Impacts des vagues sur les courants marins : Modélisation multi-échelle de la plage au plateau continental

Héloïse Michaud

▶ **To cite this version:**

Héloïse Michaud. Impacts des vagues sur les courants marins : Modélisation multi-échelle de la plage au plateau continental. Océanographie. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2011. Français. NNT : . tel-00680405v1

HAL Id: tel-00680405

https://theses.hal.science/tel-00680405v1

Submitted on 19 Mar 2012 (v1), last revised 16 Apr 2012 (v2)

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

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

THESE

En vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II

Délivré par l'Université Montpellier II – Sciences et Techniques du Languedoc

Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers, Espace

Présentée et soutenue publiquement par

Héloïse Michaud

le 13 décembre 2011

IMPACTS DES VAGUES SUR LES COURANTS MARINS : MODELISATION MULTI-ECHELLE DE LA PLAGE AU PLATEAU CONTINENTAL

Jury :

Fabrice Ardhuin, Chercheur, IFREMER (Brest), Rapporteur

Philippe Bonneton, DR CNRS, EPOC (Bordeaux), Rapporteur

Agustín Sánchez-Arcilla, Professeur, LIM/UPC (Barcelone), Examinateur

Marie-George Tournoud, Professeur UM2, HydroSciences Montpellier, Présidente du jury

Yann Leredde, MC UM2, Géosciences Montpellier, Directeur de Thèse

Claude Estournel, DR CNRS, LA (Toulouse), Directrice de Thèse

Patrick Marsaleix, CR CNRS, LA (Toulouse), Directeur de Thèse invité

Ecole doctorale : SIBAGHE – Systèmes intégrés en Biologie, Agronomie, Géosciences, Hydrosciences et Environnement

Unités de recherche d'accueil : Géosciences Montpellier UMR 5243 CNRS/UM2 et Laboratoire d'Aérologie UMR 5560 CNRS/Université de Toulouse

Titre : Impacts des vagues sur les courants marins : Modélisation multi-échelle de la plage au plateau continental

Résumé : Le littoral sableux du Languedoc-Roussillon est un système vulnérable aux risques d'érosion et de submersion. Ces aléas sont liés à la conjonction des facteurs naturels que sont les vagues, vent, élévation du niveau de la mer et apports sédimentaires et sont donc aggravés en période de tempête. En vue d'une gestion des risques, une meilleure connaissance des phénomènes hydrodynamiques de l'échelle littorale à l'échelle côtière est essentielle. Ce travail a conduit à la réalisation d'une plateforme de modélisation numérique composée du modèle de circulation océanique 3D Symphonie, traditionnellement dédié aux échelles régionales et côtières, qui a été modifié pour inclure le forçage par les vagues, modélisées par les modèles Wavewatch III ou Swan, et ainsi étendre sa validité au littoral.
Le modèle a été testé sur des cas académiques littoraux. Des mesures sur la plage à double barres de Sète pendant l'hiver 2008-2009, ont également servi à parfaire le modèle qui reproduit ainsi avec succès les caractéristiques des courants en zone littorale : la dérive, les courants sagittaux sur des bathymétries plus complexes et les profils verticaux des courants. Pour valider le modèle à des échelles plus côtières, nous avons confronté ses résultats à des mesures réalisées pendant une tempête hivernale en 2004 aux alentours de l'embouchure de la Têt, mais également sur des tempêtes de 2007 et 2008 dans le Golfe d'Aigues-Mortes. Les courants sont globalement bien reproduits. Les zones d'action des vagues semblent limitées aux zones de profondeur inférieure à 30 m.
Notre modèle autorise une reproduction correcte des courants à toutes les échelles et sa nature 3D permet un calcul plus précis de la tension de cisaillement de fond et du courant près du fond, responsables respectivement de la mise en suspension et de l'advection des sédiments.

Mots clés : interaction vagues/courant, modélisation 3D, mesures in-situ, échelles côtière et littorale, tempête, Méditerranée, Golfe du Lion

Unités d'accueil :

Géosciences Montpellier UMR5243 CNRS/UM2
Place E. Bataillon - cc 060
34095 - MONTPELLIER cedex 05
et :
Laboratoire d'Aérologie UMR 5560 CNRS/UPS
Observatoire de Midi-Pyrénées
14, avenue Edouard Belin
31400 - TOULOUSE

Title : Impacts of waves on marine currents : Multi-scale modelling from the beach to the continental margin

Abstract : The sandy coasts of Languedoc-Roussillon are a zone vulnerable to erosion and flooding. These hazards are generally associated with a combination of natural factors such as waves, wind, rising sea levels and the importance of sediment supply, and are therefore worsened during storms. For the management of such risks, a better knowledge of the hydrodynamic phenomena occuring from the surf zone through to the coastal scale is essential. This need led to the development of a numerical modelling platform consisting of the 3D ocean circulation model Symphonie, usually dedicated to regional and coastal scales, which was modified to include the wave forcing, modeled by the WaveWatch III or Swan models. Using this platform the entire littoral and coastal regions can be accurately represented.
The model was tested in several academic cases. Measurements on the barred beach of Sète during the winter of 2008-2009 served to refine the model, which is able to successfully reproduce the characteristics of the currents in coastal areas, drifts or rip currents over more complex bathymetries and also the vertical profiles of currents. To validate the model on the inner-shelf, we compared the simulations with measurements taken during a winter storm in 2004 around the mouth of the Têt river, as well as during storms in 2007 and 2008 in the Gulf of Aigues-Mortes. Currents are generally well reproduced. However, the scope of wave action seems limited to a depth of 30m.
The characteristics of our model allow a good reproduction of the currents at all scales and the 3D nature of the model permits a more precise calculation of the shear stress and bottom current responsible, respectively, for the suspension and advection of sediments.

Keywords : wave and current interaction, 3D modelling, in-situ measurements, coastal and nearshore scales, storm, Mediterranean Sea, Gulf of Lion

« Quand tu vas commencer à mesurer le fond de la mer,
fais bien attention de ne pas trop te pencher,
et de ne pas tomber par-dessus bord -,
et là où ça sera trop profond, laisse un peu mesurer les autres. »
Marcel Pagnol, Fanny (1931)

Remerciements

Même si la thèse est une activité qui semble très solitaire, parsemée de moments de doute, de stress, d'échecs, de joie, de découvertes, elle peut aussi être vue comme le fruit d'un travail d'équipe, de rencontres et de collaborations diverses et enrichissantes. Je remercie ainsi dans cette page tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à cette aventure.

Je voudrais avant tout remercier chaleureusement mes directeurs de thèse, Yann Leredde, Claude Estournel et Patrick Marsaleix. Yann, merci de m'avoir initiée à l'océanographie côtière et à la modélisation, fait participer à des campagnes en mer et introduite à la communauté scientifique par les nombreux colloques auxquels j'ai pu assister grâce à toi. Je te remercie pour ta confiance, mais aussi pour avoir souhaité poursuivre notre collaboration avec le post-doctorat REPBAM. Patrick et Claude, merci de m'avoir accueillie dans votre sympathique équipe et aussi pour votre bonne humeur communicative. Patrick, merci pour ton optimisme sans faille et ton implication dans le développement du modèle. Claude, merci pour tes encouragements, ton dynamisme et tes précieux conseils scientifiques et méthodologiques. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous tous.

Fabrice Ardhuin a également joué un rôle déterminant tout au long de ma thèse. Je le remercie sincèrement de m'avoir expliqué sa théorie sur les interactions vagues/courant, permis d'utiliser la version en cours de développement de WWIII, de m'avoir invitée à ta formation, et enfin d'avoir rapporté mon travail. Je tiens également à remercier Florent Lyard, qui n'était jamais très loin pour filer un petit coup de main sur les bathymétries, les maillages, ... et Cyril Nguyen de m'avoir aidée dans mes tourmentes informatiques. Je remercie aussi Clément Mayet de s'être impliqué sur mon cas d'étude et pour ses coups de pouce sur Xscan, WWIII. Je n'oublie pas non plus de remercier l'équipe informatique du Laboratoire d'Aérologie pour son aide.

Je tiens à remercier Philippe Bonneton d'avoir participé à mon comité de thèse et puis mon jury de thèse, mais aussi de m'avoir invitée à la réunion LEFE/IDAO pendant laquelle j'ai pu échanger avec des membres de la communauté littoraliste. Je suis reconnaissante envers Katell Guizien pour sa participation à mon second jury de thèse, ses conseils judicieux et ses encouragements. Je remercie aussi Yves Morel pour s'être intéressé à mon travail et m'avoir intégrée au projet EPIGRAM, projet qui fut déterminant dans ma thèse. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude envers Serge Lallemand pour son aide dans l'obtention de cette thèse. Je remercie les membres de mon jury, rapporteurs et examinateurs, d'avoir lu mon manuscrit et d'y avoir apporté corrections et remarques constructives. Enfin, cette thèse n'aurait pu être réalisée sans la bourse BDI du CNRS et de la Région Languedoc-Roussillon, auxquels j'adresse mes remerciements.

Mes pensées vont ensuite vers l'équipage du Téthys II, avec qui il est toujours agréable de travailler même quand les conditions météorologiques ne sont pas au rendez-vous. Je tiens également à exprimer ma gratitude envers les expérimentateurs qui m'ont fourni leurs mesures

en mer : François Bourrin, Nicolas Robin, Frédéric Bouchette et Raphaël Certain. Frédéric, merci de m'avoir laissée utiliser les calculateurs du HPC, sans lesquels je n'aurais sans doute pas pu terminer à temps mes simulations. Je remercie aussi Météo-France et la DREAL pour les données issues des stations météorologiques et des bouées en mer.

Passons à présent à la relève, les ptit's et les moins jeunes du LA. Fiona et Susanna, c'était vraiment super de faire ma thèse en même temps que vous. Merci d'avoir été là pour les bons moments, mais aussi les moins bons, de m'avoir initiée à de nouveaux sports et fait regarder la montagne sous un jour nouveau. C'est grâce à vous que je vais pouvoir tenter le GR20 ce printemps ! J'en profite aussi pour remercier Evelyn, Chandu, Alan, Simon, Florian, Yvan, Thierno, Jochem, Marielle, Romain, Sarah, Pedro et tous les petits nouveaux. Un merci spécial à Emilie pour avoir apporté sa bonne humeur dans le bureau la dernière année. En parlant de bonne ambiance, je remercie aussi Caroline Ulses, Francis Auclair, Thomas Duhaut, l'équipe du POC, et les membres du LA pour leur accueil chaleureux. Je n'oublie pas non plus les montpellierains, Michel Séranne, Eric Berthebaud, Eléna Brambilla, Michel Lopez, et les ex-doctorants : Thomas, Nans, Philou, Magali, Olivier,...

Un grand merci aux copains et amis pour les bons moments passés en votre compagnie : Aude, Anne, Marine, Vinc', Mut, Alban, Geoff, Cécile, Sof', Loïc, Stef, Chacha, Francky, Pikou, Vanessa, Ophélie, Solenn, Lolo, Amélie, et tous les autres. Maman, Papa, Chloé, Quentin, Mamie, Laury, Mouss et toute la famille, merci à tous pour votre aide et soutien sans faille, jusqu'à la dernière minute. Ma dernière pensée va vers Matthieu. Par tes encouragements, tu m'as fait prendre confiance en moi. Merci pour le courage dont tu as dû avoir besoin pour me supporter, surtout à la fin de la thèse :), mais surtout pour le bonheur que tu m'apportes jour après jour.

Table des matières

Introduction **19**

I Etat de l'art **27**
I.1 Les vagues du large vers la zone littorale 27
I.1.1 Génération et développement des vagues 29
I.1.2 Evolution des vagues en allant vers la côte 35
I.1.3 Conséquences des effets directs des vagues sur la circulation 36
I.2 Les interactions entre les vagues et les courants 39
I.2.1 Influence du courant sur les vagues 39
I.2.2 Influence des vagues sur le courant 40
I.2.2.1 Influence des vagues sur le courant moyen 40
I.2.2.2 La couche de mélange surfacique 47
I.2.2.3 La couche du fond 52

II Modèles numériques **55**
II.1 Le modèle de circulation océanique 55
II.1.1 Présentation générale 55
II.1.2 Les équations du modèle 56
II.1.3 Le schéma de fermeture de la turbulence 57
II.1.3.1 Modèle de Gaspar 57
II.1.3.2 Mélange horizontal 58
II.1.4 Les conditions aux limites 58
II.1.4.1 A la surface libre 58
II.1.4.2 Au fond 59
II.1.4.3 Aux frontières latérales 59
II.1.4.4 A l'embouchure des fleuves 60
II.1.5 La discrétisation des équations 61
II.1.5.1 La discrétisation spatiale 61
II.1.5.2 La discrétisation temporelle 62
II.1.5.3 La séparation des pas de temps 62
II.2 Prise en compte du forçage de la houle dans le modèle de circulation 62
II.2.1 Les équations générales modifiées 62
II.2.2 Conditions aux limites 64
II.2.2.1 En surface 65
II.2.2.2 Au fond 65
II.2.2.3 Conditions latérales 66
II.2.3 Influence des vagues sur le mélange vertical 67
II.2.3.1 En surface 67

II.2.3.2 Au fond . . . 68
II.2.4 Prise en compte des effets des rouleaux de déferlement en zone littorale 68
II.2.5 Bilan . . . 69
II.3 Modèles de génération et propagation des vagues . . . 69
II.3.1 Présentation des modèles . . . 69
II.3.1.1 Equations régissant les modèles de vagues . . . 70
II.3.1.2 SWAN . . . 72
II.3.1.3 WW3 . . . 72

III Validation du modèle sur des cas académiques et tests de sensibilité 75
III.1 Introduction . . . 75
III.2 La dérive littorale et le courant de retour : tests sur des plages idéales et expérimentales . . . 78
III.2.1 La plage idéalisée de *Haas and Warner* [2009] . . . 78
III.2.1.1 Simulation de référence . . . 78
III.2.1.2 Test de sensibilité sur la longueur de rugosité de fond . . . 85
III.2.1.3 Test de sensibilité sur l'ajout du streaming . . . 86
III.2.1.4 Test de sensibilité sur le mélange turbulent . . . 88
III.2.1.5 Prise en compte des rouleaux de déferlement . . . 92
III.2.1.6 Le choix de l'approche théorique pour le forçage : approche par tension de radiation ou force de vortex ? . . . 94
III.2.1.7 Comparaison de SYMPHONIE et SHORECIRC . . . 97
III.2.2 La plage en bassin de *Hamilton and Ebersole* [2001] . . . 101
III.3 Reproduction du courant d'arrachement : test sur une plage expérimentale de type barre/chenal . . . 105
III.3.1 La plage en bassin de *Haller et al.* [2002] . . . 105
III.3.2 Analyse de la solution . . . 110
III.3.3 Prise en compte des rouleaux de déferlement . . . 111
III.3.4 Effet du courant sur les vagues . . . 113
III.4 Conclusions . . . 118

IV Tempêtes dans le Golfe d'Aigues-Mortes de 2007 à 2009 121
IV.1 Modélisation de l'Etat de mer . . . 123
IV.1.1 Présentation du site . . . 123
IV.1.1.1 Le site . . . 123
IV.1.1.2 Mesures et instruments . . . 124
IV.1.2 Implémentation des modèles de vagues . . . 126
IV.1.2.1 Implémentation spatiale . . . 127
IV.1.2.2 Paramétrisation des modèles . . . 128
IV.1.3 Résultat du modèle de circulation atmosphérique . . . 128
IV.1.4 Résultats des modèles de vagues . . . 129
IV.1.4.1 Comparaison entre les résultats de WW3 2.22 et SWAN . . . 129
IV.1.4.2 Comparaison entre les résultats de WW3 4.04, sa version antérieure et SWAN . . . 133
IV.1.5 Conclusion . . . 137
IV.2 Hydrodynamique pendant les tempêtes de 2007 à 2009 dans le Golfe d'Aigues-Mortes : mesures et simulations . . . 139

IV.2.1 Conditions météorologiques . . . 139
IV.2.1.1 Statistiques du vent dans le Golfe d'Aigues-Mortes et relation avec l'état de mer . . . 139
IV.2.1.2 Analyse saisonnière et évènements extrêmes . . . 144
IV.2.2 Circulation côtière et littorale pendant les tempêtes . . . 145
IV.2.2.1 Implémentation du modèle de circulation . . . 145
IV.2.2.2 Tempête du 1er novembre 2008 . . . 146
IV.2.2.3 Tempête du 18 février 2007 . . . 156
IV.2.2.4 Tempête du 3 janvier 2008 . . . 165
IV.2.3 Conclusion et perspectives . . . 169
IV.2.3.1 Conclusion . . . 169
IV.2.3.2 Vers la modélisation du transport sédimentaire 170
IV.2.3.3 ... et le suivi de contaminant . . . 172

V Tempête de février 2004 sur la zone pré-littorale de la Têt 175
V.1 Introduction . . . 175
V.2 Résumé de l'article . . . 175
V.3 Article soumis à Ocean Sciences . . . 176
V.4 Discussion autour de l'utilisation de grilles non structurées . . . 209

VI Tempêtes de l'hiver 2008/2009 sur la zone littorale de Sète 213
VI.1 Introduction et objectifs . . . 213
VI.2 La campagne Sète'09 . . . 213
VI.2.1 La zone d'étude et les tempêtes . . . 213
VI.2.2 Méthodes . . . 216
VI.2.2.1 Mesures in-situ . . . 216
VI.2.2.2 Modélisation numérique . . . 218
VI.3 Résultats . . . 220
VI.3.1 Tempête de décembre 2008 . . . 220
VI.3.2 Tempête de février 2009 - 1ere période : du 31 janvier au 04 février 2009 227
VI.3.3 Tempête de février 2009 - 2nde période : du 05 février au 06 février 2009 235
VI.4 Discussion . . . 240
VI.4.1 Amélioration du cisaillement du courant simulé pendant la tempête de décembre 2008 . . . 240
VI.4.2 Amélioration de la représentation de la dérive pendant la tempête de février 2009 . . . 243
VI.4.2.1 Influence de la rugosité de fond . . . 243
VI.4.2.2 Influence du rouleau de déferlement . . . 247
VI.4.2.3 Influence du critère de déferlement . . . 247
VI.4.2.4 Influence de la marée . . . 247
VI.4.2.5 Conclusion intermédiaire . . . 248
VI.4.3 Intérêt de la prise en compte du vent local et de la circulation grande échelle . . . 249
VI.5 Conclusion et Perspectives . . . 253
VI.5.1 Validation et Amélioration du modèle . . . 253
VI.5.2 L'hydrodynamique d'une plage à double barres . . . 253
VI.5.3 Vers la caractérisation de la morphodynamique de la plage . . . 254

Conclusion et Perspectives **259**

Table des Figures **267**

Listes des Tableaux **277**

Références bibliographiques **279**

Annexe A : Forçage par la houle via l'approche par « tensions de radiation » **299**

Annexe B : De *Bennis et al.* [2011] aux équations dans SYMPHONIE **305**

Annexe C : Paramètres statistiques **307**

Annexe D : Apport des vitesses de Stokes fréquentielles pour une meilleure représentation de la dérive surfacique **309**

Annexe E : Article Leredde et Michaud (2008) publié aux Actes des Xèmes Journées Nationales GCGC08 **311**

Annexe F : Projet MICROGAM - Modélisation des Contaminations bactériennes d'origine fécale du Golfe d'Aigues Mortes **327**

Résumé **331**

Abstract **333**

Introduction

D'après le rapport du GIEC (Groupe d'Experts Gouvernemental sur l'Evolution du Climat, *IPCC* [2007]), les dérèglements climatiques, liés notamment aux émissions anthropiques de gaz à effet de serre, que subit la Terre depuis le siècle dernier vont se manifester d'ici 2100 par une hausse des températures de 1.4 et 5.8°C à l'échelle mondiale, et plus particulièrement entre 3 et 7°C pour la région méditerranéenne. Cette zone est en effet vulnérable aux variations climatiques en raison du fort couplage entre la mer et l'atmosphère. Les changements pourraient s'accompagner d'une augmentation de la fréquence, de l'intensité et de la durée des phénomènes extrêmes dans la région méditerranéenne [*Ullmann et al.*, 2007]. Enfin, les rapports du GIEC prédisent une hausse du niveau marin comprise entre 22 et 49 cm en moyenne à l'échelle planétaire. Certaines zones littorales seront donc les premières zones impactées.

De tout temps, l'Homme a colonisé et modifié l'environnement littoral. De multiples activités économiques et touristiques y sont concentrées et en 1990, 1.2 milliards de personnes résidaient à moins de 100 km des côtes et les densités étaient environ 3 fois supérieures à la moyenne mondiale [*Small and Nicholls*, 2003]. On retrouve ces mêmes comportements à des échelles locales : en Languedoc-Roussillon sur la côte méditerranéenne, la plaine littorale représente 12% de la surface de la région et rassemble aujourd'hui plus de 45% de sa population (source : DRE Languedoc-Roussillon). Ainsi, la configuration en baie semi-ouverte du Golfe d'Aigues-Mortes (GAM) (unique golfe du littoral languedocien - Figure 1) en fait une zone privilégiée pour les touristes l'été, grâce à ses eaux chaudes et ses plages de sables fins. De nombreux ports de plaisance (Port Camargue est le premier port de plaisance français en Méditerranée avec 5035 anneaux d'amarrage), centres de voile, sites de plongée sous-marine, « spots de windsurf »et autres bases nautiques sont répartis le long de la côte. En été, la population atteint aisément 300 000 habitants. Le Golfe est également une zone de pêche importante avec de nombreux parcs conchylicoles, récifs immergés et gisements coquillers. Le port de Sète est ainsi le premier port de pêche français en Méditerranée, avec environ 15 000 tonnes par an de poissons pêchés. Mais ces activités socio-économiques sont menacées par des aléas naturels et anthropiques, parmi lesquels nous pouvons citer les risques de contamination, d'érosion, de submersion...

Ces fortes urbanisations et exploitations sont accompagnées de risques de pollutions chimiques et bactériennes inquiétantes et nuisibles pour l'homme mais également pour toute la faune et la flore locale. La zone compte plusieurs rejets en mer : l'émissaire des eaux usées de l'agglomération de Montpellier situé au large de Palavas sous 30 m de fond, celui de la ville de Sète. De plus, les estuaires du Lez, de la Mosson, du Vidourle et du Vistre, rivières traversant villes et champs agricoles, peuvent être fortement pollués. Enfin, le littoral n'est pas à l'abri de déballastage sauvage d'eaux grises de navires.

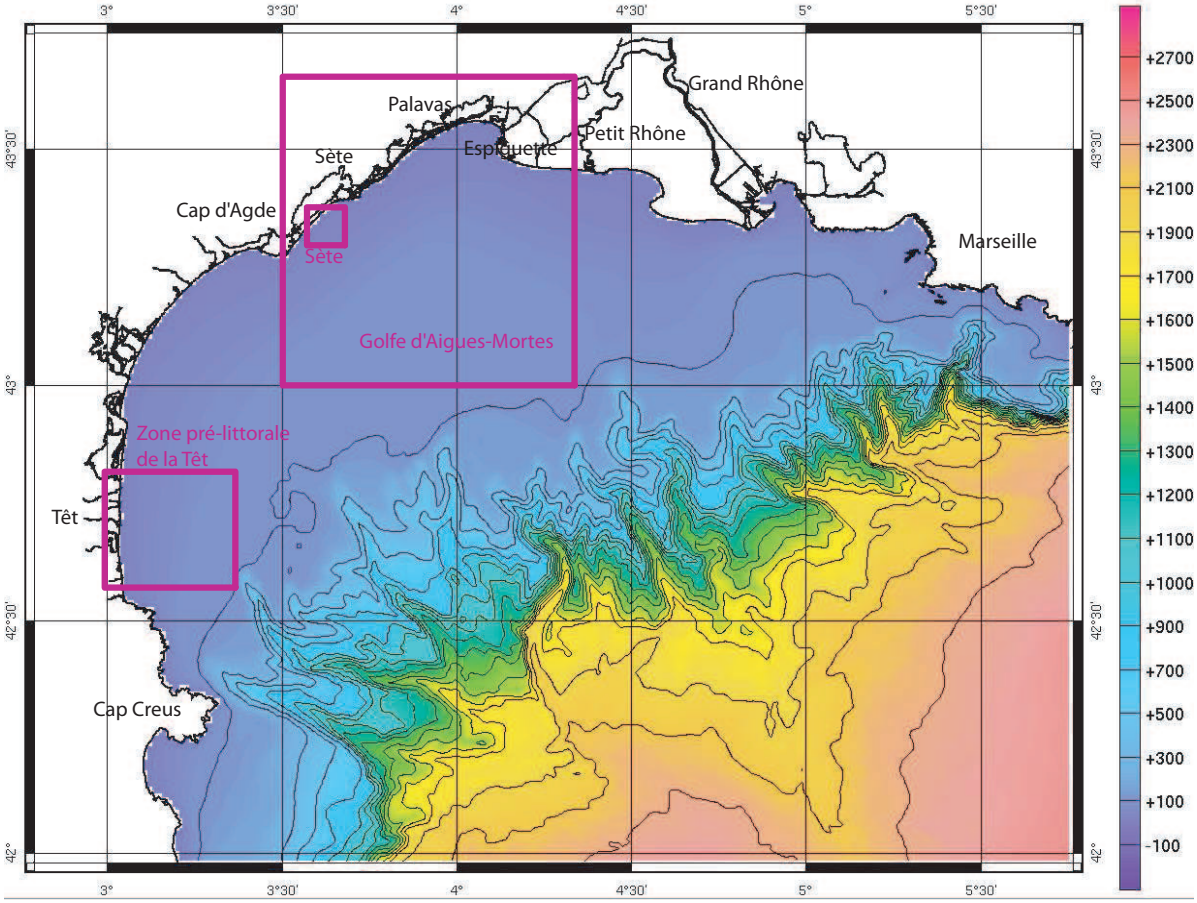


Fig. 1 – Le Golfe du Lion, sa bathymétrie (en m) (issu de *Berné et al.* [2002]) et les zones ateliers.

Par ailleurs, l'érosion touche de nombreux rivages languedociens. Ceux-ci sont particulièrement fragiles puisqu'ils sont composés d'une série de plages de sables fins séparés d'une succession d'étangs par des cordons dunaires de petite taille. On appelle ces systèmes des lidos (Figure 2). L'érosion est un phénomène résultant de la conjection de plusieurs facteurs naturels que sont la houle, les courants, le vent, l'élévation du niveau de la mer et l'importance des apports sédimentaires. Ainsi, le cordon sableux du littoral et le trait de côte subissent des modifications soudaines et radicales lors des évènements de tempête malgré leurs rares fréquences [*Certain*, 2002; *Ferrer*, 2010]. En effet, l'action des houles entraîne une hausse du niveau marin responsable du franchissement des cordons dunaires, une redistribution latérale des sables (par la dérive littorale) et organise la distribution longitudinale des cellules littorales [*Sabatier et al.*, 2006, 2009]. L'érosion a également des origines anthropiques. Le littoral languedocien s'est fortement artificialisé suite à un vaste plan d'aménagement datant des années 60, avec l'essor du tourisme. Plusieurs ports de plaisance (Port Camargue) et stations balnéaires (Palavas, le Grau du Roi, la Grande Motte,...) ont été construits, mais ces constructions ont eu un grave effet sur l'environnement. Les dunes protégeant la côte ont disparu et l'érosion des plages, initiée par les barrages du Rhône qui ont réduit de 90% les apports alluviaux de sédiments, a été aggravée. Des ouvrages de protection et de rétention du sable ont alors vite été construits mais ont eu des effets secondaires indésirables. La digue

de la pointe de l'Espiguette, construite dans les années 1970 pour protéger l'entrée de Port Camargue, a encore plus réduit le transport longshore de sables provenant du delta du Rhône et a provoqué un déficit sédimentaire important sur les plages situées en aval. Cet aména-

Fig. 2 – Le lido du Golfe d'Aigues-Mortes. Source : EID Méditerranée

gement du territoire réalisé sans aucune considération du transport sédimentaire autre qu'à une petite échelle géographique et temporelle, a aggravé la tendance vers l'érosion. Ainsi, le littoral alterne plages en érosion et plages en accrétion (Figure 3). En Languedoc-Roussillon, le littoral s'étale sur 230 km de côte et au niveau du linéaire côtier régional :

- 52 % de rivage, constitués de sable, sont plus particulièrement exposés à l'érosion (24 % actuellement non traité, 28% géré)
- 16 % de rivage, formé de falaises, sont exposés à l'érosion dans une moindre mesure
- 7 % de rivage sont en accrétion
- 25 % de rivage sont en équilibre ou indéterminé (source : http ://www.laregion-risquesnaturels.fr/)

Et cette tendance se retrouve sur tous les littoraux : un retrait de 20% des côtes européennes est observé. Pour pallier à cette érosion, les plages touchées sont régulièrement rechargées en sable. En 2008, les gestionnaires de ce littoral ont procédé à un déplacement (dragage, rechargement) de près d'un million de m^3 de sable de la pointe de l'Espiguette vers ces plages en érosion.

Entre l'élévation du niveau marin dû au réchauffement climatique, les risques de tsunamis, les effets des marées astronomiques, de surcote due à la houle et au vent, le littoral est également particulièrement vulnérable aux risques de submersions (en particulier pendant les tempêtes cévenoles) (Figure 4). Ainsi, les évènements extrêmes caractérisés par des vagues et des vents forts, entraînent des surcotes marines potentiellement responsable d'inondations. Ces surcotes sont en général inférieures à 1 m mais dépassent ponctuellement 1.5 m comme à Palavas lors de la tempête de novembre 1982, et probablement plus (mais le manque de

(a) (b)

Fig. 3 – (a) : Exemple de plages en accrétion (l'Espiguette) et en érosion (Carnon) et (b) : Vue aérienne du Grau du Prévot à Palavas les flots, les digues et les brise lames piègent le sable en face des constructions et accélèrent l'érosion sur la portion de plage moins urbanisée. Crédit Photo : EID Méditerranée.

mesures ne permet pas de l'attester). Suite aux tempêtes de 1982 et 1997, la préfecture a interdit toute construction nouvelle à moins de 100 m du rivage en dehors des espaces urbanisés (« loi littoral » du 3 janvier 1986). Cependant, les habitations existantes sont nombreuses à être menacées et cette loi est encore très peu appliquée. En Camargue à Beauduc, un emplein a entraîné l'évacuation de 84 personnes le 13 juillet 2011 (d'après le journal La Provence du 14 juillet 2011).

Fig. 4 – Valras (Hérault) menacée par la mer en décembre 2003 (photo DRE)

Tous ces aléas littoraux, contamination, érosion et submersion sont contrôlés par l'hydrodynamique. La dispersion de contaminants est due aux courants. L'érosion est reliée aux transports sédimentaires et la submersion est induite par les surcotes dues aux vagues et aux courants. Il est donc apparu essentiel d'avoir une meilleure connaissance des phénomènes hydrodynamiques et de transport sédimentaire sur le long terme mais aussi pendant les périodes de tempête de l'échelle littorale à l'échelle côtière. L'objectif de la thèse est ainsi de pouvoir répondre aux questions scientifiques suivantes :

- Comment est caractérisée la circulation en zone littorale et côtière pendant des évènements extrêmes ?
- Quelles sont les interactions entre hydrodynamique littorale et côtière ?
- Qu'en est-il des échanges d'énergie et de quantité de mouvement injectée du large vers la côte (Figure 5) ?

– Quels sont les impacts et les importances du vent, des vagues, de la circulation à grande échelle et des marées dans la circulation pendant les tempêtes à chaque échelle ?

A plus long terme, cette thèse est une première étape vers la caractérisation des échanges de sédiments entre les deux zones et leur conséquence sur l'évolution de la morphologie des plages à la fois pendant les tempêtes mais également sur des échelles de temps plus longues. Financée par le CNRS et la région Languedoc-Roussillon, le champ d'action de la thèse s'est focalisé sur le Golfe du Lion et en particulier le Golfe d'Aigues-Mortes.

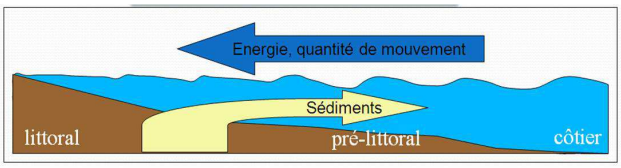


Fig. 5 – Problématique de la thèse

L'originalité de ce travail réside en partie dans le choix des échelles de la zone d'étude. En effet, les études hydrodynamiques et sédimentaires sont la plupart du temps consacrées soit à la zone littorale, soit à l'échelle côtière.

