu du bassin.

Au cours de ce chapitre, nous avons également passé en revue les différentes méthodes de mesures et de simulations qui seront nos outils de base pour l'étude de la circulation de surface en Méditerranée orientale. Les deux plus importants sont une simulation numérique MED16 au  $1/16^\circ$  réalisée à l'aide du modèle NEMO et les données in-situ issues des bouées dérivantes lâchées pendant les campagnes EGYPT et EGITTO.





# Chapitre 3

## Circulation de surface à méso-échelle en Méditerranée orientale

---

### Sommaire

---

3.1	Introduction . . . . .	19
3.2	<i>Analyses of the Eastern Mediterranean surface circulation</i> . . . . .	19
3.2.1	Introduction . . . . .	20
3.2.2	Datasets and methods . . . . .	23
3.2.3	Results with the binning method . . . . .	27
3.2.4	Mesoscale signatures . . . . .	35
3.2.5	Conclusions . . . . .	47
3.3	Conclusion . . . . .	49

---



## 3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons fait un bilan des connaissances sur la circulation de surface en Méditerranée orientale. Les études les plus récentes proposent deux types de schéma de circulation. Une circulation de l'eau atlantique le long des côtes sous la forme d'un courant côtier ou une circulation au milieu du bassin Ionien, sous la forme d'un Mid Mediteranean Jet (MMJ). Les deux schémas sont en revanche fortement marqués par la présence de tourbillons de 50 à 100 km de diamètre. Ces schémas sont obtenus par l'analyse de données in-situ, satellitaires ou issues de simulations numériques. La diversité des sources de données, ainsi que le caractère transient ou permanent des tourbillons, suscitent un certain nombre de questions.

Les simulations numériques fournissent des données de type eulérien. C'est-à-dire que le domaine est échantillonné régulièrement sur chaque point de grille. Les données issues de flotteurs de surface sont quant à elles de type lagrangien car suivant les particules de fluide dans leur déplacement. La question de la comparaison de ces deux types de données se pose donc naturellement. Comment les comparer ? Quelles sont les limites de ce type de comparaison ?

La quantité de données fournie par chaque méthode est variable. Typiquement les données in-situ sont peu nombreuses et hétérogènes en temps et en espace. On peut alors se demander quel est l'effet de cette hétérogénéité sur la représentation moyenne de la circulation de surface.

Enfin, les tourbillons sont omniprésents. La question est de savoir comment leur signature apparaît dans les données issues de flotteurs ou dans les simulations numériques. Les tourbillons perturbent-ils l'interprétation des données in-situ lorsque leur déplacement est moyenné ? Sont-ils correctement reproduits par les modèles ?

Finalement, la question est de savoir si les simulations numériques sont accord avec la réalité observée in-situ, tout en étant conscient des limites tant des modèles que des flotteurs de surface (drifter).

Nous allons essayer de répondre à ces questions en comparant différents jeux de données sur le bassin oriental : drifters, modèle réaliste, modèle opérationnel, et données satellitaires. Après avoir présenté les sources de données utilisées en 3.2.2, nous mettrons en avant la méthode de *binning* utilisée couramment dans le traitement de données drifters. Puis, en 3.2.3, nous analyserons les précautions à prendre avec cette méthode, notamment à cause de l'échantillonnage hétérogène en temps et en espace. Nous comparerons ensuite simulations numériques et données issues de drifters en 3.2.3 et constaterons l'importance des tourbillons dans la représentation de la circulation (3.2.3). Enfin, la dernière partie (3.2.4) sera consacrée à l'analyse des tourbillons et méandres de méso-échelle et de leur reproduction dans les modèles en se concentrant sur les zones du passage de Crète et du canal de Sicile.

## 3.2 *Surface circulation of the eastern Mediterranean between November 2005 and October 2007 : comparison of a 1/16° resolution model with analyses of drifter datasets*

Les résultats sur la comparaison de données drifters et de simulations numériques en Méditerranée orientale ont été soumis pour publication dans *Ocean Modelling* et sont inclus ici en anglais.

# Surface circulation of the eastern Mediterranean between November 2005 and October 2007 : comparison of a $1/16^\circ$ resolution model with analyses of drifter datasets

R. Pennel <sup>(1)</sup>, K. Béranger <sup>(1)</sup>, V. Tailandier <sup>(2)</sup>, J-M. Lellouche <sup>(3)</sup>, P-M. Poulain <sup>(4)</sup>, R. Gerin <sup>(4)</sup>, I. Taupier-Letage <sup>(5)</sup>, S. Ben Ismail <sup>(6)</sup>, C. Sammari <sup>(6)</sup>,

1. *Unité de Mécanique, ENSTA-ParisTech, Palaiseau, France (romain.pennel@ensta-paristech.fr)*

2. *Laboratoire d’Oceanographie de Villefranche, Villefranche Sur Mer, France*

3. *GIP MERCATOR-Ocean, Toulouse, France*

4. *Istituto Nazionale di Oceanografia e di Geofisica Sperimentale (OGS), Trieste, Italy*

5. *Laboratoire d’Oceanographie et de Biogéochimie, Toulon, France*

6. *Institut National des Sciences et Technologies de la Mer, Salammbô, Tunisie*

## Abstract

The eastern Mediterranean surface circulation is studied by comparing in situ drifter trajectories and a  $1/16^\circ$  resolution model simulation. The drifters were launched during the EGITTO-EGYPT programs between November 2005 and October 2007. The model used is based on the rigid-lid OPA model in a regional Mediterranean configuration forced by ECMWF analyses during the same period.

First, comparative analyses using a binning method are carried out for sea surface temperature (SST), mean kinetic energy (MKE) and eddy kinetic energy (EKE). Two regions of high data density combined with significant temporal coverage are found in the Sicily Channel between  $35^\circ\text{N}$  and  $38^\circ\text{N}$  and in the Cretan Passage between  $20^\circ\text{E}$  and  $26^\circ\text{E}$  along the African coast as far North as the Crete Island. The sampled model dataset (i.e. drifter-like data) is not representative of the mean 2-year period owing to effects of uneven temporal sampling as is particularly shown by the maps obtained with the sampled SST data. A very good agreement is found between model results and in situ observations for the SST whereas the agreement is weaker for MKE or EKE. We conclude that the binned method can become problematic when smoothing eddy signatures into large currents.

We then compare individual drifter trajectories and model snapshots, as well as satellite datasets and operational forecasts, so as to highlight the mesoscale patterns. Datasets highlight several main features of the Atlantic Water (AW) surface circulation. In the Sicily Channel area, the Atlantic Ionian Stream (AIS), the Atlantic Tunisian Current (ATC), and the Bifurcation Tyrrhenian Current (BTC) are present. In the Cretan Passage, the Libyo-Egyptian Current (LEC) is well marked, as well as sometimes Libyan or Ierapetra eddy signatures. According to the model, for which a low Ekman circulation is found in the Cretan Passage, the LEC which is detected by the satellite altimeter and the model appears to be mainly geostrophic and weighted by mesoscale features. Some shifts in the currents and eddy locations are quantified by the comparison between the datasets. These results seem to confirm that the  $1/16^\circ$  resolution model, which is lower than the mean deformation radius of 12-15 km, is not able to reproduce well all the mesoscale feature dynamics, even with assimilation, maybe due to a too coarse representation of the bathymetry.

**Key-words** : Mediterranean, drifter, eddy-resolving model, mesoscale, eddies.

## 3.2.1 Introduction

The Mediterranean Sea circulation is made up of a thermohaline circulation and a general cyclonic surface flow composed of Atlantic Water (AW). The deep convection occurring in specific

areas during winter is the motor of the thermohaline circulation whereas the AW entering through the Gibraltar Strait balances the net evaporation budget of the basin. Due to the Coriolis effect, the AW path is deflected towards the African coast and the AW flows alongslope in a cyclonic path throughout the whole Mediterranean Sea (Millot and Taupier-Letage, 2005). Part of the surface circulation is also driven by the winds (Pinardi and Navarra, 1993).

In the western Mediterranean, the AW driven by the Algerian Current reaches the Sicily Channel (SC in Figure 3.1). In the Sicily Channel, the AW flow splits into two main branches, one flowing northwards into the Tyrrhenian Sea as the Bifurcation Tyrrhenian Current (BTC) (Sorgente et al., 2011), the other flowing eastwards into the eastern Mediterranean e.g. (Herbaut et al., 1998). At the entrance to the Sicily Channel, the eastward branch of AW has two main streams (Béranger et al., 2004), the Atlantic Tunisian Current southwards (ATC in Figure 3.1) (Sammari et al., 1999) and the Atlantic Ionian Stream northwards (AIS in Figure 3.1) (Robinson et al., 1999). In summer the AIS is more unstable and it is associated to mesoscale features as documented by Lermusiaux and Robinson (2001). In the following, we call mesoscale features the fluctuations of the mean flow due to atlantic flow instabilities, interactions of currents with the bathymetry and the atmospheric forcing (Sorgente et al., 2011). For example, eddies with diameters ranging between 50 and 100 km are considered as mesoscale features. These patterns need to be reproduced in numerical simulations using a relatively high resolution model. The resolution should be at least the mean radius of deformation in the Mediterranean (12-15 km in general, 8-11 km in the Sicily Channel (Sorgente et al., 2011)), hence a resolution of at least  $1/12^\circ$  ( $\approx 6$ -8km). Also in summer, the ATC intensity is lower and mesoscale patterns have been identified such as the cyclone centered on  $11^\circ\text{E}$ - $36^\circ\text{N}$  by a  $1/32^\circ$  resolution model (Sorgente et al., 2003; Sorgente et al., 2011) or by analysis of sea surface temperature (SST) satellite datasets (Ciappa, 2009). The circulation in the Sicily Channel, which is characterized by numerous meanders and filaments, may be constrained by the wind direction (Poulain and Zambianchi, 2009). At the northern exit from the Sicily Channel near  $15^\circ\text{E}$ , the AIS can flow northwards or southwards, depending on the general circulation in the northern Ionian basin (Rio et al., 2005; Gačić et al., 2010). A direct AW flow from the Sicily Channel along slope towards the Cretan Passage (defined by the sill between the Island of Crete and Libya, CP in Figure 3.1), is still not clearly demonstrated by observations (because of its scarce number) or modelling (Sorgente et al., 2011).

In the Cretan Passage, several controversial schemes for the AW circulation exist. The AW would flow in the middle of the passage as a jet called the Mid Mediterranean Jet (MMJ in Figure 3.1) (Robinson et al., 1991), or it would flow mainly along the African coast as the Libyo-Egyptian current (LEC) with part entrained around the northern periphery of mesoscale anticyclonic eddies generated by the instability of the LEC, according to Hamad et al. (2005); Millot and Taupier-Letage (2005). Analyses of satellite imagery (Hamad et al., 2006; Isern-Fontanet et al., 2006; Amitai et al., 2010) or a  $1/16^\circ$  modelling study (Alhammad et al., 2005) show the importance of mesoscale features in the AW surface circulation (as shown for instance in the algerian basin Millot and Taupier-Letage (2005b)). Nevertheless, the simulation of such mesoscale features as Ierapetra eddy (IE in Fig. 1) is particularly hard in the Levantine Basin (Lascaratos et al., 1999), but can be obtained with data assimilation (Horton et al., 1997).

Recent analyses of the trajectories of drifters with the drogue centered at a nominal depth of 15 m and launched during the EGITTO-EGYPT programs in the eastern Mediterranean (Taupier-Letage and Teams, 2007; Gerin et al., 2009), seem to confirm the surface AW transport by both mesoscale eddies and a coastal current along the Libyo-Egyptian slope and called the Libyo-Egyptian Current (LEC in Figure 3.1). Moreover, Millot and Gerin (2010) argued the absence of the proposed MMJ at least in that period. The LEC, the velocity of which can reach  $35 \text{ cm.s}^{-1}$  (Gerin et al., 2009; Millot and Gerin, 2010), generates anticyclonic eddies which propagate

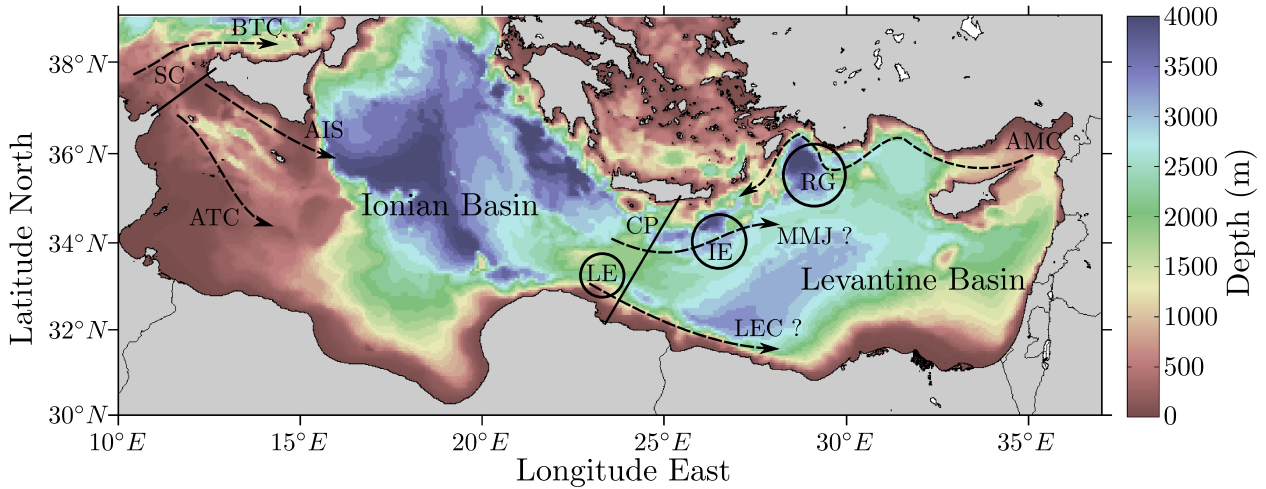


FIGURE 3.1 – Bathymetry of the south-eastern Mediterranean showing the Ionian Basin and the Levantine Basin. For the main channels and surface circulations : (SC) Sicily Channel, and (CP) Cretan Passage; For the eddies : (IE) Ierapetra Eddy, (LE) Lybian Eddy; For the AW circulations : (AIS) Atlantic Ionian Stream, (ATC) Atlantic Tunisian Current, (BTC) Bifurcation Tyrrhenian Current, (MMJ) Mid Mediterranean Jet or controversially (LEC) Libyo-Egyptian Current, (AMC) Asia Minor Current, (RG) Rhodes Gyre,

eastwards embedded in the LEC or are detached from it towards specific deep zones such as the Mersa-Matruh or Shikmona areas (Hamad et al., 2005, 2006). These behaviours are similar to those observed in the western Mediterranean (Millot and Taupier-Letage, 2005; Puillat et al., 2002). However, in 2006, a Libyan eddy (LE in Figure 3.1) of 100-150 km diameter and initially centered at 33°N-24°E in November 2005 (Taupier-Letage and Teams, 2007; Gerin et al., 2009), was observed flowing westwards until December 2006 (Taupier-Letage, 2008). Thus Libyan eddies may drift either eastwards or westwards. Another quasi-permanent feature of the circulation is the Ierapetra eddy (IE in Figure 3.1) followed during the EGYPT campaign by drifters, and depicted in in situ measurements and SST AVHRR images (Taupier-Letage and Teams, 2007; Taupier-Letage, 2008). Its position was at 33.7°N-26.2°E in April 2006 with a diameter of 100-150km.

In the present paper, we investigate in which way the results of a 1/16° resolution model of the Mediterranean Sea are comparable with those based on in situ drifter measurements. To complete our analyses, we also used satellite datasets and 1/16° operational forecasts.

Drifters are considered as efficient instruments for studying horizontal surface currents on a broad range of scales. They provide information on SST and on velocities at 15-m depth. These velocities integrate a low part of the Ekman current at 15-m depth, and are representative of the upper-part of the 150-m AW flow. Several methods are used to put drifter data on a regular grid. Owens (1991) proposed the binning method which consists of averaging drifter information by bin on a regular grid, the grid size being optimized relative to the radius of deformation of the studied region. This method has been also applied, in the Adriatic Sea, by Poulain (2001) and Falco et al. (2000), and in the eastern Mediterranean by Gerin et al. (2009). However, we note that, in these studies, the bin size was chosen larger than the deformation radius, to conform to the relative low spatio-temporal distribution of the drifters. Other studies allow the reconstruction of surface currents from drifter trajectories and thus a correction of inherent shifts (in time and space) between modelled and observed mesoscale circulation features, as was done for the Liguro-Provencal basin (Taillandier et al., 2006a), the Adriatic Sea (Taillandier et al., 2008), and the Gulf of Lions

(Rubio et al., 2008). Disagreements between model and drifter results can be attributed to deficiencies into the physics parameterizations of the model used, the boundary conditions, the vertical and horizontal resolutions of the model, etc. Garraffo et al. (2001) argued that some differences noticed between model and in situ data in key high-energy areas in the northern Atlantic Ocean may be due to a lack of high frequency winds in the model.

Here we use a regional configuration of the OPA model (Madec et al., 1997) at a  $1/16^\circ$  ( $\approx 6$  km) horizontal resolution called MED16, which is forced by atmospheric fluxes and wind stresses from the European Centre of Medium-range of Weather Forecasts (ECMWF). This simulation, used in this study has shown good skills for the reproduction of the general circulation of the Mediterranean Sea, in particular in the western Mediterranean (Béranger et al., 2010; Herrmann et al., 2009; Schroeder et al., 2008; Taillandier et al., 2006b; Testor et al., 2005). Another simulation done with MED16 showed the capability of the model to reproduce mesoscale patterns in the eastern Mediterranean (Alhammoud et al., 2005).

In this study, we focus on a 2-year period, from November 2005 to October 2007, which corresponds to a period of relatively high density data collected by drifters. For this period, the horizontal resolution of the ECMWF winds is relatively high (20 to 40 km) (Richardson, 2006), but we used daily means. The general circulation of the eastern Mediterranean is illustrated in Figure 3.2 through the use of the 2-year average sea surface height (SSH hereafter). The derived SSH dataset (ALTI hereafter, <http://www.avisioceanobs.com>) has been computed with the mean dynamic topography of Rio et al. (2005). This kind of datasets allows the capture of mesoscale patterns (Amitai et al., 2010). A global agreement is obtained between the two datasets with the reproduction of the along-slope cyclonic AW surface circulation. In the Sicily Channel, the SSH North-South gradient has the same amplitude in both datasets, whereas some extrema are higher or lower by 5 cm in ALTI in the Cretan Passage and in the Rhodes Gyre (RG in Figure 3.1). The mesoscale features are generally more detailed in ALTI and sometimes disagree with respect to the MED16 results. For example, in MED16, there are the very low anticyclonic signatures of the Ierapetra eddy South-East of Crete and of the Pelops Gyre West of Crete. Also several eddies are detected along the Libyo-Egyptian slope in MED16, whereas they are not depicted or are not at the same position in ALTI. But the general agreement gives us confidence to pursue further investigation.

Using these ocean model outputs and the drifter dataset from the EGITTO-EGYPT programs (Section 3.2.2), we apply the binning method of Poulain (2001) to both datasets to allow the comparisons outlined in Section 3.2.3. We then discuss our results in Section 3.2.4 by comparing individual drifter trajectories, satellite datasets, and operational forecasts, with our model results. Section 3.2.5 is devoted to our conclusions.

### 3.2.2 Datasets and methods

#### The drifter dataset

Within the framework of the EGITTO and EGYPT programs, 97 drifters were released between November 2005 and October 2007 in the Sicily Channel and in the Eastern basin. A part of them have been launched preferably to seed Libyo-Egyptian eddies (Gerin et al., 2009). The drifters used are the mini WOCE-SVP (model CLEARSat-15) manufactured by Clearwater Instrumentation. The surface buoy is tethered to a cylindrical drogue (60-cm diameter and 5-m height), centered at a nominal depth of 15m which maintains the drifter almost motionless with respect to the surface layer. In other words, as argued by Poulain et al. (2009), who used the 100-km resolution ECMWF Re-analysis (ERA-40) wind at 10-m altitude (Uppala et al., 2005), the velocity of SVP drifters should be poorly correlated with the winds. The buoy is equipped with a SST sensor and a tension sensor that allows checking the presence of the drogue. All drifters were tracked with the Argos



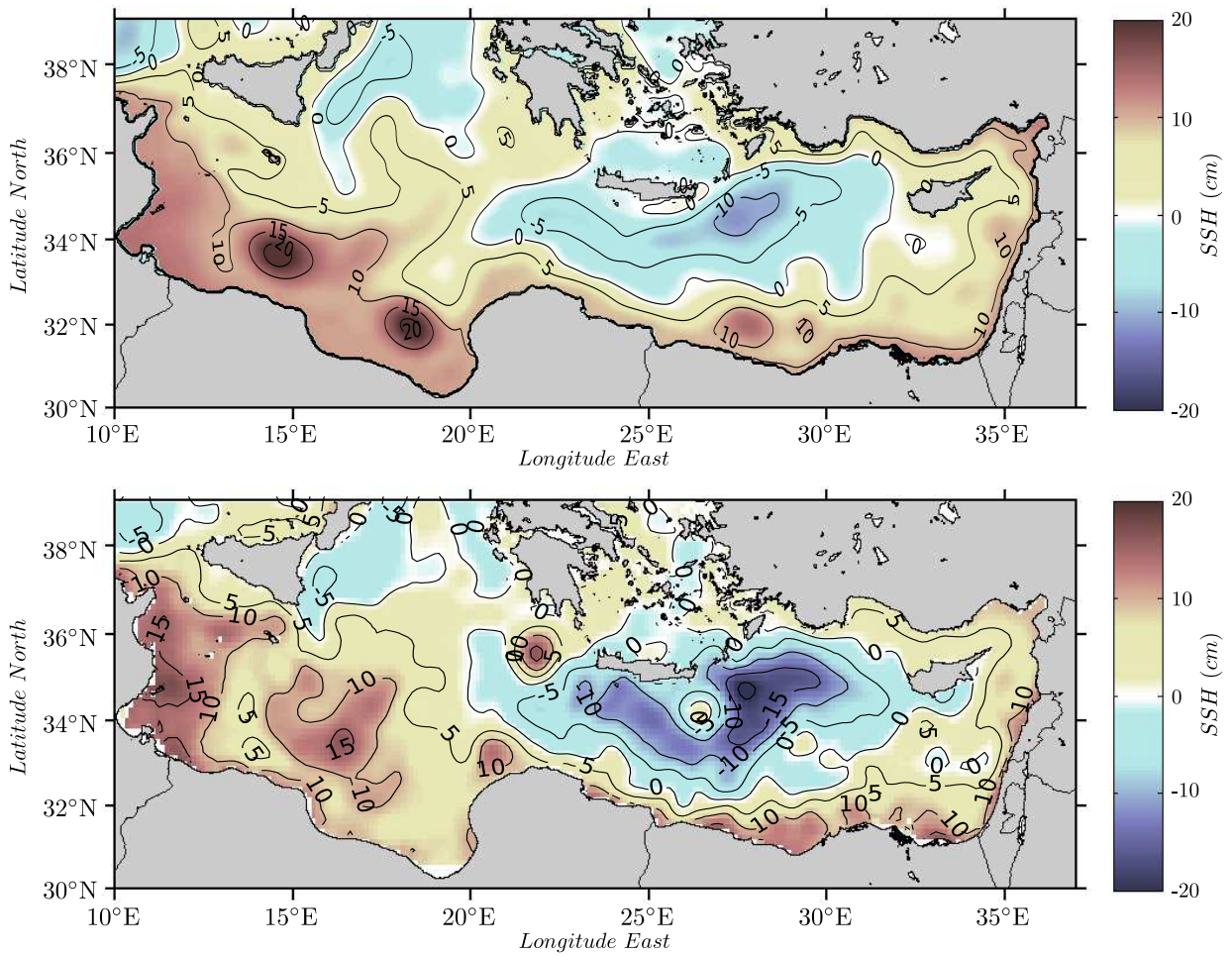


FIGURE 3.2 – Mean SSH for the 2-year study period (November 2005 to October 2007) for (a) MED16 and (b) ALTI.

Data Location and Collection System carried by the NOAA and METOP polar orbiting satellites. This system provided about 9 locations a day with an accuracy of better than 1000 m (CLS, 2008). We use 100 individual trajectories of drifters, from 1 November 2005 to 31 October 2007. We do not take into account the trajectories of drifters that lost their drogue, because they only record the surface Ekman circulation triggered by the winds and not the main surface circulation, although some corrections have been proposed by Poulain et al. (2009). The position time-series data are interpolated at 2-hour interval using a kriging interpolation schema (Hansen and Poulain, 1996) and a low-pass filter to remove high frequency current components (tidal and inertial waves). Finally, the dataset is sub-sampled to provide 6-hourly frequency positions and to compute 6-hourly velocity components by centered finite differences (Poulain et al., 2007). Thus, there is no short-scale response to wind through inertial oscillations but Ekman component remains, even if it has a low value compared to the total velocity.

We refer to Drifters as the DRI dataset hereafter. Together with in situ SST, the zonal (resp. meridional) current at 15m (the depth of the drogue) are derived from the longitudinal (resp. latitudinal) variation of the drifter positions at 6-hour intervals. Overall, these observations represent 100 SST and current time-series with a resolution of 6 hours, or 26 028 geolocalized values of the same parameters.

### The ocean model MED16

The Mediterranean model MED16 (Béranger et al., 2005) is a regional version of the primitive-equation model Ocean PARallel (Madec et al., 1997) with a rigid lid parametrization. This model domain extends from 11°W to 36°E and from 30°N to 46°N. It is a part of the research-mode model referred to as PAM and developed by Drillet et al. (2005) which has run in operational mode at Mercator Ocean and is referred to as PSY2 (Lellouche et al., 2005). The bathymetry is based on the 1/12° bathymetry of Smith and Sandwell (1997) and was interpolated on the model grid, which has a 1/16° horizontal resolution (6 km) and has 43 vertical levels on a stretched grid. The layer thickness varies between 6m at the surface and 200m at the bottom. A buffer zone represents the interactions with the Atlantic Ocean. The biharmonic parameterization is used for the horizontal eddy viscosity and the diffusivity coefficients are  $-3.10^9 \text{ m}^4.\text{s}^{-2}$  for tracers and momentum. The turbulent closure scheme of Blanke and Delecluse (1993) is used for vertical diffusivity whereas a larger value of 1 is applied in case of instabilities. The bottom friction is quadratic. The solar radiation can penetrate the ocean surface layer (Bozec et al., 2008). A no-slip condition is applied at the coast. The time-step is 600s. The sea surface height (SSH) is diagnosed through the integration of the surface pressure gradient, taking a reference level in the Ionian basin for the integration.

The initial conditions in the Mediterranean are provided by the MODB4 climatology (Brankart and Brasseur, 1998) whereas in the Atlantic Ocean the climatology of Reynaud et al. (1998) is used. The oceanic model was forced with daily air-sea fluxes and wind stresses of the European Centre for Medium-range Weather Forecasts (ECMWF); the method is detailed by Béranger et al. (2010). The flux boundary condition at the surface for the temperature is a function of the heat flux, which includes the contribution of the climatic net heat flux (sum of solar, infrared, latent, and sensible heat fluxes at the ocean surface) and a retroaction term. This retroaction term models the feedback of the ocean on the air-sea fluxes by restoring the temperature at the top level of the model to the Reynolds SST analyses (Reynolds, 1988) which have a horizontal resolution of about 100 km (SAT hereafter). The value of the relaxation time scale is varied from 8 to 30 days, for a surface layer thickness of 6 m in MED16, which corresponds to a relaxation coefficient between  $-40 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  in summer, to  $-10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  in winter.

A spinup of 10 years was run with MED16 forced from January 1989 to February 1998 by the 100-km resolution ERA-40 (Uppala et al., 2005). MED16 was then forced from March 1998 to June 2008 by the ECMWF analyses, which have a horizontal resolution of 40 km ( $T_L511$  grid) between November 2005 and January 2006 and of 20 km ( $T_L799$  grid) between February 2006 and October 2007 (Richardson, 2006). In general, such a high resolution atmospheric model enables a good representation of the wind channeling, as shown by Béranger et al. (2010) in the Gulf of Lions, and, a better agreement with buoy observations, as shown by Ruti et al. (2008). Model fields were then extracted from the simulation during the period of interest from November 2005 to October 2007 and over the eastern Mediterranean. These fields represent daily average model outputs taken at the surface for SST and at 15-m depth for velocities. Note that the velocities at 15-m depth agglomerate a geostrophic component representative of eddies and jets that compose the general circulation and an ageostrophic component in response to wind stress.

### Pseudo-Eulerian statistics

#### Binning on trajectory coverage

Gridded datasets are produced following standard methods of binning (Poulain, 2001; Owens, 1991). The studied area was divided into  $1/2^\circ \times 1/2^\circ$  squared bins located on a grid with a  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  resolution, oriented along the North-South and East-West axes. The kriged sub-sampled data have been grouped into those bins. The bins overlap by 50% and therefore a smoothing of the results is effected. This means that a single spatio-temporal position datum of the drifter falls into four different bins. To obtain robust Eulerian statistics, a minimal number of 25 observations in the bin area is required to build a bin (see Section 3.2.3). Bins including fewer than 25 in-situ drifter positions during the 2-year period were cancelled, as in Gerin et al. (2009). Overall, 971 complete bins were built.

Velocities at 15-m depth, velocity variances and SST were then computed on the binned grid by averaging all values associated with each bin for the 2-year period. This method was applied, first to in-situ parameters of the drifter dataset (DRI-samp hereafter), and then to model parameters of a drifter-like dataset in which the daily fields are spatially and temporally interpolated along the 6-hour low-pass filtered in-situ drifter trajectories using a bi-linear interpolation (MED16-samp hereafter).

#### Mean and eddy kinetic energies

Using the fields at 15-m depth, we computed, the associated Mean Kinetic Energy (MKE hereafter) and Eddy Kinetic Energy (EKE hereafter) using the average values in the bins (Poulain, 2001).

We used  $\langle \rangle$  as the average in time in a given bin,  $u(\vec{i}, j) = u(i, j)\vec{e}_x + v(i, j)\vec{e}_y$  the horizontal velocity in a bin, with  $\vec{e}_x$  for the zonal direction,  $\vec{e}_y$  for the meridional direction, and  $(i, j)$  the indexes of a bin in the grid. The two components can therefore be written as  $u(i, j) = \langle u(i, j) \rangle + u'(i, j)$  and  $v(i, j) = \langle v(i, j) \rangle + v'(i, j)$  respectively, where  $\langle u(i, j) \rangle$  and  $\langle v(i, j) \rangle$  are the mean flows in the bin, and,  $u'(i, j)$  and  $v'(i, j)$  are the fluctuating parts respectively. The MKE is :

$$MKE(i, j) = \frac{1}{2} \left[ (\langle u(i, j) \rangle)^2 + (\langle v(i, j) \rangle)^2 \right] \quad (3.1)$$

The mean flow is presented as a vector field which is a representation of the averaged velocities in the bins. The origin of the vector is the averaged drifter positions within the bin. The length of the

vector is the average within the bin, of the in-situ velocities. The EKE is :

$$EKE(i, j) = \frac{1}{2} [\langle (u'(i, j))^2 \rangle + \langle (v'(i, j))^2 \rangle] \quad (3.2)$$

The fluctuating part is represented by variance ellipses. The major axis of the ellipse is oriented in the direction of maximal variance of the velocities. The size of the ellipse represents the amplitude of the fluctuations.

In summary, the MKE represents the kinetic energy of the mean horizontal flow, while EKE is representative of the kinetic energy of the fluctuating part of the horizontal flow, produced mainly by mesoscale features like eddies.

### 3.2.3 Results with the binning method

#### Impact of trajectory distribution on pseudo-Eulerian statistics

Two maps (Figure 3.3) illustrate the non-uniformity of the data obtained by the binning method. Considering the spatial density (Figure 3.3a), the distribution of the number of values per bin highlights two regions of higher observational coverage. The majority of data were collected in the Sicily Channel and in the Cretan Passage. Very few observations are available in the Ionian and in the eastern Levantine basins. Considering the temporal density (Figure 3.3b), the distribution of the number of sampled days per bin shows that even if the number of drifter measurements is relatively high (up to 200 measurements during a 2-year period), the measurements are not regularly spaced in time during the 2-year period within each bin. The maximum number of days corresponding to measurements by several drifters in a bin is about 100 at 23°E, that is about 3 months in 2 years.

Another characteristic of the distribution is related to the fact that drifters have been launched preferentially inside anticyclonic eddies (Taupier-Letage and Teams, 2007; Taupier-Letage, 2008). Observed drifts are then be representative of mesoscale patterns than of mean flows. The signature of stationary eddy structures (like the Ierapetra eddy), would appear both in mean and turbulent flows. The signature of moving eddy structures (like Libyan eddies), in the mean flow would appear under a data density threshold.

To evaluate that threshold, we consider a typical eddy of 100km diameter and 5km.day<sup>-1</sup> displacement speed, which corresponds to a 20-day footprint. A threshold value of 50 sampled days per bin can be used to smooth the effect of eddies in mean flows.

Given these general patterns of the drifter distribution, the sampled area can be split in two sub-sets : regions of high data density where pseudo-Eulerian statistics would be consistent and regions of low data density where statistics would provide only indicative patterns. Areas which combine significant data density with a temporal coverage greater that 50 days are confined to the Sicily Channel between 35°N and 38°N, and in the whole Cretan Passage between 20°E and 26°E. The second ensemble extends over a large part of the eastern Mediterranean. We now evaluate this partition in the pseudo-Eulerian statistics performed on model outputs. The model dataset, built using the 2-year time series of parameters averaged by bins, is shown in Figure 3.4. The sampled model dataset, MED16-samp, built using the interpolation of model results along the in situ drifter trajectory grouped by bins, is shown in Figure 3.5. For the SST maps (Figures 3.5a and 3.4a), the alternation of cold and warm meridian areas clearly highlights the time-dependent sampled results. The minimum and maximum SST values are increased in MED16-samp. The mean SST is warmer in the model over the 2-year period than in the MED16-samp (Table 3.1), which can be explained by a higher number of values relative to the cold seasons in MED16-samp. It is in agreement with the fact that there is a higher number of available drifter values in winter and spring in the Sicily Channel and the Cretan Passage. The SST field becomes insignificant outside these regions, which allows

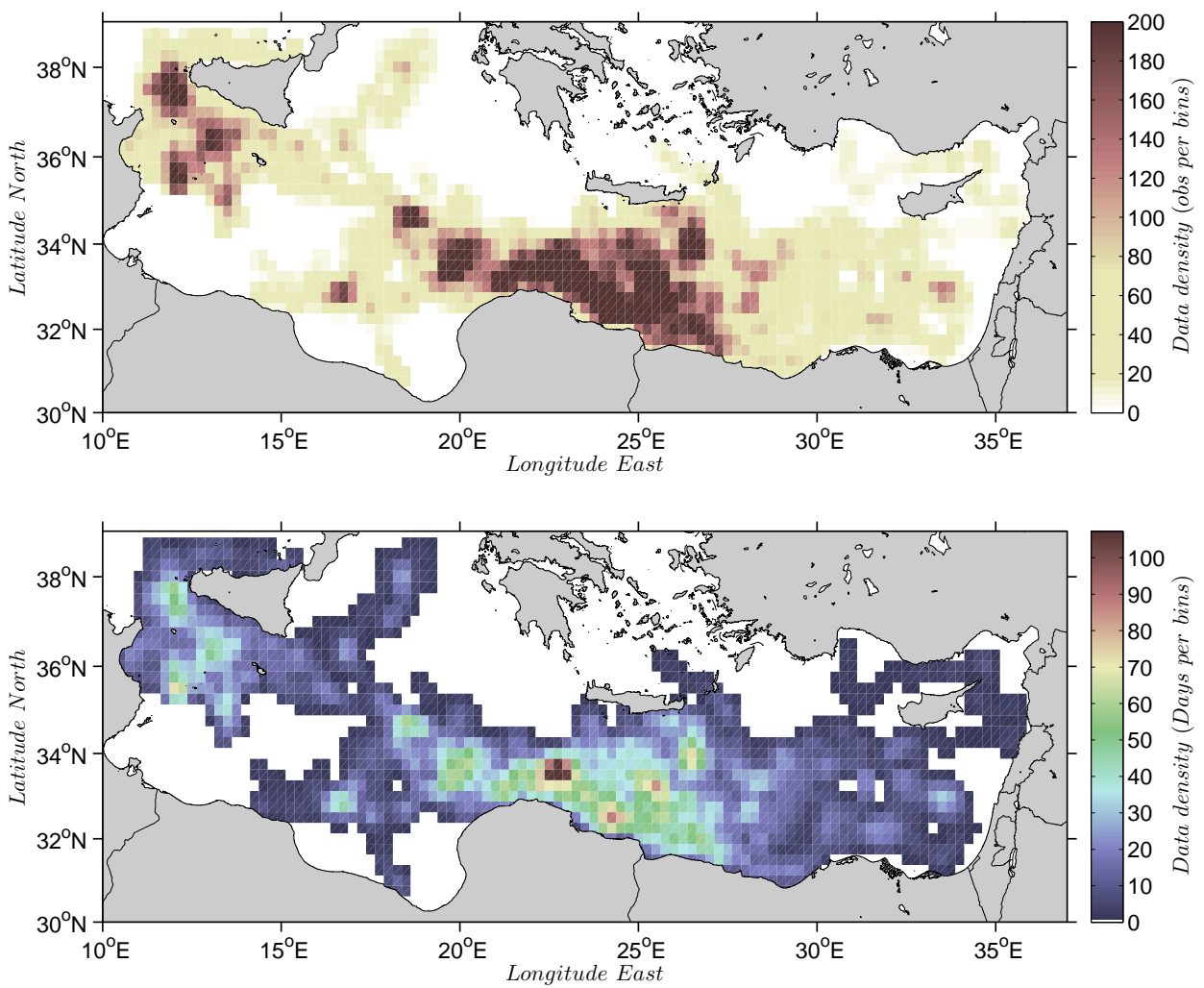


FIGURE 3.3 – (a) Density of measurements for the gridded datasets corresponding to the 2-year study period (November 2005 to October 2007) on the binned 0.25° by 0.25° grid. (b) number of days per bins.

refinement of the boundaries of the well sampled regions. In particular for the Cretan Passage, the part west of 21°E appears suddenly warm even if data density is significant (more than 50 sampled days). It may represent a slow moving intense structure that biased the statistics. The mean flow is mainly intensified in MED16-samp with respect to the model dataset in the well sampled regions. There is no clear match in the under sampled regions. On the other hand, eddy flows are closer in the under sampled regions (Figure 3.5a), as can be seen near 33°N-21°E, 33°N-29°E and 32.5°N-33°E. Eddy flows become less significant for well sampled regions. Overall, the pseudo-Eulerian statistics on MKE are significant for well sampled regions, where EKE field is modulated by the effects of uneven time sampling. On the other hand, MKE is no more significant outside of these regions, where EKE still remains indicative.

	MED16	MED16-samp	DRI-samp	PSY2-samp	ALTI-samp	SAT-samp
MKE ( $cm^2/s^2$ )	35	98	67	54	81	
EKE ( $cm^2/s^2$ )	171	114	176	113	74	
SST ( $^{\circ}C$ )	21.57	20.00	19.98	19.58		19.98

TABLE 3.1 – Mean values of MKE, EKE and SST for the MED16 dataset and for the sampled datasets.

### Comparison of surface temperature

As already shown for MED16-samp SST (Figure 3.5a), alternation of cold and warm SST meridian strips are also observed in the DRI-samp results (Figure 3.6a). The correlation between the two maps is 0.94 (Table 3.2). We note also a good correlation (coefficient of 0.99) between DRI-samp and SAT-samp. A close similarity of the average SST value (for the fully covered bins) is also noticed with 19.98°C in DRI-samp (and SAT-samp) and 20°C in MED16-samp (Table 3.1).

	DRI-samp	MED16-samp	PSY2-samp	SAT-samp
DRI-samp	1	0.94	0.95	0.99
MED16-samp	0.94	1	0.98	0.95
PSY2-samp	0.95	0.98	1	0.95
SAT-samp	0.99	0.95	0.95	1

TABLE 3.2 – Correlation coefficients of SST maps between the sampled datasets.

Daily averages of SST from all the drifter trajectories used in the sampled datasets in the Mediterranean area each day are computed ( $SST_m$  hereafter). The  $SST_m$  time-series are in agreement between the datasets (Figure 3.7), with close maxima and minima. Around this cycle, small variation amplitudes are noticed, though similar in all the datasets. In section 2, we have seen that the model SST is obtained by applying the climatic net heat flux plus a retroaction term, which relaxes the model SST towards the SAT SST with a coefficient varying according to the season between 8 days and 30 days (summer and winter respectively). In Figure 3.7, even if values are close during the spring and fall periods, some disagreements between summer and winter values are noticed. The increase in temperature at the beginning of the summer is slightly underestimated by the model compared to the other datasets with  $SST_m$  values lower by 2°C although the relaxation is carried out with a high coefficient. In contrast in winter, the model shows a lower shift, with  $SST_m$  values only 1°C warmer, whereas the coefficient of relaxation is four times lower. We conclude that the amplitude of the differences cannot be attributed only to an effect of the relaxation term. Differences between maps (not shown) confirm that MED16-samp has locally warmer values for low SST and local colder values for high SST compared to SAT-samp and DRI-samp values.

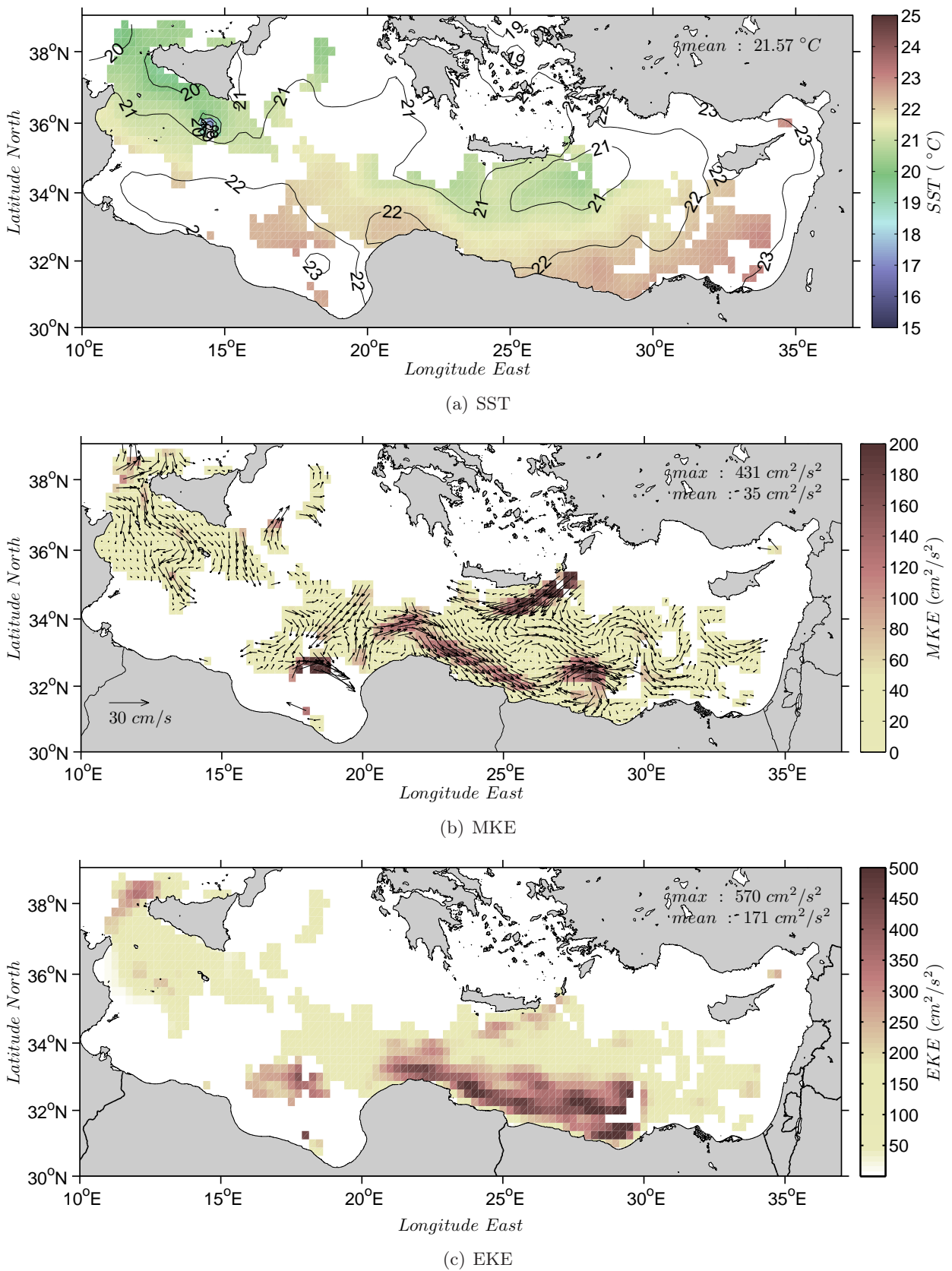


FIGURE 3.4 – Two-year average of (a) SST, (b) MKE and (c) EKE of MED16 on the binned grid corresponding to the 2-year study period.

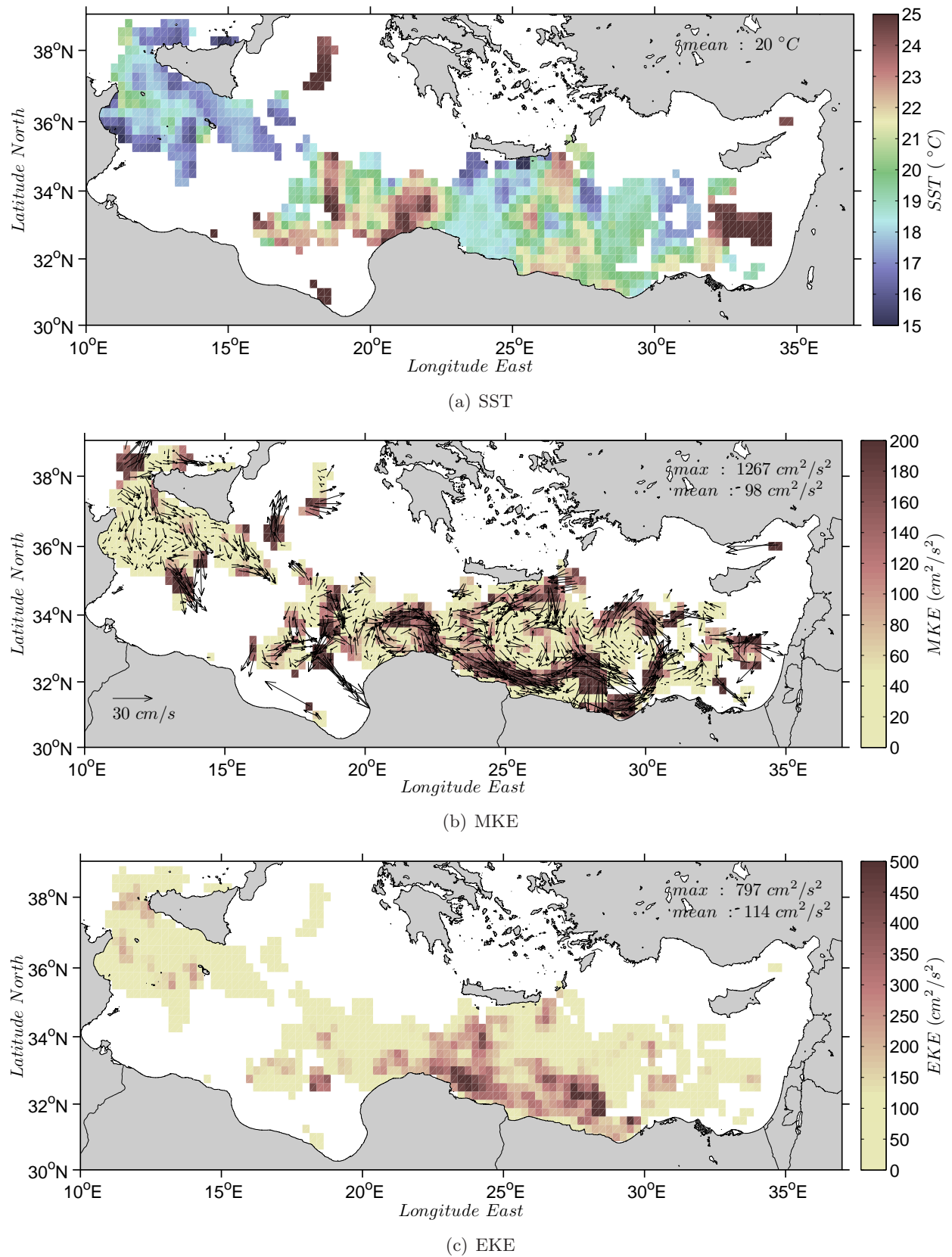


FIGURE 3.5 – (a) SST, (b) MKE and (c) EKE of MED16-samp.



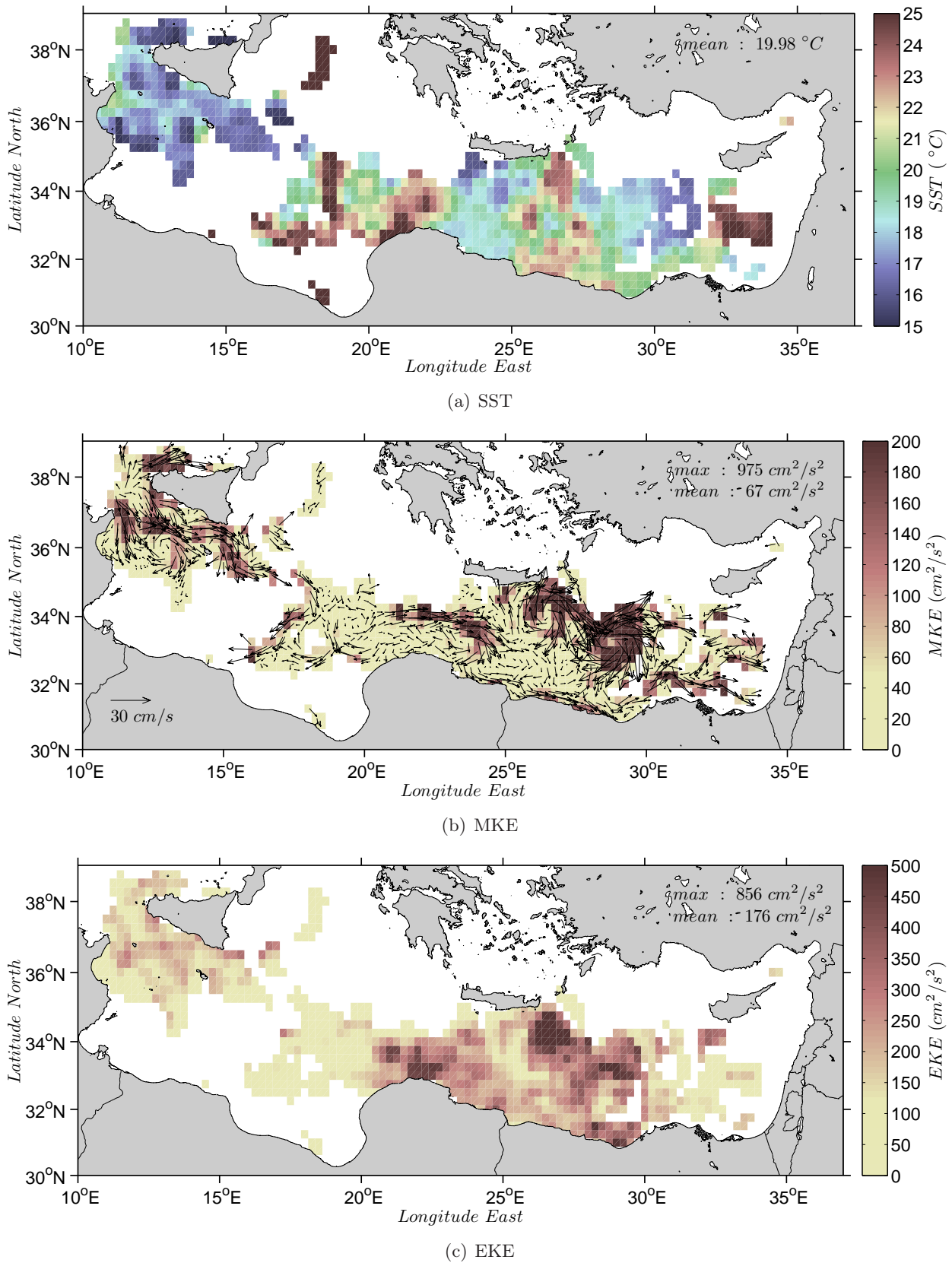


FIGURE 3.6 – (a) SST, (b) MKE and (c) EKE of DRI-samp.

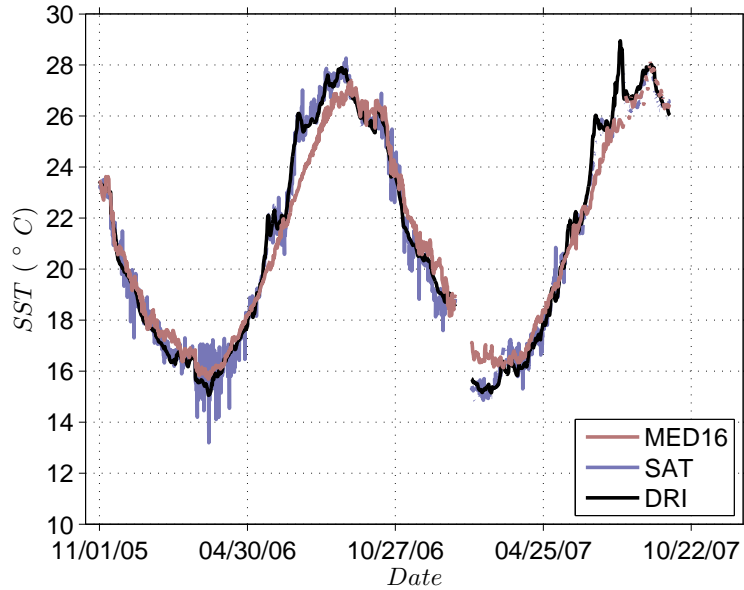


FIGURE 3.7 – Time-series of the average available daily SST values  $SST_m$  along the in situ trajectories for DRI (black), SAT (purple), and MED16 (pink).

### Comparison of surface currents and eddy fields

Concerning the circulation at 15-m depth, the average value of the MKE over the area of the eastern Mediterranean studied here (Table 3.1) is lower ( $67 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ) in DRI-samp (Figure 3.6b), than ( $98 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ) in MED16-samp (Figure 3.5b). The basin averaged EKE value (Table 3.1) is higher ( $176 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ) in DRI-samp (Figure 3.6c) than ( $114 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ) in MED16-samp (Figure 3.5), which can be attributed to mesoscale activity being better recorded in DRI-samp.

The MED16-samp result shows important differences in the location of high MKE areas relative to the DRI-samp result (the correlation coefficient between the two MKE maps is almost zero, Table 3.3). The highest MKE values are seen along the Libyo-Egyptian slope in MED16-samp whereas they are found in the northern Levantine basin in DRI-samp. The comparison between EKE maps also shows a low agreement (correlation coefficient of 0.29, Table 3.3). In the Cretan Passage, high EKE values are found in the northern and southern parts in DRI-samp.

	DRI-samp	MED16-samp	PSY2-samp	ALTI-samp
MKE				
DRI-samp	1	-0.05	0.15	0.45
MED16-samp	-0.05	1	0.07	0.04
PSY2-samp	0.15	0.07	1	0.09
ALTI-samp	0.45	0.04	0.09	1
EKE				
DRI-samp	1	0.29	0.41	0.74
MED16-samp	0.29	1	0.42	0.29
PSY2-samp	0.41	0.42	1	0.36
ALTI-samp	0.74	0.29	0.36	1

TABLE 3.3 – Correlation coefficients of MKE and EKE maps between the sampled datasets.

Although the LEC is present in the two datasets, its MKE shape is larger (30-40 km) in MED16-samp than in DRI-samp (5-10 km). In fact the LEC in DRI-samp, monitored by only two drifter trajectories, is very narrow. Using these two drifter trajectories, Gerin et al. (2009); Millot and Gerin (2010) estimated the mean velocity of LEC at about  $35 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  whereas it is only  $15 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  in DRI-samp (Figure 3.6b) and  $30 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  in MED16-samp (Figure 3.5b).

In the Sicily Channel, the MKE values are less energetic in MED16-samp (Figure 3.5b,  $\leq 100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ) than in DRI-samp (Figure 3.6b,  $\geq 100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ ). The meandering path of the AIS is smoothed in MED16-samp compared to DRI-samp, and the anticyclonic eddy centered at  $36^\circ\text{N}$ - $12^\circ\text{E}$  in DRI-samp is not present in MED16-samp. Moreover in MED16-samp, the MKE of the ATC is low compared to the AIS, as noted by Sorgente et al. (2011) whereas it is of the same intensity in DRI-samp.

Mesoscale anticyclonic patterns with a northern part of high velocity are depicted in MED16-samp, centered at  $33.5^\circ\text{N}$ - $28^\circ\text{E}$  (LE with a diameter of 160 km), at  $33^\circ\text{N}$ - $29^\circ\text{E}$  (LE with a diameter of 200 km), and at  $33^\circ\text{N}$ - $34^\circ\text{E}$  (eddy with a diameter of 100 km). In DRI-samp, such patterns are centered at  $36^\circ\text{N}$ - $13^\circ\text{E}$  (eddy with a diameter of 120 km),  $33^\circ\text{N}$ - $24^\circ\text{E}$  (LE with a diameter of 160 km),  $34.5^\circ\text{N}$ - $26^\circ\text{E}$  (IE with a diameter of 200 km) and  $33^\circ\text{N}$ - $29^\circ\text{E}$  (eddy with a diameter of 200 km). Even though such patterns are present in both datasets, a disagreement appears in respect of their position and size. The greatest disagreement concerns the signature of the Ierapetra eddy, for which MKE values are higher than  $200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  and EKE values over  $400 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  in DRI-samp (Figures 3.6b,c) while it is not well obtained in MED16-samp (Figures 3.5b,c).

### Impact of eddy trajectory on pseudo-Eulerian statistics

We investigate the possible bias of the results towards mesoscale signatures according to the fact that MKE and EKE show close spatial patterns. The similar spatial patterns of EKE and MKE are described by the numerical  $1/32^\circ$  simulation of Sorgente et al. (2011) in the Sicily Channel. They suggested a strong variability associated with the intensity of the currents. Here the correlation between MKE and EKE maps gives coefficients higher than 0.3, in particular in the Cretan Passage ( $>0.4$ ) compared to the Sicily Channel (Table 3.4).

	MED16-samp	PSY2-samp	ALTI-samp	DRI-samp
Sicily Channel	0.41	0.25	0.22	0.34
Cretan Passage	0.49	0.36	0.32	0.43

TABLE 3.4 – Correlation coefficients between MKE and EKE maps for each sampled dataset in the Sicily Channel area ( $[34\text{-}39^\circ\text{N}, 11\text{-}15^\circ\text{E}]$ ) and in the Cretan Passage area ( $[31, 35^\circ\text{N}, 20\text{-}26^\circ\text{E}]$ ).

To analyse this point in more detail, we look at the Cretan Passage [ $32.5\text{-}35^\circ\text{N}$ ,  $19\text{-}24^\circ\text{E}$ ]. To confirm the effect of mesoscale eddies on the mean flow pattern obtained (Figures 3.8a,c), we remove the trajectories of drifters trapped in the recorded anticyclonic Libyan eddy and generate new sampled datasets (Figures 3.8b,d). In these new datasets, an enhancement of the intensity of the flow close and parallel to the African coast (LEC-like signature) appears as well as a decrease in the flow signature 100 km offshore (MMJ-like signature). This remaining MMJ-like signature might be due to other drifters moving on the edge of LEs since we only removed drifters trapped in the core of the LE and we kept the trajectories of drifters circulating at the northern periphery of the anticyclones. The comparison of our previous sampled datasets (Figures 3.8e,g) and the new sampled datasets, which disregards the drifters trapped in the LE (Figures 3.8f,h), also highlights changes in the direction of the variance ellipse and in the EKE intensity. The variance ellipses are less circular and more parallel to the coast. The AW surface flow is more stable along the coast.

This reinforces the idea that the MMJ-like signature is mainly due to the northern boundaries of the anticyclonic eddies (Taupier-Letage, 2008).

### 3.2.4 Mesoscale signatures

According to both datasets in the two key areas studied - the Sicily Channel and the Cretan Passage - we have a good agreement for the SST gridded dataset whereas the agreement is lower for MKE and EKE patterns and intensity.

Some discrepancies in the comparison can be attributed to the binning method, considering the spatio-temporal sampling and the grid on which the data are compared because the grid is larger than the deformation radius of the Mediterranean Sea (12-15 km). It is difficult to highlight narrow currents with a typical width of 50 km, whereas it is easier to catch larger patterns like eddies of 200 km diameter. But we have seen in section 3 that the spatio-temporal sampling of the in situ drifters did not allow a more realistic grid for the binning.

The main deficiency to be pointed out may lie in the model resolution particularly in the representation of the bathymetry and the coastline. Another point concerns the temporal resolution of the wind field, which is 1 day, whereas Ekman circulation of the surface layer in response to the wind stress can be better reproduced using short-range winds (e.g. : 6 hourly). Nevertheless, considering the whole two-year period studied, such features as LEs or IEs can be reproduced by the model, but not at the same time as in the observations. This is not so surprising as the model is run without assimilation.

#### Added datasets for comparison

To go further in the comparison between the results of our model and the analyses of the drifter data, we look at individual trajectories of drifters as well as at daily snapshots of the model. We also compare the DRI-samp and MED16-samp datasets with other sampled datasets estimated from AVHRR SST (SAT-samp)(Reynolds, 1988), from SSH derived geostrophic currents from AVISO (ALTI-samp)(Rio et al., 2005), and from operational forecasts from Mercator Ocean performed on the same grid of MED16 (PSY2-samp)(Lellouche et al., 2005). We note that the ALTI and SAT datasets are assimilated by the PSY2 operational model and that the grid and bathymetry are the same in MED16 and PSY2.

The same agreement is seen in the SST according to maps (not shown) and average values (Tables 3.1 and 3.2) while differences still persist for MKE and EKE between the datasets (Table 3.3). But when assimilation is performed, it seems to be more easy to have the right eddy at the right position and time in accordance with the higher correlation coefficients obtained between DRI-samp or ALTI-samp and PSY2-samp compared to those obtained between DRI-samp or ALTI-samp and MED16-samp (Table 3.3).

In the Cretan Passage, all datasets reveal a coastal current (LEC) along the African coast as seen by MKE maps (Figures 3.5b, 3.6b, 3.9). As already shown, the LEC is well marked and energetic in MED16-samp and less marked in DRI-samp. Also the ALTI-samp dataset (Figure 3.9a) shows the presence of a large LEC at the surface whereas it is thinner at 15-m depth in PSY2-samp (Figure 3.9b). Another feature which appears in the ALTI dataset is a current-like structure at about 100-150 km off the African coast between 20°E and 28°E, with a southward meander at 24°E. This feature is partly reproduced by DRI-samp (before 24°E) but it is not really apparent in the PSY2-samp forecast.

The mean zonal velocity at 15-m depth during the 2-year period in the area [31-35°N,20-26°E] is compared between the available datasets (Figure 3.10a). Using the daily ECMWF wind-stress

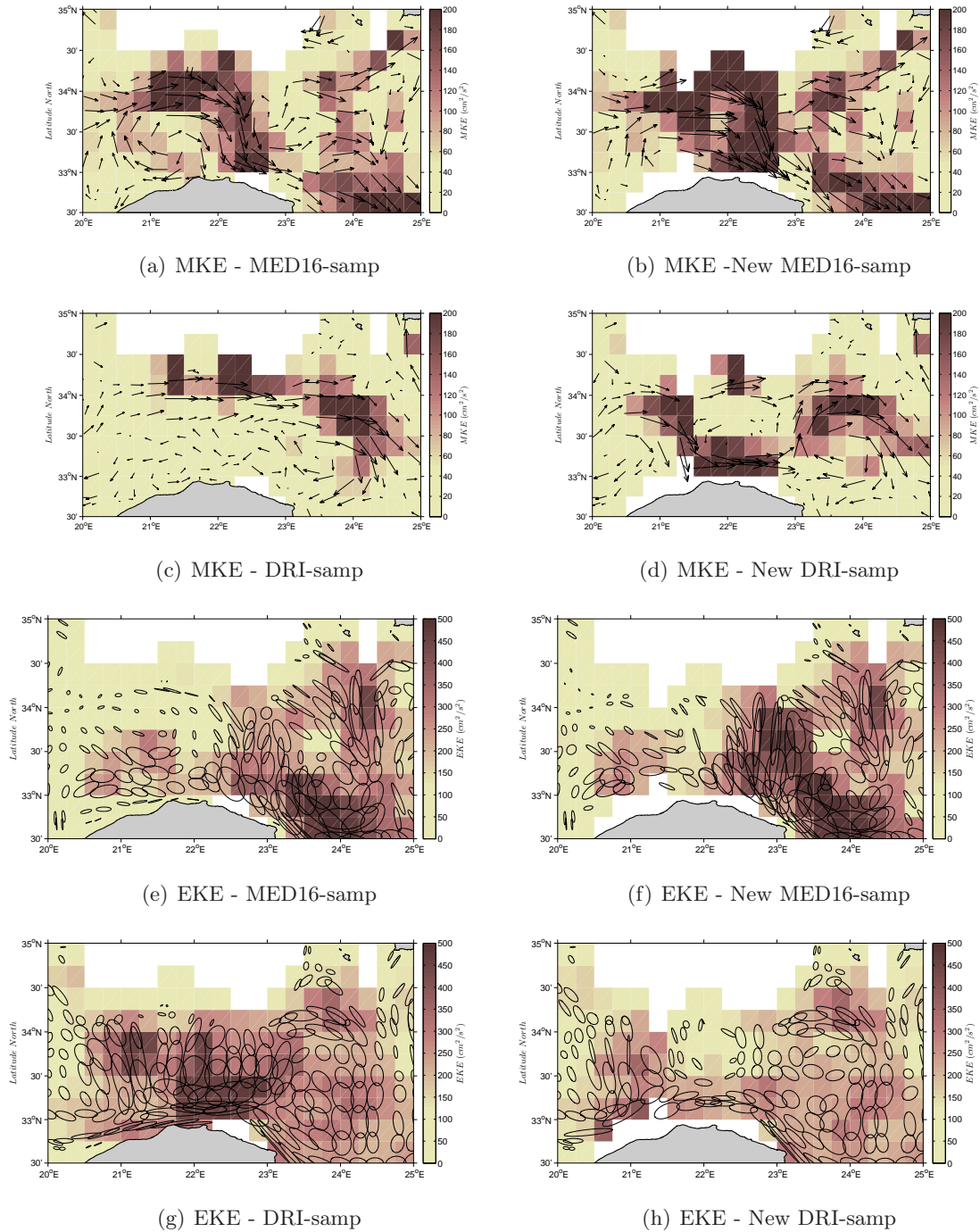


FIGURE 3.8 – Maps of mean flow with MKE and of variance ellipses with EKE in the zoomed area of the Cretan Passage [32.5-35°N,20-25°E]. (a,e) MED16-samp and (c,g) DRI-samp take into account the trajectories of the drifters trapped into the LE. (b,f) New MED16-samp and (d,h) New DRI-samp products did not take into account the trajectories of the drifters trapped into the LE.