A l'échelle de la plage, elles se sont focalisées sur l'action des vagues pendant les tempêtes et leurs impacts sur les courants, les barres sableuses et l'évolution du trait de côte. De nombreuses campagnes de mesure sur les plages du monde entier et notamment de Sète [e.g., *Tessier et al.*, 2000; *Certain*, 2002; *Certain and Barusseau*, 2005], de Biscarosse [e.g., *Bruneau et al.*, 2009], de Duck (USA, Caroline du Nord) [*Garcez-Faria et al.*, 1998; *Reniers et al.*, 2004; *Newberger and Allen*, 2007], ont ainsi permis de mieux cerner entre autres, le caractère tridimensionnel des courants, le rôle et l'évolution des barres sédimentaires pendant des épisodes énergétiques. Ces études ont été complétées par des mesures expérimentales en bassin [e.g., *Hamilton and Ebersole*, 2001; *Haller et al.*, 2002; *Svendsen et al.*, 2003; *Grasso et al.*, 2011] qui permettent d'obtenir un nombre de mesures plus important simultanément, mais il est également possible d'isoler certains processus ou encore de tester la sensibilité des réponses hydrodynamiques et sédimentaires à tel ou tel facteur. De nombreux modèles numériques ont complété ces études, des modèles transversaux (2DV) [e.g., *Southgate*, 1989], barotropes (2DH) [e.g., *Wind and Vreugdenhil*, 1986] ou quasi-tridimensionnels [e.g., *Svendsen et al.*, 2002]. Les modèles les plus fréquemment utilisés sont surtout barotropes (légitimes en raison de la faible profondeur d'eau, mais aussi de leur faible coût en temps de calcul) capables de fournir les valeurs du courant barotrope et de l'élévation de la surface libre. Cependant, les profils verticaux des courants ne sont pas calculés ce qui constitue un obstacle pour l'étude du suivi sédimentaire. Les modèles quasi-3D tel le modèle SHORECIC [*Svendsen et al.*, 2002] (où les profils verticaux sont calculés empiriquement), utilisé dans le cadre de la thèse de N. Bujan [*Bujan*, 2009], ont constitué une première étape vers la représentation verticale des vitesses.

Aux échelles des plateaux, c'est le suivi de la matière particulaire et dissoute entraînée par les circulations régionales fortement contraintes par la bathymétrie, qu'elles soient induites par le vent ou par les pertes de chaleur vers l'atmosphère induisant des courants gravitaires, qui a été au centre des travaux de recherche [e.g., *Durrieu de Madron et al.*, 2000; *Harris and Wiberg*, 2001; *Palanques et al.*, 2006; *Ferre et al.*, 2008; *Dufois*, 2008; *Ulses et al.*, 2008b]. Plus

généralement, les études se sont consacrées aux processus typiques des problématiques côtières et régionales telles que, pour le Golfe du Lion par exemple, les panaches fluviaux [*Estournel et al.*, 1997; *Marsaleix et al.*, 1998; *Estournel et al.*, 2001; *Gatti et al.*, 2006; *Dufois*, 2008], les circulations du plateau continental induites par le vent [*Estournel et al.*, 2003; *Auclair et al.*, 2003; *André et al.*, 2005; *Petrenko et al.*, 2005], les variations du Courant Nord et ses intrusions sur le plateau [*Conan and Millot*, 1995; *Auclair et al.*, 2001; *Gatti*, 2008], les formations d'eaux denses sur le plateau et leur cascading sur le talus [*Dufau-Julliand*, 2004; *Ulses et al.*, 2008], la convection profonde en Méditerranée [*Herrmann et al.*, 2008]. Au vu des phénomènes étudiés, des modèles tridimensionnels sont requis : les modèles POM [*Blumberg and Mellor*, 1987], MARS [*Lazure and Dumas*, 2008], ROMS [*Shchepetkin and McWilliams*, 2005], SYMPHONIE [*Marsaleix et al.*, 2008, 2009a, b],... Cependant, la prise en compte du forçage de la circulation par les vagues a été, dans la plupart des cas, négligée.

Les deux échelles littorales et côtières sont souvent dissociées et peu d'études, que ce soit d'observations ou de modélisation, ont eu pour cible la zone intermédiaire que *Denamiel* [2006] a renommée zone pré-littorale. Les rares études à travailler à cette échelle sont celles de *Lentz et al.* [1999]; *Bruneau et al.* [2011]; *Olabarrieta et al.* [2011]. Cette zone se situe entre -50 m et -2 m de fond et correspond à la zone d'action des vagues, avant le déferlement. Les phénomènes liés au vent et à la circulation grand échelle y sont également présents, agissent et interagissent avec les processus liés aux vagues. Les études à ce genre d'échelle sont cruciales puisqu'elles permettent de faire le lien entre l'hydrodynamique littorale et l'hydrodynamique côtière, et d'apporter une meilleure compréhension des échanges de sédiment entre le littoral et le plateau. Prenons un exemple concret : en 2008, les plages du littoral languedocien de Palavas ont été rechargées en sable, prélevé au large de la pointe de l'Espiguette. Les gestionnaires du littoral ont ainsi eu besoin de savoir comment les plages allaient évoluer pendant les tempêtes, savoir où le sédiment allait se déplacer, quelle quantité allait rester sur le littoral, et quelle proportion allait être exportée vers le large et vers où exactement.

Avec l'augmentation des moyens de calcul, vouloir étendre les champs d'application des modèles tridimensionnels à la zone littorale est apparu comme étant la suite logique des développements. L'utilisation de modèles 3D offre l'avantage de fournir les profils verticaux des courants et par conséquent la valeur du courant de fond transportant potentiellement les sédiments vers le large. Cependant, ces volontés, qui passent par la prise en compte des interactions entre courant et vagues, se sont heurtées à des difficultés théoriques. Si la théorie bidimensionnelle du forçage des vagues a été démontrée et utilisée depuis une cinquantaine d'années [*Longuet-Higgins and Stewart*, 1962], son extension en 3D a rencontré de nombreux obstacles, en raison de sa grande complexité (liée notamment au fait d'avoir une surface libre changeante, évoluant rapidement et des phénomènes entrant en jeu de natures très distinctes ayant chacun des échelles de temps et d'espaces différentes). Une première implémentation du forçage des vagues dans le modèle 3D SYMPHONIE a été opérée par *Denamiel* [2006] à partir de la théorie 3D de *Mellor* [2003]. Par exemple, *Warner et al.* [2008]; *Wang and Shen* [2011]; *Sheng and Liu* [2011] ont également utilisé les équations de *Mellor* [2003, 2008] pour les implémenter dans les modèles ROMS, FVCOM [*Chen et al.*, 2003] et CH3D [*Sheng*, 1986]. Cependant, les théories de *Mellor* [2003, 2008] ont été la source de certaines polémiques contestant la validité des hypothèses simplificatrices [*Ardhuin et al.*, 2008; *Bennis et al.*, 2011; *Mellor*, 2011a, b]. Ce n'est que très récemment que des approches non contestées ont été mises au point [*McWilliams et al.*, 2004; *Ardhuin et al.*, 2008b], et pu être implémentées dans les modèles de circulation ROMS et MARS [*Uchiyama et al.*, 2009, 2010; *Rascle*, 2007; *Bennis et al.*, 2011]. Les applications à ce jour restent néanmoins

concentrées à l'échelle littorale. Sur le plan théorique, les études sont aujourd'hui portées sur la détermination des clôtures turbulentes.

Ce travail de thèse a donc conduit à la réalisation d'une nouvelle plateforme numérique de modélisation. Le modèle SYMPHONIE, qui n'a jamais été utilisé à l'échelle littorale, mais qui a l'avantage d'être tridimensionnel, d'inclure le forçage atmosphérique et la circulation grande échelle par l'imbrication de grilles, a subi des modifications afin de voir sa validité étendue jusqu'à la plage. Le forçage par la houle a été implémenté dans le modèle, en suivant les équations de *Ardhuin et al.* [2008b]; *Bennis et al.* [2011] et en utilisant le modèle de génération et propagation des vagues WAVEWATCH III ® (version 4.04 ; [*Tolman*, 2008, 2009; *Ardhuin et al.*, 2010]). Pour des applications académiques, le modèle de propagation de vague en zone littorale SWAN [*Booij et al.*, 1999] a également été utilisé. Cette nouvelle plateforme a ensuite été implémentée sur des cas académiques mais aussi réalistes, à différentes échelles sur divers zones ateliers qui sont localisées sur la figure 1.

Ce mémoire s'articule de la façon suivante : le **chapitre I** présente les notions de base concernant les vagues et les courants du large vers la côte, et les interactions entre les deux phénomènes. Un état de l'art sur les aspects théoriques du couplage vague/courant est ensuite exposé. Le **chapitre II** est consacré à la description de la plateforme de modélisation et des développements apportés pendant la thèse. Cette plateforme est ensuite validée sur des cas académiques ou expérimentaux de rivages que l'on aura l'occasion de rencontrer en Languedoc-Roussillon sous des formes certes plus complexes. Ce travail constitue l'essentiel du **chapitre III**. Les chapitres suivants sont ensuite dédiés à des applications sur des cas « réalistes » du modèle, dans différentes zones côtières et littorales du Golfe du Lion. Le choix de ces zones a largement été dicté par la disponibilité d'observations en ces lieux pendant des évènements de tempête. Ainsi, nous avions réalisé des campagnes de mesure en mer et installé des instruments fixes en plusieurs profondeurs dans le Golfe d'Aigues-Mortes afin de pouvoir caractériser la circulation pendant des tempêtes et valider le modèle. Cette étude est décrite au **chapitre IV**. La complexité des courants dans cette région a rendu ce dernier exercice peu concluant. Nous nous sommes donc placés dans une situation plus favorable le long de la côte rectiligne du Roussillon où une campagne de mesure avait permis de documenter une tempête hivernale (précisément devant l'embouchure de la Têt, [*Guillén et al.*, 2006]). Le **chapitre V** présente sous la forme d'un article soumis à Ocean Sciences, la modélisation de cette tempête. Enfin, le **chapitre VI** décrit une campagne de mesures sur la plage de Sète pendant une période de tempête qui a tout d'abord été utilisée pour améliorer la calibration du modèle en zone littorale. Elle complète ainsi la simulation sur le Golfe d'Aigues-Mortes pour laquelle nous nous étions focalisés à des profondeurs plus importantes, et permet finalement de tester notre plateforme de modélisation, dans un contexte réaliste, des échelles de la plage à celles du plateau continental ce qui constituait l'objectif de la thèse. En **conclusion**, sont rassemblés les principaux résultats ainsi que les différentes perspectives de recherche. Enfin, plusieurs annexes précisent ce document.

Chapitre I

Etat de l'art

I.1 Les vagues du large vers la zone littorale

Cette section a pour but de présenter les diverses notions qui seront utilisées par la suite dans ce manuscrit. Ainsi, dans une première partie, seront présentés les vagues, leur génération, les phénomènes qui régissent leur évolution au large ainsi que ceux qui régissent leur transformation en allant vers la côte. Ces évolutions ne sont pas sans effet sur les courants, c'est pourquoi nous décrirons dans un second temps, les principaux effets des vagues sur le courant et le niveau moyen en zone pré-littorale et littorale. Mais, avant tout, une définition des zones spatiales s'impose. Celles-ci sont résumées dans la figure I.1. En océanographie, en général, sont distinguées trois zones spatiales :

- La zone hauturière où sont étudiés les processus du large, au delà du talus continental, tels que la génération et propagation des vagues, la circulation à l'échelle de l'océan qui est ici générée par les échanges air/mer et les marées.
- La zone côtière où la circulation est influencée par les échanges échanges air/mer et les marées, les échanges avec le large, la forme de la côte, la bathymétrie. La génération et propagation des vagues sont également des phénomènes présents à cette échelle.
- La zone littorale où l'impact des vagues a un effet majeur sur la circulation et le transport sédimentaire. Cette zone peut être recoupée en trois, la zone de levée des vagues, où leur amplitude augmente, la zone de surf qui est la zone de déferlement des vagues et la zone de swash (ou zone de jet de rive) qui est périodiquement recouverte et découverte par le passage de chaque vague.

Une quatrième zone est définie par *Denamiel* [2006] : la zone pré-littorale, proche de la notion d'« inner shelf » en anglais, notion très souvent utilisée en sédimentologie puisque c'est la zone où les fonds sédimentaires peuvent être modelés par les vagues (dunes, rides, barres), entre -50 m et -2 m de fond. Il s'agit de la zone d'action des vagues. Elle commence dès que les vagues sont significativement modifiées par le fond. Elle comprend une partie de la zone côtière, jusqu'à la zone de surf. Cette échelle permet ainsi de s'intéresser à la fois aux phénomènes de la circulation côtière, mais également aux phénomènes induits par la houle. On pourra ainsi évaluer l'impact de chaque phénomène en fonction des zones.

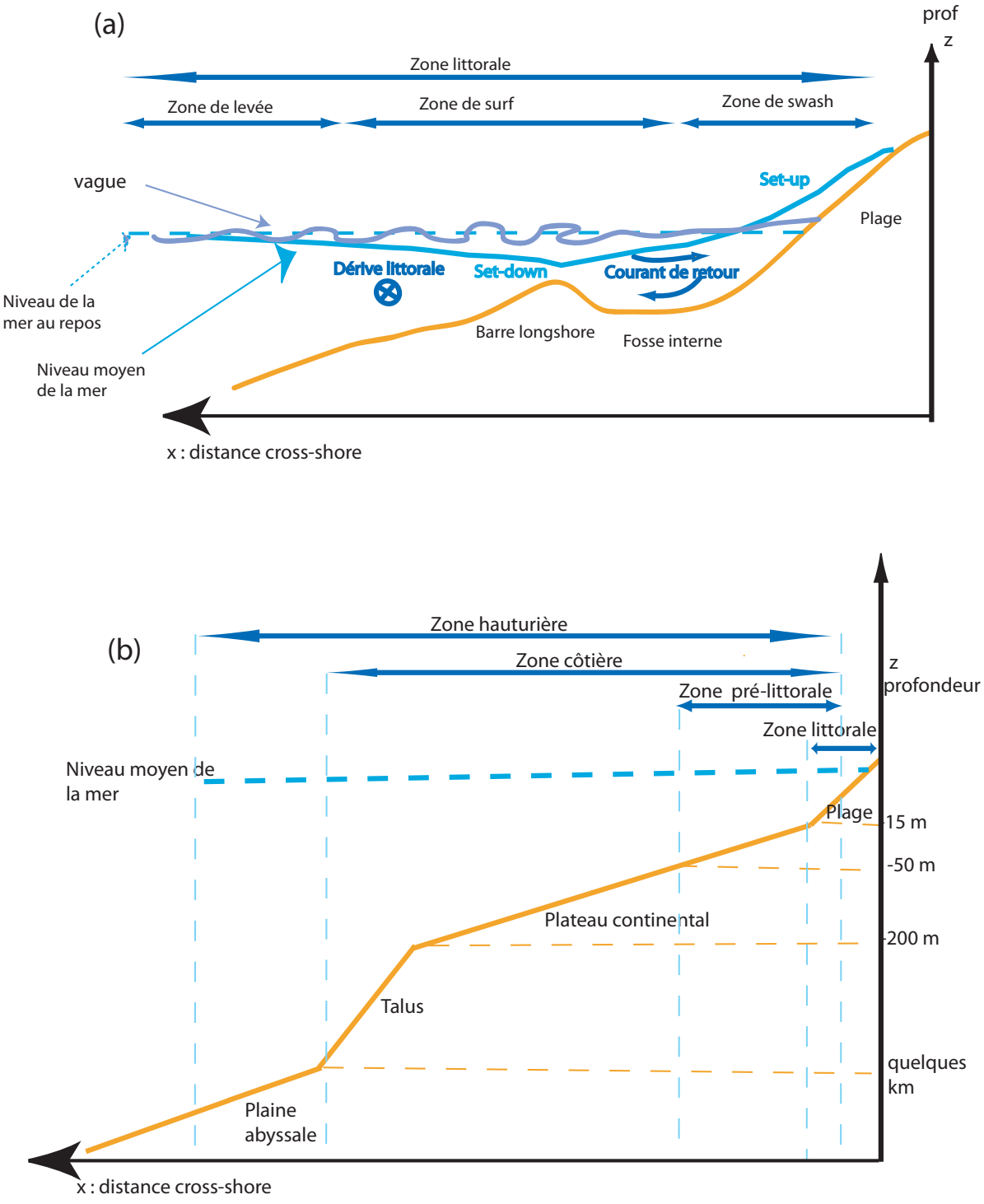


Fig. I.1 – Les différentes échelles : (a) l'échelle littorale et son découpage en 3 zones : la zone de levée, la zone de surf et la zone de swash et (b) découpage de l'océan en quatre régions : la zone littorale, la zone pré-littorale, la zone côtière et la zone hauturière.

Mais commencons tout d'abord par définir les vagues. Par la suite, nous n'étudierons pas les ondes internes. Ainsi, les vagues sont des ondes mécaniques qui se propagent à la surface de contact entre l'eau et l'air. Elles sont générées par des forces résultant du mouvement relatif entre les deux couches de fluide, par exemple un vent soufflant à la surface de l'océan, ou par des forces externes qui déforment le fluide. Ces forces externes peuvent englober les gouttes d'eau qui tombent à la surface, les perturbations entraînées par le mouvement des bateaux, jusqu'aux forces gravitationnelles d'attraction de la Lune et du Soleil. On peut répertorier les ondes en fonction de la cause de leur génération ou bien leur fréquence (Figure I.2).

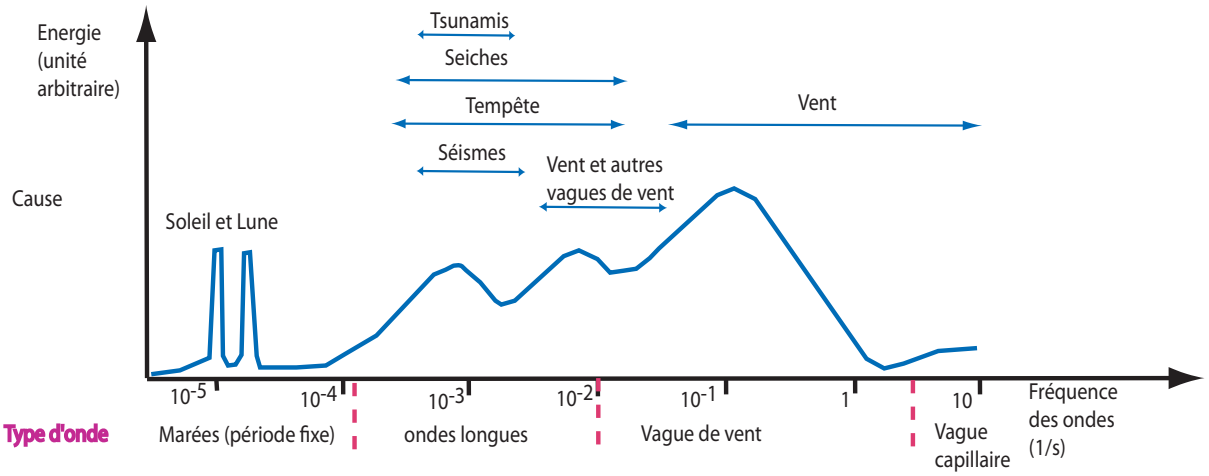


Fig. I.2 – Types d'ondes de surface, montrant la relation entre les fréquences, la cause de leur génération et la quantité relative d'énergie de chaque type. Adapté de la figure 1.2 de « Waves, Tides and Shallow-water processes », The Open University [*Brown et al.*, 1999].

Par la suite, nous étudierons seulement les vagues générées par le vent. Une partie des notions présentes dans ce chapitre est issue d'une compilation des ouvrages « Etats de mer : hydrodynamique et applications » [*Ardhuin*, 2010], « Waves, tides and shallow-water processes » [*Brown et al.*, 1999] ainsi que « River, Coastal and Estuarine Morphodynamics » [*Seminara and Blondeaux*, 2001].

I.1.1 Génération et développement des vagues

La formation des vagues sous l'effet du vent est un phénomène encore assez mal connu, mais qui a fait l'objet de trois grandes théories. La génération des vagues est associée à un transfert de quantité de mouvement entre le vent et les vagues. En 1774, Benjamin Franklin explique que si deux couches de fluide ayant des vitesses différentes sont en contact, et s'il y a des tensions de friction entre ces deux couches, alors un transfert d'énergie est inévitable. Ainsi, le travail des contraintes de surface est non nul entre les deux fluides. Ce travail est la conséquence de variations de pression de l'air à la surface de l'eau et de variations de

tensions de cisaillement du vent.

Jeffreys [1924, 1925] démontre que la génération des vagues est induite par les variations de pression de l'air à la surface de l'eau qui sont en phase avec la pente des vagues (Figure I.3). Ces variations sont issues de la turbulence de l'air au-dessus de la surface de la mer. S'il y a des vagues, l'écoulement et la pression de l'air ainsi que la vitesse du vent en surface, sont modifiés. Pour les vagues dont la vitesse de propagation dans la direction du vent est beaucoup plus faible que le vent en altitude, la pression est un peu plus forte sur le côté de la vague exposé au vent que sur le côté abrité. Or, la vitesse verticale de la surface est orientée vers le bas sur le côté exposé et vers le haut sur le côté abrité. Comme la puissance communiquée par une force est égale à la force multipliée par la vitesse, on observe ainsi un transfert de quantité de mouvement entre l'atmosphère et les vagues. Cette théorie explique bien la croissance des vagues par le vent pour une vitesse de vent très grande par rapport à la célérité des vagues. Pour des cas où le vent est légèrement plus fort que les vagues, les variations de pression de l'air ne suffisent pas à générer des vagues.

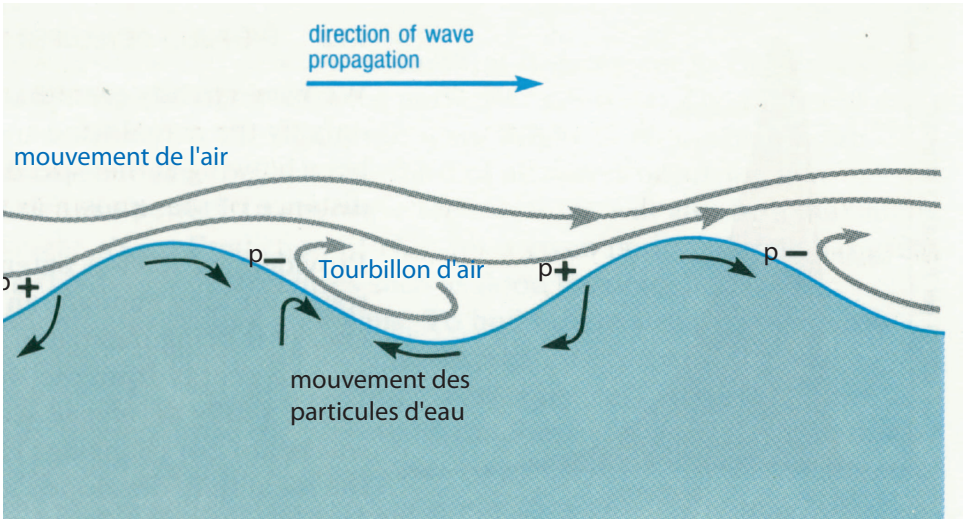


Fig. I.3 – Génération des vagues selon le modèle de *Jeffreys* [1924]. Inspiré de la figure 1.3 de « Waves, Tides and Shallow-water processes », The Open University. Les lignes grises indiquent le mouvement de l'air, les flèches noires sont les mouvements de l'eau. La face arrière de la vague subit une plus forte pression de l'air que la face avant. Des tourbillons d'air se forment devant chaque vague entrainant des excès ou des déficiences de pression (p+ ou p- dans la figure), et la différence de pression sont responsables du mouvement de la vague.

Les théories de *Phillips* [1957] et *Miles* [1957] (Figure I.4) expliquent que les vagues sont générées par un phénomène de résonance. La première théorie affirme que lorsque le vent commence à souffler et que la zone de fetch est petite, les vagues s'amplifient de manière linéaire avec le temps et l'action du vent. Le vent a une structure turbulente sous forme de petits tourbillons qui vont exercer une pression à la surface de la mer et provoquer sa déformation. *Miles* [1957] considère que les vagues interagissent avec le vent lorsqu'elles sont assez grandes. Le vent prend alors une forme d'oeil de chat entre les creux des vagues induisant

une augmentation de la pression. La croissance des vagues devient alors exponentielle. Ces deux modèles sont en fait complémentaires, le premier étant utilisé pour des vagues jeunes, et le second pour un stade déjà plus avancé dans la génération. Cependant, ils ont été qualifiés de non réalistes car ils négligeaient les effets de la turbulence sur le mouvement induit par les vagues. De nombreuses études se sont alors focalisées sur la description des effets de la turbulence sur les vagues (e.g. *Mastenbroek et al.* [1993]; *Janssen* [2004]). Les modèles décrits précédemment ont été complétés par des paramétrisations supplémentaires mais ils restent encore utilisés de nos jours dans les modèles de génération des vagues (e.g. SWAN [*Booij et al.*, 1999; *Ris et al.*, 1999], WW3 [*Tolman*, 2008, 2009; *Ardhuin et al.*, 2010]).

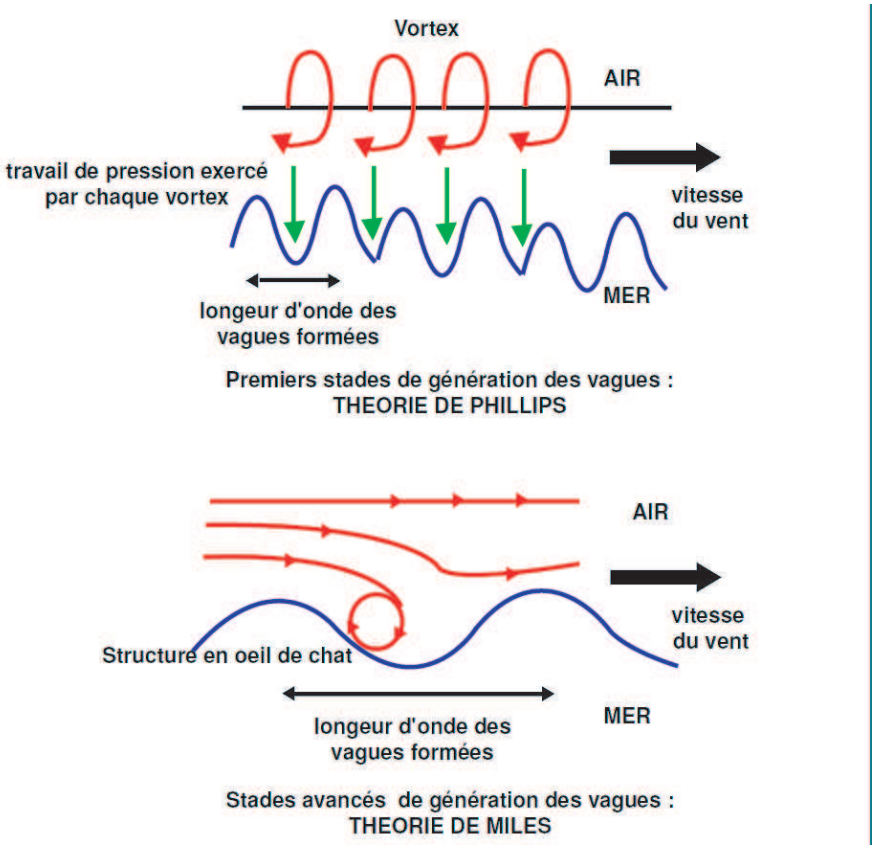


Fig. I.4 – Génération des vagues selon les théories de *Phillips* [1957] et *Miles* [1957]. Issu de la thèse de *Denamiel* [2006]

Plus le vent souffle fort et plus la hauteur et la longueur d'onde des vagues augmentent. Ces variables sont également dépendantes de la durée du coup de vent, et de la taille de la zone de fetch (longueur caractéristique de la zone sur laquelle le vent génère des vagues). Plus l'action du vent est forte et intense, et plus le fetch est grand. Comme les océans sont limités par les côtes et qu'il est très rare d'avoir un vent stationnaire et uniforme sur une grande zone, il ne semble pas exister de fetch infinis. Mais *Pierson and Moskowitz* [1964]; *Alves and Banner* [2003] ont montré à partir de nombreuses observations de navires météorologiques, que pour des grandes valeurs de fetch, l'énergie des vagues et leur fréquence tendent vers des valeurs asymptotiques. L'état de mer est alors qualifié de pleinement développé.

Les vagues périodiques (Figure I.5) sont définies par leur :
- longueur d'onde L qui est la distance horizontale entre deux crêtes,
- hauteur H qui est égale à la distance verticale entre un creux et une crête,
- période T qui est l'intervalle de temps qui séparent le passage de deux crêtes,
- pulsation σ égale à $\frac{2\pi}{T}$,
- nombre d'onde k qui est une grandeur proportionnelle au nombre d'oscillations qu'effectue la vague par une unité de longueur $k = \frac{2\pi}{L}$.

On définit également la vitesse de groupe c_g comme étant la vitesse du transport d'énergie et la vitesse de phase c qui est la vitesse à laquelle se déplace un point immatériel (par exemple la crête de la vague). La cambrure des vagues est définie par le rapport $\gamma = \frac{H}{L}$.

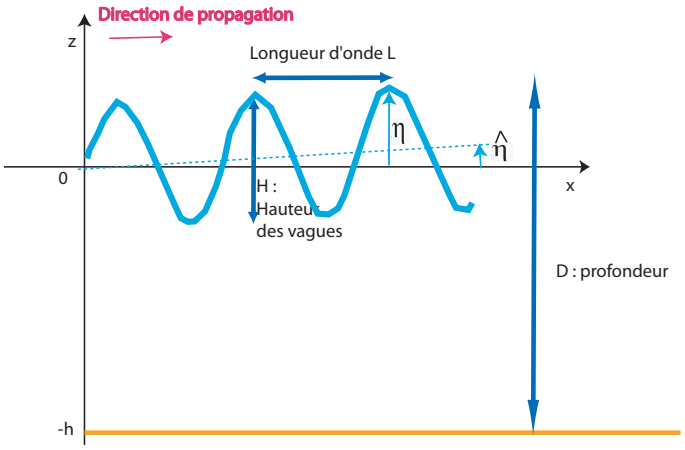


Fig. I.5 – Définition des grandeurs utilisées pour des vagues périodiques

On peut également définir l'état de mer en fonction de son âge. L'âge des vagues permet de connaître l'état de développement des vagues. Ce terme est égal au rapport entre la vitesse de phase au pic et la vitesse du vent à 10 m. Lorsque le vent commence à souffler, on observe des clapots à la surface ; il s'agit de toutes petites vagues capillaires de période comprise entre 1 à 4 secondes. Si le vent continue de souffler, la hauteur des vagues augmente ainsi que leur période et leur longueur d'onde. On observe ce que l'on appelle la « mer de vent ». Il s'agit d'une mer d'âge jeune, puisque la vitesse du vent est plus forte que celle des vagues. Au bout d'un moment, lorsque le vent a soufflé depuis suffisamment longtemps ou bien que le fetch est assez grand, la croissance des vagues s'arrête, ou devient très lente [*Donelan et al.*, 1992]. Il s'agit dans ce cas de la mer pleinement développée que l'on peut également qualifier de mer âgée.

En plus de la mer de vent liée au vent local, la houle peut également faire partie de l'état de mer. Il s'agit d'une onde longue résultant de la propagation de vagues en dehors de leur zone de fetch, soit parce que le vent a arrêté de souffler, soit parce qu'il s'est déplacé. La propagation de la houle s'effectue en ligne droite (sur la sphère terrestre) en l'absence de courant et en fonds profonds, et s'accompagne d'un filtrage des vagues courtes qui se

dissipent rapidement. On peut ainsi observer dans les grands océans des houles à des milliers de kilomètres de leur source. Mais ces trains d'ondes sont perturbés par d'autres trains d'ondes provenant d'autres tempêtes. Il en résulte un échange d'énergie entre les trains d'ondes dont l'effet est de transférer de l'énergie du pic en fréquence vers les périodes plus courtes et les plus longues. Ce transfert d'énergie est plus limité pour les vagues de petite cambrure (et donc sur la houle). On peut alors considérer que la houle se comporte linéairement, et ainsi prédire son évolution sur de très grandes distances. Sur ces distances, l'énergie de la houle est presque conservée hormis près des côtes. Il est possible de décomposer spectralement les vagues, et étudier la propagation de chacune de ses composantes indépendamment des autres (c'est que font la plupart des modèles numériques). L'évolution du spectre (il s'agit de toutes les composantes spectrales composant l'état de mer) est alors régie par trois paramètres principaux que sont la génération par le vent, les interactions non linéaires et la dissipation.

En étudiant la propagation d'une tempête dans le Pacifique, *Delpey et al.* [2010] montrent que la hauteur de la houle décroît au cours de la propagation à cause de phénomènes de dissipation. Cette dissipation est le fruit de nombreux mécanismes. Parmi les sources de cette dissipation, on rencontre :

1. Le déferlement est l'une des plus grosses sources de dissipation des vagues. Ainsi, de nombreuses recherches théoriques et expérimentales ont été conduites afin de comprendre et paramétrer cette source de dissipation. Dès que la vitesse des particules approche la vitesse de phase de l'onde, une instabilité se développe sur la crête des vagues qui se transforme en déferlement. *Miche* [1944] a pu ainsi déterminer la cambrure maximale d'une vague régulière avant qu'elle ne déferle par la relation : $\frac{H}{L} = 0.14tanh(kD)$. Il est ainsi possible de déterminer à quel endroit le déferlement a lieu. *Battjes and Janssen* [1978] établissent que $H_b = \gamma D$ où H_b est la hauteur de la vague déferlante, D la profondeur de la colonne d'eau et γ le coefficient de déferlement. Celui-ci peut prendre des valeurs comprises entre 0.4 et 1.6 suivant la forme de la plage [*Sénéchal*, 2003]. D'autres critères portant notamment sur l'accélération verticale des particules, ont été cherchés.
   On parle de moutonnement lorsque le déferlement se produit en eaux profondes (et est causé par le vent qui augmente la cambrure des vagues), et de déferlement bathymétrique s'il se produit à l'approche de la côte. De plus, le déferlement peut se présenter sous diverses formes suivant le type de vagues et la forme du fond (Figure I.6). On parle ainsi de déferlement glissant si la forme de la vague est conservée ainsi que son nuage de bulle (pour des fonds peu pentus) (un nuage d'écume se forme et se propage sur la face avant de la vague), de déferlement plongeant si un tube d'air sous la crête particulièrement apprécié par les surfeurs se forme (pour des fonds moyennement pentu), de déferlement gonflant ou frontal (pour des fonds très pentus ou à l'approche de la côte) ou bien de micro-deferlement, si aucune bulle d'air n'est créée (ce qui se produit pour des vagues de petites longueurs d'ondes).
2. La viscosité moléculaire de l'eau est seulement importante pour des vagues capillaires de très hautes fréquences. Cela génère de la dissipation d'énergie en chaleur par friction entre les molécules d'eau. Pour les ondes de gravité et pour des vagues de période supérieure à 1.3 s, l'effet de la viscosité de l'air est plus important.
3. Les interactions non linéaires vague-vague qui se produisent pour des fréquences comprises entre 0.2 et 0.3 Hz. En fait, il n'y a pas de perte directe d'énergie par ces interactions, simplement un transfert vers d'autres fréquences. Cependant, lorsque le transfert

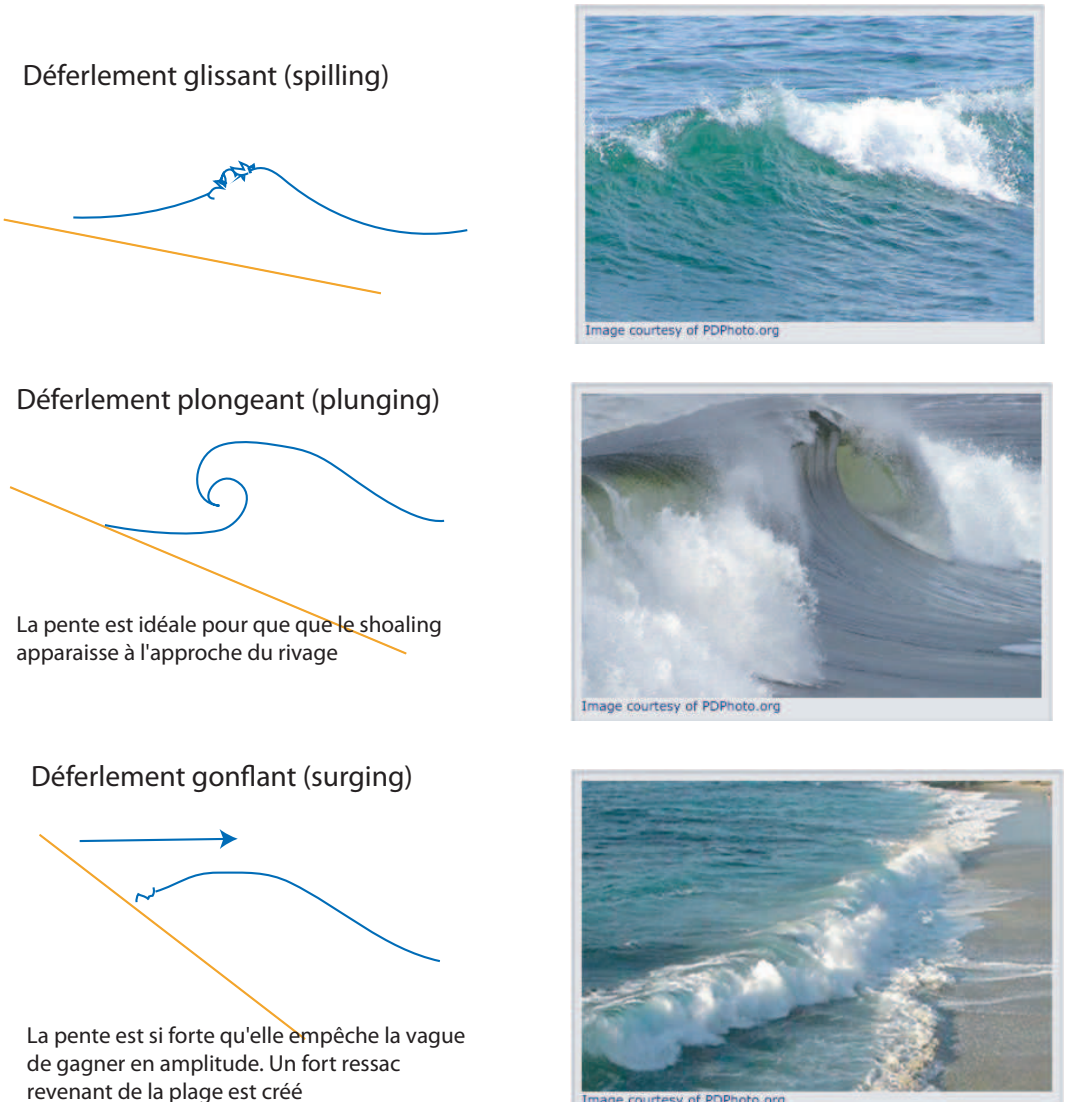


Fig. I.6 – Les différents types de déferlement. Source : http ://beachsafe.org.au/

se fait vers de très hautes fréquences, l'énergie va se dissiper via les mécanismes précédents.

4. La présence de courant modifie grandement les vagues : si ses variations sont faibles, les vagues sont amenées à se réfléchir, et au contraire si elles sont fortes, elles réfractent.
5. La résistance à l'air pour des vagues larges et raides aussitôt qu'elles sortent de la zone de fetch et qu'elles entrent dans une zone calme, ou dans laquelle souffle un vent de sens inverse.
6. La dissipation par frottement sur le fond : des campagnes récentes de mesure (SHOWEX [*Herbers et al.*, 2008]) associées à des études plus théoriques [*Ardhuin*, 2005; *Weber et al.*, 2009] ont montré qu'une partie de l'énergie des vagues était dissipée par frottement sur le fond dès la zone pré-littorale. C'est pourquoi on observe une légère diminution de la hauteur des vagues en zone pré-littorale. Cette forte dissipation s'accompagne de la formation de rides de sable par le mouvement oscillant induit par la houle près du fond.

I.1.2 Evolution des vagues en allant vers la côte

En zone pré-littorale, et donc dans la zone d'action des vagues, la longueur d'onde des vagues diminue et leur hauteur augmente. La cambrure des vagues augmente alors. C'est ce que l'on appelle le shoaling. Les vitesses orbitales augmentent également avec un maximum au sommet de la crête. A partir d'une certaine cambrure et lorsque la vitesse au sommet de la crête approche de la vitesse de phase, les vagues déferlent.

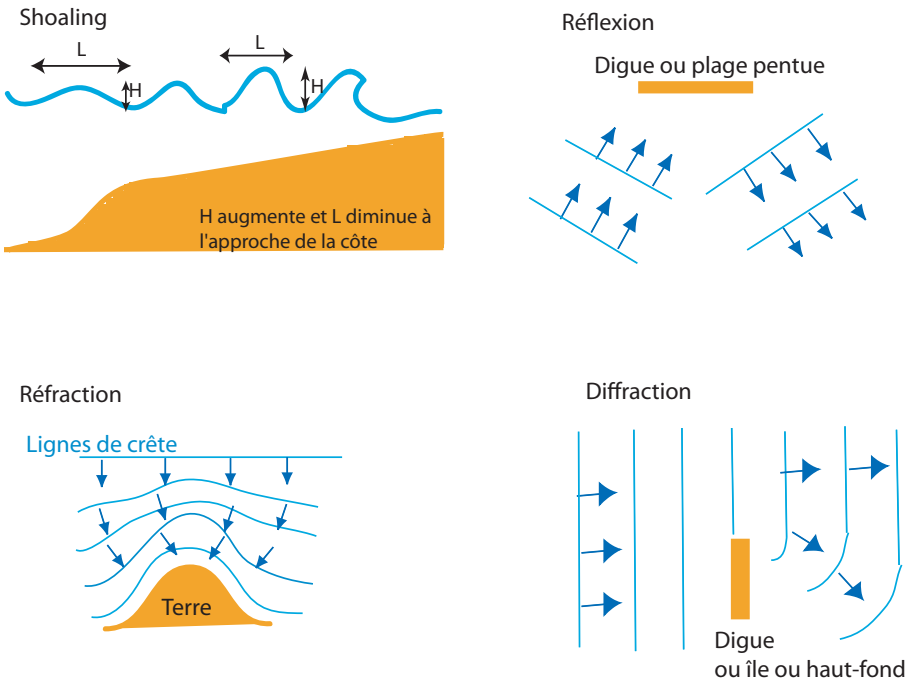


Fig. I.7 – Modifications subies par les vagues à l'approche de la côte

En plus du shoaling et du déferlement, les variations de la profondeur en domaine côtier induisent d'autres phénomènes (Figure I.7) :

- la réflexion : La houle est réfléchie partiellement ou totalement, lorsqu'elle bute contre un obstacle vertical tel une digue ou une plage pentue. Si les plages sont très pentues, les vagues peuvent simplement être réfléchies sans déferler. Si le fond n'est pas plat, les vagues sont partiellement réfléchies. Une onde de même caractéristique mais de direction différente est alors générée face à l'obstacle.
- la réfraction : La réfraction de la houle est la modification de la forme et de la direction de propagation de la houle en fonction des variations topographiques. Ainsi à l'approche d'une côte, les lignes de crêtes vont s'ajuster pour tendre à être parallèles aux isobaths. De même, à l'approche d'une île ou d'un obstacle émergé, la houle va contourner l'obstacle, et donc il va y avoir une convergence des lignes de crêtes au niveau de l'obstacle. Au contraire, si la houle croise une fosse, les lignes de crêtes vont diverger.
- la diffraction : La diffraction est le phénomène qui permet de n'avoir aucune zone d'ombre par rapport à une propagation directe de la houle. En effet, lorsque l'amplitude des vagues varie rapidement, les vagues ont tendance à se propager un peu plus vers les zones de faible amplitude de vague. Pour le cas de l'île, la forme de la surface est

modifiée et les vagues se propagent un peu dans la zone d'ombre. La hauteur des vagues est alors réduite en aval de l'île, mais elle n'est pas nulle.

I.1.3 Conséquences des effets directs des vagues sur la circulation

Au large, les vagues jouent le rôle d'intermédiaire entre le vent et la circulation à la fois par la dérive de Stokes qui s'ajoute à la dérive d'Ekman, mais aussi dans le mélange en surface. Les conséquences sur la circulation commencent à peine à être sérieusement étudiées. En zone côtière et pré-littorale (Figure I.1), des études [e.g., *Lentz et al.*, 1999] ont montré que les vagues étaient aussi importantes que la force de Coriolis pour des profondeurs jusqu'à 20 m. A cette échelle, les vagues commencent à être dissipées par le fond, induisant une légère augmentation du niveau moyen après déferlement, et une diminution avant [*Longuet-Higgins and Stewart*, 1962]. *Weber et al.* [2009] montrent que l'élévation du niveau moyen pourrait également se produire avant le déferlement dans la zone d'action des vagues, là où celles-ci se dissipent fortement sans pour autant déferler.

Enfin aux échelles littorales, la circulation est en grande partie forcée par les vagues qui sont sujettes à de nombreuses modifications responsables de la dissipation d'une partie voire de la totalité de leur quantité de mouvement. Les vagues induisent une élévation du niveau moyen sur la plage, qui est environ 15 % de la hauteur des vagues au large (typiquement, de 10 cm à 1,5 m). Cette élévation du niveau moyen induit un gradient de pression à l'origine d'une force exercée par les vagues sur la colonne d'eau. Ainsi, lorsque la hauteur des vagues

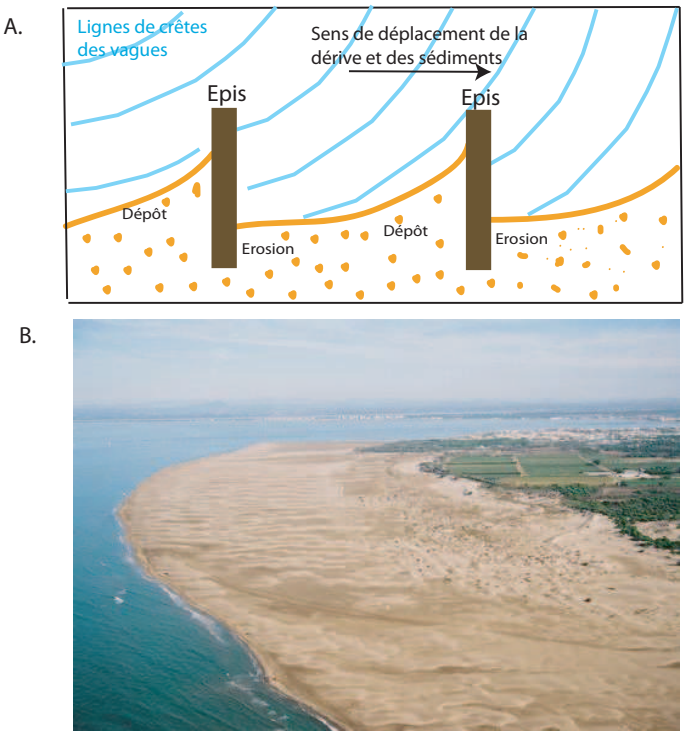
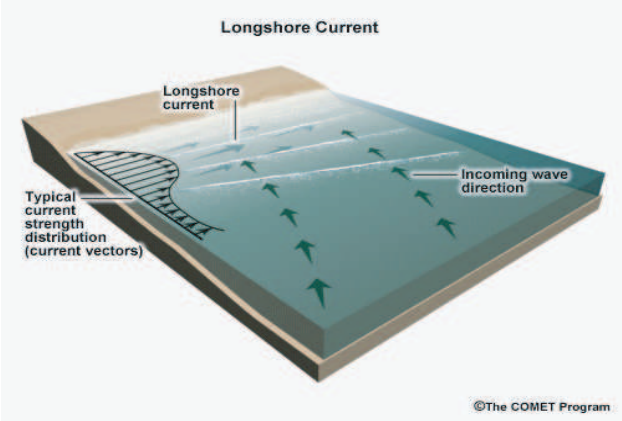


Fig. I.8 – Impact de la dérive sur le transport sédimentaire au niveau de structures offshores telles que des digues (A.), ou des ports (B., Pointe de l'Espiguette) (Source : EID Méditerranée.)

varie et diminue à l'approche d'une plage (par exemple à cause d'un déferlement), une force exercée par les vagues sur la colonne d'eau est créée. Cette force est appelée « contrainte de radiation ». Deux phénomènes se produisent alors : la colonne d'eau est accélérée par cette force, et une seconde force apparaît s'opposant à cette force des vagues. Si on moyenne sur un certain temps pendant lequel la hauteur des vagues reste constante, les deux forces en présence restent également constantes, et un équilibre est atteint. Le long de la plage, un courant de dérive parallèle à la ligne de côte dans la zone littorale est créé (Figure I.9) et s'équilibre grâce au frottement au fond. Cette dérive a une intensité d'autant plus forte que l'angle d'inclinaison des vagues par rapport à la côte est élevé. Elle peut atteindre 1 $m.s^{-1}$. Suivant la pente du fond, nous avons vu que les vagues pouvaient déferler de plusieurs façons. Si le déferlement est glissant ou plongeant, un état transitoire apparaît, pendant lequel la vague se transforme progressivement en une région recirculante d'eau « aérée » (des écumes). Ce rouleau joue le rôle d'un effet tampon, comme nous venons de le voir, car il retarde le transfert de quantité de mouvement des vagues vers le courant. Par ailleurs, les vagues ont la capacité de soulever les sédiments du fond car les mouvements orbitaux des particules d'eau agissent comme des tourbillons turbulents supplémentaires. Les vagues sont capables de lever un sédiment d'une taille donnée alors qu'un courant de la même vitesse ne le serait pas. Une fois le sédiment mobilisé, il peut alors être transporté le long de le plage. Ceci est particulièrement visible sur les bords des digues exposés à la dérive littorale. C'est d'ailleurs pour retenir le sable emporté par la dérive littorale que des digues ou épis perpendiculaires aux plages sont aménagés (Figure I.8). Par ailleurs, les vagues ajoutent une dérive supplémentaire en surface (la dérive de Stokes). Comme le flux de masse est nul sur la plage et que le niveau moyen ne peut monter indéfiniment, un courant au fond dans le sens inverse compense cette dérive en surface. Il s'agit du courant de retour (Figure I.1). En France, sur les plages d'Aquitaine mais aussi du Roussillon, on observe des courants plus complexes que la simple dérive littorale. Les plages ont des bathymétries irrégulières avec des barres internes, externes, ponctuées par des chenaux. Au niveau de ces chenaux, on observe des courants de baïnes (aussi appelés courant sagittal, courant d'arrachement ou « rip current » en anglais) (Figure I.9). Il s'agit de courants étroits dirigés vers le large, particulièrement forts (avec des intensités allant jusqu'à 2 $m.s^{-1}$).

La dérive littorale



Les courants sagittaux

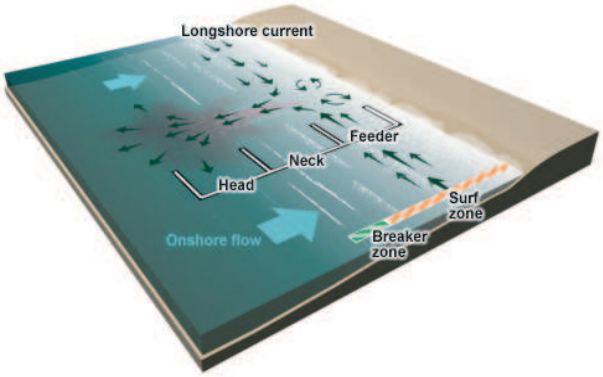


Fig. I.9 – Dérive littorale et courant sagittal (ou courant de baïne) (Source : Comet Program)

I.2 Les interactions entre les vagues et les courants

Dans la partie suivante, nous décrirons plus en détail les interactions entre les vagues/-houles et le courant, et nous présenterons l'état de l'art des théories sur ces couplages. Par commodité pour la suite, nous désignerons par le terme de vague, la houle et les vagues de vent. Ces couplages se présentent traditionnellement comme d'un côté l'impact des courants sur l'évolution des vagues, et d'un autre le forçage des vagues sur la circulation. Nous présenterons donc les deux aspects dans ce chapitre, bien que dans cette thèse, nous nous sommes focalisés sur le second aspect.

I.2.1 Influence du courant sur les vagues

Les effets des courants sur les vagues ont fait l'objet de nombreuses observations (e.g. *Meadows et al.* [1983] via des observations radars, *Chawla et al.* [1998]; *Chawla and Kirby* [2002] dans un canal à houle) et études théoriques [e.g., *Longuet-Higgins and Stewart*, 1961; *Smith*, 1975]. Parmi leur effets, les courants ont la capacité de réfracter les vagues. Ainsi, les variations de courant modifient la vitesse de phase des vagues et induisent une réfraction. La direction de propagation est alors modifiée et n'est plus perpendiculaire aux crêtes mais s'oriente parallèlement au courant. La forme des vagues est aussi modifiée. *Kenyon* [1971] a regardé les effets cinématiques des courants sur la propagation de la houle en utilisant des approximations géométriques. Pour modéliser ces effets, des méthodes en moyenne de phase (qui sont des approches stochastiques, [*Booij et al.*, 1999; *Ris et al.*, 1999]) ou plus complexes, en résolution de phase sont utilisées. Dans cette dernière approche, l'effet du courant se traduit par l'addition d'une vitesse Doppler $\vec{U}$ dans la vitesse de phase et de groupe et l'ajout du terme $\vec{k}.\vec{U}$ avec $\vec{k}$ le nombre d'onde des vagues, dans le calcul de la pulsation absolue.

Cependant, ces vitesses sont bidimensionnelles. *Kirby and Chen* [1989] ont développé une méthode par perturbation qui dans la limite où les variations de $\vec{U}$ sont faibles devant $\frac{\sigma}{k}$, permet de prendre en compte les courants avec un profil 3D général et pour une profondeur quelconque.

Les courants peuvent aussi bloquer les vagues lorsque leur direction de propagation est opposée à la direction des courants, et quand l'intensité du courant est supérieure à leur vitesse de groupe. Les vagues sont alors stoppées. Ceci est fréquent à la sortie d'un estuaire. *Longuet-Higgins and Stewart* [1961, 1962] montrent ainsi que la vitesse de propagation est modifiée par le courant, la pente et l'amplitude des vagues est augmentée et la longueur d'onde diminuée. *Smith* [1975]; *Peregrine* [1976] montrent également que les vagues se réfléchissent au point de blocage. *Huang et al.* [1972] proposent les premières équations décrivant la modification d'un spectre de vagues mono-directionnelles par la présence des courants. *Hedges* [2008] y a ajouté l'effet du courant sur l'occurrence du déferlement. De plus, *Ris* [1997] a complété les équations par l'ajout des phénoménes non linéaires accompagnant un blocage : transfert de l'énergie à la fréquence de blocage vers les hautes et basses fréquences, réflexion et moutonnement des vagues. *Rusu and Soares* [2009] ont récemment intégré ces équations dans le modèle spectral SWAN [*Booij et al.*, 1999] pour évaluer le forçage des courants sur la houle à la sortie de l'estuaire du Danube.

I.2.2 Influence des vagues sur le courant

Les vagues ont de multiples effets sur les courants. Elles agissent sur la couche limite de surface par l'ajout d'une tension de cisaillement supplémentaire [e.g., *Donelan*, 1998; *Rascle et al.*, 2006], par la modification de l'énergie cinétique turbulente [e.g., *Agrawal et al.*, 1992] et de la rugosité surfacique [e.g., *Terray et al.*, 1996]. La dérive de Stokes vient s'ajouter également à la dérive en surface [e.g., *Stokes*, 1847; *Jenkins*, 1987]. Sur la couche limite de fond, la dissipation des vagues par le fond perturbe également l'énergie turbulente [e.g., *Longuet-Higgins*, 1953] et la rugosité de fond est modifiée par la présence des vagues en eaux peu profondes [e.g., *Komar et al.*, 1972]. Enfin, un flux de moment est transféré des vagues aux courants, modifiant ainsi les profils des courants [e.g., *Longuet-Higgins and Stewart*, 1962; *Phillips*, 1977; *Ardhuin et al.*, 2008b]. S'agissant de l'effet majeur des vagues sur la circulation, nous allons le traiter en premier.

I.2.2.1 Influence des vagues sur le courant moyen

C'est dans les années 60 que *Longuet-Higgins and Stewart* [1960, 1961, 1962, 1964] définissent le concept de « tension de radiation ». En présence des vagues, il y a une force qui compense le moment induit par les vagues. Cette force est assimilable à une divergence du flux de quantité de mouvement dû à la moyenne des vitesses et pression des vagues sur plusieurs périodes des vagues. Un tenseur de contraintes radiatives S^{rad} est introduit dans les équations de quantité de mouvement pour le courant total, qui apparaît de la même façon dans les équations du mouvement que le tenseur de Reynolds :

$$S^{rad} = \begin{pmatrix} S^{rad}_{xx} & S^{rad}_{xy} \\ S^{rad}_{yx} & S^{rad}_{yy} \end{pmatrix} \tag{I.1}$$

et on l'appelle le tenseur des « tensions de radiation » horizontales. Considérons un cas où des vagues monochromatiques se propagent dans la direction x sur un fond plat où $-h$ est la côte du fond (Figure I.10). L'élévation de surface η est donnée par $\eta = acos(kx - \omega t)$, avec a l'amplitude des vagues, et ω la pulsation des vagues. Les vitesses orbitales sont données par :

$$u = \frac{a\omega}{sinhkh} coshk(z+h)cos(kx - \omega t) \tag{I.2}$$

$$w = \frac{a\omega}{sinhkh} sinhk(z+h)sin(kx - \omega t) \tag{I.3}$$

où u est la vitesse orbitale horizontale dans la direction de propagation et w la vitesse orbitale verticale. Les équations sont formulées dans un système de coordonnées cartésiennes (O, x, y, z), où l'origine O correspond au niveau de repos de la surface de la mer, Ox et Oy sont les axes horizontaux et Oz l'axe vertical ascendant. t représente le temps. Ainsi, le flux par unité de surface à travers une surface élémentaire dont la normale est parallèle à (Ox), est la somme de la quantité de mouvement advectée ρu^2 et de la force exercée par le fluide sur cette surface, soit la pression p.

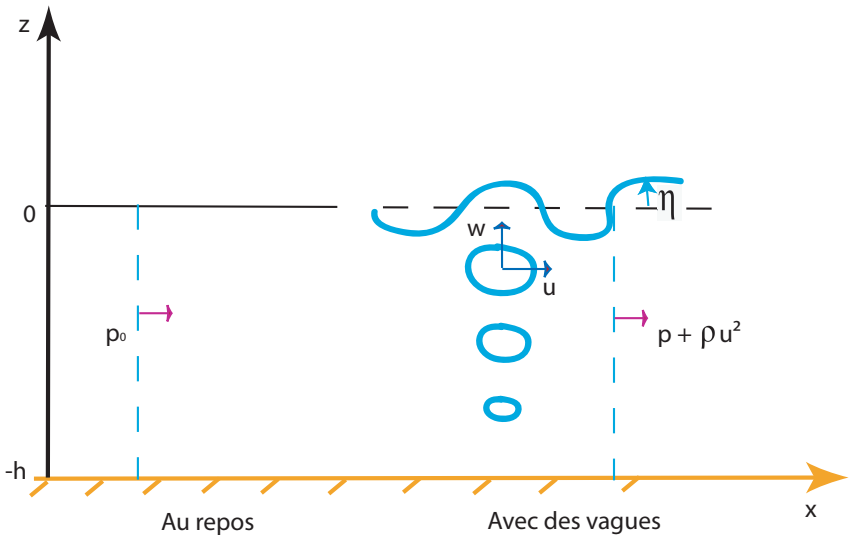


Fig. I.10 – Représentation des variations de pression liées aux vagues : explication physique de la notion de tension de radiation. u est la vitesse orbitale des vagues, ρu^2 le flux de moment lié à la présence des vagues, p la pression en présence de vagues et p_0 la pression au repos. D'après *Longuet-Higgins and Stewart* [1964]

Ainsi la composante S_{xx}^{rad} de la tension de radiation est définie comme la valeur intégrée sur la colonne d'eau et moyennée sur le temps, du flux induit par les vagues moins le flux moyen en l'absence de vagues, soit :

$$S_{xx}^{rad} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz} - \int_{-h}^{0} p_0 dz \tag{I.4}$$

avec p_0 la pression hydrostatique et $\bar{x} = 1/T_{car} \int_0^{T_{car}}(x)$ est la moyenne temporelle de la variable x sur une période caractéristique de temps T_{car}, correspondant à une ou plusieurs périodes de vagues. Pour des vagues linéaires sur fond plat, on montre que :

$$S_{xx}^{rad} = E \frac{2kh}{sinh(2kh)} + \frac{c_g}{c} \tag{I.5}$$

Avec E la variance de l'élévation surfacique égale à $\dfrac{H_s^2}{16}$ où H_s représente la hauteur significative des vagues. ω et k suivent la relation de dispersion :

$$\omega^2 = gktanh(kh) \tag{I.6}$$

La vitesse de phase c est donnée par :

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} tanh(kh)} \tag{I.7}$$

et la vitesse de groupe :

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{1}{2} c (1 + \frac{2kh}{sinh(2kh)}) \tag{I.8}$$

En eau profonde (lorsque $kh >> 1$), ces valeurs peuvent être assimilées à : $c = \sqrt{\frac{g}{k}}$ et $c_g = \frac{c}{2}$, et en eau peu profonde (lorsque $kh << 1$), $c = \sqrt{gh}$ et $c_g = c$.

De la même façon, on déduit S_{yy}^{rad}

$$S_{yy}^{rad} = E\frac{kh}{sinh(2kh)} \tag{I.9}$$

Enfin, la composante x du flux de moment à travers une surface de normale (Oy) est donnée par :

$$S_{xy}^{rad} = \overline{\int_{-h}^{\eta}(p + \rho uv)dz} = 0. \tag{I.10}$$

De la même façon, on trouve que $S_{yx}^{rad} = S_{xy}^{rad} = 0$.

Finalement, le tenseur de tension de radiation est égal à :

$$S^{rad} = \rho g E \begin{pmatrix} \frac{kD}{sinh(2kD)} + \frac{c_g}{c} & 0 \\ 0 & \frac{kD}{sinh(2kD)} \end{pmatrix} \tag{I.11}$$

Pour des vagues se propageant dans une direction faisant un angle quelconque θ avec l'axe (Ox), le tenseur vaut :

$$S^{rad} = \rho g E \begin{pmatrix} \frac{c_g}{c}(cos(\theta))^2 + (\frac{c_g}{c} - 1) & \frac{c_g}{c}cos(\theta)sin(\theta) \\ \frac{c_g}{c}cos(\theta)sin(\theta) & \frac{c_g}{c}(sin(\theta))^2 + (\frac{c_g}{c} - 1) \end{pmatrix} \tag{I.12}$$

Phillips [1977] réécrit les équations de quantité de mouvement horizontale pour le mouvement total, en considérant que le champ de vitesses est donné par un champ moyen et une partie fluctuante représentant l'apport du mouvement des vagues. Ces équations, largement utilisées, ont néanmoins comme défaut de regrouper sous le terme de quantité de mouvement totale, la quantité de mouvement des vagues et des courants. L'effet des vagues est appliqué à cette quantité de mouvement totale, alors que ces phénomènes ont des comportements et des échelles spatio-temporelles largement différents [*Ardhuin*, 2005, 2010]. Comme pointé par *Hasselmann* [1971], des équations intégrées sur la verticale, non pas pour le mouvement totale mais pour le mouvement moyen, sont plus judicieuses. Ainsi, *Garrett* [1976], repris plus récemment par *Smith* [2006], a retranché l'équation de quantité de mouvement des vagues à l'équation de mouvement totale pour accéder à cette équation pour le mouvement moyen. Ces équations permettent ainsi de modéliser les effets des vagues sur la circulation à une échelle temporelle de plusieurs périodes de vague. Elles ont donc été implémentées dans de nombreux modèles 2DH (deux dimensions dans le plan horizontal). Un des premiers fut celui de *Noda* [1974] qui permit la modélisation des courants de baïne. D'autres modèles ont suivi parmi lesquels ceux de *Dally et al.* [1984]; *Wu et al.* [1985]. Récemment, *Bruneau* [2009] a introduit les équations de *Smith* [2006] dans le modèle MARS2D. En effet, pour des approches littorales, où le niveau d'eau est relativement faible et le principal forçage étant celui des vagues, les modèles 2DH sont principalement utilisés et ont de bons résultats. Ils sont capables de fournir des valeurs du courant moyen sur la profondeur, ainsi que la valeur moyenne de l'élévation de la surface libre. Les période, hauteur et direction des vagues sont fournies aux modèles de circulation par un modèle de vague.