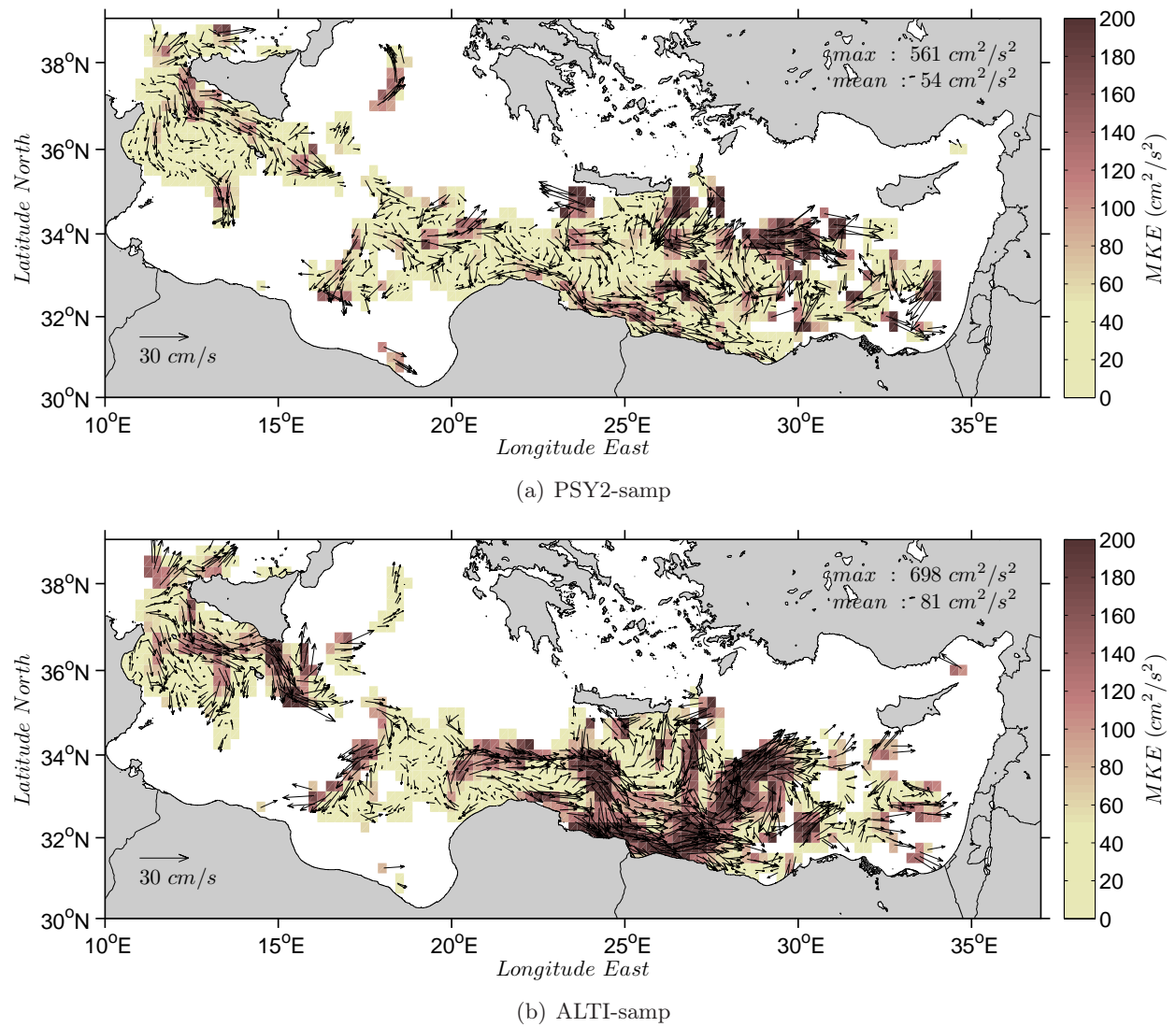


FIGURE 3.9 – MKE for PSY2-samp and ALTI-samp.

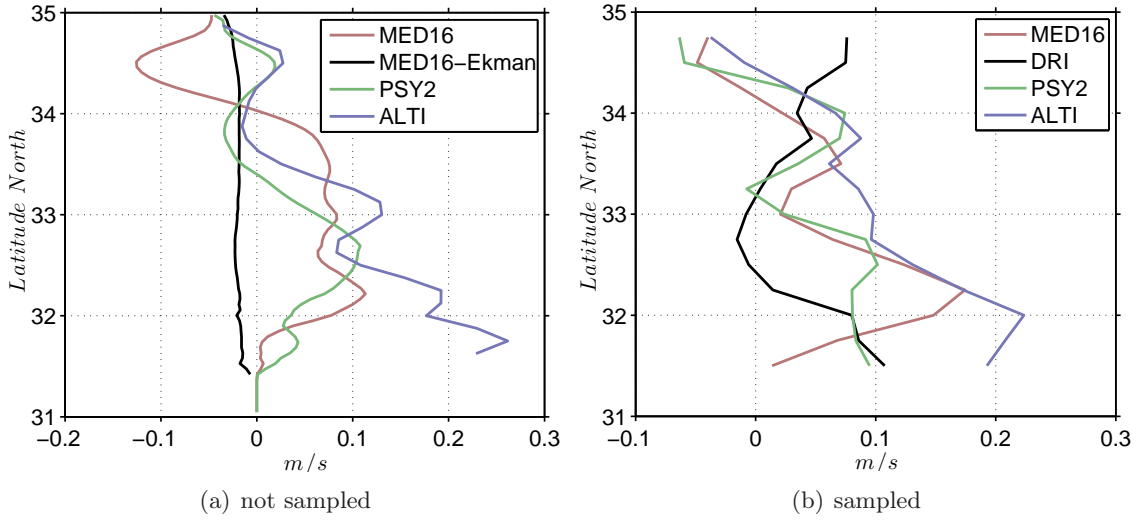


FIGURE 3.10 – Mean zonal current averaged in the Cretan Passage : (a) for the not sampled datasets. The Ekman current of MED16 (MED16-Ekman) is also added, (b) for the sampled datasets.

values corresponding to the MED16 and PSY2 atmospheric forcings, the Ekman current at 15-m depth (the parking depth of the drifters) has been calculated by integrating the Ekman spiral from the surface to 15-m depth. The daily Ekman current at 15-m depth is around  $-0.02 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  on average, which is a lower value than expected (Poulain et al., 2009). Moreover, the ageostrophic component due to the wind is particularly low in the simulation, perhaps due to the daily frequency of the ECMWF winds. It is negative in agreement with the Coriolis deviation to the right of the direction of the North Etesian winds. Between  $31.5^\circ\text{N}$  and  $34^\circ\text{N}$ , the mean eastward zonal velocity of MED16 is higher than the Ekman current allowing a comparison between the model velocities and the geostrophic velocities from ALTI, which are representative of surface currents. Three maxima in eastward velocity are found in ALTI at about  $31.7^\circ\text{N}$ ,  $32.3^\circ\text{N}$  and  $33^\circ\text{N}$ . Three maxima are also noticed in MED16 at approximately  $32.4^\circ\text{N}$ ,  $33^\circ\text{N}$  and  $33.5^\circ\text{N}$ . The southernmost maximum is larger than the middle maximum and again larger than the northernmost maximum in both datasets. The maximum eastern velocities are higher in ALTI ( $>0.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) than in MED16. On the other hand, the mean eastward zonal current of PSY2 shows only two maxima, the southernmost and one maximum between the two others, at about  $32.7^\circ\text{N}$ .

With respect to the sampled datasets (Figure 3.10b), there were some modifications of the velocity profiles, particularly near the African coast. For MED16-samp, only two maxima are apparent near  $32.3^\circ\text{N}$  and  $33.6^\circ\text{N}$ . For ALTI-samp, three maxima are found at  $32^\circ\text{N}$ ,  $33^\circ\text{N}$  and  $33.7^\circ\text{N}$ . For DRI-samp, one maximum is close to the African coast, another is found at  $32^\circ\text{N}$ , and a third at  $33.7^\circ\text{N}$ . PSY2-samp velocity variations are in global agreement with those of ALTI-samp, except South of  $33^\circ\text{N}$ . This is not so surprising as operational models have difficulties with the assimilation in coastal areas, because of a lack of data on the mean dynamic topography along the coast. The ALTI-samp and DRI-samp datasets are in disagreement particularly between  $32.7^\circ\text{N}$  and  $33.5^\circ\text{N}$ . The model and the altimeter datasets give more than twice the eastward velocity value of DRI-samp.

These average differences between the datasets need to be further investigated to understand what is or is not caught by some datasets. We now focus on the detailed mesoscale activity in the two areas of relatively high sampling, the Cretan Passage and the Sicily Channel.

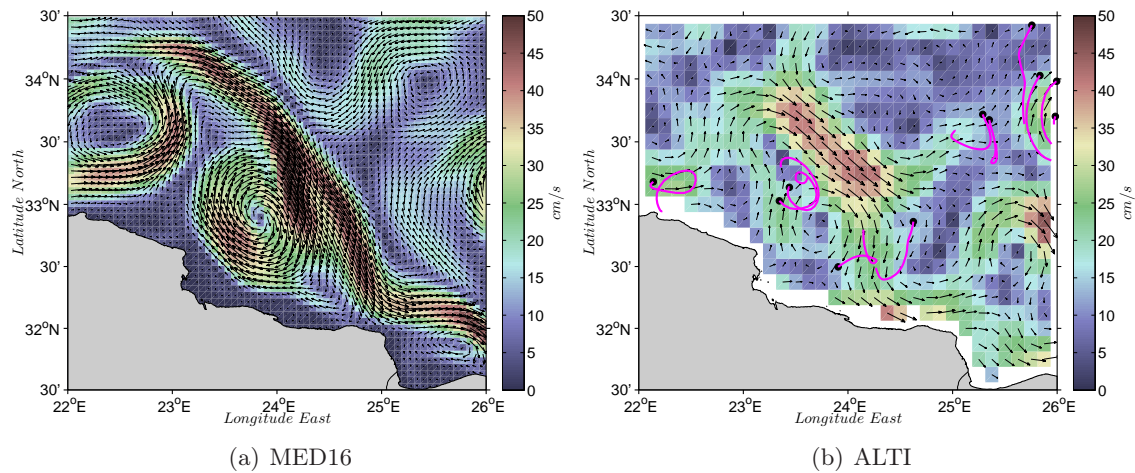


FIGURE 3.11 – Currents in the zoomed area along the Lybian Coast [31.5–34.5°N, 22–26°E] highlighting the LE in (a) MED16 at 15m depth and (b) ALTI at surface in May 2006. The 10-day drifter trajectories centered around the chosen date are added in magenta over the ALTI currents with the end trajectory symbolized by a black dot.

## Cretan Passage

### Libyan eddy and LEC

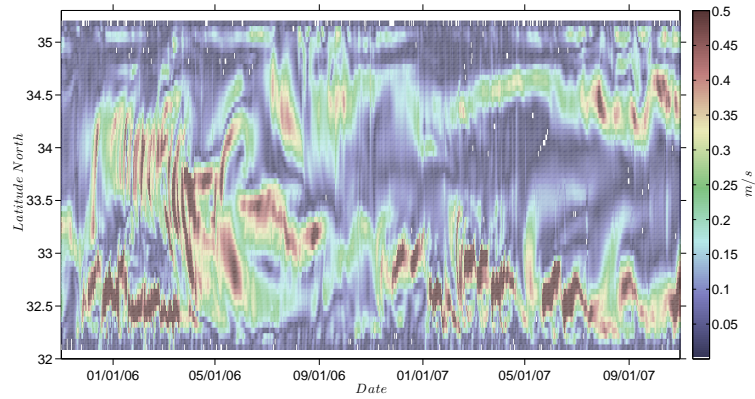
Looking at the LE characteristics, we track the LE signature for the whole period in all datasets. No LE is depicted in PSY2 and only two are depicted in MED16 (November 2005 and July 2006). Figure 3.11 shows a comparison between MED16 and ALTI with individual drifter trajectories in the Libyan eddy depicted in MED16 near 33.7°N–23.5°E. On this snapshot the LE is well marked with an AW surface flow North of it and a meandering LEC. A relatively good agreement is found between ALTI and 10-day drifter trajectories, although many drifters were trapped in the LE during this period. The LE velocity signature is more marked in the model at 15m depth but we compare it with geostrophic values at surface from ALTI.

To illustrate the dynamics of the LE, Figure 3.12 shows a time series of the velocity module at 24°E across the main position of the LEs. It highlights, first, the signature of eastward LEC meanders and eddies near 32.5°N close to the 200 m isobath, and, second, the signature of LEs near 33.5°N, and a westward intermittent surface flow of AW South of Crete.

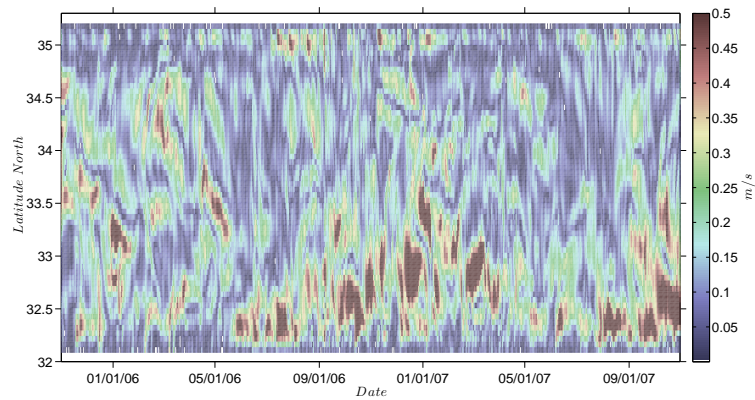
The LEC signature is apparent in ALTI South of 32.5°N, and it is simulated closer to the coast in MED16 than in PSY2. The modeled LEC is characterized by a lot of North-South and small amplitude oscillations (50 km width) between 32.5°N and 33°N .

The observed LE in April 2006 ([Taupier-Letage and Teams, 2007](#)) is centered at 33°N–23.8°E and its diameter is estimated from SST AVHRR images to be 150 km. The observed LE pattern is sandwiched between a coastal current (>150-m depth) at its southern periphery and an AW eastward surface current at its northern periphery. This is relatively well reproduced by MED16 and ALTI (Figure 3.12). The LE signatures near 33.5°N are seen during three periods in ALTI, between November 2005 and May 2006, and between November 2006 and May 2007, and again afterwards. This signature is well marked in MED16 but only for the first period. The LE diameter in April 2006 is about 110 km but it is shifted south-eastwards by 0.5° latitude (32.4°N–33.5°N) compared to DRI-samp. The LE is not simulated in PSY2 although the ALTI dataset is assimilated in it. The

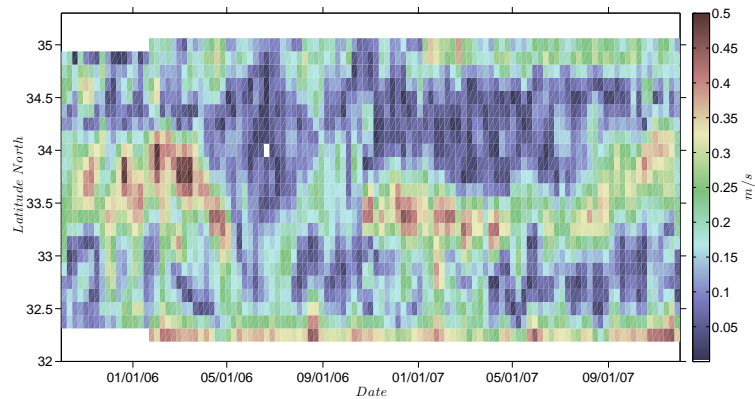




(a) MED16



(b) PSY2



(c) ALTI

FIGURE 3.12 – Module of the zonal velocity at 24°E between the African coast and the Island of Crete (32–35.5°N) at 15m depth in (a) MED16 and (b) PSY2, and at surface in (c) ALTI for the 2-year study period.

westward drift of the LE observed in April 2006 (Taupier-Letage and Teams, 2007; Taupier-Letage, 2008; Sutyryn et al., 2009) is not reproduced by the models (not shown).

### Ierapetra eddy

Looking at the IE characteristics, we track the IE signature for the whole period in the models. Several IEs are apparent in PSY2 (Figure 3.13), whereas only two are seen in MED16 (Figure 3.14).

Figure 3.15 shows time-series of the velocity module at 26°E across the main position of the IEs. It highlights first the signature of eastward LEC meanders and eddies near 32°N close to the 200 m isobath and secondly the Ierapetra eddy signature near 34°N South-East of Crete. The old IE generated in 2005, observed in April 2006, is centered at 33.5°N-26.2°E and its diameter is estimated to be 90 km from SST AVHRR images (Taupier-Letage and Teams, 2007). According to Figure 3.15, the IE signature is well present in ALTI at the end of 2005 and between August 2006 and June 2007. This signature is a little seen in MED16 in August 2005 whereas it is relatively well present in PSY2 for the period corresponding to the ALTI dataset. Nevertheless, the IEs did not have the correct diameters and positions. Moreover, their dynamics are often wrongly represented, they are flowing mainly westwards in MED16 or south-westwards in PSY2 instead of flowing southwards or south-eastwards as described by Hamad et al. (2006) and Matteoda and Glenn (1996).

### Sicily Channel

In the Sicily Channel, the results of section 3 depicted three main AW pathes : the BTC, the ATC and the AIS.

Two periods of observations with a relatively high number of drifter measurements corresponded to the Sicily Channel : November 2005 to June 2006 and October 2006 to April 2007 (Pennel et al., 2010). Several streams of the AW surface flow have been determined from in situ drifter trajectories (Figure 3.16) :

- Stream-1 towards the Tyrrhenian Sea along the northern coast of Sicily, corresponding to the BTC, in winter (Figure 3.16a)
- Stream-2 in the Sicily Channel, south-eastward along the Tunisian coast in winter, corresponding to the ATC (Figure 3.16b)
- Stream-3 in the Sicily Channel, eastward along the southern coast of Sicily, North of Malta, in winter, towards the Ionian Basin, called AIS-winter hereafter (Figure 3.16c)
- Stream-4 in the Sicily Channel, eastward along the southern coast of Sicily, North of Malta, in summer, towards the Adriatic Sea, called AIS-summer hereafter (Figure 3.16d)
- Stream-5 inside the Sicily Channel, eastwards South of Malta, embedded in a field of meso-scales eddies (Figure 3.16e)

These trajectories are in agreement with those reported in Poulain and Zambianchi (2009) and the high resolution modelling work of Sorgente et al. (2011). The drifter trajectories often follow the zero isoline of SSH, as seen from weekly ALTI maps. For example, this criterion was already recognized as a good indicator of the trajectory of the Northern Current in the Gulf of Lions by Duchez et al. (2011).

Monthly launches of numerical drifters at 15-m depth in the MED16 simulation have been made during the 2-year period studied, in the Sicily Channel. The numerical trajectories of the drifters are computed using a Runge-Kutta algorithm and a 4<sup>th</sup>-order Lagrangian interpolation. The analysis of numerical trajectories during a period of about 1 month after each launch shows some agreement with the previously identified streams of the AW surface flow (Figure 3.17) :

- Like Stream-1 but all year long and offshore relative to the drifters trajectories (Figure 3.17a)

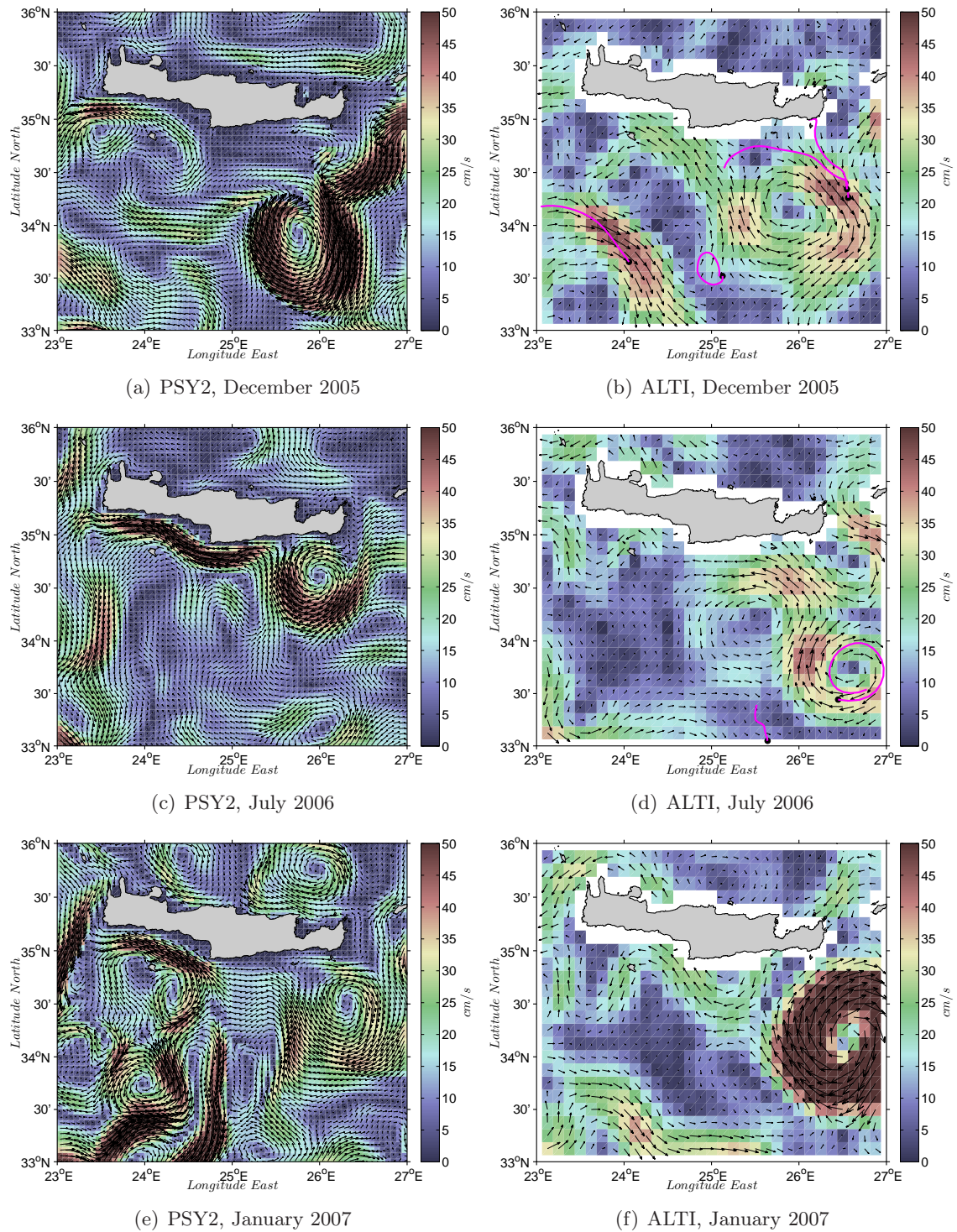


FIGURE 3.13 – Currents in the zoomed area next to the Island of Crete [33-36°N, 23-27°E] highlighting several IE in (left) PSY2 at 15m depth and (right) ALTI at surface in (a,b) December, 24 2005, (c,d) July, 14 2006, and (e,f) January, 6 2007. The 10-day drifter trajectories centered around the chosen date are added in magenta over the ALTI currents with the end trajectory symbolized by a black dot.

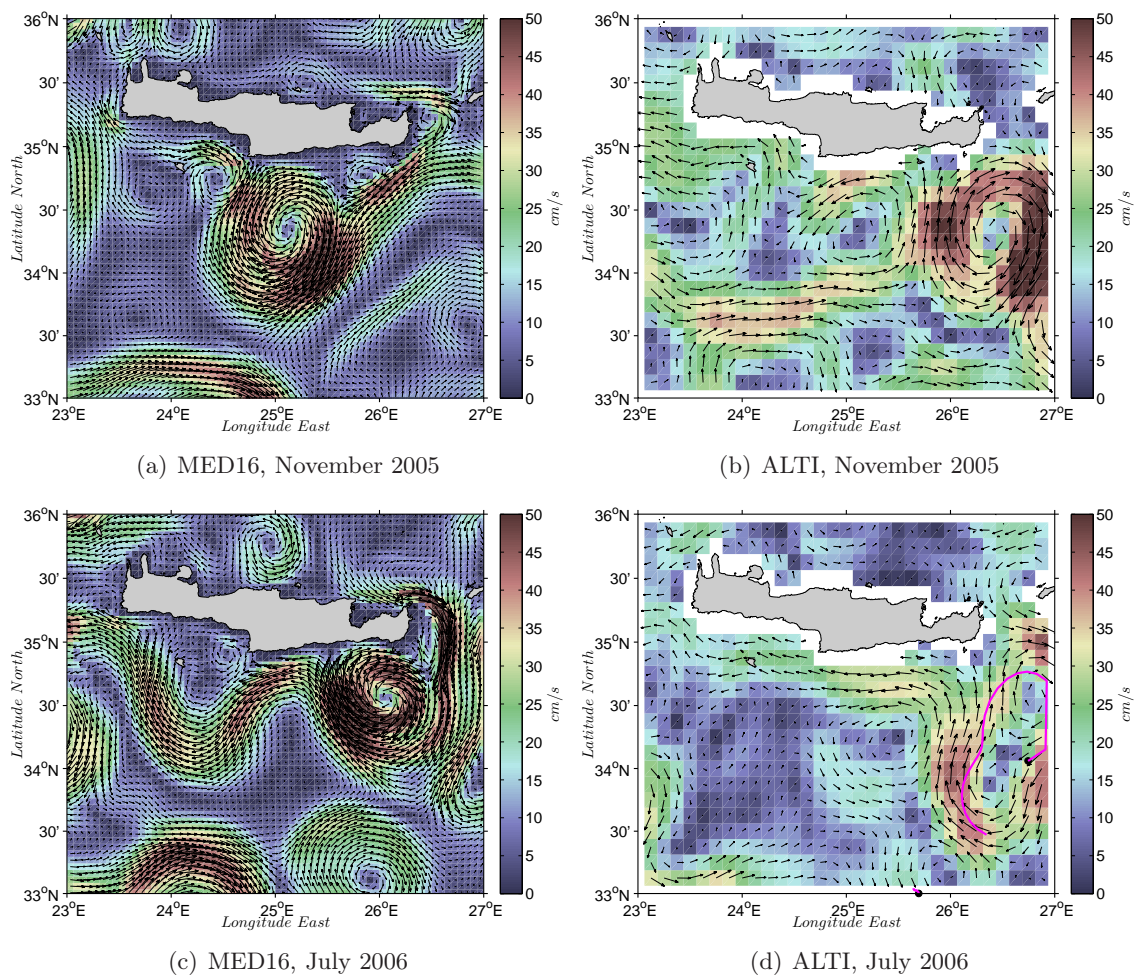
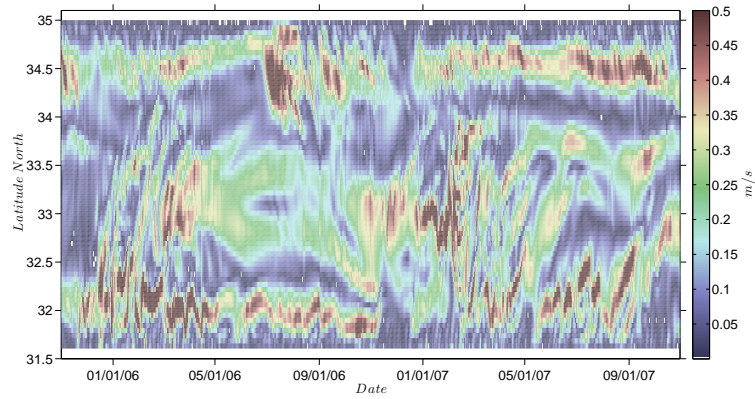
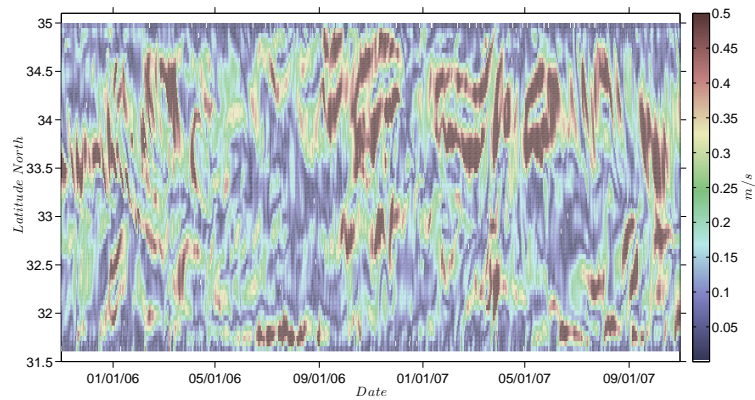


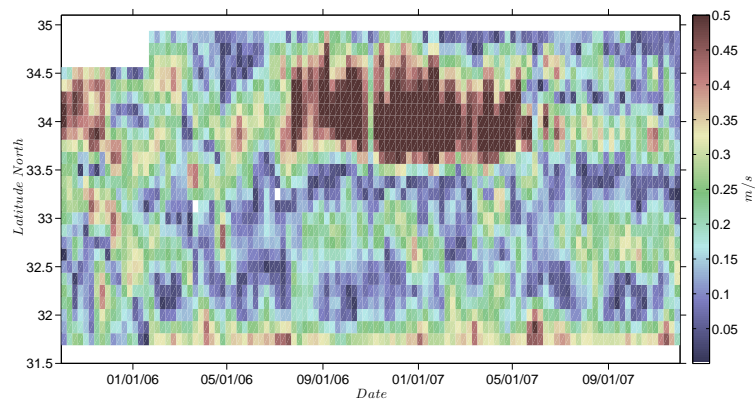
FIGURE 3.14 – Currents in the zoomed area [33-36°N, 23-27°E] highlighting several IE in (left) MED16 at 15m depth and (right) ALTI at surface in (a,b) November, 1 2005, and (c,d) July, 22 2006. The 10-day drifter trajectories centered around the chosen date are added in magenta over the ALTI currents with the end trajectory symbolized by a black dot.



(a) MED16



(b) PSY2



(c) ALTI

FIGURE 3.15 – Module of the zonal velocity at  $26^{\circ}\text{E}$  between the African coast and the Island of Crete ( $31.5\text{-}35^{\circ}\text{N}$ ) at 15m depth in (a) MED16 and (b) PSY2, and at surface in (c) ALTI for the 2-year period.

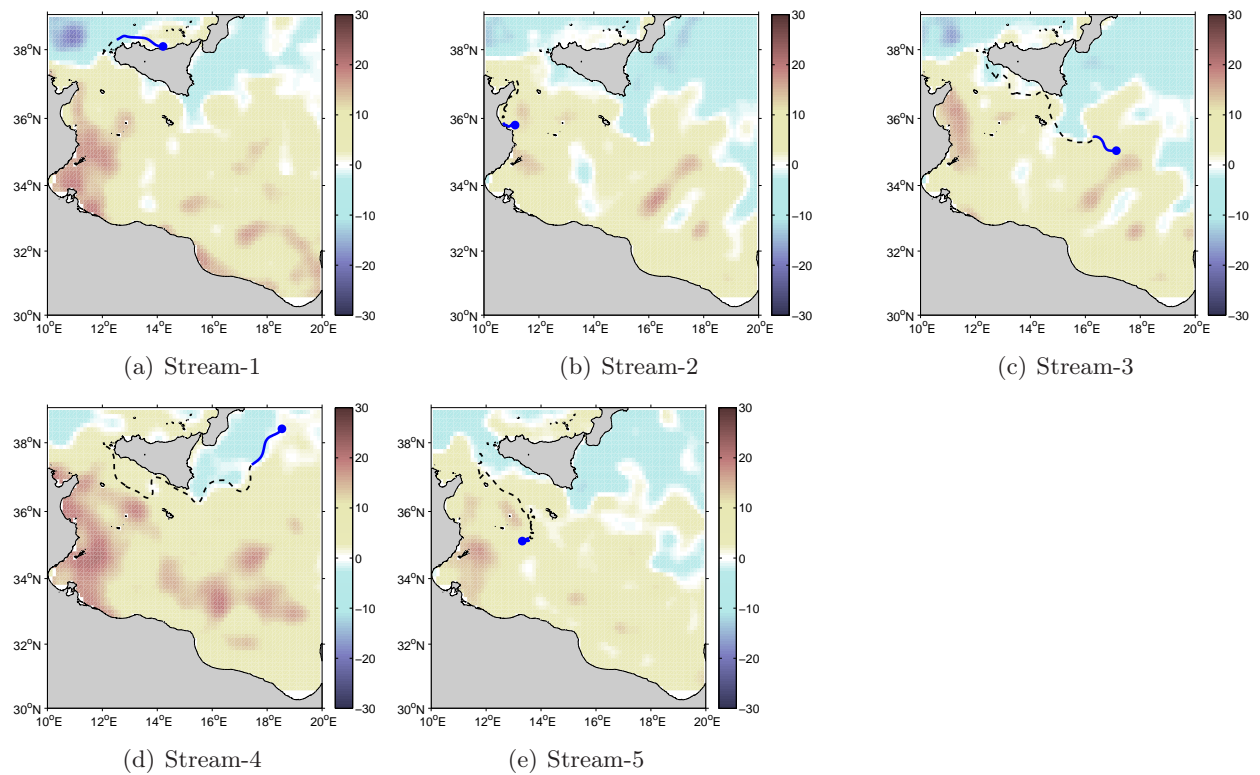


FIGURE 3.16 – Five streams of surface AW flow in the Sicily Channel area [30-39°N, 10-20°E] are depicted in DRI during the 2-year study period. (a) Stream-1 towards the Tyrrhenian Sea, (b) Stream-2 along the Tunisian coast (ATC), (c) Stream-3 towards the Ionian Basin (AIS-winter), (d) Stream-4 towards the Adriatic Sea (AIS-summer), and (e) Stream-5 towards the Ionian Basin but constrained within the channel. The solid black line represents the last 7 days of the trajectory and the black dot, the current position of the drifter. The in situ drifter trajectories are plotted above the weekly ALTI SSH values (cm) corresponding to the current position of the drifter.

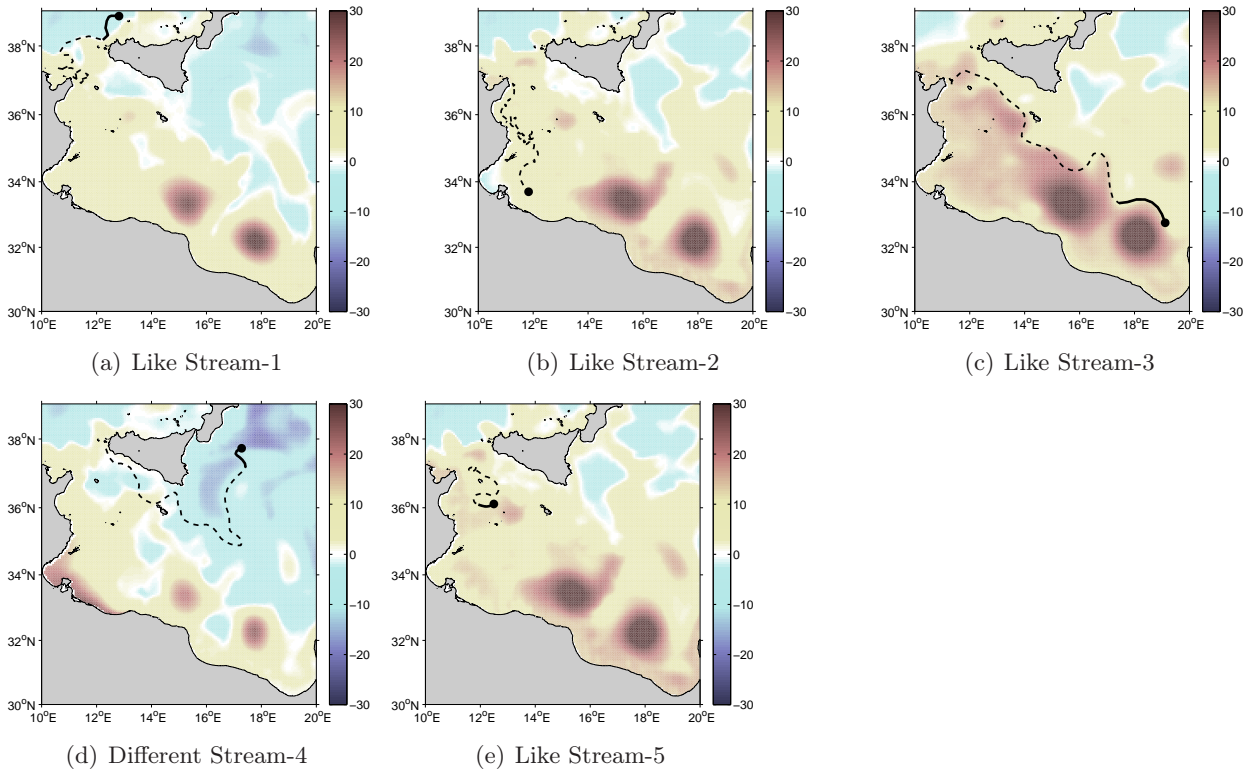


FIGURE 3.17 – Five streams of surface AW flow in the Sicily Channel area are depicted in MED16 during the 2-year study period. (a) Like Stream-1 towards the Tyrrhenian Sea, (b) Like Stream-2 along the Tunisian coast (ATC), (c) Like Stream-3 towards the Ionian Basin (AIS north of Malta), (d) Different from Stream-4 towards the Adriatic Sea (AIS south of Malta, and (e) Like Stream-5 towards the Ionian Basin but constrained within the channel. The drifter trajectory since its launch date is represented by a dashed line. The solid black line represents the last 7 days of the trajectory and the black dot, the current position of the drifter. The numerical drifter trajectories are plotted above the model SSH (cm) at the date corresponding to the current position of the drifter.

- Like Stream-2 in the Sicily Channel, and followed up the Libyan coast (Figure 3.17b)
- Like Stream-3 in the Sicily Channel, but also South of Malta and all year long (Figure 3.17c)
- Different from Stream-4, directed from the Ionian Basin towards the Adriatic Sea (Figure 3.17d)
- Like Stream-5 inside the Sicily Channel, but low mesoscale activity of the drifters which remained within the channel (Figure 3.17e)

As for the observations, the numerically modelled drifter trajectories are flowing along the zero isoline of SSH or normal to strong SSH gradient.

Nevertheless the model did not reproduce exactly the north-eastward trajectory towards the Adriatic Sea and a low level of mesoscale activity is simulated within the channel (Figure 3.18). The latter is probably due to the model resolution which is a little too low for this part of the basin to reproduce such mesoscale eddies if compared to the  $1/32^\circ$  resolution modelling results of [Sorgente et al. \(2011\)](#). The junction between the AIS and the northern part of the Ionian basin, can be shifted by relatively static mesoscale patterns trapped East of Sicily in the model as seen in other MED16 simulations ([Béranger et al., 2004](#)). Discrepancies can also arise from the limited life

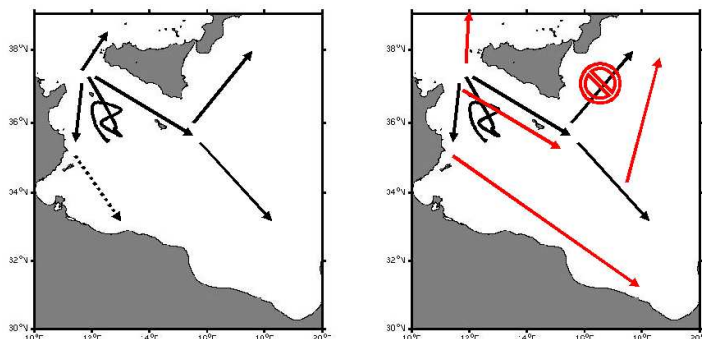


FIGURE 3.18 – Comparison of the branches of the surface AW flow in the Sicily Channel during the 2-year study period. (a) In black arrows are schematized the 5 streams recorded by the drifters. (b) the differences between the MED16 results and the observations are in red.

time of the real drifters. For instance, an increase of the drifter life time could lead to the signature of a stream until the Libyan coast as shown in the model.

### 3.2.5 Conclusions

The comparison between drifter measurements and  $1/16^\circ$  model outputs is investigated in the eastern Mediterranean between November 2005 and October 2007. Using the binning method of Poulain (2001), which allows to put the data on the same grid, pseudo-Eulerian diagnostics were done. Although about 100 drifters are used, the sampling in space and time tends to be insufficient to allow a satisfactory coverage of the eastern Mediterranean with respect to the radius of deformation. By the criterion of a minimum of 50 drifter-days in the bins over the 2-year study period, two areas with a relatively high sampling were revealed : the Sicily Channel and the Cretan Passage.

Very good agreement among all datasets in respect of sea surface temperature was obtained, whereas for MKE and EKE the agreement was lesser. The model's ability to represent narrow current and mesoscale eddies showed some limitations, partly due to the non-assimilation mode, and too many stationary eddies. The general circulation, according to the model, can be considered mainly geostrophic ; it was in agreement with the satellite datasets for the coastal currents whereas some disagreement appeared in respect of the eddy dynamics and positions (due to the inappropriate resolution of the model). The detailed mesoscale circulation recorded by the drifters was more representative of mesoscale eddy circulation, because a majority of drifters were launched within anticyclonic eddies. The main anticyclonic eddies (the Libyan and Ierapetra eddies) were well recorded by the drifters but not always by the altimeter (in 2006 for example). Care must therefore be taken in the use of the binning method when too many eddies are present in the drifter dataset compared to the other main features of the circulation.

Improvement in the ocean model resolution and maybe in the parameterizations is needed to better simulate the dynamics of the mesoscale features of the Mediterranean Sea. Although the eastward drift of Libyan eddies was more or less well reproduced, the westward drift observed by Sutyris et al. (2009) was not simulated by the model. The assimilation of satellite data into such models did not always allow the creation of a mesoscale eddy. The shift observed between the position of the Ierapetra eddy in the model output and the observed position could not be easily



reduced, probably because of the model's inadequate representation of the bathymetry and the coast line.

### Acknowledgments

The numerical work was supported by the French Mercator project ([www.mercator-ocean.fr](http://www.mercator-ocean.fr)). Atmospheric forcing datasets were made available by the European Centre for Medium-range Weather Forecasts. This work was granted access to the HPC resources of IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) of the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) under allocation 2008 (i2008010227) made by Grand Equipement National de Calcul Intensif (GENCI). We thanks the CNRS/INSU (program LEFE IDAO, PATOM), the Groupe de Mission Mercator Coriolis (GMMC), the Région Provence-Alpes-Côte d'Azur for its fundings for the EGYPT program. We also thank the Office of Naval Research for grants N00014510281 and N000140610391 for the EGITTO program. The authors would like to thanks all those who helped with the drifter deployments and in particular, M. Borghini, A. Drago, A. El Gindy, M. Emelianov, J.-L. Fuda, E. Gordini, A. Julia, G. Notarstefano, G. Rougier, M. Said, S. Sofianos and G. Zodiatis. We are grateful to the captain and crew of R/V Hannibal, R/V OGS-Explora, R/V Urania, R/V L'Atalante, R/V Poseidon, R/V Le Suroit, Princessa Marisa and the Medmar and Grandi Navi Veloci Ferries for their precious help with the drifter deployments.

DRI	drifter dataset of the EGYPT-EGITTO programs from November 2005 to October 2007 (only drogued drifters)
MED16	eddy-resolving OGCM of the Mediterranean Sea
PSY2	eddy-resolving OGCM of the Mediterranean Sea and the North-Atlantic Ocean run with assimilation
SAT	satellite datasets (Reynolds 1988), assimilated in PSY2
ALTI	altimeter datasets (CLS 2007), assimilated in PSY2
DRI-samp	DRI in the sampled grid following the method of Poulain (2001)
MED16-samp	MED16 in the sampled grid following the method of Poulain (2001)
PSY2-samp	PSY2 in the sampled grid following the method of Poulain (2001)
SAT-samp	SAT in the sampled grid following the method of Poulain (2001)
ALTI-samp	ALTI in the sampled grid following the method of Poulain (2001)
SST	Sea Surface Temperature
SSH	Sea Surface Height
MKE	Mean Kinetic Energy
EKE	Eddy Kinetic Energy
AIS	Atlantic Ionian Stream
ATC	Atlantic Tunisian Current
BTC	Bifurcation Tyrrhenian Current
LEC	Lybio-Egyptian Current
MMJ	Mid Mediterranean Jet
AMC	Asia Minor Current
LE	Lybian eddy
IE	Ierapetra eddy
RG	Rhodes Gyre
SC	Sicily Channel (between Sicily and Tunisia)
CP	Cretan Passage (sill between the Island of Crete and Libya)

TABLE 3.5 – Acronyms.

### 3.3 Conclusion

En caricaturant, cette étude de la circulation de surface en Méditerranée orientale partait du constat suivant : les modèles numériques sont imparfaits, les données in-situ sont peu nombreuses. Comment alors concilier les deux, de manière à apprendre quelque chose sur une circulation finalement toujours soumise à controverse.

Les données numériques sont des données eulériennes tandis que les données in-situ de flotteurs sont des données lagrangiennes. Un terrain d'entente a été trouvé dans le cadre de statistiques pseudo-eulériennes. Cette méthode adaptée aux drifters permet de s'affranchir du caractère hétérogène des enregistrements, en supposant l'écoulement relativement stationnaire et échantillonné de façon optimale. Ainsi, la moyenne spatio-temporelle des données issues d'une même zone géographique, fournit une indication sur la circulation moyenne de la zone. Les cartes d'énergie moyenne et fluctuante ainsi que de température de surface ont servi de proxy à la comparaison des deux jeux de données. Les grandes structures de la circulation générale sont bien reproduites par les modèles. Nous avons par exemple un excellent accord au niveau de la température de surface. En revanche, les modèles pêchent dans la représentation du détail.

Qui dit moyenne et statistiques, dit confiance en la moyenne et partie fluctuante. La confiance vient du nombre d'enregistrements effectués dans la même zone et surtout de la période considérée. Ainsi un enregistrement par jour pendant un an, n'aura pas la même valeur que 365 enregistrements le même jour. Si le nombre d'enregistrements est trop faible, les conclusions à tirer en matière de circulation moyenne sont délicates. La comparaison d'une simulation numérique complète avec la même simulation interpolée aux positions spatio-temporelles des drifters montre ainsi que la vision de la circulation de surface peut être fortement modifiée par un mauvais échantillonnage de l'écoulement.

Maintenant, si l'énergie contenue dans la partie fluctuante est du même ordre de grandeur ou supérieure à l'énergie moyenne, le courant moyen n'a alors que peu de sens. La variabilité mésoéchelle devient alors prépondérante au dépend d'une circulation stationnaire. Cette situation est finalement assez courante en Méditerranée. Nous avons ainsi vu que le caractère transient des tourbillons de mésoéchelle pouvait venir perturber l'interprétation des données in-situ, en faisant apparaître dans la moyenne temporelle des circulations que l'on ne retrouve pas à un instant donné. Une grande partie des différences observées entre flotteurs et modèles numériques vient ainsi d'une mauvaise simulation de la variabilité mésoéchelle. Certes, des tourbillons sont générés mais rarement au bon endroit et au bon moment.

Les causes de cette mauvaise représentation, outre une résolution spatiale trop faible, peuvent se trouver dans une mauvaise appréhension de la physique et par conséquent une mauvaise implémentation dans les codes numériques. La suite de ce mémoire fera donc l'objet d'un zoom sur un processus physique particulier et important dans la génération et la dynamique des structures de mésoéchelle : l'effet de la bathymétrie sur l'instabilité du courant côtier.



# Chapitre 4

## Notions théoriques sur l'instabilité barocline

---

### Sommaire

---

4.1	Les instabilités dans la nature . . . . .	<b>53</b>
4.2	Mécanismes physiques de l'instabilité barocline . . . . .	<b>54</b>
4.2.1	Point de vue énergétique . . . . .	54
4.2.2	Résonance d'ondes . . . . .	55
4.2.3	Aspect non-linéaire . . . . .	59
4.3	Instabilité dans le modèle quasi-géostrophique . . . . .	<b>59</b>
4.3.1	Modèles quasi-géostrophiques . . . . .	59
4.3.2	Modes normaux . . . . .	61
4.3.3	Condition nécessaire d'instabilité d'écoulements quasi-géostrophiques . . . . .	62
4.3.4	Modèles d'Eady et de Phillips . . . . .	63
4.4	Instabilités agéostrophiques . . . . .	<b>66</b>
4.5	Instabilité et bathymétrie . . . . .	<b>69</b>

---



Nous venons de voir au Chapitre 3 que la circulation en Méditerranée orientale est fortement marquée par la présence de tourbillons mésoéchelles. Cet état de fait peut se généraliser à la Méditerranée entière ainsi qu'à l'océan global. Les tourbillons sont nombreux et contribuent dans une large part à la dynamique globale des océans. L'origine de ces tourbillons peut être diverse, ils peuvent être dus par exemple aux forçages extérieurs tels que le vent, à la présence d'une île (allée de Von Kármán) ou à la présence d'un mont sous-marin. Cependant, une grande partie de ces tourbillons est le résultat d'instabilités des courants marins et plus particulièrement de l'instabilité barocline. Ce chapitre propose donc une introduction au concept d'instabilité et une description des mécanismes physiques sous-jacents à l'instabilité barocline. Nous verrons également comment cette instabilité a été modélisée historiquement grâce aux équations quasi-géostrophiques au travers des modèles d'Eady et Phillips, puis l'apport de modèles plus complexes à la compréhension de ce mécanisme. Ce mécanisme peut toutefois se trouver modifié par différents facteurs tels que la variation du facteur de Coriolis avec la latitude, la friction sur le fond ou la présence de topographie sous-marine. Nous aborderons donc les connaissances quant à l'impact d'une bathymétrie sur l'instabilité barocline dans une dernière partie de ce chapitre.

## 4.1 Les instabilités dans la nature

Le concept d'instabilité (ou de stabilité) en hydrodynamique est connu et étudié depuis le XIX<sup>e</sup> siècle par des scientifiques tels que Helmholtz, Kelvin, Rayleigh ou encore Reynolds. Plus qu'à un type d'instabilité spécifique, Maxwell a, quant à lui, légué son patronyme à une série d'équations fondatrices de l'électromagnétisme, mais il a également fourni une des premières définitions du concept d'instabilité (Campbell and Garnett, 1887) :

*When the state of things is such that an infinitely small variation of the present state will alter only by an infinitely small quantity the state at some future time, the condition of the system, whether at rest or in motion, is said to be stable; but when an infinitely small variation in the present state may bring about a finite difference in the state of the system in a finite time, the condition of the system is said to be unstable.*

Cela signifie que si une perturbation de l'état de base, petite devant les échelles caractéristiques de l'écoulement, décroît avec le temps alors le système est stable. Au contraire, si elle croît le système devient instable. L'état final du système est alors marqué par une brisure des symétries initiales. Entre ces deux états existe la stabilité marginale qui correspond à un état intermédiaire, où la perturbation reste dans l'écoulement tout en conservant une amplitude constante. Prenons un état de base du système,  $\Phi(\vec{x}, t)$ , et un état perturbé,  $\phi(\vec{x}, t)$  à un temps  $t$ , on peut alors traduire mathématiquement le concept d'instabilité de la manière suivante (Gula, 2009) :

$$\begin{aligned} &\text{Un écoulement est stable si} \\ &\forall \epsilon > 0, \exists \delta > 0 \text{ tel que si } \|\phi(\vec{x}, 0) - \Phi(\vec{x}, 0)\| < \delta \\ &\text{alors } |\phi(\vec{x}, t) - \Phi(\vec{x}, t)| < \epsilon, \forall t > 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les fluctuations étant nombreuses dans la nature, l'écoulement observé est souvent le résultat du développement instable d'une perturbation rendant de fait difficile la détermination d'un état de base et a fortiori de l'état futur de l'écoulement, comme le soulignait déjà Maxwell (Campbell and Garnett, 1887) :

*It is manifest that the existence of unstable conditions renders impossible the prediction of future events, if our knowledge of the present state is only approximate, and not accurate.*



FIGURE 4.1 – Manifestation de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz avec la forme caractéristique ressemblant à une vague déferlant dans l'océan. (Photo B. Martner, NOAA)

Dans la nature, des instabilités sont facilement observables, notamment dans l'atmosphère, car les nuages peuvent y jouer le rôle de traceur permettant alors de suivre les lignes de champs de l'écoulement. Il est par exemple fréquent d'observer l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (Fig. 4.1) qui est une instabilité de cisaillement résultant du glissement de deux couches d'air l'une par rapport à l'autre. A l'interface entre ses deux fluides, au-delà d'une vitesse critique, la viscosité va faire apparaître une perturbation, qui devenant instable va se propager et donner naissance aux rouleaux de Kelvin-Helmholtz. L'instabilité barocline, qui est celle qui nous intéresse, est d'une importance toute particulière dans l'atmosphère. Elle est en effet en grande partie responsable du temps qu'il fait aux moyennes latitudes. L'instabilité barocline s'accompagne de création de tourbillons, elle crée donc des cyclones ou dépressions synonymes de pluie et de mauvais temps (Fig. 4.2), mais aussi des anticyclones dont les hautes pressions sont à l'origine du beau temps. On pensera par exemple à l'anticyclone de l'Atlantique nord (Bermudes ou Açores selon les saisons).

## 4.2 Mécanismes physiques de l'instabilité barocline

L'instabilité barocline est un mécanisme d'instabilité apparaissant dans les fluides présentant un cisaillement vertical de vitesse ou de manière équivalente un cisaillement horizontal de densité. Ce cisaillement s'accompagne d'une inclinaison des isopycnes satisfaisant l'équilibre géostrophique entre forces de pression et force de Coriolis. L'instabilité barocline est un mécanisme tendant à la réduction de cette inclinaison par production de vorticité. Nous allons voir dans les parties suivantes quel est le moteur énergétique de l'instabilité et donner une explication physique à son développement.

### 4.2.1 Point de vue énergétique

D'un point de vue énergétique, l'instabilité barocline est un mécanisme permettant de relâcher de l'énergie potentielle en la transférant à des perturbations de l'état de base sous forme d'énergie cinétique. Dans un fluide stratifié, il existe toujours une certaine énergie potentielle. Ainsi, un courant en situation d'équilibre du vent thermique, c'est-à-dire respectant la géostrophie et l'hydrostatisme, est un courant d'eau légère flottant au-dessus d'eau dense le long d'une certaine inclinaison des isopycnes. Si une perturbation de cet état de base rend possible le déplacement de particules fluides d'un environnement dense vers un environnement moins dense, il s'en suivra une réduction de l'inclinaison des isopycnes et donc un abaissement du centre de gravité du système, conduisant à une diminution de l'énergie potentielle. On observera alors un transfert d'énergie potentielle vers de

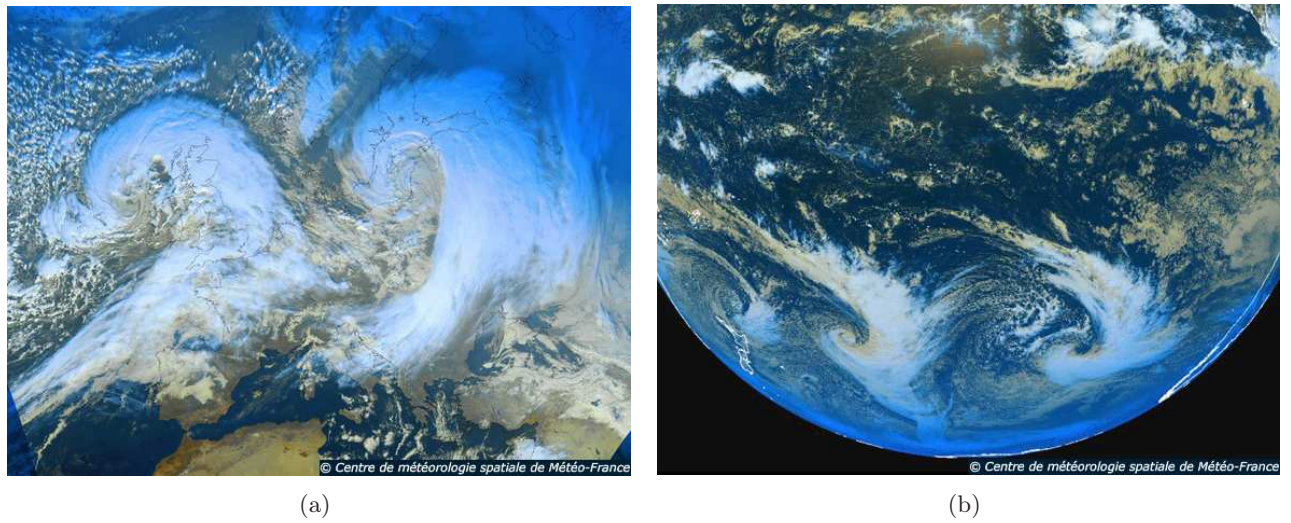


FIGURE 4.2 – Dépressions observées dans l'hémisphère Nord par METEOSAT8 (a) et dans l'hémisphère Sud par GEOS10 (b) en décembre et juin 2006. Ces dépressions sont le résultat d'une instabilité barocline d'un jet atmosphérique, conduisant à la création de vorticité cyclonique. Les nuages s'enroulant autour du centre de basse pression permettent de visualiser le tourbillon.

l'énergie cinétique qui alimentera le déplacement de ces particules fluides et donc le développement de l'instabilité. Cette énergie sera le moteur d'importantes déformations de l'état de base, telles que la création de méandres d'amplitudes finies puis la génération de tourbillons. La différence entre l'énergie potentielle initiale du système et l'énergie potentielle minimale est appelée : énergie potentielle disponible (*APE : available potential energy*) et constitue un réservoir d'énergie pouvant nourrir le développement d'une instabilité.

#### 4.2.2 Résonance d'ondes

Dans un modèle à deux couches, l'instabilité barocline classique peut être appréhendée comme étant une interaction résonnante entre deux ondes de Rossby, l'une dans la couche supérieure et l'autre dans la couche inférieure. L'existence d'ondes de Rossby est associée à celle d'un gradient de vorticité potentielle (PV). Après avoir défini la PV, nous nous attacherons donc à illustrer les mécanismes conduisant à la production d'une onde de Rossby puis à l'interaction de deux ondes.

La vorticité potentielle (PV) est une quantité intrinsèque du fluide, qui est conservée de façon lagrangienne dans le temps en l'absence de friction et de processus diabatique. Elle prend en compte la vorticité totale du fluide, composée de la vorticité relative et de la vorticité planétaire ainsi que la stratification. La vorticité potentielle dans une configuration bi-couche est ainsi définie comme :

$$Q_i = \frac{\xi_i + f}{h_i}, \quad (4.2)$$

où  $i = 1, 2$  désigne la couche du haut ou du bas, et  $\xi$  est la vorticité relative de la colonne d'eau d'hauteur  $h_i$  et  $f$  la vorticité planétaire.

Le moteur, la force de rappel, d'une onde de Rossby est lié à cette conservation lagrangienne de la vorticité potentielle des colonnes de fluide. Ainsi, l'existence d'un gradient de PV rend possible la création d'une onde de Rossby. En effet, si une colonne de fluide se déplace dans un environnement



où un tel gradient existe, la conservation de sa PV propre va entraîner une création de vorticité relative de manière à s'opposer à la modification de PV induite par l'existence du gradient ambiant. Cette production de vorticité, se propageant de proche en proche conduit à la création d'une onde. D'après la définition précédente de la PV, un gradient existe si la vorticité planétaire  $f$  varie, la vorticité relative  $\xi_i$  varie ou l'épaisseur de la couche  $h_i$  varie. Ces différentes sources de variation définissent différents types d'onde de Rossby.

Dans le cas d'une variation de  $f$ , on parle d'onde de Rossby planétaire ou liée à l'effet  $\beta$ , si l'on considère  $f$  comme étant une valeur moyenne  $f_0$ , à laquelle s'ajoute une variation linéaire avec la latitude,  $f = f_0 + \beta y$ . Ainsi, si une colonne de fluide est déplacée vers le pôle, sa vorticité planétaire  $f$  augmente, la conservation de la vorticité potentielle passe alors par une diminution de la vorticité relative et donc par la création de vorticité anticyclonique (vorticité négative). Le raisonnement est inverse pour une colonne de fluide se déplaçant vers l' quateur et mène à la création de vorticité cyclonique (vorticité positive).

L'onde de Rossby peut également naître de variations dans l'épaisseur de la couche. Si cette variation est imposée par la présence d'une bathymétrie sous-marine, on parle alors d'onde de Rossby topographique.

La variation de hauteur peut aussi être imposée par l'équilibre géostrophique et la présence d'un jet. C'est dans ce cadre que nous allons maintenant expliciter le mécanisme physique de l'onde de Rossby, à travers l'exemple d'un jet zonal bi-couche en équilibre géostrophique.

### Production de vorticité

Nous nous plaçons donc dans le cas d'un jet zonal bi-couche en équilibre géostrophique, se déplaçant vers l'est à la vitesse  $U_1 - U_2$  ( $U_1$  dans la couche supérieure et  $U_2$  dans la couche inférieure). Nous négligeons les effets de la courbure terrestre en se plaçant dans le plan  $f$ . Ici, le gradient de PV est ainsi produit par une variation de l'épaisseur des couches. Dans ce cas, le fluide se déplace parallèlement aux isobares avec les basses pressions (ou hautes densités) sur la gauche. Ainsi, dans l'hémisphère nord, la pente des isopycnes engendre une couche supérieure s'approfondissant en allant vers le sud et par conséquent la couche inférieure s'élargit en allant vers le nord (Fig. 4.3). La présence d'une perturbation périodique va amener à la création de vorticité. En effet, si une colonne d'eau est déplacée vers le nord dans la couche supérieure, elle va être comprimée et va donc voir sa vorticité potentielle augmenter. La conservation de la vorticité va donc engendrer la création de vorticité anticyclonique. La même colonne d'eau se déplaçant vers le sud sera, elle, étirée et engendrera de la vorticité cyclonique (Fig. 4.3a). Le raisonnement est similaire dans la couche inférieure et conduit à des créations de vorticité opposées (Fig. 4.3b).