A l'échelle globale et régionale, l'hydrodynamique marine peut être décrite par un système d'équations, basé sur des principes simples de la mécanique des fluides (lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, du moment cinétique et de l'énergie). Dans un premier temps, les équations de ces modèles ont été suffisamment simplifiées pour être résolues de façon analytique [e.g., *Crépon and Richez*, 1982; *Csanady*, 1982]. Puis petit à petit, avec l'avènement de l'informatique, la résolution numérique de ces équations s'est imposée. Avec l'augmentation des moyens de calcul des ordinateurs, des modèles tridimensionnels ont été developpés (par exemple MARS, POM, ROMS, SYMPHONIE...) utilisables de l'échelle globale à l'échelle côtière. Vouloir étendre les champs d'application de ces modèles à la zone littorale est apparu comme étant la suite logique dans les développements. De plus, l'utilisation de modèles 3D a de nombreux avantages : les profils verticaux des courants seront calculés, ce qui permettra de connaître la valeur du courant de fond, courant advectant les sédiments. Le calcul du frottement sur le fond, et des tensions de remise en suspension, fortement dominées par les vagues peuvent alors être calculés. L'ajout d'un module de transport sédimentaire devient dès lors possible. Par ailleurs, l'influence du mélange induit par les vagues étant calculé, les modélisations des traceurs sont améliorées.

Cependant, étendre les équations précédentes aux trois dimensions n'est pas une tâche aisée. La difficulté principale réside dans le fait d'avoir une surface libre changeante, évoluant rapidement sur laquelle on doit spécifier des conditions aux limites. De plus, à cette interface, la densité peut varier de trois ordres de grandeurs. Si on utilise une moyenne Eulérienne, le calcul sera complexe dans la région entre les crêtes et les creux. C'est pourquoi, il faut absolument définir une condition de surface correcte. Une seconde difficulté est la nature très distincte des phénomènes entrant en jeu : ceux liés aux vagues et ceux liés au courant ayant chacun des échelles de temps et d'espaces différentes. En particulier la dérive de Stokes qui est la principale source de cisaillement vertical près de la surface doit être correctement reproduite. Il est donc nécessaire de séparer chacune de ces dynamiques dans les équations (Table I.1).

De nombreux scientifiques ont ainsi tenté de trouver des équations tridimensionnelles régissant l'influence des vagues sur la circulation. Les théories ont ainsi été développées pour le moment total (théories utilisant les gradients de tensions de radiation), ou le moment du courant seul (théories faisant apparaître la force de vortex). De nombreuses erreurs ont été commises à cause des difficultés citées précédemment. *Dolata and Rosenthal* [1984] ont essayé de trouver les formes tridimensionnelles des gradients de tensions de radiation, mais ils ont négligé les effets de la pression induite par la présence des vagues. L'intégration verticale de leurs gradients ne permet pas de retrouver les équations de *Phillips* [1977], comme le montre *Mellor* [2003]. *Xie et al.* [2001] utilisent des gradients de tensions de radiation moyennés sur la verticale dans les équations de moment 3D, ce qui est une stratégie incorrecte [*Mellor*, 2003]. Pour éviter ce genre d'erreur, certains ont eu l'idée astucieuse de développer des modèles quasi-3D [*VanDongeren et al.*, 1994; *Sanchez-Arcilla et al.*, 1992; *Svendsen et al.*, 2002]. Il s'agit de modèles 2D qui fournissent aussi les profils verticaux des courants à partir des courants moyens. Par exemple, *Svendsen et al.* [2002] ajoutent des coefficients de dissipation 3D [*Putrevu and Svendsen*, 1993, 1999] à leur modèle quasi-3D SHORECIRC. Ce modèle est depuis largement utilisé par la communauté littoraliste [e.g., *Bujan*, 2009].
Pour obtenir un modèle réellement 3D, il a fallu trouver une solution pour résoudre correctement la couche de surface. Celle de *Mellor* [2003] est d'utiliser un système de coordonnées qui suit la surface libre. Le volume de contrôle dans lequel les moments sont moyennés, suit seulement verticalement la surface libre, et ne bouge pas horizontalement. Il obtient alors

des gradients de tensions de radiation dépendants de la verticale, et facilement utilisables dans les modèles 3D de circulation. Ainsi *Denamiel* [2006]; *Haas and Warner* [2009]; *Warner et al.* [2008] ont implémenté ces termes dans SYMPHONIE pour la première et ROMS pour les suivants. Ces équations pour des vagues monochromatiques ont été étendues à des vagues aléatoires [*Ardhuin et al.*, 2004a]. Cependant, *Ardhuin et al.* [2008] montrent que ces termes ne peuvent pas être appliqués à des zones à fond variable, puisqu'ils sont calculés suivant la théorie d'Airy sur fond plat. *Ardhuin et al.* [2008] corrigent alors ces termes, qui deviennent alors beaucoup trop complexes et couteux à calculer dans des modèles numériques. *Mellor* [2008] repart alors de zéro et recalcule d'une façon différente le gradient de pression, en tenant compte du fond incliné, mais se heurte à d'autres difficultés [*Bennis et al.*, 2011; *Mellor*, 2011a, b]. De plus, les équations de *Mellor* [2003, 2008] étaient résolues pour le moment total, et non pour le moment moyen.

L'utilisation d'une moyenne Eulérienne semble plus complexe puisque le volume de contrôle est fixe, et peut contenir les deux phases (air et eau) entre les crêtes et les creux. La densité peut varier rapidement de 1.29 $kg.m^{-3}$ à 1026 $kg.m^{-3}$. *McWilliams et al.* [2004] utilisent ainsi cette approche, et grâce à une séparation des quantités en vagues de gravité surfacique, vagues longues et courant moyen, ils obtiennent des équations complexes à un ordre élevé. Près de la surface, cette approche n'a un sens que de manière asymptotique pour une amplitude des vagues tendant vers zéro et les moyennes dans les régions entre crêtes et creux ne sont pas eulériennes [*Ardhuin*, 2005]. Elle ne semble correcte que dans la zone sous le creux des vagues. Mais ces imprécisions ne semblent pas altérer la qualité des résultats. *Uchiyama et al.* [2009, 2010]; *Weir et al.* [2011] ont implémenté ces équations dans le modèle ROMS, et utilisé celui-ci pour reproduire la campagne DUCK 94 [*Garcez Faria et al.*, 1998] ou des expériences de courants sagittaux.

Une troisième solution réside dans l'utilisation d'une approche à Moyenne Lagrangienne Généralisée (GLM) définie par *Andrews and McIntyre* [1978] (Figure I.11). Ces équations ont initialement été prévues pour les vitesses, mais plus tard étendues à d'autres variables comme les champs de pression. Pour comprendre ce qu'est la GLM, reportons nous à la description de *Ardhuin and Rascle* [2006] : pour tout opérateur de moyenne Eulérienne, on note $\overline{\phi(x,t)}$ la moyenne de $\phi(x,t)$ (ce peut être une moyenne sur des phases, une moyenne temporelle ou spatiale). La définition de la moyenne GLM de ϕ est $\overline{\phi(x,t)}^L = \overline{\phi(x+\eta,t)}$. Ainsi la moyenne GLM est différente de la moyenne Eulérienne, et la différence entre les deux est la correction de Stokes qui sous le creux des vagues est assimilable à la vitesse de Stokes U_s. Nous avons alors :

$$\overline{u}^L - \overline{u} = U_s \tag{I.13}$$

$\overline{u}^L$ est la vitesse moyenne advectante des traceurs, et $\overline{u}$ la vitesse eulérienne moyenne liée aux courants de circulation. On peut calculer la moyenne GLM de chaque champ (s'il est continuement différentiable) grâce à l'équation suivante :

$$\overline{\phi}^L = \overline{\phi} + \overline{\eta_j \frac{\partial \phi}{\partial x_j}} + \frac{1}{2}\overline{\eta_i \eta_k}\frac{\partial^2 \overline{\phi}}{\partial \eta_j \partial \eta_k} + O(\eta_1^3) \tag{I.14}$$

avec η_1 la cambrure des vagues. Ceci permet au passage un calcul de la vitesse de Stokes verticale W_s.

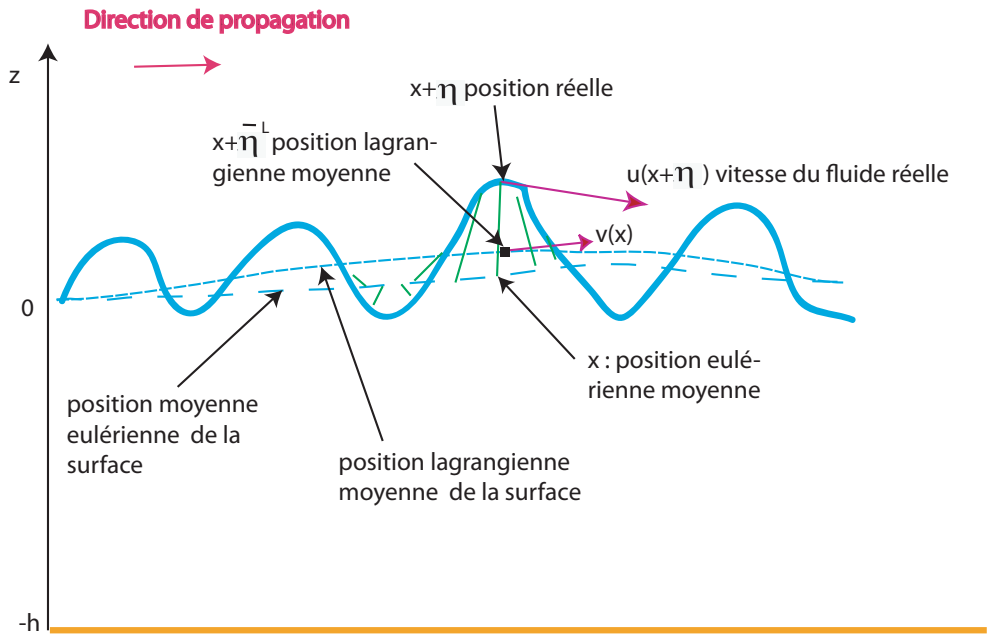


Fig. I.11 – Schéma adapté de *Ardhuin* [2005] expliquant ce qu'est la moyenne Lagrangienne généralisée (GLM). Il s'agit au point x d'une moyenne sur les valeurs du champ en $x + \eta$. La position de la surface est figurée par le trait plein épais et les déplacements η de la surface sont symbolisés par les barres grises [*Ardhuin*, 2005].

Cette approche donne des équations exactes moyennées en phase. Le premier set d'équations régit le mouvement de la vitesse quasi-Eulérienne pour des vagues générales. L'avantage de travailler sur cette variable réside dans le fait que l'on peut lui appliquer en première approximation les équations classiques de fermeture de la turbulence qui ne doivent en aucun cas être appliquées aux grandeurs Lagrangiennes (puisqu'elles incluent la dérive de Stokes). La projection des grandeurs est plus compliquée que dans l'approche de *Mellor* [2003] puisqu'il s'agit d'une moyenne sur les positions des particules. Ainsi la position GLM d'une particule à la surface n'est pas tout à fait sur la surface libre car il y a plus de particules sur les crêtes que dans les creux [*McIntyre*, 1988]. Ceci rend les équations divergentes mais une correction est possible par un changement de coordonnée verticale [*Ardhuin*, 2005].

Groeneweg [1999] utilise la Moyenne Lagrangienne Généralisée dans les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (RANS) et obtient des équations qui représentent correctement les conditions en surface, contrairement à une moyenne Eulérienne. Cependant, il néglige le cisaillement vertical du courant. *Ardhuin et al.* [2008b] repartiront de ces équations en approximant au second ordre en cambrure, et en effectuant un changement de coordonnée verticale. Ils obtiennent alors des équations non divergentes, à la fois dans les champs Lagrangien et Eulérien. Ce jeu d'équations est nommé « glm2-RANS ». Finalement, dans une limite d'un faible cisaillemment vertical du courant, ces équations sont très similaires aux équations en moyenne eulérienne de *McWilliams et al.* [2004]. Ces derniers, à partir de l'approche par perturbations adoptée, ont poussé les calculs jusqu'à l'ordre 4. Mais les équations glm2-RANS permettent de donner des conditions aux limites en surface, et sont applicables même avec un courant moyen plus fort que la vitesse des vagues. De plus, les équations ont

été étendues pour des vagues non monochromatiques. Ce jeu d'équations a été implementé par *Rascle* [2007] sur un cas 2DH de plage plane idéale. *Bennis et al.* [2011] ont simplifié les équations pour permettre une implémentation plus aisée dans des modèles de circulation.

Tab. I.1 – Classification des théories suivant leur choix de variable et leur caractère ou pas tridimensionnels. Adapté de *Bennis et al.* [2011]

	Courant moyen (eulérien)	Courant total
2D	*Smith* [2006]	*Phillips* [1977]
3D	*Andrews and McIntyre* [1978]; *Groeneweg* [1999] *McWilliams et al.* [2004]; *Ardhuin et al.* [2008b]	*Mellor* [2003, 2008] *Ardhuin et al.* [2008]

I.2.2.1.1 L'approche par tensions de radiation et l'approche par force de Vortex
Les méthodes issues de l'approche de *Longuet-Higgins and Stewart* [1960] (approche par tensions de radiation) [e.g., *Mellor*, 2003, 2008] sont couramment utilisées en zone littorale (Table I.2). Mais plus récemment, l'approche par force de vortex semble avoir pris le pas sur la première méthode [e.g., *McWilliams et al.*, 2004; *Ardhuin et al.*, 2008b; *Bennis et al.*, 2011], en raison notamment du caractère non controversé de ses équations tridimensionnelles. La différence entre ces deux approches n'est pourtant pas si importante puisqu'elle réside dans une différence de décomposition des termes non-linéaires d'advection dans les équations du moment [*Lane et al.*, 2007]. Dans l'approche par tensions de radiation :

$$\vec{U}.\vec{\nabla}\vec{U} = \vec{\nabla}(\vec{U}\vec{U}) + \underbrace{\vec{U}(\vec{\nabla}.\vec{U})}_{=\vec{0}} \tag{I.15}$$

alors que dans l'approche par force de Vortex :

$$\vec{U}.\vec{\nabla}\vec{U} = \underbrace{\vec{\nabla}\frac{\left|\vec{U}\right|^2}{2}}_{\text{surpression dynamique}} + \underbrace{(\vec{\nabla}\times\vec{U})\times\vec{U}}_{\text{force de Vortex}} \tag{I.16}$$

Tab. I.2 – Classification des théories suivant l'approche choisie.

	Approche force de vortex	Approche tensions de radiation
2D	*Smith* [2006]	*Phillips* [1977]
quasi-3D		*VanDongeren et al.* [1994]; *Svendsen et al.* [2002]
3D	*McWilliams et al.* [2004]; *Ardhuin et al.* [2008b]	*Dolata and Rosenthal* [1984]; *Xie et al.* [2001] *Mellor* [2003]; *Ardhuin et al.* [2008]; *Mellor* [2008]

Lane et al. [2007]; *Weir et al.* [2011] montrent alors que les deux approches sont comparables et permettent de représenter surcote, dérive de Stokes, force de vortex, mais la seconde approche permet de mieux distinguer les effets physiques conservatifs des vagues sur la circulation que sont la force de Vortex et la surpression dynamique (ou modulation de la pression

par les vagues) directement responsable de la décote et de la surcote avant et après déferlement, et les effets non conservatifs tels que le flux de moment des vagues vers les courants issus de la dissipation des vagues soit par déferlement, soit par frottement sur le fond. De plus, *Lane et al.* [2007] émettent quelques réserves sur l'utilisation de l'approche par tensions de radiation. En effet, lorsque les tensions de radiations sont calculées à un ordre inférieur à 4, ou que l'intensité des courants est inférieure à la vitesse des vagues (ce qui n'est pas le cas, en général, à l'échelle littorale et pré-littorale), l'approche par tensions de radiation oublie de prendre en compte la force de Vortex, ce qui est incorrect.

I.2.2.2 La couche de mélange surfacique

I.2.2.2.1 Modification de l'énergie cinétique de la turbulence Il est depuis longtemps admis que l'instabilité induite par une tension de surface, liée à l'action du vent, produisait de l'énergie cinétique de la turbulence dans la couche de mélange surfacique de l'océan. En effet, les expériences en laboratoire de *Kato and Phillips* [1969]; *Kantha et al.* [1977] mettaient en exergue cette couche turbulente dans un bassin avec un gradient de stratification constant, ou bien composé de deux couches à densité distincte. Mais l'action du vent sur l'océan engendre également des vagues. Une large partie du flux de moment du vent vers l'océan τ_a transite par les vagues [*Donelan*, 1998; *Banner and Peirson*, 1998] sous la forme en entrée d'une tension du vent sur les vagues τ_{aw} qui est presque entièrement transférée au courant par le déferlement sous la forme d'une tension des vagues sur l'océan τ_{wo}. Une très faible fraction de τ_a passe directement de l'atmosphère vers l'océan sous la forme d'une tension de viscosité en surface. Enfin, toute la quantité de τ_{aw} n'est pas convertie en τ_{wo}, une faible partie (environ 5 %) est radiée dans le flux de moment du champs des vagues [*Donelan*, 1998; *Janssen*, 2004; *Ardhuin et al.*, 2004b; *Rascle et al.*, 2006].

Lors du déferlement de celles-ci (déferlement bathymétrique ou bien moutonnement), l'énergie mécanique des vagues ne se dissipe pas en chaleur, mais se transforme en énergie cinétique de la turbulence (TKE) [*Donelan*, 1998] dans la couche limite de surface des océans [*Agrawal et al.*, 1992; *Drennan et al.*, 1996]. Cette augmentation de la TKE est un phénoméne crucial à prendre en compte pour une meilleur représentation des profils des courants et ainsi des transports verticaux des particules, chaleur, gaz à la surface. L'augmentation de la TKE par les vagues est un processus mis en équations par *Mellor and Yamada* [1982]; *Craig and Banner* [1994] via l'ajout d'un flux surfacique de TKE provenant de la dissipation des vagues. *Terray et al.* [1996] proposent de lier ce terme à l'âge des vagues.

Stewart and Grant [1962] en mesurant le taux de dissipation de la TKE d'une mer de vent, constatent que ce taux augmente avec la hauteur des vagues. Mais, la forte turbulence induite par le déferlement reste confinée sur une couche surfacique dont l'épaisseur est de l'ordre de six fois la hauteur significative de la mer du vent soit environ une dizaine de mêtres dans certains cas [*Craig and Banner*, 1994; *Thorpe et al.*, 2003]. Ainsi, dans les modèles numériques, la longueur de mélange surfacique est liée à la hauteur des vagues. *Terray et al.* [1996, 2000] ont ainsi affirmé qu'elle était proportionnelle à $1.6H_s$, en utilisant des observations de dissipation. D'autres [*Soloviev and Lukas*, 2003] ont trouvé des coefficients beaucoup plus faibles. *Rascle et al.* [2008] proposent enfin de lier la longueur de mélange à la hauteur significative des vagues de vent seulement, car les houles ayant une faible pente ne déferlent pas. Par ailleurs, plus récemment, des expériences en laboratoire de *Babanin and Haus* [2009] semblent montrés que des vagues n'ayant pas déferlé pouvaient aussi induire de la TKE, mais ces résultats récents sont encore à l'étude. Ainsi, la paramétrisation du mélange dans la couche

mélangée océanique est une première étape dans la prise en compte de tous les phénoménes de l'océan superficiel. D'autres phénomènes, comme les circulations de Langmuir (Figure I.12), sont eux-aussi responsables de la redistribution de la TKE dans la couche de mélange, et contribuent à l'entraînement de la TKE au niveau de la thermocline [*Smith*, 2001; *Noh et al.*, 2004; *Ardhuin*, 2005]. Les circulations de Langmuir sont des circulations océaniques en forme d'hélices générées par le vent et les vagues (par la force de Vortex) dans un axe à droite de 15°de la direction du vent. Ces hélices forment des bandes de convergence et divergence à la surface. Elles font converger les particules, des débris et des films organiques. A la surface, un courant dirigé (v' dans la figure I.12) des zones de divergence vers les zones de convergence est créé.

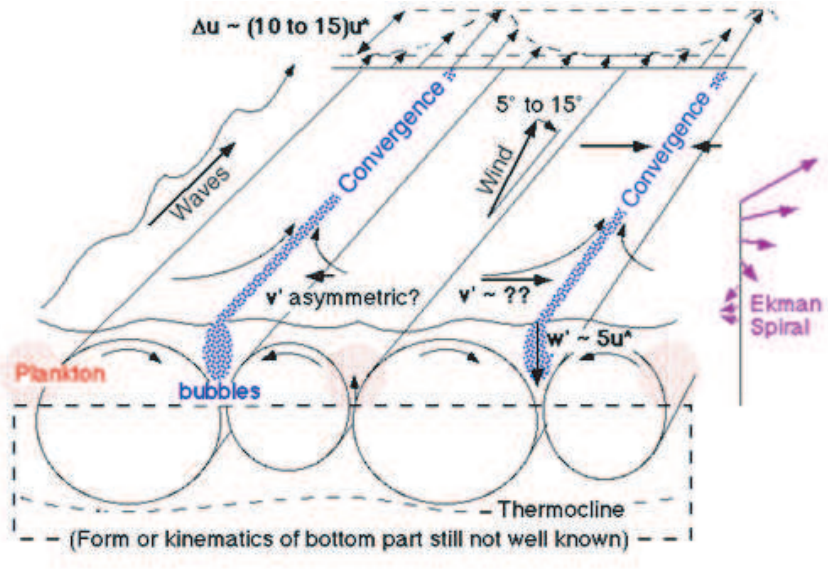


Fig. I.12 – Circulations de Langmuir. Tiré de *Smith* [2001].

Ces phénomènes sont, à l'heure actuelle, assez mal compris et souvent ignorés, et il apparaît nécessaire d'obtenir plus d'observations et de mesures afin de résoudre ces différentes énigmes.

I.2.2.2.2 Ajout de la dérive de Stokes Les vagues ajoutent une dérive supplémentaire en surface. En effet, les orbites que parcourent les particules ne sont pas exactement fermées. Quand les particules sont sur la crête d'une vague, elles se déplacent un peu plus rapidement et en sens opposé que lorsqu'elles sont dans le creux. C'est de cette façon qu'est générée la dérive de Stokes, dans le sens de propagation des vagues (Figure I.13). Plus généralement, la vitesse de Stokes est la différence entre la vitesse Lagrangienne moyenne d'une parcelle de fluide, et la vitesse moyenne Eulérienne de ce fluide à une position fixe. Ce phénoméne a été découvert par *Stokes* [1847].

En pratique, la dérive de Stokes est un partie importante de la dérive à la surface de l'océan. *Rascle et al.* [2006] estiment que la vitesse de Stokes en surface pouvait atteindre

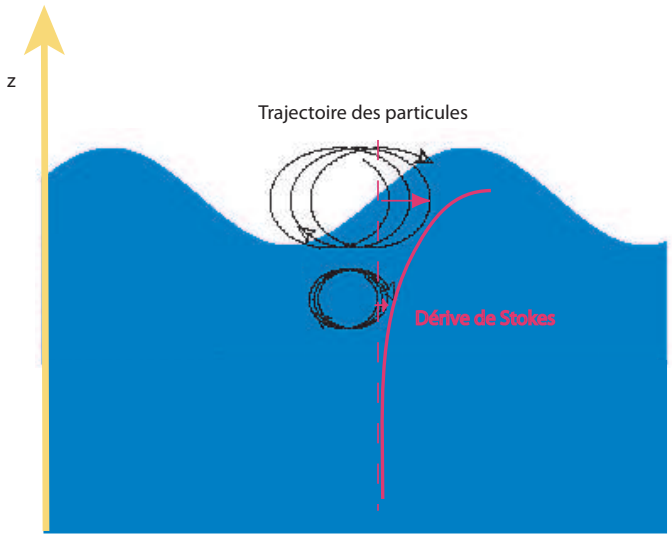


Fig. I.13 – Dérive de Stokes et trajectoire des particules. Source : http ://www.shom.fr/

1,2 % de la vitesse du vent local et ceci pour des vitesses de vent très fortes en utilisant un spectre de vague plus adapté aux hautes fréquences. *Ardhuin et al.* [2009] ont lié la dérive de Stokes en surface à la vitesse du vent et à la hauteur des vagues. Ainsi, la vitesse de Stokes en surface est en général deux fois plus forte que les courants d'Ekman surfaciques [*Rascle et al.*, 2006; *Rascle*, 2007]. Cependant, le transport de masse associé aux vagues est nul à cause de la rotation de la Terre. En effet, la force de Coriolis génére un courant homogène sur la verticale et dans le sens opposé à la dérive de Stokes [*Hasselmann*, 1970] (Figure I.14). En l'absence de turbulence, gradient de pression et autres forces extérieures et pour un état stationnaire, la force de Hasselmann est équilibrée par la force de Coriolis. La vitesse moyenne de dérive est alors nulle. S'il y a présence de turbulence ou viscosité, le profil vertical de la vitesse eulérienne est alors moins cisaillé que la dérive de Stokes. La dérive est alors non nulle en surface. Il apparaît ainsi nécessaire de prendre en compte ce paramètre pour l'étude de dérive de contaminants polluants ou micro-organismes. *Ardhuin et al.* [2004b] ont ainsi montré l'importance de prendre en compte cette dérive sur le cas de trajectoires d'hydrocarbures libérés par le pétrolier Prestige en novembre 2002.

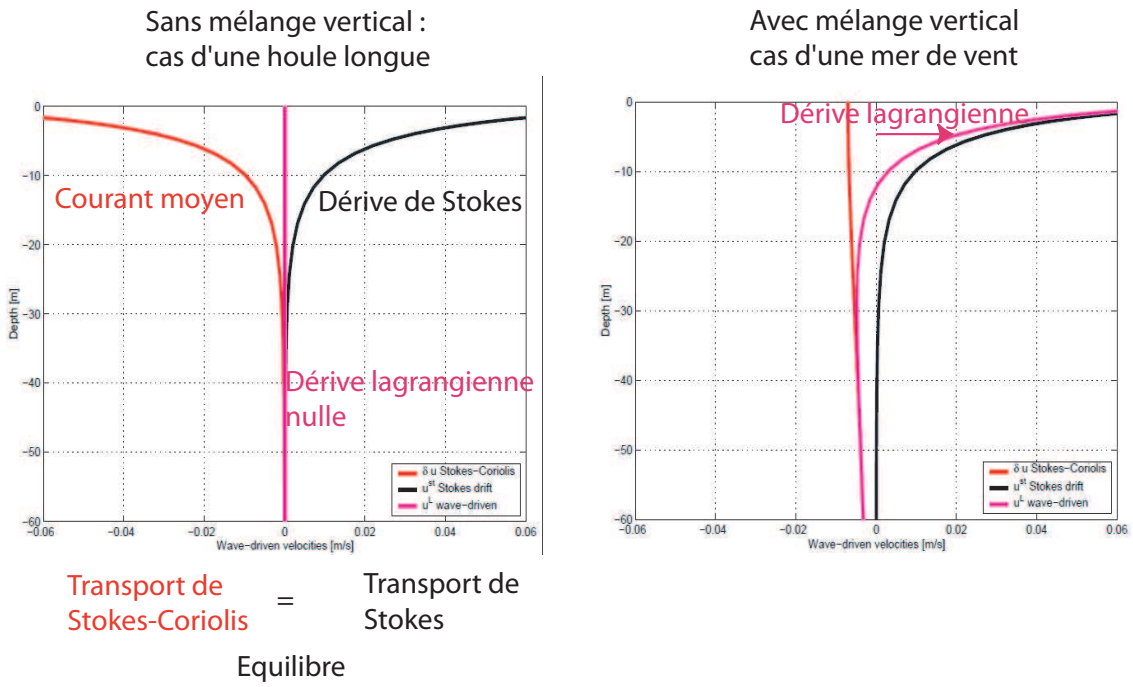


Fig. I.14 – Equilibre de la force de Hasselmann avec la force de Coriolis. Schéma issu de la thèse et soutenance de N. Rascle (2007)

I.2.2.2.3 Prise en compte des rouleaux de déferlement Un grand nombre d'observations in-situ et en laboratoire (e.g. [*Svendsen*, 1984; *Ruessink et al.*, 2001; *Govender et al.*, 2002]) ont montré que les modèles et théories étaient robustes en dehors de la zone de surf, mais que les non-linéarités associées à la création du rouleau de déferlement étaient importantes et sources de divergence entre modèle et réalité. Ainsi, pour des plages à barres, les modèles prédisaient un fort courant de dérive sur le côté offshore de la crête interne de la barre alors que les observations montraient que le maximum de la dérive se situait soit sur le versant de la barre orienté vers la côte ou bien dans la fosse interne [*Feddersen et al.*, 1998; *Church and Thornton*, 1993]. De plus, les setup simulés étaient souvent sous-estimés par rapport à la réalité. Dès lors, de nombreux travaux en laboratoire et sur le terrain ont été initiés afin de caractériser les rouleaux et leurs effets sur la circulation (Fig. I.16). *Bowen et al.* [1968] fut l'un des premiers à observer en laboratoire une zone de transition entre l'endroit où le déferlement commence à apparaître et le moment où la surcote commence. *Svendsen* [1984] a ainsi défini pour la première fois le concept de rouleau et a montré qu'il ajoutait une quantité de mouvement supplémentaire à l'océan. Il a alors estimé par une approximation géométrique l'aire de ce rouleau, grâce à des mesures de *Duncan* [1981] (Fig. I.15).

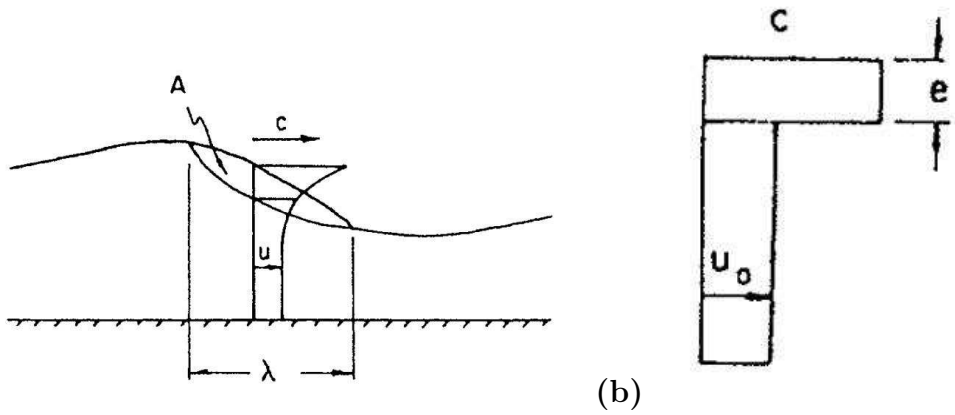


Fig. I.15 – Approximation géométrique du rouleau par *Svendsen* [1984] : (a) roller d'une vague dans la zone de surf, (b) l'approximation du profil des vitesses horizontales. A étant l'aire du rouleau

Les expériences de *Govender et al.* [2002] qui utilisent dans un bassin à houle un vélocimètre vidéo permettant de retrouver les géométries du rouleau (Fig. I.17), confirment les résultats de *Svendsen* [1984].

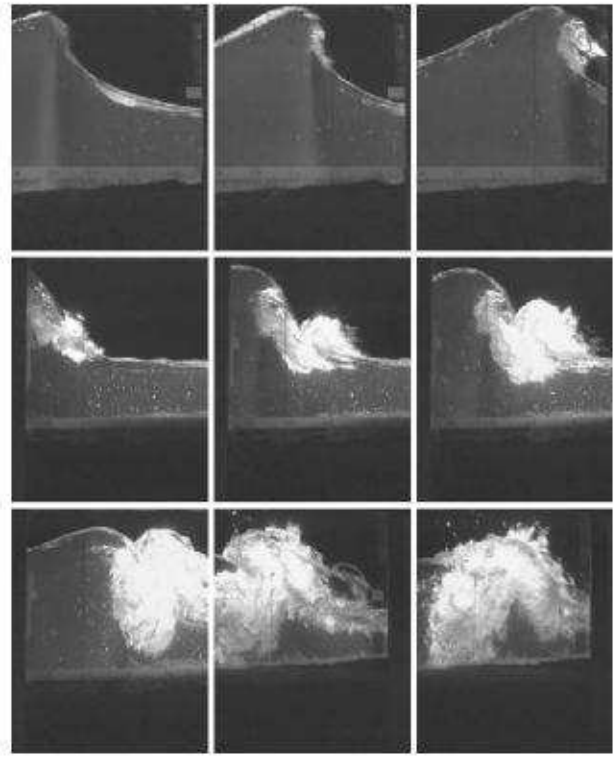


Fig. I.16 – Images d'un rouleau enregistrées par *Govender et al.* [2002]

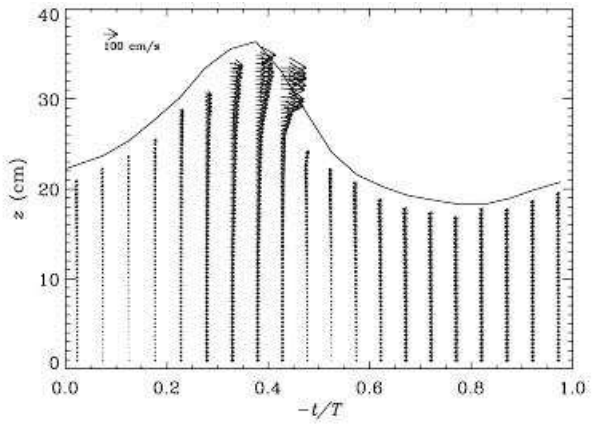


Fig. I.17 – Répartition des vitesses dans une vague pendant le déferlement [*Govender et al.*, 2002]

Le rouleau augmente significativement le terme de dissipation $\vec{\tau_{wo}}$ en faible profondeur, et ainsi la surcote sur la plage. Il joue également le rôle d'un effet tampon dans le transfert de quantité de mouvement des vagues vers le courant. Il déplace donc la dérive littorale beaucoup plus près de la côte. Ainsi récemment, les modèles hydrodynamiques se sont vus ajouter des équations d'équilibre énergétique décrivant l'évolution du rouleau afin d'obtenir une meilleure description du courant moyen dans les zones littorales [*Reniers and Battjes*, 1997; *Dally*, 2001; *Bruneau*, 2009].

I.2.2.3 La couche du fond

En zone côtière, la dynamique sédimentaire est liée à l'action combinée des vagues et du courant. Leur interaction peut avoir pour effet une augmentation des contraintes de cisaillement sur le fond. Vagues et courants interagissent de façon non linéaire dans la couche de fond, où prédominent des processus de turbulence. En zone peu profonde, le courant de la couche de fond perçoit la couche limite des vagues comme une contribution supplémentaire de la rugosité de fond, ce qui tend à augmenter la friction de fond et à modifier les courants moyens. Ainsi, la tension de cisaillement du fond, associée à ces deux phénoménes combinés, est plus grande que la somme des tensions de cisaillement de chacun des phénoménes séparés. De nombreuses mesures en laboratoire et en mer ont été effectuées tant l'enjeu est crucial pour une bonne compréhension du transport sédimentaire. Dès lors, beaucoup de théories empiriques et de modèles sont apparus pour décrire ces interactions. Les articles de *Nielsen* [1992] et *Soulsby* [1993, 1995] passent en revue les modèles existants à l'époque. *Soulsby* [1995] montre que la plupart des modèles peuvent se ramener à une même formulation, à des coefficients empiriques près, pour les échelles côtières. Dans la zone de déferlement, *Longuet-Higgins* [1970a, b] a montré que le frottement pouvait être linéaire pour le courant du fait de sa forte composante oscillante. De plus, dans les quelques derniers centimètres près du fond, au dessus de la couche limite de fond, est créé un courant dirigé vers la plage (dans le sens de propagation des vagues en fait). On l'appelle courant de ruissellement ou « steady streaming » en anglais. Il s'agit d'un effet de la viscosité. Il est généré par les oscillations des vagues non déferlantes au dessus de la couche limite de fond et la non-linéarité des contraintes. Il a été déterminé pour la première fois par *Longuet-Higgins* [1953]. Il peut être modélisé par une

tension de cisaillement additionnel sur le haut de la couche limite de fond, à partir des termes de dissipation d'énergie des vagues sur le fond [*Fredsoe and Deigaard*, 1992].

Chapitre II

Modèles numériques

II.1 Le modèle de circulation océanique

II.1.1 Présentation générale

Le modèle de circulation océanique côtière Symphonie [*Marsaleix et al.*, 2008, 2009a, b], développé par le POC (Pôle Océan et Couplages) de l'Observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse, a été utilisé. Il résout les équations primitives tridimensionnelles en domaines côtiers, pré-littoraux et prend en compte la bathymétrie, les forçages atmosphériques, la circulation à grande échelle et les apports fluviaux comme conditions aux limites. Les trois composantes de la vitesse, les variations de pression, la température et la salinité sont calculées sur une grille C [*Arakawa and Lamb*, 1977], en utilisant une méthode de différence finie conservant l'énergie [*Marsaleix et al.*, 2008]. Ce code est essentiellement utilisé aux échelles régionales et côtières. Jusqu'à ce jour, il a été employé pour étudier des régions de la mer Méditerranée et de la façade atlantique européenne, et plus récemment sur la côte pacifique du Japon dans le cadre de la modélisation de la dispersion des contaminants radioactifs échappés de la centrale de Fukushima. Les études réalisées avec Symphonie se sont consacrées aux processus typiques des problématiques côtières et régionales telles que les panaches fluviaux [*Estournel et al.*, 1997; *Marsaleix et al.*, 1998; *Estournel et al.*, 2001; *Gatti et al.*, 2006], les circulations du plateau continental induites par le vent [*Estournel et al.*, 2003; *Auclair et al.*, 2003; *Petrenko et al.*, 2005], les intrusions du Courant Nord sur le plateau [*Auclair et al.*, 2001; *Gatti*, 2008], les formations d'eaux denses sur le plateau et leur cascading sur le talus [*Dufau-Julliand*, 2004; *Ulses et al.*, 2008], la marée externe et interne [*Pairaud et al.*, 2010], la convection profonde en Méditerranée [*Herrmann et al.*, 2008], etc. Ces études ont généralement eu des résultats comparables aux observations in-situ. Cependant, pour des études correctes du transport sédimentaire en Méditerranée et de la circulation océanique pendant des évènements extrêmes, il est apparu nécessaire de prendre en compte une paramétrisation correcte du forçage par les vagues [*Ulses et al.*, 2008b; *Denamiel*, 2006; *Leredde et al.*, 2007]. Ce travail est également motivé par un désir de simuler la circulation jusqu'aux zones littorales (ce qui est désormais possible avec l'accroissement des moyens de calculs), où sont dominants les processus physiques associés aux vagues. Dans ce chapitre, nous proposons de présenter dans un premier temps le modèle Symphonie classique pour dans un second temps, montrer les modifications apportées pour une prise en compte du forçage par la houle.

II.1.2 Les équations du modèle

Les équations du modèle sont basées sur la conservation de la masse et du mouvement.

– Equation de continuité (ou équation de bilan de la masse) avec ρ la masse volumique du fluide et $\vec{v}$ la vitesse eulérienne de la particule fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho \vec{v}) = 0 \tag{II.1}$$

– Équation de bilan de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla}.p + \vec{\nabla}.\bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{f} \tag{II.2}$$

Où p est la pression, $\bar{\bar{\tau}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses et $\vec{f}$ la résultante des forces massiques s'exerçant dans le fluide. $\otimes$ désigne le produit vectoriel.

Les approximations de Boussinesq transforment les équations. Elles ont pour conséquence de considérer la masse volumique constante exceptée dans la projection de l'équation II.2 sur la verticale, ce qui conduit à l'équation hydrostatique.

– Équation de continuité appelée alors équation d'incompressibilité

$$\vec{\nabla}.\vec{v} = 0 \tag{II.3}$$

– Équation de bilan de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + [(\vec{v}.\vec{\nabla}).\vec{v}] = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}.p + \upsilon \nabla^2 \vec{v} + \vec{f} \tag{II.4}$$

Les équations seront formulées dans un système de coordonnées cartésiennes (O, x, y, z), où l'origine O correspond au niveau de repos de la surface de la mer, Ox et Oy sont les axes horizontaux et Oz l'axe vertical ascendant. Les composantes des vitesses suivant les trois axes, sont respectivement (u, v, w). Elles sont données par les trois équations primitives :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{II.5}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(K_h \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(K_h \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(K_z \frac{\partial u}{\partial z}) \tag{II.6}$$

$$\underbrace{\frac{\partial v}{\partial t}}_{variation temporelle} + \underbrace{\frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z}}_{advection} + \underbrace{fu}_{coriolis} = \underbrace{-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial y}}_{gradient de pression} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(K_h \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(K_h \frac{\partial v}{\partial y})}_{diffusion horizontale} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z}(K_z \frac{\partial v}{\partial z})}_{diffusion verticale} \tag{II.7}$$

Avec ρ_0 est la masse volumique de l'eau de mer de référence, f le paramètre de Coriolis, p la pression, K_h le coefficient de diffusion horizontale et K_z le coefficient de viscosité turbulente. La pression hydrostatique est donnée par l'équation hydrostatique :

$$p(z) = \int_z^\eta \rho g dz \tag{II.8}$$

avec g l'accélération gravitationnnelle et η l'élévation de surface de la mer déduite de la divergence du courant moyenné sur la verticale $(\overline{u},\overline{v}) = \frac{1}{D}\int_{-h}^{\eta}(u,v)dz$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial (D\overline{u})}{\partial x} + \frac{\partial (D\overline{v})}{\partial y} = 0 \tag{II.9}$$

où $D = \eta + h$ représente la hauteur totale de la colonne d'eau et h la bathymétrie (hauteur de la colonne d'eau au repos). La masse volumique ρ est liée à la température et la salinité par l'équation d'état de *Jackett et al.* [2006].

La température et la salinité sont déterminées par les équations de conservation :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial uT}{\partial x} + \frac{\partial vT}{\partial y} + \frac{\partial wT}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}(K_z \frac{\partial T}{\partial z}) + \frac{1}{\rho_0 C_p}\frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}(K_x \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(K_y \frac{\partial T}{\partial y}) \tag{II.10}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial uS}{\partial x} + \frac{\partial vS}{\partial y} + \frac{\partial wS}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}(K_z \frac{\partial S}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x}(K_x \frac{\partial S}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(K_y \frac{\partial S}{\partial y}) \tag{II.11}$$

où C_p est le coefficient de chaleur massique, $I_s(z)$ est le forçage de radiation solaire K_x et K_y correspondant à la diffusivité numérique du schéma d'advection. On détermine le facteur K_z à travers le schéma de fermeture de la turbulence.

II.1.3 Le schéma de fermeture de la turbulence

Afin de paramétrer les processus d'échange verticaux sous-mailles (non résolus par le modèle), on utilise une modèle de fermeture de la turbulence.

II.1.3.1 Modèle de Gaspar

Le modèle de fermeture adopté est celui de *Gaspar et al.* [1990]. Ce modèle utilise une équation d'évolution de l'énergie cinétique de la turbulence sur la verticale alors que la longueur de mélange est déterminée algébriquement. On peut ainsi calculer le coefficient de viscosité turbulente verticale K_z à partir de l'énergie cinétique de la turbulence $E_k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$, où l'apostrophe désigne les fluctuations turbulentes de la vitesse :

$$K_z = C_k l_k E_k^{0.5} \tag{II.12}$$

Avec $C_k = 0.1$ une constante empirique, l_k une longueur algébrique caractéristique des tourbillons associés à l'écoulement turbulent. L'équation de l'énergie cinétique de la turbulence est déduite des équations de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} + \frac{\partial uE_k}{\partial x} + \frac{\partial vE_k}{\partial y} + \frac{\partial wE_k}{\partial z} = K_z[(\frac{\partial u}{\partial z})^2 + (\frac{\partial v}{\partial z})^2] + \frac{g}{\rho_0}K_z\frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(F_z) - \epsilon \tag{II.13}$$

F_z est un flux vertical d'énergie cinétique de la turbulence à $K_z \frac{\partial E_k}{\partial z}$.

ϵ représente la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente. Ce terme de dissipation est modélisé par l'équation :

$$\epsilon = \frac{C_\epsilon E_k^{3/2}}{l_\epsilon} \tag{II.14}$$

Où $C_\epsilon = 0.7$ est une constante empirique et l_ϵ est la longueur de dissipation.

Une valeur seuil E_{kmin} est appliquée à l'énergie cinétique turbulente. Les échelles de longueur l_k et l_ϵ sont calculées en fonction des échelles de longueur l_u et l_d qui représentent la conversion d'énergie turbulente en énergie potentielle respectivement vers le haut et vers le bas [*Bougeault and Lacarrere*, 1989].

$$l_k = min(l_u, l_d) \text{ et } l_\epsilon = \sqrt{l_u l_d} \tag{II.15}$$

avec

$$\begin{cases} E_k(z) = \frac{g}{\rho_0} \int_z^{z+l_u} (\rho(z) - \rho(z'))dz' \\ E_k(z) = \frac{g}{\rho_0} \int_z^{z-l_d} (\rho(z) - \rho(z'))dz' \end{cases} \tag{II.16}$$

II.1.3.2 Mélange horizontal

Le mélange horizontal des vitesses est calculé avec un opérateur de type Laplacien ($\frac{\partial}{\partial x}(K_h \frac{\partial u}{\partial x})$ dans l'équation II.6). Le coefficient de mélange horizontal est calculé par une méthode s'inspirant de celle de *Smagorinsky* [1975], c'est à dire que K_h est proportionnel à l'amplitude du gradient horizontal de la vitesse et d'un coefficient de calibration choisi par l'utilisateur.

II.1.4 Les conditions aux limites

La résolution des équations précédentes est possible à condition de préciser les conditions aux limites : en surface, au fond, aux embouchures des fleuves, ainsi qu'aux frontières latérales.

II.1.4.1 A la surface libre

Les conditions en surface sont les suivantes :

$$\rho_0 K_z (\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z})_{z=0} = (\tau_{sx}, \tau_{sy}) \tag{II.17}$$

avec un équilibre entre production et dissipation d'énergie cinétique de la turbulence :

$$E_{k,z=0} = \frac{||\vec{\tau_s}||}{\rho_0 \sqrt{C_\epsilon C_k}} \tag{II.18}$$

Avec τ_{sx} et τ_{sy} sont les composantes de la tension du vent $\vec{\tau_s}$. Les flux de chaleur et de salinité s'écrivent en fonction des différents flux atmosphériques :

$$K_z \frac{\partial T}{\partial z}|_{z=0} = [Q_l + Q_c + Q_s + Q_e] \tag{II.19}$$

$$K_z \frac{\partial S}{\partial z}|_{z=0} = (E_s - P_s) S_{z=0} \tag{II.20}$$

où Q_l est le flux radiatif pour les grandes longueurs d'onde, Q_c est le flux radiatif pour les courtes longueurs d'onde (flux solaire), Q_s le flux de chaleur sensible, Q_e le flux de chaleur latente, E_s le taux d'évaporation et P_s le taux de précipitation. Les flux de chaleur et la tension de vent sont calculées avec des formules bulk [*Estournel et al.*, 2009].

II.1.4.2 Au fond

Les flux turbulents de chaleurs et de salinité sont nuls :

$$K_z (\frac{\partial T}{\partial z}, \frac{\partial S}{\partial z})_{z=-h} = 0 \tag{II.21}$$

Et la condition aux limites pour l'énergie cinétique turbulente s'écrit en fonction de la tension de fond $\vec{\tau_b}$:

$$E_{k,z=-h} = \frac{||\vec{\tau_{bot}}||}{\rho_0 \sqrt{C_\epsilon C_k}} \tag{II.22}$$

On caractérise la tension de fond par une relation quadratique de la vitesse de fond $\vec{V_b}$ calculée au premier niveau de la grille du modèle, à une distance $z_1 + h$ au dessus du fond ($z = z_1$ au premier niveau au dessus du fond) :

$$\vec{\tau_{bot}} = \rho_0 C_D \parallel \vec{V_b} \parallel \vec{V_b} \tag{II.23}$$

C_D est le coefficient de traînée, relié à la longueur de rugosité de fond z_0 par une relation fondée sur une forme logarithmique du courant de fond [*Blumberg and Mellor*, 1987] :

$$C_D = (\frac{\kappa}{log(\frac{z_1+h}{z_0})})^2 \tag{II.24}$$

où $\kappa = 0.41$ est la constante de Von Karman. La rugosité de fond dépend des caractéristiques des sédiments et de l'hydrodynamique. Le modèle est particulièrement sensible à ce paramètre comme nous le verrons par la suite.

II.1.4.3 Aux frontières latérales

Aux frontières latérales fermées, la composante normale de la vitesse à la frontière est nulle. Aux frontières ouvertes, les conditions aux limites ont un double objectif : la radiation des ondes sortantes et le forçage de la solution intérieure au domaine par les champs externes fournis dans nos simulations par les résultats d'un modèle de plus grande échelle. Comme suggéré par *Blayo and Debreu* [2005] et *Marsaleix et al.* [2006], ces objectifs sont réalisés en appliquant les schémas de conditions aux limites ouvertes à la différence entre les variables modélisées et les variables forçantes plutôt qu'à la variable elle-même.
Considérons les frontières ouvertes en $x = 0$ et $x = x_m$. On distingue le courant barotrope

$(\overline{u}, \overline{v})$ et le courant barocline (u,v). Pour le courant barotrope, on applique une condition de type Flather [*Flather*, 1976] à l'élévation de la surface libre :

$$\begin{cases} \eta - \eta_f = -\sqrt{\frac{H}{g}}(\overline{u} - \overline{u_f}) \text{ en } x = 0 \\ \eta - \eta_f = \sqrt{\frac{H}{g}}(\overline{u} - \overline{u_f}) \text{ en } x = x_m \end{cases} \tag{II.25}$$

où la lettre f désigne le champ forçant. On applique une condition de Neumann pour le transport tangent :

$$\frac{\partial H(\overline{v} - \overline{v_f})}{\partial x} = 0 \text{ en } x = 0 \text{ et } x = x_m \tag{II.26}$$

Pour le courant barocline, on applique à la différence entre la variable modélisée ϕ et le champ forçant ϕ_f une condition radiative de type Sommerfeld :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\phi - \phi_f)}{\partial t} + c_c \frac{\partial(\phi - \phi_f)}{\partial x} = 0 \text{ en } x = 0 \\ \frac{\partial(\phi - \phi_f)}{\partial t} - c_c \frac{\partial(\phi - \phi_f)}{\partial x} = 0 \text{ en } x = x_m \end{cases} \tag{II.27}$$

où c_c est la vitesse de phase des ondes baroclines calculée empiriquement (elle est de l'ordre du $\mathrm{m.s^{-1}}$).

Pour la température et la salinité, les conditions aux limites sont inscrites dans le schéma d'advection qui est un schéma hybride composé d'un schéma centré et d'un schéma *upstream*. Dans le cas d'un flux entrant, la température et la salinité advectées sont fournies par le forçage grande échelle (T_f,S_f). Dans le cas d'un flux sortant, la température et la salinité sont égales aux valeurs intérieures au domaine de calcul.

Les équations précédentes sont combinées avec des termes de rappel vers le champ forçant ajoutés au membre de droite des équations de conservations. Si on considère la frontière en $x = 0$, le terme a la forme suivante :

$$e^{-\frac{x}{d}} \frac{\phi_f - \phi}{\tau_r} \tag{II.28}$$

où ϕ correspond à la vitesse, d est une distance constante de décroissance exponentielle et τ_r une échelle de temps constante. d et τ_r sont choisis par l'utilisateur suivant la largeur de la zone tampon à la frontière et le temps caractéristique de rappel souhaité.

II.1.4.4 A l'embouchure des fleuves

On assimile les fleuves à des points sources positionnés aux embouchures des fleuves. En chaque point source, on impose une salinité nulle, une température qui peut varier dans le temps, et une vitesse horizontale u appliquée dans la direction horizontale la plus proche de l'axe du fleuve, vérifiant [*Estournel et al.*, 2001] :

$$\int_{-h}^{0} u(z)dz = \frac{D_b}{L} \tag{II.29}$$

Les paramètres D_b, L et h représentent respectivement le débit, la largeur et la profondeur du fleuve, et sont fixés par l'utilisateur.

II.1.5 La discrétisation des équations

II.1.5.1 La discrétisation spatiale

Le modèle utilise une discrétisation en différences finies, de type Arakawa C [*Arakawa and Lamb*, 1977]. Les variables baroclines sont définies un point sur deux sur l'horizontale et sur la verticale. La température et la salinité sont définies au centre de la maille du mode barocline, à chaque demi niveau. Les composantes horizontales de la vitesse sont obtenues au milieu des côtés de façon alternée, à chaque demi-niveau. L'énergie cinétique, les échelles de longueur turbulentes et la vitesse verticale sont calculées au centre de la maille à chaque niveau vertical entier. Enfin l'élévation de la surface libre est définie au centre du niveau supérieur. Les composantes du transport sont calculées au milieu des côtés de la maille barotrope.

Fig. II.1 – Schéma de la grille C dans la direction Ox. Les triangles indiquent les positions des vitesses horizontales et les cercles celles des traceurs, de la pression de surface, la bathymétrie, les vitesses verticales et les variables relatives à l'énergie cinétique turbulente. Issu de *Marsaleix et al.* [2008]

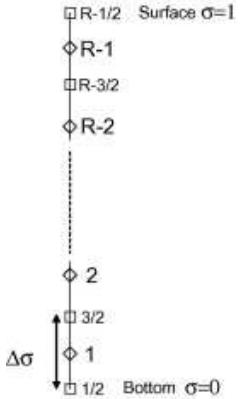


Fig. II.2 – Schéma de la grille C dans la direction verticale Oz. Les losanges indiquent la position des vitesses horizontales et des traceurs, tandis que les carrés indiquent celles des vitesses verticales et les variables relatives à l'énergie cinétique turbulente. Issu de *Marsaleix et al.* [2008]

Un système de coordonnée sigma généralisée « s » décrite dans *Ulses et al.* [2008a] est utilisé. Cette coordonnée autorise un resserrement des niveaux près du fond et de la surface. Par rapport à la coordonnée « σ » classique, qui est seulement dépendante du niveau, la coordonnée « s » varie en plus spatialement. Le resserrement vertical peut donc être modifié en fonction de la bathymétrie.

II.1.5.2 La discrétisation temporelle

Un schéma leapfrog ou saute mouton explicite est utilisé. Il s'agit de calculer les variables au temps $t + \delta t$ en fonction des variables au temps $t - \delta t$ et t :

$$X^{t+\delta t} = X^{t-\delta t} + 2\Delta t f(X^t) \tag{II.30}$$

Un lissage temporel est ensuite effectué afin d'éviter la divergence des solutions grâce à un filtre Laplacien décrit dans *Marsaleix et al.* [2008].

II.1.5.3 La séparation des pas de temps

Le code comporte une surface libre résolue de manière explicite par une méthode de pas de temps séparés [*Marsaleix et al.*, 2008] correspondant au modèle de *Blumberg and Mellor* [1987]. Les ondes de gravité externes se propageant plus rapidement que les ondes internes, il est nécessaire d'avoir une résolution temporelle plus fine pour les résoudre et assurer la stabilité numérique du modèle. Le mode externe se calcule à partir de l'équation II.5 et des équations du mouvement intégrées sur la verticale, et le mode interne est calculé à partir des équations de conservation II.6,II.7, II.10 et II.11.

II.2 Prise en compte du forçage de la houle dans le modèle de circulation

Les équations du moment du modèle Symphonie sont réécrites afin de permettre la prise en compte du forçage par la houle. Nous avons choisi l'approche « glm2-z » de *Ardhuin et al.* [2008b]. Ces équations ont fait l'objet d'une récente « simplification » par *Bennis et al.* [2011]. Ainsi leurs implémentations dans un code numérique de circulation a été grandement simplifiés.

II.2.1 Les équations générales modifiées

Ces équations gouvernent l'évolution des vitesses quasi-eulériennes ($\hat{u}$,$\hat{v}$,$\hat{w}$) qui sont égales à :

$$(\hat{u},\hat{v},\hat{w}) = (u,v,w) - (U_s,V_s,W_s) \tag{II.31}$$

avec (u,v,w) les vitesses lagrangiennes moyennes, et (U_s,V_s,W_s) les vitesses de Stokes. Ces équations sont valables du fond $z = -h$, jusqu'à $z = \hat{\eta}$ la surface libre moyennée sur la phase.

Les équations du moment sont données par :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \hat{w}\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - f\hat{v} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = [f + (\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y})]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial x} + F_{m,x} + F_{d,x} \tag{II.32}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \hat{w}\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + f\hat{u} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = -[f + (\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y})]U_s - W_s\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial y} + F_{m,y} + F_{d,y} \tag{II.33}$$

avec ($F_{m,x}$,$F_{m,y}$) les effets du mélange et ($F_{d,x}$,$F_{d,y}$) la force induite par la dissipation des vagues. Les forces liées à ou modifiées par l'ajout du forçage par la houle sont alors les suivantes :

- la force de vortex : $([\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z}, -[\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]U_s - W_s\frac{\partial \hat{v}}{\partial z})$
- la force de Stokes Coriolis (fV_s,$-fU_s$)
- la force liée à la modulation de la pression induite par la houle ($-\frac{\partial J}{\partial x}$,$-\frac{\partial J}{\partial y}$) ou surpression dynamique
- la force de dissipation des vagues, par déferlement, dissipation sur le fond et interaction avec la turbulence : $(F_{d,x},F_{d,y}) = (F_{d,def,x}+F_{d,fond,x}+F_{d,turb,x},F_{d,def,y}+F_{d,fond,y}+F_{d,turb,y})$
- la force de mélange où des paramétrisations de l'effet des vagues sur le mélange sont prises en compte ($F_{m,x}$,$F_{m,y}$)

L'évolution d'un traceur passif de concentration C :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial wC}{\partial z} = 0 \tag{II.34}$$

La conservation de la masse est alors :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{II.35}$$

Ces équations ont été implémentées dans MARS 3D [*Bennis et al.*, 2011]. Pour notre part, nous les transformons en une forme discrète en utilisant les termes d'advections écrits sous forme de divergence de flux. C'est sous cette forme que sont écrites les équations dans la plupart des modèles hydrodynamiques côtiers (e.g. *Marsaleix et al.* [2008]; *Blumberg and Mellor* [1987]; *Shchepetkin and McWilliams* [2005]). Cette opération est décrite dans l'annexe B. Les équations deviennent donc :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial u\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{u}}{\partial z} - f\hat{v} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = fV_s + (\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s) - \frac{\partial J}{\partial x} + F_{m,x} + F_{d,x} \tag{II.36}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \frac{\partial u\hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{v}}{\partial z} + f\hat{u} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = -fU_s + (\frac{\partial \hat{u}}{\partial y}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y}V_s) - \frac{\partial J}{\partial y} + F_{m,y} + F_{d,y} \tag{II.37}$$

Ce choix permet un calcul global du terme $w = \hat{w} + W_s$ évitant alors le calcul de la valeur W_s. Dans le nouveau jeu d'équations, la force de vortex n'apparaît pas clairement et elle est remplacée par une nouvelle force égale à ($\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s$, $\frac{\partial \hat{u}}{\partial y}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y}V_s$). Mais il est possible de retourner à la force de vortex habituelle en ajoutant la contribution du courant de "Stokes" aux termes d'advections : ($\frac{\partial U_s\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial V_s\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial W_s\hat{u}}{\partial z}$, $\frac{\partial U_s\hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial V_s\hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial W_s\hat{v}}{\partial z}$).

Les vitesses de Stokes, le terme de pression induite par la houle J, et les termes de dissipation des vagues peuvent être calculés grâce aux paramètres locaux des vagues. Ainsi les vitesses de Stokes sont données dans un premier temps pour des vagues monochromatiques par :

$$\begin{cases} (U_s,V_s) = \sigma k(cos\theta, sin\theta)E\dfrac{2.cosh(2k(z+h))}{cosh(2kD)} \text{ en eaux peu profondes pour } kD < 6 \\ (U_s,V_s) = \sigma k(cos\theta, sin\theta)E2e^{2.k(z-\eta)} \text{ en eaux profondes, pour } kD > 6 \end{cases} \tag{II.38}$$

Avec E la variance de l'élévation surfacique induite par les vagues (égale à $\frac{H_s^2}{16}$ pour des vagues monochromatiques), $D = h + \hat{\eta}$ l'épaisseur de la colonne d'eau, $\vec{k} = k(cos\theta, sin\theta)$ le nombre d'onde, σ la pulsation des vagues et θ l'angle de propagation par rapport à l'axe (Ox). La pression moyenne induite par les vagues J est calculée ainsi pour des vagues monochromatiques :

$$J = g\frac{kE}{sinh(2kD)} \tag{II.39}$$

Pour des vagues aléatoires et dans les configurations réalistes, il suffit de remplacer la variance E par la variance élémentaire $E(\theta, \sigma)d\theta d\sigma$ et intégrer les expressions sur le spectre de fréquence et des directions. Les modèles de vagues fournissent directement ces dernières variables. Une alternative est d'approximer les calculs en remplacant k par k_p le nombre d'onde à la fréquence de pic du spectre. Lorsque nous avons utilisé le modèle WAVEWATCH ® (WW3, version 4.04 *Tolman* [2008, 2009]; *Ardhuin et al.* [2010]), des vitesses surfaciques fréquentielles de Stokes ($U_{sf}(k_n)$,$V_{sf}(k_n)$ discrétisées sur le spectre des fréquences étaient fournies par le modèle de vague, et nous pouvions en déduire les vitesses de stokes. Ainsi :

$$(U_s,V_s) = \sum_{k_n}(U_{sf}(k_n),V_{sf}(k_n))P(k_n) \tag{II.40}$$

Avec k_n les nombres d'onde associés aux fréquences du spectre. Les vitesses surfaciques de Stokes discrétisées sur le spectre des fréquences sont calculées par : $(U_{sf}(k_n),V_{sf}(k_n) = w_n k_n E$. La pulsation w_n est donné par $w_n = \sqrt{gk_n tanh(k_n D)}$ et $P(k_n)$ sont les profils verticaux associés aux différentes fréquences. On les calcule par la formule suivante :

$$P(k_n) = \frac{cosh(2k_n(z+h))}{sinh^2(k_n D)} \tag{II.41}$$

La vitesse de Stokes est fortement cisaillée à la surface, c'est pourquoi une bonne résolution près de la surface est requise par un raffinement du maillage, pour obtenir une représentation correcte de la vitesse. Dans l'annexe C, nous évaluons l'apport de ces nouvelles variables.

La force de dissipation des vagues telle que définie par *Bennis et al.* [2011] peut être séparée en deux forces : celle associée à la dissipation par déferlement (bathymétrique ou moutonnement), et celle liée à la dissipation sur le fond. En l'absence de profil vertical connu, ces deux forces agissent dans les conditions aux limites respectivement à la surface et au fond, tels des tensions de surface et de fond. Il est possible d'imposer des profils verticaux empiriques à ces deux forces comme l'ont fait *Bennis et al.* [2011]; *Uchiyama et al.* [2010], mais il est également possible de jouer sur le mélange vertical qui peut être très fort, tout particulièrement en zone de surf [*Rascle et al.*, 2006].