### Ondes de Rossby

Ainsi une perturbation vers le nord va créer un anticyclone et réciproquement une perturbation vers le sud créera un cyclone. Ces deux tourbillons vont engendrer de nouvelles perturbations entre les « creux » et les « bosses » du jet. Celles-ci, décalées par rapport aux précédentes, sont à leur tour à l'origine de création de vorticité. Il y a donc propagation de la perturbation. Il s'agit de l'onde de Rossby qui se déplace à la vitesse de phase  $c_1$  vers l'ouest. Ce déplacement de colonne de fluide a également une influence sur la couche inférieure. En effet, l'isopycne n'est pas une frontière

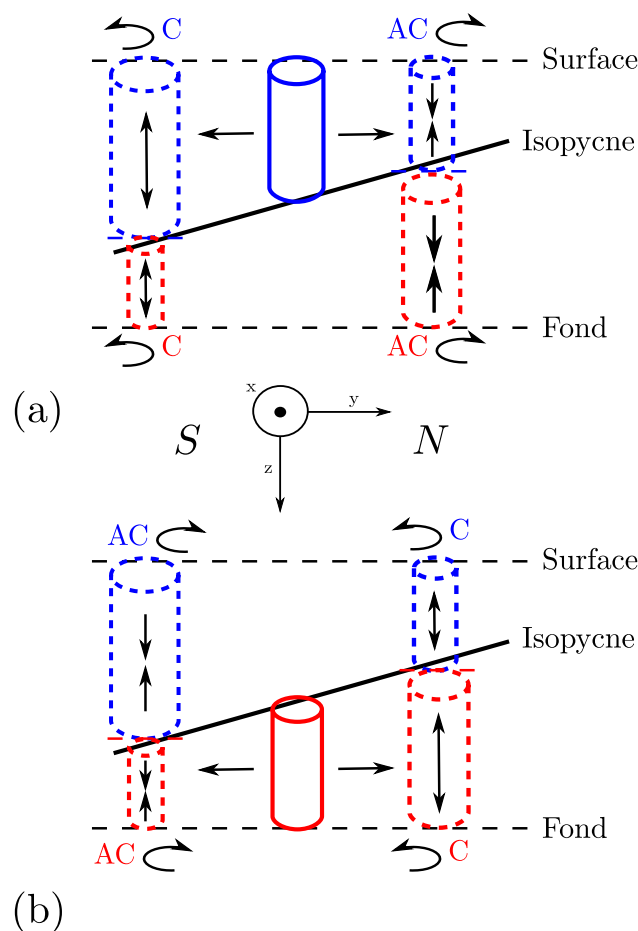


FIGURE 4.3 – Mécanisme de création de vorticité dans un écoulement bi-couche par déplacement méridional de fluide. Dans la couche supérieure (a), une perturbation déplaçant la colonne d'eau vers le nord (N) engendre la création de vorticité cyclonique (C) tandis qu'un déplacement vers le sud (S) engendre de la vorticité anticyclonique (AC). Dans la couche inférieure (b), le mécanisme est opposé. La non-rigidité de l'isopycne induit la création de vorticité de manière barotrope, dans toute la colonne d'eau, par compression ou étirement de la couche non-perturbée.

solide et peut se déformer. Ainsi, si une colonne d'eau de la couche supérieure se déplace vers le nord, elle va se comprimer mais va également abaisser légèrement l'isopycne ayant pour effet de comprimer la colonne d'eau de la couche inférieure. Cette dernière va donc à son tour produire de la vorticité anticyclonique. Le raisonnement est le même pour la compression. On observe donc la même création de vorticités positives et négatives dans la couche inférieure (Fig. 4.4a).

### Interaction entre deux ondes

On peut répéter le même raisonnement dans la couche du fond, l'existence d'une perturbation va créer une onde de Rossby se déplaçant à la vitesse de phase  $c_2$  mais cette fois-ci vers l'est car l'élargissement de la couche se fait dans la direction opposée (Fig. 4.4b). On obtient donc un second système de vorticités alternées, influant sur toute la hauteur du fluide. On comprend alors que si ces deux ondes sont placées en quadrature de phase, les tourbillons vont former des dipôles et renforcer mutuellement l'extension méridionale de la perturbation, favorisant ainsi la naissance de méandres et la croissance de l'instabilité (Fig. 4.4c). Au contraire si les deux ondes sont en phase, les deux vorticités vont s'annuler mutuellement et le jet sera stable.

L'exemple précédent illustre la nécessité du « verrouillage » de phase pour obtenir la persistance de l'instabilité. Il faut donc que les perturbations se déplacent à la même vitesse dans les deux couches. Dans un repère fixe, la perturbation de la couche supérieure se déplace à la vitesse  $U_1 - c_1$

tandis que la perturbation dans la couche inférieure se déplace à la vitesse  $U_2 + c_2$ . On s'attend donc à avoir :

$$U_1 - c_1 = U_2 + c_2 \quad (4.3)$$

pour que les deux ondes interagissent et conduisent au développement de l'instabilité. Le mécanisme peut alors s'appliquer à tous types d'onde. Dans le cas d'interaction Rossby-Rossby, on parlera d'instabilité géostrophique car les modes de Rossby sont géostrophiquement équilibrés, c'est-à-dire que les lignes de champs suivent les lignes isobares. Mais des interactions, dites agéostrophiques, entre des ondes non équilibrées sont aussi possibles. Ainsi la présence d'une côte peut produire des interactions entre ondes de Rossby et ondes de Kelvin. Ces différents types d'interactions mènent à des taux de croissance et des échelles spatiales caractéristiques différentes.

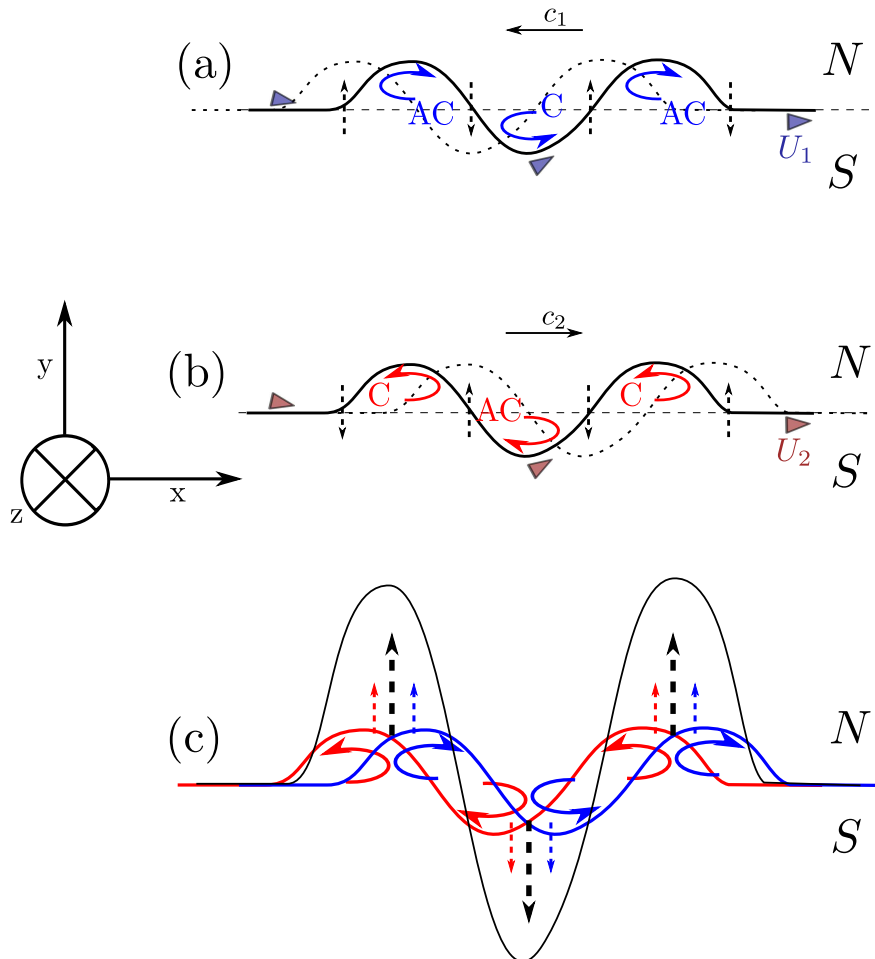


FIGURE 4.4 – Perturbation générant la création de vorticité par étirement et compression selon le mécanisme illustré figure 4.3. Une onde de Rossby de vitesse de phase  $c_1$  est créée dans la couche supérieure (a) et une onde de Rossby de vitesse de phase  $c_2$  est créée dans la couche inférieure (b). Si les ondes sont correctement déphasées, des dipôles de vorticité sont formés et amplifient la perturbation initiale (c). Le courant est alors instable. Les notations sont identiques à celles de la figure 4.3.

### 4.2.3 Aspect non-linéaire

Les perturbations sont très nombreuses dans la nature et vont donc engendrer beaucoup d'instabilités différentes. Si, en théorie, toutes les résonances d'ondes sont possibles dès lors que les vitesses de phase sont proches, en pratique les instabilités ayant les plus forts taux de croissance vont se développer plus rapidement et modifier suffisamment l'état de base pour empêcher la croissance d'autres instabilités. Elles seront donc les seules à être observées. Dans le cas de l'instabilité barocline, la saturation non-linéaire de l'instabilité va correspondre à la formation de méandres d'amplitudes finies et à l'émission de tourbillons. Cet état de l'écoulement sera observé bien plus que le développement linéaire de l'instabilité. Les méandres ainsi que les tourbillons permettent le transport méridional de masses d'eau, de contaminants ou de composants biogéochimiques. La phase non-linéaire de l'instabilité joue ainsi un rôle important dans le mélange horizontal des eaux. A ceci s'ajoute les problématiques propres aux tourbillons de mésoéchelles (échelle de l'ordre du rayon de déformation et caractéristique de l'instabilité barocline). Ces tourbillons souvent divergeants participent à la ventilation des couches supérieures de l'océan, c'est-à-dire qu'ils sont un lien entre la surface en contact avec l'atmosphère et l'intérieur de l'océan, permettant la pénétration de polluants ou la remontée de nutriments par exemple. La dynamique des tourbillons est également au coeur de la problématique de la dissipation d'énergie des grandes échelles de forçage atmosphérique ou des grands courants de bord ouest vers l'échelle de dissipation, où l'énergie est dissipée par effets thermiques. On voit alors que si la croissance linéaire de l'instabilité fixe les échelles spatiales et temporelles des structures formées, la phase non-linéaire de l'instabilité aura *in fine* un impact bien plus global.

## 4.3 Instabilité dans le modèle quasi-géostrophique

Nous allons maintenant utiliser le formalisme quasi-géostrophique pour appréhender quantitativement les échelles de l'instabilité barocline. Après une introduction aux modèles quasi-géostrophiques et à la méthode des modes normaux, nous introduirons les modèles historiques de Phillips et d'Eady.

### 4.3.1 Modèles quasi-géostrophiques

Le point de départ de toutes les modélisations de la dynamique des fluides géophysiques sont les équations de Navier-Stokes auxquelles s'ajoutent des équations d'état permettant de relier température ou salinité à la densité du fluide. Ces équations sont analytiquement impossibles à résoudre et numériquement très compliquées. Il s'en suit donc des approximations diverses et variées ayant pour but de les simplifier tout en mettant en avant les phénomènes physiques les plus importants. Dans l'océan, l'approximation la plus courante est celle de Boussinesq, qui consiste à négliger les variations de densité autour de la densité moyenne sauf dans les termes de flottabilité, c'est-à-dire les termes faisant intervenir la gravité. A ceci s'ajoute l'hypothèse courante d'hydrostatisme, qui néglige l'advection de vitesse verticale et la composante verticale de la force de Coriolis pour obtenir l'égalité entre gradient vertical de pression et force de gravité.

La densité ou stratification est la source de deux catégories de modèles, les modèles à stratification continue et les modèles à couches. Ces derniers sont dérivés à partir d'une moyenne sur la verticale des équations primitives. Il n'y a alors plus de coordonnée verticale au problème. Ces modèles utilisent l'hypothèse d'écoulements quasi-bidimensionaux, justifiée par le fait que les échelles caractéristiques horizontales (milliers de kilomètres) sont très grandes devant les

échelles verticales (kilomètre dans l'océan). On obtient alors les équations de l'eau peu profonde. Les variables du problème sont alors les vitesses horizontales de chaque couche, l'épaisseur de la couche et sa densité. La superposition de couche permet dans ce cas une modélisation simplifiée de la stratification adaptée aux écoulements océaniques où les variations de densité sont faibles. Les modèles à stratification continue conservent une coordonnée verticale et sont adaptés à la modélisation des écoulements atmosphériques, dont la densité varie beaucoup avec l'altitude.

Pour aller au-delà de l'équilibre géostrophique, les modèles quasi-géostrophiques ont été développés.

Les hypothèses de base sont les suivantes :

- un état proche de l'équilibre géostrophique ; ceci équivaut à un nombre de Rossby petit
- dans un milieu continûment stratifié, les perturbations de stratifications doivent être faibles ; dans une modélisation en couches, les déplacements verticaux doivent être petits par rapport à l'épaisseur des couches.

On définit le nombre de Rossby,  $Ro$ , comme :

$$Ro = \frac{V_0}{Lf}, \quad (4.4)$$

où,  $V_0$  et  $L$  sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristique du système et  $f$  le paramètre de Coriolis. En l'absence d'échelle physique de longueur dans le système, on définit  $L$  comme étant le rayon de déformation  $R_d$ . Il s'agit de l'échelle naturelle dans les fluides stratifiés en rotation prenant en compte la rotation et la stratification. Dans toute la suite, nous allons parler en termes d'équations adimensionnées. Le rayon de déformation servira ainsi à adimensionner les longueurs horizontales,  $V_0$  adimensionnera les vitesses, et le temps sera adimensionné par  $R_d/V_0$  :

$$(x, y) \sim R_d, \quad (u, v) \sim V_0, \quad t \sim R_d/U, \quad f \sim f_0. \quad (4.5)$$

Dans le modèle à couches, les épaisseurs des couches sont adimensionnées par la valeur moyenne  $H_i$  de la couche.

Techniquement parlant, l'existence du nombre de Rossby comme petit paramètre, permet de faire un développement asymptotique des équations en développant les variables en séries dépendant du Rossby. Pour toute variable  $\Phi$  des équations, on écrit alors :

$$\Phi = \Phi_0 + Ro\Phi_1 + Ro^2\Phi_2 + Ro^3\Phi_3... \quad (4.6)$$

Le développement à l'ordre 0 conduit à l'équation pronostique de l'équilibre géostrophique.

$$\vec{f} \wedge \vec{u}_0 = -\frac{1}{\rho} \nabla_z p_0 \quad (4.7)$$

L'évolution temporelle des champs est obtenue en allant à l'ordre 1 ( $\Phi_1$ ). La dynamique quasi-géostrophique se résume alors à la conservation de la vorticité potentielle quasi-géostrophique  $q$ .

$$\begin{aligned} \frac{Dq}{Dt} &= 0 \\ \frac{D}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + J(\Psi, \cdot), \end{aligned} \quad (4.8)$$

avec  $\Psi$ , la fonction de courant telle que la vitesse géostrophique  $\vec{u}_g$  soit  $\vec{u}_g = \vec{k} \wedge \nabla \Psi$  et  $J(a, b) = \partial_x a \partial_y b - \partial_y a \partial_x b$ . Il y a donc advection de la vorticité potentielle par la vitesse géostrophique. La dérivation des équations QG permet alors de passer d'un système d'équations à

plusieurs inconnues (vitesse tri-dimensionnelle, densité, pression) à un système à une inconnue.

Dans le modèle continuellement stratifié (dans l'approximation de Boussinesq), la vorticité adimensionnelle s'écrit alors (Pedlosky, 1987) :

$$q = \zeta + \beta y + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{S} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \quad (4.9)$$

où  $S(z) = (N^2 H^2)/(f_0^2 L^2)$  est le paramètre de stratification avec  $N^2 = -g \partial_z \frac{\delta \rho}{\rho_0}$  la fréquence de Brunt-Väisälä. Il s'agit de la fréquence d'oscillation d'une particule fluide déplacée verticalement autour de sa position d'équilibre statique.  $\zeta = \nabla^2 \psi$  est la vorticité relative et  $L$  une longueur caractéristique. Informellement, une discrétisation par différences finies de cette forme de la vorticité potentielle donne la vorticité potentielle adimensionnée suivante dans un modèle à deux couches :

$$\begin{cases} q_1 = \Delta \psi_1 - (\psi_1 - \psi_2) \\ q_2 = \Delta \psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1) \end{cases} \quad (4.10)$$

où 1 correspond à la couche supérieure et 2 à la couche inférieure.  $\gamma$  est le rapport d'aspect vertical,  $\gamma = h_1/h_2$ .

C'est à partir de ces systèmes simples que les premières études de l'instabilité barocline ont été faites, soit dans une configuration continûment stratifiée (modèles de Charney et d'Eady), soit dans le cas d'un modèle à deux couches (modèle de Phillips). Avant d'aborder les modèles d'Eady et de Phillips, nous allons revenir sur la méthode des modes normaux, méthode de base pour la dérivation de ces modèles et l'analyse de stabilité linéaire.

### 4.3.2 Modes normaux

Les analyses de stabilité linéaire ont pour objet la caractérisation de la croissance (ou décroissance) d'une perturbation, au sein d'un système d'équations linéarisées autour d'un état de base de référence. On doit donc trouver les solutions d'une équation linéaire du type :

$$\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} = F \tilde{\Phi}, \quad (4.11)$$

ou  $F$  est l'opérateur linéaire modélisant le mouvement de l'écoulement et  $\tilde{\Phi}$  la perturbation. Pour cela, on utilise la méthode des modes normaux qui consiste à décomposer la perturbation en modes de Fourier (modes normaux),  $\tilde{\Phi}(t=0) = \tilde{\Phi}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega_r t)}$ . Si un mode normal est vecteur propre de  $F$  avec la valeur propre  $\sigma$ , alors au temps  $t$ , on obtient  $\tilde{\Phi}(t) = \tilde{\Phi}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega_r t - \sigma t)}$ . Un taux de croissance,  $\sigma$ , positif correspond alors à un mode propre ayant une croissance exponentielle et à une structure n'évoluant pas dans le temps. Il est possible de traiter chaque mode séparément et de déterminer le taux de croissance  $\sigma$  de tous les modes composant la perturbation. En revanche, la méthode repose sur l'utilisation de perturbations de faibles amplitudes. Lorsqu'un mode instable atteint une amplitude finie, l'état de base est sensiblement modifié et des effets non-linéaires de couplage entre les modes entrent en jeu. La méthode n'est alors plus applicable. Pour quelques systèmes simples, il est possible d'effectuer l'analyse de stabilité linéaire de manière analytique ou numérique en utilisant par exemple des méthodes de collocation (Poulin and Flierl, 2003; Gula and Zeitlin, 2010a). Dans notre étude, l'évolution de l'écoulement est calculée par des simulations numériques à l'aide d'un modèle aux équations primitives, c'est-à-dire des équations non-linéaires. Nous effectuerons donc des calculs de taux de croissance en analysant les premiers

instants du développement d'une perturbation et en recherchant la croissance exponentielle des différents modes, les premiers instants correspondant en effet au régime linéaire

### 4.3.3 Condition nécessaire d'instabilité d'écoulements quasi-géostrophiques

Le critère de Charney-Stern est une condition nécessaire pour qu'un écoulement quasi-géostrophique soit instable. Il stipule que le gradient horizontal de vorticité potentielle,  $Q_y$ , doit changer de signe à l'intérieur de l'écoulement. Dans le cadre d'un écoulement à deux couches comme celui présenté dans la partie précédente, cela revient à dire que le signe du gradient de vorticité potentielle doit être opposé dans chaque couche. Dans ce type d'écoulement, la vorticité potentielle est définie comme le rapport entre la vorticité totale de la couche et son épaisseur  $Q_i = \frac{\xi_i + f}{h_i}$ . La vorticité relative étant souvent inférieure à la vorticité planétaire ( $\xi_i \ll f$ ) dans un écoulement QG, au premier ordre le gradient de vorticité potentielle dépend principalement de la variation d'épaisseur des couches  $\partial_y h_i$ .

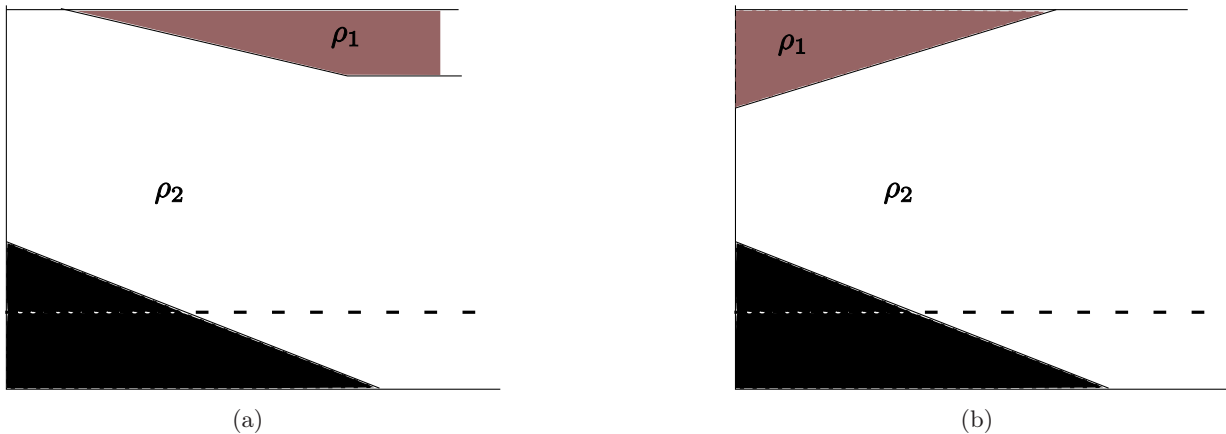


FIGURE 4.5 – Configuration de type upwelling (a) et courant côtier (b). Pour un upwelling les pentes des isopycnes et de la topographie sont de même signe alors qu'elles sont de signes opposés dans le cas d'un courant côtier.

La figure 4.5 présente deux configurations QG à deux couches :

- Dans le cas de l'upwelling, les pentes des isopycnes et de la bathymétrie sont de même signe, les épaisseurs de la couche supérieure et de la couche inférieure peuvent donc varier dans le même sens. En effet si la pente de la topographie est plus forte que la pente des isopycnes, les deux couches s'approfondissent alors en allant vers le large. Dans ce cas le gradient de vorticité potentielle ne change plus de signe et le critère de Charney-Stern prédit une stabilisation du courant car la condition nécessaire d'instabilité n'est plus respectée.
- Au contraire dans le cas du courant côtier, l'introduction d'une pente topographique ne fait que renforcer les gradients d'épaisseurs. La couche d'eau légère s'approfondit en allant vers la côte tandis, que la couche d'eau dense s'approfondit en allant vers le large. Les gradients de vorticité potentielle demeurent donc opposés et le critère de Charney-Stern ne peut prévoir ni stabilité, ni instabilité. Nos études se situent dans ce cas.

### 4.3.4 Modèles d'Eady et de Phillips

Nous abordons ici deux modèles QG d'instabilité barocline : le modèle d'Eady (Eady, 1949) et le modèle de Phillips (Phillips, 1954).

#### Modèle d'Eady

Dans le cadre des équations continûment stratifiées QG, les hypothèses du modèle d'Eady sont les suivantes :

- on néglige la sphéricité de la Terre en se plaçant dans le plan  $f$ , c'est-à-dire  $f = f_0 = \text{constante}$
- le fluide est uniformément stratifié, c'est-à-dire que  $N^2$  et donc  $S$  sont des constantes.
- le cisaillement vertical de vitesse est uniforme ;  $U_0 = \Lambda z$ , ce qui de manière adimensionnelle donne  $U_0 = z$ .
- l'espace est délimité sur la verticale par un toit rigide et un fond plat et est infini selon  $y$ .

Un courant zonal est alors solution de ce problème, et l'on définit la fonction de courant de l'état de base  $\Psi$  tel que  $-\partial_y \Psi(y, z) = U_0 = z$ . La fonction de courant totale est alors :

$$\psi(x, y, z) = \Psi(y, z) + \phi(x, y, z), \quad (4.12)$$

où  $\phi$  est une perturbation de l'état de base.

En utilisant la forme 4.9 de la vorticité potentielle dans le modèle continûment stratifié, on obtient alors :

$$\begin{aligned} q &= \Delta \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{S} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \\ \text{soit } q &= \Delta \phi + \frac{1}{S} \partial_{z^2} \phi \\ \frac{Dq}{Dt} &= \frac{\partial q}{\partial t} + J(\Psi, q) = 0 \end{aligned} \quad (4.13)$$

Après linéarisation du système on obtient, l'équation adimensionnée suivante :

$$(\partial_t + z) \partial_x (\Delta \phi + \frac{1}{S} \partial_{z^2} \phi) \quad (4.14)$$

On décompose alors la perturbation en modes normaux tels que :

$$\phi(x, y, z, t) = \Phi(z) e^{ik(x-ct)} e^{ily}, \quad (4.15)$$

où  $c = c_r + ic_i$ . Un mode instable sera alors un mode avec une partie imaginaire  $kc_i$  positive. La partie réelle  $kc_r$  correspond quant à elle à la vitesse de phase de l'onde.

En introduisant 4.15 dans 4.14, on obtient :

$$(z - c)(S^{-1} \partial_{z^2} \Phi - (k^2 + l^2) \Phi) = 0 \quad (4.16)$$

La dérivée seconde en  $z$  impose l'utilisation de conditions aux bords pour résoudre le problème, les frontières rigides en surface et au fond imposent donc que  $w = 0$  en  $z = \{0, 1\}$ . Ces conditions peuvent être ré-écrites (Pedlosky (1987) p524) :

$$\begin{aligned} c \partial_z \Phi + \Phi &= 0 \text{ en } z = 0 \\ (c - 1) \partial_z \Phi + \Phi &= 0 \text{ en } z = 1 \end{aligned} \quad (4.17)$$

Une solution non triviale annulant la partie de droite de l'équation donne  $\Phi$  de la forme :

$$\Phi(z) = a \cosh(Kz) + b \sinh(Kz) \quad (4.18)$$



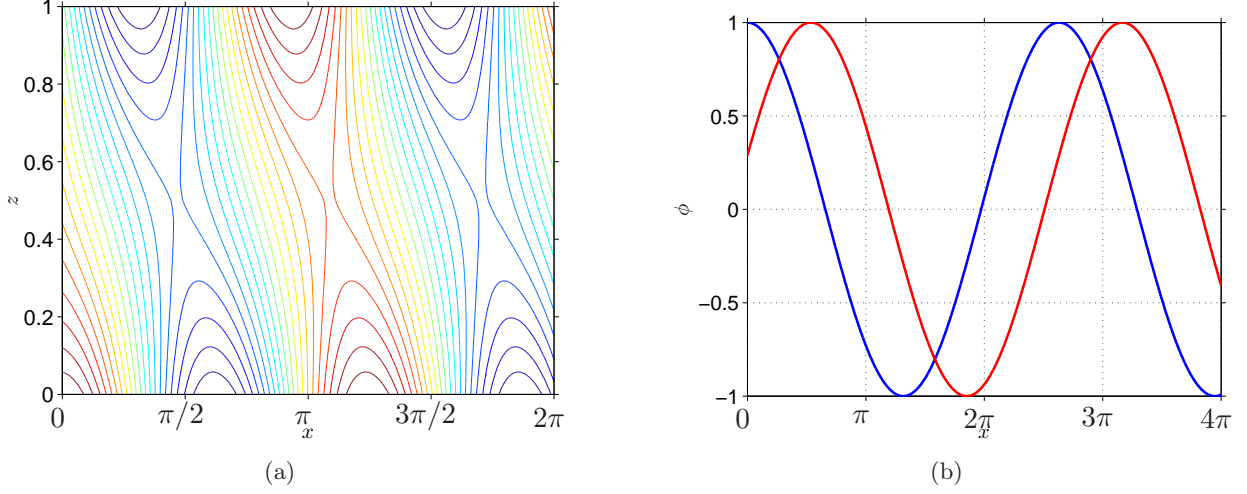


FIGURE 4.6 – (a) Dans le modèle d'Eady : Structure verticale du mode instable  $\Phi(z)$ . (b) Dans le modèle de Phillips : fonction de courant dans la couche supérieure (bleu) et dans la couche inférieure (rouge)

avec  $K^2 = (k^2 + l^2)S$ . Cette forme est alors introduite dans les conditions aux limites et aboutit au système suivant :

$$\begin{aligned} a + bcK &= 0 \\ a[(c-1)K \sinh(K) + \cosh(K)] + b[(c-1)K \cosh(K) + \sinh(K)] &= 0 \end{aligned} \quad (4.19)$$

une solution non triviale existe si le déterminant du système est nul, ce qui mène à l'équation quadratique en  $c$  :

$$c^2 - c + \frac{1}{K} \left( \cotanh(K) - \frac{1}{K} \right) = 0 \quad (4.20)$$

et à la solution :

$$c = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{K} \left[ \left( \frac{K}{2} - \cotanh\left(\frac{K}{2}\right) \right) \left( \frac{K}{2} - \tanh\left(\frac{K}{2}\right) \right) \right]^{1/2} \quad (4.21)$$

À partir de cette solution et des équations 4.19 et 4.18, il est possible de déterminer à une constante près la structure verticale du mode. Celle-ci est présentée sur la figure 4.6a pour  $l = 0$  et  $S = 1$  et pour  $k$  la plus instable. On note les deux ondes de Rossby localisées aux frontières supérieures et inférieures du domaine et on retrouve bien le décalage de phase nécessaire à la croissance de l'instabilité. La relation de dispersion est présentée sur la figure 4.7a. On peut voir que les deux ondes ont une vitesse de phase qui coïncide pour les grandes longueurs d'ondes ( $k$  petit) et un taux de croissance ( $kc_i$ ) non nul à cet endroit. Le nombre d'onde le plus instable se situe entre 1 et 2, ce qui de manière dimensionnée correspond à une longueur d'onde instable entre  $\pi R_d$  et  $2\pi R_d$ .

### Modèle de Phillips

Dans le cadre des équations du modèle à deux couches QG, les hypothèses du modèle de Phillips sont les suivantes :

- on peut se placer ici dans le plan  $\beta$ , c'est-à-dire en supposant une variation linéaire du paramètre de Coriolis avec la latitude.
- le fluide est divisé en deux couches de densités différentes, il s'agit d'une simplification à deux couches de la stratification
- le cisaillement vertical de vitesse est lui aussi un modèle bi-couche, avec deux couches de vitesses différentes :  $U_1$  et  $U_2$ . On note  $\gamma = h_1/h_2$  le rapport d'aspect vertical entre les deux couches.
- l'espace est délimité sur la verticale par un toit rigide et un fond plat.

Un courant zonal est également solution de ce problème, et comme précédemment, on définit la fonction de courant de l'état de base  $\Psi$  tel que  $-\partial_y \Psi_i(y, z) = U_i$ . La fonction de courant totale est alors :

$$\psi(x, y, z) = \Psi(y, z) + \phi(x, y, z), \quad (4.22)$$

où  $\phi$  est une perturbation de l'état de base.

En utilisant la forme 4.10 de la vorticité potentielle dans le modèle à couches, on obtient alors la forme suivante de la vorticité potentielle dans les deux couches :

$$\begin{cases} q_1 = \Delta\psi_1 - (\psi_1 - \psi_2) \\ q_2 = \Delta\psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1) \end{cases} \quad (4.23)$$

La conservation de la vorticité potentielle dans chaque couche s'écrit :

$$\begin{cases} \partial_t [\Delta\psi_1 - (\psi_1 - \psi_2)] + J(\psi_1, \Delta\psi_1 - (\psi_1 - \psi_2)) = 0 \\ \partial_t [\Delta\psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1)] + J(\psi_2, \Delta\psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1)) = 0 \end{cases} \quad (4.24)$$

On notera que contrairement au modèle d'Eady, les conditions aux bords ne sont pas nécessaires et sont définies par la vorticité intérieure des deux couches. En définissant  $U_s$  tel que  $U_1 = U_s = U_2 - U_1$  et  $U_2 = 0$ , on obtient la version linéarisée et adimensionnée du système :

$$\begin{cases} (\partial_t + U_s \partial_x)(\Delta\phi_1 - (\phi_1 - \phi_2)) + U_s \partial_x \phi_1 = 0 \\ \partial_t (\Delta\phi_2 + \gamma(\phi_1 - \phi_2)) - \gamma U_s \partial_x \phi_2 = 0 \end{cases} \quad (4.25)$$

Classiquement, la perturbation est décomposée en modes normaux et on pose  $K^2 = (k^2 + l^2)$  :

$$\phi_i(x, y, t) = \Phi_i(y) e^{ik(x-ct)} e^{ily} \quad (4.26)$$

De même que précédemment, la partie imaginaire positive de  $kc$ ,  $kc_i$ , correspond au taux de croissance et  $kc_r$  à la vitesse de phase.

Avec 4.26 et 4.25, on aboutit à :

$$\begin{cases} [c(1 + K^2) - U_s K^2] \Phi_1 + [U_s - c] \Phi_2 = 0 \\ \gamma c \Phi_1 + [\gamma U_s - c(\gamma + K^2)] \Phi_2 = 0 \end{cases} \quad (4.27)$$

qui admet une solution non triviale si le déterminant du système est nul, ce qui mène à l'équation quadratique en  $c$  :

$$c^2 K^2 (K^2 + 1 + \gamma) - c U_s (K^4 + 2\gamma K^2) + K^2 U_s^2 \gamma = 0 \quad (4.28)$$

et à la solution :

$$c = \frac{U_S(K^4 + 2\gamma K^2) \pm U_s \sqrt{K^8 - 4\gamma K^4}}{2K^2(K^2 + 1 + \gamma)} \quad (4.29)$$

On utilise ici un rapport d'aspect vertical  $\gamma = 1$ , c'est-à-dire que l'on a deux couches de même épaisseur. La structure du mode instable ( $l = 0$  et  $k$  le plus instable) dans chaque couche présente toujours le déphasage de  $\pi/2$  nécessaire à la croissance maximale de l'instabilité (Fig. 4.6). On remarque que le taux de croissance maximum est comparable à celui obtenu avec le modèle d'Eady, même si la longueur d'onde instable est plus grande, de l'ordre de  $2\pi R_d$ . On observe toujours la coupure aux faibles longueurs d'ondes. Le modèle de Phillips montre donc une instabilité de grande échelle, où les petites échelles sont stables tandis que les grandes échelles sont instables, jusqu'à des longueurs d'ondes de l'ordre du rayon de déformation.

### Impact de la composante verticale de la vorticité relative

Dans le modèle à couches, la composante verticale de la vorticité relative est contrôlée par l'interaction entre les deux couches, qui est proportionnelle à  $\gamma$ . On introduit alors  $\delta = \gamma/(1 - \gamma) = h_1/H$ , le rapport d'aspect vertical. Dans le modèle à stratification continue en revanche, le seul paramètre est  $S = S(z) = (N^2 H^2)/(f_0^2 L^2)$ . La stratification étant linéaire dans le modèle d'Eady, on a  $S(z) = S$ . Le domaine est infini, donc sans longueur caractéristique, on choisit alors  $L = R_d$ , le rayon de déformation. Or, en milieu stratifié, on a  $R_d = (NH)/f_0$  et par conséquent  $S = 1$ . Le modèle d'Eady n'est donc contrôlé par aucun paramètre. Dans le modèle de Phillips, une stratification linéaire correspond à  $\gamma = 1$ , c'est-à-dire deux couches de même épaisseur. Par conséquent une variation de  $\gamma$ , se traduirait par un  $S$  non constant dans le modèle à stratification continue.

Pour le modèle de Phillips, l'effet du rapport d'aspect vertical  $\delta$  sur les taux de croissance est montré sur la figure 4.8b. On observe une augmentation des taux de croissance et une diminution de la longueur d'onde instable quand  $\delta$  augmente. Ainsi, lorsque l'épaisseur de la couche supérieure devient grande devant la profondeur du bassin (peu réaliste), le courant devient plus instable et produit des structures de plus petite échelle.

### Conclusions sur les modèles QG

Malgré leurs différences en termes de stratification ou de conditions aux limites, ces modèles QG présentent des caractéristiques similaires :

- la longueur d'onde la plus instable est de l'ordre de  $2\pi R_d$
- le taux de croissance est de l'ordre de  $U/R_d$
- il existe une longueur d'onde de coupure au-dessous de laquelle l'écoulement est stable, c'est-à-dire que l'écoulement est stable aux petites longueurs d'ondes. Cette coupure se fait aux alentours du rayon de déformation.
- sans effet  $\beta$ , l'écoulement est instable pour toutes les grandes longueurs d'ondes
- le rapport d'aspect vertical contrôle le modèle de Phillips, en revanche de par sa stratification constante, le modèle d'Eady est dépourvu d'échelle verticale.

## 4.4 Instabilités agéostrophiques

Il existe une autre dérivation des équations primitives sous la forme du modèle frontal géostrophique (FG), qui comme le modèle QG est valide pour de petits nombres de Rossby, mais

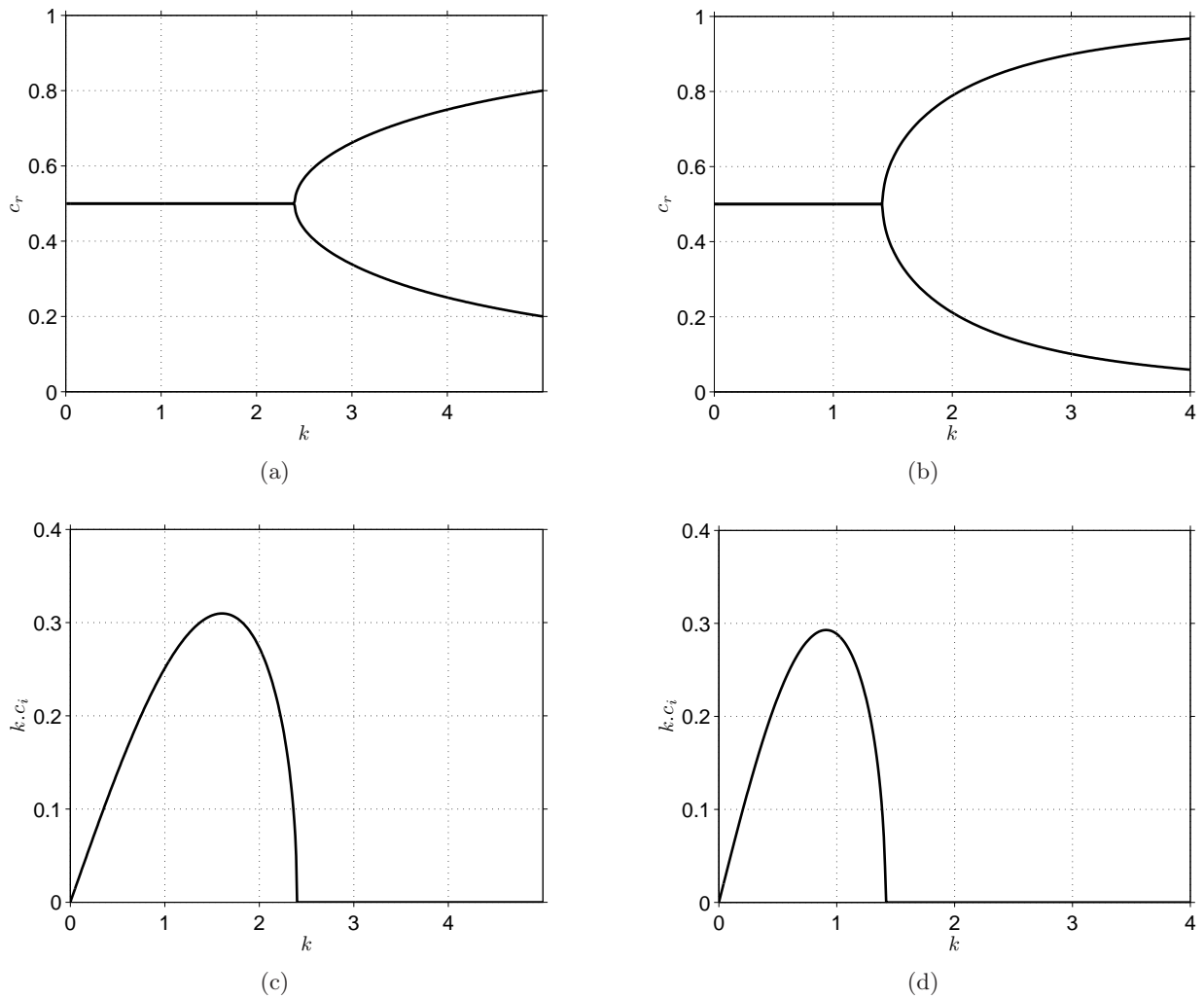


FIGURE 4.7 – (Gauche) Dans le modèle d'Eady avec  $S = 1$  : (a) Vitesse de phase  $c_r$  des deux ondes se propageant aux bords (surface et fond) du domaine en fonction du nombre d'onde  $k$  ; (c) Taux de croissance  $kc_i$  du mode instable en fonction en fonction du nombre d'onde  $k$ . (Droite) Dans le modèle de Phillips avec  $\gamma = 1$  : (b) Vitesse  $c_r$  de phase des deux ondes se propageant dans les deux couches en fonction du nombre d'onde  $k$  (d) Taux de croissance  $kc_i$  du mode instable en fonction en fonction du nombre d'onde  $k$ .

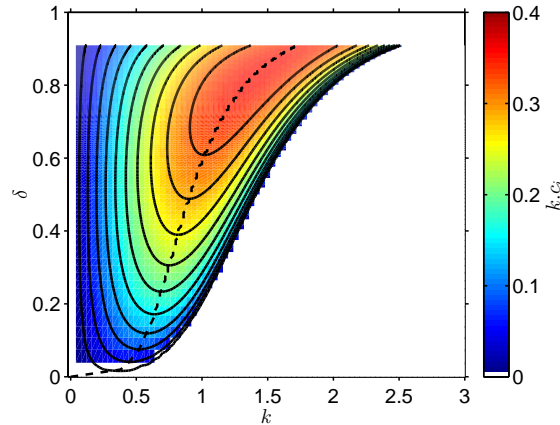


FIGURE 4.8 – Taux de croissance instables  $kc_i$  dans le modèle de Phillips en fonction de  $\delta$  et du nombre d'onde zonale  $k$  pour  $\gamma = 1$ .

admet des déviations finies de l'interface. Swaters (1993) et Reszka and Swaters (1999) ont étudié les instabilités de courants côtiers de densité dans le cadre de ce modèle et exhibent une longueur d'onde instable de 63 km pour un rayon de déformation de 7 km. Il s'agit donc d'une longueur d'onde plus grande que  $2\pi R_d$  mais toujours supérieure au rayon de déformation.

Dans le modèle en eau peu profonde, le nombre de Rossby peut prendre des valeurs finies. Cependant, Boss et al. (1996) montrent que l'augmentation du nombre de Rossby ( $\epsilon$ ) modifie certes l'instabilité barocline de grande échelle, mais le taux de croissance du mode le plus instable et la longueur d'onde instable restent sensiblement les mêmes (Fig.4.9).

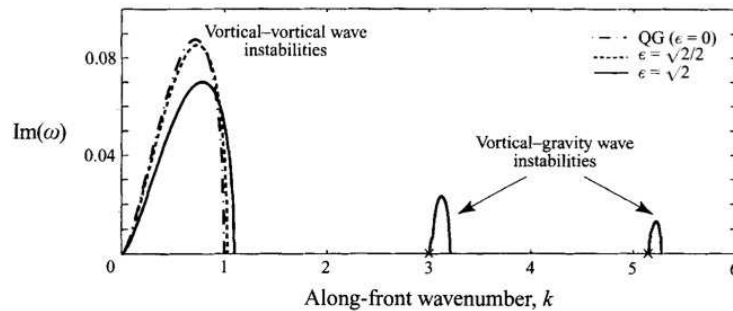


FIGURE 4.9 – Taux de croissance de l'instabilité en fonction du nombre d'onde  $k$  adimensionné par  $1/R_d$  d'après Boss et al. (1996). On observe l'évolution de l'interaction Rossby-Rossby en fonction du nombre de Rossby  $\epsilon$  et l'apparition de modes instables de plus petites échelles.

La différence avec les modèles QG, vient en fait de l'apparition de modes instables de plus petites échelles (grand nombre d'onde). La figure 4.9 montre par exemple l'apparition de deux modes instables pour des nombres d'ondes adimensionnés de l'ordre de 3 et 5 ce qui correspond à des longueurs d'ondes de  $2R_d$  et  $R_d$ . Ces nouveaux modes émergent car des ondes autres que celles de Rossby existent dans le modèle en eau peu profonde. Ainsi, Gula and Zeitlin (2010b) ont étudié les instabilités de courants côtiers dans un modèle en eau peu profonde à deux couches. Sur la figure 4.10, sont représentées les relations de dispersion des différentes ondes existantes dans le modèle. On a ainsi les ondes de Rossby classiques (R) auxquelles s'ajoutent les ondes frontales (F), localisées au niveau de l'intersection du front de densité avec la surface libre. Ces ondes ont une

structure proche de celle de Rossby. Mais on voit également apparaître des ondes agéostrophiques telles celles de Kelvin (K), d’inertie (I) ou de Poincaré (P). Si ces ondes ont la même vitesse de phase, un mode instable peut alors exister. Deux modes instables sont ici montrés pour des nombres d’ondes adimensionnés de 6 et 10, ils correspondent à des résonances instables entre une onde de Rossby et une onde de Poincaré. Les taux de croissance sont ici plus petits que ceux de l’instabilité Rossby-Rossby mais certaines configurations (rapport d’aspect différent par exemple) peuvent mener à des croissances du même ordre de grandeur.

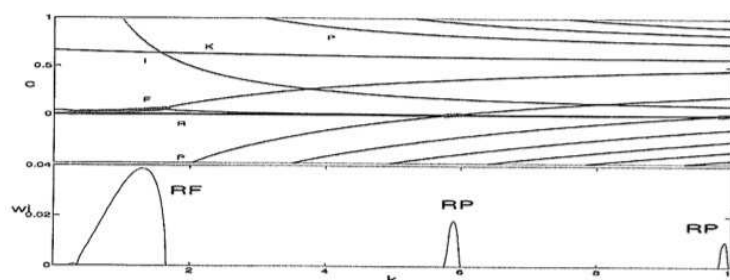


FIGURE 4.10 – Vitesse de phase des ondes (haut) et taux de croissance de l’instabilité (bas) en fonction du nombre d’onde  $k$  adimensionné par  $1/R_d$  d’après [Gula and Zeitlin \(2010b\)](#). De multiples ondes sont présentes dans le modèle : ondes de Rossby (R), frontales (F), de Kelvin (K), d’inerties (I) et de Poincaré (P). On observe l’apparition de modes instables de plus petites échelles ( $k = 6$  et  $k = 10$ ) ainsi que le mode QG classique ( $k = 1$ ).

## 4.5 Instabilité et bathymétrie

Différentes études ont traité le cas de l’instabilité barocline et d’une bathymétrie. Cependant le nombre de configurations envisagées rend difficile toute généralisation. Les différences sont de deux ordres, la géométrie de la bathymétrie et la position du courant par rapport à cette bathymétrie. Dans les études analytiques, la géométrie de la bathymétrie est généralement assez simple pour pouvoir résoudre le problème (pente linéaire, exponentielle). En revanche les études de laboratoire présentent une grande diversité de topographie. La figure 4.11 montre ainsi une bathymétrie linéaire dans une étude analytique (Fig. 4.11a), une simulation numérique avec une pente exponentielle (Fig. 4.11b) et enfin une expérience de laboratoire (Fig. 4.11c) avec une grande zoologie de topographie.

Il convient également de faire la séparation entre les courants localisés en surface et les courants en contact avec la topographie. La dynamique de ces derniers est alors surtout contrôlée par les effets dissipatifs et donc la dynamique de la couche d’Ekman. Notre étude concerne davantage les courants de surface tels qu’on peut les rencontrer en Méditerranée. Au delà du simple contact avec la bathymétrie, il semble important de prendre en compte le rapport d’aspect vertical, puisque l’on a vu son importance dans le développement de l’instabilité. Ainsi, le simple ajout d’une topographie au fond du bassin, aurait pour conséquence d’augmenter ce rapport d’aspect et pourrait donc a priori augmenter les taux de croissance. Il est donc important de clairement dissocier l’effet de la pente, de l’effet de l’épaisseur relative du courant. De même, la caractérisation de la pente est variable selon les auteurs : certains n’utilisent que la valeur absolue de la pente ([Lozier and Reed, 2005](#); [Rivas et al., 2005](#); [Wolfe and Cenedese, 2006](#)) tandis que d’autres introduisent une pente relative sous la forme d’un paramètre topographique ([Mysak, 1977](#); [Blumsack and Gierasch, 1972](#); [Mechoso, 1980](#); [Isachsen, 2010](#)). Ce paramètre est alors le rapport de la pente topographique

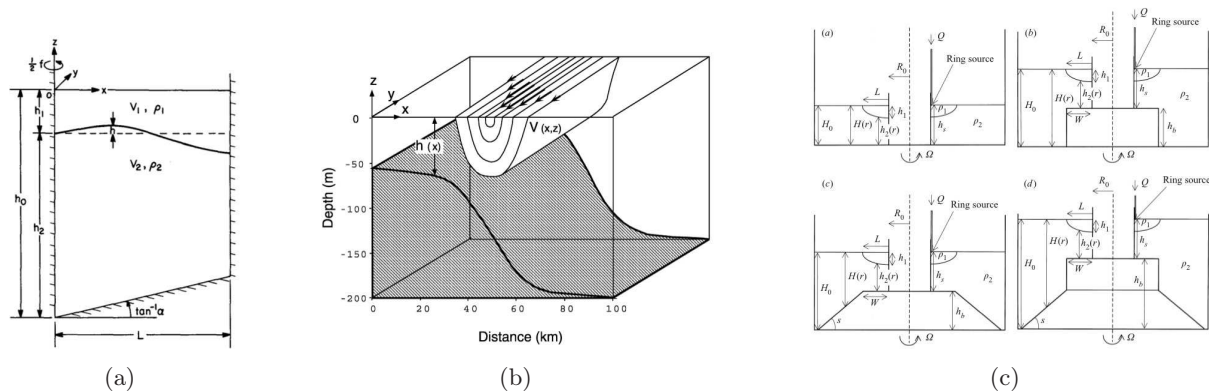


FIGURE 4.11 – Exemples de bathymétries étudiées dans la littérature (a) Mysak (1977), (b) Lozier and Reed (2005), (c) Cenedese and Linden (2002).

sur la pente des isopycnes :  $To = s/\alpha$  (avec  $s$  la pente de la topographie et  $\alpha$  la pente des isopycnes).

Les premières études ont concerné des modèles QG. Mysak (1977), dans une étude sur le courant californien, a introduit le paramètre topographique  $To$ . Il n'a cependant pas effectué d'étude paramétrique sur  $To$ . Toutefois, son travail à  $To$  constant fait apparaître, dans un modèle de Phillips, des taux de croissance plus faibles que dans le modèle à fond plat. Blumsack and Gierasch (1972) et Mechoso (1980), dans le cadre du modèle d'Eady appliqué à l'atmosphère de Mars, ont, quant à eux, fait cette étude paramétrique et montré la diminution des taux de croissance et de la longueur d'onde instable, lorsque le paramètre topographique est négatif, c'est-à-dire lorsque la pente des isopycnes et de la topographie sont de sens opposé. Ce qui est le cas dans la configuration d'un courant côtier. La figure 4.12 tirée de Mechoso (1980), montre également que de faibles longueurs d'ondes stables dans le cas du fond plat peuvent devenir instables avec une bathymétrie. Isachsen (2010) dans le cadre du modèle d'Eady, mais à partir d'équations primitives, a confirmé ce résultat. La figure 4.13 présente le même calcul dans le cas du modèle de Phillips avec topographie (section 7.2.6). On remarque une fois encore la similarité des résultats, avec une diminution des taux de croissance et un décalage vers les petites longueurs d'ondes à mesure que  $To$  diminue. Dans ces deux modèles, on retrouve bien la stabilité prédite par le critère de Charney-Stern lorsque la pente topographique est plus forte mais varie dans le même sens que la pente des isopycnes ( $To > 1$ ). En revanche, des travaux récents en laboratoire ou en simulation numérique à partir des équations primitives montrent un effet opposé de la topographie sur la stabilité du courant. Ainsi, Lozier and Reed (2005) montrent eux, à travers des simulations numériques, qu'un paramètre de topographie négatif peut amplifier les taux de croissance au-dessus d'une topographie. En laboratoire, Wolfe and Cenedese (2006), dans une étude à propos de la mer du Labrador, et Rivas et al. (2005) montrent eux aussi une tendance à amplifier la formation de méandres au-dessus de pentes fortes. Cependant, la position verticale relative du front par rapport à la topographie ( $\delta$ ) varie d'une pente à l'autre et rend donc compliquée l'interprétation.

Dans ce chapitre, nous avons fait une revue de connaissances sur l'instabilité barocline. Le mécanisme physique de l'instabilité réside dans l'interaction instable d'ondes. Si les ondes ont des vitesses de phase proches, les perturbations présentes dans l'écoulement sont amplifiées et le système de-

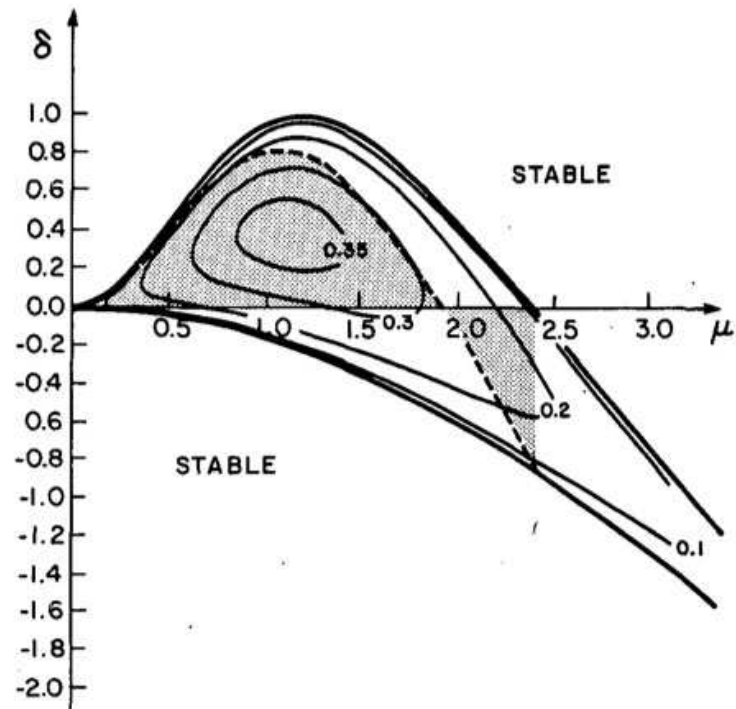


FIGURE 4.12 – Taux de croissance (contour) en fonction du paramètre de topographie  $\delta$  et du nombre d'onde  $\mu$ , dans le cadre du modèle d'Eady d'après Mechoso (1980). Lorsque  $\delta$  est négatif (courant côtier) les taux de croissance diminuent et les nombres d'ondes augmentent.

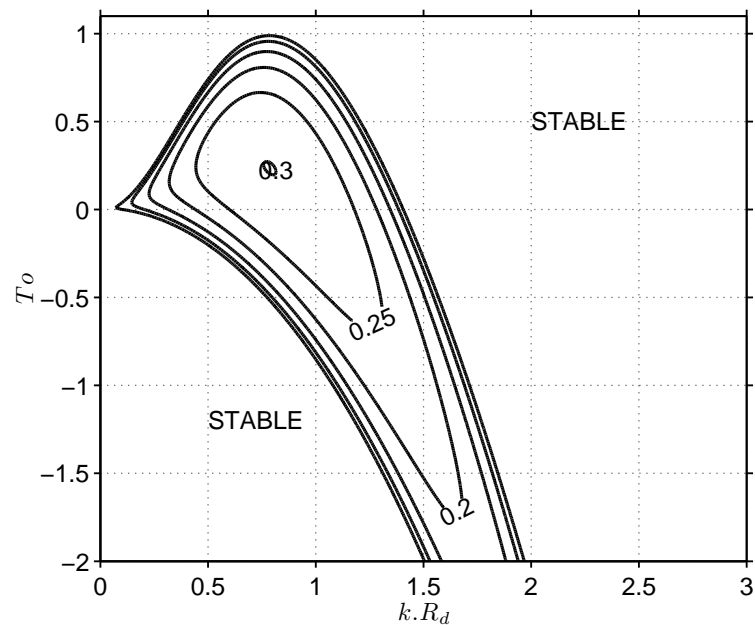


FIGURE 4.13 – Taux de croissance (contour) en fonction du paramètre de topographie  $T_0$  et du nombre d'onde  $k$  adimensionné par  $R_d$  dans le cadre du modèle de Phillips pour  $\gamma = 1$ . Les équations sont données en 7.2.6.



vient instable. Du type d'ondes mis en jeu dépend le caractère géostrophique ou agéostrophique de l'instabilité et donc les longueurs d'ondes et taux de croissance instables. Une interaction entre ondes équilibrées (ondes de Rossby) donne lieu à une instabilité barocline dite géostrophique de grande échelle. Les modèles de Phillips et d'Eady sont deux modèles quasi-géostrophiques simples illustrant cette résonance instable entre ondes de Rossby. Si l'on dépasse le cadre QG, l'interaction d'une onde de Rossby avec une onde non équilibrée (onde de Kelvin, onde d'inertie) produit une instabilité agéostrophique de plus petite échelle et aux taux de croissance plus faibles. L'introduction d'une bathymétrie soulève toujours des interrogations quant à la stabilisation ou déstabilisation du courant côtier ainsi que sur la sélection des échelles. Le critère de Charney-Stern prédit clairement la stabilisation d'un écoulement, type upwelling mais ne peut en revanche rien dire à propos d'un courant côtier. Les différentes études qu'elles soient numériques, expérimentales ou théoriques mènent ainsi à des résultats qui semblent parfois contradictoires.

# Chapitre 5

## Courant côtier idéalisé : modélisation physique en laboratoire

### Sommaire

5.1	Comment produire un courant côtier en laboratoire?	75
5.1.1	Injection de fluide	75
5.1.2	Ajustement géostrophique	76
5.2	Paramètres physiques	77
5.3	L'expérience	81
5.3.1	Le matériel	81
5.3.2	Le protocole expérimental	81
5.4	Méthodes de mesure	83
5.4.1	Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	83
5.4.2	Fluorescence Induite par Laser (LIF)	85
5.4.3	Calcul de vorticité potentielle	86



Aux vues des difficultés et contradictions existant parfois quant à l'appréhension de l'effet d'une bathymétrie sur les courants côtiers, et en prenant en compte la complexité d'études in-situ, il paraît opportun de créer un modèle simple de courants côtiers permettant de saisir l'essentiel des dynamiques. Les expériences de laboratoire ont l'avantage d'obéir aux mêmes lois physiques que l'océan. Nous pouvons donc créer un modèle réduit de courant côtier facilement modifiable et quantifiable. Dans ce chapitre, nous verrons donc de quelle manière il est possible de recréer un courant côtier en laboratoire. Nous passerons en revue les deux méthodes couramment utilisées pour la création d'un courant, puis nous caractériserons le courant côtier au travers de paramètres adimensionnels pertinents avant de détailler le dispositif expérimental et les moyens de mesure associés.

## 5.1 Comment produire un courant côtier en laboratoire ?

Deux grandes méthodes sont généralement utilisées pour générer un courant en laboratoire : une injection contrôlée et continue de fluide ou une méthode d'ajustement géostrophique d'une anomalie de densité initiale. Cette dernière sera celle utilisée dans nos expériences.

### 5.1.1 Injection de fluide

La méthode par injection de fluide consiste à produire le courant en injectant localement du fluide d'une certaine densité à débit fixé. L'excès de fluide dans le système est alors soit conservé (Fig. 5.1a) (Rivas et al., 2005; Cenedese and Linden, 2002), soit contrôlé par l'existence d'un puit (Fig. 5.1b) (Obaton et al., 2000). Cette méthode permet souvent d'étudier les mécanismes d'établissement d'un courant, c'est-à-dire comment s'ajuste sa largeur, sa profondeur et sa vitesse, en fonction des paramètres externes (débit et densité d'entrée) ou des paramètres internes (forme de la côte, bathymétrie, rotation). On accède ainsi aux phénomènes transitoires menant à la création d'un courant côtier. Si la taille du dispositif expérimental le permet, il est cependant possible d'atteindre un état stationnaire.

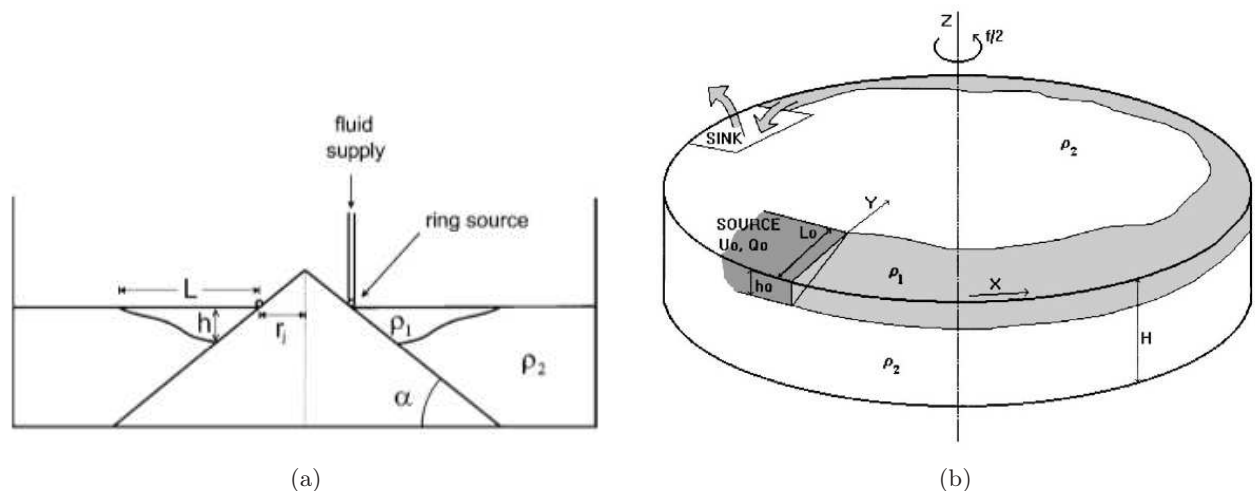


FIGURE 5.1 – Exemples d'expériences par injection de fluide, d'après (a) Rivas et al. (2005) (b) Obaton et al. (2000)

### 5.1.2 Ajustement géostrophique

La méthode de l'ajustement géostrophique utilisée par Griffiths and Linden (1980) ou Bouruet-Aubertot and Linden (2002) consiste à laisser s'ajuster une anomalie de densité. Sans rotation, il s'agit de l'expérience classique de propagation d'un courant de gravité dans un canal rectangulaire (Shin et al., 2004). Deux fluides de densités distinctes sont initialement séparés par une cloison verticale que l'on retire au début de l'expérience. Le fluide le plus léger se déplace alors au-dessus du fluide lourd et de manière opposée le fluide lourd se déplace sous le fluide léger. Le moteur du déplacement est la différence de pression de part et d'autre de la cloison due au gradient de densité. Dans le cas d'une configuration circulaire en rotation, avec un fluide léger à l'extérieur et un fluide lourd à l'intérieur en rotation à la vitesse angulaire  $\Omega$  (Fig. 5.2), les deux fluides possèdent initialement un moment cinétique propre. Lorsque le cylindre séparant les deux fluides est soulevé, les fluides ont le même comportement que précédemment à ceci-près que leurs déplacements les éloignent ou les rapprochent du centre de rotation de la cuve changeant de fait leurs moments cinétiques. La conservation du moment cinétique  $L = rV + r^2\Omega$ , où  $r$  est la position radiale du fluide, implique alors la création d'une vitesse  $V$  et donc d'un mouvement azimuthal en plus du mouvement radial initial. Le fluide léger se rapprochant du centre doit donc *accélérer*, c'est-à-dire circuler dans le sens de rotation, et créer un cyclone en surface. Au contraire, le fluide lourd qui lui s'éloigne du centre doit *ralentir*, c'est-à-dire circuler dans le sens opposé au sens de rotation et générer un anticyclone en profondeur. L'ajustement géostrophique est ce processus dynamique permettant la conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique pour réaliser l'équilibre géostrophique (équilibre entre les forces de pression et la force de Coriolis). Lorsque ce dernier est atteint, les mouvements radiaux cessent et le cyclone créé est étudié comme étant un courant de bord. Celui-ci possède des caractéristiques dynamiques (profil de vitesse, profil de vorticité potentielle) et des caractéristiques physiques (profondeur, largeur) déterminées qui n'évoluent plus que par diffusion ou du fait d'instabilités qui lui sont propres. Cette méthode permet donc la création d'un courant initial à l'équilibre géostrophique dont on contrôle les caractéristiques.

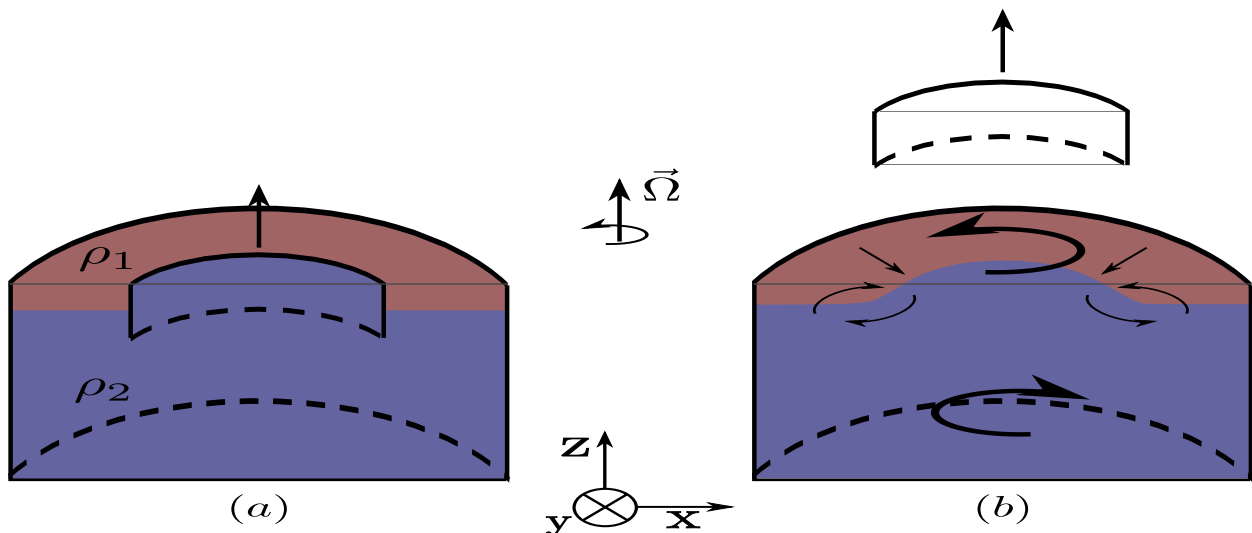


FIGURE 5.2 – Schéma de l'ajustement géostrophique dans une configuration cylindrique. Ici, une cuve coupée verticalement en son centre est présentée. Initialement (a), les deux fluides de densité  $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont séparés par une porte cylindrique. Après son retrait (b), le fluide léger  $\rho_1$  se déplace vers le centre de la cuve et se met à tourner de façon cyclonique (sens de rotation de la table), au contraire le fluide lourd  $\rho_2$  s'éloigne du centre et amorce une circulation anticyclonique (sens contraire de rotation de la table).