II.2.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites deviennent donc :

II.2.2.1 En surface

$$\begin{cases} K_z \dfrac{\partial \hat{u}}{\partial z}|_{z=\hat{\eta}} = \tau_{a,x} - \tau_{aw,x} + \tau_{wo,surf,x} \\ K_z \dfrac{\partial \hat{v}}{\partial z}|_{z=\hat{\eta}} = \tau_{a,y} - \tau_{aw,y} + \tau_{wo,surf,y} \\ \tau_{wo} = \tau_{wo,surf} + \tau_{wo,fond} \end{cases} \tag{II.42}$$

avec $\vec{\tau_a} = (\tau_{a,x}, \tau_{a,y})$ la tension du vent, $\vec{\tau_{aw}} = (\tau_{aw,x}, \tau_{aw,y})$ le flux de moment de l'atmosphère vers les vagues et $\vec{\tau_{wo}} = (\tau_{wo,x}, \tau_{wo,y})$ le flux de moment des vagues vers l'océan dû au déferlement (déferlement bathymétrique et moutonnement), aux interactions avec la turbulence ou les effets visqueux. L'influence des vagues se retrouve donc aussi dans les transferts de flux de l'atmosphère vers l'océan. Une partie du flux de moment de l'atmosphère va directement dans l'océan via $\vec{\tau_a}$. Une autre partie va dans le champs de vagues $\vec{\tau_{aw}}$. Lorsque le champs de vagues se dissipe (par exemple par déferlement ou par frottement sur le fond), le flux de moment $\vec{\tau_{wo}}$ est alors relaché dans l'océan. Ce transfert s'opère sur toute la longueur de propagation des vagues et en particulier dans leur zone de dissipation. Une petite portion de $\vec{\tau_{aw}}$ (environ 5%) est rayaonnée dans le champs de vagues [*Ardhuin et al.*, 2004a]. Le modèle de vague WW3 fournit directement ces termes. Dans la zone de surf, le terme de dissipation $\vec{\tau_{wo}}$ est prédominant et nous pouvons négliger $\vec{\tau_{aw}}$. On peut relier le vecteur $\vec{\tau_{wo}}$ à la valeur ϵ^b souvent utilisée dans la littérature et notamment par *Uchiyama et al.* [2010] via la relation suivante :

$$\vec{\tau_{wo}} = \frac{\epsilon^b \vec{k}}{\sigma} \tag{II.43}$$

où une paramétrisation de *Thornton and Guza* [1983] donne :

$$\epsilon^b = \frac{3\sqrt{\pi}\rho_0 g B_b^3 f_p H^7}{16\gamma_b^4 D^5} \tag{II.44}$$

Avec f_p la fréquence de pic des vagues, H la hauteur des vagues (égale à $\dfrac{H_s}{\sqrt{2}}$, et γ_b et B_b des paramètres empiriques liés au type de déferlement. Le modèle SWAN fournit ainsi la valeur D_{tot} qui est le taux de dissipation de l'énergie dû au déferlement que l'on peut relier à ϵ^b par la relation :

$$D_{tot} = \frac{\epsilon^b}{\rho g} \tag{II.45}$$

II.2.2.2 Au fond

De la même façon, on considère que la force de dissipation par friction sur le fond est un terme surfacique qui intervient dans les conditions aux limites au fond. Cette dissipation est à l'origine du « steady streaming », qui est un courant dirigé dans le sens de propagation des vagues. Pour prendre en compte le flux de moment induit par les vagues, nous avons testé deux paramétrisations différentes : la première est la paramétrisation proposée par *Longuet-Higgins* [1953] valable aussi dans des écoulements turbulents [*Marin*, 2004].

$$\begin{cases} K_z \dfrac{\partial \hat{u}}{\partial z}|_{z=-h} = \rho C_D \Delta_u \sqrt{\Delta_u^2 + \Delta_v^2} \\ K_z \frac{\partial \hat{v}}{\partial z}|_{z=-h} = \rho C_D \Delta_v \sqrt{\Delta_u^2 + \Delta_v^2} \end{cases} \tag{II.46}$$

avec : $\Delta_u = \hat{u}(z_1) - 1.5U_s$ et $\Delta_v = \hat{v}(z_1) - 1.5V_s$ avec z_1 la hauteur du premier niveau.

La seconde méthode nécessite que la couche de fond du modèle de vague soit résolue. On introduit dans les conditions aux limites de fond des équations du moment le vecteur de dissipation lié à la friction du fond ($\vec{\tau_{wob}}$). Ainsi :

$$\begin{cases} K_z \frac{\partial \hat{u}}{\partial z}|_{z=-h} = \tau_{bot,x} + \tau_{wob,x} \\ K_z \frac{\partial \hat{v}}{\partial z}|_{z=-h} = \tau_{bot,y} + \tau_{wob,y} \end{cases} \tag{II.47}$$

Avec $\vec{\tau_{bot}} = (\tau_{bot,x}, \tau_{bot,y})$ la tension de fond liée au courant seul (calculée par les équations II.23 ou II.56). On peut relier là aussi le vecteur $\vec{\tau_{wob}}$ au terme ϵ^{wd} par :

$$\vec{\tau_{wob}} = \frac{\epsilon^{wd}\vec{k}}{\sigma} \tag{II.48}$$

Le terme ϵ^{wd} est souvent utilisé dans la littérature notamment par *Uchiyama et al.* [2010]. Il peut être soit fourni par le modèle SWAN à un facteur $\frac{1}{\rho g}$ près ou bien calculé directement en utilisant la paramétrisation de *Reniers et al.* [2004]. Avec cette dernière paramétrisation, ce terme vaut :

$$\epsilon^{wd} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \rho f_e |\vec{u_{orb}}|^3 \tag{II.49}$$

$\vec{u_{orb}}$ est la vitesse orbitale au fond des vagues donnée par : $|\vec{u_{orb}}| = \frac{\sigma H_s}{\sqrt{8} sinh(kD)}$ pour des vagues monochromatiques. Pour des vagues aléatoire, soit le modèle de vague fournit cette variable, soit on approxime les calculs en remplacant k par k_p le nombre d'onde à la fréquence de pic du spectre.

f_e est le facteur de dissipation d'énergie. Ce terme est grandement lié à f_w la tension de friction des vagues. *Madsen* [1994]; *Lowe et al.* [2005] montrent que $f_e = f_w cos(\phi)$, où ϕ est la phase entre la tension de cisaillement de fond et la vitesse orbitale horizontale près du fond. Mais à l'instar de *Nielsen* [1992]; *Uchiyama et al.* [2010], nous avons considéré que ces deux termes f_e et f_w qui sont très proches, étaient égaux. On calcule f_w la tension de friction des vagues avec la formulation de *Myrhaug et al.* [2001] :

$$\begin{cases} f_w = 1.39(\frac{a_{bw}}{z_0})^{-0.52} \text{ si } 200 < \frac{a_{bw}}{z_0} < 11000 \\ f_w = 18(\frac{a_{bw}}{z_0})^{-1} \text{ si } \frac{a_{bw}}{z_0} < 200 \\ f_w = 0.112(\frac{a_{bw}}{z_0})^{-0.25} \text{ si } 11000 < \frac{a_{bw}}{z_0} \end{cases} \tag{II.50}$$

avec a_{bw} la demi-excursion orbitale près du fond ($a_{bw} = \frac{|u_{orb}|T}{2\pi}$).

II.2.2.3 Conditions latérales

Aux frontières ouvertes, les conditions de radiation de *Flather* [1976] sont utilisées (Equations II.25). Si les vagues sont les seuls forçages externes, les équations II.25 deviennent :

$$\begin{cases} \eta_f = -\frac{J}{g} \\ \hat{u_f}^N = -U_s^N \end{cases} \tag{II.51}$$

Dans le cas général, les membres de droite contiennent aussi les champs de forçages externes donnés par exemple par des modélisations sur des domaines de plus grandes emprises.

II.2.3 Influence des vagues sur le mélange vertical

Les vagues modifient le mélange turbulent à la fois en surface et au fond.

II.2.3.1 En surface

Les vagues modifient le mélange turbulent dans la couche de surface en ajoutant une quantité dans les modèles de fermeture turbulente. Ainsi, nous avons suivi les équations de *Craig and Banner* [1994] en prenant en compte la dissipation des vagues par l'ajout d'un flux d'énergie cinétique turbulent en surface. Ainsi, l'équation II.13 devient :

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} + \frac{\partial u E_k}{\partial x} + \frac{\partial v E_k}{\partial y} + \frac{\partial w E_k}{\partial z} = K_z[(\frac{\partial \hat{u}}{\partial z})^2 + (\frac{\partial \hat{v}}{\partial z})^2] + \frac{g}{\rho_0} K_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(F_z) - \epsilon \quad \text{(II.52)}$$

et le terme F_z de cette même équation est modifié suivant :

$$\begin{cases} F_z = \phi_{oc} \text{ près de la surface} \\ F_z = K_z \frac{\partial E_k}{\partial z} \text{ en dessous} \end{cases} \quad \text{(II.53)}$$

Une paramétrisation possible du flux d'énergie cinétique en surface est proposée par *Terray et al.* [1996] :

$$\phi_{oc} = \alpha u\star^3 \quad \text{(II.54)}$$

où $u\star$, la vitesse de friction du vent dans l'eau, est déduite de la tension du vent et α est un paramètre lié à l'âge des vagues. Par défaut, ce terme est fixé à 100 [*Craig and Banner*, 1994]. *Estournel et al.* [2001] ont montré que la profondeur de la couche de mélange surfacique était mieux simulée avec le schéma de Craig et Banner plutôt qu'avec une condition aux limites basée sur une hypothèse d'équilibre entre production et dissipation d'énergie cinétique de la turbulence (équation II.18). Une alternative possible est de suivre *Rascle et al.* [2008] en utilisant le flux surfacique turbulent produit par les vagues fourni par le modèle WW3.

La longueur de mélange en surface l est, elle aussi, modifiée :

$$l = \kappa z_{surf} \quad \text{(II.55)}$$

avec z_{surf} une longueur de rugosité en surface. Celle-ci correspond à la profondeur de déferlement des vagues responsables de l'augmentation du mélange turbulent en surface. *Terray et al.* [1996] ont ainsi proposé de relier ce dernier paramètre à la hauteur significative des vagues. *Soloviev and Lukas* [2003] ont ainsi grâce à des mesures in-situ trouvé que $z_{surf} = 0.6H_s$ mais cette valeur était sous estimée. *Terray et al.* [2000] proposeront alors $z_{surf} = 1.6H_s$, valeur souvent utilisée dans la littérature [*Rascle et al.*, 2006]. *Rascle et al.* [2008] montrent cependant que ce n'est pas la hauteur significative des vagues que nous devrions utiliser pour déterminer la rugosité de surface, mais la hauteur significative des vague de vent seulement H_{sw}. En effet, les vagues provenant de la houle ont une faible cambrure et donc ne déferlent pas. H_{sw} est également un terme fourni par le modèle WW3.

II.2.3.2 Au fond

Les vagues augmentent le cisaillement au fond. Ainsi, *Soulsby* [1995] proposent une formulation de la traînée induite par les courants et les vagues :

$$\vec{\tau_{bot}} = \vec{\tau_c}[1 + 1.2(\frac{|\tau_w|}{|\tau_w| + |\vec{\tau_c}|})^{3.2}] \tag{II.56}$$

Avec $\vec{\tau_c}$ la tension de fond induite par les courants (qui est calculée par une relation quadratique suivant l'équation II.23), et la tension de fond induite par les vagues donnée par :

$$|\tau_w| = 0.5 f_w |\vec{u_{orb}}|^2 \tag{II.57}$$

Avec cette paramétrisation, on augmente le cisaillement τ_{bot} puisqu'il est alors compris entre τ_c et $2.2\tau_c$. Ces équations ont été déterminées à partir de mesures en zone côtière. Nous regarderons leurs effets en zone littorale.

II.2.4 Prise en compte des effets des rouleaux de déferlement en zone littorale

Quand cela sera précisé par la suite, nous prendrons en compte les effets des rouleaux de déferlement dans notre calcul. L'énergie du rouleau E_r est déterminée par la relation suivante [*Svendsen*, 1984; *Reniers and Battjes*, 1997; *Apotsos et al.*, 2007] :

$$\frac{\partial}{\partial x}(E_r cos(\theta) c) = -\epsilon^r + \alpha_r \epsilon^b \tag{II.58}$$

Cette équation s'applique dès que le déferlement a commencé. θ est l'angle d'incidence de la houle et c sa célérité. ϵ^b défini par l'équation II.44 et ϵ^r le taux de dissipation du rouleau donné par $\epsilon^r = \dfrac{g E_r sin(\beta)}{c}$. β est la pente du rouleau que l'on approxime par la valeur constante 0.1. Contrairement aux études précédentes où la totalité de la vague primaire donne son énergie au rouleau, on introduit un facteur α_r compris entre 0 et 1 [*Tajima and Madsen*, 2006; *Uchiyama et al.*, 2010]. Ce terme permet d'obtenir une formulation de E_r plus flexible et plus adaptable aux différents types de déferlement et aux formes de plage. On modifie ensuite les équations II.42 et II.43 pour prendre en compte ce terme. La condition en surface devient alors :

$$\begin{cases} K_z \dfrac{\partial \hat{u}}{\partial z}|_{z=\hat{\eta}} = \tau_{a,x} - \tau_{aw,x} + \dfrac{((1-\alpha_r)\epsilon^b + \epsilon^r)k_x}{\sigma} \\ K_z \dfrac{\partial \hat{v}}{\partial z}|_{z=\hat{\eta}} = \tau_{a,y} - \tau_{aw,y} + \dfrac{((1-\alpha_r)\epsilon^b + \epsilon^r)k_y}{\sigma} \end{cases} \tag{II.59}$$

et les vitesses des Stokes deviennent :

$$\begin{cases} (U_s,V_s) = \sigma k(cos\theta, sin\theta)(E + E_r)\dfrac{2.cosh(2k(z+h))}{cosh(2kD)} \text{ en eaux peu profondes pour } kD < 6 \\ (U_s,V_s) = \sigma k(cos\theta, sin\theta)(E + E_r)2e^{2.k(z-\eta)} \text{ en eaux profondes, pour } kD > 6 \end{cases} \tag{II.60}$$

Tab. II.1 – Liste des paramètres fournis par le modèle de vague nécessaires ou optionnels pour le forçage du modèle de circulation

Paramètre	**Notation**	**Indispensable**	**Optionnel**
hauteur significative des vagues	H_s	X	
direction de propagation des vagues	θ	X	
longueur d'onde des vagues	L	X	
période des vagues	T		X
pression induite par les vagues	J	X	X (recalculable)
flux de moment de l'atmosphère vers les vagues	$\vec{\tau_{aw}}$	X	X (négligeable en zone de surf)
flux de moment des vagues vers l'océan par déferlement	$\vec{\tau_{wo}}$	X	
flux de moment des vagues vers l'océan par friction sur le fond	$\vec{\tau_{wob}}$		X (recalculable)
vitesses surfaciques totales de Stokes	$\vec{U_s}$	X	X (recalculable)
vitesses surfaciques fréquentielles de Stokes	$\vec{U_{sf}}$		X
vitesses orbitales près du fond	$\vec{u_{orb}}$		X
hauteur des vagues déferlantes	H_{sw}		X
flux d'énergie cinétique des vagues en surface	ϕ_{oc}		X

II.2.5 Bilan

On résume ainsi dans le tableau II.1 la liste des termes que l'on doit obtenir du modèle de vague, afin de pouvoir opérer le forçage du modèle de courant par la houle. Suivant que la houle est monochromatique ou spectrale, certains termes sont indispensables (H_s, θ, L, ...), et d'autres peuvent être recalculés à partir des termes indispensables telle la vitesse de Stokes $\vec{U_s}$. Enfin, on peut utiliser certains termes qui sont des « plus » des modèles de vague (par exemple, $\vec{U_{sf}}$ est calculé uniquement par WW3 et améliore sensiblement les résultats par rapport à l'utilisation des vitesses de Stokes classiques).

II.3 Modèles de génération et propagation des vagues

II.3.1 Présentation des modèles

Les tempêtes se manifestent par des vents puissants, variables rapidement, qui soufflent sur de grands domaines, générant alors des vagues complexes se propageant sur de longues distances. Il devient alors nécessaire pour avoir une bonne prédiction des états de mer, d'utiliser des modèles numériques travaillant aussi bien à l'échelle côtière qu'à l'échelle globale et régionale. La prédiction des états de mers est une pratique bien établie avec des modèles performants, et on trouve une littérature riche sur le sujet [e.g., *WISEgroup*, 2007], et sur toutes les régions du globe [e.g., *Bertotti and Cavaleri*, 2009; *Rusu and Soares*, 2009; *Padilla-Hernandez et al.*, 2007].
Trois modèles de houle sont largement utilisés actuellement par la communauté océanographe : WAM (WAveModel), [*WAMDIGroup*, 1988], WW3 (WAVEWATCH III ®) [*Tolman*, 2002; *Tolman et al.*, 2002] et SWAN (Simulating WAves Nearshore) [*Booij et al.*, 1999]. Le modèle SWAN est dédié à la modélisation des domaines côtiers et littoraux à hautes résolutions, (bien que ces récents développements lui permettent aussi de travailler à des échelles

plus régionales), tandis que WAM et WW3 (version 2.22) sont plutôt dédiés à des échelles globale et régionale. Traditionnellement, ces modèles étaient donc couplés pour représenter les vagues à toutes les échelles.

II.3.1.1 Equations régissant les modèles de vagues

En utilisant la théorie linéaire lorsque les variations de profondeur et de courant sont lentes, la conservation du nombre de crêtes et l'hypothèse d'irrotationnalité des vagues, on obtient les vitesses de propagation suivant l'espace spectral, dans un référentiel cartésien [*Whitham*, 1974; *Mei*, 1983] :

$$\begin{aligned}
\frac{d\vec{x}}{dt} &= (c_x,c_y) = \vec{c_g} + \vec{u} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{2|\vec{k}|d}{\sinh(2|\vec{k}|d)}\right)\frac{\sigma\vec{k}}{|\vec{k}|^2} + \vec{u} \\
\frac{d\sigma}{dt} &= c_\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial d}\left(\frac{\partial d}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla_{\vec{x}}d\right) - c_g\vec{k}\cdot\frac{\partial\vec{u}}{\partial s} \\
\frac{d\theta}{dt} &= c_\theta = -\frac{1}{k}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial d}\frac{\partial d}{\partial m} + \vec{k}\cdot\frac{\partial\vec{u}}{\partial m}\right)
\end{aligned} \tag{II.61}$$

où c_x et c_y sont les vitesses de propagation de l'énergie des vagues dans les directions x et y , c_σ et c_θ les vitesses de propagation dans l'espace spectral dans le référentiel σ et θ, d la hauteur d'eau moyennée sur le champs de vagues, s une coordonnée dirigée dans la direction de propagation θ, m une coordonnée normale à s, $\vec{u}$ le courant susceptible de varier lentement dans le temps et l'espace, $\vec{k}$ est le vecteur nombre d'onde d'intensité le nombre d'onde k, θ la direction normale à la crête, σ la pulsation relative (observée dans le référentiel qui se déplace à la vitesse du courant moyen), et g l'accélération de la gravité.

De plus,

$$\vec{k} = (k_x,k_y) = (|\vec{k}|\cos\theta, |\vec{k}|\sin\theta)\,, \quad \vec{u} = (u_x,u_y) \tag{II.62}$$

et l'opérateur d/dt est défini par :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{c_g} + \vec{u})\cdot\nabla_{\vec{x}} \tag{II.63}$$

Les vagues sont généralement décrites à l'aide de la densité d'énergie $E(\sigma,\theta)$ en fonction des paramètres des vagues tels que la pulsation relative σ, la pulsation absolue ω (observée dans un référentiel fixe), et la direction normale à la crête θ (déterminée à partir du Nord géographique). Habituellement, les modèles de vagues déterminent l'évolution de la densité d'action $N(\vec{x},t;\sigma,\theta)$ dans l'espace $\vec{x}$ et le temps t. La densité d'action est définie par $N(\sigma,\theta) = E(\sigma,\theta)/\sigma$ (le taux de densité d'énergie E par pulsation relative σ). Dans le cas où la propagation des vagues se fait dans un milieu animé d'un courant, l'énergie n'est pas conservée puisque les vagues échangent de l'énergie avec le courant moyen. Seule la densité d'action N est conservée [*Whitham*, 1974]. L'évolution de la densité d'action N est gouvernée par l'équation de conservation de l'action :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_{\vec{x}}\cdot[(\vec{c_g} + \vec{u})N] + \frac{\partial c_\sigma N}{\partial\sigma} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial\theta} = \frac{S_{\text{tot}}}{\sigma} \tag{II.64}$$

Le premier terme du membre de gauche décrit la variation locale de la densité d'action, le second terme correspond à la propagation spatiale et inclue le shoaling, avec la vitesse de

groupe $\vec{c}_g = \partial\sigma/\partial\vec{k}$ suivant la relation de dispersion : $\sigma = \sqrt{gk\tanh kd}$. Les derniers termes correspondent à la redistribution de l'énergie à travers le spectre. Dans l'espace des directions θ, ce transfert correspond à la réfraction par la bathymétrie et les courants, et dans l'espace des fréquences absolues, il est lié à un transfert de fréquence lui-même dépendant de la variation temporelle des courants et du niveau d'eau. Le membre de droite contient S_{tot} qui est le terme source incluant les processus physiques qui génèrent dissipent ou redistribuent l'énergie. L'équation II.64 peut être réécrite dans un espace cartésien, ou en coordonnées sphériques. Pour des petites échelles, son expression en coordonnées cartésiennes est préférable :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_x N}{\partial x} + \frac{\partial c_y N}{\partial y} + \frac{\partial c_\sigma N}{\partial \sigma} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial \theta} = \frac{S_{\text{tot}}}{\sigma} \tag{II.65}$$

A des échelles océaniques régionales ou globales, on lui préfère sa formulation sphérique suivant la longitude λ et la latitude φ :

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + \frac{\partial c_\lambda \tilde{N}}{\partial \lambda} + \frac{\partial c_\varphi \tilde{N}}{\partial \varphi} + \frac{\partial c_\sigma \tilde{N}}{\partial \sigma} + \frac{\partial \tilde{c}_\theta \tilde{N}}{\partial \theta} = \frac{S_{\text{tot}}}{\sigma} \tag{II.66}$$

Ce qui donne si le repère (Oxy) est le repère géographique ((Ox) vers l'Est, (Oy) vers le Nord) :

$$\begin{aligned} dx &= R\cos\varphi d\lambda \\ dy &= Rd\varphi \end{aligned} \tag{II.67}$$

avec R le rayon de la Terre [*Komen et al.*, 1994] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_\lambda N}{\partial \lambda} + \cos^{-1}\varphi \frac{\partial c_\varphi \cos\varphi N}{\partial \varphi} + \frac{\partial c_\sigma N}{\partial \sigma} + \frac{\partial \tilde{c}_\theta N}{\partial \theta} = \frac{S_{\text{tot}}}{\sigma} \tag{II.68}$$

Et

$$\tilde{c}_\theta = c_\theta - \frac{c_x \cos\theta + c_y \sin\theta}{R}\cos\theta\tan\varphi \tag{II.69}$$

Le terme source S_{tot} se décompose en plusieurs contributions :

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{in}} + S_{\text{nl3}} + S_{\text{nl4}} + S_{\text{ds,w}} + S_{\text{ds,b}} + S_{\text{ds,br}}\,. \tag{II.70}$$

Il inclue les paramétrisations des processus physiques que sont :
- la croissance due à l'action du vent : interaction vent-vague S_{in}
- les interactions non linéaires vague-vague (résonance) S_{nl3} et S_{nl4}
- la dissipation S_{ds} dont les interactions vague-fond $S_{\text{ds,b}}$ et le moutonnement $S_{\text{ds,w}}$ et le déferlement bathymétrique $S_{\text{ds,br}}$.

Dans les modèles, il est possible de choisir entre plusieurs formulations pour chaque processus physique. De plus, on ne trouve pas tous ces processus disponibles dans chaque code. Par convention les termes sources sont formulés sans prendre en compte les courants. Si l'on considère les courants, les formulations sont alors valables dans le repère mobile. On les adapte au modèle fixe en modifiant la vitesse du vent, et l'effet du courant sur la couche limite de fond.

Pour notre étude, nous avons utilisé le modèle WW3 (version 4.04), et SWAN (version 40.72), qui résolvent l'équation de conservation de l'action (équation II.65).

II.3.1.2 SWAN

Simulating WAves Nearshore est un modèle de vague de troisième génération, qui décrit la génération et la propagation des vagues en milieu côtier et dans les lacs et lagunes. Il a été développé à Delft Hydraulics [*Booij et al.*, 1999; *Ris et al.*, 1999]. Il résout l'équation de conservation de la densité d'énergie de la houle dans l'espace $\alpha = (\sigma,\theta)$, sans a priori de restrictions sur spectre pour l'évolution de la croissance des vagues.

Le modèle de vagues SWAN est une extension des modèles de vagues de 3ème génération en profondeur infinie. En effet, il contient toutes les formulations des processus physiques présents en eau profonde, tels que la génération des vagues, la dissipation, les interactions entre quadruplets du modèle WAM [*Komen et al.*, 1994]. En eau peu profonde, ces processus sont complétés par des formules de dissipation due aux interactions vague-vague entre triplets de fréquence et le déferlement bathymétrique. Pour plus de détails concernant les diverses paramétrisations des processus physiques, on pourra se reporter au manuel utilisateur, et technique de SWAN (SWAN, 2006). De nombreux scientifiques ont testé et validé le modèle en de nombreux endroits [e.g., *Ris et al.*, 1999; *Booij et al.*, 1999; *Dufois*, 2008; *Rusu and Soares*, 2009; *Bruneau*, 2009].

II.3.1.3 WW3

WAVEWATCH III ® (WW3 version 4.04) est un modèle de troisième génération développé entre autres, par NOAA/NCEP/NWS [*Tolman*, 2002a] dans l'esprit du modèle WAM [*WAMDIGroup*, 1988], [*Komen et al.*, 1994]. Il est issu du modèle WAVEWATCH I, développé à Delft University of Technology [*Tolman*, 1992a], et du modèle WAVEWATCH II, développé à la NASA [*Tolman*, 1992b]. Il diffère de ses prédécesseurs dans les équations du mouvement, la structure du modèle, les méthodes numériques et les paramétrisations physiques. Ces paramétrisations ne prennent pas en compte les conditions où les vagues sont fortement limitées par la profondeur, telles que les réflexions sur des obstacles. Il a déjà été validé en divers endroits du monde [*Tolman*, 2002b; *Abadie et al.*, 2005; *Ardhuin et al.*, 2008a, 2010; *Delpey et al.*, 2010] et notamment en Méditerranée [*Ardhuin et al.*, 2007; *Ulses*, 2005; *Dufois*, 2008]. La version 4.04 [*Ardhuin et al.*, 2010] prend quant à elle en compte tous les processus de l'équation II.70. Ainsi la validité du modèle est étendue jusqu'aux zones littorales grâce à des paramétrisations du déferlement, la dissipation et le frottement par le fond.Enfin, tout comme SWAN, une version non structurée (maillage à base triangulaire) est à présent disponible, version que nous avons utilisée au chapitre V.

WW3 résout l'équation de conservation de la densité de l'action dans l'espace $\alpha = (k,\theta)$. Plusieurs formulations du forçage par le vent et la dissipation par moutonnement sont proposées notamment celles basés sur *Tolman and Chalikov* [1996]. La friction par le fond, et les interactions entre quadruplets de fréquence sont paramétrées de la même façon que dans SWAN basé sur *Hasselmann et al.* [1973] et *Hasselmann et al.* [1985] respectivement. La propagation spatiale est basée sur un simple schéma upwind. Enfin, comme dans SWAN, le spectre de houle est discrétisé avec une résolution directionnelle constante et une résolution fréquentielle logarithmique en fréquence. Les fréquences discrétisées sont définies entre une fréquence maximum et minimum. Pour plus de précisions sur les paramétrisations de tous les processus physiques, on pourra se reporter au manuel de WW3 (version 4.04, 2011).

Chapitre III

Validation du modèle sur des cas académiques et tests de sensibilité

III.1 Introduction

La validité du forçage par les vagues dans le modèle de circulation est testée sur des cas de la littérature dont certains sont issus d'expériences en laboratoire, ou de mesures sur le terrain, et dont la plupart ont fait l'objet d'études numériques avec des modèles de circulation similaires à SYMPHONIE, dont ROMS, SHORECIRC, MARS. Cependant ces cas tests sont limités à des cas littoraux, à l'échelle de la plage, puisqu'il n'existe aucun test académique à l'échelle prélittorale. Les cas tests sur lesquels nous avions validé le modèle sont les suivants :

1. la plage plane de *Haas and Warner* [2009]
2. la plage plane en laboratoire de *Hamilton and Ebersole* [2001]
3. la plage à barres et chenaux en laboratoire de *Haller et al.* [2002]; *Haas et al.* [2003]

Les deux premiers cas concernent des plages linéaires uniformes dans la direction longshore, et vont permettrent d'évaluer si le modèle est à même de reproduire la dérive littorale qualitativement et quantitativement, ainsi que le courant de retour près du fond. Le dernier cas correspond à une plage à barres et chenaux. Nous verrons ainsi si le modèle reproduit les courants d'arrachement que ce genre de bathymétrie génère lorsque la houle arrive frontalement à la plage. Les propriétés de ces cas tests sont récapitulées dans le tableau III.1. Ces trois cas, qui complétés par les cas réalistes que nous traiterons dans les chapitres suivants (et notamment la plage a double barres rectilignes), représentent la diversité des plages existantes en Languedoc-Roussillon (Figure III.1).

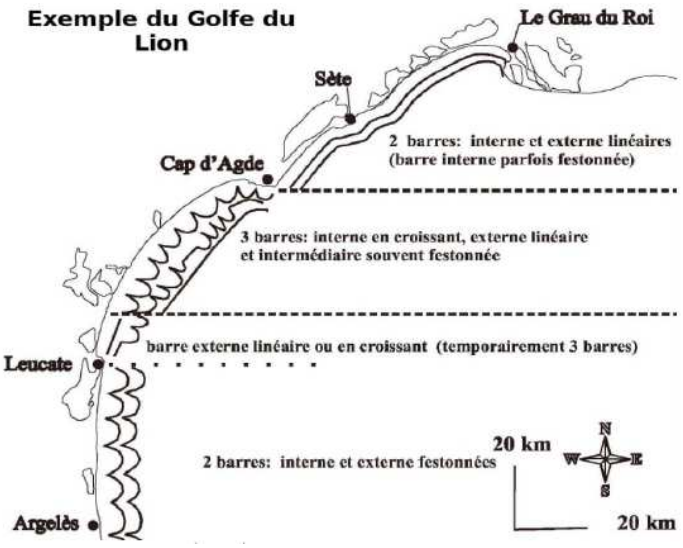


Fig. III.1 – Cartographie des barres sédimentaires d'avant côte dans le Languedoc-Roussillon. D'après *Certain* [2002]

Par ailleurs, les cas 1 et 3 ont fait l'objet d'une publication *Michaud et al.* [2011] présentée au chapitre V.

Cas	Bathymétrie	Mesures	Simulations	Vagues	Maillage
1	L=1020 m l=1200 m, prof=12 m		*Haas and Warner* [2009] *Uchiyama et al.* [2010]	H_s=2 m, T=10s et θ=10°	imax=60, jmax=51, kmax=10 dx=20 m, dy=20 m
2	L=21 m,l=31 m, prof=70 cm	*Hamilton and Ebersole* [2001]	*Svendsen et al.* [2003]	H=0.182 m, T=2.5 s et θ=10°	imax=156, jmax=91, kmax=7 dx=0.2 m, dy=0.2 m
3	L=15.8 m,l=18.6 m, prof=70 cm	*Haller et al.* [2002]	*Haas et al.* [2003] *Haas and Warner* [2009] *Bruneau* [2009]	H_s=0.0724 m, T=1 s et θ=0°	imax=93, jmax=79, kmax=7 dx=0.2 m, dy=0.2 m

Tab. III.1 – Les cas tests, avec L la longueur, l la largeur, $prof$ la profondeur maximale du domaine de modélisation, H_s la hauteur significative au large, T la periode au large,θ l'angle d'incidence, $imax$ le nombre de maille dans la direction longshore, $jmax$ dans la direction cross-shore, $kmax$ le nombre de niveaux verticaux, dx et dy la taille de la maille dans la direction longshore et cross-shore

III.2 La dérive littorale et le courant de retour : tests sur des plages idéales et expérimentales

Les deux cas académiques suivants permettent d'étudier si la dérive littorale est correctement reproduite. Il s'agit de cas finalement 2DV (une direction horizontale, et une direction verticale), puisque l'on considère la bathymétrie et les forçages uniformes selon la direction longshore, et les conditions sont périodiques aux frontières latérales. La comparaison sur les deux cas académiques est justifiée : le premier cas a fait récemment l'objet de comparaison des deux approches par tension de radiation et par force de vortex par *Haas and Warner* [2009]; *Uchiyama et al.* [2010]. Cependant, ce cas idéal n'existe pas dans la réalité, et nous ne disposons d'aucune mesure qui nous permettrait de vérifier l'amplitude de la dérive littorale. L'intérêt du second cas réside uniquement dans le fait que de nombreuses mesures de dérives et profils de courants sont disponibles. Néanmoins, comme il s'agit d'une expérience faite en laboratoire, les mesures sont à prendre avec précaution, la tension de fond pouvant manquer de réalisme si on la reporte à l'échelle d'une plage réaliste.

III.2.1 La plage idéalisée de *Haas and Warner* [2009]

III.2.1.1 Simulation de référence

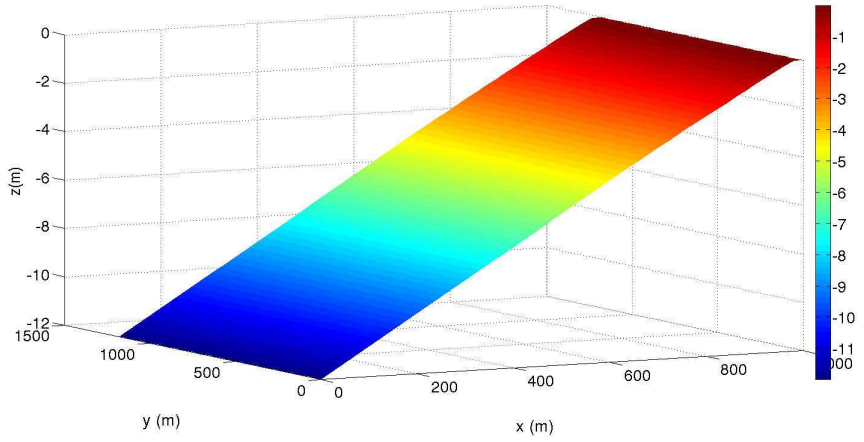


Fig. III.2 – Bathymétrie de la plage du cas test 1

Le premier cas test s'appuie sur celui de *Haas and Warner* [2009] : la plage à pente régulière. Ces auteurs avaient posé le problème en comparant les résultats du modèle quasi-3d SHORECIC à ceux de ROMS en utilisant l'approche « tension de radiation 3D » de *Mellor* [2003]. *Uchiyama et al.* [2010] ont, quant à eux, simulé la dérive sur cette plage en utilisant l'approche par force de vortex de *McWilliams et al.* [2004] implémentée également dans ROMS. Dans cette section, nous comparerons nos résultats aux précédents.
La bathymétrie choisie (Figure III.2) est celle d'une plage de pente constante de 1 :80, de 1 km de long, et 1.2 km de large. La profondeur varie de 12 m à 0.01 m. Il y a 60 mailles de 20 m de taille suivant la direction longshore (direction parallèle à la côte) et 51 de même taille dans la direction cross-shore (direction normale à la côte). Enfin, il y a 10 niveaux

verticaux. La plage est orientée vers l'Ouest et la frontière ouverte est fixée à x=0. La tension de cisaillement de fond est ici paramétrée avec un coefficient de traînée constant (équation II.24) C_D=0.0015. Comme nous le verrons par la suite, les résultats sont fortement dépendants de ce paramètre, c'est pourquoi il est pris identique à *Haas and Warner* [2009]; *Uchiyama et al.* [2010]. La rotation de la Terre est négligée en considérant nul le paramètre de Coriolis. Nous ne prenons pas en compte dans un premier temps l'influence des vagues sur le mélange vertical ni sur la longueur de rugosité de surface. De même, comme dans *Haas and Warner* [2009]; *Uchiyama et al.* [2010], on néglige dans un premier temps, l'effet du roller et la rétroaction du courant sur la houle.

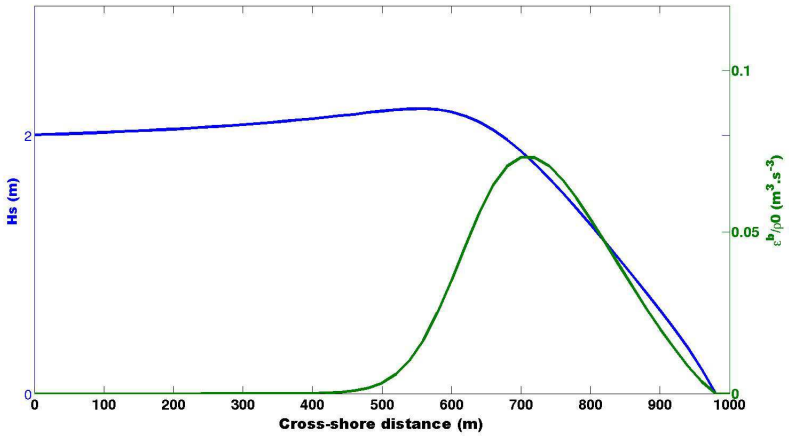


Fig. III.3 – Hauteur significative (bleu) et taux de dissipation $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ (vert)

La plage est soumise à un champ de vagues spectral de type JONSWAP [*Hasselmann et al.*, 1973] généré par SWAN (Figure III.3), dont les caractéristiques à la frontière au large sont les suivantes :

- hauteur significative H_s=2 m
- période de pic T=10 s
- direction d'incidence Dir = 10°

Ce champ de vagues a été gracieusement fourni par J.C Warner de l'USGS. En effet, nous avions aussi de notre côté réalisé cette simulation, mais afin de comparer rigoureusement les modèles de circulation, nous avons préféré partir des mêmes champs de vague.
La houle incidente subit une forte réfraction : elle passe de 10 °au large pour se retrouver presque normale à la côte au pic de déferlement en x=650 m. On observe bien un phénomène de shoaling jusqu'à la zone de déferlement. Les premières vagues commencent à se briser dès 450 m, lorsque le taux de dissipation $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ commence à croître. Le pic de vagues déferlantes est obtenu autour de 700 m. Cet étalement de la zone de déferlement lié au caractère spectral des vagues, aura une forte influence sur les résultats, notamment par rapport à ceux obtenus pour une houle monochromatique qui commence à casser brutalement à un endroit donné.

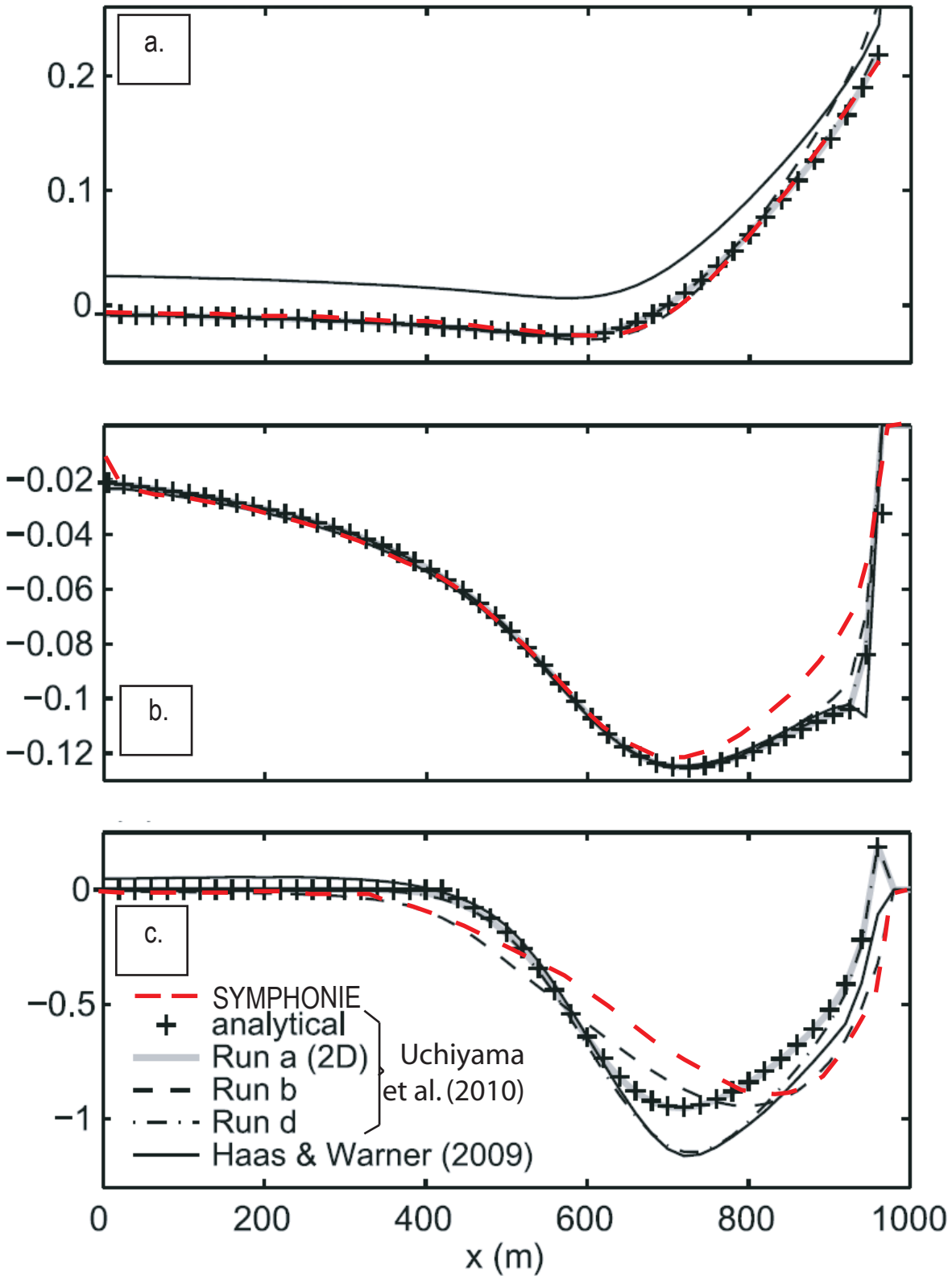


Fig. III.4 – Elévation de la surface libre (m) (a), vitesse eulérienne (m/s) barotrope cross-shore (b) et longshore (c) (adapté de *Uchiyama et al.* [2010]), suivant la distance cross-shore x(m). Les résultats de SYMPHONIE sont représentés par une ligne discontinue rouge, tandis que ceux de ROMS sont en noir. La côte est à droite.

On arrête la simulation dans SYMPHONIE dès l'obtention d'un état stationnaire (au bout de 45 min environ). Avec des conditions périodiques aux limites, on obtient des résultats uniformes suivant la direction longshore. On peut alors représenter des coupes cross-shores représentatives de l'élévation de la surface libre, et des vitesses dans tout le domaine.
Le profil cross-shore de la surface libre (Figure III.4) montre un set-down dans la zone de déferlement, puis un set-up comparable à celui obtenu par le résultat analytique d'*Uchiyama et al.* [2010] (croix dans la figure III.4), ainsi que par ses simulations numériques(run a, b, et d). Le run a de *Uchiyama et al.* [2010] est une simulation 2D alors que les run b et d sont des simulations 3D qui diffèrent dans la paramétrisation des profils verticaux du taux de dissipation par déferlement et du mélange vertical. Dans le run b, la pénétration verticale du taux de dissipation par déferlement reste concentrée près de la surface, alors que dans les run c et d, celle-ci est plus uniforme dans la colonne d'eau. Le run b fournit donc des résultats proches des notres puisque dans notre cas, la dissipation des vagues par déferlement intervient dans les conditions aux limites en surface. Seule la surface libre de *Haas and Warner* [2009] diffère, provenant d'un artefact dans leur condition à la frontière ouverte.

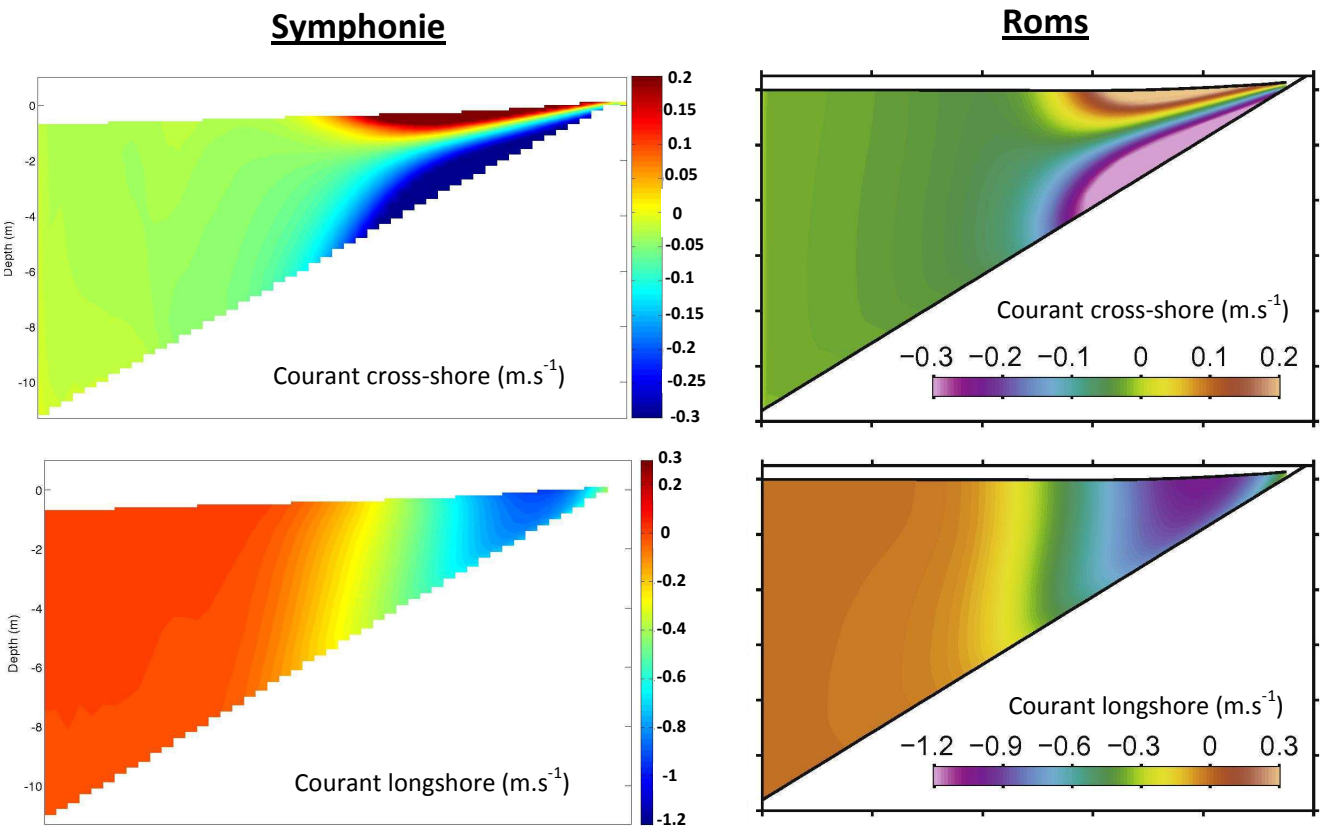


Fig. III.5 – Comparaison des profils verticaux des vitesses eulériennes (cross-shore et alongshore) dans SYMPHONIE (à gauche) et dans ROMS avec le run b (à droite)(d'après *Uchiyama et al.* [2010])

La vitesse eulérienne cross-shore intégrée sur la verticale de SYMPHONIE (Figure III.4) est comparable aux résultats de ROMS, et aux résultats analytiques de *Uchiyama et al.*

[2010]. La vitesse longshore de SYMPHONIE correspond au résultat du run b de ROMS avec un pic de 0.85 m.s^{-1}plus près de la côte vers 820 m, au lieu de 750 m comme dans les run a, c, le résultat analytique et la simulation de *Haas and Warner* [2009]. Les profils verticaux des vitesses du run b de *Uchiyama et al.* [2010] (Figure III.5) (paramétrisation plus proche de la notre) sont comparables aux nôtres. Rappelons tout d'abord, qu'une vitesse cross-shore négative est une vitesse orientée vers le large, et qu'une vitesse longshore négative laisse la côte à sa droite. Nous avons pris les mêmes échelles que *Uchiyama et al.* [2010], mais remarquons qu'elles ne sont pas vraiment adaptées pour la comparaison puisqu'elles saturent la vitesse cross-shore à la fois dans ROMS et dans SYMPHONIE. En réalité, la vitesse cross-shore est cisaillée entre -0.6m.s^{-1}(au fond) et 0.6m.s^{-1}(en surface), dans la zone de surf. Dans les résultats de ROMS, les valeurs maximales de la vitesse cross-shore ne sont pas indiquées, mais l'ordre de grandeur semble comparable au nôtre. On retrouve alors des profils typiques de courant, orientés vers la côte en surface et vers le large au fond, dans la zone de surf. Plus au large, les profils sont plus uniformes, avec des vitesses dirigées vers le large. Il y a donc une forte recirculation près de la surface dans la zone de déferlement, avec un courant de retour au fond, et un écoulement vers la plage en surface. On comprend alors l'intérêt d'utiliser un modèle de circulation 3D pour une meilleure représentation du transport sédimentaire dans ces zones là.

Dans ce cas test, aucun forçage relatif au vent ou la circulation à grand échelle, n'est pris en compte, hormis celui lié aux vagues. Ce forçage agit directement sur le mouvement moyen par le biais des forces suivantes :

- la force de vortex.
- la surpression dynamique
- la force de dissipation des vagues, par déferlement, dissipation sur le fond et interaction avec la turbulence : $(F_{d,x},F_{d,y}) = (F_{ddef,x} + F_{dfond,x} + F_{dturb,x},F_{ddef,y} + F_{dfond,y} + F_{dturb,y})$

Pour mieux comprendre la façon dont ce forçage agit, nous avons représenté l'évolution sur un transect cross-shore de chacun des nouveaux termes ajoutés dans l'équation des moments (equations II.36). Pour cela, nous avons calculé leurs valeurs cross-shore et longshore moyennées sur la verticale, et intégrées entre t_0 le début de la simulation et t_1 l'instant auquel la simulation devient stationnaire. Les vitesses sont dépendantes de ces termes puisque :

$$\vec{\hat{u}}(t_1) = \int_{t_0}^{t_1} [\vec{F_{wave}} + \vec{F_{other}}]dt + \underbrace{\vec{\hat{u}}(t_0)}_{=0} \tag{III.1}$$

Les forces induites par les vagues sont $\vec{F_{wave}}$ et les autres forçages sont $\vec{F_{other}}$. La tension de cisaillement de surface $\vec{\tau_{wo}}$ est convertie en accélération moyennée sur la verticale $\vec{T_s}$ via :

$$\vec{T_s} = \vec{\tau_{wo}}/D \tag{III.2}$$

Nous ne représentons pas la tension de cisaillement au fond puisque dans ce cas, nous avons fixé une valeur au coefficient de traînée et nous avons considéré que les vagues ne modifiaient pas le cisaillement au fond. De plus, la force de Stokes-Coriolis n'est pas représentée puisque la rotation de la Terre est exclue. Un test avec un paramètre de Coriolis non nul montre qu'à cette échelle, la force de Stokes-Coriolis est négligeable.

Le forçage longshore est le résultat de deux grandes forces prédominantes : la force de vortex et la force induite par le déferlement des vagues. Cette dernière pousse vers le Nord

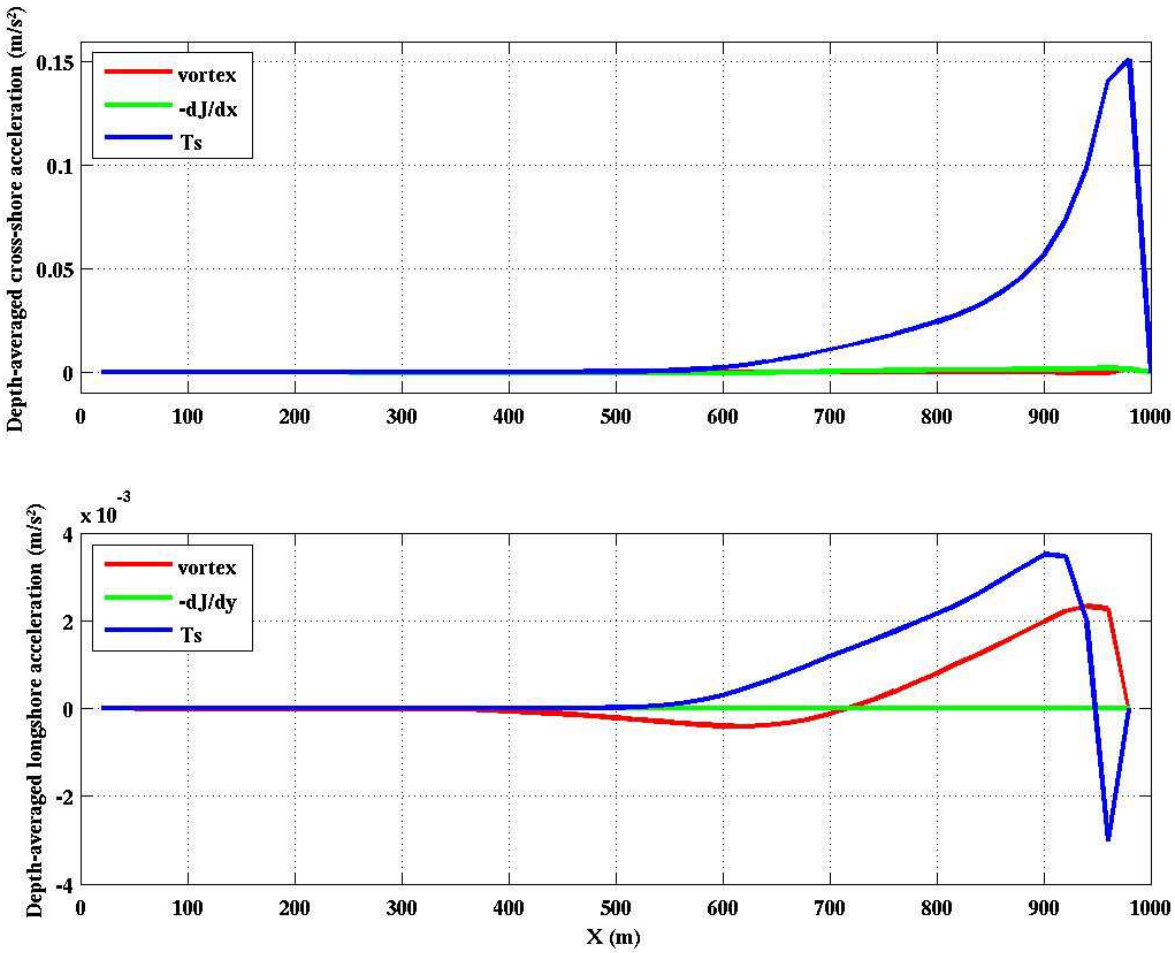


Fig. III.6 – Valeurs moyennées sur la verticale des forçages induits par la houle dans l'équation des moments cross-shore (haut) et longshore (bas) : le moment induit par le déferlement des vagues T_s (en bleu), la force de Vortex (rouge) et la surpression $-\nabla$ J (en vert)

les vitesses. Jusqu'à x=700 m, la force de vortex est orientée vers le Sud et tend à compenser la force de dissipation. Puis elle devient positive et s'oriente vers le Nord et s'ajoute à celle-ci pour générer une dérive longshore. La force de vortex est ainsi responsable de la position du pic de la dérive. Elle est maximale en surface (puisque les vitesses de Stokes le sont, Figure III.7), donc l'équilibre est atteint pour chaque niveau vertical, d'où les profils quasi-uniformes des vitesses longshores. Dans la zone de surf pour x >950 m, les deux forces sont orientées vers le Sud, faisant alors décroitre la vitesse longshore près de la côte.

Les forces cross-shores associées aux vagues sont plus importantes (deux ordres de grandeur en plus) que les forces longshores. La plus forte force cross-shore est la force induite par le déferlement des vagues et par conséquent, elle agit surtout dans la zone de déferlement. Celle-ci étant considérée comme un moment surfacique dans les équations, les vitesses eulériennes sont directement orientées vers la côte en surface en zone de surf. La seconde force cross-shore importante, avec un ordre de grandeur en moins, est la surpression dynamique.

Cette force uniforme sur la verticale agit sur l'élévation de la surface libre. Quand les vagues forment le shoaling avant la zone de surf, la force est négative et crée un set down. Puis, le terme redevient positif, entrainant le set-up.
La force de vortex moyennée sur la verticale est quasiment nulle dans la direction cross-shore. Mais cette force est cisaillée sur la verticale (Figure III.7) à cause en partie du cisaillement des vitesses de Stokes qui est sous-estimé par l'hypothèse linéaire [*Miche*, 1944; *Ardhuin et al.*, 2008b]. En résumé, le profil vertical des vitesses est largement dépendant de la façon dont la force induite par le déferlement des vagues pénètre dans la colonne d'eau, donc ici du mélange vertical, ainsi que de la force de vortex qui est, elle, liée aux profils des vitesses de Stokes et du courant eulérien.

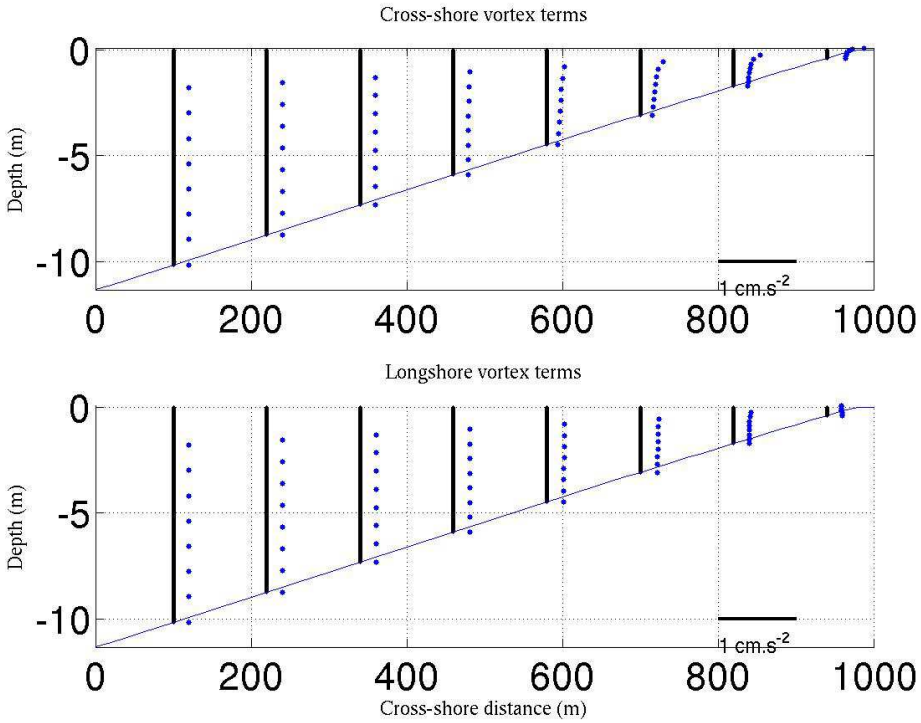


Fig. III.7 – Profil vertical de la composante cross-shore (en haut) et longshore (en bas) de la force de Vortex

C'est ce que constate aussi *Uchiyama et al.* [2010] puisqu'en testant d'autres schémas de mélange vertical, ainsi que des profils de distribution sur la verticale du $\overrightarrow{T_s}$ (il joue en fait sur la longueur de pénétration sur la verticale de $\vec{\tau_{w0}}$), il obtient des profils de vitesses moins cisaillés.
La dérive littorale et le courant de retour sont ainsi parfaitement reproduits dans notre modèle. L'analyse des forces a montré que les profils verticaux des courants étaient néanmoins fortement dépendants du mélange vertical et du profil des vitesses de Stokes. Donc même si le modèle reproduit bien les modèles de *Haas and Warner* [2009] et *Uchiyama et al.* [2010], une confrontation avec des mesures en laboratoire ou in-situ est requise pour vérifier si les profils 3D sont corrects, motivant ainsi l'étude sur la plage de *Hamilton and Ebersole* [2001].

III.2.1.2 Test de sensibilité sur la longueur de rugosité de fond

En plus de celles liées aux vagues, une autre force joue un rôle prédominant dans l'équation des moments : le frottement sur le fond. Celle-ci réduit l'intensité de la dérive longshore. La résolution analytique de la vitesse longshore par *Longuet-Higgins* [1970a] pour ce cas test, montre qu'il y a une relation linéaire liant le coefficient de traînée de fond C_D à la vitesse longshore. Ainsi, $\rho_0 C_D|\overline{u}|\overline{v} = \frac{\epsilon^b k_y}{\sigma}$. Dans les simulations précédentes, le coefficient C_D était constant dans tout le domaine. En règle générale dans les simulations réalistes, nous utilisons un paramètre C_D variant en fonction d'une longueur de rugosité de fond z_0 constante (équation II.24). Nous avons donc testé cette simulation en utilisant cette paramétrisation et en prenant une longueur de rugosité égale à $z_0 = 1$ cm et 1 mm. Ces longueurs génèrent des coefficients de traînée beaucoup plus forts partout (Figure III.8) et surtout dans la zone de déferlement. Le pic des vitesses longshores est alors diminué passant à 0.3 m.s^{-1}pour $z_0 = 1$ cm et 0.45 m.s^{-1}pour z_0= 1 mm (Figure III.8).

Uchiyama et al. [2009] testent ainsi dans son modèle différentes formulations de la tension de fond, et des valeurs des coefficients, (un modèle linéaire $\vec{\tau_b} = \rho\mu\vec{u}$ avec le coefficient de traînée linéaire variant de 0.002 m.s^{-1}à 0.007 m.s^{-1}, un modèle qui combine houle/courant de *Soulsby* [1995], et un modèle plus complexe proposé par *Feddersen et al.* [2000]). La stabilité des courants est accrue avec des tensions fortes tandis que le pic est plus fort, et plus élargi dans la zone de déferlement lorsque le coefficient de traînée est diminué, ou avec l'utilisation de la formulation de *Feddersen et al.* [2000]. Une grande attention devra donc être portée par la suite dans la détermination de la rugosité de fond et son paramétrage dans les domaines réalistes.

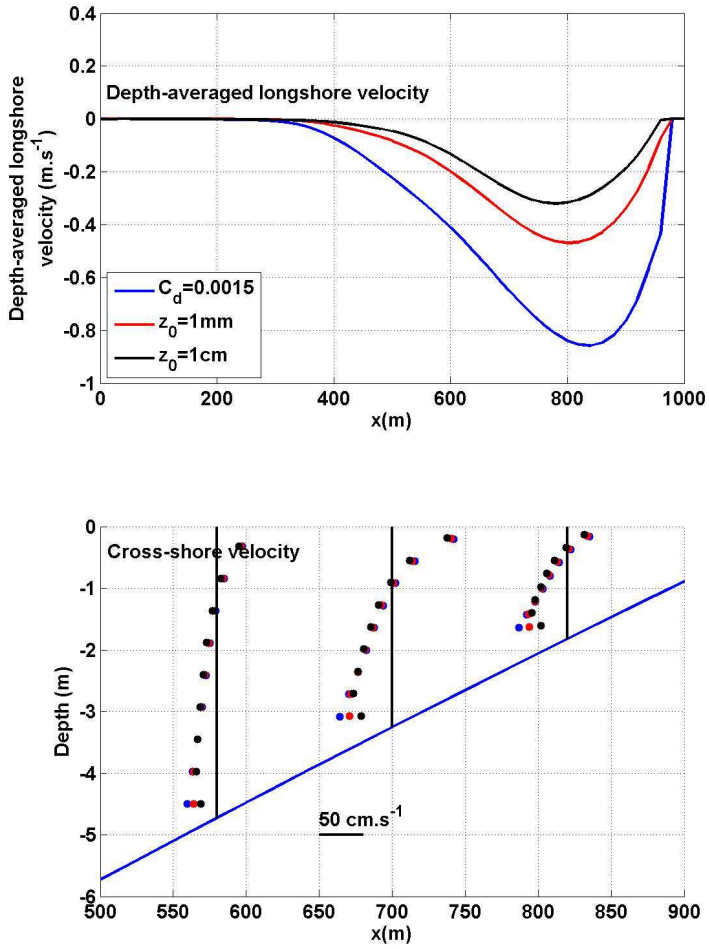


Fig. III.8 – Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils des vitesses cross-shores (bas) en utilisant Cd=0.0015, z0=1 cm et z0=1 mm, suivant une direction cross-shore

III.2.1.3 Test de sensibilité sur l'ajout du streaming

Dans ce cas test, nous n'avons pas pris en compte jusqu'à maintenant le flux de moment lié à la dissipation des vagues sur le fond, afin de reproduire les simulations de *Haas and Warner* [2009]. Ce flux est responsable du streaming, le courant près du fond dirigé dans le sens de propagation des vagues. Nous nous proposons de regarder l'influence de ce terme sur les résultats, en testant les deux paramétrisations décrites dans le chapitre II.
Nous avons refait les simulations en prenant une longueur de rugosité z_0 égale à 1 mm. La première simulation ne prend pas en compte le flux de moment lié à la dissipation des vagues sur le fond. La seconde utilise l'équation II.46 de *Longuet-Higgins* [1953] (comme dans l'article de *Bennis et al.* [2011]) qui considère que les vitesses quasi-eulériennes au fond sont égales à 1.5 fois les vitesses de Stokes au fond. Cette technique est astucieuse car elle ne nécessite pas l'ajout de termes supplémentaires. La troisième approche introduit, quant à elle, les termes de dissipation de l'énergie des vagues par friction sur le fond dans les conditions des équations du moment au niveau du fond (équation II.47). On utilise ici les termes de dissipation fournis

par le modèle SWAN. Les deux paramétrisations donnent des résultats exactement similaires. Par la suite nous utiliserons la formulation des équations II.46.
Le terme de dissipation par friction sur le fond est beaucoup plus faible que celui par déferlement (Figure III.9). On comprend aisément que l'ajout de cette paramétrisation n'aura alors que peu d'effet hormis près du fond.