## 5.2 Paramètres physiques

Pour reproduire en laboratoire un courant marin et l'étudier de manière quantitative, il est nécessaire d'en connaître les caractéristiques. Etant donné qu'il est impossible de reproduire physiquement les échelles de temps et d'espace d'un courant océanique réel en laboratoire, il faut s'attacher à caractériser ce courant par des paramètres dynamiques, adimensionnels et reproductibles dans une expérience.

La figure 5.3 montre un schéma d'un courant côtier typique de la mer Méditerranée. La géométrie du courant est définie par sa distance à la côte  $L$ , sa largeur  $d$  et sa profondeur  $h_1$ . Ce courant est lui-même situé dans un bassin d'une profondeur  $H$  et d'une largeur supposée infinie au regard de celle du courant. La masse d'eau est elle caractérisée par sa température et sa salinité qui permettent de définir sa densité. La stratification de l'océan est complexe, mais en première approximation, notamment dans le cas de la Méditerranée, il est possible de réduire cette stratification à deux couches : une couche légère, l'eau d'origine atlantique, surplombant une couche dense, l'eau méditerranéenne. Le courant transporte de l'eau de densité  $\rho_1$  au-dessus d'eau de densité  $\rho_2$ . Enfin, particularité des écoulements stratifiés en rotation, le courant est sujet à la force de Coriolis caractérisée par le paramètre  $f = 2\Omega \sin\phi$ . Il est d'ores et déjà possible de définir une échelle d'espace caractérisant ce type d'écoulement : le rayon de déformation  $R_d = \sqrt{g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_0}} \cdot h_1 / f$ . Cette échelle est l'échelle naturelle intrinsèque au fluide stratifié en rotation. Sous cette échelle la dynamique est peu sensible à la rotation terrestre, tandis que pour les échelles plus grandes, son influence est non négligeable. Naturellement, en situation d'équilibre géostrophique, les échelles spatiales, que ce soit celles des gradients ou des structures tourbillonnaires, vont se déterminer par rapport à  $R_d$ . Ainsi, la largeur  $d$  du courant va suivre la largeur du front de densité et par conséquent être de l'ordre de  $R_d$ .

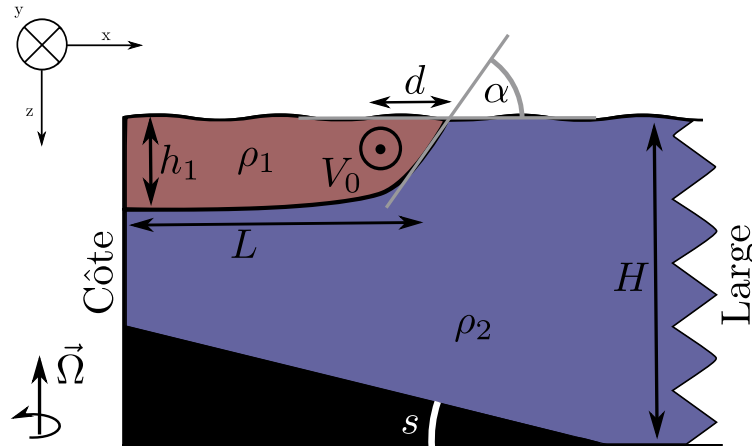


FIGURE 5.3 – Idéalisations d'un courant côtier au-dessus d'une bathymétrie. Le bassin de profondeur totale  $H$  est constitué d'une veine d'eau légère (eau Atlantique), de densité  $\rho_1$ , de profondeur  $h_1$  et de largeur  $L$ , circulant au-dessus d'une eau dense (eau Méditerranéenne) de densité  $\rho_2$  et d'une bathymétrie de pente constante  $s$ . L'équilibre géostrophique engendre une inclinaison  $\alpha$  de l'isopycne, sur une largeur caractéristique  $d$  et un courant dont le coeur, de vitesse caractéristique  $V_0$ , est situé au niveau de cette inclinaison.

A partir de ces grandeurs physiques, il est possible de définir plusieurs paramètres adimensionnels importants pour caractériser un courant. Les échelles verticales fixent un rapport d'aspect vertical,

$$\delta = \frac{h_1}{H},$$

qui caractérise le couplage entre les deux couches de fluide (le premier mode barocline) et joue donc un rôle important dans le processus d'instabilité barocline. Les échelles horizontales, quant à elles, permettent la définition du nombre de Burger,

$$Bu = \left(\frac{d}{L}\right)^2 = \left(\frac{R_d}{L}\right)^2.$$

Ce paramètre situe la taille des écoulements par rapport au rayon de déformation. Un nombre de Burger petit correspond à des écoulements de grandes échelles alors qu'un nombre de Burger de l'ordre de l'unité correspond à une situation quasi-géostrophique. Ce rapport d'échelles horizontales peut également être vu comme un rapport d'énergie cinétique sur énergie potentielle. Un nombre de Burger faible correspond donc à une situation où beaucoup d'énergie potentielle est disponible. Le rapport des échelles verticale et horizontale,

$$\gamma = \frac{h_1}{d} = \frac{h_1}{R_d},$$

permet, lui, de quantifier les effets hydrostatiques. Dans le cas d'un  $\gamma \ll 1$ , les échelles horizontales étant bien plus grandes que les échelle verticales, l'approximation couche mince est vérifiée et les effets hydrostatiques sont donc négligeables au premier ordre. L'atmosphère et l'océan vérifient de telles hypothèses.

En utilisant, une vitesse  $V_0$  caractéristique de l'écoulement, on peut former le nombre de Rossby,

$$Ro = \frac{V_0}{R_d f},$$

comme étant le rapport du terme inertiel des équations de Navier-Stokes sur le terme de Coriolis. Si le nombre de Rossby est faible, on peut alors négliger le terme inertiel et l'écoulement, appelé géostrophique, satisfait alors l'équilibre entre forces de pression et force de Coriolis. Les lignes de champs de l'écoulement définissent alors des cercles centrés sur des basses pressions (cyclones) ou des hautes pressions (anticyclones). Si le nombre de Rossby est grand, la force de Coriolis devient de fait négligeable. Enfin, un nombre de Rossby de l'ordre de 1 suppose une influence égale de l'accélération de Coriolis et de l'accélération inertielle (advection).

On peut finalement définir des paramètres de dissipation. Le premier est le nombre de Reynolds,

$$Re = \frac{V_0 R_d}{\nu},$$

qui quantifie le rapport entre l'accélération inertielle (advection, représentant les effets non-linéaires de l'écoulement) et la dissipation visqueuse. Lorsque  $Re \ll 1$ , la diffusion visqueuse domine. Au contraire si  $Re \gg 1$ , les effets non-linéaires deviennent dominants et l'écoulement est turbulent. La dissipation s'effectue également par frottement. Nous définissons le nombre d'Ekman,

$$Ek = \frac{\nu}{f h_1^2},$$

qui caractérise la dissipation dans la couche supérieure par frottement à l'interface entre les deux couches. Il s'agit du rapport entre la dissipation visqueuse et l'accélération de Coriolis. Un nombre

d'Ekman petit permet de négliger la dissipation devant la force de Coriolis tandis que si le nombre d'Ekman est grand la dissipation devient prépondérante. Nous utilisons le nombre de Reynolds pour caractériser la dissipation horizontale tandis que le nombre d'Ekman caractérise la dissipation verticale.

Le plancher océanique est souvent constitué de reliefs importants. Cette bathymétrie est modélisée dans un premier temps comme étant une pente linéaire  $s$ . La veine d'eau légère est marquée par un front de densité interceptant la surface. Les isopycnes ont alors une pente  $\alpha$ . Il est dès lors naturel de définir le paramètre de topographie,

$$To = \frac{s}{\alpha}, \quad (5.1)$$

comme étant le rapport entre ces deux pentes. D'un point de vue dynamique, ce rapport est également celui de la vitesse de phase des ondes de Rossby de surface sur celle des ondes de Rossby topographiques.

Ce type d'expérience en géométrie cylindrique a déjà été réalisé par de nombreux auteurs, que ce soit pour l'étude de courants ou de tourbillons. Nous présentons dans le tableau 5.1, le rayon de la cuve et la hauteur d'eau typiquement utilisés, pour donner une idée de l'échelle de l'expérience. Nous comparons également, dans la mesure du possible, les valeurs des paramètres adimensionnels de ces travaux et de nos expériences.



Auteurs	rayon (cm)	hauteur (cm)	$\delta$	$Bu$	$Ro$	$Re$	$Ek$	$To$
Avicola and Huq (2002)	60	[2 11.2]	[0.08 0.96]	$\approx$ [0.22 0.33]			[1.7 10 <sup>-3</sup> 7 10 <sup>-2</sup> ]	[0 2]
Bouruet-Aubertot and Linden (2002)	37	[8.8 14.9]	[0.48 1.08]	[0.03 0.3]	$\approx$ 0.2	$\approx$ [1200 2000]	[5.25 10 <sup>-5</sup> 1.14 10 <sup>-4</sup> ]	0
Cenedese and Linden (2002)	45	$\approx$ [10 30]						
Griffiths and Linden (1980)	45 et 15	[10 90]	[0.03 1]	[0.05 10]			1.10 <sup>-4</sup>	0
Griffiths and Linden (1981)	43.5	[3.5 28]	[0.17 0.29]	[0.01 0.1]		200	$\approx$ [5 10 <sup>-4</sup> 5 10 <sup>-3</sup> ]	0
Obaton et al. (2000)	650		[0.07 0.2]	[0.11 0.15]			[0.210 <sup>-3</sup> 1.610 <sup>-3</sup> ]	0
<b>Pennel et al. (2012)</b>	<b>20</b>	<b>10</b>	<b>0.15</b>	<b>0.03</b>	<b>0.35</b>	<b>50</b>	310 <sup>-3</sup>	<b>[-0.6 0]</b>
<b>Pennel, Chapitre. 8</b>	<b>40</b>	<b>20</b>	<b>0.2</b>	<b>0.1</b>	<b>0.5</b>	<b>540</b>	<b>[6.5 10<sup>-4</sup> 3 10<sup>-3</sup>]</b>	<b>[-1.8 0]</b>
Rivas et al. (2005)	48	20		$\approx$ [0.01 1]				s = 30% / 75%
Stegner et al. (2004)	24	[14 30]	[0.08 0.1]	[0.08 1.5]	[0.2 0.4]	[250 700]	$\approx$ 010 <sup>-4</sup>	0
Thivolle-Cazat et al. (2005)	1300	62.5	0.2			1000		0
Thomas and Linden (2007)(1)	45	[10 15]				[10 5200]	[1.3410 <sup>-5</sup> 1.3410 <sup>-1</sup> ]	0
Thomas and Linden (2007)(2)	650	80				[5.10 <sup>3</sup> 185.10 <sup>3</sup> ]	[4.4710 <sup>-5</sup> 4.9110 <sup>-1</sup> ]	0
Whitehead and Chapman (1986)	45	10						

TABLE 5.1 – Liste non exhaustive de travaux ayant été réalisés pour des études de courants ou de tourbillons en géométrie cylindrique.  $\approx$  signifie une estimation du paramètre déduite des valeurs physiques données dans l'article correspondant. Le rayon est celui de la cuve expérimentale et la hauteur correspond à la hauteur d'eau totale utilisée dans les expériences.

## 5.3 L'expérience

Deux cuves de tailles différentes sont utilisées dans ce manuscrit. Il s'agit cependant de la même expérience. Nous présentons donc ici le protocole expérimental dans le cadre des expériences utilisées au chapitre 8. Les dimensions des expériences préliminaires de plus petites échelles, utilisées au chapitre 7, seront alors détaillées dans la partie 7.2.2.

### 5.3.1 Le matériel

Les expériences de laboratoire ont été réalisées sur la table tournante de l'Unité de Mécanique de l'ENSTA-ParisTech à Palaiseau (Fig. 5.4). La table est constituée de deux disques de granite de 1.5 m de diamètre, séparés par un mince coussin d'air comprimé à une pression d'environ 2.5 bars. Le disque supérieur qui comprend toute l'installation scientifique est mis en rotation par un moteur électrique contrôlé à l'aide d'un programme sous *LABVIEW*. L'utilisation d'un coussin d'air diminue les frottements lors de la rotation et isole l'expérience des vibrations mécaniques extérieures. Le moteur permet théoriquement des vitesses de rotation allant de 1 à 10 tours par minute. En pratique, des vitesses supérieures à 7 tours par minute ne seront que rarement utilisées. Un bâti en éléments *NORCAN* est construit sur la table et permet la fixation des caméras et lasers, l'embarquement des ordinateurs, écrans et réservoirs d'eau ainsi que la pose de la cuve dans laquelle se déroule les expériences. Le bâti est clos par des plaques de plastique opaque et deux portes en plexiglass, permettant ainsi d'isoler la cuve de l'extérieur, et donc d'éviter la friction de l'air sur la surface libre. La cuve est carrée, en verre, de dimensions 85x85 cm et de hauteur 30 cm. A l'intérieur de celle-ci, une paroi cylindrique en plexiglass de 80 cm de diamètre, 20 cm de hauteur et 1 cm d'épaisseur, est installée pour modéliser une côte. Un second cylindre en plexiglass de 60 cm de diamètre, 15 cm de hauteur et 2 mm d'épaisseur est positionné à l'intérieur du premier cylindre (Fig. 5.5). Il sépare en surface le fluide léger du fluide dense, avant le début de l'expérience. Des injecteurs sont fixés à ce cylindre intérieur et permettent la mise en place de la couche d'eau légère. Ce second cylindre est solidaire d'un cadre carré en éléments *NORCAN*, lui-même relié à un chariot situé au-dessus du bâti, dont la translation horizontale permet au travers d'un système de poulies de soulever le cadre, et d'initier l'expérience en provoquant l'ajustement géostrophique. Pour reproduire une bathymétrie de pente constante, une feuille de plastique transparent de 0.5 mm d'épaisseur est fixée dans le fond de la cuve en contact avec la côte.

### 5.3.2 Le protocole expérimental

Le schéma de l'expérience est présenté figure 8.1.

- (i) Les deux couches de densités différentes sont préparées par mélange d'eau douce et de sel. Il est également possible d'obtenir une stratification en température, mais la diffusivité thermique étant 100 fois plus rapide que celle du sel, il serait compliqué de pouvoir garder en place une stratification plusieurs heures. La cuve est remplie avec l'eau dense de densité  $\rho_2$  tandis que l'eau légère de densité  $\rho_1$  est stockée dans un réservoir situé au-dessus de la cuve, lui-même relié aux injecteurs.
- (ii) La table est mise en rotation à la vitesse constante  $\Omega = f/2$ .
- (iii) La couche inférieure de densité  $\rho_2$  se met alors progressivement en rotation solide jusqu'à être immobile dans le référentiel tournant de la table. Le temps nécessaire à la mise en rotation solide est proportionnel au temps d'Ekman,  $t_{Ek} = H/2\sqrt{\nu f}$  et correspond généralement à un temps caractéristique de l'ordre de  $30t_{Ek}$ , ce qui correspond à environ 50 minutes dans nos expériences.

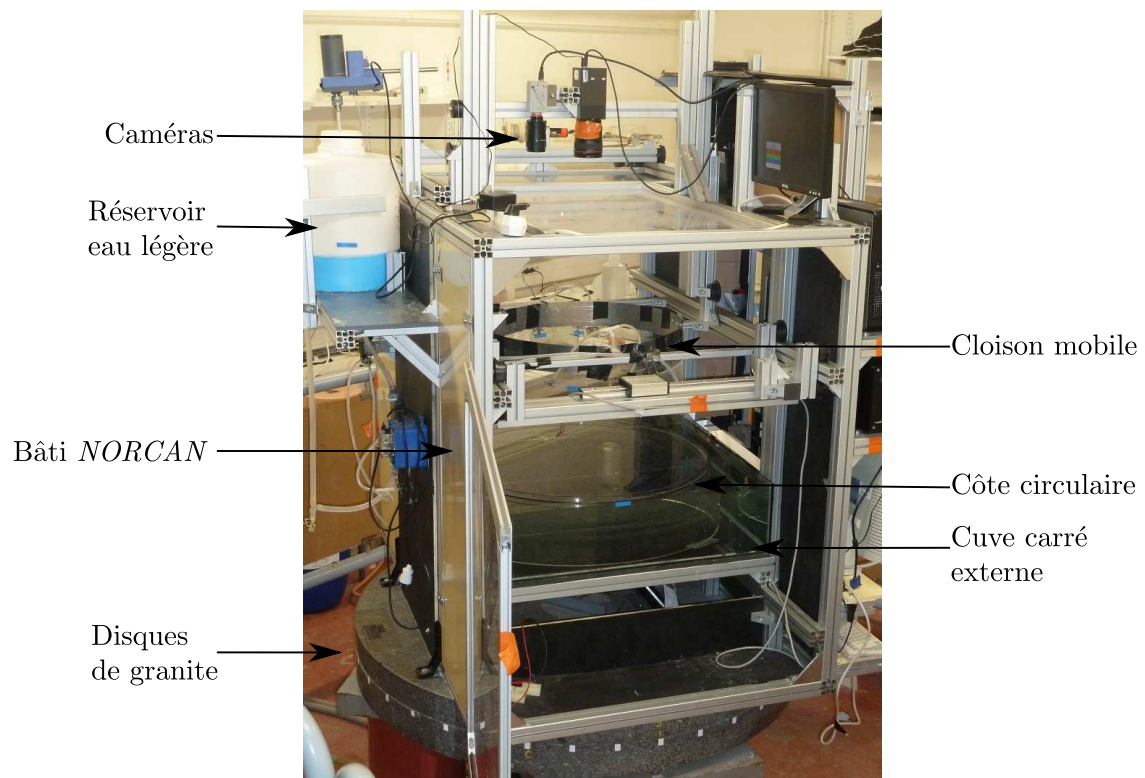


FIGURE 5.4 – Dispositif expérimental embarqué sur la table tournante de l'ENSTA-ParisTech.

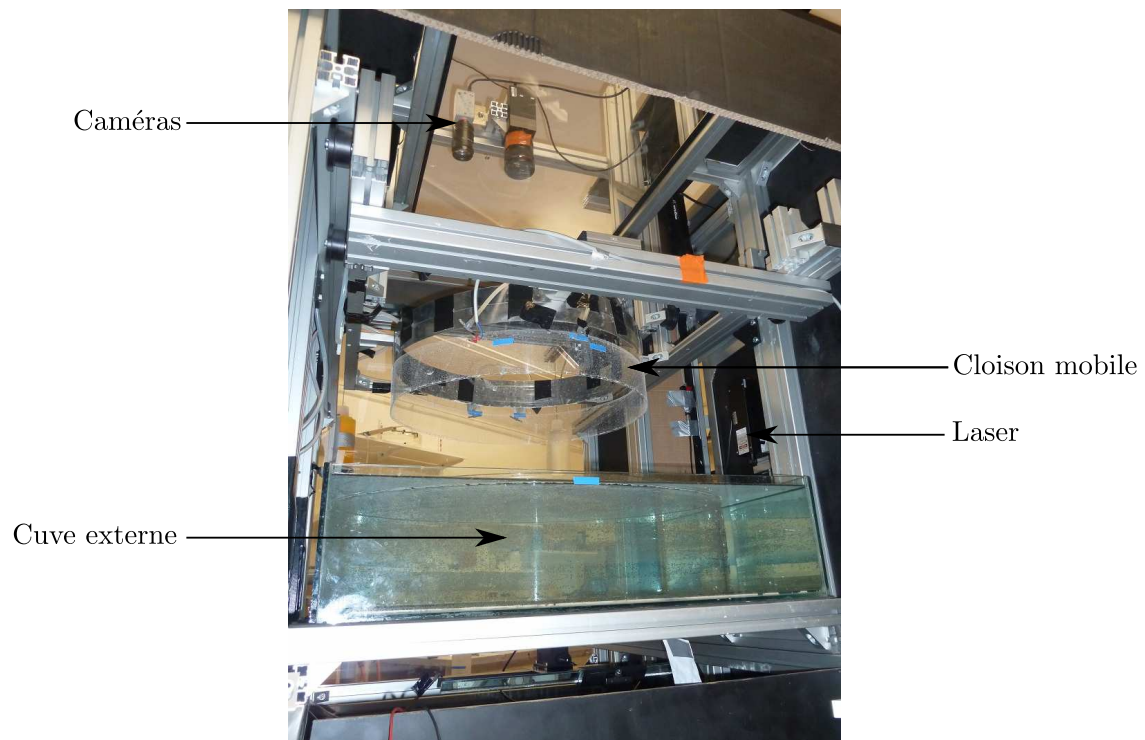


FIGURE 5.5 – Cuve expérimentale et cloison mobile en position haute.

- (iv) Une fois la rotation solide atteinte, la couche supérieure de densité  $\rho_1$  est injectée lentement, de manière horizontale, à la surface de la première couche entre la côte et le cylindre mobile. L'injection est faite le plus lentement possible pour éviter les mouvements verticaux susceptibles de briser la stratification par mélange des deux couches. L'injection dure environ 2 heures, auxquelles on ajoute ensuite une heure pour que se dissipent les mouvements résiduels dus à l'injection.
- (v) L'expérience débute enfin par le soulèvement du cylindre intérieur et le début de l'ajustement des deux couches de fluide.

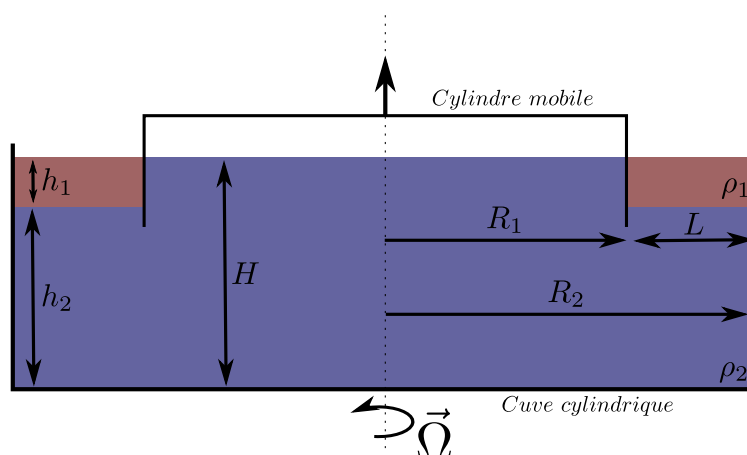


FIGURE 5.6 – Vue de côté du schéma de l'expérience. La cuve cylindrique principale de rayon  $R_2$  est remplie d'eau dense de densité  $\rho_2$ , une couche d'eau légère de densité  $\rho_1$ , d'épaisseur  $h_1$  et de largeur  $L$  est injectée en surface pendant que la table tourne à la vitesse angulaire  $\Omega$ . La hauteur totale de fluide est  $H$ . Au début de l'expérience le cylindre mobile de rayon  $R_1$  est soulevé et initie l'ajustement géostrophique.

En prenant en compte les temps de préparation des deux volumes d'eau salée, les réglages des caméras, des lasers, la mise en rotation solide, l'injection de la couche supérieure et la dissipation de perturbations, la préparation dure environ 6h pour une expérience de 5 à 20 minutes.

## 5.4 Méthodes de mesure

### 5.4.1 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

#### Principe

La PIV est une méthode de mesure de la vitesse d'un écoulement. Contrairement à des méthodes classiques, par fil chaud par exemple, qui donnent des vitesses en un point donné, en positionnant un instrument dans l'écoulement (le modifiant donc potentiellement), la PIV permet d'accéder à un champ de vitesse complet (2D dans nos expériences) tout en restant non intrusif. Le principe de la PIV repose sur le suivi du déplacement d'un champ de particules dans l'écoulement. Pour cela, le fluide estensemencé par des particules de densité connue qui vont se placer à leur niveau de flottabilité (dans un plan horizontal). On considère ces particules comme étant non-inertielles, c'est-à-dire qu'elles suivent les lignes de champ de l'écoulement. Elles se comportent comme un traceur passif et n'ont donc pas de dynamique propre susceptible de perturber l'écoulement ou d'avoir un déplacement différent de celui du fluide. Ces particules sont éclairées et leur déplacement enregistré

durant l'expérience. A posteriori, l'analyse du déplacement des particules d'une image sur l'autre permet de calculer le champ de vitesse instantanée de l'écoulement.

### Réalisation pratique

Des particules d'Orgasol ESNAT 3, un polymère sphérique de taille  $60 \mu\text{m}$  et de masse volumique  $1023 \text{ g/l}$ , sont utilisées pour ensemencher le fluide. La densité des différentes couches est ainsi adaptée afin d'avoir un nombre suffisant de particules dans le plan que l'on souhaite mesurer : il s'agit d'éviter la sédimentation ou au contraire la remontée en surface des particules. Typiquement, des densités de particules de  $0.03 \text{ g/l}$  sont utilisées pour obtenir des images avec un nombre suffisant de particules. Pour éclairer celles-ci, un laser compact et continu de longueur d'onde  $670 \text{ nm}$  (rouge) est utilisé. Une optique permet de créer une nappe de  $0.5$  à  $1 \text{ mm}$  d'épaisseur située quelques mm sous la surface libre. L'expérience est enregistrée par une caméra numérique Lumenera LW11059 équipée d'un capteur CCD d'une résolution de  $4008 \times 2672$  pixels. La fréquence d'acquisition maximale est de  $3.5 \text{ Hz}$  lorsque la pleine résolution est utilisée.

### Traitement des enregistrements

Le calcul des champs de vitesse se fait grâce au logiciel Davis de LaVision. Etant impossible de suivre le déplacement individuel de toutes les particules, l'image est en fait découpée en fenêtres : les fenêtres d'interrogations. Il s'agit alors de retrouver le déplacement de cette fenêtre d'une image sur l'autre. L'algorithme calcule donc la corrélation  $C$  de l'intensité lumineuse  $I$  entre une fenêtre  $W$  à l'instant  $t$  située en  $x, y$  et une fenêtre identique à l'instant  $t + \Delta t$  situé en  $x + \Delta x, y + \Delta y$  :

$$C(\Delta x, \Delta y) = \iint_W I_t(x, y) I_{t+\Delta t}(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy. \quad (5.2)$$

Idéalement,  $C$  présente un pic de corrélation en  $(\Delta x_0, \Delta y_0)$  et des valeurs faibles ailleurs. La localisation de ce pic par rapport au centre de la fenêtre initiale correspond généralement au déplacement des particules et permet donc le calcul du vecteur vitesse correspondant. La procédure est répétée sur toutes les fenêtres de l'image. On obtient finalement un champ de vitesse ayant autant de vecteurs que le nombre de fenêtres divisant l'image originale. Ainsi en théorie, plus le nombre de fenêtres est élevé, c'est-à-dire plus les fenêtres sont petites, meilleure est la description de l'écoulement. Cependant, un nombre minimum de 4 à 5 particules est nécessaire pour optimiser le calcul. De plus, en pratique, la corrélation n'est pas calculée avec l'image entière mais seulement une partie de celle-ci, correspondant à 2 fois la taille de la fenêtre de corrélation. Ainsi, si les vitesses dans le fluide sont trop grandes par rapport aux tailles des fenêtres, des particules peuvent sortir de la zone de recherche et donc fausser le calcul. Pour accroître la précision, une procédure itérative est utilisée, elle consiste à calculer la corrélation plusieurs fois, en diminuant progressivement la taille de la fenêtre d'interrogation. Le résultat du calcul à l'étape  $n - 1$  est utilisé à l'étape  $n$  pour orienter la recherche de la direction du pic de corrélation. On passe donc progressivement d'un calcul de l'écoulement moyen à la résolution des petites échelles. Grâce à cette technique, il est possible d'utiliser des tailles de boîtes petites et par conséquent d'obtenir un nombre plus important de vecteurs vitesses. Afin d'augmenter encore le nombre de vecteurs un recouvrement de 50% des fenêtres est imposé. Nous obtenons finalement des champs de vitesse de  $400 \times 300$  points de grille. Afin de filtrer les ondes de gravité, les champs sont moyennés sur une période inertielle. Toutes les analyses sont ensuite issues de ces moyennes. Le processus est illustré sur la figure 5.7, où l'on peut voir l'image brute enregistrée par la caméra, puis le champ de vitesse 2D calculé par la PIV et moyenné sur une période inertielle et enfin un profil de vitesse azimutale moyenne, état de base de notre modèle.

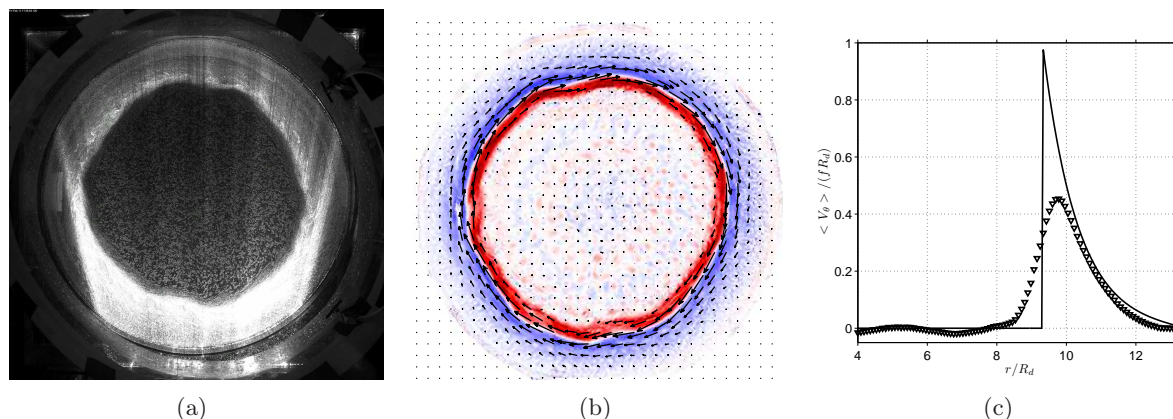


FIGURE 5.7 – Traitement des données PIV. (a) Image brute des particules éclairées par le laser. (b) Calcul du champ de vitesse (vecteurs) et dérivation de la vorticité en couleur) en effectuant une moyenne sur une période inertielle. (c) Profil de vitesse azimutale ( $V_\theta$ ) moyenne et profil théorique (ligne continue).

### 5.4.2 Fluorescence Induite par Laser (LIF)

#### Principe

La LIF est une méthode de mesure de la position du front de densité, que ce soit dans un plan horizontal ou vertical. Du colorant est mélangé à une des couches (généralement la couche supérieure de faible densité car le volume est le plus faible). Le fluide est éclairé par un laser à la fréquence d'excitation du colorant qui provoque sa fluorescence. Deux parties du fluide sont alors visibles dans le plan laser, la partie fluorescente correspondant à l'eau légère et la partie non fluorescente correspondant à l'eau dense, la frontière entre les deux est alors le front de densité dont on enregistre l'évolution dans le temps avec une caméra.

#### Réalisation pratique

Le colorant utilisé est de la Rhodamine 6G dont la fréquence d'absorption maximale est d'environ 530 nm et sa fréquence d'émission maximale par fluorescence est de 566 nm. La Rhodamine est mélangée à la couche d'eau légère à hauteur d'environ  $5 \cdot 10^{-4}$  g/l. L'excitation de la fluorescence est produite par un laser continu, de puissance 40 mW et de longueur d'onde 532 nm (vert). Une optique en sortie de laser crée une nappe de 2 mm d'épaisseur. L'expérience est enregistrée par une caméra numérique de résolution 1280x1024 pixels et fonctionnant à une fréquence d'acquisition maximale de 27 Hz en pleine résolution. Deux configurations sont utilisées :

- la nappe laser est déployée dans un plan vertical et une caméra est située sur le bord latéral de la cuve, pour suivre le déplacement vertical de l'isopycne. Afin d'éviter les effets d'optiques dus à la déviation du laser au passage de l'interface, il est préférable de filmer l'interface par dessous.
- la nappe laser est déployée dans un plan horizontal et une caméra est située au-dessus de la cuve, pour suivre les déplacements horizontaux du front de densité.

#### Traitement des enregistrements

A partir de l'image brute au début de l'expérience (Fig. 5.8a), on mesure le profil vertical d'intensité lumineuse ou de niveaux de gris enregistré par la caméra (Fig. 5.8b.) A partir de ce

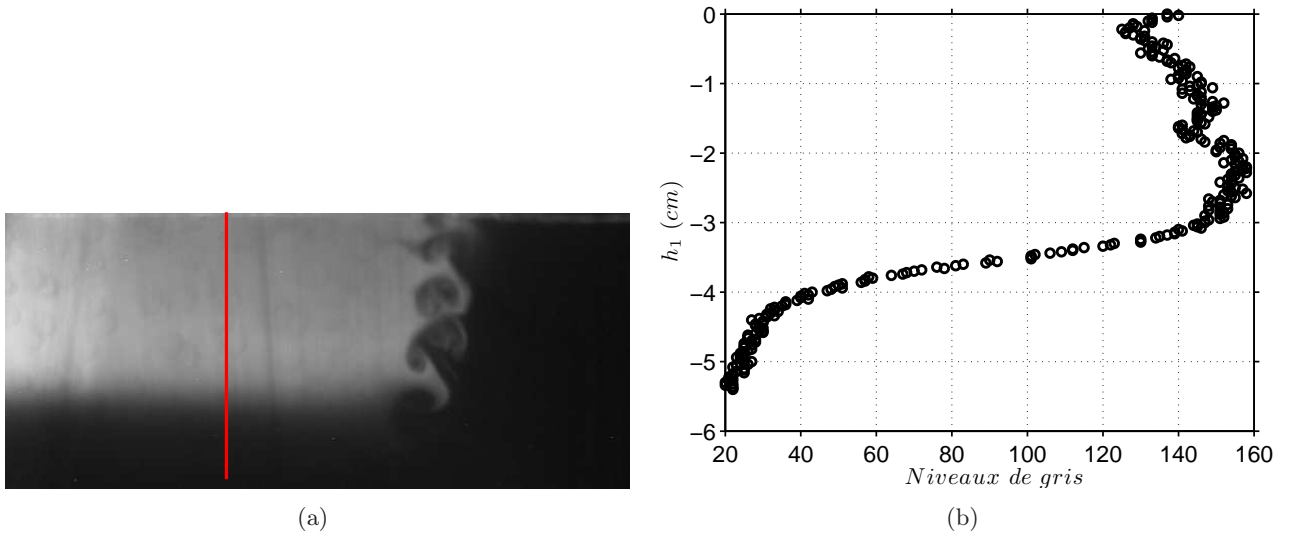


FIGURE 5.8 – Traitement des enregistrements LIF. (a) Image brute, l'eau légère mélangée à la rhodamine apparaît fluorescente. On peut observer de petites structures tourbillonnaires après le retrait du cylindre mobile. (b) Profil vertical d'intensité lumineuse mesuré au niveau de la ligne rouge.



FIGURE 5.9 – Traitement des enregistrements LIF. (a) Image brute, l'eau légère mélangée à la rhodamine apparaît fluorescente. On observe ici l'état ajusté du courant géostrophique. (b) Binarisation de l'image pour mesurer la profondeur de la couche d'eau.

profil, on détermine le point médian d'intensité lumineuse séparant la zone fluorescente de la zone sombre. Avec ce point, nous pouvons effectuer un seuillage de l'image et la binariser en noir et blanc (Fig. 5.9). Nous pouvons déterminer ainsi la profondeur du courant ( $h_1$ ) en additionnant le nombre de pixels dont la valeur vaut 1 et en utilisant la calibration adéquate (Fig. 5.10b). La fluorescence permet aussi de mettre en évidence de petites structures, comme celles visibles sur la figure 5.8a, au début de l'expérience juste après le retrait du cylindre mobile.

### 5.4.3 Calcul de vorticité potentielle

À partir des champs de vitesses calculés par la PIV, il est possible de dériver le champ de vorticité ( $\xi_1$ ) et d'en extraire un profil moyen lorsque le courant géostrophique s'est ajusté (Fig. 5.10a). La LIF, quant à elle, nous a donné la profondeur de ce courant (Fig. 5.10b). En utilisant un formalisme bi-couche, la combinaison des deux méthodes permet alors d'obtenir une mesure instantanée de la vorticité potentielle,

$$q = \frac{\xi_1 + f}{h_1},$$

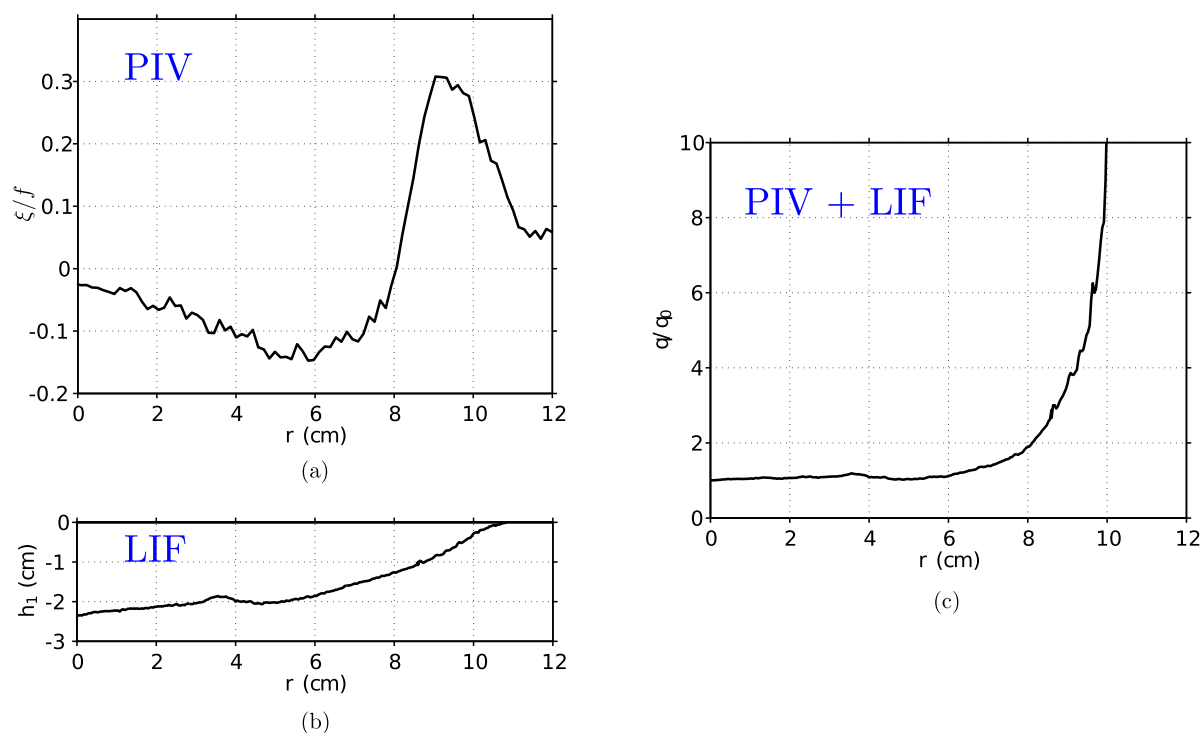


FIGURE 5.10 – Utilisation simultanée de la PIV et de la LIF pour le calcul de la vorticité potentielle dans un formalisme bi-couche. (a) Profil de vorticité dérivé à partir de la PIV. (b) Profondeur du courant ajusté mesurée à partir de la LIF. (c) Profil de vorticité potentielle calculé à partir du profil de vorticité et de la profondeur.  $r = 0$  correspond à la côte.

de la couche supérieure. L'utilisation simultanée des deux méthodes est possible en utilisant des filtres optiques sur les caméras, sélectionnant la longueur d'onde à enregistrer. Ceci évite que la caméra dédiée à la LIF soit perturbée par le laser utilisé pour la PIV.

Nous venons ainsi de présenter les expériences de laboratoire visant à l'étude d'un courant côtier idéalisé au-dessus d'une pente topographique. Ce courant côtier est modélisé par une stratification en sel à deux couches et est caractérisé par plusieurs nombres adimensionnés dont le nombre de Burger, le rapport d'aspect vertical et le paramètre de topographie. Les expériences se déroulent dans une cuve cylindrique sur table tournante où le courant est produit grâce à l'ajustement géostrophique d'une anomalie de densité. Des moyens de mesures haute résolution ont été mis en place pour étudier l'évolution de l'instabilité barocline. Les méthodes de PIV et de LIF permettent ainsi d'accéder aux champs de vitesse, à leurs dérivées, à la vorticité potentielle dans la couche supérieure ainsi qu'au profil vertical de densité.





# Chapitre 6

## Courant côtier idéalisé : modélisation numérique

---

### Sommaire

---

6.1	Le code numérique . . . . .	91
6.1.1	Les équations . . . . .	91
6.1.2	La discrétisation spatiale et temporelle . . . . .	92
6.2	La configuration <i>TANK</i> . . . . .	92
6.2.1	Le domaine . . . . .	92
6.2.2	Paramétrisations physiques . . . . .	94
6.2.3	Condition initiale . . . . .	97
6.3	Mémoires et temps de calcul . . . . .	98
6.3.1	Stockage des données . . . . .	98
6.3.2	Temps de calcul . . . . .	99

---



Le gros avantage des expériences de laboratoire telles que celles décrites au chapitre 5 se situe dans le fait que les écoulements sont soumis aux mêmes lois physiques, on a donc un *modèle réduit* de la nature à disposition. En revanche, la petite échelle dudit modèle engendre d'autres approximations. Il est notamment impossible de reproduire les régimes turbulents observés en réalité, ainsi que les échelles caractéristiques de dissipation et de diffusion. Les modèles numériques de circulation générale (réalistes) souffrent eux intrinsèquement des approximations de la modélisation mathématique des phénomènes physiques, ainsi que des approximations liées à la résolution de ces modèles. Il est tout aussi compliqué de reproduire les échelles turbulentes en modélisation. En revanche au travers de paramétrisations adéquates, il est possible de faire une sélection d'échelles résolues et pertinentes dans l'étude des dynamiques océaniques et de reproduire à grande échelle les effets des phénomènes de petites échelles. L'idée est donc d'utiliser la modélisation du courant côtier vue au chapitre 5 et d'explorer des gammes de paramètres plus vastes dans une simulation numérique. Pour cela, le choix est fait d'utiliser le même modèle que celui utilisé dans le chapitre 3, puisque *in fine* ce type d'OGCM est l'outil dont nous disposons pour les études environnementales. Il est donc intéressant de quantifier la capacité de tels modèles à reproduire l'instabilité barocline et les effets de la bathymétrie sur cette instabilité. Nous allons donc présenter ici, le modèle utilisé et la configuration mise en place faisant le lien avec les expériences de laboratoire.

## 6.1 Le code numérique

Les simulations numériques présentées dans ce travail sont réalisées grâce au système NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) (Madec, 2008). NEMO regroupe plusieurs composantes, en particulier :

- l'océan (NEMO-OPA)
- la glace (NEMO-LIM)
- la bio-géo-chimie (NEMO-TOP)

Le système NEMO est utilisé en recherche ou de manière opérationnelle, à Mercator notamment. Concrètement, dans ce travail, seul le module OPA est utilisé et présenté ci-après.

### 6.1.1 Les équations

OPA est un modèle aux équations primitives tridimensionnelles de circulation générale océanique. Il résout les équations de Navier-Stokes sous les hypothèses hydrostatique et de Boussinesq (fluide incompressible et variations de densité négligées hormis dans le terme de flottabilité). Ces équations, projetées sur un repère orthogonal  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ , sont donc :

- Equation de conservation de la quantité de mouvement horizontale :

$$\partial_t \vec{U}_h + \left[ (\nabla \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U} + \frac{1}{2} \nabla(U^2) \right]_h + f \vec{k} \wedge \vec{U}_h = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h P + \vec{D}^U + F^U \quad (6.1)$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement verticale (hydrostatisme) :

$$\partial_z P = -\rho g \quad (6.2)$$

- Equation de continuité (incompressibilité) :

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (6.3)$$

A la résolution de ces équations pour la dynamique s'ajoutent la résolution de la dynamique des traceurs et celle d'une équation d'état non-linéaire pour la densité.

- Equation de conservation de la température  $T$  :

$$\partial_t T = -\nabla \cdot (T\vec{U}) + D^T + F^T \quad (6.4)$$

- Equation de conservation de la salinité  $S$  :

$$\partial_t S = -\nabla \cdot (S\vec{U}) + D^S + F^S \quad (6.5)$$

- Equation d'état :

$$\rho = \rho(T, S, P_0) \quad (6.6)$$

avec :

- $\nabla$  : l'opérateur Nabla de dérivation vectorielle
- $\vec{U} = \vec{U}_h + w\vec{k}$  : le vecteur vitesse,  $h$  désignant les composantes horizontales
- $T$  : la température
- $S$  : la salinité
- $\rho$  : la densité
- $\rho_0$  : une densité de référence
- $P$  : la pression totale
- $P_0$  : la pression hydrostatique
- $f = 2\vec{\Omega} \wedge \vec{k}$  : l'accélération de Coriolis
- $g$  : la gravité

Les termes  $D^U$ ,  $D^T$  et  $D^S$  modélisent les phénomènes de petite échelle physique inférieure à la dimension horizontale de la maille du modèle. Ils permettent la fermeture des équations et sont souvent codés comme des termes de viscosité et de diffusivité turbulentes. Les options choisies pour ces paramétrisations dans le cadre de notre configuration sont décrites dans la section 6.2.2. Les termes  $F^U$ ,  $F^T$ ,  $F^S$  modélisent quant à eux les forçages externes. Ils sont nuls dans notre cas.

### 6.1.2 La discrétisation spatiale et temporelle

Les équations sont discrétisées sur une grille cartésienne tri-dimensionnelle de type C d'Arakawa (Fig.6.1). Des coordonnées  $z$  sont utilisées sur la verticale. La résolution des équations est faite par discrétisation en différences finies 3-D. L'intégration temporelle est quant à elle faite par un schéma *Leapfrog*. C'est-à-dire que l'on calcule les variables au temps  $n + 1$  à partir de la valeur au temps  $n - 1$  et en utilisant la discrétisation des forces (membre de droite de l'équation) au temps  $n$  :  $\partial_t \psi = (\psi^{n+1} - \psi^{n-1})/2\Delta t = f(\psi^n)$ . Cette méthode engendre l'apparition d'un mode numérique et non-physique, qui est filtré à l'aide d'un filtre temporel de Robert-Asselin.

## 6.2 La configuration *TANK*

Une configuration *TANK* a été implémentée afin de pouvoir reproduire les expériences de laboratoire. Nous décrivons ici, la définition du domaine de simulation, la prise en compte de la topographie et les paramétrisations physiques utilisées.

### 6.2.1 Le domaine

Le domaine de simulation est positionné à la latitude  $\phi = 90^\circ$ , ainsi le paramètre de Coriolis vaut deux fois la vitesse de rotation de la cuve,  $f = 2\sin(\phi)\Omega = 2\Omega$ , comme c'est le cas dans

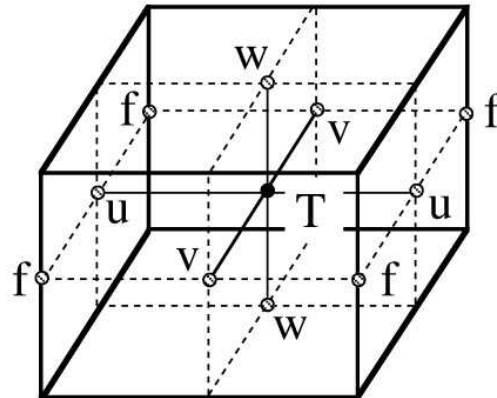


FIGURE 6.1 – Schéma de la grille C d'Arakawa (Madec, 2008). Les variables scalaires (température, salinité, densité, pression, divergence horizontale) sont définies au point  $T$ . Les trois composantes de la vitesse sont définies aux points  $(u, v, w)$ . Les vorticités (planétaire et relative) sont définies au point  $f$ .

les expériences de laboratoire. Le domaine est délimité par une frontière circulaire reproduisant la cuve expérimentale. De par l'utilisation de coordonnées cartésiennes, la définition du cercle souffre d'irrégularités de l'échelle du pas d'espace (Fig.6.2). La taille de la maille a été déterminée par rapport au rayon de déformation ( $R_d$ ). L'objectif étant l'étude de structure à méso et sous-méso-échelle, une résolution de 10 points de grille par rayon de déformation a été choisie, afin d'échantillonner au mieux les structures tourbillonnaires. Le pas d'espace constant est de l'ordre du  $mm$ ,  $\Delta x = \Delta y \approx 1.2$  mm. Dans la majorité des simulations, le domaine est donc discrétisé en  $323 \times 323$  points pour reproduire une cuve circulaire de 40 cm de diamètre. Quelques simulations à des résolutions inférieures ont été faites, trois exemples de champs de vorticité sont montrés sur la figure 6.3 pour des résolutions de 1, 5 et 10 points de grille par rayon de déformation.

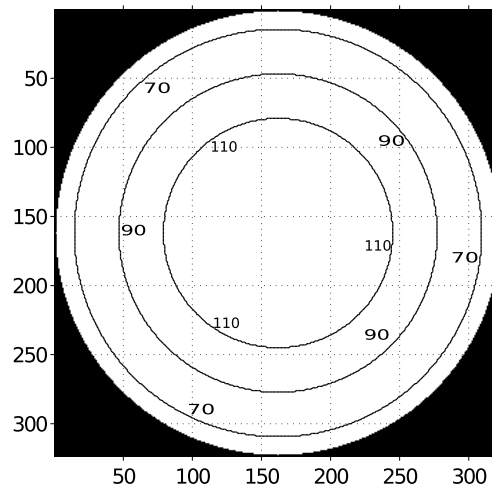


FIGURE 6.2 – Masque horizontal du domaine en surface. La terre est en noir tandis que la cuve est en blanc. En contours, sont indiquées quelques lignes de niveaux pour une pente de 50%. Les axes et lignes de niveaux sont en points de grille.

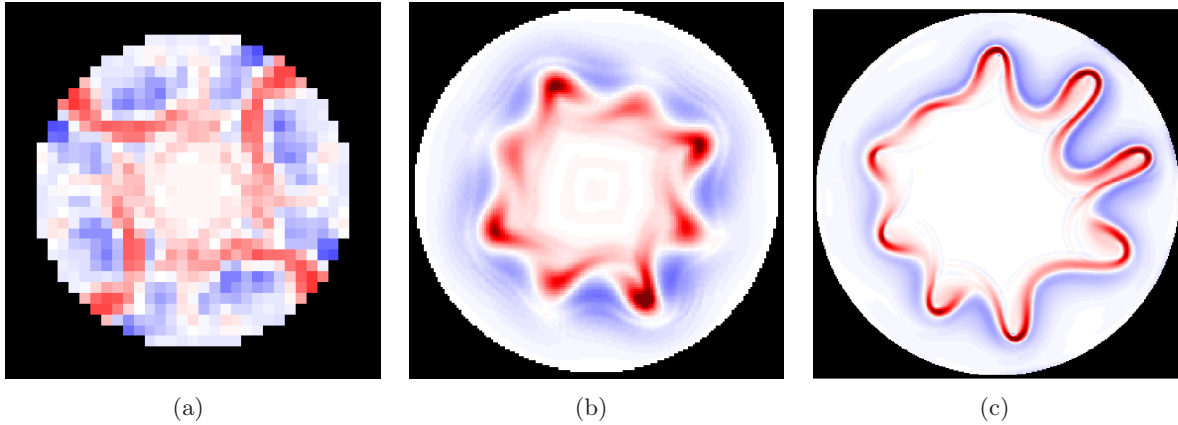


FIGURE 6.3 – Champ de vorticité pour différentes résolutions horizontales. (a) 1 point par  $R_d$ . (b) 5 points par  $R_d$  (c) 10 points par  $R_d$ . La vorticité cyclonique est en rouge et la vorticité anticyclonique en bleu. Les instants sont choisis lors de la croissance de l’amplitude des méandres.

Sur la verticale, la profondeur est ajustée afin d’obtenir, soit un fond plat, soit une pente linéaire s’étendant depuis le bord de la cuve. Ici encore, l’utilisation de coordonnées  $z$  engendre des irrégularités et une bathymétrie en marches d’escaliers (Fig. 6.4). Le pas d’espace vertical a été choisi petit et constant,  $\Delta z = 1$  mm, afin de résoudre au mieux la physique verticale, sans ajouter de complexité par l’intermédiaire de schémas de turbulence. Pour les simulations décrites au chapitre 7, nous verrons que pour conserver un rapport d’aspect vertical constant au niveau du front de densité, la prise en compte d’une bathymétrie nous conduit à augmenter la profondeur de la cuve. Dans le but de conserver la même résolution d’une expérience sur l’autre, il a donc été choisi d’augmenter le nombre de niveaux verticaux plutôt que de changer la taille de la maille. Le domaine est ainsi discrétisé en 100 niveaux verticaux pour les cas à fond plat et jusqu’à 160 niveaux pour les plus fortes pentes.

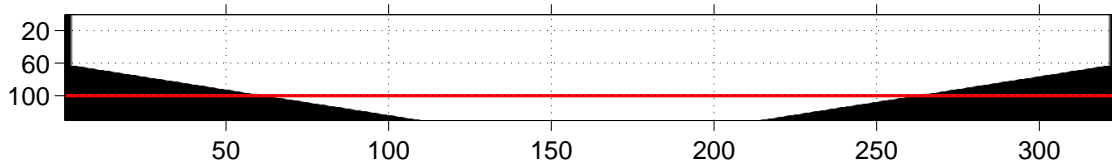


FIGURE 6.4 – Coupe verticale du masque passant par le centre de la cuve. La ligne rouge correspond à la profondeur de la cuve dans le cas d’une simulation à fond plat. Les axes sont en points de grille et le rapport d’aspect entre l’échelle horizontale et verticale est respecté.

## 6.2.2 Paramétrisations physiques

Les principales paramétrisations sont résumées dans la table 6.1.

### La diffusion

Deux types de modélisation de la diffusion horizontale du sel, ainsi que de la diffusion de la quantité de mouvement, ont été utilisés. Une modélisation, dite physique, de la diffusion en laplacien a été utilisée dans les simulations visant à reproduire les expériences de laboratoire. Tandis qu’une modélisation en bi-laplacien (bi-harmonique) a été préférée pour des simulations

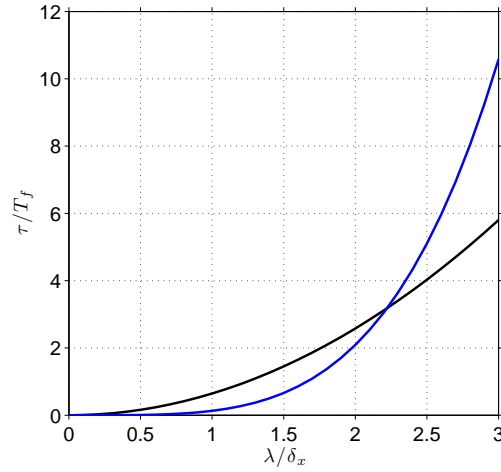


FIGURE 6.5 – Echelle de temps de diffusion ( $\tau$ ) adimensionnée par la période inertielle ( $T_f$ ) en fonction de la longueur d'onde ( $\lambda$ ) adimensionnée par le pas d'espace du modèle ( $\delta_x$ ). Sont représentées, en noir, la diffusion en laplacien et, en bleu, la diffusion en bi-laplacien.

quasi-inviscides. La température étant homogène dans toute la cuve et en l'absence de forçages extérieurs, l'équation 6.4 est de fait inutile et le choix fait pour  $D^T$  sans importance.

L'utilisation d'un bi-laplacien pour modéliser la diffusivité ou la viscosité est avant tout un choix numérique, n'ayant que peu de raisons physiques. Prenons pour exemple, la diffusion de quantité de mouvement, à une dimension, en négligeant l'advection. On obtient les équations suivantes, en considérant une variable  $\psi$ , des coefficients de viscosités  $A_2$  et  $A_4$  et une paramétrisation  $D^\psi$  en laplacien (Eq 6.7a) ou bi-laplacien (Eq 6.7b) :

$$\partial_t \psi = A_2 \nabla^2 \psi = A_2 \partial_{xx} \psi \quad (6.7a)$$

$$\partial_t \psi = A_4 \nabla^4 \psi = A_4 \partial_{xxxx} \psi \quad (6.7b)$$

Si l'on pose  $\psi = \psi_0 e^{-\delta t} e^{ikx}$  avec  $k = 2\pi/\lambda$  un nombre d'onde relatif à la longueur d'onde  $\lambda$ , on peut alors définir deux échelles de temps de diffusion :

$$\tau_2 = 1/\delta = A_2^{-1} \cdot k^{-2} \quad (6.8a)$$

$$\tau_4 = 1/\delta = A_4^{-1} \cdot k^{-4} \quad (6.8b)$$

L'évolution de ces échelles de temps en fonction de la longueur d'onde à diffuser est représentée sur la figure 6.5. On voit ici le caractère sélectif de la diffusion en bi-laplacien qui diffuse rapidement les longueurs d'ondes de l'échelle de la maille et laisse inchangées les grandes longueurs d'ondes (Holland, 1978). Pour obtenir le même comportement avec le laplacien, il faut diminuer considérablement le coefficient de viscosité pour résoudre les échelles sous-mailles et qui engendre l'apparition de bruit numérique (Fig 6.6).

Pour reproduire les expériences de laboratoire, nous avons fait le choix d'une diffusion en laplacien. Ce choix permet de calculer explicitement un nombre de Reynolds et de baser le choix des coefficients sur les valeurs physiques du coefficient de diffusion du sel ( $\kappa = 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) et de



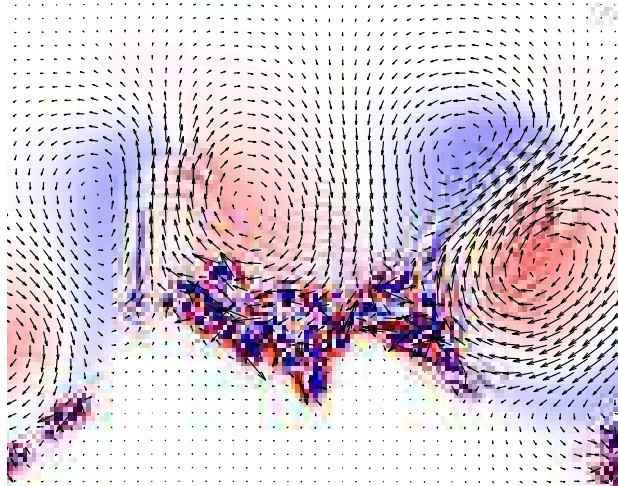


FIGURE 6.6 – Apparition de bruit numérique à l’échelle de la grille lorsque le coefficient de viscosité est trop faible pour une diffusion en laplacien. Cet effet est illustré par un champ de vorticité très bruyé (en couleur) et par l’apparition de vecteurs vitesses aberrants.

la viscosité cinématique de l’eau ( $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ ). Pour garantir la stabilité du code, une valeur de diffusion du sel de  $10^{-8} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  a due être utilisée, en revanche la vraie valeur de la viscosité a pu être conservée. La figure 6.7a présente l’évolution typique du profil de vitesse azimutale dans le cas d’une simulation à faible Reynolds. La dissipation de quantité de mouvement calculée par le code complet correspond bien à celle prédite par un modèle simple de diffusion comme celui de l’équation 6.7a.

Pour comparer les résultats des simulations, aux modèles classiques quasi-géostrophiques (modèle de Phillips ou d’Eady), il est nécessaire d’augmenter le nombre de Reynolds afin de se situer dans une situation inviscide ou quasi-inviscide où le processus de diffusion ne vient pas *masquer* celui de l’instabilité barocline. Un bi-laplacien a alors été mis en place, pour garantir une faible diffusion tout en filtrant correctement les échelles sous-mailles sans altérer les processus de grandes échelles. Un coefficient de  $-10^{-12} \text{ m}^4.\text{s}^{-2}$  a été employé pour la diffusion du sel et pour la diffusion de la quantité de mouvement.

Sur la verticale, seule la modélisation en laplacien a été utilisée. Pour les simulations à faible Reynolds, les mêmes coefficients ont été appliqués sur l’horizontale et la verticale, faute d’indice d’une diffusion plus ou moins forte selon les directions. En ce qui concerne les simulations à haut Reynolds, les valeurs des coefficients ont été fixées par un compromis entre faible nombre d’Ekman, c’est-à-dire une faible diffusion, et stabilité du code. Il en résulte des valeurs de  $10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  tant pour le sel que pour la quantité de mouvement. L’influence du nombre d’Ekman sur la diffusion de la quantité de mouvement est illustrée sur la figure 6.7b, par la décroissance du maximum de vitesse en fonction du nombre d’Ekman, dans le cas d’une simulation en bi-laplacien.

### La convection verticale

La convection est paramétrée par l’option *Non-Penetrative Convective Adjustment*. L’algorithme consiste à repérer les colonnes d’eau statiquement instables et à mélanger les niveaux anormaux de proche en proche jusqu’à ce que le nouveau profil de densité soit stable.

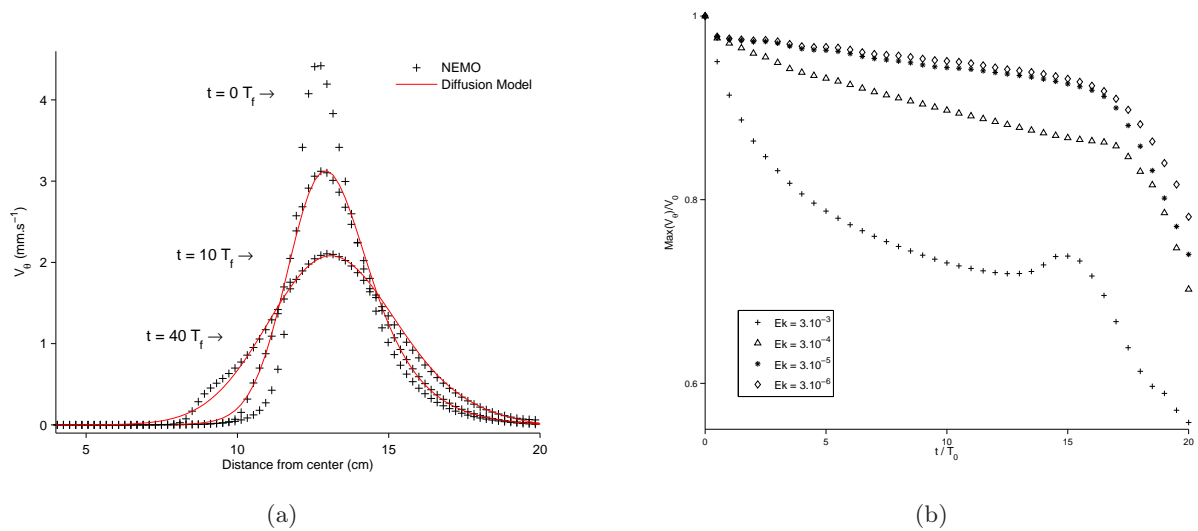


FIGURE 6.7 – 6.7(a) Evolution du profil de vitesse azimutale pour une simulation à faible Reynolds et comparaison à un modèle simple de diffusion 1D pour trois temps,  $t$  entre 0 et 40 périodes inertielles  $T_f$ . 6.7(b) Evolution de la vitesse azimutale  $V_\theta$  pour une simulation à haut Reynolds au cours du temps et ceci pour différents nombres d’Ekman.

### Les conditions aux limites

Les conditions aux limites sont imposées en surface, au fond et sur les parois latérales de la cuve.

En surface, les vitesses verticales sont nulles, il s’agit de l’approximation du toit rigide. Cette approximation permet de filtrer les ondes de gravité barotropes en imposant une vitesse de propagation infinie de ces ondes externes. L’option surface libre est présente dans le code *NEMO*, elle n’a cependant pas été utilisée pour des raisons de simplicité, pour se concentrer uniquement sur le processus de l’instabilité barocline et en raison de l’absence de forçages atmosphériques.

Au fond comme sur les parois latérales, une condition de non-glissement a été adoptée. Ceci correspond à une annulation de la vitesse horizontale sur les frontières du domaine. Des tests de sensibilité ont montré un impact nul de la condition au bord sur la sélection des longueurs d’ondes instables et un impact minime sur les taux de croissance. Au fond, la couche d’Ekman dans la cuve est de l’ordre de  $2\text{mm}$  soit deux points de grille, la condition de non-glissement a donc été également retenue afin d’éviter le *tuning* des coefficients de friction (linéaire ou quadratique). Ce choix est également justifié par la vitesse nulle au fond (Section 6.2.3) et le fait que l’interface entre les deux couches soit située loin du fond. En ce qui concerne les traceurs, les flux de chaleur et de sel sont nuls le long des parois.

### 6.2.3 Condition initiale

L’objet de l’étude est l’instabilité barocline d’un courant de densité. La simulation est initialisée par un état de base en équilibre géostrophique. Cet état est obtenu à partir des expériences de laboratoire, en considérant le champ de vitesse une fois terminé le processus d’ajustement géostrophique.

	Condition Limite Fond - Parois	Condition Limite Surface	Diffusion Quantité de mouvement (m)	Diffusion Traceurs (t)
Bas Reynolds	Non Glissement	Toit Rigide	$D^U = A_h^m \nabla_h^2 + A_v^m \nabla_v^2$ $A_h^m = A_v^m = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$D^U = A_h^t \nabla_h^2 + A_v^t \nabla_v^2$ $A_h^t = A_v^t = 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
Haut Reynolds	Non Glissement	Toit Rigide	$D^U = A_h^m \nabla_h^4 + A_v^m \nabla_v^2$ $A_h^m = -10^{-12} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$ $A_v^m = 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$D^U = A_h^t \nabla_h^4 + A_v^t \nabla_v^2$ $A_h^t = -10^{-12} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$ $A_v^t = 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

TABLE 6.1 – Récapitulatif des paramétrisations principales utilisées pour les deux types de simulations.

Le champ de vitesse de surface d'une expérience de référence est calculé par PIV après 2 périodes inertielles, ce qui correspond à la fin de la phase d'ajustement. De ce champ, est extrait un profil moyen de vitesse azimutale,  $v_\theta(r)$ . La moyenne permet ici de filtrer les ondes de gravité se propageant après le retrait du cylindre, ainsi que les éventuelles inhomogénéités dues à la PIV. Ce profil de vitesse est ensuite approché par une fonction analytique (Eq 6.9). La partie en  $\sinh$  correspond à une solution de l'ajustement de Rossby (Flierl, 1979), calculée par conservation de la vorticité potentielle. Cette solution divergeant au niveau du front, la partie de la solution correspondant à la diffusion du front est prise en compte par une régularisation du profil de vitesse en  $\tanh$  sur une échelle de longueur  $\delta x$ .  $\delta x$  est déterminé de façon à réaliser la meilleure approximation du profil expérimental par la fonction analytique.

$$V_0(r) = V_\theta(z = 0, r) = -R_d \Omega_0 \frac{\sinh(r/R_d)}{\cosh(R_1/R_d)} \left( 1 - \tanh\left(\frac{r - R_1}{\delta x}\right) \right). \quad (6.9)$$

Le champ de vitesse tri-dimensionnel est ensuite calculé, dans l'hypothèse bi-couche, en imposant une vitesse nulle dans la couche du fond. Ce cisaillement de vitesse est représenté par une  $\tanh$ . Le cisaillement est situé à la profondeur  $Z_0$  et a une épaisseur  $\delta z$  (Eq 6.10).  $\delta z$  est choisi de l'ordre du mm, comme cela est observé dans les expériences de laboratoire.

$$V_\theta(z, r) = V_0(r) \frac{1 - \tanh\left(\frac{z - Z_0(r)}{\delta z}\right)}{1 - \tanh\left(\frac{-Z_0(r)}{\delta z}\right)} \quad (6.10)$$

$$Z_0(r) = \frac{f}{g^*} \int_0^r v(z = 0, r') dr'$$

Le champ de densité est ensuite calculé en utilisant l'équation du vent thermique (Eq 6.11) de façon à respecter l'équilibre géostrophique. La température est constante dans toute la cuve, la salinité quant à elle est reconstruite en utilisant l'équation d'état présente dans *NEMO*.

$$\rho(z, r, \theta) = \rho_2 - \frac{\rho_0 f}{g} \int_{r'=0}^{r'=r} \partial_z V_\theta(z, r') dr'. \quad (6.11)$$

Les conditions initiales sont résumées sur la figure 6.8.

## 6.3 Mémoires et temps de calcul

### 6.3.1 Stockage des données

Les champs de variables calculés par le modèle sont moyennés et stockés toutes les périodes inertielles. Il s'agit des champs 3D de vitesse  $(u, v, w)$  et de densité  $(\rho)$ . Les calculs de vorticité et

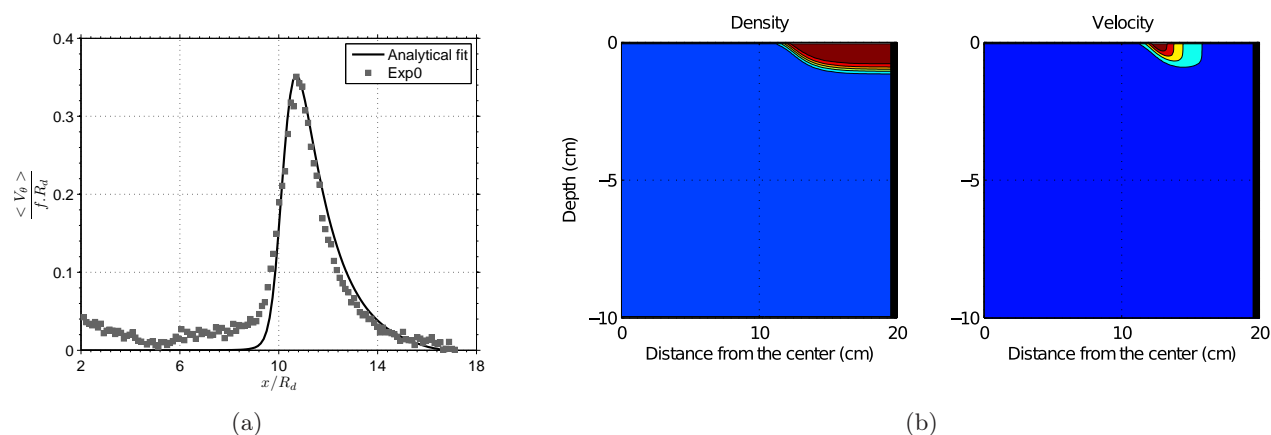


FIGURE 6.8 – Résumé des conditions initiales des simulations numériques. (a) Profil de vitesse expérimental et fit analytique (b) Coupe verticale des champs de vitesse et de densité avec la structure bi-couche. En rouge sont représentées l’eau légère et les vitesses maximales, en bleu l’eau dense et les vitesses nulles.

divergence sont effectués *off-line*. L’ensemble des données stockées représente entre 25Go et 50Go par simulation, sachant que les simulations avec topographie sont plus importantes car le nombre de points sur la verticale est augmenté. De plus, elles durent plus longtemps du fait d’une dynamique plus lente.

### 6.3.2 Temps de calcul

Les simulations ont majoritairement été réalisées en mono-processeur sur la machine Brodie (NEC SX-8) de l’Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS). Les simulations ont été effectuées à l’aide de plusieurs jobs successifs (restart) de quelques périodes inertielles pour faciliter le traitement des données, contrôler le déroulement de la simulation et respecter les temps de calcul accordés par l’IDRIS. Les simulations durent entre 20 et 40 heures par tranches de 4 ou 5 heures selon les simulations. La mémoire vive nécessaire varie entre 4 et 8 Go.

---

Parallèlement aux expériences en laboratoire, le courant idéalisé est mis en oeuvre dans des simulations numériques. Ces simulations utilisent la partie océan du modèle NEMO et ont pour conditions initiales l’état de base mesuré dans les expériences en cuve tournante après ajustement géostrophique. Deux types de simulations ont été réalisées : des simulations à forte dissipation proches des expériences en laboratoire et des simulations à faible dissipation proches des modèles théoriques inviscides et des écoulements océaniques turbulents.



Chapitre **7**

Impact de la topographie sur les instabilités de courant côtier de densité

**Sommaire**

---

7.1	Introduction . . . . .	<b>103</b>
7.2	<i>Shelf Impact on Buoyant Coastal Current instabilities</i> . . . . .	<b>104</b>
7.2.1	Introduction . . . . .	105
7.2.2	Idealized configuration . . . . .	108
7.2.3	Baroclinic instability at low Reynolds number . . . . .	113
7.2.4	Baroclinic instability at high Reynolds number . . . . .	120
7.2.5	Discussions and conclusions . . . . .	130
7.2.6	Appendix : Phillips instability problem over a sloping bottom . . . . .	134
7.3	Influence du rapport d'aspect . . . . .	<b>135</b>
7.4	Conclusion . . . . .	<b>138</b>

---



## 7.1 Introduction

Le chapitre 3, nous a fourni l'exemple d'un courant côtier, le Courant Libyo-Egyptien, visiblement instable et donnant naissance à de nombreux tourbillons, les tourbillons libyens. Ce courant est constitué d'eau atlantique légère circulant au-dessus d'eau méditerranéenne plus dense, on parle alors de courant de densité. Les fonds sous-marins de la Méditerranée étant caractérisés par d'importantes disparités, ce courant de densité évolue donc au-dessus d'une topographie complexe à même d'influencer sa dynamique. Les chapitres 5 et 6 ont permis dans une certaine mesure de simplifier le problème en créant des versions idéalisées de ce courant et de la bathymétrie que l'on peut maintenant caractériser par quelques paramètres clefs. A la lumière du chapitre 4, émergent alors un certain nombre de questions quant à la dynamique de ce courant au-dessus d'une topographie.

La première question concerne la nature intrinsèque de l'instabilité à laquelle ce courant est soumis. Comme nous l'avons vu, la nature de l'instabilité peut être géostrophique ou agéostrophique, c'est-à-dire résulter de l'interaction de deux modes équilibrés (deux ondes de Rossby) ou de l'interaction de modes équilibrés et non-équilibrés. Ainsi, la présence d'une côte peut être le vecteur de la propagation d'une onde de Kelvin, tandis que l'affleurement du front de densité interceptant la surface (outcropping) peut engendrer des modes frontaux. Ces différents types d'ondes pouvant exister dans notre configuration peuvent donc être la source d'instabilités agéostrophiques. Nous répondrons à cette question à travers une étude énergétique et la caractérisation des modes instables.

L'ajout de la topographie, entraîne la question de sa caractérisation et de la distinction à faire entre la pente et la profondeur du bassin. En effet, le simple ajout d'une pente bathymétrique dans un bassin à fond plat va mécaniquement changer le rapport d'aspect vertical sous le front de densité et il s'agit là d'un paramètre essentiel de l'instabilité barocline. Il est alors difficile de différencier les effets induits par la pente de la bathymétrie de ceux induits par le changement de rapport d'aspect. A rapport d'aspect constant, nous allons donc vérifier que le paramètre  $To$  introduit au chapitre 5 est une bonne mesure de la topographie. Nous verrons également quels sont les effets d'un changement du rapport d'aspect.

La troisième question concerne naturellement l'impact de la topographie. Se pose tout d'abord le problème du développement de l'instabilité, la bathymétrie va-t-elle engendrer une stabilisation ou une déstabilisation du courant? En d'autres termes observe-t-on une diminution des taux de croissance ou au contraire une augmentation? A ceci s'ajoute la question des échelles caractéristiques de l'instabilité : quelle est l'influence de la bathymétrie sur les longueurs d'ondes instables. Nous traiterons ce point par une étude paramétrique en fonction de  $To$  en calculant les taux de croissance des modes normaux instables durant la croissance linéaire de l'instabilité.

Enfin, lorsque les méandres instables atteignent une amplitude finie, l'instabilité entre alors dans une phase non-linéaire correspondant à l'émission de tourbillons. La dynamique de ces tourbillons au-dessus d'une pente est un sujet encore assez ouvert. Ces tourbillons vont-ils fusionner, allant alors vers la formation de structures de plus grande échelle en accord avec la cascade inverse d'énergie, ou au contraire ces tourbillons vont-ils se dissiper ou se diviser transférant alors l'énergie vers les petites échelles?

Toutes ces questions sont traitées par la double approche d'expériences en laboratoire et de simulations numériques, développées dans les chapitres 5 et 6. Les résultats expérimentaux



présentés dans la partie 7.2 ont été obtenus à partir d'expériences préliminaires de plus petites échelles que celles présentées dans le chapitre 5. L'expérience est cependant la même à la taille des cuves et résolution des caméras près. Les paramètres expérimentaux sont explicités dans la partie 7.2.2. Deux types de simulations sont donc possibles, des simulations à faible nombre de Reynolds, reproduisant les expériences de petite échelle en laboratoire et des simulations à haut nombre de Reynolds, quasi-inviscides permettant une caractérisation moins ambiguë des taux de croissance. Ces travaux permettent donc une validation des simulations par la comparaison aux données expérimentales et un retour des simulations sur les expériences guidant par exemple le choix des paramètres expérimentaux ou soulignant l'importance de l'amplitude des perturbations initiales dans le développement de l'instabilité.

## 7.2 *Shelf Impact on Buoyant Coastal Current instabilities*

Les résultats sur les instabilités de courants côtiers en présence d'une bathymétrie à faible et à hauts nombres de Reynolds font l'objet d'une publication dans *Journal of Physical Oceanography* (Pennel et al., 2012) et sont inclus ici en anglais. Ils ont par ailleurs été présentés en 2011 à l'EGU à Vienne.

# Shelf impact on Buoyant Coastal Current instabilities

R. Pennel <sup>(1)</sup>, A. Stegner <sup>(1,2)</sup>, K. Béranger <sup>(1)</sup>

1. *Unité de Mécanique, ENSTA-ParisTech, Palaiseau, France (romain.pennel@ensta-paristech.fr)*

2. *Laboratoire de Météorologie Dynamique, École Polytechnique, Palaiseau, France*

## Abstract

The impact of shelf slope on the linear stability of buoyant coastal currents and on the non-linear formation of coastal meanders and eddies is investigated. We consider a simplified two-layer stratification in cylindrical geometry where a buoyant surface current flows along the coast above a denser water, with a flat bottom or steep shelves. Simulations were performed using the ocean global circulation model NEMO. The initial state of these simulations was defined according to laboratory experiments performed in the same configuration. Comparisons between laboratory and numerical results highlight the role of momentum diffusion and of the initial perturbations amplitude. Our results confirm that the topographic parameter  $To$  (ratio between the shelf slope and the isopycnal slope of the current) is the relevant parameter to quantify the shelf impact on the linear and non-linear dynamics of the surface current. When the evolution of the buoyant coastal current is controlled by the baroclinic instability, the increase of  $To$  yields a selection of smaller unstable wavelengths and a decrease of the unstable growth rates. For finite values of  $To$ , a complete stabilization of the surface current can be reached. The typical radius of the first eddies generated by the coastal current is set by the linear stage of the baroclinic instability. However, secondary non-linear processes may lead to larger or smaller structures. We exhibit a new dynamical sequence leading to the formation of submesoscale cyclonic eddies over a steep shelf by splitting of mesoscale eddies. These cyclonic eddies trap and transport water masses and may play an important role in the cross-shelf exchanges.

### 7.2.1 Introduction

Coastal currents are important features of the regional circulation which control the cross-shelf transport. However, coastal current is a generic term which covers a wide variety of dynamical configurations. This study focuses on buoyant coastal currents. Such geostrophic currents are characterized by a light water mass flowing along the coast above a denser water mass and by an outcropping density front located at the offshore edge of the flow, as shown in Figure 7.1. Strait connections between distinct ocean sub-basins are the main sources of buoyant coastal currents. For instance, in the Mediterranean Sea, the light Atlantic Water entering through the Strait of Gibraltar forms the Algerian Current in the western Mediterranean (Millot, 1987; Obaton et al., 2000) and the Lybio-Egyptian Current in the eastern Mediterranean (Alhammoud et al., 2005; Hamad et al., 2005; Millot and Taupier-Letage, 2005). Other buoyant coastal currents in regional seas can be observed : the Norwegian Atlantic Current along the eastern coast of Greenland (Pickart et al., 2005) or the Bransfield Current along the southern coast of the South Shetlands Islands in the Bransfield Strait (Sangrà et al., 2011). Such currents generally flow over the coastal shelf and the bottom bathymetry has a significant impact on the current dynamics.

Coastal current instabilities may form meanders and lead to the formation of eddies. Due to complex interaction processes like air-sea interactions or bathymetric effects, a large range of unstable wavelengths is possible. Therefore various cyclonic or anticyclonic eddies differing in size and intensity with various thermohaline characteristics can be generated. These coherent structures can either flow along or across the current or be detached from the coast (Jouanno et al., 2008;

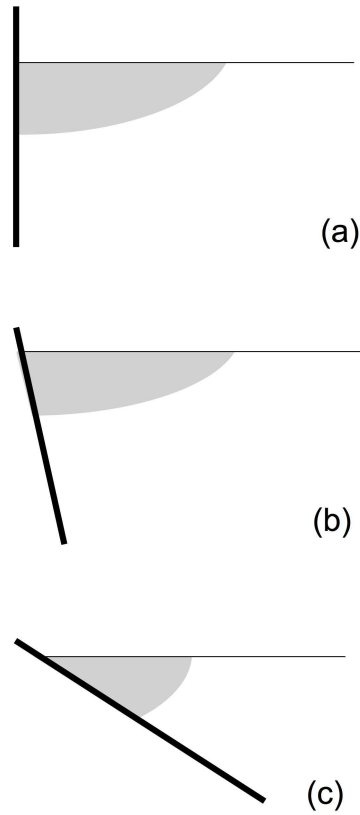


FIGURE 7.1 – Schematics of different buoyant coastal current configurations. The grey features the density of the light water vein. (a) Buoyant coastal current along a vertical wall. (b) Surface-trapped current over a steep shelf slope (c) Bottom-trapped current over a gentle shelf slope.

Carton and Chao, 1999). Hence, the coastal eddies play a significant role in the local mixing of biogeochemical properties and in the dispersion of pollutants and the redistribution of nutrient-rich coastal waters toward the oligotrophic open sea (Riandey et al., 2005). The numerical simulations of these eddies, in realistic configuration and without assimilation is a major challenge. Actually, it is very difficult to forecast, in a regional model, the right eddy at the right location according to the various processes involved, in particular the bathymetric effect.

At a first order of approximation, we can simplify the vertical stratification of a buoyant boundary current as a two-layer system including a light water flowing above a dense bottom water. Hence, the stability of buoyant coastal currents with a flat bottom (Fig. 7.1a) has often been studied using two-layer models. One of the first attempts to describe the baroclinic instability was made by Phillips (1954) using a simplified two-layer Quasi-Geostrophic model. The most unstable wavelength  $\lambda_B$  of this idealized baroclinic flow (constant velocity in each layer) corresponds roughly to  $\lambda_B \simeq 2\pi R_d$  with  $R_d = \sqrt{g^* h_1 h_2 / (h_1 + h_2)} / f$  the baroclinic deformation radius (Pedlosky, 1987; Vallis, 2006), where  $h_1$  and  $h_2$  are respectively the upper and the lower layer thicknesses,  $g^*$  the reduced gravity and  $f$  the Coriolis parameter. The baroclinic instability, due to a resonant interaction between two Rossby waves, is controlled for this case by the two-layer aspect ratio  $\delta = h_1 / (h_1 + h_2)$ . When the coastal current tends to be surface advected (i.e.  $\delta$  goes to low values), the values of the growth rates of baroclinic instabilities decrease and the most unstable wavelength increases. The two-layer Shallow-Water model (Boss et al., 1996; Sakai, 1989; Gula and Zeitlin, 2010b) was then used to take into account ageostrophic instabilities. Unlike the intermediate models, i.e. Quasi-

Geostrophic or Frontal-Geostrophic models (Swaters, 1993; Reszka and Swaters, 1999), the Shallow-Water model takes into account finite Rossby numbers and fast wave motions. Hence, several new branches of instability may appear due to the unstable resonance between a geostrophic Rossby mode and an ageostrophic Kelvin or Gravity wave. These ageostrophic instabilities generate unstable perturbations at smaller scales than the standard baroclinic instability does. The unstable wavelengths of a Rossby-Kelvin  $\lambda_{RK}$  or a Rossby-Poincaré  $\lambda_{RP}$  interaction are close to the deformation radius  $\lambda_{RK} \sim \lambda_{RP} \simeq R_d$  (Sakai, 1989; Gervasio, 1997; Gula and Zeitlin, 2010a,b), which is five to six times smaller than the standard baroclinic wavelength selection  $\lambda_B \simeq 2\pi R_d$ . However, these ageostrophic instabilities have large growth rates only for finite Rossby (or Froude) numbers (Sakai, 1989; Gula and Zeitlin, 2010b) and they are generally neglected for small Rossby number flows. The validity of Quasi-Geostrophic models to describe unstable modes of outcropping fronts having large isopycnal deviation was studied by Boss et al. (1996). Their linear stability analysis shows that the spatial structure of the frontal modes induced by the outcropping front differs from standard Rossby modes but does not change the characteristics of the low wavenumber instability. Both two-layer Quasi-Geostrophic and the Shallow-Water models predict the same growth rates for the unstable interactions of Rossby-Rossby or Rossby-Frontal modes. Hence, the standard baroclinic instability is expected to be the dominant instability of small Rossby number buoyant coastal current.

Attempts to classify the dynamical interaction of a buoyant coastal current with the shelf slope have been previously undertaken. A classification scheme, which segregates surface advected current over a steep shelf slope (Fig. 7.1b) from bottom-trapped current over a gentle shelf slope (Fig. 7.1c) was proposed by Yankovsky and Chapman (1997), Avicola and Huq (2002) and Lentz and Helfrich (2002). When the coastal current is bottom-trapped, most of the light water is in contact with the shelf slope and both its width and stability are controlled by the bottom Ekman layer dynamics. According to numerical studies (Chapman and Lentz, 1994; Yankovsky and Chapman, 1997) or laboratory experiments (Whitehead and Chapman, 1986; Lentz and Helfrich, 2002; Wolfe and Cenedese, 2006) the effects of bottom and lateral frictions and of the bottom Ekman circulation tend to widen and stabilize the bottom-trapped buoyant coastal current in comparison with the surface advected configuration.

The present paper focuses on the baroclinic instability of surface advected buoyant coastal current above a steep shelf slope. We emphasize that for steep shelf configurations the shelf effect cannot be neglected and has a significant impact on the linear stability of the surface-advected buoyant coastal current and on the non-linear formation of large meanders and eddies along the coast. Indeed, a bottom slope affects the growth rates and the wavelengths of the most unstable baroclinic modes (Blumsack and Gierasch, 1972; Mysak, 1977; Mechoso, 1980; Gervasio, 1997; Lozier and Reed, 2005; Isachsen, 2010). When the bottom slope is positive (i.e. same sense as the isopycnal tilt), the potential vorticity gradient may vanish in the bottom layer and suppress the baroclinic instability in agreement with the Charney-Stern theorem (Pedlosky, 1987). These theoretical results are supported by observations indicating that meanders do not grow upstream of the Cape Hatteras where the Gulf Stream flows over a steep continental slope. On the other hand, for buoyant coastal currents the bottom slope is negative (i.e. shelf slope and isopycnals tilt in the opposite sense). The impact of such negative slopes on the stability of coastal current is still under discussion. In the framework of Quasi-Geostrophic models, both two-layer model (Mysak, 1977) and the continuously stratified Eady model (Blumsack and Gierasch, 1972; Mechoso, 1980; Isachsen, 2010) show that a negative shelf slope reduces the unstable growth of baroclinic modes. These idealized studies demonstrate that the central parameter of the problem is the ratio of the bottom slope over the isopycnal slope. However, these Quasi-Geostrophic models are oversimplified and their predictions may not be valid for steep slope configurations, outcropping front and ageostrophic current. Hence, recent studies

generally used the hydrostatic primitive equations to model the unstable dynamics of coastal current over sloping bathymetry. In this context, the linear stability analysis of [Lozier and Reed \(2005\)](#) shows that a negative shelf slope may amplify the unstable growth. Other works, using primitive equations simulations, study the eddy tracer transport across sloping bottom ([Spall, 2004](#); [Isachsen, 2010](#)). According to these fully non-linear simulations, devoted to thermally-forced marginal sea, negative bottom slopes reduce the eddy diffusivity, in agreement with the stabilization predicted by the linear Eady theory ([Blumsack and Gierasch, 1972](#)). Conversely, in an idealized model of the Nordic Seas, [Spall \(2010\)](#) shows that an increase of the topographic slope may result in an increased eddy flux. Besides, in recent laboratory experiments ([Rivas et al., 2005](#); [Wolfe and Cenedese, 2006](#)), the steep slope configuration seems to amplify the meander formation compared to the gentle slope configuration. Nevertheless, for such laboratory experiments, the combined effects of the vertical dissipation and the shelf slope can hardly be distinguished. According to these various approaches several dynamical processes could be affected by the bottom slope variations. Thus, the impact of negative slopes on coastal fronts still lead to contradictory results in the literature.

To better understand how a steep shelf impacts on the stability of a buoyant coastal current we performed several numerical simulations using the NEMO ocean general circulation model ([Madec, 2008](#)) in an idealized two-layer configuration. The choice of this model is motivated by future modelling of the regional circulation in the Mediterranean Sea at a submesoscale ( $1/36^\circ$  and  $1/72^\circ$ ) resolution. In Section 2, we present the dynamical parameters governing this idealized configuration and the numerical parametrizations. In a first step (Section 3), we study the shelf slope effect on a highly dissipative case equivalent to small-scale laboratory experiments. We then focus on low dissipative cases to study the impact of the shelf slope only (Section 4). The baroclinic nature of the unstable coastal front is analyzed in Section 4.a. We then quantify the impact of steep slopes on the unstable surface current (growth rate and wavelength selection) and identify the relevant parameters describing the bathymetric influence in Section 4.b. The non-linear evolution of meanders and eddies formed along the shelf and their role on horizontal transport are discussed in Section 4.c. Conclusions are given in Section 5.

## 7.2.2 Idealized configuration

### Physical parameters for a circular two-layer configuration

As a first approximation of a buoyant coastal current, we used an idealized two-layer configuration in a circular basin (Fig. 7.2). This dynamical configuration results from standard rotating lock release experiments ([Griffiths and Linden, 1980, 1981](#); [Bouruet-Aubertot and Linden, 2002](#); [Stegner et al., 2004](#); [Rivas et al., 2005](#)) performed in a cylindrical tank. A fixed volume of light water of density  $\rho_1$ , which flows above a dense water of density  $\rho_2$ , is confined along the coast between the external cylinder of radius  $R_2$  and the density front, for which the surface outcropping is located at the radius  $R_1$  (Fig. 7.2a). Thus, this buoyant water mass is characterized by a width  $L = R_2 - R_1 \approx 5$  to  $6 R_d$  which is larger than the baroclinic deformation radius  $R_d$ . For a surface advected coastal current, the vertical aspect ratio of the flow  $\delta = h_1/(h_1 + h_2)$  is small. In the present study, this parameter remains at the fixed value  $\delta = 0.15$  and the baroclinic deformation radius is approximatively  $R_d \simeq \sqrt{g^* h_1}/f$ .

The Burger number :

$$Bu = \left(\frac{R_d}{L}\right)^2 = \frac{g^* h_1}{f^2 L^2},$$

quantifies the ratio between the kinetic energy and the potential energy for a flow in geostrophic balance. For a small Burger number (i.e.  $L$  larger than  $R_d$ ) the available potential energy is much

larger than the kinetic energy of the surface flow. In the present study, the Burger number is kept constant in all the experiments ( $Bu = 0.02$ ).

The width  $L$  of the light water mass, confined along the coast, may not coincide with the jet width ( $W$ ) induced by the isopycnal tilt. Actually, here the jet width is  $W \approx 2R_d$  (full width at half maximum in Fig. 3). The radial velocity profile satisfies the geostrophic balance in both layers and maximum velocity values are localized at the front (Fig. 7.2b). Both laboratory experiments (Bouruet-Aubertot and Linden, 2002; Stegner et al., 2004; Thivolle-Cazat et al., 2005) and in-situ measurements (Avicola and Huq, 2002; Obaton et al., 2000) show that the jet width ( $W$ ) scales with the baroclinic deformation radius  $R_d$ . Hence, we define the Rossby number as

$$Ro = \frac{U}{f R_d},$$

where  $U$  is the maximum horizontal velocity of the buoyant coastal current. In this case, the Rossby number corresponds to a Froude number  $F_d = U/\sqrt{g^*h_1}$ , which measures the ratio of the maximum current velocity  $U$  to the maximum phase speed of internal gravity waves  $C = \sqrt{g^*h_1}$ . Finite Froude numbers lead to hydraulic jump formation and significant wave breaking. In real oceanic configuration this parameter is generally small and we used in the following  $Ro = F_d \simeq 0.35$ .

The isopycnal tilt is quantified here by the maximum isopycnal slope  $\alpha$  of the surface front. We use positive values for an anticlockwise slope direction. We then define a topographic parameter,  $To$ , as the ratio of the shelf slope  $s$  to the isopycnal slope  $\alpha$  :

$$To = \frac{s}{\alpha}.$$

Positive values of  $To$  are obtained when both isopycnal ( $\alpha$ ) and shelf ( $s$ ) slopes have the same direction. These cases correspond to typical upwelling events along the coast or to westward boundary currents. On the other hand, buoyant coastal currents correspond to negative values of  $To$  when isopycnal and shelf slopes are in opposite directions (Fig. 7.2a). Unlike previous works (Lozier and Reed, 2005; Rivas et al., 2005; Wolfe and Cenedese, 2006), where only the shelf slope  $s$  was used to quantify the bathymetric effect, we used in this paper the topographic parameter (i.e. a relative slope parameter). This choice is motivated by the Charney-Stern criterion which indicates that stabilization occurs when the ratio of the isopycnal slope to the bottom slope becomes larger than unity (i.e.  $To \geq 1$ ) for a two-layer Phillips model with topography (Mysak, 1977). An identical topographic parameter has been introduced by Blumsack and Gierasch (1972), Mechoso (1980) and Isachsen (2010) for Eady-type models with slopping bottom. Unlike the two-layer Phillips model, the bottom slope only enters as a boundary condition in the Eady problem and does not introduce a PV gradient in the interior. This relative bottom slope parameter controls both the growth rate and the unstable wavelength selection of the baroclinic flow. Hence, the topographic parameter seems to play a crucial role on the coastal flow stability and, in what follows, we will mainly vary  $To$  while keeping constant the other parameters ( $\delta$ ,  $Bu$ ,  $Ro$ ). To keep constant the vertical aspect ratio  $\delta$  at the density front location ( $r = R_1$ ) when the shelf slope is changed, the total open water depth  $H$  is adjusted. Note that, when the bottom topography is not flat, the total open water depth  $H$  is bigger than the total water depth  $h_1 + h_2$  above the front at  $r = R_1$  (Figure 2a).

Two dimensionless numbers are used to characterize the diffusion of momentum : the Reynolds number  $Re$  on the horizontal and the Ekman number  $Ek$  on the vertical. They are defined by

$$Re = \frac{UR_d}{A_h},$$

with  $A_h$  the horizontal diffusivity coefficient and

$$Ek = \frac{A_v}{f h_1^2},$$

with  $A_v$  the vertical diffusivity coefficient. In the following, we will discuss different simulations characterized by high (low) Reynolds numbers corresponding to low (high) diffusion. For viscous laboratory experiments, the vertical ( $A_v$ ) and horizontal ( $A_h$ ) diffusivity coefficients are equal to the molecular viscosity  $A_v = A_h = \nu$ . However, for high Reynolds number simulations, the vertical and horizontal “turbulent diffusion” (i.e. the Austausch coefficients) can differ.

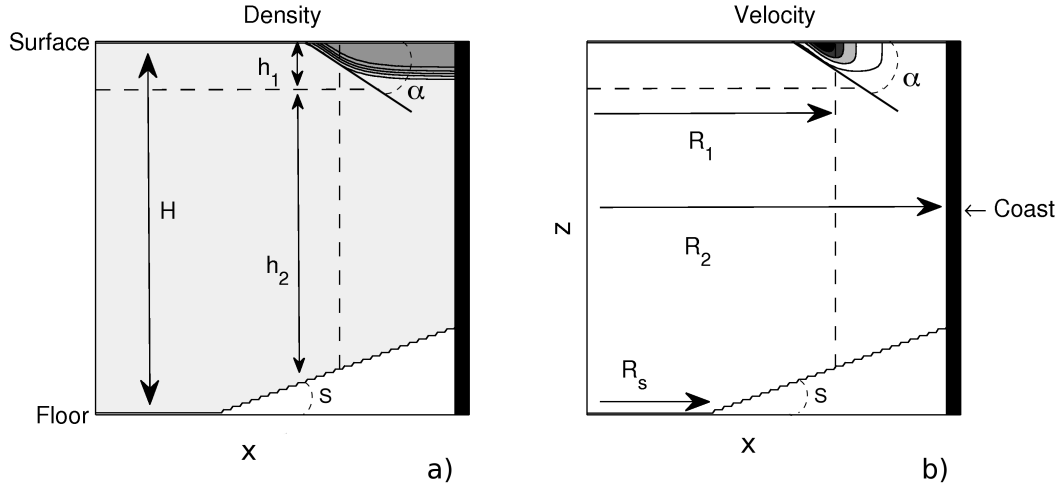


FIGURE 7.2 – Side view of half of the tank, from the center to the coast. Geometric parameters are superimposed on density (a) and velocity (b) fields. Density values range from  $\rho_1$  (dark) to  $\rho_2$  (light) and velocity amplitude from the maximum velocity  $V_0$  (black) to rest in the bottom layer (white). The coast and the front are located respectively at a radius  $R_2$  and  $R_1$  from the center. The light and dense waters have respectively a thickness  $h_1$  and  $h_2$  at the front location, whereas  $H$  is the total depth water in the middle of the tank. In the bottom layer, the topographic slope  $s$  starts at a fixed radius  $R_s$  from the center. In the upper layer,  $\alpha$  is the maximum isopycnal slope.

### Laboratory experiments

A few laboratory experiments, carried out with a small-scale setup ( $R_1 = 12.5\text{cm}$ ,  $R_2 = 20\text{cm}$ ,  $h_1 = 1.5\text{cm}$ ), initiate our work and motivate the full numerical study presented in this paper. The experimental setup is similar to standard rotating lock-release experiments (Griffiths and Linden, 1981; Bouruet-Aubertot and Linden, 2002; Rivas et al., 2005). A fixed volume of light water  $\rho_1$ , initially confined between a bottomless cylinder ( $r = R_1$ ) and the external boundary of a cylindrical tank ( $r = R_2$ ), is quickly released in a denser fluid  $\rho_2$ . In contrast with other studies (Thomas and Linden, 2007; Obaton et al., 2000; Lentz and Helfrich, 2002; Helfrich and Mullarney, 2005; Wolfe and Cenedese, 2006) the coastal current generated here by gravitational collapse has no starting or ending point, due to the azimuthal symmetry and therefore no boundary effect is present.

A two layer salt stratification allows to fix small values for the reduced gravity  $g^* = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2 \simeq 0.005g$ , and to control the rotation speed  $\Omega_0 = 8\text{ rpm}$  to adjust the baroclinic deformation radius to  $R_d = \sqrt{g^* h_1 / (2\Omega_0)} = 1.25\text{ cm}$ . In this experiment, the surface layer thickness  $h_1 \simeq 1.5\text{ cm}$  is of the same order of magnitude as the deformation radius  $R_d$  and the isopycnal slopes  $\alpha$  are therefore close to unity.

Standard Particle Image Velocimetry (PIV) was used to measure the horizontal velocity field. Small buoyant particles were put in the upper layer and illuminated by a horizontal laser sheet

of wavelength 670 nm, located a few mm below the upper free surface. The particle motion was recorded by a 768x576 pixel CCD camera rotating with the tank. This camera had a resolution of 15 pixels per cm. The particle velocities were then estimated using LAVISION PIV software with successive cross-correlation boxes (Teinturier, 2008) yielding a final  $63 \times 64$  or  $48 \times 49$  vector field. Hence, the horizontal velocity field was measured in the surface layer with a resolution of about 2 vectors per deformation radius.

Two laboratory experiments were performed, the experiment EXP0 with a flat bottom and the experiment EXP1 with a bathymetry. Their detailed parameters are given in Table 1.

TABLE 7.1 – Dimensionless parameters of the laboratory experiment presented

Experiment	$Ro$	$Re$	$Ek$	$Bu$	$\delta$	$s(\%)$	$\alpha(\%)$	$T_0$
EXP0	0.35	50	$3.10^{-6}$	0.0279	0.15	0	37	0
EXP1	0.35	50	$3.10^{-6}$	0.03	0.2	25	37	-0.68

### Initial state of the numerical experiments

We consider here an initial value problem. The dynamical evolution and the baroclinic stability of the buoyant coastal current strongly depend on the initial state of the experiment. In the laboratory experiments, after about one rotation period  $T = 2\pi/\Omega_0$ , the density front reaches a mean adjusted state (mean flow averaged over  $T$ ) in agreement with the geostrophic or gradient wind balance. The transient and three-dimensional instabilities that occur during the very first stage of the adjustment (typically the first rotation period) are an efficient mechanism of turbulent dissipation at small scales in the frontal region (Stegner et al., 2004; Stegner, 2007). It is then difficult to reproduce these small scales and 3D instabilities with a numerical model. Therefore, for the initial state of the numerical simulations, we defined a geostrophically balanced state using the laboratory measurements. To construct the initial three-dimensional velocity and density fields we used the mean velocity profile estimated from PIV measurements of the laboratory experiment EXP0 (Fig. 7.3). This mean velocity profile corresponds to the azimuthal velocity spatially averaged over the circular basin and to a temporal averaging over one rotation period to filter out inertial oscillations. We first fit this mean surface velocity profile with the following analytical function

$$V_0(r) = V_\theta(z = 0, r) = -R_d \Omega_0 \frac{\sinh(r/R_d)}{\cosh(R_1/R_d)} \left( 1 - \tanh\left(\frac{r - R_1}{\delta x}\right) \right). \quad (7.1)$$

This analytical function was constructed as a combination of the Rossby adjustment solution for a uniform potential vorticity front (Flierl, 1979), with a hyperbolic tangent regularization of the velocity discontinuity with the scale  $\delta x$ . The values of  $R_1 = 11R_d$  and  $\delta x = 1R_d$  were tuned to maximize the correlation. Due to the small vertical aspect ratio  $\delta = 0.15$ , we assume that the velocity of the deep part of the bottom layer is negligible and set its value to zero. Here again we use a hyperbolic tangent profile to mimic the continuous velocity shear from the thin upper layer to the deep lower layer at rest :

$$V_\theta(z, r) = V_0(r) \frac{1 - \tanh\left(\frac{z - Z_0(r)}{\delta z}\right)}{1 - \tanh\left(\frac{-Z_0(r)}{\delta z}\right)}, \quad (7.2)$$



with

$$Z_0(r) = \frac{f}{g^*} \int_0^r v(z=0, r') dr',$$

where  $Z_0$  and  $\delta z$  are the mean depth and thickness of this vertical shear layer. The value for the vertical gradient  $\delta z = 5\text{mm}$  was taken from the experimental measurements of vertical density gradient by [Stegner et al. \(2004\)](#) in a similar setup. The three-dimensional mean density field  $\rho(r, z)$  is then constructed from the above velocity  $V_\theta(r, z)$  according to the thermal wind balance :

$$\rho(z, r, \theta) = \rho_2 - \frac{\rho_0 f}{g} \int_{r'=0}^{r'=r} \partial_z V_\theta(z, r') dr'. \quad (7.3)$$

The static equilibrium (i.e.  $\partial_z \rho \leq 0$ ) of this mean density field was verified everywhere. To trigger out the unstable modes in the simulations, azimuthal periodic density perturbations are added on the basic state along the front, as in [Bouruet-Aubertot and Echevin \(2002\)](#). The modified radius of the density front is then  $R = R_1 + \epsilon \sum_i \cos(k_i \times \theta)$ . The wavenumber  $k_i$  spans the range 2 to 30 and  $\epsilon$  ranges between 0.5% and 20%. More details are given in Section 3. The initial velocity field  $v_\theta(r, \theta, z) = V_\theta(r, z) + \tilde{v}_\theta(r, \theta, z)$ , which is the sum of the mean velocity profile  $V_\theta(r, z)$  and the azimuthal variations  $\tilde{v}_\theta(r, \theta, z)$ , is then computed from the perturbed density field according to the gradient wind balance relation.

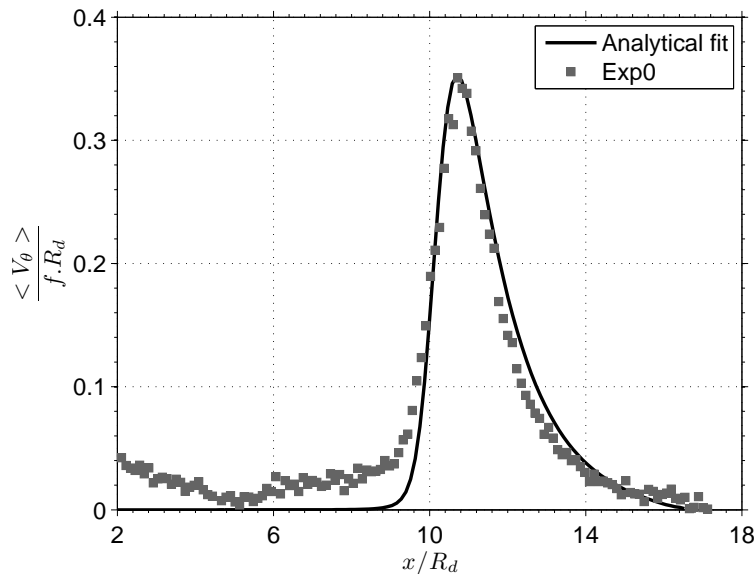


FIGURE 7.3 – Surface mean azimuthal velocity profile, scaled by  $fR_d$ , in EXP0 (gray squares). The analytical fit (solid line) is then used as initial condition in the numerical simulations of Table 2 and Table 3. The coast is located on the right side ( $x = 18R_d$ ) and the center on the left side ( $x = 0$ ).

### Numerical model

The numerical code is the ocean global circulation system NEMO in version 2 ([Madec, 2008](#)). It solves the rotating hydrostatic primitive equations within the Boussinesq approximation. The equations are discretized on a cartesian grid. In our idealized configuration, we used z-coordinate with vertical depth levels regularly spaced ( $\Delta z = h_1/15$ ). The vertical grid resolution  $\Delta z$  is small to accurately reproduce the thin vertical density gradient between the two layers. The cartesian grid

is regular and its horizontal resolution is equal to  $\Delta x = \Delta y = 1.25 \times 10^{-3} m$ , which is of the order of 1/10 of the deformation radius, allowing the realistic modelling of mesoscale structures. The grid has therefore  $323 \times 323 \times 100$  grid points in the flat bottom case. With a bottom shelf topography, the number of vertical levels increases with the total water depth  $H$  and may vary from 100 to 160. Due to the cartesian grid, the lateral boundary of the cylindrical domain is characterized by spatial irregularities at grid size. Nevertheless, these coastal irregularities are located several deformation radii away from the front and their impacts on the front dynamics are negligible.

We used a rigid lid boundary condition at the free surface to filter the fast barotropic gravity or Kelvin waves. On the lateral boundary and the flat bottom, a no slip condition is applied. During the run, a convective adjustment scheme is used to keep static stability (Madec et al., 1991). In the vertical, a harmonic Laplacian operator is used for the diffusion of momentum and salinity. In the horizontal, two types of parametrizations are applied for the diffusion. For the low Reynolds simulations in Section 3, an explicit Laplacian diffusion operator is used. The diffusivity coefficients (Austausch coefficients) are the same on both vertical and horizontal directions and correspond to the molecular viscosity. For the case of high Reynolds simulations in Section 4, a bi-Laplacian operator is used for the horizontal diffusion to filter out the small scale structures generated by the turbulent cascade or the computational noise.

Two sets of simulations were performed, the low Reynolds simulations RunLR (Table 2) and the high Reynolds simulations RunHR (Table 3). For the low Reynolds simulations, sensitivity experiments differ according to the value of the topographic parameter ( $To$ ) or the value of the added perturbations of the initial density front ( $\epsilon$ ). They are presented in Section 3 and their detailed parameters are summarized in Table 2. For the high Reynolds simulations, sensitive experiments differ according to the value of the topographic parameter ( $To$ ) or the value of the isopycnal slope ( $\alpha$ ). They are presented in Section 4 and their detailed parameters are summarized in Table 3.

TABLE 7.2 – List of low Reynolds simulations, with theirs parameters. Each numerical simulation is designated by RunLR (Low Reynolds) followed by  $s$  and the value of the slope in %. An additional letter is used to distinguish between different initial noise (in % of SKE)

Simulation	$Ro$	$Re$	$Ek$	$Bu$	$\delta$	$s$ (%)	$\alpha$	$T_0$	Initial Noise (%)
RunLR_s0a	0.35	50	$3.10^{-3}$	0.022	0.15	0	38	0	21
RunLR_s0b	0.35	50	$3.10^{-3}$	0.022	0.15	0	38	0	3
RunLR_s25	0.35	50	$3.10^{-3}$	0.022	0.15	25	38	-0.64	3

### 7.2.3 Baroclinic instability at low Reynolds number

The small scales of the experimental setup induce a low horizontal Reynolds number ( $Re = 50$ ) and a small Ekman number ( $Ek = 2.10^{-3}$ ). In this case, both the dissipation and the amplitude of the initial perturbations play an important role in the evolution of the buoyant coastal current. In a stable configuration, small non-axisymmetric perturbations decay and the coastal current remains almost circular. However, for low Reynolds numbers, the circular velocity profile also evolves in time due to the viscous dissipation and the kinetic energy decays. For an unstable current, the averaged circular velocity first decays due to the dissipation while small non-axisymmetric perturbations are slightly growing. During this first stage the circular symmetry is preserved and the maximum surface velocity can decay significantly (Figure 7.4). However, after a given time the unstable perturbations reach a finite amplitude and the buoyant coastal current is fully destabilized (Figure 7.6), large meanders appear and coherent eddies are formed. The time needed to reach this full destabilization depends both on the initial amplitude of the perturbations and their unstable growth rates. Hence, to

TABLE 7.3 – List of high Reynolds simulations, with their parameter. Each numerical simulation is designated by RunHR (High Reynolds) followed by  $s$  and the value of the slope in %. An additional letter is used to distinguish between different  $\alpha$

Simulation	$Ro$	$Ek$	$Bu$	$\delta$	$s(\%)$	$\alpha(\%)$	$T_0$
RunHR_s00a	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	0	38	0
RunHR_s00b	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	0	19	0
RunHR_s10	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	10	38	-0.26
RunHR_s20a	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	20	38	-0.52
RunHR_s20b	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	10	19	-0.52
RunHR_s20c	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	5	9.5	-0.52
RunHR_s30	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	30	38	-0.79
RunHR_s50a	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	50	38	-1.31
RunHR_s50b	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	25	19	-1.31
RunHR_s50c	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	12.5	9.5	-1.31
RunHR_s70	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	70	38	-1.83
RunHR_s80	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	80	38	-2.11
RunHR_s100	0.3	$3.10^{-6}$	0.022	0.15	100	38	-2.63

perform relevant comparisons between laboratory experiments and numerical simulations, we need to start the simulations with the same initial conditions, (i.e. same mean flow and same amount of initial noise). If the laboratory experiment is always noisy, we need to add initially some radial perturbations in the simulations to trigger the instability.

The matching of the initial conditions and the dissipation rate are thus discussed in Section 3.a according to the evolution of integral quantities such as the mean azimuthal velocity and the surface kinetic energy. The stage of the fully non-linear destabilization is then quantified and analysed in Section 3.b for the laboratory experiments and in Section 3.c for the numerical simulations. The stability analysis is finally performed in Section 3.d.

### Viscous dissipation and initial noise amplitude

The evolution of the mean azimuthal velocity  $V_\theta(r, t)$ , spatially averaged along the azimuth in the whole basin, is given in Figure 7.4 for a flat bottom configuration, for both the laboratory experiment EXP0 and the numerical simulation RunLR\_s0a. The viscous dissipation controls the first stage of evolution ( $t < 5 - 10T$ ) and the surface velocity decays significantly while the width of the mean current increases. In a second stage ( $10T \leq t < 20T$ ) a more drastic change occurs due to the unstable growth of finite amplitude perturbations leading to an effective diffusion of the averaged azimuthal velocity profile. In EXP0, the center of the mean azimuthal current shifts towards the center of the basin (Fig. 7.4) whereas it stays around its initial location in RunLR\_s0a. The growth of the perturbations occurs earlier in EXP0 than in RunLR\_s0a and may lead to these different behaviors. Both the viscous dissipation and the growth of unstable perturbations control the evolution of the mean flow and we can hardly extract the viscous dissipative time-scale from the decay of the mean azimuthal velocity.

The viscous decay or the baroclinic growth of unstable perturbations strongly impact the kinetic energy. We use here the surface kinetic energy which corresponds to the kinetic energy of the horizontal velocities, measured by PIV in the laboratory or computed in the numerical simulations, at the surface level. The evolutions of the surface kinetic energy (SKE hereafter) are plotted in Figure 7.5 for a weak noise amplitude (3% of the SKE) in RunLR\_s0b or a moderate noise amplitude

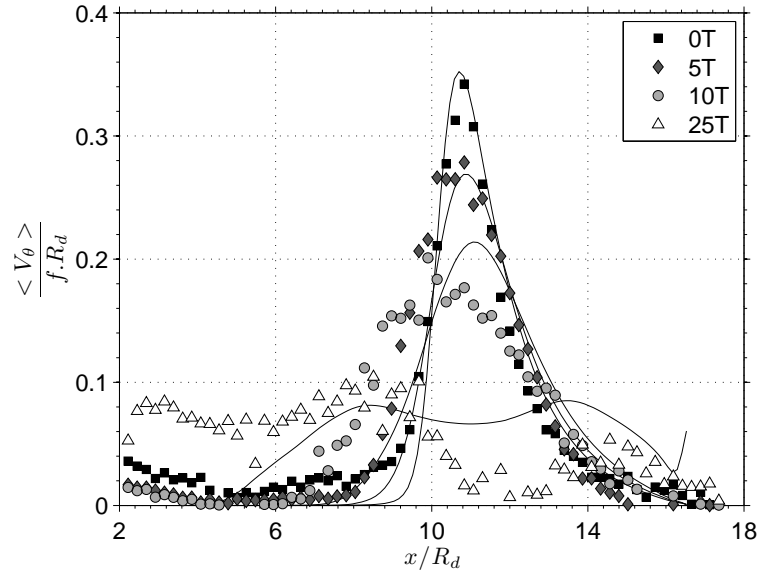


FIGURE 7.4 – Surface mean azimuthal velocity profile scaled by  $fR_d$  at 0, 5, 10 and 25 revolution period  $T$  in EXP0 (respectively square, diamond, circle and triangle markers) and in RunLR\_s0a (solid lines with maximum velocity decreasing with time). The coast is located on the right side ( $x = 18R_d$ ) and the center on the left side ( $x = 0$ ).

(21% of the SKE) in RunLR\_s0a. For the numerical simulations, the SKE first decays due to viscous dissipation. In a second stage, the baroclinic instability induces an energy transfer from potential to kinetic energy and the SKE grows until the non-linear saturation of the instability is reached. We clearly see in Figure 7.5 that the time needed to form large scale meanders or eddies (i.e. non-linear saturation of the instability) depends on the amplitude of the initial noise. To simulate an early SKE growth as in EXP0, it was necessary to add a significant amount of initial noise (21% of the SKE) in the run RunLR\_s0a. For instance, if the initial amplitude of the non-axisymmetric perturbation is too weak as in RunLR\_s0b, the maximum SKE is reached at  $t_{SKE} \simeq 40T$ , 15 rotation periods later than in RunLR\_s0a ( $t_{SKE} \simeq 25T$ ) and 20 rotation periods later than in EXP0 ( $t_{SKE} \simeq 18T$ ). However, a perfect match of the SKE growth between numerical simulations and the laboratory experiment can hardly be achieved. This is probably due to the ageostrophic and three dimensional nature of the perturbations (Stegner et al., 2004) induced by the geostrophic adjustment of the lock release experiment. Hence, we can hardly quantify the viscous decay in the early stage of the laboratory experiment when the amplitude of initial perturbations is large.

The viscous dissipation can be estimated according to the initial SKE decay only for a low noise level such as in RunLR\_s0b. We fit the decrease of the surface kinetic energy of RunLR\_s0b with e-folding decay rate and we obtain a dissipative time scale  $\tau_v \simeq 14T$  while the rotation period is  $T = 4\pi/f = 15s$ . We can also quantify a viscous dissipation for a later stage, once the non-linear saturation of the instability is achieved and eddies are fully formed in the basin. In the final stage, the SKE decay of large scale eddies should be mainly controlled by the viscous dissipation. We use the e-folding decay rate of the surface kinetic energy of RunLR\_s0b and EXP0 when  $t > 30T$  to estimate a final dissipative time scale. A good agreement is found between the experiment ( $\tau_v = 9.6T$  for EXP0) and the numerical simulation ( $\tau_v = 9.4T$  for RunLR\_s0a). Hence, we conclude that the viscous dissipation of this two-layer rotating flow is accurately reproduced by the hydrostatic NEMO model if an explicit laplacian dissipation operator is used. One can notice that the dissipative time scale  $\tau$  is not modified when a bottom shelf slope is present in the lower layer. In low Reynolds

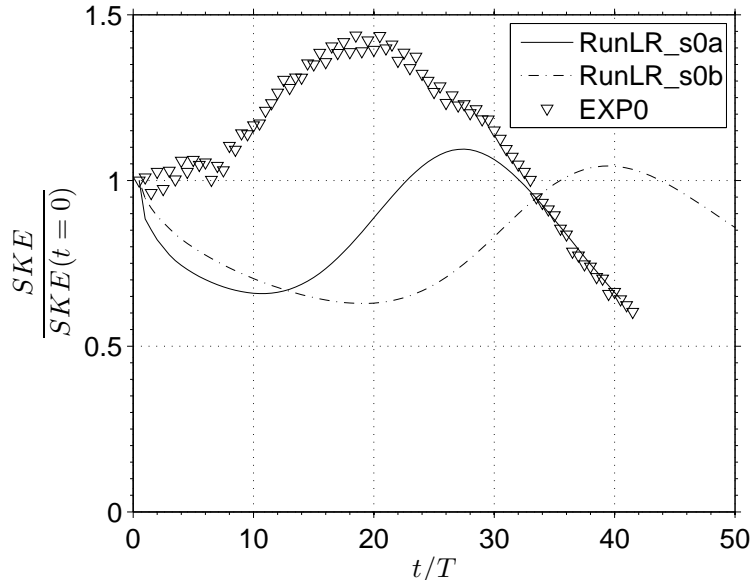


FIGURE 7.5 – Temporal evolutions of the Surface Kinetic Energy (SKE) scaled by the initial SKE value at  $t = 0$  in RunLR\_s0a (solid line) and RunLR\_s0b (dashed-dotted line) and in EXP0 (triangle). The initial noise in RunLR\_s0b is 3% of SKE and 21% of SKE in RunLR\_s0a (cf Table 2).

( $Re = 50$ ) laboratory experiments, the molecular viscosity induces a strong dissipation of the kinetic energy on a typical time scale  $\tau_v \simeq 9 - 14T$  which is much smaller than the non-rotating viscous time-scale  $\tau_\nu = h_1^2/\nu \simeq 200T$  and slightly larger than the Ekman time  $\tau_E = h_1^2/\sqrt{\nu f} \simeq 2T$ .

### Laboratory results

Typical unstable evolutions of buoyant coastal currents, generated by a lock release setup, are shown in Figure 7.6. In the flat bottom case, finite amplitude perturbations destabilize the initial circular current after 10-15 rotation periods (Fig. 7.6b). The radial perturbation exhibits an azimuthal wavenumber  $n = 9$  corresponding to an unstable wavelength  $\lambda = 2\pi R_1/n \simeq 8.7\text{cm} \simeq 7R_d$ . At the final stage, these unstable meanders lead to the formation of large-scale eddies which invade the whole basin (Fig. 7.6c). The relative vorticity  $\xi/f$  remains moderate ( $-0.5 < \xi/f < 0.5$ ), even if some amplification occurs during the non-linear stage of the instability (Fig. 7.6b,c) due to frontal stretching of the meanders.

When a moderate bottom slope bathymetry is added, while keeping the vertical aspect ratio  $\delta = 0.15$  constant, a strong stabilization of the surface currents occurs. Right panels in Figure 7.6 show the dynamical evolution of the surface velocity and vorticity fields in EXP1 with a bottom shelf slope  $s = 0.25$  corresponding to a topographic parameter  $To = -0.68$ . In this weakly unstable configuration, the buoyant coastal current exhibits some meanders but coherent vortices are not generated. The dissipation overcomes the unstable growth of radial perturbations and the surface circulation remains almost circular. Both the maximum velocity and vorticity values decay while the current width increases with time (Fig. 7.6e,f).

### NEMO model simulations

The evolution of the horizontal surface velocity and vorticity fields, from simulations, are shown in Figure 7.7 for direct comparisons with EXP0 (Fig. 7.6). In the flat bottom case, finite amplitude

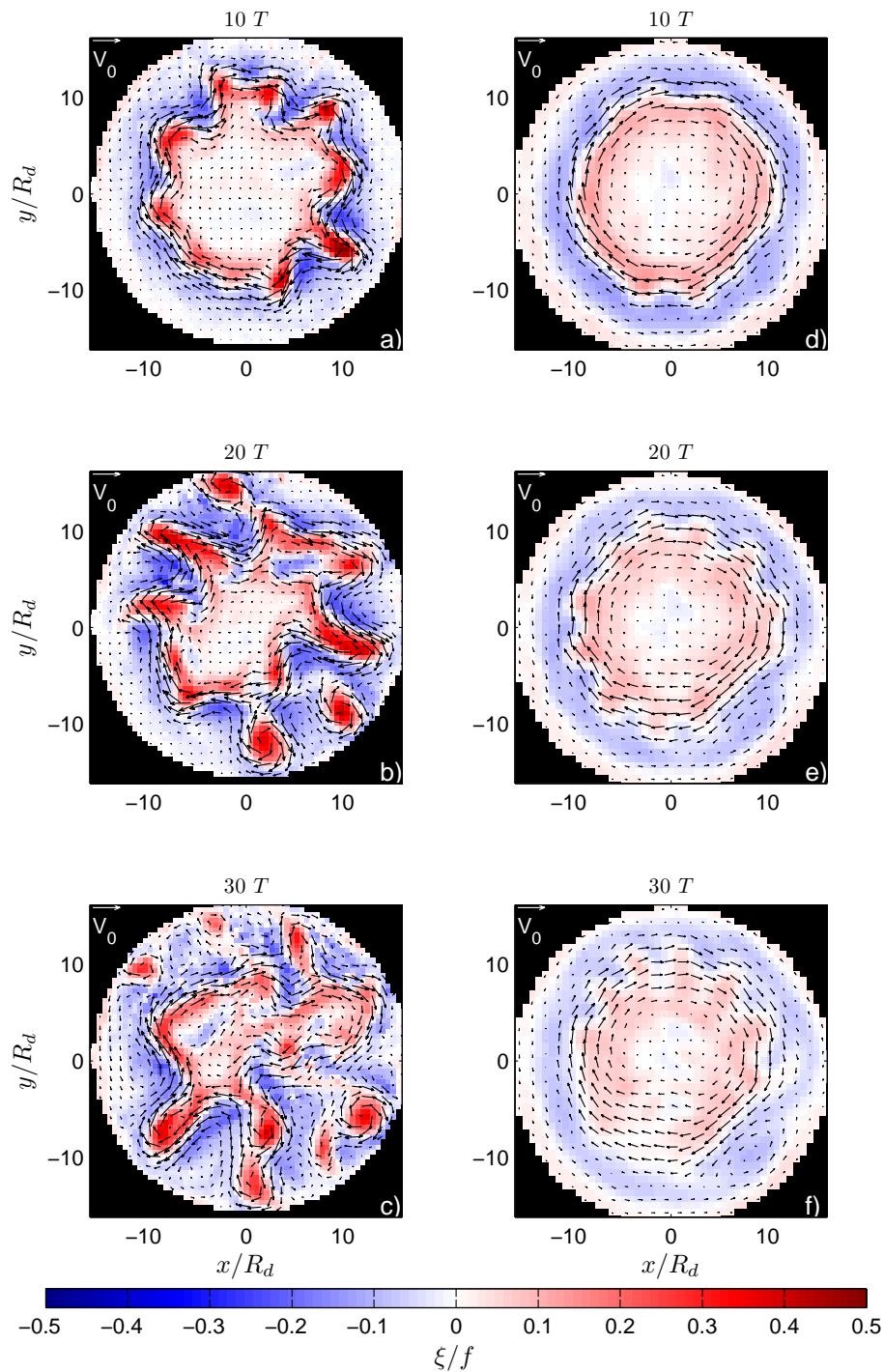


FIGURE 7.6 – Surface velocity vectors superimposed on the relative vorticity field in the upper layer,  $\xi/f$ , (in colors) after several rotation periods ( $10T, 20T, 30T$ ). Respectively (a,b,c) in EXP0 with flat bottom and respectively (d,e,f) in EXP1 with a topographic slope  $s = 25\%$  (d,e,f). Anticyclonic patterns are colored in blue while cyclonic ones are in red. One vector over 4 is depicted.

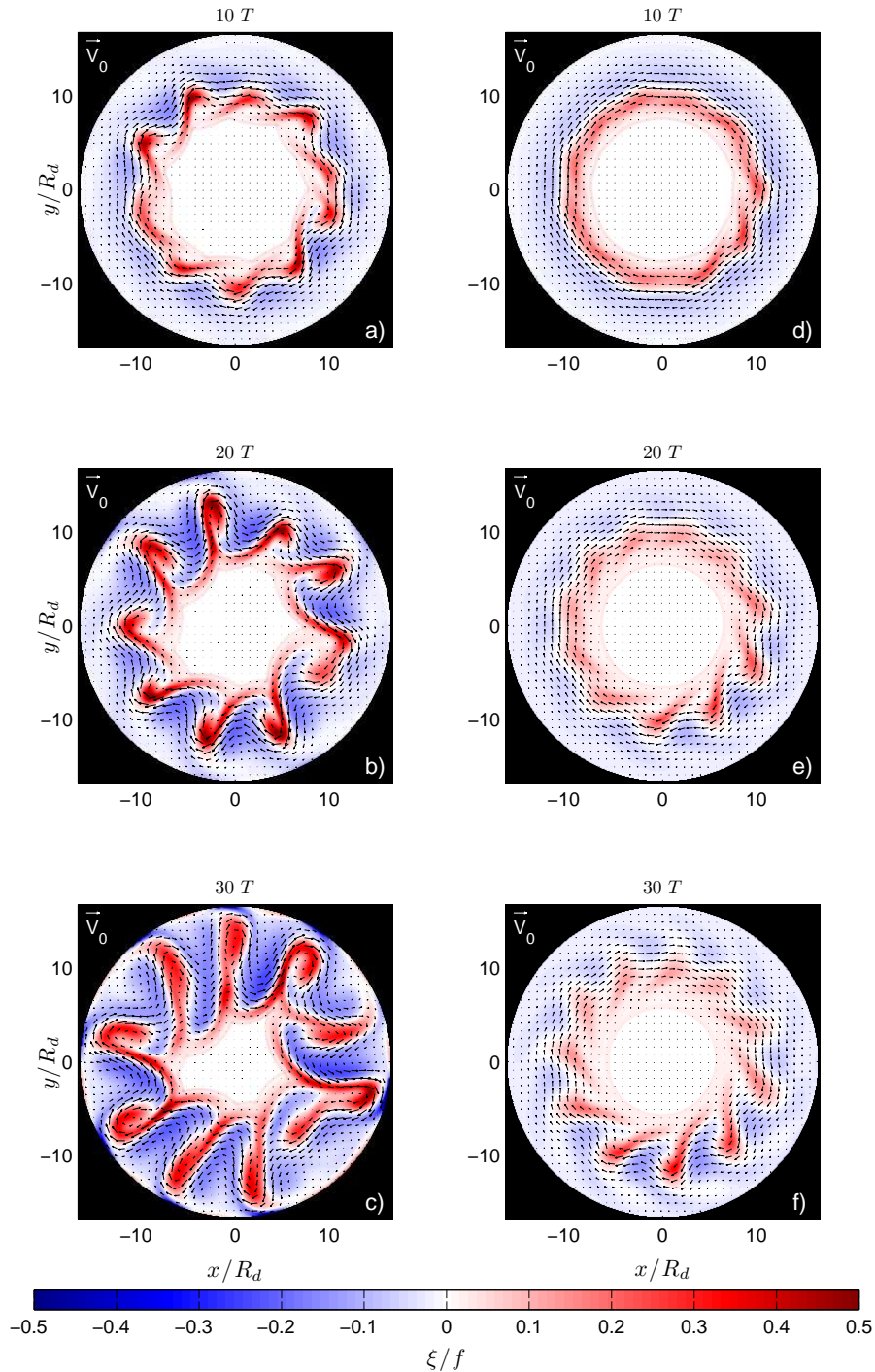


FIGURE 7.7 – Surface velocity vectors superimposed on the relative vorticity field in the upper layer,  $\xi/f$ , (in colors) after several rotation periods ( $10T, 20T, 30T$ ). Respectively (a,b,c) in RunLR\_s0d with flat bottom and respectively (d,e,f) in RunLR\_s25b with a topographic parameter  $\bar{T}o = -0.64$ . Anticyclonic patterns are colored in blue while cyclonic ones are in red. 1 vector over 8 is depicted.

perturbations destabilize the initial circular current after 10 rotation periods (Fig. 7.7a). The radial perturbation exhibits an azimuthal wavenumber  $n = 9-10$  corresponding to an unstable wavelength  $\lambda = 2\pi R_1/n \simeq 7.8 - 8.7\text{cm} \simeq 6 - 7R_d$ . Then, the unstable meanders lead to the formation of large-scale eddies which invade the whole basin (Fig. 7.7c). This numerical simulation RunLR\_s0a is in correct agreement with the laboratory experiment EXP0. As is shown in Figure 7.5 the numerical modeling is very sensitive to the initial noise perturbation. For a smaller noise amplitude, as in RunLR\_s0b, the eddy formation (i.e. non-linear saturation) occurs much later after 20-30 rotation periods. Hence, a fine tuning of the initial perturbation is needed to obtain a qualitative agreement between the simulations and the laboratory experiments. Indeed, if we run a numerical simulation with a bottom slope  $s = 0.25$  identical to the experiment EXP1, we should reduce the initial noise amplitude to 3% to obtain a qualitative agreement with the laboratory experiment. The right panels of the Figure 7.7 correspond to the simulation RunLR\_s25 with the same topographic parameter as EXP1. As in the laboratory experiment, the surface flow is weakly unstable and an azimuthal wavenumber  $n = 10$  is visible on the vorticity field (Figure 7.7e). The meander amplitude is reduced and coherent vortices do not emerge. This is probably the signature of a reduced growth rate induced by the shelf slope. Indeed, if the growth rates and/or the initial noise amplitudes are too small, the dissipation overcomes the growth of radial perturbations and prevents the formation of coherent eddies.

### Stability analysis from the NEMO model

Unlike the laboratory experiment, the linear stage of the simulations can provide a first estimate of the unstable growth rate. The coarse resolution ( $64 \times 64$  grid points) and the weak sensitivity of the PIV prevent an accurate measurement of small amplitude perturbations in the experiments. However, the model resolution ( $323 \times 323$ ) allows a spectral decomposition of the azimuthal modes and if the initial noise amplitude is weak enough the linear growth of the unstable perturbation can be quantified. Hence, in the following we look at numerical runs with small initial noise (amplitude less than 5%). During the linear stage, the radial velocity is interpolated, each inertial period  $T_f = T/2$ , along a circle of radius  $R_1$  located at the maximum velocity of the coastal current. A fast Fourier transform is then performed on this signal to calculate the energy of each azimuthal mode. The temporal evolution of the amplitude of each mode is fitted with an exponential law to estimate the corresponding growth rate  $\sigma$ . The dimensionless unstable dispersion relations are plotted in Figure 7.8 for three runs RunLR\_s0b, RunLR\_s25 and RunHR\_s00 differing by their Reynolds number or topographic parameter. The linear growth rates are rescaled by the initial azimuthal velocity  $U$  and the deformation radius  $R_d$ , while the wavenumber  $k$  is rescaled by  $R_d$ . For the flat bottom case (RunLR\_s0b), we find a maximum growth rate of the unstable perturbations for  $kR_d \simeq 0.8$  in good agreement with the simplified Phillips model of baroclinic instability which predicts the maximum growth for  $kR_d = 0.65$  when  $\delta = 0.15$  (Appendix A). The wavelength selection of the unstable mode seems to be correctly approximated by standard baroclinic instability, nevertheless the growth rates are strongly overestimated. Indeed, the Phillips model predicts a maximum value around  $\sigma_{max}R_d/U = 0.15$  while the perturbations in the simulations exhibit a much smaller growth rate  $\sigma_{max}R_d/U \simeq 0.03$ . When a bottom shelf is added with a slope  $s = 0.25$  (RunLR\_s25a) a shift in the wavelength selection occurs and the growth rates are reduced. The maximum growth rate  $\sigma_{max}R_d/U \simeq 0.017$  corresponds here to an e-folding time  $\tau \simeq 13T$  which is very close to the viscous decay e-folding time  $\tau_v = 9 - 14T$  estimated above. Hence, the viscous dissipation strongly reduces the growth of unstable perturbation especially when the bottom shelf slope tends to stabilize the buoyant coastal current. nviscid configuration.



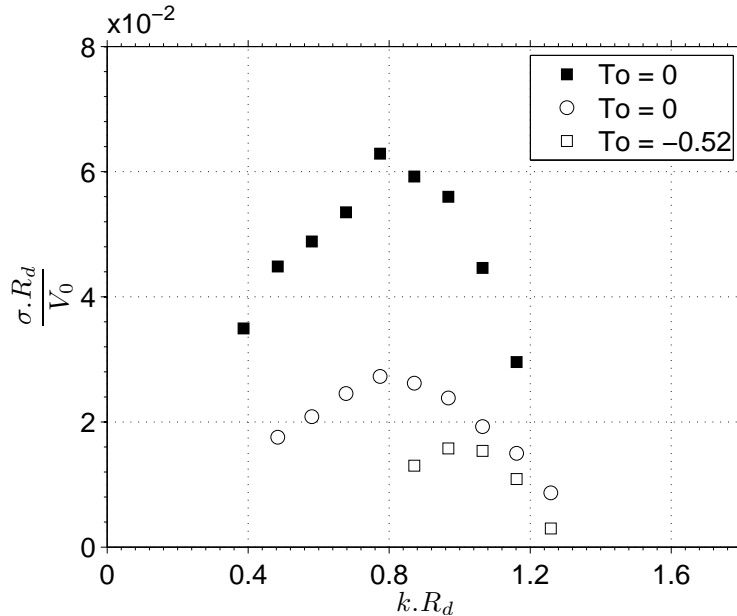


FIGURE 7.8 – Dispersion relation computed for RunLR\_s0a with a flat bottom (white circle), RunLR\_s25 with  $T_o = -0.64$  (white square) and for RunHR\_s00a with flat bottom (black square). The unstable growth rate  $\sigma$  and the wavenumber  $k$  are scaled using the deformation radius  $R_d$  and the maximum azimuthal initial velocity  $V_0$  of each simulation.

#### 7.2.4 Baroclinic instability at high Reynolds number

In the ocean, unlike laboratory experiments, the molecular viscosity is neglected and the momentum diffusion is mainly controlled by small-scale turbulent advection. To reproduce the high Reynolds dynamics of real coastal flows and allow the comparison with the inviscid quasi-geostrophic theory, we performed several numerical runs (Table 3) using a bi-Laplacien operator for horizontal motions and a standard diffusion on vertical motion corresponding to low Ekman numbers ( $E_k = 3.10^{-6}$ ). In the case of low dissipation such as in RunHR\_S00a, the unstable growth rate is increased compared to low Reynolds simulations (Fig. 7.8). In section 4.1, we analyse the geostrophic nature of the instability in high Reynolds simulations. Then in section 4.2, we quantify the impact of the bathymetry on the linear stage development. Finally Section 4.3 describes the non-linear saturation regime and the eddy formation.

#### The geostrophic nature of the instability

Both geostrophic or ageostrophic instabilities may destabilize a buoyant coastal current. According to the large vorticity values ( $-0.5 \leq \xi/f \leq 0.5$ ) of the initial outcropping current (Figs. 7.6, 7.7 and 7.15) one may suspect some unstable coupling between the geostrophic Rossby modes and the ageostrophic Kelvin or Poincaré wave modes (Sakai, 1989; Gervasio, 1997; Gula and Zeitlin, 2010a,b). Hence, in what follows, we try to characterize the dynamical nature of the buoyant coastal current instability, for the flat bottom and for the steep shelf slope configurations.

According to the Charney-Stern criterion, opposite potential vorticity (PV, hereafter) gradients in the upper and lower layers are necessary to allow an unstable coupling between Rossby modes (geostrophic baroclinic instability). The PV profiles,  $Q_i$ , of the initial axisymmetric current in the top ( $i = t$ ) and the bottom ( $i = b$ ) layers are shown in Figure 7.9. Even if the simulations are performed with a continuously stratified model, we choose here the shallow-water formulation  $Q^i = (\xi_i + f)/h_i$

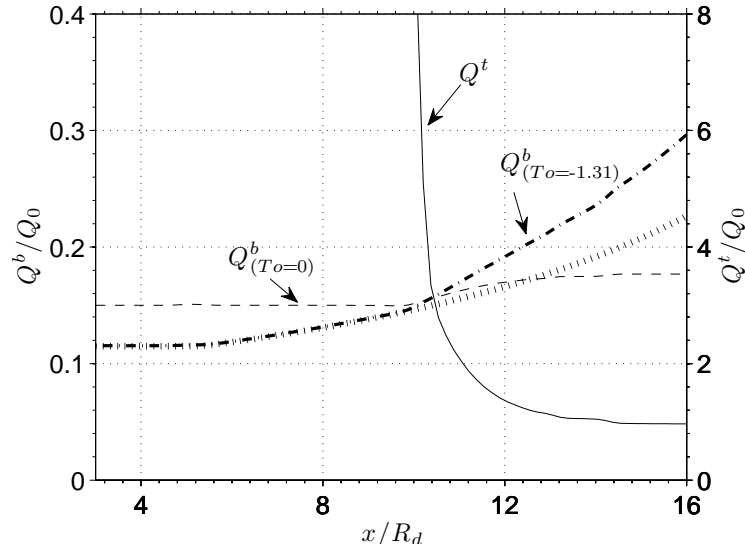


FIGURE 7.9 – Potential vorticity ( $Q = \frac{\xi+f}{h_i}$ ) in the top layer ( $Q^t$ , solid line and right axis) and the bottom layer ( $Q^b$ , dashed line and left axis). The PV is scaled by the value of  $Q$  in the upper layer at the beginning ( $Q_0 = \frac{f}{h_1}$ ) of the simulation. In the bottom layer, the PV is depicted for the simulations RunHR\_s00a (flat bottom,  $To = 0$ ) and RunHR\_s50a ( $To = -1.31$  and  $s = 50\%$ ). For comparison, the PV in the bottom layer without current above ( $Q = f/H$ ) is depicted for RunHR\_s50a (pointed line) and shows the PV gradient due only to the bottom topography. At the out-cropping, the PV in the top layer goes to infinity.

for the PV due to the specific two-layer stratification we used (equations (2) and (3)). Indeed, the sharp density gradient between the surface and the bottom water induces a virtual interface between the upper and the lower layers and allows a clear definition of their respective thicknesses  $h_i$ . We first note that the PV is monotonic in each layer and therefore the flow is expected to be stable in case of barotropic shear perturbations. However, for all the simulated cases, the horizontal PV gradient, between the coast and the open sea, is positive in the upper layer and negative in the lower layer. Indeed, the surface PV increases from an almost constant value  $Q^t \simeq Q_0 = f/h_1$  near the coast where  $h_t(x) \simeq h_1$  and diverges close to the outcropping front where  $h_t(x) \rightarrow 0$  while in the bottom layer the PV decreases from the coast  $Q^b \simeq f/h_2$  to the open sea  $Q^b \simeq f/H$  due to the increase of the bottom layer depth  $H \geq h_1 + h_2$ . The steep shelf slope may strongly amplify the PV gradient in the bottom layer but does not change its sign and the surface current remains potentially unstable according to the Charney-Stern criterion.

The baroclinic instability is characterized by the ability of the flow to convert the available potential energy (APE hereafter) into kinetic energy. Due to the large width  $L = 5$  to  $6R_d$  of the buoyant water (i.e. small Burger number) the initial coastal flow configuration corresponds to a large amount of APE. According to Figure 7.11, the release of the initial APE induces an increase of the total kinetic energy (KE hereafter) and corresponds to the amplification of the unstable perturbations. Indeed, for the flat bottom simulation (RunHR\_s00a) the KE increases at  $t = 20/30T$  coincides with the current meanders and eddy formation (Figure 7.15a). Hence, the APE provides the energy for the growth of unstable modes within the coastal current, as is the case for the standard baroclinic instability.

The wavelength selection generally differs between geostrophic and ageostrophic instabilities, therefore, the analysis of the most unstable wavenumber gives information about the instability. According to the dispersion relation in Figure 7.8, for both the high and the low Reynolds regimes,

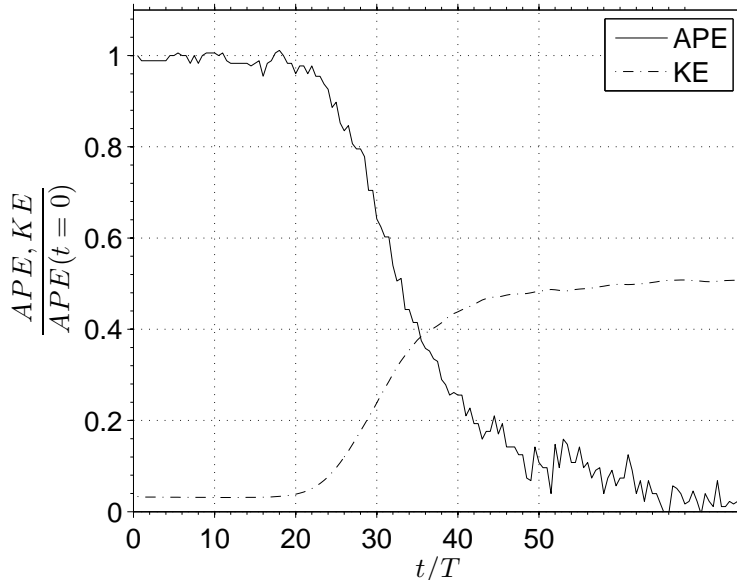


FIGURE 7.10 – Temporal evolution of the total Available Potential Energy (APE) and total Kinetic Energy (KE) for RunHR\_s00a with flat bottom. APE and KE are scaled by the maximum APE.

the highest growth rate occurs for  $kR_d \simeq 0.8$  (i.e.  $\lambda = 2\pi R_d/0.8 \simeq 7.8R_d$ ). This value is close to the prediction of the standard Phillips model describing the unstable coupling between two Rossby modes. This unstable wavelength, for the flat bottom case, is much larger than the wavelength predicted by the ageostrophic coupling between a Rossby and a Kelvin wave ( $\lambda \simeq R_d$ ) for instance. Hence, the typical sizes of the unstable meanders do not correspond here to the wavelength selection induced by ageostrophic instabilities.

We then perform a careful analysis of the spatial structure of the most unstable mode in both layers. We first decompose each component  $a(r, \theta, z)$  of the flow ( $a$  stands for the velocity  $v$  or the density  $\rho$ ) into a mean axisymmetric part  $\bar{a}(r, z) = 1/2\pi \int_0^{2\pi} a(r, \theta, z) d\theta$  and an azimuthal perturbation  $\tilde{a}(r, \theta, z) = a(r, \theta, z) - \bar{a}(r, z)$ . In the linear stage of the instability, when the non-linear coupling between modes can be neglected, the perturbations associated with each azimuthal wavenumber correspond to the unstable eigenmodes. From the perturbed velocities ( $\tilde{v}(r, \theta, z)$ ), we compute the vorticity of the velocity perturbations ( $\nabla \wedge \tilde{v}$ ). During the linear stage of the instability the vorticity perturbations  $\tilde{\xi}(r, \theta, z)$  (with  $a$  standing for  $\xi$  in the definition above) is equal at a first order of approximation to the vorticity of the velocity perturbations ( $\tilde{\xi}(r, \theta, z) = \nabla \wedge \tilde{v}$ ). The perturbation vorticity fields  $\tilde{\xi}(r, \theta, z)$  computed at a very initial stage ( $t = 10T$ ) is shown in Figure 7.12 for a flat bottom and for a steep shelf slope configuration. Figure 7.12a shows the azimuthal perturbation associated with the eigennumber  $n = 9$  (the most unstable mode) for the flat bottom case. For both the upper and the lower layers, the unstable perturbations are localized in the region of strong PV gradient, which corresponds here to the core of the coastal current. There is no signature of unstable perturbations close to the coast such as Kelvin wave modes. Besides, the perturbed velocity and density fields satisfy the thermal wind balance. Hence, these azimuthal perturbations are geostrophically balanced in both layers. Figure 7.12b shows the azimuthal perturbation associated with the eigennumber  $n = 12$  for a steep shelf slope configuration  $s = 50\%$  and  $To = -1.3$ . In this case, the unstable perturbations in the bottom layer extent on a wider area along the shelf slope. This spatial structure is similar to a topographic Rossby wave pattern. Here again, the azimuthal perturbations are geostrophically balanced in both layers.

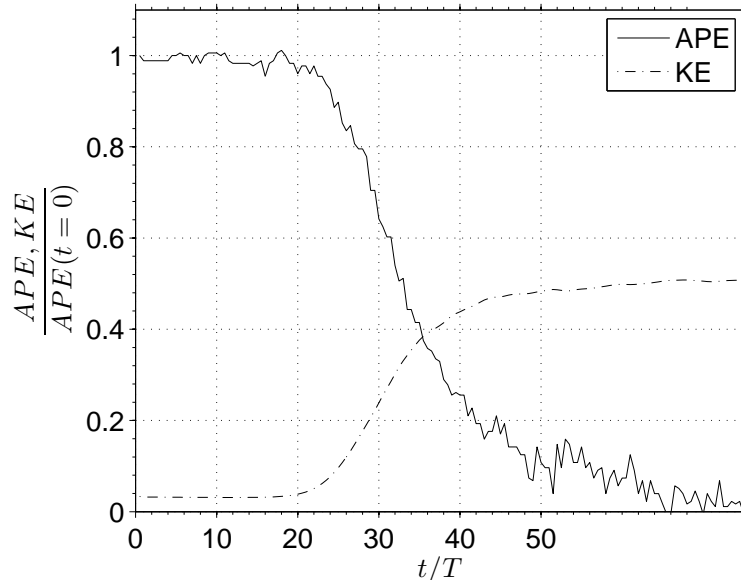


FIGURE 7.11 – Temporal evolution of the total Available Potential Energy (APE) and total Kinetic Energy (KE) for RunHR\_s00a with flat bottom. APE and KE are scaled by the maximum APE.

Hence, according to the energy budget, the wavelength selection and the spatial structure of the unstable modes, we can conclude that this coastal current instability corresponds to a standard baroclinic instability, i.e. to the coupling of geostrophic Rossby modes between the surface and the deep lower layers.

### Topographic impact on the linear unstable growth

To quantify the impact of the bathymetry, we use the topographic parameter  $To = s/\alpha$ , where  $s$  is the shelf slope and  $\alpha$  the isopycnal slope of the buoyant coastal current. For such a current, shelf and isopycnal slopes are in opposite directions and the parameter  $To$  is therefore negative. In the following, we vary  $To$  while keeping the other parameters ( $\delta$ ,  $Bu$ ,  $Ro$ ,  $E_k$ ) constant. The impacts of the relative shelf slope on the most unstable growth rate ( $\sigma_m$ ) and the corresponding wavenumber ( $k_m$ ) are shown in Figures 7.13 and 7.14. The maximum growth rate decays when  $To$  becomes negative and below a critical value  $To_c \simeq -2.7$  the coastal current is stable. Hence, a clear stabilization of the baroclinic instability occurs when the relative shelf slope increases. This stabilization is due to the strong increase in phase speed of the bottom Rossby mode. Indeed, the shelf slope induces a topographic Rossby mode in the lower layer (Figure 7.12b). When the phase speed in the lower layer is too large the unstable coupling between the upper and the lower Rossby modes cannot occur. A similar stabilization is found with the Phillips model when a linear bottom slope is added (c.f. Appendix A). However, the critical value needed to stabilize the baroclinic instability is much larger  $To_c \simeq -23$  in this simplified quasi-geostrophic model. As far as the wavelength selection is concerned, the increase of the shelf slope shifts the unstable mode to smaller wavelengths (i.e. larger wavenumbers). According to Figure 7.14, in a steep shelf configuration ( $To = -2.5$ ), close to stabilization, the dimensionless wavenumber reaches a value of  $kR_d = 1.3$  while it was only  $kR_d \simeq 0.8$  in the flat bottom configuration. The baroclinic Phillips model, solid line in Figure 7.14, exhibits the same trend in the wavelength selection.

To check the relevancy of the topographic parameter  $To$ , we perform several runs where the shelf and the isopycnal slopes are changed while  $To$  is kept constant. To reduce the slopes, we

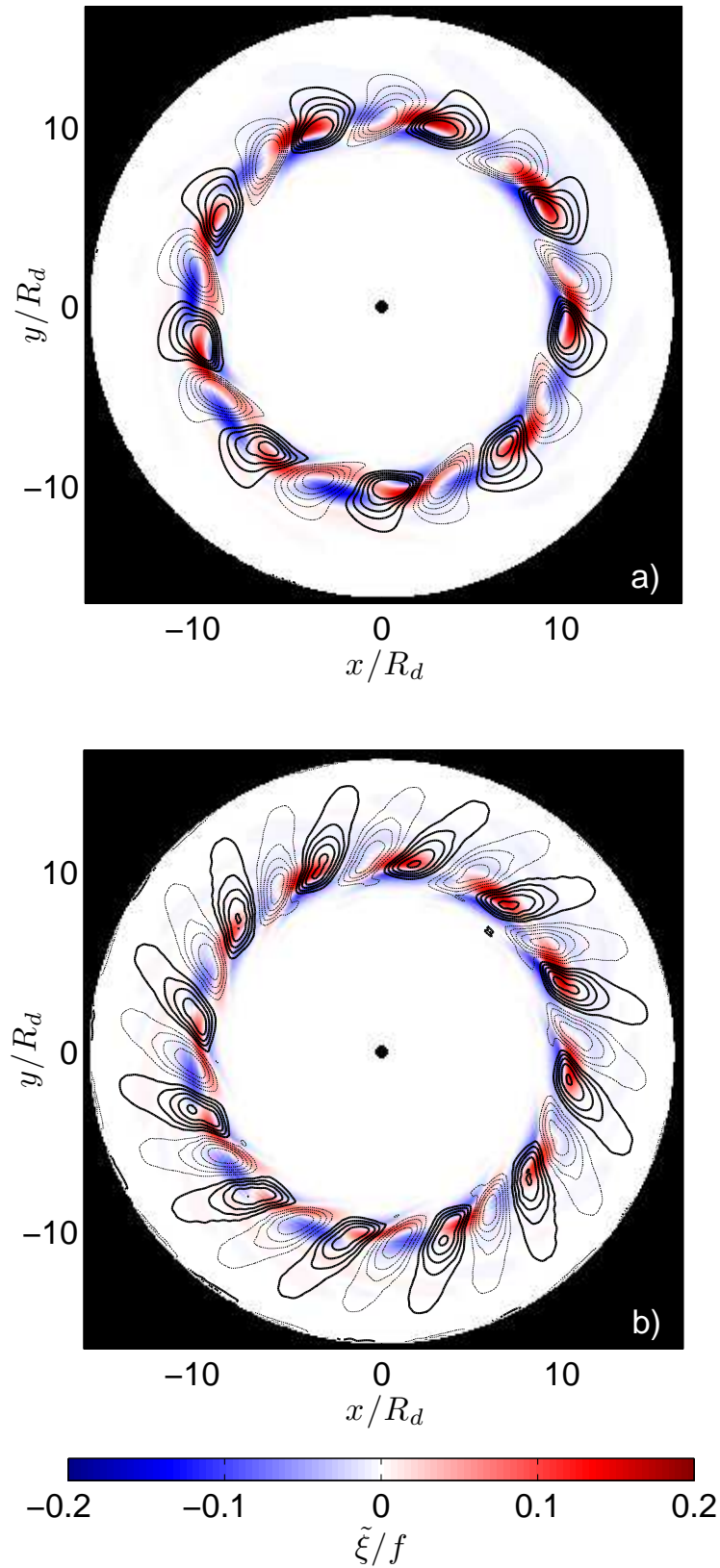


FIGURE 7.12 – Relative vorticity of the velocity perturbations,  $\tilde{\xi}/f$  (in colors) in the upper layer superimposed on the relative vorticity of the velocity perturbations (in contours) in the lower layer (a) for RunHR\_s00a with flat bottom at  $10T$  and RunHR\_s050a with  $To = -1.31$  (b) at  $15T$ . Negative iso-values are from  $-0.01$  to  $-0.002$  with interval  $0.002$  (dashed line) and positive iso-value from  $0.002$  to  $0.01$  with interval  $0.002$  (solid line).

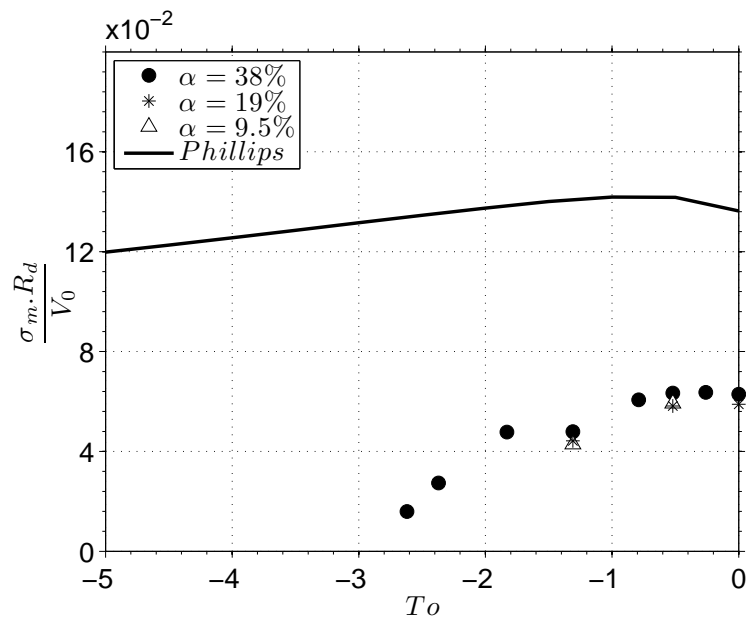


FIGURE 7.13 – Maximum growth rate  $\sigma_m$  of the instability as function of the topographic parameter  $To$  computed for the high Reynolds simulations (Table 3). The unstable growth rate  $\sigma$  is scaled using the deformation radius  $R_d$  and the maximum azimuthal initial velocity  $V_0$  of each simulation. Simulations with different isopycnal slopes ( $\alpha$ ) are presented to show the relevancy of using  $To$  instead of  $s$ .

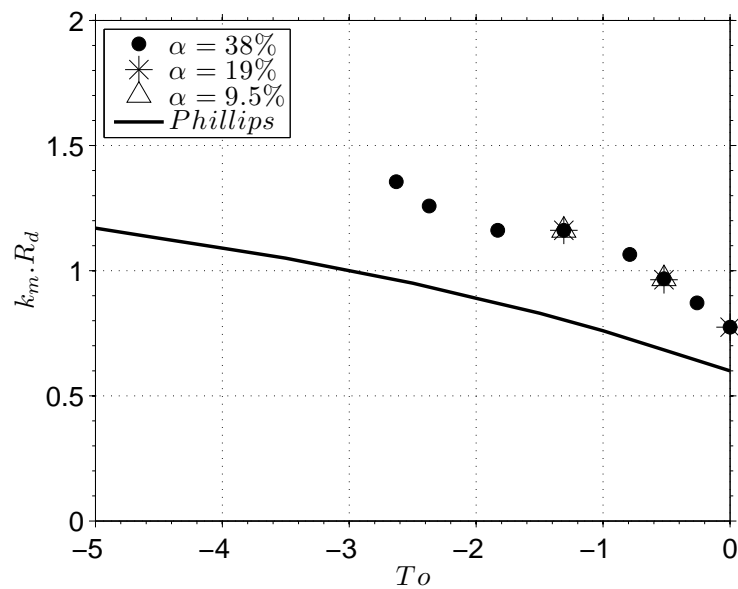


FIGURE 7.14 – Most unstable wavenumbers  $k_m$  of the instability as a function of the topographic parameter  $To$  computed for the high Reynolds simulations (Table 3). The wavenumber is scaled using the deformation radius  $R_d$ . Simulations with different isopycnal slopes ( $\alpha$ ) are presented to show the relevancy of using  $To$  instead of  $s$ .

increased the horizontal scales without changing the vertical ones. The Coriolis parameter  $f$  is changed accordingly to keep the Burger ( $Bu$ ) and the Rossby ( $Ro$ ) numbers constant. According to Figure 7.14, the shelf slope could be varied from  $s = 0.65$  to  $s = 0.12$  without noticeable changes in the unstable growth rate or the most unstable wavelength if  $To$  remains unchanged. Hence, the shelf slope does not impact directly on the linear stability of the coastal current. We confirmed here, that the relevant parameter which controls the stability and the wavelength selection of a buoyant coastal current over a steep shelf is the topographic parameter  $To$  as was suggested by Quasi-Geostrophic theory, in the framework of the two-layer Phillips model (Mysak, 1977) or generalized Eady models (Blumsack and Gierasch, 1972; Mechoso, 1980; Isachsen, 2010). We also checked that the non-linear evolution of the coastal current and the eddy generation are only controlled by the relative shelf slope parameter  $To = s/\alpha$  (and not the absolute slope values) for the hydrostatic NEMO runs.

### Non linear saturation and eddy generation

The non-linear saturation, leading to the formation of meanders and meso or submeso scale eddies, is a key process of the cross-shelf transport. The shelf slope may have a strong impact on the trajectories or the robustness of these eddies (Sutyris et al., 2003, 2009). The non-linear evolution of the instability and its impact on the intrusions of dense water mass in the coastal zone are shown in Figure 7.15 where both a flat bottom ( $To = 0$ ) and a steep shelf slope ( $To = -1.3$ ) configurations are presented. The formation of finite amplitude meanders is shown in Figure 7.15a and 7.15d. The typical scale of these non-linear meanders is controlled by the linear wavelength selection and decreases when the shelf slope gets steeper as shown in Figure 7.14. Indeed, 9 meanders are formed in the flat bottom case ( $To = 0$ ), compared to 12 when  $To = -1.3$ . In the deep bottom layer (not shown), dipolar structures are formed just below the surface meanders. The coupling induced by the linear baroclinic instability is still active during the non-linear stage and the bottom layer dipoles induce a radial stretching of the surface meanders. Hence, the density front is shifted toward the coast and leads to the formation of mesoscale cyclonic eddies (Figs. 7.15b,e). Once the eddies are formed and detached from the initial density front, they are submitted to secondary non-linear processes which affect their size and shape. For the flat bottom case (Fig. 7.15c) the cyclonic mesoscale eddies merge together, following an inverse cascade, and lead to larger mesoscale vortices. On the other hand, for a steep shelf slope configuration, mesoscale eddies tend to be stretched and split into smaller submesoscale cyclones (Fig. 7.15f).

To quantify more precisely the impact of the shelf slope on the formation of coastal eddies, we quantify the intensity, the horizontal size and the thickness of the cyclonic structures which are formed in the surface layer. The evolution of the maximum vorticity is shown in Figure 7.16. The initial value corresponds to the intensity of the cyclonic shear at the edge of the axisymmetric buoyant coastal current. This initial value is relatively high  $\xi/f \simeq 0.5$  due to the outcropping configuration. Then, due to the weak dissipation in the high Reynolds simulations, a moderate decay of the front vorticity is induced until the unstable perturbation grows sufficiently to form large meanders or eddies at  $t = 15/20T$  for the flat bottom case or  $t = 60/70T$  for a very steep configuration ( $To = -2.6$ ) close to the stability threshold. At that stage, the baroclinic instability generates finite amplitude perturbations and the potential to kinetic energy transfer induces a strong amplification of the vorticity. At the final stage, when cyclonic eddies are detached from the coastal front, the relative vorticity at the edge or in the core of the cyclones may reach values up to  $\xi/f \simeq 1.3$  which are much larger than the initial values. According to Figure 7.16, this vorticity amplification is not affected by the amplitude of the shelf bathymetry and the cyclonic eddies reach the same intensity over a flat bottom or a steep shelf slope.

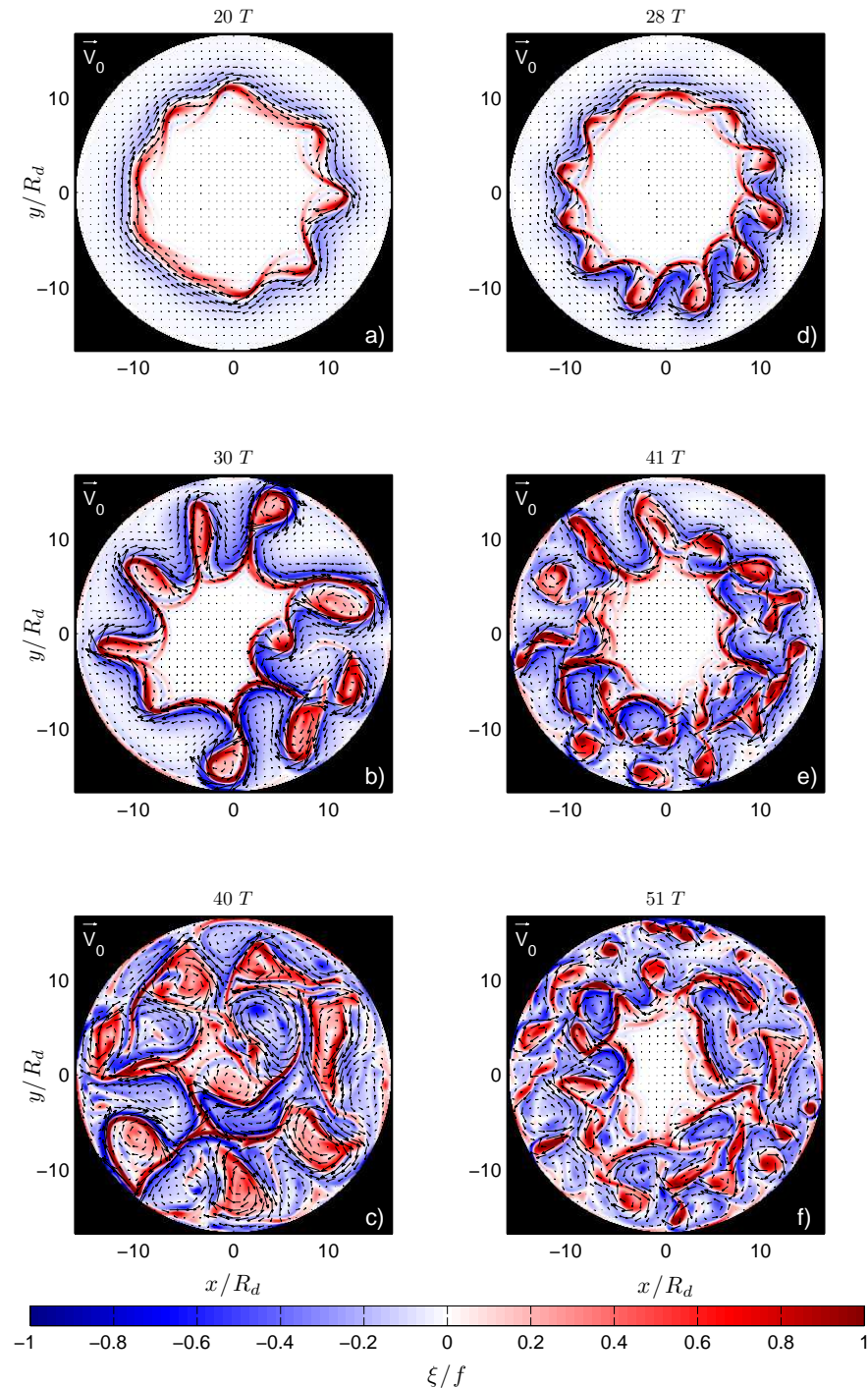


FIGURE 7.15 – Surface velocity vectors superimposed on the relative vorticity field in the upper layer,  $\xi/f$ , (in colors) after several rotation periods : ( $20T, 30T, 40T$ ) respectively (a,b,c) in RunHR\_s00a with flat bottom and ( $28T, 41T, 51T$ ) respectively (d,e,f) in RunHR\_s050a with a topographic parameter  $To = -1.31$ . Times presented are chosen to represent the same stage of the instability in the flat bottom and the topographic cases. Anticyclonic patterns are colored in blue while cyclonic ones are in red. 1 vector over 8 is depicted. The range  $[-11]$  is chosen to best represent the vorticity field. Note that only a few filaments has an absolute relative vorticity greater than 1 (around 3).



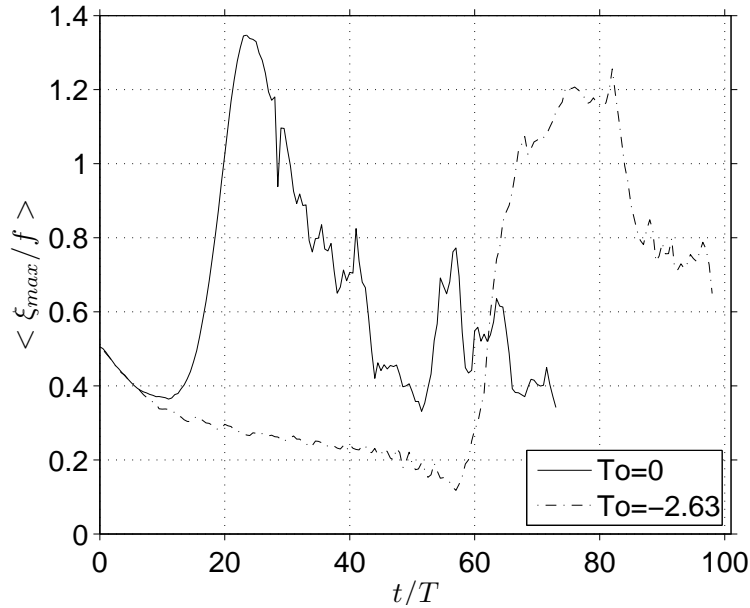


FIGURE 7.16 – Time evolution of the maximum vorticity averaged over the cyclonic vortices detached from the coastal current in RunHR\_s00a with flat bottom (solid line) and RunHR\_s100 with  $T_0 = -2.63$ .

Various dynamical criteria could be used to quantify the location and the size of a coherent vortex (Pasquero et al., 2001; Isern-Fontanet et al., 2004). However, as far as cross-shelf transport is concerned, we define a vortex as a coherent structure able to trap and isolate a water parcel in its core. Hence, to identify the water parcels, we plot the density field at a given depth ( $z = -h_1/2$ ) and according to the threshold density value ( $\rho_c = (\rho_1 + \rho_2)/2$ ), we can separate the light coastal water ( $\rho \leq \rho_c$ ) from the dense water ( $\rho \geq \rho_c$ ) coming from the central basin (i.e. the open sea).

The initial front between dense and light water is clearly visible in Figure 7.17(a,d) and the coastal cyclonic eddies corresponding to the inflow of dense water parcels along the coast can be detected in Figure 7.17(b,e). Once they are formed, we can estimate an averaged radius of cyclonic eddies  $r_c = \sqrt{A/\pi}$  from the area  $A$  of dense fluid parcels or in other words the surface area of the trapped region in the cyclonic core. Figure 7.18a shows the impact of the shelf bathymetry on the sizes of the cyclones generated by the buoyant coastal current instability. The cyclonic eddy radii  $r_{ci}$  are estimated just after the non-linear saturation when the first eddies are detached from the coastal front. The mean cyclonic radius  $r_c$  is computed by averaging the radius with the number of detected cyclones ( $N_c$ ). The error bars correspond to the standard deviation of the identified eddies and we stop the computation of mean values when the number of detected eddy is too small, i.e.  $N_c \leq 4$ . Figure 7.18a shows that the typical radius  $r_c/R_d$  of the first cyclones generated by the baroclinic instability decays when the topographic parameter reaches negative values. These cyclonic radii follow the evolution of the most unstable wavelength  $\lambda$  according to the linear stability analysis (Fig. 7.14) and correctly match the relation  $r_c = \frac{1}{4}\lambda$ . Hence, the eddy sizes are initially controlled by the linear instability process. However, at later times, secondary non-linear processes may strongly affect the eddy size. Different backgrounds are used in figure 7.19 to distinguish between three dynamical stages. The white region corresponds to the exponential growth of infinitesimal perturbations. During this linear stage the front meanders are small and eddies are not formed yet. Then, the non-linear saturation (light gray) occurs when the meanders reach a finite amplitude and lead to the formation of isolated eddies (Fig. 7.17a,d). Finally, in the

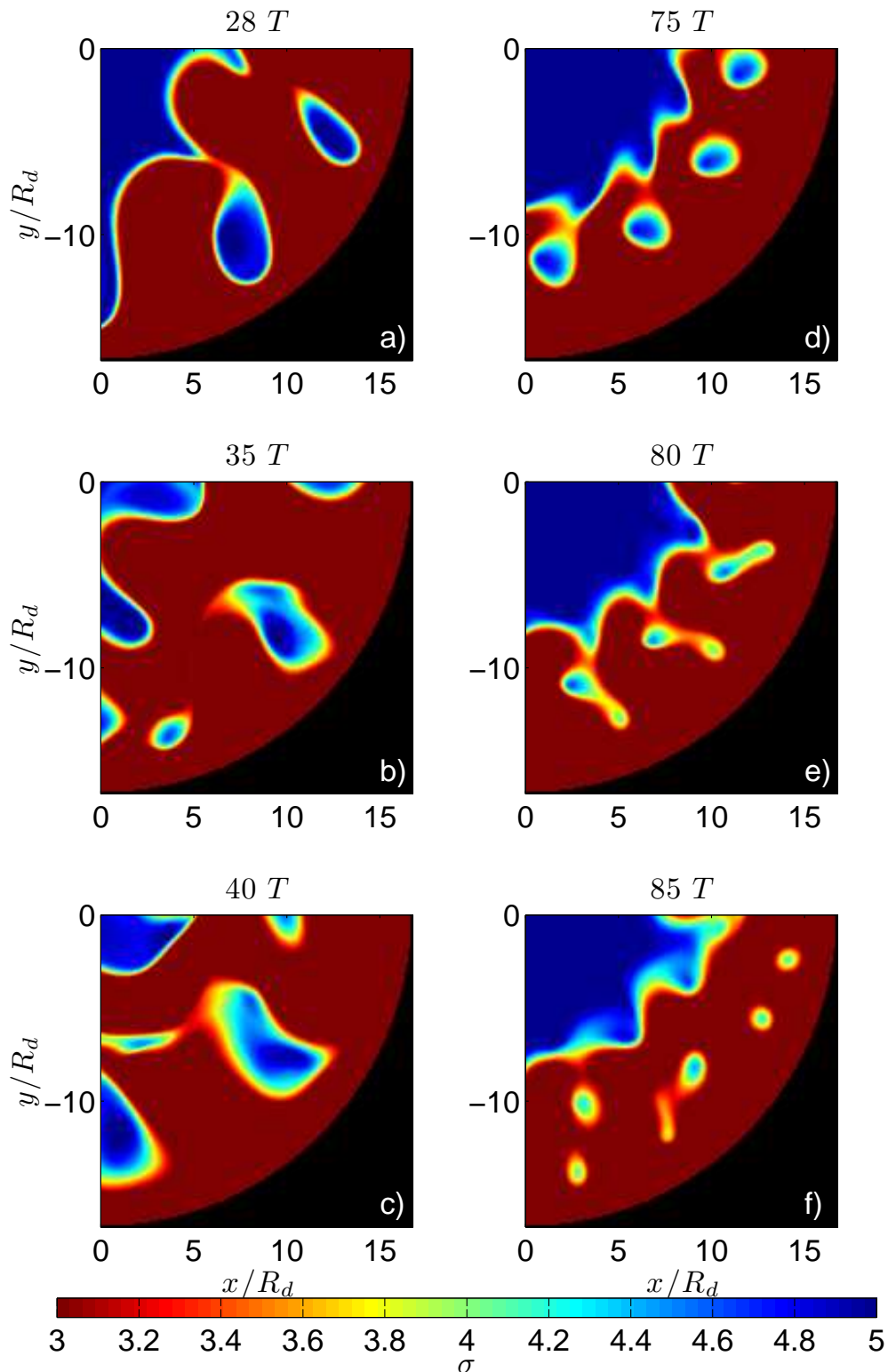


FIGURE 7.17 – Density anomaly ( $\sigma = \rho - 1020$ ) in the upper layer after several rotation periods : (28 $T$ ,35 $T$ ,40 $T$ ) respectively (a,b,c) for RunHR\_s00a with flat bottom and (75 $T$ ,80 $T$ ,85 $T$ ) respectively (d,e,f) for RunHR\_s100 with  $To = -2.63$ . Snapshots at different times according to the simulations were selected to show the instabilities at the same stage for flat bottom and topographic cases. Interior basin dense water is colored in blue and coastal light water is in red. To focus on mesoscale structures, only a zoom of the tank is shown.

grey regions, the eddies are fully developed and secondary non-linear processes occur. For the flat bottom case, the secondary merging process is characterized by an increase of the mean radius while the total number of eddies decrease. This inverse cascade leads to mesoscale cyclones with a mean radius  $r_c$  much larger than  $\frac{1}{4}\lambda$ , the radius predicted by the linear wavelength selection (Fig. 7.19). However, for steep shelf configurations (for instance for  $To = -2.6$ ), once the vortices are fully developed and detached from the density front (grey region) some stretching and splitting induced by the bottom topography lead to much smaller eddy sizes (Fig. 7.17e,f). The mean cyclonic eddy radius  $r_c$  decreases towards submesoscale values such as  $r_c/R_d \simeq 0.6 - 0.7$ . These values are much smaller than the value predicted by the linear stability analysis  $\frac{1}{4}\lambda \simeq R_d$  (Fig. 7.19).

The depth of cyclonic eddies (i.e. dense water intrusions) can be estimated from the three-dimensional density field. Once a patch of dense fluid ( $\rho \geq \rho_c$ ) with closed contours is detected on the surface density field, we can calculate the maximum depth  $d_c$  of this three-dimensional lens. The mean relative depth  $d_c/h_1$  of cyclonic eddies are plotted in Figure 7.18b as a function of the topographic parameter  $To$ . Unlike, the mean radius (Fig. 7.18a), the typical thickness of these mesoscale cyclones remains almost constant and seems to be weakly affected by the bottom bathymetry.

Considering the cyclonic intrusions of dense water in coastal area induced by the baroclinic instability of buoyant coastal currents, the main impact of a steeper shelf bathymetry is to induce smaller eddies. Although the intensity or the vertical extent of these cyclonic lenses is weakly affected by the bottom slope, the mean area of these dense water parcels are nevertheless strongly controlled by the bathymetry. The typical cyclonic eddy radius first decreases due to the linear instability process and afterwards non-linear processes amplify this tendency and leads to the formation of smaller submesoscale vortices over the shelf slope.

### 7.2.5 Discussions and conclusions

The stability of buoyant coastal currents above a steep shelf slope was investigated by both laboratory experiments and numerical simulations. Unlike previous papers (Lozier and Reed 2005; Rivas et al. 2005; Wolfe and Cenedese 2006), where the shelf slope  $s$  was used to quantify the bathymetric effect, we use here the topographic parameter  $To = s/\alpha$ , the ratio of the bottom shelf slope  $s$  over the surface isopycnal slope  $\alpha$ . We follow here the simplified Quasi-Geostrophic studies (Blumsack and Gierasch, 1972; Mysak, 1977; Mechoso, 1980; Isachsen, 2010) who demonstrate that  $To$  is a central parameter which controls the impact of the bottom shelf slope on the surface current stability. Moreover, in the framework of two-layer stratification, we separate the influence of the topographic parameter  $To$  from the vertical aspect ratio parameter  $\delta$  (the ratio of the upper layer thickness over the total water depth below the front) which controls the baroclinic instability over a flat bottom (Pedlosky 1987; Vallis 2006). When both parameters are varied together, the impact of the shelf slope on coastal fronts seems unclear with contradictory results. Hence, to clarify the situation, we mainly vary the topographic parameter  $To$  while keeping the vertical aspect ratio  $\delta$  and other dynamical parameters constant.

The hydrostatic NEMO model was first used with a standard dissipative operator (Laplacian) and a molecular viscosity coefficient to perform quantitative laboratory-numerical comparisons. If the initial noise amplitude of the numerical simulation is accurately fixed, the unstable evolution of the buoyant coastal current, measured by PIV in the rotating tank experiment, is correctly reproduced by the idealized NEMO model. The unstable growth of the surface current meanders and their characteristic wavelengths are significantly affected by the bottom shelf slope. The laboratory and the numerical results both show a strong stabilization of the buoyant coastal current and a smaller wavelength selection when the shelf slope becomes larger than the isopycnal slope of

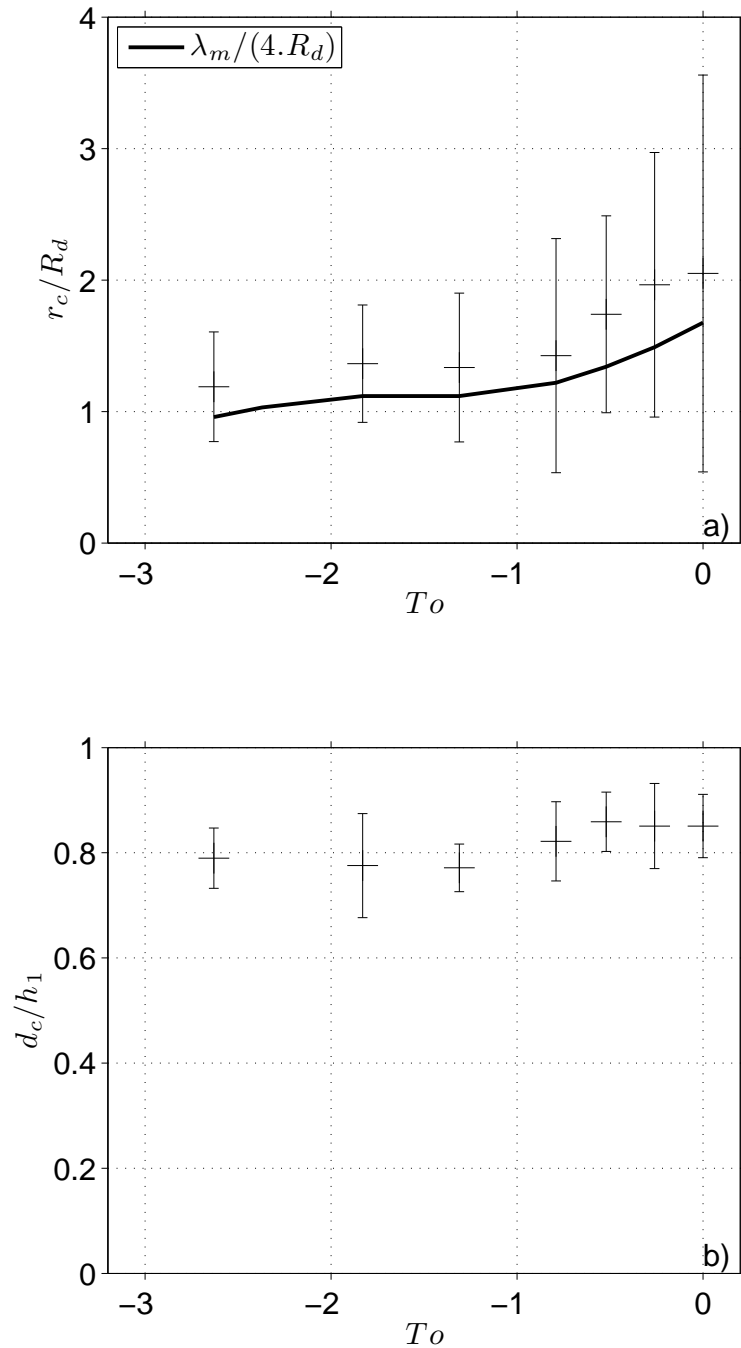


FIGURE 7.18 – (a) Mean radius ( $r_c$ ) and (d) mean depth ( $d_c$ ) of the cyclones just after their separation from the coastal current as a function of  $To$ .  $r_c$  is scaled by the deformation radius and the radius predicted by the stability analysis ( $\lambda/4$ ) is plot as a thick black line in (a).  $d_c$  is scaled by the initial thickness of the upper layer.

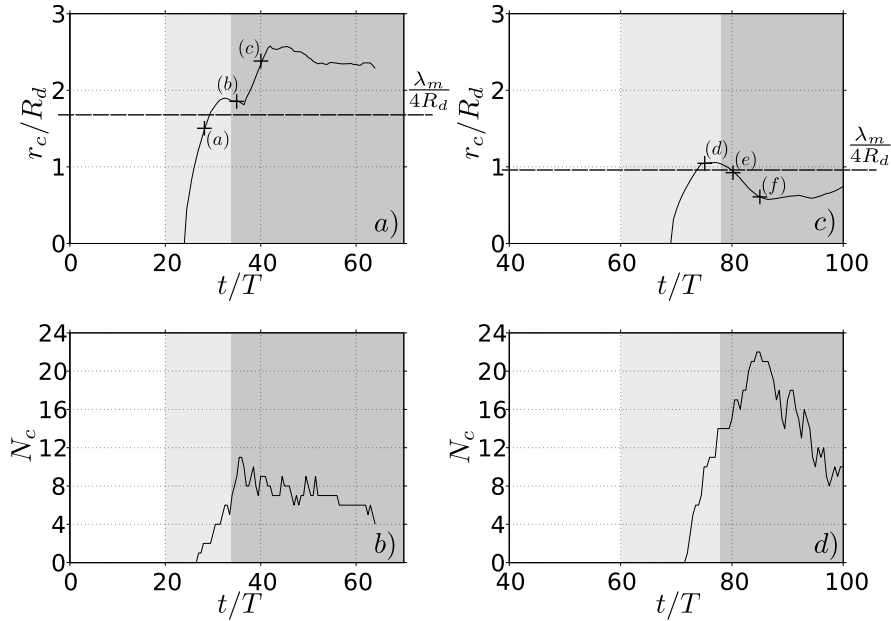


FIGURE 7.19 – Time evolution of the mean cyclonic radius  $r_c$  and of the number of eddies  $N_c$  for RunHR\_s00a with flat bottom (a,b) and RunHR\_s100 with  $To = -2.63$  (c,d). Three stages are highlighted : the linear growth of perturbations (white), the non-linear saturation (light-gray) and the fully non-linear stage (gray). The letters in parentheses in (a) and (c) refer to the corresponding density snapshot in Fig.7.17.

the surface front. We note that the impact of the topographic parameter  $To$  on the wavelength selection is correctly predicted by an oversimplified two-layer quasi-geostrophic model. Hence, for a geostrophic (small Rossby number  $Ro \simeq 0.2 - 0.3$ ) and surface advected (small  $\delta = 0.15$ ) coastal front, the standard baroclinic instability appears to be the leading instability. Nevertheless, we show that the viscous dissipation of a small laboratory setup strongly reduces the growth of unstable perturbations, especially when the bottom shelf slope tends to stabilize the buoyant coastal current.

To reproduce the high Reynolds dynamics of real coastal flows, we performed several numerical runs using a bi-Laplacian operator for horizontal motions and a standard diffusion for vertical motions corresponding to a very low Ekman number ( $Ek = 3.10^{-6}$ ). The energy budget corresponds to a standard baroclinic instability where the release of the available potential energy induces an increase of the total kinetic energy and drives the amplification of unstable perturbations. The linear stage of the instability was also quantified from the numerical runs. The linear growth of the perturbation spectrum leads to the formation of mesoscale meanders  $\lambda \simeq 2\pi R_d$  in agreement with the wavelength selected by the unstable coupling between two Rossby modes (Phillips 1956). The unstable coupling with ageostrophic Kelvin or gravity modes would have selected a much smaller wavelength here (Sakai 1989; Gervasio 1997; Gula and Zeitlin 2009a,b). Besides, we have shown that the unstable modes in both the upper and the lower layers satisfy the geostrophic balance. Hence, according to the energy budget, the wavelength selection and the spatial structure of the unstable modes, we can conclude that the coastal front instability studied is driven by the standard baroclinic instability.

An important result of this study is the confirmation, with a fully non-linear primitive equation model and laboratory experiments, that the topographic parameter  $To$  is the relevant parameter to quantify the impact of a steep bottom slope on the stability of buoyant coastal current. We

show that a complete stabilization of the coastal front can be reached for finite negative values, for instance  $To_c \simeq -2.7$  when  $\delta = 0.15$ ,  $Ro = 0.3$ ,  $Bu = 0.02$ . These results are in agreement with the recent studies of Spall (2004) and Isachsen (2010) who shows a strong decrease of the eddy heat flux (i.e. stabilisation) of a thermally-forced coastal current when the topographic parameter reaches similar values.

Another important result of this study is the evidence that a steep shelf slope affects the non-linear development of the baroclinic instability of a buoyant coastal current and may lead to the formation of submesoscale eddies. In a flat bottom configuration, the baroclinic instability generally leads to mesoscale eddies ( $\lambda \simeq R_d$  and larger) and only ageostrophic instabilities are known to generate smaller eddies. In this study, we exhibit a new dynamical sequence leading to the formation of submesoscale structures, in the context of weakly unstable geostrophic modes. At the linear stage of the instability, a steeper shelf slope (increase in  $To$ ) tends to stabilize the coastal buoyant current. For this stabilization process, smaller wavelengths are selected. For intermediate cases, when the coastal front is weakly unstable, the non-linear saturation leads to smaller eddies. We have seen that, once cyclonic intrusions of cold seawater are formed above the coastal shelf, a secondary process tends to stretch these coherent cyclones and to split them into smaller submesoscale eddies. Then, these small cyclones may reach a characteristic radius  $r_c \simeq 0.6 - 0.7R_d$  over a steep shelf ( $To \simeq -2.6$ ) while for a flat bottom configuration ( $To = 0$ ) only large mesoscale eddies can be formed  $r_c \simeq 2 - 2.5R_d$ .

This direct cascade to small scale structures could be compared to the spectral energy fluxes of a thermally-forced coastal current calculated by Isachsen (2010). Following the procedure used by Scott and Wang (2005), the authors found that there is a negative flux (inverse kinetic energy cascade) at scales roughly larger than the deformation radius  $R_d$  while a weaker positive flux occurs at scales smaller than  $R_d$ . In our case, without any external forcing, a finite amount of kinetic energy is initially released by the baroclinic instability at a given scale. For the flat bottom configuration, this scale is larger than the deformation radius (Fig. 18a) and the non-linear eddy-eddy interaction leads to an inverse energy cascade in agreement with calculations of Isachsen (2010). However, for the steep shelf slope configuration, the initial release of kinetic energy occurs at a smaller scale (almost  $R_d$ ). This initial spectral distribution of the kinetic energy may constrain the non-linear evolution of the flow and emphasis on the direct energy cascade which occurs at submesoscale. However, the exact nature of this direct energy cascade which occurs at submesoscale and the role of steep bottom slope on the splitting process are not explained yet and should be studied in the future.

The two anonymous referees are gratefully acknowledged for their valuable remarks and comments. We thank Samuel Teinturier for helping in the initiation of this study. This work was granted access to the HPC resources of IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) under allocation 2009 and 2010 (project 010227) made by Grand Equipement National de Calcul Intensif (GENCI). This study was mainly supported by the TopIECC project funded by the French program LEFE-INSU of the CNRS (<http://www.insu.cnrs.fr/>) and the ANR-Flowing project funded by the ANR "Programme Blanc" (<http://www.agence-nationale-recherche.fr/>). R. Pennel acknowledges the financial support of the grant from Direction Générale de l'Armement (DGA).

### 7.2.6 Appendix : Phillips instability problem over a sloping bottom

This simplest baroclinic instability problem considers a two-layer system where the velocities in each layer,  $U_i$  ( $i$  stands for the layer 1 or 2), are independent of  $y$  but differ in magnitude. We note  $h_i$  the depth of each layer and  $\alpha$  the mean slope of the interface between the two layers. A sloping bottom of height  $\eta_b$  is added in the lower layer and we note  $s = \partial_y \eta_b$  the mean slope of this bathymetry.

We scale the basic variables according to :

$$(x, y) \sim R_d, (h_1, h_2) \sim (H_1, H_2), (u, v) \sim U, t \sim R_d/U, f \sim f_0 \quad (7.4)$$

and we introduce the non-dimensional parameter :

$$\gamma = H_1/H_2, To = s/\alpha \quad (7.5)$$

The dimensionless quasi-geostrophic potential vorticity  $q_i$  in each layer can be written :

$$\begin{cases} q_1 = \Delta\psi_1 - (\psi_1 - \psi_2) \\ q_2 = \Delta\psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1) + \gamma To y \end{cases} \quad (7.6)$$

with  $\psi_i$  the geostrophic streamfunction ( $\partial_y \psi_i = U_i$ ).

The potential vorticity in each layer is advected by the geostrophic velocity ( $\partial_t q_i + J(\psi_i, q_i) = 0$ ) and therefore the dimensionless two-layer quasi-geostrophic model is written as :

$$\begin{cases} \partial_t [\Delta\psi_1 - (\psi_1 - \psi_2)] + J(\psi_1, \Delta\psi_1 - (\psi_1 - \psi_2)) = 0 \\ \partial_t [\Delta\psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1)] + J(\psi_2, \Delta\psi_2 + \gamma(\psi_2 - \psi_1)) + \gamma To \partial_x \psi_2 = 0 \end{cases} \quad (7.7)$$

where  $J(a, b) = \partial_x a \partial_y b - \partial_y a \partial_x b$  is the Jacobian operator.

To study the linear stability of that flow, we decompose the streamfunction  $\psi$  as follows :  $\psi = \Psi(y) + \phi(x, y, t)$ , where  $\phi$  is a small perturbation and we use  $U_1 = U_s = U_2 - U_1$  and  $U_2 = 0$ . The linearized equations are then :

$$\begin{cases} (\partial_t + U_s \partial_x)(\Delta\phi_1 - (\phi_1 - \phi_2)) + U_s \partial_x \phi_1 = 0 \\ \partial_t (\Delta\phi_2 + \gamma(\phi_1 - \phi_2)) - \gamma U_s (1 + To) \partial_x \phi_2 = 0 \end{cases} \quad (7.8)$$

The perturbation  $\phi$  may be decomposed into normal modes :

$$\phi_i(x, y, t) = \Phi_i(y) e^{ik(x-ct)} e^{ily} \quad (7.9)$$

and we define  $K^2 = k^2 + l^2$

Introducing 7.9 into 7.8 yields the linear system :

$$\begin{cases} [c(1 + K^2) - U_s K^2] \Phi_1 + [U_s - c] \Phi_2 = 0 \\ \gamma c \Phi_1 + [\gamma U_s (1 + To) - c(\gamma + K^2)] \Phi_2 = 0 \end{cases} \quad (7.10)$$

For non-trivial solution, the determinant of coefficients must be zero. This gives a quadratic equation in  $c$  :

$$c^2 K^2 (K^2 + 1 + \gamma) - c U_s (K^4 + \gamma(2 + To)K^2 + \gamma To) + K^2 U_s^2 \gamma (1 + To) = 0 \quad (7.11)$$

and solving this we obtain :

$$c = \frac{U_s (K^4 + \gamma(2 + To)K^2 + \gamma To) + U_s \sqrt{K^8 - 4\gamma K^4 - 2\gamma To K^2 (K^4 + K^2 - 2\gamma) + (\gamma To)^2 (1 + K^2)^2}}{2K^2 (K^2 + 1 + \gamma)} \quad (7.12)$$

Finally, we exhibit the growthrate,  $\sigma = k \cdot \text{Im}(c)$ . We find for instance that the maximum growthrate and the most unstable wavelength for the flat bottom case ( $To = 0$ ) are  $\sigma = 0.136$  and  $k = 0.6$ . This model gives a complete stabilization ( $\sigma = 0$ ) of the instability for  $To = -23$ .

### 7.3 Influence du rapport d'aspect

D'autres simulations ont été faites avec des rapports d'aspect différents (Tab.7.4). Ces simulations ont surtout concerné la phase linéaire de l'instabilité. Nous les présentons ici brièvement pour souligner une fois encore l'influence du rapport d'aspect sur la croissance des modes instables et donc la nécessité de bien découpler rapport d'aspect et paramètre de topographie.

TABLE 7.4 – Paramètres des simulations à différents  $\delta$ .

	$Bu$	$\delta$	$s$	$To$
RunHR_d20_s00	0.022	0.2	0	0
RunHR_d20_s50	0.22	0.2	50	-1.31
RunHR_d30_s00	0.22	0.3	0	0
RunHR_d30_s20	0.22	0.3	20	-0.52
RunHR_d30_s50	0.22	0.3	50	-1.31
RunHR_d40_s00	0.22	0.4	0	0
RunHR_d40_s20	0.22	0.4	20	-0.52
RunHR_d60_s00	0.22	0.6	0	0

La figure 7.20 montre ainsi la formation de méandres dans le cas de simulations à fond plat et pour 4 rapports d'aspect. Les relations de dispersion correspondantes sont présentées sur la figure 7.21. Comme attendu par la théorie, nous trouvons un décalage du mode instable vers les faibles longueurs d'ondes à mesure que le rapport d'aspect augmente. Les taux de croissance quant à eux augmentent avec le rapport d'aspect. On voit ainsi que à mesure que l'épaisseur des deux couches devient comparable, il y a sélection de petites longueurs d'ondes, comme le fait l'introduction d'une bathymétrie. En revanche, là où la pente de la bathymétrie introduit une stabilisation du courant, le rapport d'aspect lui augmente au contraire le caractère instable du courant.

La figure 7.22 montre elle la croissance des méandres lorsqu'une bathymétrie est introduite. Plus précisément la figure 7.23 montre les relations de dispersion dans le cas d'un rapport d'aspect vertical  $\delta = 0.3$ . On y retrouve les caractéristiques de l'influence d'une bathymétrie, à savoir la sélection de petites longueurs d'onde, des taux de croissance plus faibles et une stabilisation des grandes longueurs d'onde.



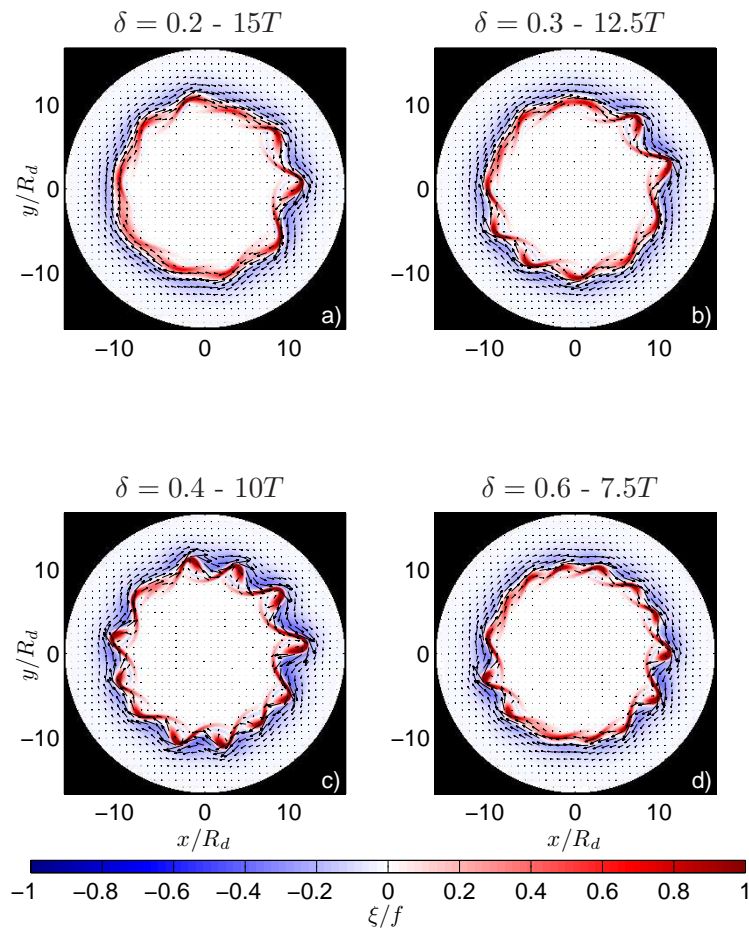
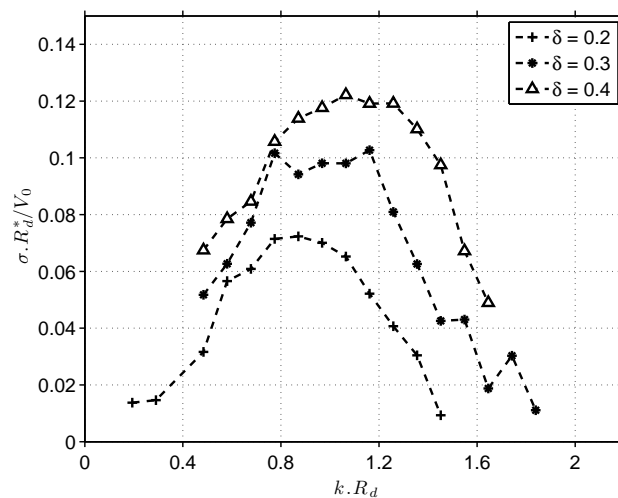


FIGURE 7.20 – Fond plat - phase linéaire de l'instabilité pour différents rapports d'aspect verticaux

FIGURE 7.21 – Taux de croissance  $\sigma$  en fonction du nombre d'onde  $k$  pour des simulations à fond plat et des rapports d'aspect verticaux  $\delta$  de 0.2, 0.3, 0.4 et 0.6.

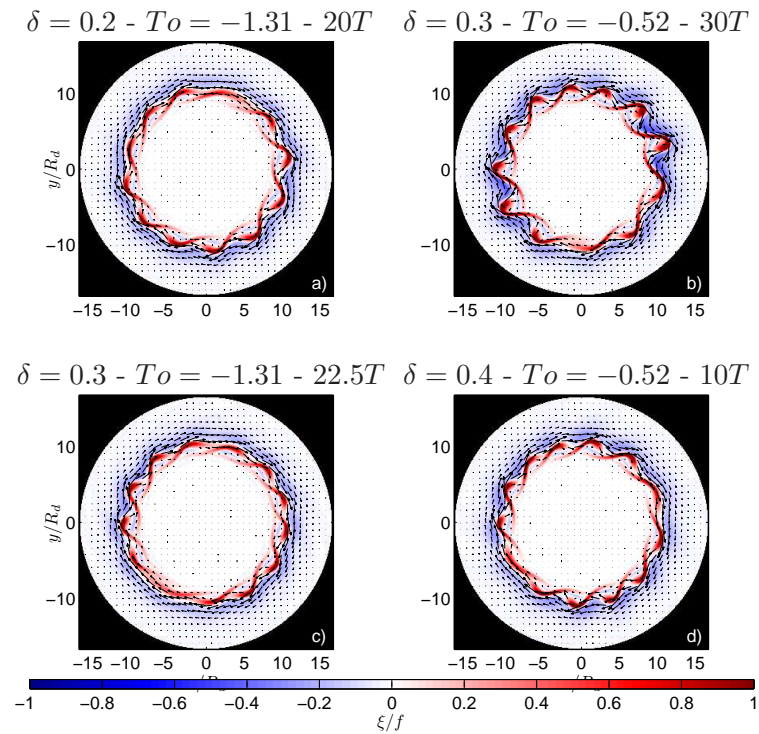


FIGURE 7.22 – Bathymétrie - Croissance des méandres pour différentes bathymétries et différents rapports d'aspect verticaux.

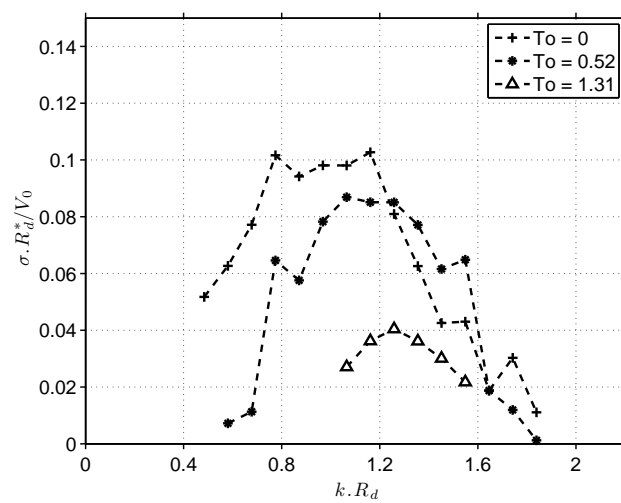


FIGURE 7.23 – Taux de croissance  $\sigma$  en fonction du nombre d'onde  $k$  pour des simulations avec différentes bathymétries  $To$  de 0, -0.52 et -1.31 et un rapport d'aspect vertical  $\delta$  de 0.3.

## 7.4 Conclusion

A partir de l'observation des courants côtiers méditerranéens, souvent instables et évoluant au-dessus d'une bathymétrie complexe, nous avons construit un modèle idéalisé de courants côtiers que nous avons mis en oeuvre tant dans des expériences en laboratoire que dans des simulations numériques. L'objectif était de caractériser et quantifier l'instabilité barocline d'un courant côtier de densité au-dessus d'une pente topographique. Nous allons résumer ici les principaux résultats obtenus.

La première étape a été la confrontation entre l'expérience en laboratoire et la simulation numérique. Dans le cadre d'expériences à faible nombre de Reynolds, nous avons montré que le modèle numérique reproduisait qualitativement le déroulement de l'instabilité. Ce premier constat, nous a donné confiance dans la mise en oeuvre de simulations à haut nombre de Reynolds, pour aller plus loin dans l'étude de l'instabilité.

Dans l'optique de caractériser la bathymétrie, nous avons confirmé la pertinence de l'utilisation du paramètre topographique  $To$  au lieu de l'utilisation de la seule pente du talus. Ce paramètre se révèle pertinent dans la phase linéaire comme dans la phase non-linéaire de l'instabilité. Nous avons donc procédé à une étude paramétrique en  $To$ , en prenant soin de garder constant le rapport d'aspect vertical, dont nous avons vu l'importance au chapitre 4.

Puis, nous avons montré que l'instabilité en jeu était bien une instabilité barocline classique résultant de l'interaction instable de deux ondes de Rossby. Dans le cas où une pente topographique est ajoutée, l'interaction d'une onde de Rossby en surface avec une onde de Rossby topographique dans le fond conduit à une diminution des taux de croissance de l'instabilité et à une sélection de longueurs d'onde instable de plus petite échelle. La bathymétrie a donc un effet stabilisant sur l'instabilité barocline, et une stabilisation complète du courant peut même être atteinte.

Avec la formation de méandres de tailles finies puis l'émission de tourbillons, l'instabilité entre dans une phase non-linéaire. La taille des tourbillons émis est d'abord déterminée par la sélection de longueurs d'onde effectuée lors de la phase linéaire de l'instabilité. Dans le cas à fond plat, les tourbillons ont un rayon proche du rayon de déformation et sont donc de méso-échelle. Leur dynamique suit ensuite une cascade inverse d'énergie et des tourbillons de plus grande échelle sont formés. En revanche, dans le cas d'une bathymétrie, les tourbillons émis sont certes plus petits dès le départ car les longueurs d'onde instable sont plus petites. Mais un second processus non-linéaire entre en jeu et conduit à la division de ces tourbillons et donc à la formation de structures sous-méso-échelles.

Des questions ont également été levées par cette étude. Nous avons vu que les expériences en laboratoire étaient fortement dépendantes des conditions initiales ainsi que de la dissipation. On peut notamment se poser la question de l'influence du bruit initial dans le développement de l'instabilité. Le processus non-linéaire conduisant à la formation de structures de petite échelle nécessite quant à lui plus d'attention. Sa nature exacte n'a ainsi pas encore été identifiée, et les expériences en laboratoire de petite échelle présentées dans ce chapitre n'ont pas permis de l'observer.

---

Chapitre **8**

---

Courants côtiers et bathymétrie : expériences  
en laboratoire

---

**Sommaire**

---

8.1	Introduction . . . . .	141
8.2	<i>Unstable formation of coastal eddies over the shelf slope : laboratory experiments</i> . . . . .	141
8.2.1	Introduction . . . . .	142
8.2.2	Experimental set-up and physical parameters . . . . .	143
8.2.3	Baroclinic instability of coastal current . . . . .	148
8.2.4	Impact of finite perturbations . . . . .	158
8.2.5	Conclusions and discussions . . . . .	162

---



## 8.1 Introduction

Le chapitre précédent a apporté de nouveaux résultats à partir de simulations numériques, notamment au sujet de la dynamique non-linéaire de cyclones au-dessus d'une bathymétrie. Nous avons vu que les cyclones émis par l'instabilité barocline du courant côtier se divisaient au-dessus d'une forte pente et menaient à la formation de structures de plus petites échelles. Ces résultats n'avaient toutefois pu être confirmés par les expériences en laboratoire.

Ce chapitre est donc consacré à la mise au point de nouvelles expériences sur la table tournante. Deux constatations ont émergées des premières expériences en laboratoire. Tout d'abord le rôle de la dissipation, qui si elle est trop importante agit sur des échelles de temps comparables à celle de l'instabilité. L'objectif est donc de diminuer cette dissipation excessive de façon à ce qu'elle n'entre pas en concurrence avec l'instabilité.

La seconde question est venue de nos difficultés à reproduire quantitativement l'instabilité, notamment à cause du fort bruit initial présent dans l'expérience. Nous nous proposons donc d'étudier ici, quel impact peut avoir le bruit sur le développement de l'instabilité, tant dans sa phase linéaire que non-linéaire. Plus précisément, nous analyserons l'impact que peut avoir une perturbation de taille finie, localisée en un endroit de l'écoulement sur la longueur d'onde instable et l'émission de tourbillons.

Techniquement parlant, ces nouvelles expériences sont caractérisées par une plus grande cuve et des mesures à plus grande résolution. La phase non-linéaire de l'instabilité sera étudiée sous l'angle du critère d'Okubo-Weiss.

## 8.2 *Unstable formation of coastal eddies over the shelf slope : laboratory experiments*

Les résultats des expériences en laboratoire sur la formation des tourbillons ainsi que la sélection des tailles caractéristiques fera l'objet d'une publication. Les résultats sont ainsi présentés en anglais sous la forme d'une première version d'article.

# Unstable formation of coastal eddies over the shelf slope : laboratory experiments

R. Pennel , A. Stegner, K. Béranger

## Abstract

The impact of a bathymetry and initial perturbations on the baroclinic instability of a Buoyant Coastal Current is investigated by means of laboratory experiments. The current is generated by gravitationnal collapse and studied using high resolution PIV and LIF techniques. Experiments with a flat bottom and a bottom topography are conducted and compared. Their sensitivity to initial finite amplitude perturbations is analyzed. The bottom topography yields smaller unstable growth rates and wavelengthes inducing a stabilization of the current. In a non-linear stage the shelf slope triggers the formation of submesoscale structures through the splitting of eddies. It is found that the initial introduction of finite amplitude perturbations can strongly modify the flow evolution during the linear and non-linear stages of the instability.

## 8.2.1 Introduction

Coastal flows play a predominant role in the spreading of pollutants, in heat exchanges and in the distribution of nutrients. For instance, the Algerian Current and the Libyo-Egyptian Current in the southern Mediterranean are well-known examples of coastal currents. They are characterized by mesoscale and submesoscale structures (meanders, eddies, filaments) flowing above complex bathymetry (with slopes up to 10% and strong gradients). Their dynamics are important components for vertical mixing between the deep ocean and the surface euphotic layer, as for the horizontal cross-shelf transport of geochemical species from the coast to the open ocean. These mesoscale features are mainly triggered by coastal currents instabilities, and in particular baroclinic instability.

In the framework of the two-layer Quasi-Geostrophic model, the pioneering work of Phillips (1954) gave one of the first description of the baroclinic instability. He found the most unstable wavelength  $\lambda_B$  of this baroclinic flow to be roughly  $\lambda_B \simeq 2\pi R_d$  with  $R_d$  the baroclinic deformation radius. The baroclinic instability, due to a resonant interaction between two Rossby waves, is controlled in this case by the two-layer vertical aspect ratio  $\delta$  : an increase in  $\delta$  leading to a selection of smaller unstable wavelengths and an increase of the unstable growth rates. Later on, Sakai (1989) exhibited the existence of ageostrophic instabilities as interactions between balanced modes (Rossby waves) and unbalanced modes (Kelvin or inertia-gravity waves) in an ageostrophic version of the Phillips' model. The most unstable wavelength is here smaller and around  $\lambda_B \simeq R_d$ . Gula and Zeitlin (2010b) showed also this instability in the case of buoyant coastal current at high Burger number with an unstable wavelength of the same order of magnitude.

For steep shelf configurations, the shelf slope has a significant impact on the linear stability of the coastal current and on the non-linear formation of meanders and eddies along the coast. Nevertheless this impact is still under debate. For instance Mysak (1977) or Blumsack and Gierasch (1972) evidenced a stabilization effect of the bottom slope both in the two-layer model and in the continuously stratified Eady model. Besides, in laboratory experiments (Rivas et al., 2005; Wolfe and Cenedese, 2006), the steep slope configuration seems to amplify the meander formation compared to the gentle slope configuration. The effects of dissipation or the parameter ranges used by the authors might explain some of the disagreements.

In recent numerical simulations using primitive equations, Isachsen (2010) found a decay of the eddy diffusivity as the topographic slope increases suggesting a stabilization process. In our previous

work (Pennel et al., 2012), we also highlighted the stabilization effect of the bottom slope on the buoyant coastal current instability using primitive equations simulations. During the non-linear phase, we obtained two different behaviours. For the flat bottom configuration, the eddy interactions lead to the formation of larger structures in agreement with an inverse energy cascade. Isachsen (2010) showed the same result using spectral energy fluxes. However, in our study we observed a different behaviour for the topographic case where the eddy size decays down to submesoscales following a direct energy cascade.

These results were obtained only through numerical simulations. In the present work we aim at observing these non-linear processes in laboratory experiments as well as at confirming a selection of smaller unstable wavelengths triggered by the bathymetry. In contrast with other laboratory studies of current instabilities over a topography (Rivas et al., 2005; Wolfe and Cenedese, 2006) which produce the current by injection of fresh water, here we generate the coastal current by gravitational collapse and therefore the study is not polluted by any boundary effects due to the presence of starting and ending points. Compared to our previous numerical results, we extended the range of parameter to Ekman number from  $1.10^{-3}$  down to  $7.10^{-4}$  and we increase the Reynolds number up to 500 to minimize the effect of high dissipation. We also improved the PIV measurements to detect and quantify submesoscale structures.

Laboratory experiments imply to be careful with the dissipation but also with the amount of perturbations present initially into the system. In Pennel et al. (2012), using preliminary experiments, we evidenced the strong impact of the initial noise amplitude on the development of the instability. Such perturbations on coastal flow are ubiquitous in nature. One can for instance think about a strong wind event injecting energy on a localized position of the flow or about irregularities in the coastline inducing finite amplitude disturbances. We wonder here, what is the impact of this perturbation of the coastal current on the baroclinic instability. How the wavelength selection and unstable growth rates are modified during the linear stage of the instability? What is the effect on the eddy generation? We propose here to study this process by injecting energy into the system at a localized position at the beginning of the experiment and to monitor the evolution of the instability.

We will address these two items : the experimental observation of a direct energy cascade at submesoscale and the impact of a localized finite amplitude perturbation as follow. In section 2, the experimental set-up and the measurement methods will be explained. In section 3, we will focus on the impact of a constant slope topography on the formation of meso and submesoscale features. In section 4, we will study the impact of a localized and finite perturbation on the stability of the coastal current and on the eddy dynamics. Finally section 5 will be devoted to conclusions.

## 8.2.2 Experimental set-up and physical parameters

### Experimental set-up

A coastal current in a two-layer salt stratification is generated through geostrophic adjustment of a density anomaly. This technique follows the classical experiment of Griffiths and Linden (1980) and the recent experiments of Rivas et al. (2005) and Pennel et al. (2012) including a bottom topography. A sketch of the experimental set-up is given in figure 8.1. The experiments are performed, on the ENSTA-ParisTech 1.5 m diameter turntable, in a plexiglass cylindrical tank of radius  $R_2 = 39$  cm and depth 20 cm. A salt stratification is used to take advantage of the low salt diffusivity,  $\kappa_S = 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ , compared to the temperature one,  $\kappa_T = 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . The experimental procedure consists of 3 stages. First, the tank is filled up with the bottom dense water of density  $\rho_2$  and thickness  $H$  and spin-up to solid body rotation. Then, a buoyant water of density  $\rho_1$  is injected slowly, at the surface, between a bottomless cylinder of radius  $R_1 = 30$  cm and the cylindrical tank. When the depth  $h_1$  is reached, the injection stops. Finally, the experiment begins with the withdra-



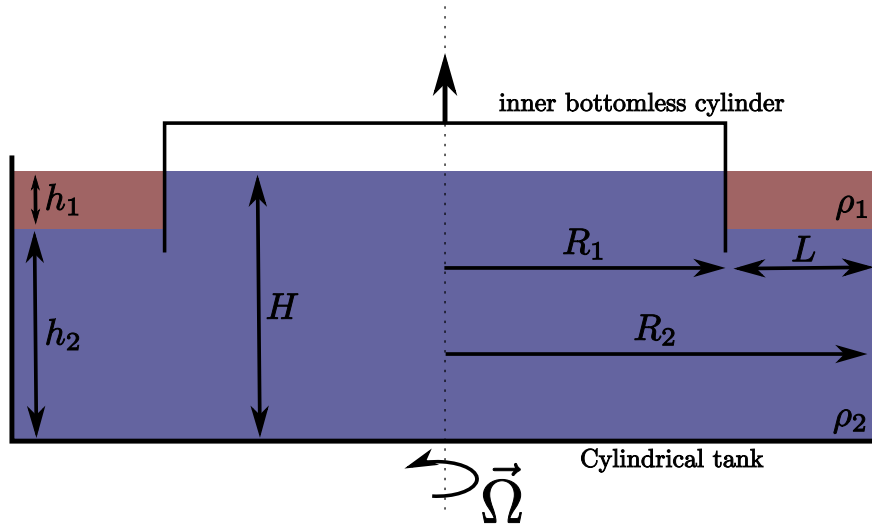


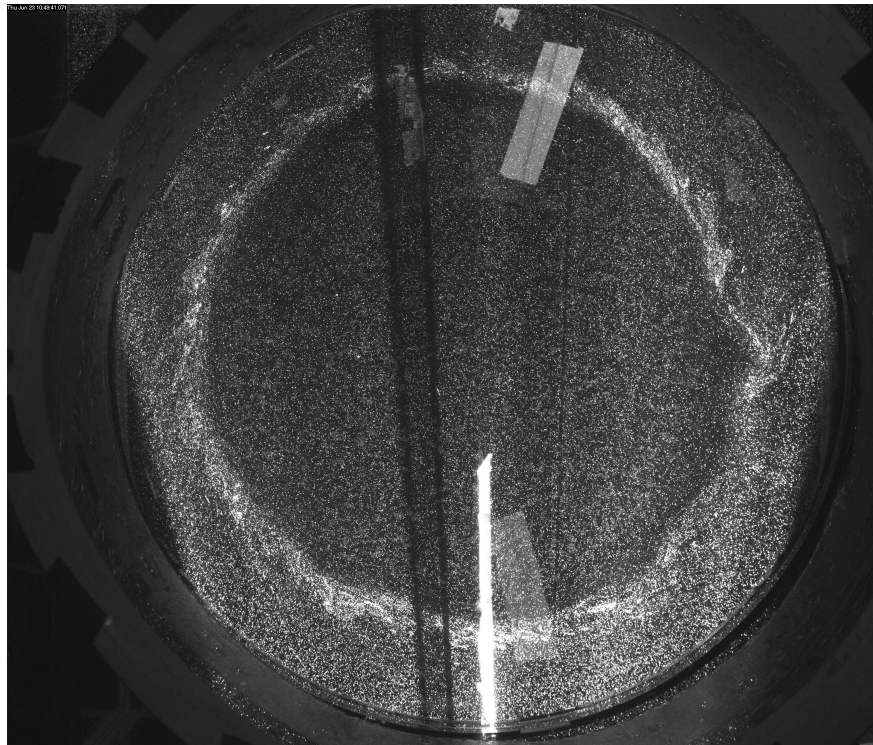
FIGURE 8.1 – Sketch of the experimental apparatus. A light water of density  $\rho_1$  and height  $h_1$  is confined between a large cylinder of diameter  $R_2$  and an inner bottomless cylinder of diameter  $R_1$  ( $L = R_2 - R_1$ ).  $h_2$  is defined at  $R_1$  location. In a flat bottom configuration the total depth of the tank is  $H = h_1 + h_2$ . In the case of a topographic slope,  $H$  is adjusted to keep constant the vertical aspect ratio  $\delta = h_1/(h_1 + h_2)$  and  $H > h_1 + h_2$ .

wal of the bottomless cylinder and the geostrophic adjustment of the two layers. A coastal current in cyclogeostrophic balance is then formed. In some experiments, an additional perturbation is added to the fluid through water injection in a single localized position. The experiments are either performed in a flat bottom configuration or with a constant topographic slope. This particular bathymetry is built up using a plexiglass sheet of 1.5 mm thickness. The slope extends from the wall to 20 cm off the wall. In the middle of the tank, a flat bottom of 40 cm diameter is always conserved.

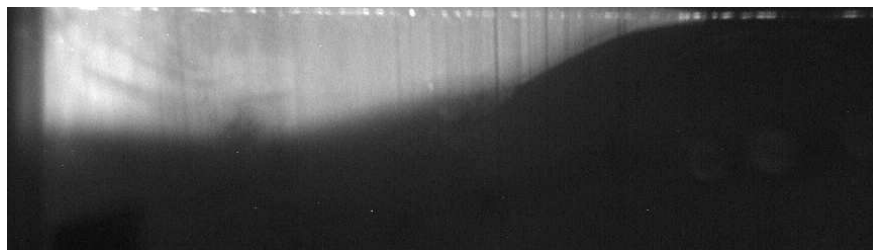
The use of the gravitationnal collapse method in a cylindrical configuration allows to produce a circular current without starting nor ending point. The current behaviour is therefore not perturbed by any boundary effect due to the finite size of the tank.

### Quantitative measurements

Standard Particle Image Velocimetry (PIV) technique is used to measure the horizontal velocity field in the upper layer. Both layers are seeded with orgasol particles of  $1023 \text{ g.L}^{-1}$  density and of  $60 \mu\text{m}$  diameter. The particles are illuminated by a horizontal laser sheet of wavelength 670 nm (red) located a few mm below the upper free surface (Fig. 8.2a). The particle motion is recorded at a 5 Hz acquisition rate by a 4000x2500 pixels CCD camera located above the tank and fixed in the rotating reference frame. The camera is set-up with a low-pass filter at 600 nm to only record the red wavelength. The particle velocities are calculated using the Davis software of LaVISION. Successive cross-correlation boxes, yielding a final 350x350 vector field, are used. This corresponds to a resolution of about 12 grid points per deformation radius. The velocity fields are averaged over one inertial period ( $T_f = T/2$ , where  $T$  is the rotation period) to filter out inertial and gravity waves.



(a)



(b)

FIGURE 8.2 – (a) Top view of orgasol particles illuminated by the laser in the upper layer to perform PIV. The intense bright ray in the bottom part of the picture corresponds to the green laser deployed in the vertical plan. (b) Side view of the flow. The dyed light water appears white due to fluorescence and the dense water is black.

Laser-Induced Fluorescence (LIF) technique is used to measure the thickness of the upper layer and to visualize a vertical cross-section of the density anomaly (Stegner et al., 2004; Thivolle-Cazat et al., 2005). The buoyant water ( $\rho_1$ ) is uniformly dyed with Rhodamine 6G at  $1.10^{-4} g.L^{-1}$  concentration and illuminated by a vertical laser sheet of wavelength 532 nm (green). This laser wavelength leads to the fluorescence of the dye at an emission wavelength of 568 nm (Fig. 8.2b). The fluorescence in a vertical section is recorded at a 25 Hz acquisition rate by a 1300x1000 pixels CCD camera located on the side of the tank and fixed in the rotating reference frame. The camera is set-up with an interferential filter only sensitive to the 568 nm wavelength. On the recorded images, we determine a threshold value of the pixel intensity, parting the images into a bright part and a dark part. In this 2-layer configuration, the dyed area corresponding to the light water as well as the dye-free area corresponding to the dense water are homogeneous and clearly distinct in terms of pixel intensity. The threshold is therefore chosen as the medium value of the transition zone. Hence, in a vertical plan we are able to access to the dimensions of the top layer. We can measure the thickness of the layer and the slope of the interface.

The combined use of PIV and LIF techniques simultaneously allows to compute the potential vorticity (PV, hereafter)  $q_1$  of the upper layer in the 2-layer quasi-geostrophic framework :

$$q_1 = \frac{\xi_1 + f}{h_1}, \quad (8.1)$$

with  $\xi_1$  the relative vorticity of the upper layer obtained by the derivation of the PIV velocity fields,  $f$  the Coriolis parameter and  $h_1$  the thickness of the upper layer obtained by LIF measurements (Fig. 8.3).

### Physical parameters

The geometric scales and other physical values are summed up in Table 8.1.  $h_1$  and  $h_2$ , the thickness of the upper layer and lower layer are defined at the location of the inner cylinder ( $r = R_1$ ) before its withdrawal.  $H$  the total depth is defined in the middle of the tank where the bottom is flat. Using those scales, we define the baroclinic deformation radius  $R_d = \sqrt{g'h_1}/f$ , where  $g'$  is the reduced gravity. The dynamical evolution of the coastal current after the geostrophic adjustment is mainly driven by three dimensionless numbers. We introduce therefore the Burger number  $Bu$ , the vertical aspect ratio  $\delta$  and the topographic parameter  $To$  :

$$Bu = \left(\frac{R_d}{L}\right)^2, \quad \delta = \frac{h_1}{h_1 + h_2}, \quad To = \frac{s}{\alpha}. \quad (8.2)$$

The Burger number,  $Bu$ , which measures the relative importance of rotation and stratification, is defined by the ratio between the deformation radius and the width of the density anomaly, before the release of the inner cylinder. The Burger number does not exceed the value of 0.1 which is similar to value usually estimated for coastal currents in the Mediterranean Sea for instance (Obaton et al., 2000).

The vertical aspect ratio,  $\delta$ , controls the baroclinic instability over a flat bottom in a 2-layer configuration. It is the only parameter left in the classical Phillips QG model and its impact on the instability has been shown for instance by Griffiths and Linden (1981) in experimental studies or by Gula and Zeitlin (2010b) in rotating shallow water calculations. To study only the impact of the slope on the instability, we keep  $\delta = 0.2$  constant above the topographic slope, at the location of the inner cylinder ( $r = R_1$ ). This point corresponds roughly to the location of the jet maximum

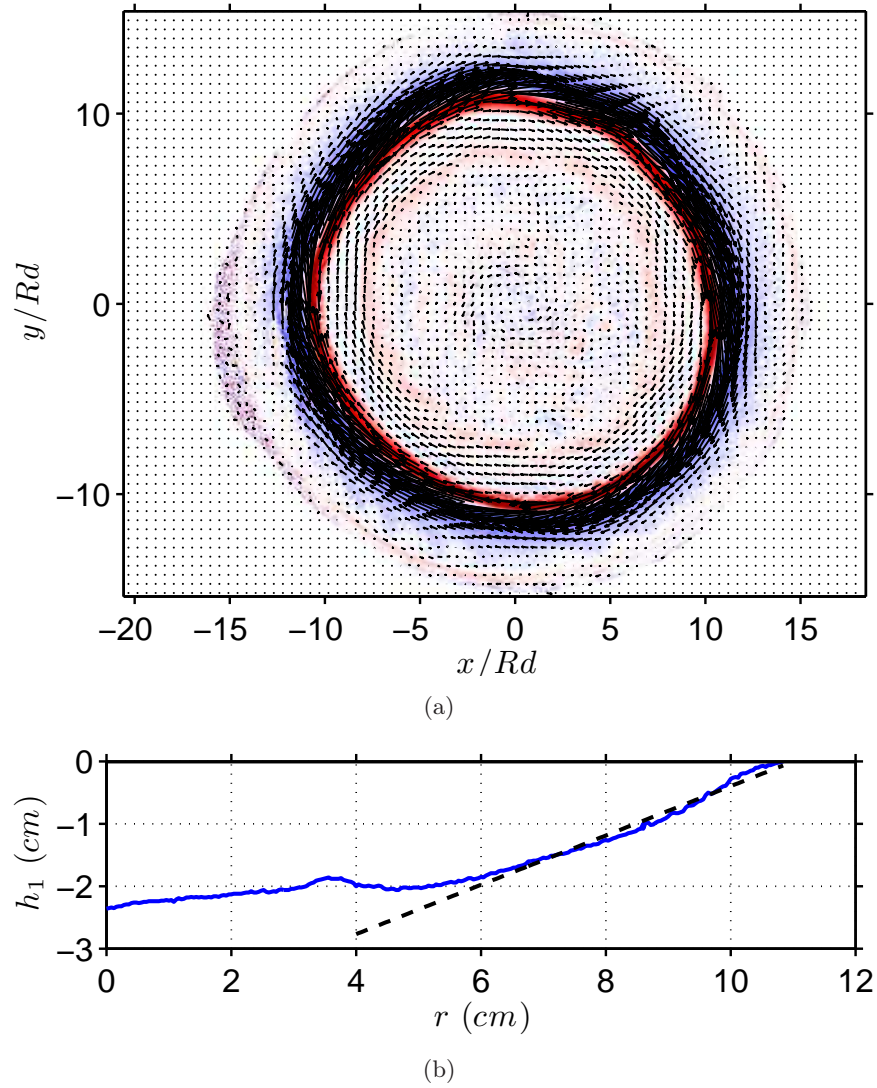


FIGURE 8.3 – (a) PIV : Velocity arrows superimposed on the vorticity field after 2T. One vector over 5 is displayed. (b) LIF : Depth  $h_1$  of the upper layer. The black dashed line highlights the isopycnal slope.

Name	$L$	$h_1$	$h_2$	$H$	$S$	$\alpha$	$V_\theta^{max}$	$\Delta\rho$	$f$	$g'$	$R_d$
S0_N0	9	3.6	14.4	18	0%	-40%	1.59	3.5	1.18	3.37	2.91
S50_N0	9	2.6	10.4	18	50%	-40%	1.77	3.5	1.18	3.37	2.51

TABLE 8.1 – Physical parameters of the reference experiments : distances, namely  $h_1, h_2$  (at the initial front location),  $H$  (at the deep water zone),  $L$  and  $R_d$  (in  $cm$ ), maximum azimuthal velocity after  $2T$  (in  $cm.s^{-1}$ ), density difference  $\Delta\rho$  in  $g.l^{-1}$  and coriolis parameter  $f$  (in  $s^{-1}$ ).

Name	$Bu$	$\delta$	$1/Ek$	$Re$	$Ro$	$To$
S0_N0	0.1	0.2	1529	450	0.46	0
S50_N0	0.08	0.2	798	450	0.6	-1.3

TABLE 8.2 – Dimensionless parameters of the reference experiments : Burger number  $Bu$ , vertical aspect ratio  $\delta$ , inverse of the Ekman number  $Ek$ , Reynolds number  $Re$ , Rossby number  $Ro$  and topographic parameter  $To$ .

velocity after the geostrophic adjustment.

The bathymetry is described by the use of the topographic parameter  $To$ .  $To$  is the relative slope of the topography, defined as the ratio between the topographic slope  $s$  and the isopycnal slope  $\alpha$ , obtained through LIF measurements. This parameter has been introduced in several QG studies (Mechoso, 1980; Mysak, 1977) or primitive equation simulations (Isachsen, 2010) and checked to be relevant (Pennel et al., 2012) over the use of the shelf slope only. Two configurations are adressed in the present study, a flat bottom one ( $To = 0$ ) and a topographic one ( $To = -1.3$ ).

Two other dimensionless numbers qualifying the dissipative processes are also considered. The Reynolds number  $Re$  and the Ekman number  $Ek$  relative to the upper layer are defined as :

$$Re = \frac{V_\theta^{max} R_d}{\nu}, \quad Ek = \frac{\nu}{f h_1^2}, \quad (8.3)$$

where  $\nu$ , the water viscosity, is worth  $10^{-6} m^2.s^{-1}$  and  $V_\theta^{max}$  is the maximum azimuthal velocity after the geostrophic adjustment.

The Reynolds number, due to the small scale of the experiment remains moderate around 450. The Ekman number, constructed with the thickness of the upper layer, describes the dissipation through friction at the layer interface. By analogy with the Reynolds number, the inverse Ekman number,  $Ek^{-1}$  is used. A high value corresponds therefore to a dissipation time scale larger than the time scale associated to the unstable growth rate. The following experiments are performed in the range of  $Ek^{-1} \approx 800 - 1500$ . Those values are in the range of those used by Obaton et al. (2000) in a large scale laboratory experiment on the Coriolis platform in Grenoble ( $Ek^{-1} \approx 200 - 2000$ ) and are 2.5 to 5 times larger than the one used in our previous study (Pennel et al., 2012).

### 8.2.3 Baroclinic instability of coastal current

This section is devoted to the analyse of two reference experiments with a flat bottom and a shelf slope ( $s = 50\%$ ), labelled respectively S0\_N0 and S50\_N0 where  $S$  stands for slope and  $N$  for noise. For instance S50 means a 50% slope and N0 means no initial noise.

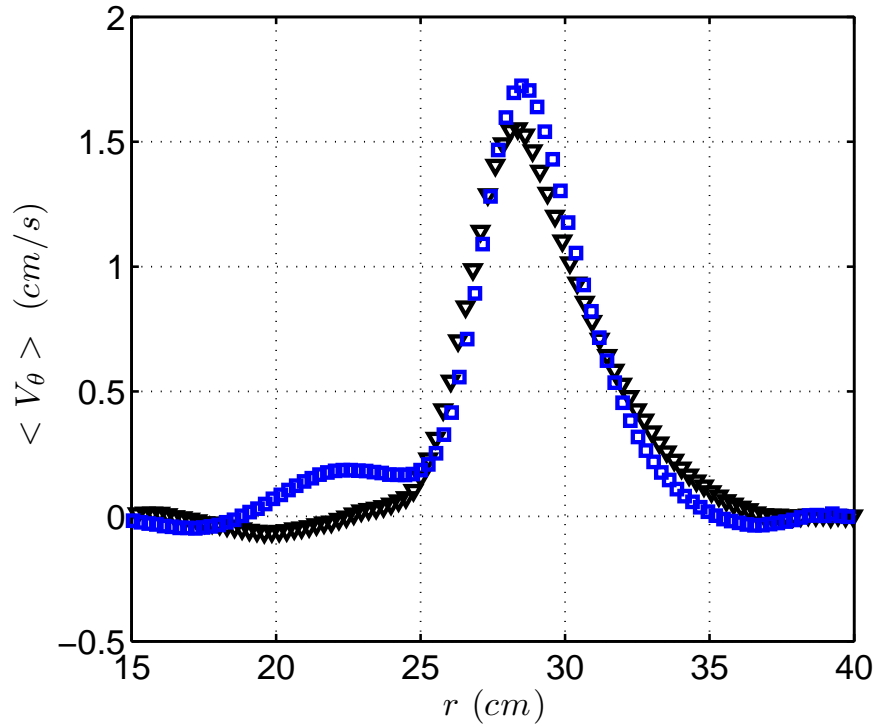


FIGURE 8.4 – Basic State : Mean azimuthal velocity profil at  $2T$  for the flat bottom S0\_N0 experiment ( $\nabla$ ) and the sloping bottom S50\_N0 experiment ( $\square$ ).

### Basic state

After the withdrawal of the inner cylinder, the adjustment process starts and lasts several inertial periods ( $T_f$ ). During this initial stage, the buoyant water passes through periods of radial extension and contraction. After about 2-3  $T_f$ , the flow reaches a cyclogeostrophic balance, characterized by a cyclonic circulation (anticyclonic circulation) in the upper layer (in the lower layer). We consider this mean adjusted state of the flow after 2 rotation periods ( $4T_f$ ).

The azimuthal velocity profile, averaged along constant radii, is displayed in the figure 8.4 for the two experiments S0\_N0 and S50\_N0. The two profiles present a maximum velocity located at 12 cm off the wall and the velocity vanishes next to the wall and in the center of the tank. We note that the adjustment over a slope generates a secondary bump in the velocity profile extending from 25 to 20 cm. This last point corresponds to the beginning of the topographic slope. The maximum velocity in the flat bottom configuration is slightly lower than the one in the topographic case. Nevertheless, we shall consider that the two basic states are similar and provide the same initial condition for the baroclinic instability.

The PV in the upper layer scaled by  $q_0 = f/h_1$  (the PV before the release of the cylinder) is shown in figure 8.5 for the slope experiment. The two experiments present similar PV. Their PV gradient in the upper layer is positive going from a constant value of about  $q_0$  to infinity at the outcropping, where the upper layer thickness vanishes. In the experiment, an anticyclonic motion does exist in the lower layer, however its vorticity is of the order of  $\xi_2 \approx \delta\xi_1$  and can therefore be neglected compared to  $f$ . The PV gradient in the lower layer is negative because the thickness of the layer increases as going towards the center of the tank where there is no more upper layer and

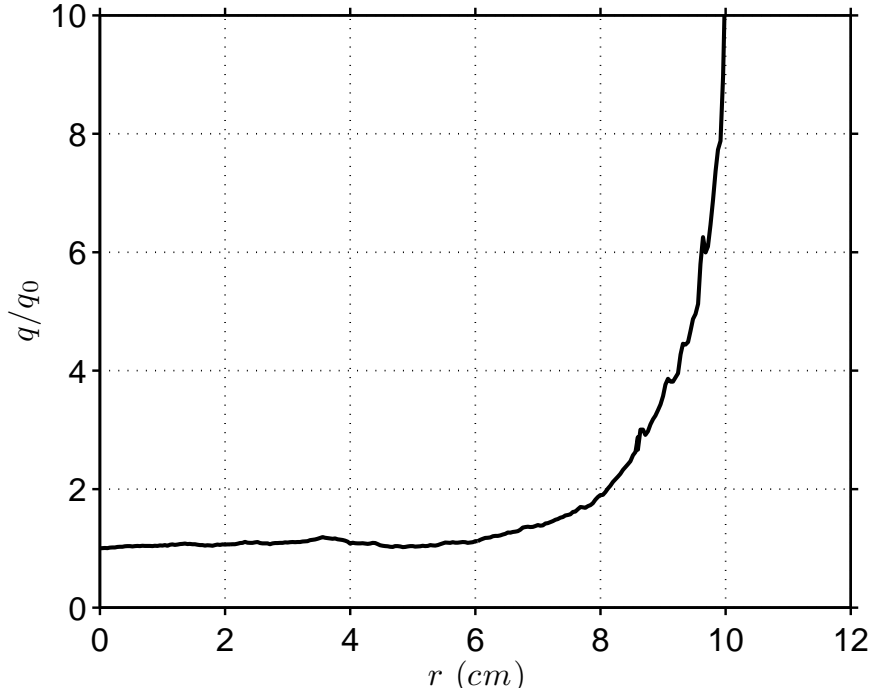


FIGURE 8.5 – PV profile  $q$  for the S50\_N0 experiment after 2T.  $q_0$  corresponds to the PV profile before the release of the inner cylinder.

$h_2 = H$ . Hence PV gradients in the upper and lower layers are in opposite direction and satisfy the necessary Charney-Stern criterion for baroclinic instability.

### Initial noise amplitude

The velocity field is projected on radial velocity  $v_r$  and azimuthal velocity  $v_\theta$ . The velocity fields used are the result of an average over an inertial period. The mean adjusted state being an axisymmetric motion, any radial motion is considered as a perturbation of the mean flow. Those perturbations will grow if the coastal current is unstable. Using averaged fields, we can get rid of radial waves signatures which do not trigger the formation of meanders but only produce an oscillation of the basic state. We therefore only consider perturbations of the average flow. These perturbations can have two distinct origins. Part of them is due to the experimental apparatus : geometric imperfections in the inner cylinder shape or droplets falling down during a few seconds after the release of the cylinder. 3D perturbations may also be generated by the adjustment process itself (Stegner et al., 2004). The total radial and azimuthal kinetic energies, respectively,

$$K_r = \frac{1}{2} \int \int v_r^2, \quad K_\theta = \frac{1}{2} \int \int v_\theta^2 \quad (8.4)$$

are computed and the ratio  $K_r/K_\theta$  is used as characterization of the initial noise amplitude. This ratio is of 2% in the flat bottom experiment and of 0.6% in the topographic slope experiment after 2T. A similar computation using instantaneous velocity fields would probably leads to a higher noise amplitude.

### Meander growth at the linear stage of the instability

The unstable development of the current is illustrated in figure 8.6. Non-axisymmetric perturbations start to grow in the flow after about  $5T$  and lead to the formation of finite amplitude meanders after  $10T$  (8.6a,c). S0\_N0 exhibits an unstable mode 10 whereas S50\_N0 shows an unstable mode 20. The topographic slope induces a shift towards smaller unstable wavelengths. This result confirms the results obtained through smaller scale experiments as well as low and high Reynolds number simulations in Pennel et al. (2012).

Every inertial periods, the radial velocity field is interpolated on a fixed radius corresponding to the jet maximum velocity. A spatial Fast Fourier Transform (FFT) is then applied on the radial velocity profile at each inertial period to exhibit the exponential growth of each normal mode. Due to a lot of experimental noise, the complete dispersion relation is hardly obtained. Therefore, the exponential growth of the most unstable mode for both configurations is depicted in figure 8.7. The two e-folding times are similar and of about  $5T_f$ . This growth is larger than the one expected from Pennel et al. (2012) and furthermore does not evidence a stabilization of the current.

The results in terms of unstable wavenumbers and growth rates are summed up in the figure 8.8 and compared to the Phillips model including a bottom topography (see Appendix of Pennel et al. (2012)). The observed discrepancies with the QG calculations might be explained firstly by the high Rossby number used in those experiments. Then, the Phillips model does not account for density outcropping neither for finite isopycnal deviations. Nevertheless, the QG behaviour is a good proxy in qualitative agreement with the experimental observations.

### Eddy interactions at the non-linear stage of the instability

Several methods can be used to detect eddies. Here, coherent structures are investigated using the Okubo-Weiss parameter  $W$  (Okubo, 1970; Weiss, 1991). The  $W$  parameter is defined as :

$$W = S_n^2 + S_s^2 - \xi^2 \quad (8.5)$$

where  $S_n$  et  $S_s$  are the normal and the shear components of strain and  $\xi$  the relative vorticity. Using a threshold value  $W_0$ , the Okubo-Weiss parameter allows one to divide the flow into a strain dominated region with  $W > W_0$  and a vorticity dominated region with  $W < -W_0$ . This threshold is usually taken as  $W_0 = 0.2\sigma_W$ , with  $\sigma_W$  being the standard deviation of  $W$  in the domain (Pasquero et al., 2001; Isern-Fontanet et al., 2004). This partition defines an eddy as a vorticity dominated area surrounded by a strain dominated area, the edge of the eddy corresponding to the closed contour of  $W = 0$ . The sign of the vorticity within the closed contour of  $W$  segregates the eddies between cyclones and anticyclones. Using this criterion, we are able to track and to quantify the eddies during the experiment.

We focus here on the size and the number of structures generated during the non-linear stage of the instability. Using the area of the eddy  $A$ , we determine a eddy radius as  $\sqrt{A/\pi}$  and a mean eddy radius  $r_{eddy}$  by averaging over all the cyclones or the anticyclones present in the tank. For the flat bottom configuration, right after the linear saturation between  $15T_f$  and  $22T_f$ , the number of eddies remains constant at 10 eddies but the mean radius increases by  $0.3 R_d$  for both cyclonic and anticyclonic eddies (Fig. 8.9a). This growth is illustrated in figure. 8.10 where the Okubo-Weiss contours are superimposed on the relative vorticity field. The red anomalies correspond to cyclonic eddies whereas the blue ones correspond to anticyclonic eddies. We observe an increase of the



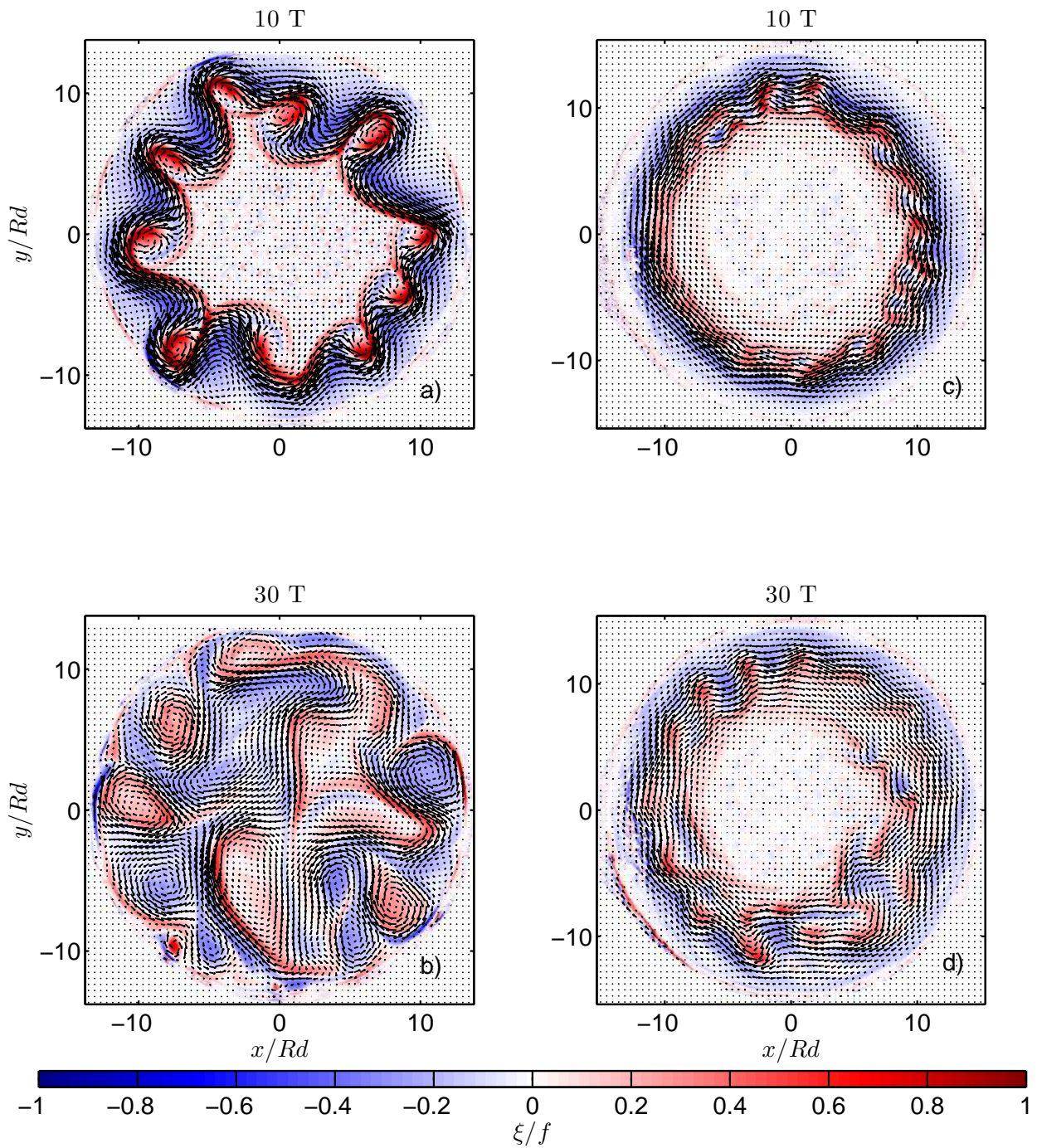


FIGURE 8.6 – Time evolution of the unstable flow for the flat bottom experiment S0\_N0 after  $10T$  and  $30T$  (left column a,b) and the sloping bottom experiment S50\_N0 after  $10T$ ,  $30T$  (right column c,d). Velocity arrows are superimposed on the relative vorticity maps  $\xi/f$ . One vector over 5 is displayed. Red (resp. blue) colour indicates cyclonic (resp. anticyclonic) vorticity.

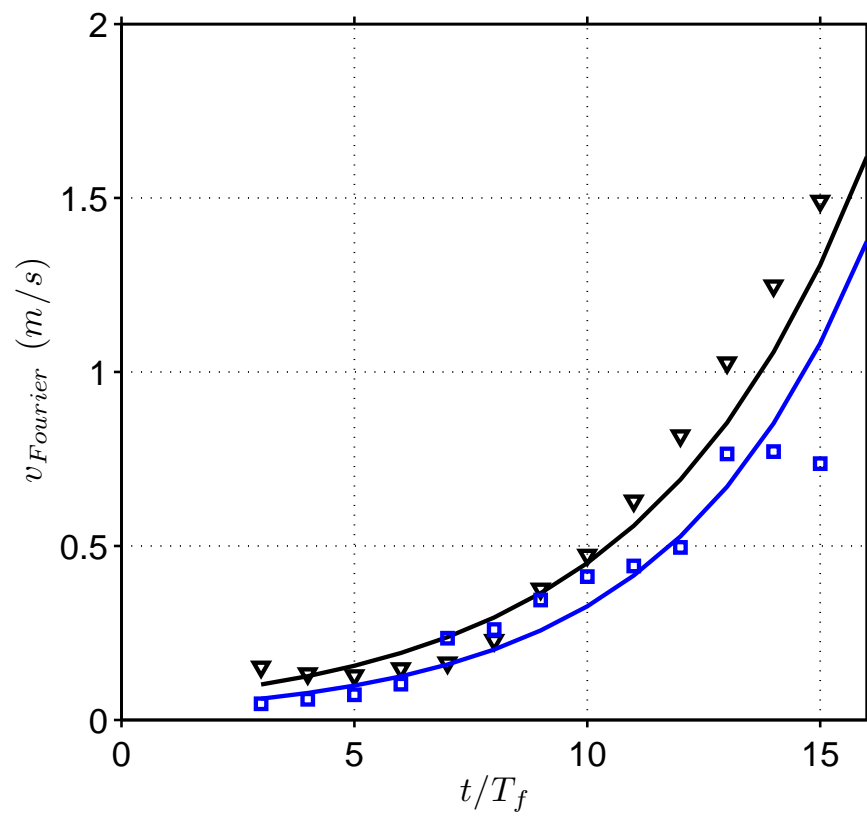


FIGURE 8.7 – Exponential growth of the most unstable normal mode for the flat bottom experiment S0\_N0 ( $\nabla$ ) and the sloping bottom experiment S50\_N0 ( $\square$ ).

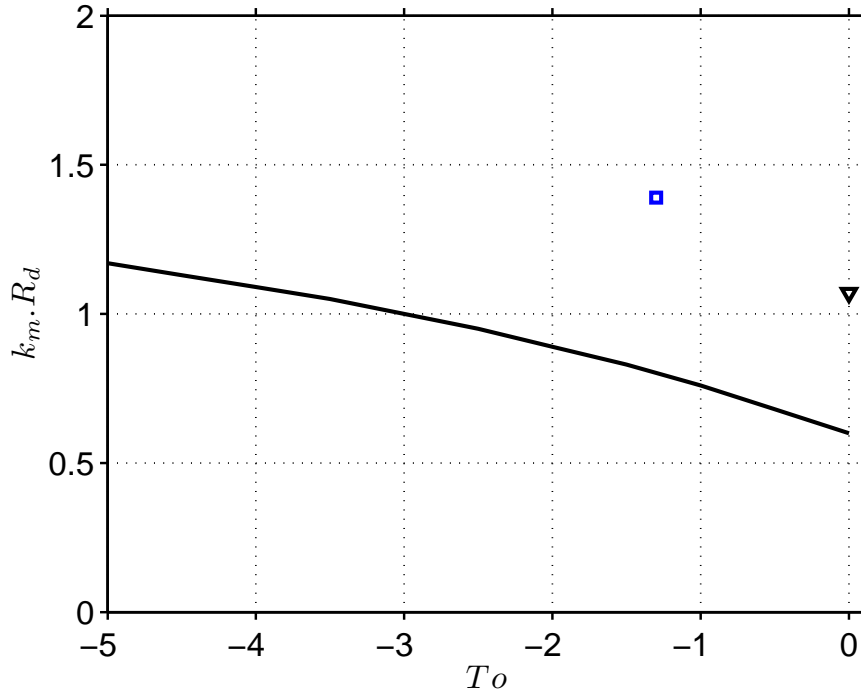


FIGURE 8.8 – Unstable wavenumber  $k$  scaled with the deformation radius  $R_d$  as a function of the topographic parameter  $T_o$  for the flat bottom experiment S0\_N0 (□) and the sloping bottom experiment S50\_N0 (▽). The black solid line corresponds to the Phillips model with topography.

mean eddy radius from the scale selected during the linear growth of the instability towards higher scales, typically called mesoscales. Between 20 and 30  $T_f$ , eddy interactions between cyclones and anticyclones located next to the wall lead to some splitting and increase of the number of eddies. Nevertheless, the mean eddy radius remains quasi constant. At later times, the numbers of eddies present in the tank oscillates a bit between 15 and 20 without any clear trend for both cyclones and anticyclones. Large mesoscale eddies corresponding to 1.5 to 2  $R_d$  mean radius are present. We note that the anticyclones radii tend to be larger than those of the cyclones.

For the steep slope configuration, the non-linear eddy interactions lead, on the contrary, to the formation of submesoscale features (Fig. 8.9b). We observe a constant increase of the number of cyclonic eddies present as well as a constant decrease of their mean radius towards submesoscale values such as  $r_{eddy}/R_d = 0.8$ . This formation of smaller scales eddies is done through stretching and splitting of the first eddies generated at the saturation of the instability (Fig. 8.11).

The trajectory of the eddies differs strongly between the flat bottom configuration and the steep slope configuration. In the latter the displacement is strongly constrained by the bottom bathymetry. We detail in the following the cyclone displacements but the same conclusions hold for the anticyclones. The cyclonic eddies remain near their detachment position and the deviation around this position is low compared to the one in the flat bottom case. The figure 8.12b shows the mean radial location of the cyclones with the corresponding standard deviation. This deviation indicates how far away from their generation location the cyclones can move. For instance, we observe that the cyclones and anticyclones have invaded the whole basin in the flat bottom configuration (figure 8.6b) whereas the eddies remained near the current location in the steep slope configuration (figure 8.6d). The presence of the bottom slope inhibits therefore the cross-shelf transport. The

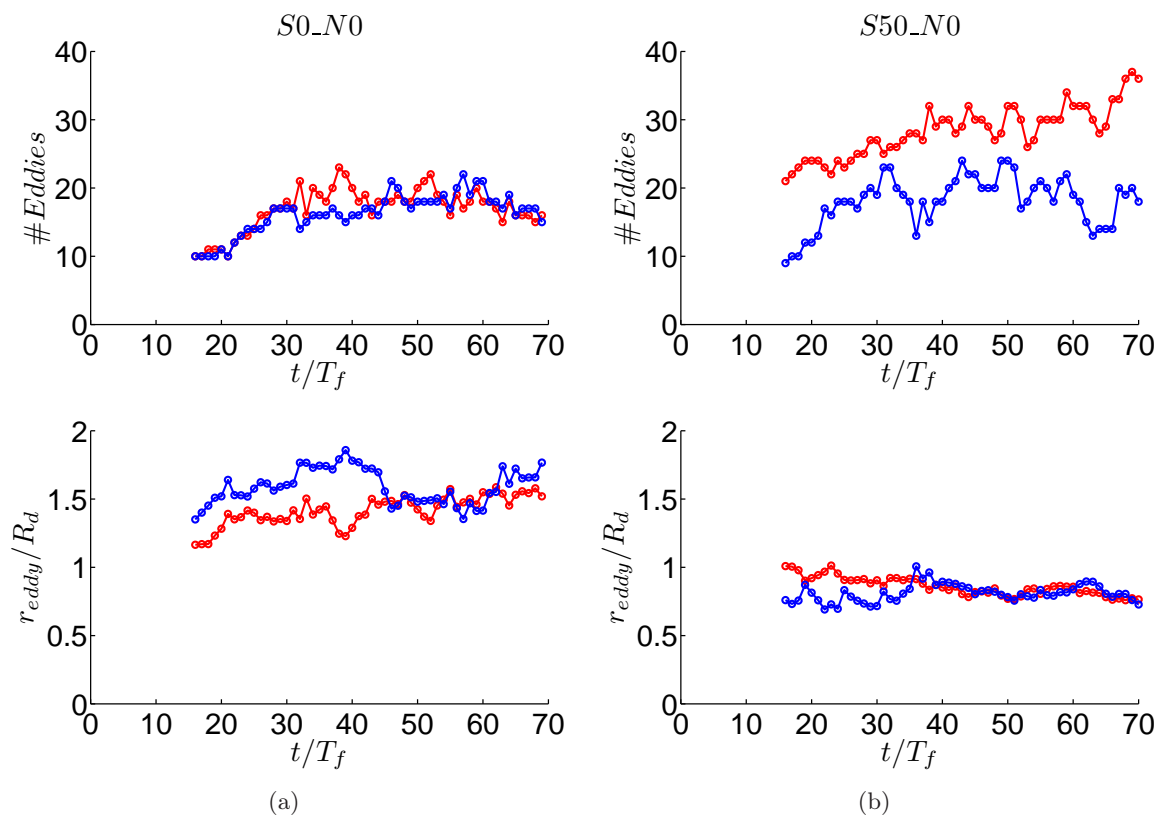


FIGURE 8.9 – Top : Time evolution of the number of cyclonic (anticyclonic) anomalies in red (blue). Bottom : Time evolution of the mean cyclonic (anticyclonic) anomalies radii in red (blue). (a) Flat bottom configuration S0\_N0 (b) Bottom slope configuration S50\_N0

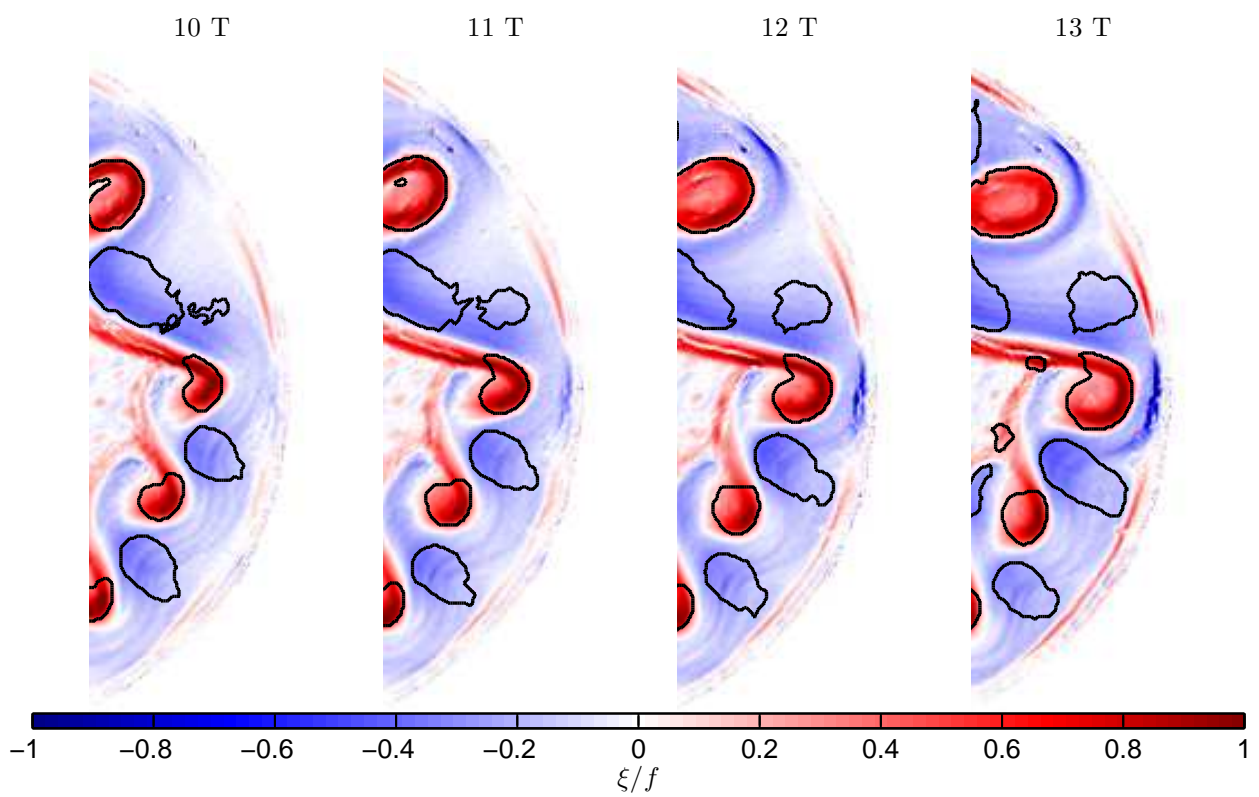


FIGURE 8.10 – Okubo-Weiss contour (black) superimposed on the vorticity field for the flat bottom experiment S0\_N0 from 10T to 13T illustrating the growth of the vorticity anomalies

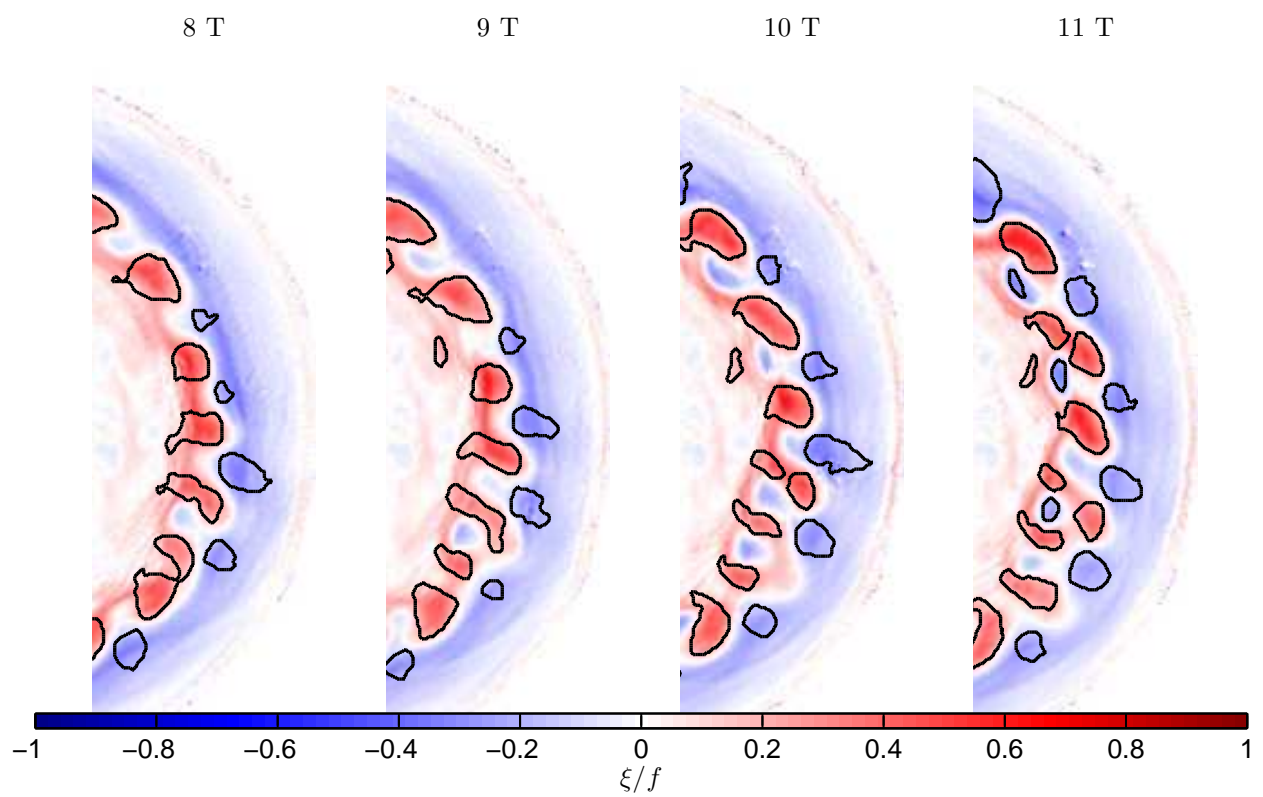


FIGURE 8.11 – Okubo-Weiss contour (black) superimposed on the vorticity field for the slope experiment S50\_N0 from 8T to 11T illustrating the splitting of cyclonic anomalies.

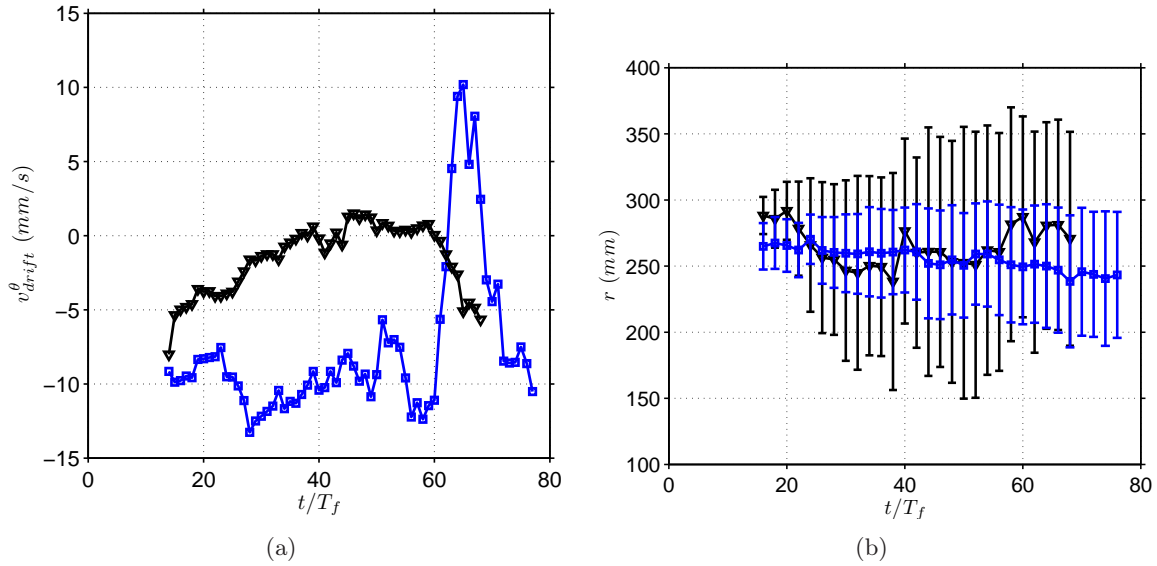


FIGURE 8.12 – (a) Time evolution of the azimuthal cyclones drifting velocity corresponding to cyclones and (b) time evolution of the mean radial position  $r$  from the center of the tank of the cyclones for the flat bottom S0\_N0 experiment ( $\nabla$ ) and the sloping bottom S50\_N0 experiment ( $\square$ ). The error bars represent the standard deviation of the mean radial position.

eddies formed above a slope are also characterized by a large azimuthal drift velocity of  $10 \text{ mm/s}$  amplitude compared to the eddies formed above a flat bottom ( $\approx 0$ ) (Fig. 8.12a). For the flat bottom case, the eddies have mainly a radial displacement towards the coast before interacting together and invading the basin. Above a slope, this radial displacement is inhibited and the eddies tend to spin around the basin following a constant isobath.

### 8.2.4 Impact of finite perturbations

In this part, we investigate the effect of finite perturbations. We performed two new experiments one with a flat bottom S0\_N1 and one with a sloping bathymetry S50\_N1.

#### Localized perturbation and meanders generation

As the inner cylinder is quickly withdrawn, a tube fixed on the outer part of the cylinder releases a fixed amount of water. This injection of water induces the generation of an anticyclonic eddy on the edge of the adjusted current (Fig 8.13). As previously, the ratio of perturbations over the axisymmetric motion is estimated. The quicker release of the cylinder generates here a noise of about 10% in the two configurations.

Over a slope, after  $2T$ , a strong anticyclone is formed in the vicinity of the current (Fig. 8.13). This finite amplitude disturbance impacts the wavelength selection since the current exhibits an azimuthal wavenumber  $n = 12$  (Fig. 8.14c) instead of  $n = 20$  in the unperturbed configuration. At this stage meanders are fully developed while in the non-perturbated configuration, only small disturbances start to grow. Hence, the linear growth of meanders lasts only a few inertial period and we can hardly access to the growth rates. A strong perturbation triggers therefore the selection of larger wavelengths over a slope.

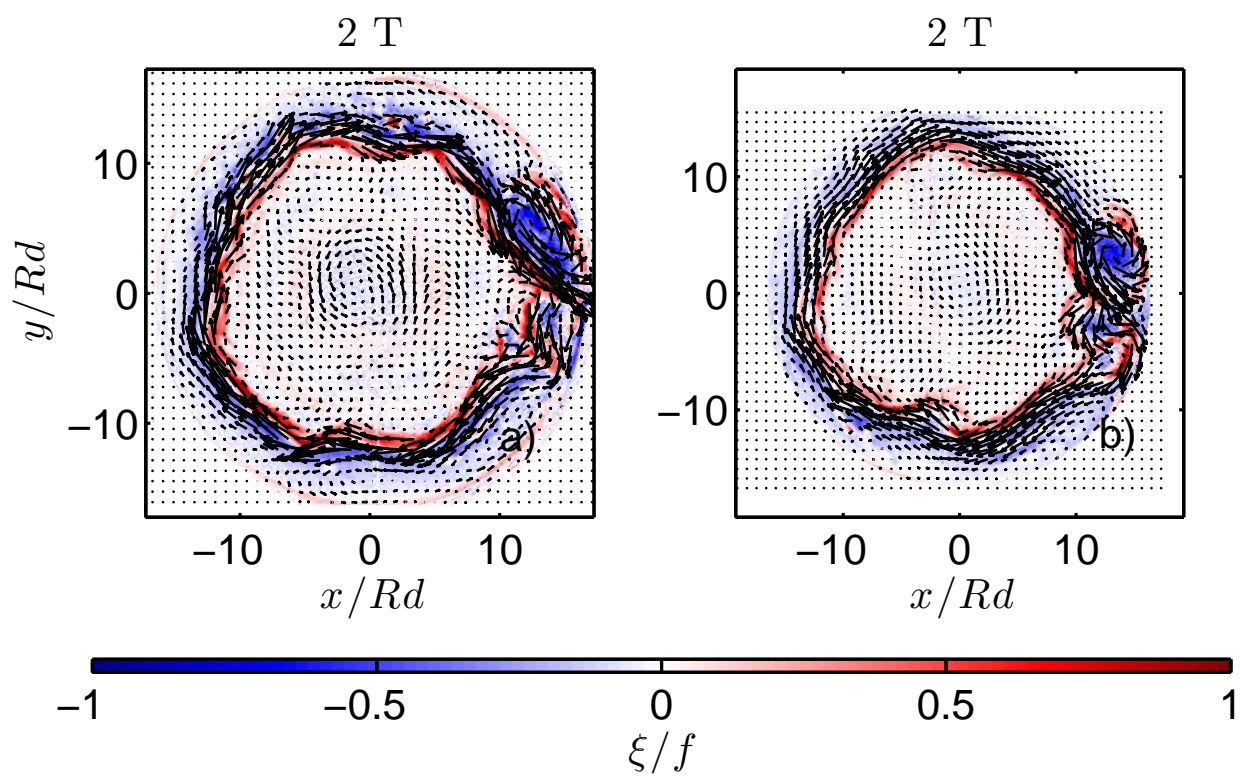


FIGURE 8.13 – Velocity arrows superimposed on vorticity maps after  $2T$  for the flat bottom experiment S0\_N1 (a) and the slopping bottom experiment S50\_N1 (b). An anticyclonic perturbation is added on the right side of the tank through water injection.



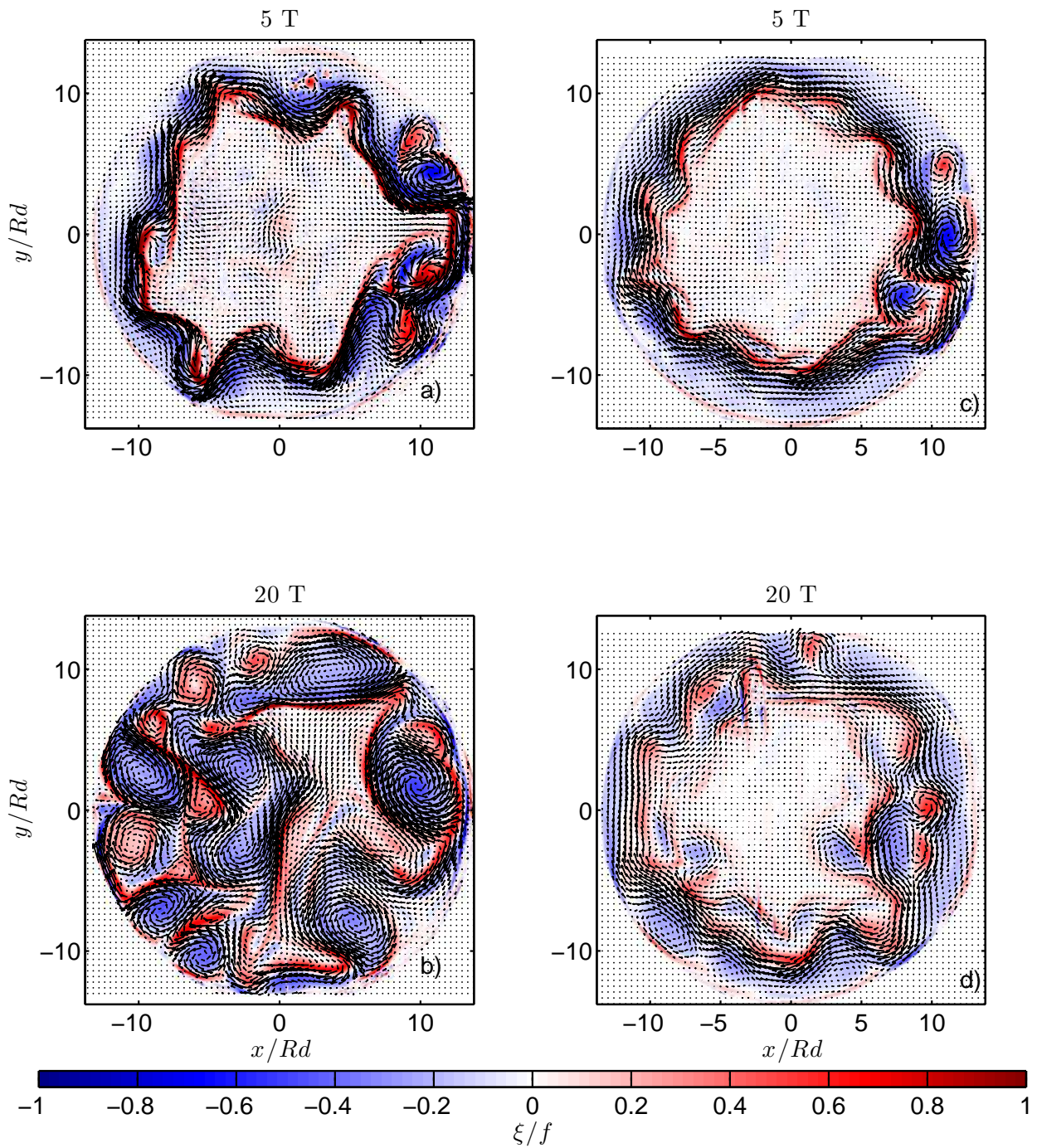


FIGURE 8.14 – Time evolution of the unstable flow for the flat bottom experiment S0\_N1 after  $5T$ ,  $20T$  (left column a,b) and the sloping bottom experiment S50\_N1 after  $5T$ ,  $20T$  (right column d,e,f). Velocity arrows are superimposed on the relative vorticity maps  $\xi/f$ . One vector over 10 is displayed. Red (resp. blue) colour indicates cyclonic (resp. anticyclonic) vorticity.

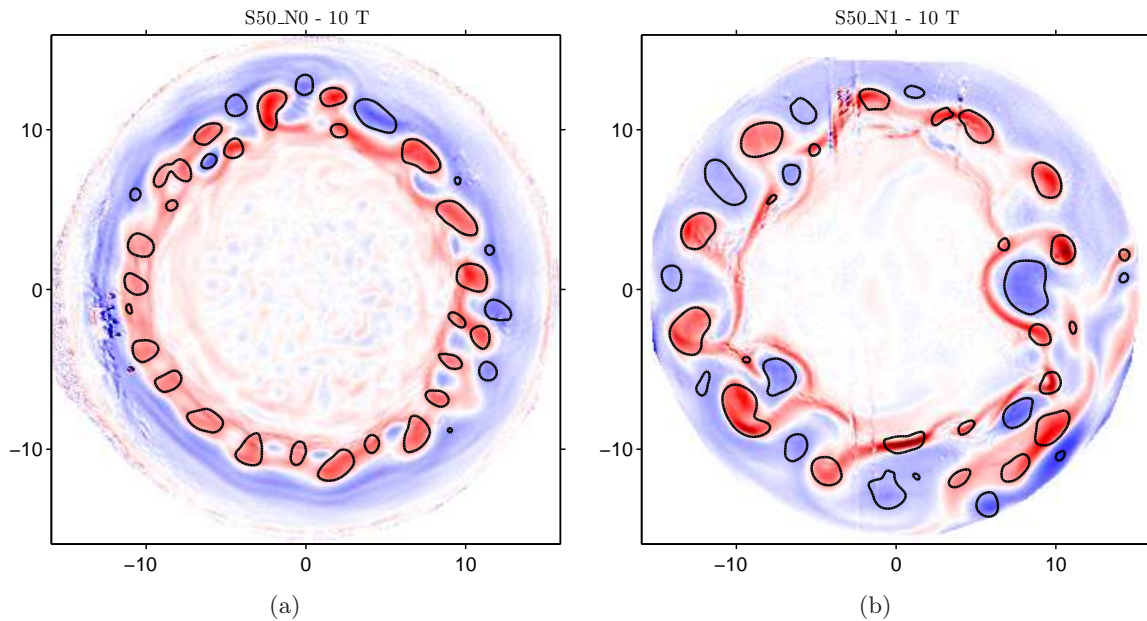


FIGURE 8.15 – Okubo-Weiss contour (black) superimposed on the vorticity field for the flat bottom experiment S0\_N1 and for the topographic experiment S50\_N1 with initial perturbation after  $10T$ .

Nevertheless, in the flat bottom configuration, the perturbation does not lead to noticeable changes in the wavelength selection, as a mode  $n = 10$  is found (Fig. 8.14a) again as in S0\_N0 (Fig. 8.6a).

### Eddy size selection over the slope

Over a flat bottom, the two different experiments with and without a localized perturbation leads to the same qualitative results. The structures have the same size and invade the whole domain. The strong anticyclone generated by the injection of water in the vicinity of the current remains present during all the experiment. We can observe it on the right edge of the tank at  $y = 0$  in figure 8.14b. This anticyclone tends to grow as observed in the perturbations free experiments.

We observe a different behaviour over a slope. The figure 8.15 compares the structures found through the Okubo-Weiss parameter over a slope for a perturbed and non-perturbed case after  $10T$ . First we note that less eddies are generated in the perturbed case due to the selection of higher unstable wavelength. Those structures are therefore bigger. Their displacement is also different, we observe a larger radial displacement in the perturbed experiment, with cyclonic structures moving towards the coast whereas they stay at the current location in the perturbation-less experiments. Nevertheless, the size of the eddies may evolve towards the formation of smaller eddies.

Over the slope, we observe that the initial anticyclone formed by water injection is quickly splitted into several smaller anticyclones whereas it stayed unchanged over a flat bottom. This seems to evidence a non-linear process acting over a slope and leading to the formation of small structures regardless of the initial size.

### 8.2.5 Conclusions and discussions

The purpose of this work was to investigate by means of laboratory experiments the impact of a bottom topography on the stabilization of coastal current and on the eddy generation over a sloping topography. We aim also at characterizing the control by the bathymetry of the eddy scales. Two sets of experiments have been performed to study both the impact of a bottom slope and of localized finite amplitude perturbations. We performed regular lock release experiments on a cylindrical configuration and experiments with High resolution PIV and LIF techniques have been used to monitor the laboratory experiments.

Concerning the baroclinic instability, the results confirm the selection of smaller unstable wavelengths over a bottom slope. However with the slope used in the experiments, we don't find a clear evidence of stabilization. Experiments with a larger topographic parameter should be performed to clarify this point. The experiments with an added perturbation show that a finite amplitude perturbation can modify the unstable wavelength selection selecting larger wavelengths.

The selection of smaller scales over a slope is evidenced. The generation of eddies by the baroclinic instability leads to the formation of smaller eddy size through the linear process of unstable wavelength selection. Nevertheless, we show that secondary non-linear processes yield a splitting of these eddies and the selection of smaller submesoscales structures. Regardless of the mechanism of eddy generation, the eddies present above a sloping bottom seem to be less stable and therefore more susceptible to split following a direct energy cascade. For instance, the anticyclone generated by water injection in the perturbed experiments splits into several anticyclones over a slope but stays coherent above a flat bottom.

The impact of the perturbation on the eddy sizes needs further investigations and probably other experiments with different slopes.

## Conclusions et perspectives

---

Il est maintenant temps d'arrêter la table tournante, d'éteindre les calculateurs et de quitter la Méditerranée. Avant cela, nous allons tout de même revenir en arrière, retracer le chemin parcouru et, surtout, se nourrir de ces expériences pour trouver de nouvelles idées de voyage.

---

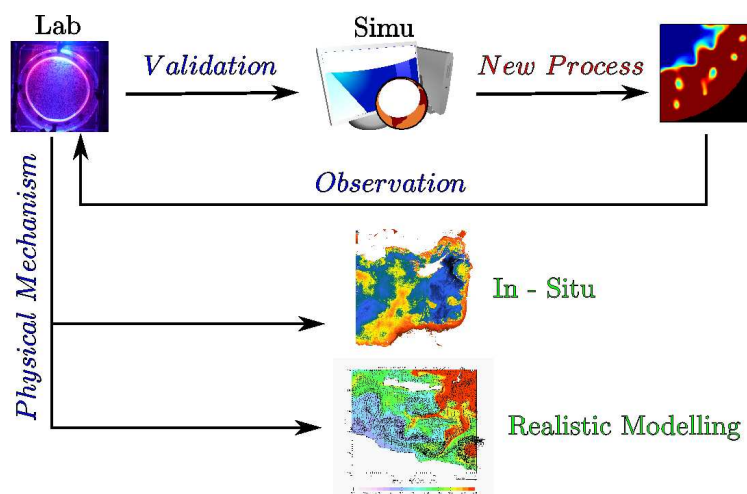
Nous avons commencé ce travail dans le canal de Sicile, lieu d'entrée de l'eau atlantique dans le bassin Oriental de la Méditerranée. Nous avons suivi le parcours de cette eau atlantique de plusieurs manières : in-situ à l'aide de flotteurs de surface, depuis l'espace à l'aide de mesures satellitaires et enfin virtuellement à l'aide de simulations numériques. La disponibilité de ces différents types de données a donc été l'occasion de confronter les calculs des modèles numériques et la réalité observée. Nous avons, en premier lieu, mis au point une méthode de comparaison entre deux jeux de données intrinsèquement très différents. Les résultats de ces comparaisons sont assez mitigés. Ainsi, si les structures de grandes échelles de la circulation générale sont bien reproduites par les modèles, les structures plus fines posent davantage de problèmes. Typiquement, les tourbillons de mésoéchelles ne sont que rarement reproduits au bon moment et au bon endroit dans ce type de simulations. De manière réciproque, l'utilisation de ces modèles a permis de mettre en lumière les précautions à prendre avec l'utilisation de flotteurs de surface dans le but de décrire la circulation générale. En effet, les données collectées par ces flotteurs sont très hétérogènes en temps et en espace, certaines périodes et zones géographiques sont très échantillonnées tandis que d'autres le sont beaucoup moins. Ceci pose un problème pour la détermination d'une circulation moyenne. D'autant plus que la circulation de surface en Méditerranée est très peu stationnaire. Au contraire, elle est fortement marquée par la présence de tourbillons, dont la signature sur-représentée dans les données de flotteurs peut masquer le schéma de circulation générale.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'instabilité barocline du courant côtier responsable dans une large part de la formation des tourbillons de méso-échelle. Plus précisément, nous nous sommes penchés sur l'influence que pouvait avoir la bathymétrie sur l'instabilité. Cette instabilité se manifeste par la croissance d'une perturbation, donnant naissance à un méandre déviant les masses d'eau vers le large. Au terme de la phase de croissance linéaire de l'instabilité, des tourbillons sont émis et se déplacent ensuite vers l'intérieur du bassin ou vers la côte. Cet enchaînement

caractérise la notion de transport entre la côte et le large et concerne tout aussi bien les masses d'eau que la chaleur, la pollution ou les nutriments. Nous avons étudié ce processus, omniprésent sur Terre, sous la forme d'un courant idéalisé, véritable modèle réduit que l'on peut mettre en place dans des expériences en laboratoire et des simulations numériques. Le but était de conclure sur l'influence d'un seul paramètre, en l'occurrence la bathymétrie, qui d'après des études précédentes, semblait avoir une forte influence sur l'instabilité. Cependant, cette dernière n'est toujours pas clairement décrite. A l'aide de notre modèle idéalisé de courant côtier de densité, nous avons tout d'abord confirmé le caractère quasi-géostrophique de l'instabilité, là où des caractéristiques telles que grands nombres de Rossby et isopycnes interceptant la surface (outcropping) pouvaient suggérer l'existence d'instabilités agéostrophiques. Dans l'idée de caractériser la bathymétrie, nous avons montré que le paramètre de topographie ( $To$ ) et le rapport d'aspect vertical ( $\delta$ ) sont les deux grandeurs pilotant l'instabilité barocline du courant. Au-dessus d'une pente, les méandres sont de tailles plus petites et croissent plus lentement. L'instabilité barocline au-dessus d'une bathymétrie sélectionne donc des longueurs d'ondes instables de plus petites échelles et voit ses taux de croissance diminuer. La pente sous-marine a ainsi un effet stabilisant. Une stabilité totale du courant peut même être atteinte pour de fortes pentes. Les tourbillons émis au-dessus de la topographie ont dès leur formation des échelles spatiales plus petites, correspondant aux longueurs d'ondes instables. Mais un second processus non-linéaire mène à la division de ces tourbillons et à la formation de structures de sous-méso-échelle. Alors que dans le cas d'un fond plat, les tourbillons, plus gros à l'origine, fusionnent et forment des structures de grandes tailles, dans le respect de la cascade inverse d'énergie. Les simulations numériques haute résolution effectuées à l'aide du modèle de circulation générale ayant servi à notre étude des courants en Méditerranée Orientale, ont ici montré leur capacité à reproduire ce processus physique de l'instabilité barocline. Ceci laisse augurer des améliorations dans la simulation de la circulation de surface à mesure que la résolution des modèles de circulation générale augmentera. Les premières expériences en laboratoire ont elles-aussi montré le caractère stabilisant de la bathymétrie. Cependant, elles ont aussi affiché leurs limites notamment en termes de dissipation et de sensibilité au bruit initial.

L'analyse de ces limitations a motivé de nouvelles expériences dans les sous-sols de l'ENSTA-ParisTech. Une configuration de cuve plus grande permettant de diminuer les effets de la dissipation et d'utiliser de plus fortes pentes a ainsi été mise au point. De même les moyens de mesures ont été améliorés de façon à gagner en résolution. Grâce à cela nous avons pu observer expérimentalement la division des tourbillons au-dessus d'une pente topographique tout en confirmant le caractère stabilisant de la topographie ainsi que le décalage des longueurs d'onde instables vers les petites échelles. L'impact du bruit initial, pressenti à l'examen des résultats des simulations numériques à bas nombre de Reynolds, a fait l'objet d'une étude particulière. Nous avons pour cela analysé l'effet d'une perturbation initiale d'amplitude finie sur le développement de l'instabilité tant dans sa phase linéaire que dans sa phase non-linéaire. Cette étude trouve une origine naturelle, dans le sens où cette perturbation peut être vue comme une modélisation des perturbations de grande amplitude touchant les courants côtiers, que ce soit par l'exemple l'effet d'un fort coup de vent ou d'un obstacle physique tel qu'une avancée de terre dans la mer. Nous avons constaté que cette perturbation a des effets notamment dans la phase linéaire de l'instabilité au-dessus d'une pente, où la longueur d'onde instable est sensiblement plus grande.

Nous pouvons maintenant faire une synthèse de la stratégie menée dans cette thèse, en mettant en avant les différentes méthodes utilisées et la manière dont elles se sont complétées. De l'observation issue des drifters in-situ est née l'envie d'explorer plus avant l'instabilité d'un courant côtier et l'influence de la topographie sur cette instabilité. Un modèle conceptuel, idéalisé, de



courant côtier a donc été imaginé et caractérisé par un petit nombre de paramètres adimensionnés. Ce courant a été ensuite mis en place dans une expérience de laboratoire sur table tournante. L'expérience de laboratoire contient en son sein la même physique, à la dissipation près, que l'écoulement océanique. En théorie, nous pouvons donc reproduire les mêmes processus à toutes les échelles possibles. Cependant, tout comme dans l'océan, la mesure de ces processus est limitée que ce soit par la résolution spatio-temporelle des moyens de mesures ou encore un accès limité à des champs 2D. Dans une simulation numérique, nous avons au contraire accès à tout l'écoulement et donc à tous les champs 3D. Toutefois, la physique n'y est qu'une modélisation de la réalité et toutes les échelles ne sont pas reproduites. En se servant de l'expérience de laboratoire comme condition initiale, nous avons pu mettre en place une configuration *cuve tournante* dans un modèle de circulation générale, configuration reproduisant les échelles spatiales nécessaires à l'appréhension de l'instabilité barocline. Une fois la simulation validée par les expériences, nous avons pu aller plus loin en diminuant fortement la dissipation de manière à s'approcher des régimes océaniques quasi-inviscides. De cette manière, nous avons mis en avant, numériquement, la formation de structures de sous-mésoéchelles au-dessus d'une pente topographique. Pour confirmer l'existence physique de ces structures, nous sommes revenus dans le laboratoire et avons construit un nouveau dispositif de plus grande échelle et équipé de moyens de mesures plus résolus. Cette nouvelle expérience moins dissipative a confirmé la formation de petites structures lors de la phase non-linéaire de l'instabilité. Ayant maintenant confiance en l'existence de ce nouveau processus, il s'agit de retourner au point de départ, de chercher à l'observer dans l'océan et de le reproduire dans des simulations océaniques réalistes. L'utilisation conjointe des simulations numériques et des expériences de laboratoire a donc permis de mettre à jour un nouveau processus et de guider les observations à faire maintenant en mer ainsi que les efforts à produire en termes de simulations réalistes.

Ces études laissent des questions ouvertes et donc quelques perspectives. Repartir sur le terrain en Méditerranée est une option séduisante mais sûrement peu compatible avec les impératifs financiers actuels. Et pourtant, augmenter le nombre de flotteurs pourrait être une solution pour lever les doutes subsistants quant à la circulation de surface en Méditerranée orientale ainsi que les doutes existants quant à l'utilité même des flotteurs pour la description d'une circulation de surface. En effet, nous avons observé que les analyses étaient biaisées par l'influence des tourbillons car les flotteurs se retrouvent souvent piégés dedans. La question est alors de savoir si ces flotteurs sont naturellement tous piégés par des tourbillons ou s'ils ne sont tout simplement pas assez

nombreux pour avoir une statistique correcte entre des flotteurs piégés et des flotteurs suivant les courants de surface. L'utilisation de flotteurs numériques dans un OGCM pourrait en théorie nous renseigner quant au nombre minimal de flotteurs nécessaires pour avoir une description correcte de la circulation. Cependant ces modèles ne reproduisent qu'une faible part de l'activité à méso-échelle, l'application in-situ est donc sujette à caution. Il s'agit peut-être simplement de s'interroger sur la notion même d'une circulation de surface en Méditerranée Orientale. Les schémas proposés sont des vues climatiques de la circulation, le drifter lui ne mesure les courants qu'à un instant donné, et ne peut donc voir que la turbulence du champ à un instant donné. Le faible nombre de drifters lancés, en service au même moment et leur durée de vie, deviennent donc de fait des obstacles à l'établissement d'un schéma climatique de la circulation de surface.

Un autre pan des analyses in-situ concerne les données au fond du bassin. L'analyse des données de mouillages (en collaboration avec I. Taupier-Letage et C. Millot), ancrés au large des côtes égyptiennes pendant le programme EGYPT, pourrait également apporter de nombreuses informations sur la circulation de fond et son lien avec la circulation de surface. L'enjeu serait notamment de quantifier l'extension verticale des tourbillons émis par l'instabilité du courant côtier et donc quantifier leur lien avec la couche de fond. Il est également espéré que dans le cadre d'HyMex de nouvelles mesures soient disponibles dans ce bassin de la Méditerranée.

Nous avons aussi pointé du doigt le besoin d'une plus haute résolution dans les modèles de circulation générale. Un modèle au  $1/36^\circ$  (MED36) de la Méditerranée est en cours de développement et permettra le forçage de modèles côtiers à encore plus haute résolution. En effet, un des principaux résultats de cette thèse est l'existence de structures de sous-mésoéchelle, fruit d'une interaction entre les tourbillons formés par instabilité barocline et la bathymétrie. Ces structures seraient ainsi en Méditerranée Orientale d'une échelle caractéristique de la centaine de mètres, ce qui nécessitera des résolutions de l'ordre de la dizaine de mètre et donc bien plus grandes que le  $1/36^\circ$ . Une étude paramétrique en fonction du paramètre de topographie pourrait ainsi permettre de cibler les zones côtières susceptibles d'être le lieu de tels processus de division des tourbillons et donc de faire des études avec des grilles plus fines dans ces lieux spécifiques.

L'origine des tourbillons a été étudiée à l'aide d'un courant idéalisé dont la première vertu est la simplicité. En toute logique, une prochaine étape serait d'aller vers plus de complexité, et ceci pour répondre à plusieurs questions. Ainsi, une des motivations de ce travail était la caractérisation du type d'instabilité, on songeait notamment à l'existence possible d'instabilités agéostrophiques. Or nous avons montré que l'instabilité dominante était de type géostrophique. On pourrait cependant étudier l'influence de la distance à la côte, ce qui revient à une étude paramétrique sur le nombre de Burger. En effet, un courant plus proche de la côte pourrait alors être le lieu d'interactions d'ondes de Kelvin et donc d'une instabilité agéostrophique. Toutefois, l'agéostrophie pourrait aussi naître du profil de vitesse et donc d'un nombre de Rossby plus grand, une modification de ce profil tant en surface que selon la verticale pourrait donc mener vers d'autres types d'instabilité. Dans ce cas, l'effet d'une bathymétrie sur une instabilité agéostrophique resterait une question ouverte. Une approche analytique en collaboration avec F. Poulain a ainsi commencé en ce sens.

Une seconde question vient de l'effet stabilisant de la bathymétrie. En effet, nous avons montré que la pente stabilise le courant et pourtant, on observe toujours la formation de méandres et de tourbillons en Méditerranée. Une bathymétrie plus complexe peut ainsi être imaginée pour tenter de répondre à cette question. On peut notamment se pencher sur le cas d'une bathymétrie où la pente ne serait plus constante. Quelle est l'influence des changements de pente sur la formation de tourbillons? Ceci soulève implicitement la question de la caractérisation de la bathymétrie. Les désaccords dans la littérature quant à l'influence de la bathymétrie sur l'instabilité barocline

---

proviennent en fait souvent d'une mauvaise description de la bathymétrie. Les effets du rapport d'aspect vertical et du paramètre de topographie sont ainsi souvent mélangés et il est délicat d'isoler le rôle de chacun. Nous avons ici pu décrire le rôle du paramètre de topographie, tout en conservant le rapport d'aspect constant. Cependant dans la réalité les deux paramètres varient souvent de concert, une étude paramétrique totale est donc à faire et l'existence d'un autre paramètre, plus universel, contrôlant l'instabilité n'est pas à exclure.

Un résultat de cette étude a été l'observation de la formation de structures de sous-mésoéchelles. Le processus menant à cette formation n'a cependant pas été étudié. Cette division des tourbillons au-dessus d'une pente peut être due à la pente mais peut aussi être due directement à la taille initiale des tourbillons formés au-dessus de la pente. Ces tourbillons de plus petite échelle au départ, pourraient par exemple être davantage sensibles à des divisions. L'étude passerait ici par une abstraction de l'instabilité, qui n'est que le moyen de création des tourbillons, et par la simple étude de la dynamique d'un tourbillon au-dessus d'une pente. Il faudrait notamment caractériser la taille du tourbillon par rapport à la pente de la bathymétrie en introduisant peut-être un nouveau paramètre adimensionné. Numériquement, il serait assez facile de construire une simulation faisant évoluer un tourbillon de taille donnée au-dessus de diverses pentes idéalisées. En suivant la même méthodologie que dans la thèse, on pourrait également envisager un pendant expérimental dans lequel les tourbillons produits par injection de vorticit   seraient cr   s au-dessus d'une bathym  trie.

D'un point de vue technique, la simulation num  rique peut   tre am  lior  e de diff  rentes man  res. On pensera ainsi    la discréétisation verticale, l'utilisation de partial-cells ou d'une r  solution raffin  e en certains endroits, qui devrait permettre de mieux r  soudre    la fois la topographie et l'interface entre les deux couches. D'un point de vue exp  rimental, l'objectif d'exp  riences de plus grandes   chelles est toujours pr  sent. Des installations telles que la plateforme Coriolis, sur laquelle j'ai particip      la campagne exp  rimentale TIRIS mais qui est actuellement en cours de destruction/reconstruction, pr  sente ainsi le cadre n  cessaire    de plus grandes longueurs physiques. Enfin, la g  n  ration du courant par injection, conduisant    des profils de PV diff  rents, m  riterait   galement d'  tre consid  r  e.

Enfin, un enjeu scientifique    long terme serait,    l'image de notre approche multi-outils, de faire se rencontrer physique et bio-g  o-chimie en   tudiant plus en aval l'effet de ces processus physiques sur les esp  ces biologiques, les composants chimiques, les nutriments, la pollution , ..., in fine sur notre activit   humaine.

Ce travail de th  se, de la M  diterran  e Orientale    la table tournante de l'ENSTA-ParisTech, nous a ainsi amen  s    l'  tude syst  matique d'un processus physique particulier observ   tout d'abord dans la nature. Nous avons tout au long de l'  tude pris soin de confronter les sources de donn  es, pour garder le meilleur de chacune d'elles et progresser en tirant partie des diff  rentes comparaisons. En somme, nous avons montr   qu'un tourbillon n   libre au large de la Libye et ses fr  res n  s dans la captivit   d'une table tournante ou d'un processeur peuvent ensemble faire progresser nos connaissances des processus physiques gouvernant les oc  ans.





Annexe **A**

Notations utilisées

---



TABLE A.1 – Récapitulatif des paramètres et notations utilisées

Paramètre	correspond à	formule
$\phi$	latitude	
$f$	paramètre de Coriolis	$f = 2\vec{\Omega} \wedge \vec{k} = 2\Omega \sin \phi$
$\Omega$	vitesse de rotation de la Terre	
$\Omega_0$	vitesse de rotation de la cuve	
$g$	gravité	
$g^*$	gravité réduite	
$h_1$	hauteur de l'eau de surface peu dense	
$\rho_1$	densité de l'eau peu dense	
$H$	hauteur de l'eau dense (profondeur du bassin)	
$\rho_2$	densité de l'eau dense	
$L$	distance à la côte du courant de surface	
$d$	largeur du courant	
$\alpha$	pente des isopycnes	
$s$	pente de la bathymétrie	
$R_d$	rayon de déformation	
$V_0$	vitesse maximale du courant	
$Ro$	rayon de Rossby	$Ro = \frac{V_0}{fR_d}$
$\delta$	rapport d'aspect vertical	
$Bu$	nombre de Burger	$Bu = \left(\frac{R_d}{L}\right)^2$
$\gamma$		$\gamma = \frac{h_1}{R_d}$
$Re$	nombre de Reynolds	$Re = \frac{V_0 R_d}{A_h}$
$Ek$	nombre d'Ekman	$Ek = \frac{A_v}{fh_1^2}$
$A_h^t$	coefficient de diffusivité horizontale (traceurs)	
$A_v^t$	coefficient de diffusivité verticale (traceurs)	
$\nu$	viscosité cinématique du sel	
$\kappa$	coefficient de diffusion du sel	
$A_h^m$	coefficient de viscosité horizontale (quantité de mouvement)	
$A_v^m$	coefficient de viscosité verticale (quantité de mouvement)	
$V_\theta$	vitesse azimuthale	
$V_r$	vitesse radiale	
$P$	pression	
$P_0$	pression hydrostatique	
$T$	température	
$S$	salinité	
$\rho$	densité	
$\rho_0$	densité de référence	
$\vec{U}_h$	vitesse horizontale dans le repère cartésien	$\vec{U}_h = \vec{u} + \vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j}$
$\vec{w}$	vitesse verticale dans le repère cartésien	$\vec{w} = w\vec{k}$
$\vec{U}(u, v, w)$	vitesse totale dans le repère cartésien	$\vec{U} = \vec{U}_h + w\vec{k}$
$D^U, D^T, D^S$	puits d'énergie	
$F^U, F^T, F^S$	sources d'énergie	
$\nabla$	opérateur gradient	



# Bibliographie

- Alhammoud, B., 2005 : Circulation générale océanique et variabilité à méso-échelle en Méditerranée Orientale : Approche numérique. Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille-II.
- Alhammoud, B., K. Béranger, L. Mortier, M. Crépon, and I. Dekeyser, 2005 : Surface circulation of the Levantine Basin : comparison of model results with observations. *Progress in Oceanography*, **66**, 299–320.
- Amitai, Y., Y. Lehahn, A. Lazar, and E. Heifetz, 2010 : Surface circulation of the eastern Mediterranean Levantine basin : Insights from analyzing 14 years of satellite altimetry data. *Journal of Geophysical Research*, **115**, C10 058.
- Avicola, G. and P. Huq, 2002 : Scaling Analysis for the interaction between a buoyant coastal current and the continental shelf : Experiments and Observations. *Journal of Physical Oceanography*, **32**, 3233–3248.
- Béranger, K., L. Mortier, and M. Crépon, 2005 : Seasonal variability of water transport through the straits of Gibraltar, Sicily and Corsica, derived from a high-resolution model of the Mediterranean circulation. *Progress in Oceanography*, **66**, 341–364.
- Béranger, K., L. Mortier, G.-P. Gasparini, L. Gervasio, M. Astraldi, and M. Crépon, 2004 : The dynamics of the Sicily Strait : a comprehensive study from observations and models. *Deep-Sea Research II*, **51**, 411–440.
- Béranger, K., et al., 2010 : Impact of the spatial distribution of the atmospheric forcing on water mass formation in the Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research*, **115**, C12 041.
- Blanke, B. and P. Delecluse, 1993 : Variability of the Tropical Atlantic Ocean Simulated by a General Circulation Model with Two Different Mixed-Layer Physics. *Journal of Physical Oceanography*, **23**, 1363–1388.
- Blumsack, S. L. and P. J. Gierasch, 1972 : Mars : The effects of topography on baroclinic instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**, 1081–1089.
- Boss, E., N. Paldor, and L. Thompson, 1996 : Stability of a potential vorticity front : from quasi-geostrophy to shallow water. *Journal of Fluid Mechanics*, **315**, 65–84.
- Bouruet-Aubertot, P. and V. Echevin, 2002 : The influence of the coast on the dynamics of upwelling fronts. Part II. Numerical simulations. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **36**, 175–200.

- Bouruet-Aubertot, P. and P. F. Linden, 2002 : The influence of the coast on the dynamics of upwelling fronts. Part I. Laboratory experiments. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **36**, 153–173.
- Bozec, A., P. Bouruet-Aubertot, D. Iudicone, and M. Crépon, 2008 : Impact of penetrative solar radiation on the diagnosis of water mass transformation in the Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research*, **113**, C06 012.
- Brankart, J. M. and P. Brasseur, 1998 : The general circulation in the Mediterranean Sea : climatological approach. *Journal of Marine Systems*, **18**, 41–70.
- Campbell, L. and W. Garnett, 1887 : *Life of James Clerck Maxwell*. Macmillan London.
- Carton, J. A. and Y. Chao, 1999 : Caribbean Sea eddies inferred from TOPEX/POSEIDON altimetry and a  $1/6^\circ$  Atlantic Ocean model simulation. *Journal of Geophysical Research*, **104**, 7743–7752.
- Cenedese, C. and P. F. Linden, 2002 : Stability of a buoyancy-driven coastal current at the shelf break. *Journal of Fluid Mechanics*, **452**, 97–121.
- Chapman, D. C. and S. J. Lentz, 1994 : Trapping of a coastal current density front by the bottom boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 1464–1479.
- Ciappa, A., 2009 : Surface circulation pattern in the Sicily Channel and Ionian Sea as revealed by MODIS chlorophyll images from 2003 to 2007. *Continental Shelf Research*, **29(17)**, 2099–2109.
- CLS, 2008 : Argos users manual. *Manual*, ., <http://www.argos-system.org/>.
- Drillet, Y., R. Bourdallé-Badie, L. Siefridt, and C. LeProvost, 2005 : The Meddies in the Mercator North Atlantic and Mediterranean Sea eddy-resolving model. *Journal of Geophysical Research*, **110**, C03 016, doi :10.1029/2003JC002 170.
- Duchez, A., J. Verron, J.-M. Brankart, Y. Ourmières, and P. Fraunié, 2011 : Monitoring of the Northern Current in the Gulf of Lions with an observing system simulation experiment. *Scienta Marina*, **in press**, .
- Eady, E. T., 1949 : Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.
- Falco, P., A. Griffa, P.-M. Poulain, and E. Zambianchi, 2000 : Transport Properties in the adriatic sea as Deduced from Drifter Data. *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 2055–2071.
- Flierl, G. R., 1979 : Baroclinic solitary waves with radial symmetry. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **3**, 15–38.
- Garraffo, Z. D., A.-J. Mariano, A. Griffa, C. Veneziani, and E. P. Chassignet, 2001 : Lagrangian data in a high-resolution numerical simulation of the North Atlantic I. Comparison with in situ drifter data. *Journal of Marine Systems*, **29**, 157–176.
- Gačić, M., G. L. E. Borzelli, G. Civitarese, V. Cardin, and S. Yari, 2010 : Can internal processes sustain reversals of the ocean upper circulation ? The Ionian Sea example. *Geophysical Research Letters*, **370**, L09 608, doi :10.1029/2010GL043216.
- Gerin, R., P.-M. Poulain, I. Taupier-Letage, C. Millot, S. Ben Ismail, and C. Sammari, 2009 : Surface circulation in the Eastern Mediterranean using Lagrangian drifters (2005-2007). *Ocean Science*, **5**, 559–574.

- Gervasio, L., 1997 : Instabilités des courants côtiers en présence de topographie. Application au courant algérien. Ph.D. thesis, Université Paris VI.
- Griffiths, R. W. and P. F. Linden, 1980 : The stability of vortices in a rotating, stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, **105**, 283–316.
- Griffiths, R. W. and P. F. Linden, 1981 : The stability of buoyancy-driven coastal currents. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **5**, 281–306.
- Gula, J., 2009 : Instabilités agéostrophiques des écoulements baroclines dans l’atmosphère et dans l’océan et leur évolution non-linéaire. Ph.D. thesis, Université Pierre et Maris Curie.
- Gula, J. and V. Zeitlin, 2010a : Instabilities of buoyancy-driven coastal current and their nonlinear evolution in the two-layer rotating shallow water model. Part I. Passive lower layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **659**, 69–93.
- Gula, J. and V. Zeitlin, 2010b : Instabilities of buoyancy-driven coastal current and their nonlinear evolution in the two-layer rotating shallow water model. Part II. Active lower layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **665**, 209–237.
- Hamad, N., C. Millot, and I. Taupier-Letage, 2005 : A new hypothesis about the surface circulation in the eastern basin of the Mediterranean sea. *Progress in Oceanography*, **66**, 287–298.
- Hamad, N., C. Millot, and I. Taupier-Letage, 2006 : The surface circulation in the eastern basin of the Mediterranean Sea. *Scientia Marina* **70**, **3**, 457–503.
- Hansen, D. and P.-M. Poulain, 1996 : Quality Control and Interpolations of WOCE-TOGA Drifter Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **13**, 900–909.
- Helfrich, K. R. and J. C. Mullarney, 2005 : Gravity currents from a dam-break in a rotating channel. *Journal of Fluid Mechanics*, **536**, 253–283.
- Herbaut, C., F. Codron, and M. Crépon, 1998 : Separation of a coastal current at a strait level : case of the strait of Sicily. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 1346–1362.
- Herrmann, M., J. Bouffard, and K. Béranger, 2009 : Monitoring open-ocean deep convection from space. *Geophysical Research Letters*, **36**, L0306.
- Holland, W., 1978 : The role of mesoscale eddies in the general circulation of the Ocean. Numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *Journal of Physical Oceanography*, **8**, 363–392.
- Horton, C., M. Clifford, and J. Schmitz, 1997 : A real-time oceanographic nowcast/forecast system for the Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 123–156.
- Isachsen, P. A., 2010 : Baroclinic instability and eddy tracer transport across sloping bottom topography : How well does a modified Eady model do in primitive equation simulations? *Ocean Modelling*, **in press**, doi :10.1016/j.ocemod.2010.09.007.
- Isern-Fontanet, J., J. Font, E. Garcia-Ladona, M. Emelianov, C. Millot, and I. Taupier-Letage, 2004 : Spatial structure of anticyclonic eddies in the Algerian basin (Mediterranean Sea) analyzed using the Okubo-Weiss parameter. *Deep-Sea Research II*, **51**, 3009–3028.



- Isern-Fontanet, J., E. García-Ladona, and J. Font, 2006 : Vortices of the Mediterranean sea : an altimetric perspective. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 87–103.
- Jouanno, J., J. Sheinbaum, B. Barnier, J. Molines, L. Debreu, and F. Lemarie, 2008 : The mesoscale variability in the Caribbean Sea. Part I : Simulations and characteristics with an embedded model. *Ocean Modelling*, **23**, 82–101.
- Lascaratos, A., W. Roether, K. Nittis, and B. Klein, 1999 : Recent changes in deep water formation and spreading in the eastern Mediterranean Sea : a review. *Progress in Oceanography*, **44**, 5–36.
- Lebeaupin-Brossier, C., K. Béranger, C. Deltel, and P. Drobinski, 2011 : The Mediterranean response to different space-time resolution atmospheric forcings using perpetual mode sensitivity simulations. *Ocean Modelling*, **36 (1-2)**, 1–25.
- Lellouche, J.-M., E. Greiner, and M. Benkiran, 2005 : PSY2V2, le nouveau prototype opérationnel haute résolution de Mercator. *Mercator Océan Quaterly Newsletter*, **19**, 4–16, ([http://www.mercator-ocean.fr/documents/lettre/lettre\\_19.pdf](http://www.mercator-ocean.fr/documents/lettre/lettre_19.pdf)).
- Lentz, S. J. and K. R. Helfrich, 2002 : Buoyant gravity currents along a sloping bottom in a rotating fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, **464**, 251–278.
- Lermusiaux, P., 1999 : Estimation and study of mesoscale variability in the Strait of Sicily. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **29**, 255–303.
- Lermusiaux, P. and A. Robinson, 2001 : Features of dominant mesoscale variability, circulation patterns and dynamics in the Strait of Sicily. *Deep-Sea Research I*, **48**, 1953–1997.
- Lozier, M. S. and M. S. C. Reed, 2005 : The influence of topography on the stability of shelfbreak fronts. *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 102–1036.
- Madec, G., 2008 : *NEMO reference manual, ocean dynamics component : NEMO-OPA*. France, Note du Pole de modélisation, Institut Pierre Simon Laplace (IPSL).
- Madec, G., M. Chartier, and M. Crépon, 1991 : Effect of thermohaline forcing variability on deep water formation in the northwestern Mediterranean Sea - a high resolution three-dimensional study. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **15**, 301–332.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Levy, 1997 : *OPA, release 8, Ocean General Circulation reference manual*. France, Technical report 96/xx, LODYC, Note du Pole de modélisation, Institut Pierre Simon Laplace (IPSL).
- Marshall, J. and F. Schott, 1999 : Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, **37 (1)**, 1–64.
- Matteoda, A. M. and S. M. Glenn, 1996 : Observation of recurrent meso-scale eddies in the Eastern Mediterranean. *Journal of Geophysical Research*, **101(C9)**, 20 687–20 709.
- Mechoso, C. R., 1980 : Baroclinic instability of flows along sloping boundaries. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37**, 1393–1399.
- Millot, C., 1987 : Circulation in the Western Mediterranean Sea. *Oceanologica Acta*, **10**, 143–149.
- Millot, C. and R. Gerin, 2010 : The Mid-Mediterranean Jet Artefact. *Geophysical Research Letters*, **37**, 1–6.

- Millot, C. and I. Taupier-Letage, 2005 : *The handbook of environmental chemistry, Vol.1*, chap. Circulation in the Mediterranean Sea, 29–66. Springer-Verlag.
- Millot, C. and I. Taupier-Letage, 2005b : Additional evidence of LIW entrainment across the Algerian subbasin by mesoscale eddies and not by a permanent westward flow. *Progress in Oceanography*, **66**, 231–250.
- Mysak, L. A., 1977 : On the stability of the California undercurrent off Vancouver island. *Journal of Physical Oceanography*, **7**, 904–917.
- Nielsen, J. N., 1912 : Hydrography of the Mediterranean and adjacent waters. *Report of the Danish Oceanographic expedition 1908 - 1910*, **1**, 72 – 191.
- Obaton, D., C. Millot, G. Chabert d’Hières, and I. Taupier-Letage, 2000 : The Algerian Current : comparisons between in situ and laboratory data sets. *Deep-Sea Research I*, **47**, 2159–2190.
- Okubo, M., 1970 : Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, **17 (3)**, 445 – 454.
- Ovchinnikov, I. M., 1966 : Circulation in the surface and intermediate layers of the Mediterranean. *Oceanology : English Translation*, **6**, 48–57.
- Owens, W. B., 1991 : A statistical description of the mean circulation and eddy variability in the northwestern Atlantic using SOFAR floats. *Journal of Physical Oceanography*, **26**, 739–752.
- Pasquero, C., A. Provenzale, and E. Babiano, 2001 : Parametrization of dispersion in two-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **439**, 279 – 303.
- Pedlosky, J., 1987 : *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag.
- Pennel, R., A. Stegner, and K. Béranger, 2012 : Shelf impact on buoyant coastal current instabilities. *Journal of Physical Oceanography*, **42**, 39–61.
- Pennel, R., et al., 2010 : Surface circulation of the eastern mediterranean between november 2005 and october 2007 inferred from altimetry data and modeled or in-situ drifter trajectories. *Proceedings of 39th CIESM workshop*, Venice, Italy.
- Phillips, N. A., 1954 : Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level quasigeostrophic model. *Tellus*, **6**, 273–286.
- Pickart, S. P., D. J. Torres, and P. S. Fratantoni, 2005 : The East Greenland spill jet. *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 1037–1053.
- Pinardi, N. and A. Navarra, 1993 : Baroclinic wind adjustment processes in the Mediterranean Sea. *Deep-Sea Research II*, **40(6)**, 1299–1326.
- Poulain, P.-M., 2001 : Adriatic Sea surface circulation as derived from drifter data between 1990 and 1999. *Journal of Marine Systems*, **29**, 3–32.
- Poulain, P.-M., R. Gerin, E. Mauri, and R. Pennel, 2009 : Wind Effects on Drogued and Undrogued Drifters in the eastern Mediterranean. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **26**, 1144–1156.
- Poulain, P.-M. and E. Zambianchi, 2009 : Surface circulation in the central Mediterranean Sea as deduced from Lagrangian drifters in the 1990s. *Continental Shelf Research*, **27**, 981–1001.

- Poulain, P.-M., et al., 2007 : MedArgo : a drifting profiler program in the Mediterranean Sea. *Ocean Science*, **3**, 379–395.
- Poulin, F. J. and G. R. Flierl, 2003 : The Nonlinear Evolution of Barotropically Unstable Jets. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 2173–2192.
- Puillat, I., I. Taupier-Letage, and C. Millot, 2002 : Algerian eddies lifetimes can near three years. *Journal of Marine Systems*, **31**(4), 245–259.
- Reszka, M. K. and G. E. Swaters, 1999 : Eddy formation and interaction in a baroclinic frontal geostrophic model. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 3025–3042.
- Reynaud, T., L. P. H. Mercier, and B. Barnier, 1998 : A new analysis of hydrographic data in the Atlantic and its application to an inverse modelling study. *International WOCE Newsletter*, **32**, 29–31.
- Reynolds, R. W., 1988 : A Real-Time Global Sea Surface Temperature Analysis. *Journal of Climate*, **1**, 75–86.
- Riandey, V., G. Champalbert, F. Carlotti, I. Taupier-Letage, and D. Thibault-Botha, 2005 : Zooplankton distribution related to the hydrodynamic features in the Algerian Basin (western Mediterranean Sea) in summer 1997. *Deep-Sea Research I*, **52**, 2029–2048.
- Richardson, D., 2006 : Changes to the operational forecasting system. *ECMWF Newsletter*, **106**, 46pp.
- Rio, M.-H., P.-M. Poulain, A. Pascual, E. Mauri, G. Larnicol, and R. Santoleri, 2005 : A mean dynamic topography of the Mediterranean Sea computed from altimetric data, in-situ measurements and a general circulation model. *Journal of Marine Systems*, **65**, 484–508.
- Rio, M.-H., P.-M. Poulain, A. Pascual, E. Mauri, G. Larnicol, and R. Santoleri, 2007 : A mean dynamic topography of the Mediterranean Sea computed from altimetric data, in-situ measurements and a general circulation model. *Journal of Marine Systems*, **65**, 484–508.
- Rivas, D., O. Velasco Fuentes, and J. Ochoa, 2005 : Topographic effects on the dynamics of gravity currents in a rotating system. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **39**, 227–249.
- Robinson, A., W. Leslie, A. Theoharis, and G. Lascaratos, Avicola, 2001 : *Mediterranean Sea Circulation*, chap. Encyclopedia of Ocean Sciences, 1689–1706.
- Robinson, A., J. Sellschopp, A. Warn-Varnas, W. Leslie, C. Lozano, P. Haley Jr, L. Anderson, and P. Lermusiaux, 1999 : The Atlantic Ionian Stream. *Journal of Marine Systems*, **20**, 129–156.
- Robinson, A. R., et al., 1991 : The eastern Mediterranean general circulation : features, structure and variability. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **15**, 215–240.
- Roether, W., B. Klein, B. B. Manca, A. Theoharis, and S. Kioroglou, 2007 : Transient Eastern Mediterranean deep waters in response to the massive dense-water output of the Aegean Sea in the 1990s. *Progress in Oceanography*, **74**, 540–571, doi :10.1016/j.pocean.2007.03.001.
- Rubio, A., V. Taillandier, and P. Garreau, 2008 : Reconstruction of the Mediterranean northern current variability and associated cross-shelf transport in the Gulf of Lions from satellite-tracked drifters and model outputs. *Geophysical Research Letters*, **78** Supplement, S63–S78, doi :10.1016/j.jmarsys.2009.01.011.

- Ruti, P., S. Marullo, F. D'Ortenzio, and M. Tremant, 2008 : Comparison of analyzed and measured wind speeds in the perspective of oceanic simulations over the Mediterranean basin : Analyses, Quick-scat and buoy data. *Journal of Marine Systems*, **70(1-2)**, 33–48, doi :10.1016/j.jmarsys.2007.02.026.
- Sakai, S., 1989 : Rossby-Kelvin instability : a new type of ageostrophic instability caused by a resonance between Rossby waves and gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **202**, 149–176.
- Salas, J., C. Millot, J. Font, and E. Garcia-Ladona, 2002 : Analysis of mesoscale phenomena in the Algerian Basin observed with drifting buoys and infrared images. *Deep Sea Research*, **49(2)**, 245–266.
- Sammari, C., C. Millot, I. Taupier Letage, A. Stefani, and M. Brahim, 1999 : Hydrological characteristics in the Tunisia - Sardinia - Sicily area during spring 1995. *Deep Sea Research I*, **46**, 1671–1703.
- Sangrà, P., et al., 2011 : The Bransfield Current System. *Deep-Sea Research I*, **58**, 390–402.
- Schroeder, K., G.-P. Gasparini, M. Tangherlini, and M. Astraldi, 2006 : Deep and intermediate water in the western Mediterranean under the influence of the Eastern Mediterranean Transient. *Geophysical Research Letters*, **33**, L21 607, doi :10.1029/2006GL027 121.
- Schroeder, K., V. Taillandier, A. Vetrano, and G.-P. Gasparini, 2008 : The circulation of the western Mediterranean Sea in spring 2005 as inferred from observations and from model outputs. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **Volume 55**, 947–965.
- Scott, R. B. and F. Wang, 2005 : Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry. *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 1650–1666.
- Shin, J. O., S. B. Dalziel, and P. F. Linden, 2004 : Gravity currents produced by lock exchange. *Journal of Fluid Mechanics*, **521**, 1–34.
- Smith, W. H. F. and D. T. Sandwell, 1997 : Global Sea Floor Topography from Satellite Altimetry and Ship Depth Soundings. *Science*, **277**, 1956–1962.
- Sorgente, R., A. Drago, and A. Ribotti, 2003 : Seasonal variability in the Central Mediterranean Sea circulation. *Annales Geophysicae*, **21**, 299–322.
- Sorgente, R., A. Olita, P. Oddo, L. Fazioli, and A. Ribotti, 2011 : Numerical simulation and decomposition of kinetic energy in the Central Mediterranean : insight on mesoscale circulation and energy conversion. *Ocean Science*, **7**, 503–519, doi :10.5194/os-7-503-2011.
- Spall, M. A., 2004 : Boundary currents and watermass transformation in marginal seas. *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 1197–1213.
- Spall, M. A., 2010 : Non-local topographic influences on deep convection : An idealized model for nordic seas. *Ocean Modelling*, **32**, 72–85.
- Stegner, A., 2007 : Experimental reality of geostrophic adjustment. *Nonlinear dynamics of rotating shallow water : methods and advances*, V. Zeitlin, Ed., Elsevier, 323–377.
- Stegner, A., P. Bouruet-Aubertot, and T. Pichon, 2004 : Nonlinear adjustment of density fronts. Part I. The Rossby scenario and the experimental reality. *Journal of Fluid Mechanics*, **502**, 335–360.

- Sutyrin, G., G. D. Rowe, L. M. Rothstein, and I. Ginis, 2003 : Baroclinic eddy interactions with continental slopes and shelves. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 283–291.
- Sutyrin, G., A. Stegner, I. Taupier-Letage, and S. Teinturier, 2009 : Amplification of a surface intensified-eddy drift along steep shelf in eastern Mediterranean Sea. *Journal of Physical Oceanography*, **39**, 1729–1741.
- Swaters, G. E., 1993 : On the baroclinic dynamics, hamiltonian formulation and general stability characteristics of density-driven surface currents and fronts over a sloping continental shelf. *Philosophical transactions of the Royal Society*, **345**, 295–325.
- Taillandier, V., A. Griffa, and A. Molcard, 2006a : A variational approach for the reconstruction of regional scale Eulerian velocity fields from Lagrangian data. *Ocean Modelling*, **13**(1), 1–24.
- Taillandier, V., A. Griffa, P.-M. Poulain, and K. Béranger, 2006b : Assimilation of argo float positions in the north western Mediterranean Sea and impact on ocean circulation simulations. *Geophysical Research Letters*, **33**, L11 604.
- Taillandier, V., A. Griffa, P.-M. Poulain, R. P. Signell, J. Chiggiato, and S. Carniel, 2008 : Variational analysis of drifter positions and model outputs for the reconstruction of surface currents in the central Adriatic during fall 2002. *Journal of Geophysical Research*, **113**, C04 004, doi :10.1029/2007JC004 148.
- Taupier-Letage, I., 2008 : *The role of thermal infrared images in revisiting the surface circulation schema of the eastern Mediterranean basin*, chap. Remote Sensing of the european Seas, 153–164. V. Barale and M. Gade, Eds. Springer.
- Taupier-Letage, I. and T. E.-E. Teams, 2007 : New elements on the surface circulation in the eastern basin of the Mediterranean. *Rapp. Comm. int. Mer Medit*, **38**.
- Teinturier, S., 2008 : Dynamique et stabilité de tourbillons océaniques en interaction avec la côte et la topographie. Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique.
- Testor, P., K. Béranger, and L. Mortier, 2005 : Modeling the deep eddy field in the southwestern Mediterranean : The life cycle of Sardinian eddies. *Geophysical Research Letters*, **32**, L13 602.
- Thivolle-Cazat, E., J. Sommeria, and M. Galmiche, 2005 : Baroclinic instability of two-layer vortices in laboratory experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, **544**, 69–97.
- Thomas, P. and P. F. Linden, 2007 : Rotating gravity currents : small-scale and large-scale laboratory experiments and a geostrophic model. *Journal of Fluid Mechanics*, **578**, 35–65.
- Uppala, S. M., et al., 2005 : The ERA-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Meteorological Society*, **131**, 2961–3012.
- Vallis, G. K., 2006 : *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press.
- Weiss, J., 1991 : The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, **48** (2-3), 273 – 294.
- Whitehead, J. A. and D. C. Chapman, 1986 : Laboratory observations of a gravity current on a slopping bottom : the generation of shelf waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **172**, 373–399.

- 
- Wolfe, C. L. and C. Cenedese, 2006 : Laboratory experiments on eddy generation by a buoyant coastal current flowing over variable bathymetry. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 395–411.
- Wu, P. and K. Haines, 1996 : Modeling the dispersal of Levantine Intermediate Water and its role in Mediterranean deep water formation. *Journal of Geophysical Research*, **101**, 6591–6608, doi :10.1029/95JC03555.
- Yankovsky, A. E. and D. C. Chapman, 1997 : A simple theory for the fate of buoyant coastal discharges. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1386–1401.

## Résumé

Le transport de l'Eau Atlantique en Méditerranée orientale est fortement influencé par la dynamique de tourbillons méso-échelles. Ceux-ci, trouvent leur origine principalement dans l'instabilité barocline de courants côtiers. Ces tourbillons ainsi que les méandres caractéristiques des instabilités, jouent un rôle important dans le transport de masse d'eau, de chaleur, d'éléments nutritifs entre la côte et le large. Ces échanges se doivent d'être correctement reproduits dans les modèles numériques de circulation générale, qui servent souvent à la prise de décision dans des problématiques socio-économiques. Or, le rôle de la bathymétrie sur la circulation océanique de surface en Méditerranée n'est toujours pas bien compris. Ce travail de thèse cherche donc à comprendre et à quantifier l'influence de la topographie sous-marine sur les instabilités des courants de bord et sur la dynamique des structures tourbillonnaires formées le long de la côte. Une observation de ces structures en Méditerranée Orientale, à l'aide de flotteurs de surface et de simulations numériques, confirme leur omniprésence ainsi que leur importance dans la circulation générale de surface. Cette étude met également en avant les difficultés des modèles numériques à reproduire correctement ces tourbillons. L'instabilité barocline au-dessus d'une pente topographique est ensuite étudiée à l'aide d'un courant côtier idéalisé produit dans des expériences en laboratoire sur table tournante et des simulations numériques haute résolution. L'utilisation conjointe des deux approches met en lumière le caractère stabilisant de la bathymétrie qui induit une diminution des taux de croissance instables et la formation de structures de plus petites tailles lorsque la pente topographique augmente. La dynamique de ces structures au-dessus d'une pente est soumise à des processus non-linéaires conduisant à la formation de structures sous méso-échelles.

**Mots-clefs :** Méditerranée orientale, Instabilité barocline, Bathymétrie, Tourbillon, Étude idéalisée, Flotteur de surface, Simulation numérique, Expérience en laboratoire

---

## Abstract

The Atlantic Water transport in the eastern Mediterranean is strongly impacted by the dynamics of mesoscale eddies. The latter are mainly produced through baroclinic instability of coastal currents. These eddies, as well as the meanders characterizing the instabilities, play an important part in the transport of water masses, heat, and nutrients between the coast and the open sea. Those transfers have to be well represented in numerical simulations used in decision-making processes facing socio-economic issues. Nevertheless, the impact of the bathymetry on the general ocean surface circulation in the Mediterranean is still poorly understood. This PhD work aims at understanding and quantifying the impact of the undersea topography on current instabilities and on the dynamics of eddies formed alongshore. Observations of those features in the eastern Mediterranean, using surface drifters and numerical simulations, confirm that they are ubiquitous and that they influence strongly the surface circulation. This study highlights also the difficulties of numerical models in reproducing those eddies. The baroclinic instability above a topographic slope is then studied by means of an idealized coastal current produced both in laboratory experiments on a turntable and in high resolution numerical simulations. The combined use of these two methodologies emphasizes the stabilizing effect of the bathymetry inducing a decrease of the unstable growth rates and the formation of smaller scale structures as the topographic slope increases. The dynamics of these features above a slope is then driven by non-linear processes yielding the formation of submesoscale structures.

**Key-words :** Eastern Mediterranean, Baroclinic instability, Bathymetry, Eddy, Idealised study, Drifter, Numerical simulation, Laboratory experiment