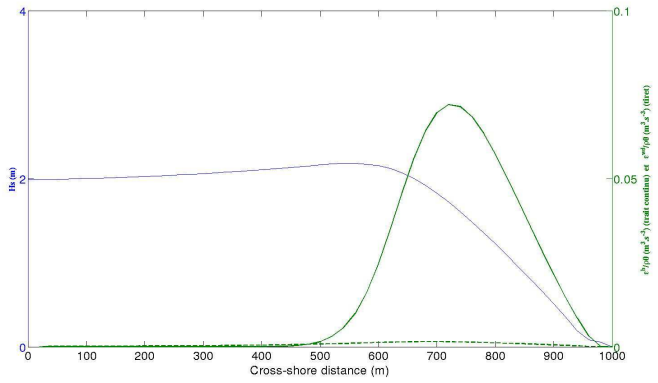


Fig. III.9 – Hauteur significative (m) (en bleu), taux de dissipation par déferlement $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ (en trait continu vert) et taux de dissipation par friction sur le fond $\frac{\epsilon^{wd}}{\rho}$ $(m^3 s^{-3})$ (en tiret vert), suivant une direction cross-shore

La dérive littorale (Figure III.10) a une vitesse maximale légèrement plus forte et le courant de retour est diminué, par l'ajout du streaming.

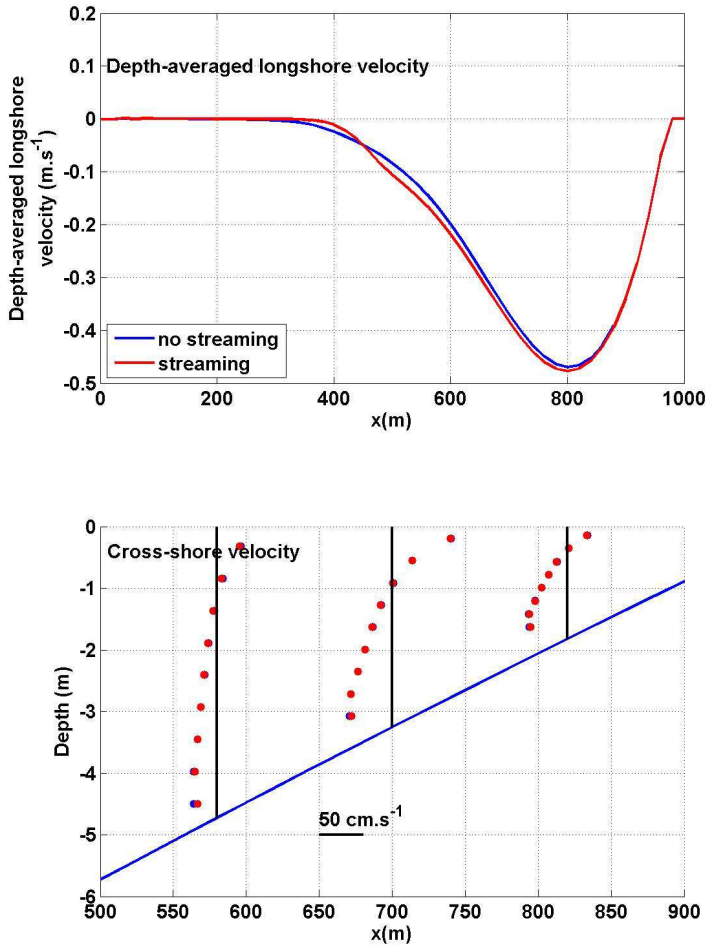


Fig. III.10 – Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils des vitesses cross-shores (bas) en ajoutant le streaming suivant une direction cross-shore

III.2.1.4 Test de sensibilité sur le mélange turbulent

Comme nous l'avons noté précédemment, les courants sont fortement dépendants du mélange vertical. Pour l'instant nous n'avons pas encore pris en compte l'influence des vagues sur celui-ci. Voyons comment il est modifié à la fois en surface et près du fond, et l'impact ressenti sur le mouvement.

III.2.1.4.1 En surface Un flux d'énergie cinétique turbulente est ajouté dans la mélange turbulent par les vagues près de la surface. Nous choisissons de paramétrer ce flux par : $\phi_{oc} = \alpha(\frac{\|\overrightarrow{\tau_a} - \overrightarrow{\tau_{aw}} + \overrightarrow{\tau_{wo}}\|}{\rho_0})^{1.5}$ (équation II.54) avec $\alpha = 100$ [*Craig and Banner*, 1994]. Même si ce cas test est dépourvu de vent, le flux des vagues vers la turbulence n'est pas nul. Dans la simulation de référence, la viscosité turbulente était paramétrée suivant *Gaspar et al.* [1990] (Equation II.13). En outre, pour chaque paramétrisation, nous regarderons l'effet de la longueur de mélange l (équation II.55). Dans les simulations précédentes, z_{surf} était fixé à

0.015 m. Nous testons alors des valeurs de z_{surf} comprises entre $0.8H_s$ et $2.4H_s$ comme dans *Rascle et al.* [2006].

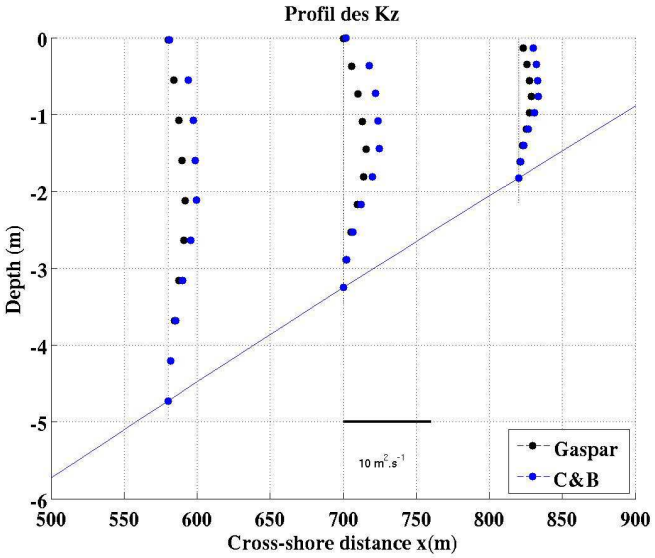


Fig. III.11 – Comparaison des profils de K_z suivant une direction cross-shore en utilisant la paramétrisation de *Gaspar et al.* [1990] et *Craig and Banner* [1994]

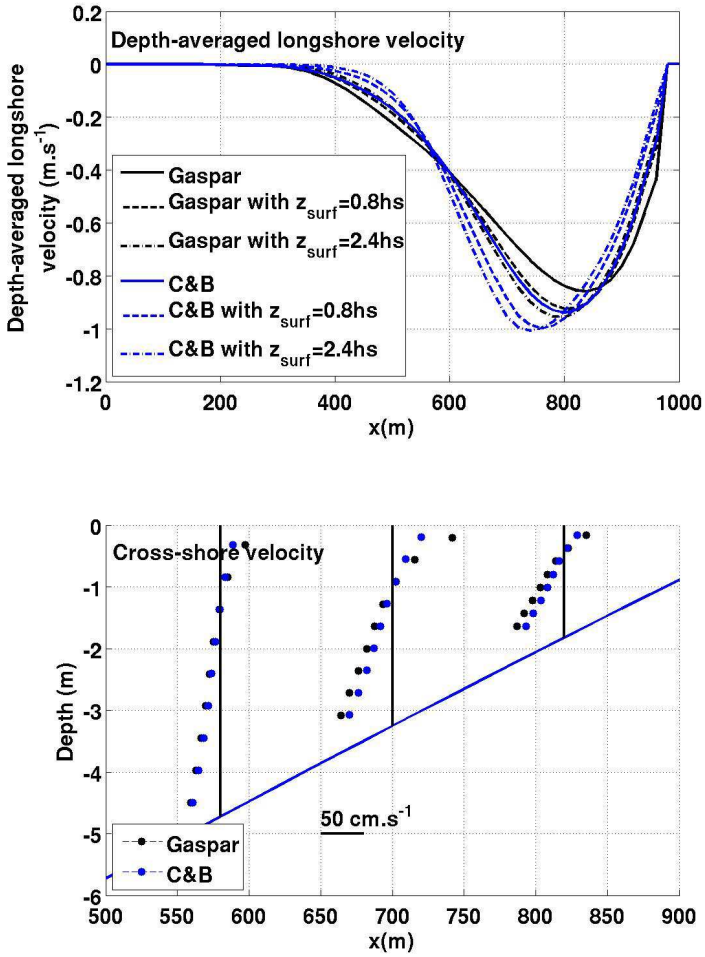


Fig. III.12 – Comparaison des vitesses longshores intégrées sur la verticale suivant une direction cross-shore en utilisant la paramétrisation de *Gaspar et al.* [1990] et *Craig and Banner* [1994], et en faisant varier la longueur de rugosité z_{surf} (0.015 m,$0.8H_s$, et $2.4H_s$)

La paramétrisation de *Craig and Banner* [1994] augmente légèrement le mélange vertical (Figure III.11), et donc entraîne des cisaillements de vitesses cross-shores moins prononcés (Figure III.12b). Ainsi, le pic des vitesses barotropes longshore est légèrement plus fort et est décalé vers le large (Figure III.12a). Les résultats obtenus donnent donc des vitesses beaucoup plus proches que celles obtenues via l'approche par tension de radiation de *Haas and Warner* [2009]. Dans cette approche, aucune force liée aux vagues n'était surfacique, et donc nous n'avions pas un si fort cisaillement. En augmentant le mélange vertical, nous pouvons donc nous approcher de ces résultats. Losque l'influence des vagues dans le mélange vertical est prise en compte, les pics des vitesses longshores barotropes sont là encore augmentées et décalés vers le large (Figure III.12a). En augmentant la valeur de la longueur de rugosité, on augmente la longueur de mélange l et donc les profils de vitesse sont uniformisés selon la verticale et leur cisaillement est donc moins important.

Une meilleure connaissance du mélange turbulent et de la tension de cisaillement de fond est donc impérative si on veut connaître les profils verticaux des vitesses.

III.2.1.4.2 Au fond Les vagues augmentent le cisaillement au fond. Bien qu'adaptée à la zone côtière, nous testons la paramétrisation de *Soulsby* [1995] (équation II.56). On se replace dans le cas où la longueur de rugosité de fond vaut $z_0 = 1$ mm et où le streaming est pris en compte.

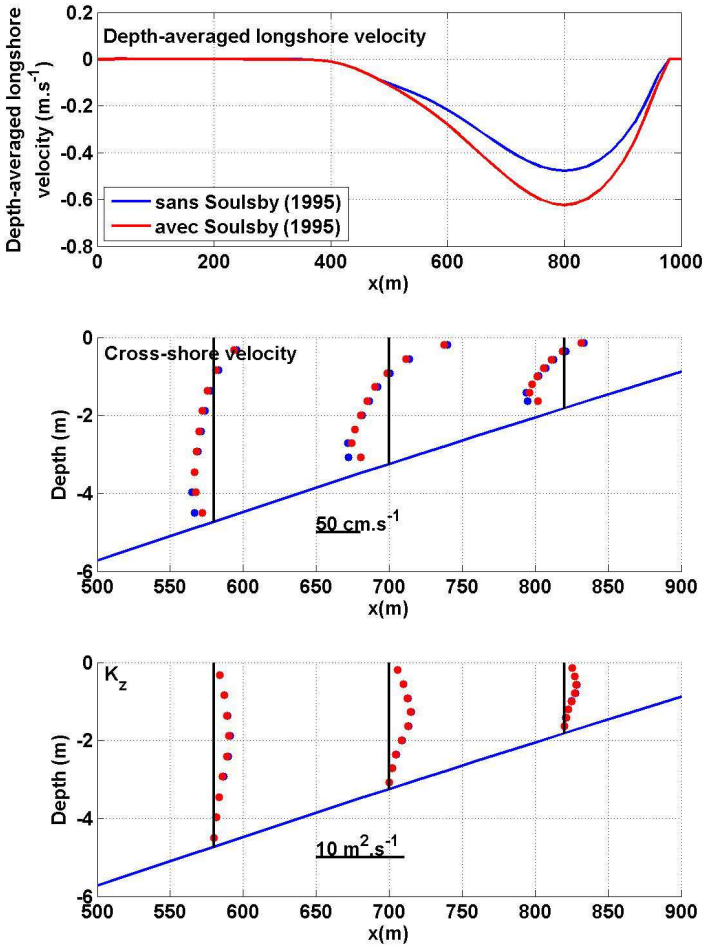


Fig. III.13 – Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils cross-shores (milieu) et du mélange vertical turbulent (bas) suivant une direction cross-shore avec et sans la paramétrisation de *Soulsby* [1995]

Ajouter les termes liés aux vagues dans le mélange turbulent entraîne une augmentation de la tension de friction sur le fond, et par conséquent une légère diminution de la vitesse sur le fond (Figure III.13). On constate aussi que le pic de vitesse longshore intégrée sur la verticale est augmenté de $0.1 m.s^{-1}$. Cependant, l'échelle de ce cas test étant une échelle littorale, il faudrait également tester les paramétrisations de *Longuet-Higgins* [1970a] qui montrait que le frottement était plutôt linéaire pour le courant. N'ayant en général que peu d'information sur la valeur de la rugosité de fond et la forme de celui-ci, il est très délicat d'obtenir un calcul précis. Par la suite, lors que nous entreprendrons des études du transport sédimentaire

sur des plages littorales dotées de mesures renseignant la forme et la composition du fond, des tests de sensibilité sur les formulations du calcul de la traînée seront à faire sérieusement, ceci en comparant les résultats aux mesures.

III.2.1.5 Prise en compte des rouleaux de déferlement

En zone littorale, suivant que la pente de la plage est raide ou pas, et suivant la forme des vagues (plongeante ou gonflante), des rouleaux peuvent se former lors du déferlement. Nous testons alors la prise en compte de ces rouleaux dans notre modèle grâce aux équations II.58, II.59 et II.60. L'équation II.58 permet de calculer le taux de dissipation du rouleau ϵ^r. Dans l'équation des moments, ce n'est plus ϵ^b mais $\epsilon^{tot} = (1 - \alpha_r)\epsilon^b + \epsilon^r$ qui fournit la quantité de mouvement des vagues au courant, avec α_r un paramètre compris entre 0 et 1 et qui permet d'ajuster les résultats suivant la forme des plages et des vagues. On teste ici les valeurs 0.5 et 1. Ainsi, le taux de dissipation des vagues (vague+rouleau) est augmenté, et son maximum est décalé vers la côte (Figure III.14) et cette tendance est favorisée avec l'augmentation du paramètre α_r.

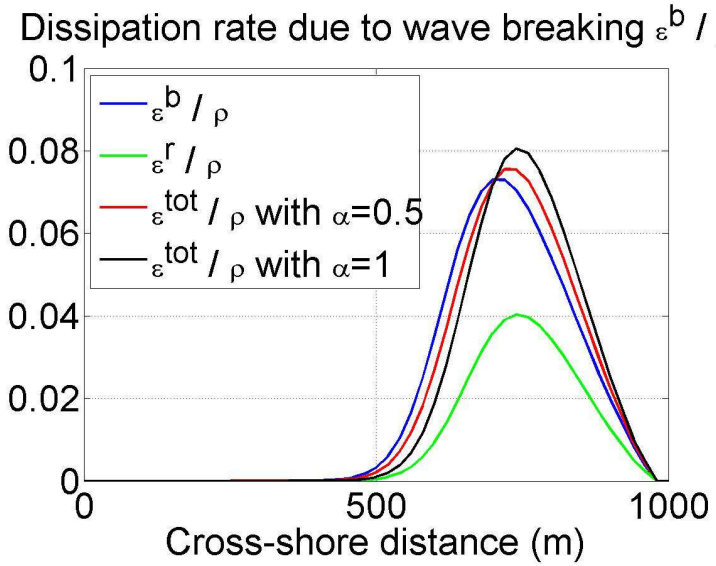


Fig. III.14 – Modification du taux de dissipation des vagues lié au déferlement par l'ajout de l'effet des rouleaux

Ceci aura pour conséquence une décote de la surface libre décalée également vers la côte, et une surcote plus forte (gain de 4 cm) (Figure III.15). Et au niveau des courants, on obtient une dérive littorale plus proche de la côte et légèrement plus forte (Figure III.16). Les rouleaux jouent donc un effet tampon qui décale vers la côte et renforce le transfert de quantité de mouvement des vagues aux courants [*Ruessink et al.*, 2001].

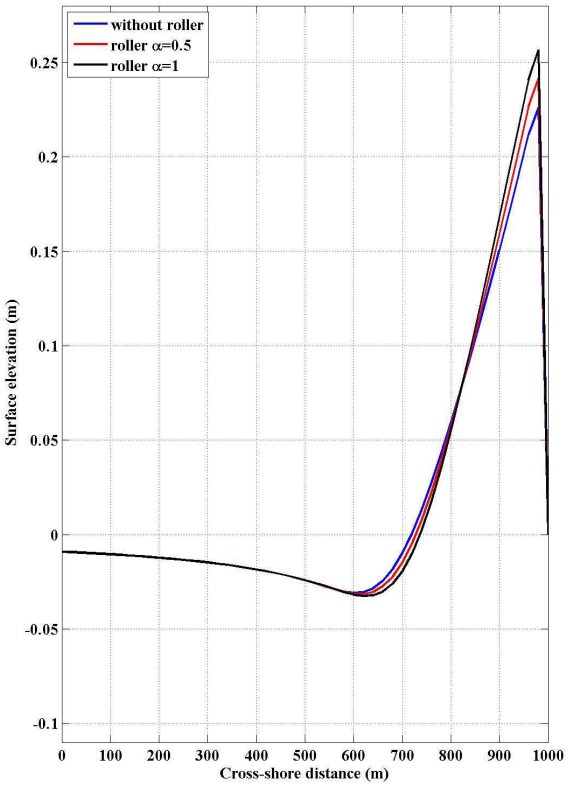


Fig. III.15 – Comparaison de l'élévation de la surface libre suivant une direction cross-shore sans (bleu) et avec les rouleaux (avec $\alpha = 0.5$ en rouge et $\alpha = 1$ en noir)

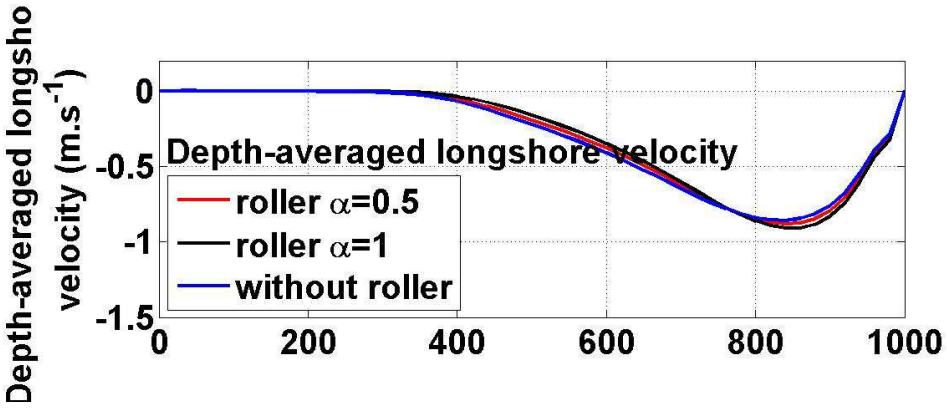


Fig. III.16 – Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils cross-shores (bas) suivant une direction cross-shore, sans (bleu) et avec les rouleaux (avec $\alpha = 0.5$ en rouge et $\alpha = 1$ en noir)

III.2.1.6 Le choix de l'approche théorique pour le forçage : approche par tension de radiation ou force de vortex ?

Traditionnelle, la prise en compte de l'effet des vagues dans les équations du moment se faisait par l'approche par tension de radiation puisqu'elle a été initiée de cette façon par *Longuet-Higgins and Stewart* [1962]. Dans un premier temps, *Denamiel* [2006] a implémenté le couplage houle/courant 3D dans SYMPHONIE par cette approche (en utilisant les équations de *Mellor* [2003]). Le premier travail de cette thèse a été de reprendre les équations pour que le forçage des vagues puissent être opéré par le modèle de vagues SWAN et WW3, puisque auparavant le forçage était effectué par le modèle de vague monochromatique REF/DIF [*Kirby and Dalrymple*, 1983]. De plus, un travail numérique a été entrepris pour permettre de respecter la compatibilité analytique et numérique du forçage tridimensionnel par rapport au forçage selon *Longuet-Higgins and Stewart* [1962] (voir l'Annexe A pour la présentation des équations et les compatibilités numériques et analytiques). Cependant, les équations de *Mellor* [2003] ont été remises en question dès 2005.

Au début de ma thèse, nous n'étions pas complétement persuadés que les erreurs théoriques de *Mellor* [2003] étaient rédhibitoires même pour des plages à pente faible comme c'est le cas des plages languedociennes, d'autant plus que de nombreux scientifiques continuent à utiliser les équations de *Mellor* [2003] ou *Mellor* [2008] malgré tout : e.g. *Haas and Warner* [2009]; *Warner et al.* [2008]; *Wang and Shen* [2011]; *Warner et al.* [2010]; *Sheng and Liu* [2011]. Un des problèmes de ces équations concerne la redistribution verticale de la force de gradient de tension de radiation. Assumant alors un certain empirisme, nous avons repris le formalisme des gradients en regardant d'autres dépendances verticales. Nous avons testé un forçage où les gradients sont uniformes sur la verticale (nommé par la suite SY-int) (comme dans l'approche par *Xie et al.* [2001], ainsi qu'un gradient dont le profil est une fonction exponentielle (nommé SY-exp) que nous avons comparé sur le cas présent au forçage de *Mellor* [2003] (SY-Mellor) et au modèle final suivant l'approche par vortex.

La force de gradients de tensions de radiation est un vecteur noté $\overrightarrow{F_{\nabla TR}}$ valant :

$$\overrightarrow{F_{\nabla TR}} = (F^x_{\nabla TR}, F^y_{\nabla TR}) = (-\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial S_{px}}{\partial z}, -\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{py}}{\partial z}) \qquad \text{(III.3)}$$

Les termes $S_{xx}, S_{yy}, S_{xy}, S_{yx}, S_{px}$ et S_{py} sont ici des termes tridimensionnels (excepté pour l'approche SY-int). Pour l'approche SY-Mellor, ils sont calculés par les équations VI.10 et VI.14 dans l'Annexe A. Pour les formalismes SY-int et SY-exp, S_{px} et S_{py} sont nuls. Les autres sont liés aux termes de tensions de radiation barotrope de *Longuet-Higgins and Stewart* [1962] par :

$$\begin{cases} S_{xx}(x,y,z) = \overline{S_{xx}}(x,y)F(z) \\ S_{yy}(x,y,z) = \overline{S_{yy}}(x,y)F(z) \\ S_{xy}(x,y,z) = \overline{S_{xy}}(x,y)F(z) \\ S_{yx}(x,y,z) = \overline{S_{yx}}(x,y)F(z) \end{cases} \qquad \text{(III.4)}$$

Les termes barotropes ont été donnés dans l'équation I.12. $F(z)$ est une fonction constante suivant la profondeur pour le cas SY-int, une fonction exponentielle en z, de longueur caractéristique la longueur d'onde des vagues pour le cas SY-exp.

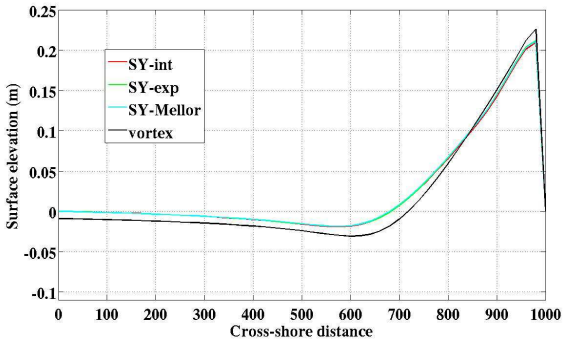


Fig. III.17 – Comparaison des surfaces libres suivant une direction cross-shore. En noir : approche vortex, en cyan : SY-Mellor, en rouge : SY-int, en vert : SY-exp.

L'élévation de la surface libre est identique aux trois approches SY-int, SY-exp et SY-Mellor (Figure III.17), car elle est en grande partie dépendante du taux de dissipation par déferlement et du profil de la hauteur significative (lui aussi dépendant de la dissipation) qui sont communs aux deux modèles. L'intégrale verticale des gradients de tensions de radiation est égale quelque soit le profil utilisé, aux tensions de radiation barotropes de *Longuet-Higgins and Stewart* [1962]. Le calcul de l'élévation de la surface libre étant le résultat du modèle barotrope, il est donc logique que celle-ci soit identique pour tous les profils de gradient de tension de radiation. Par contre, elle diffère de l'élévation de l'approche « vortex » en étant plus forte au large, et plus faible à la côte. Une différence dans les conditions aux limites au large plus dans les paramétrisations du mélange turbulent explique ceci.

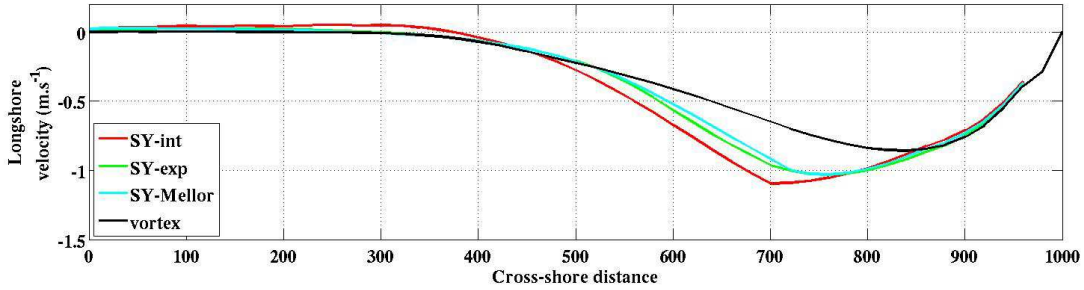


Fig. III.18 – Comparaison des vitesses longshores eulériennes barotropes, suivant une direction cross-shore. En noir : approche vortex, en cyan : SY-Mellor, en rouge : SY-int, en vert : SY-exp.

Les vitesses eulériennes cross-shores intégrées sur la verticale ont des comportements identiques pour les quatre simulations (non montré). Les vitesses longshores sont légèrement différentes suivant l'approche choisie : la vitesse de l'approche vortex a un pic plus faible et plus près de la côte que les trois autres vitesses, et surtout que la vitesse issue du profil uniforme (SY-int). Les mêmes caractéristiques ont été observées par *Uchiyama et al.* [2010] quand il compare ses résultats à ceux de *Haas and Warner*

[2009]. Le profil SY-Mellor est celui qui fournit le résultat le plus proche de l'approche vortex.

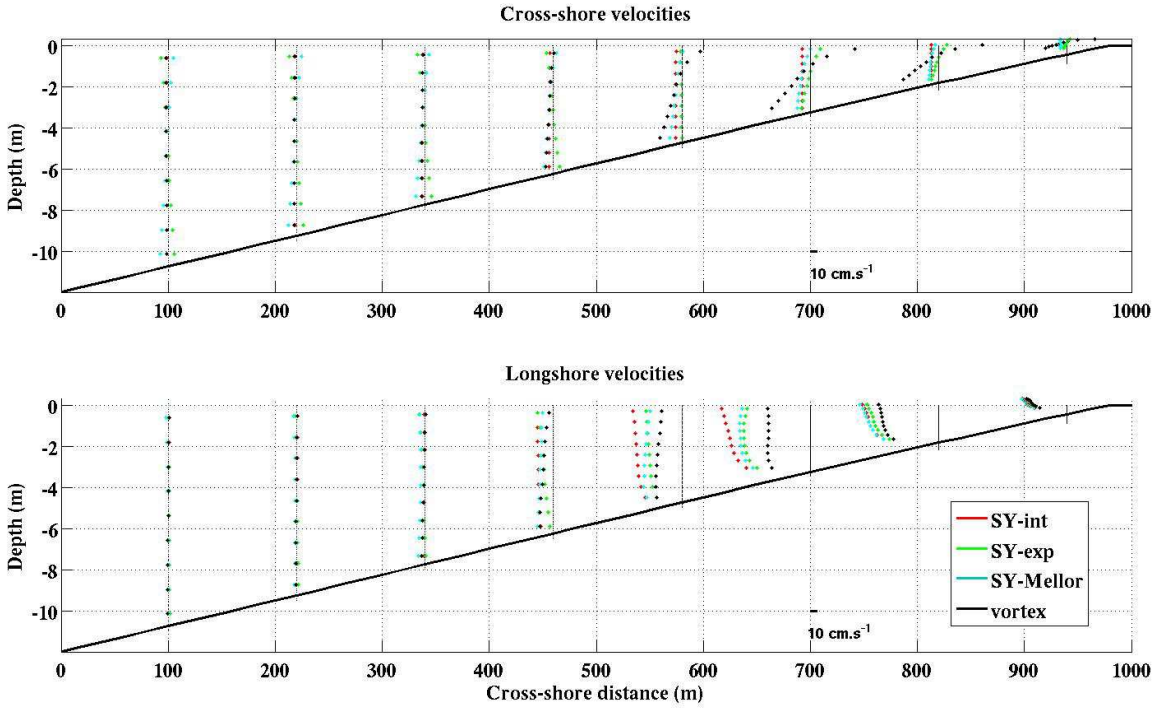


Fig. III.19 – Comparaison des profils verticaux des vitesses eulériennes, suivant une direction cross-shore. En noir : approche vortex, en cyan : SY-Mellor, en rouge : SY-int, en vert : SY-exp. En haut, les vitesses cross-shores, et en bas vitesses alongshores.

Les profils verticaux des vitesses cross-shores issues de l'approche « vortex » sont beaucoup plus cisaillés dans la zone de surf que ceux des trois autres approches (Figure III.19). La force $\vec{T_s}$ est en réalité une force surfacique. Elle est donc à l'origine de ce fort cisaillement. Répartir comme dans *Uchiyama et al.* [2010] cette force dans la colonne d'eau ou bien augmenter le mélange permet de diminuer ce cisaillement. Plus au large, les profils verticaux des vitesses sont au contraire uniformes sur la verticale, tandis que ceux de SY-Mellor et SY-exp sont légèrement cisaillés. Le profil de SY-int est quant à lui fidèle à sa définition, uniforme dans toute la colonne d'eau. On n'observera pas avec un tel profil les deux recirculations observées précédemment dans la zone de surf, à savoir le courant de retour au fond, et un courant dirigé vers la côte en surface. On doit avoir conscience des limites d'un tel modèle pour des applications littorales.

Dans la zone de surf, SY-exp et SY-Mellor fournissent des résultats comparables, mais au large, leurs profils semblent inversés : orienté vers le large en surface pour SY-exp, il est orienté vers la côte, et inversement au fond. On remarque par ailleurs, que le profil SY-exp est celui qui ressemble le plus au profil « vortex ». Les profils de ces dernières vitesses sont largement dépendants du mélange vertical. Cependant, même si la force de vortex est très faible, elle peut aussi, jouer un léger rôle. Cette force est composée de la vitesse de Stokes qui a elle aussi un profil vertical de type exponentiel. Cela pourrait donc expliquer le rapprochement entre les profils de SY-exp et de l'approche vortex. Enfin, les diverses approches donnent des

profils verticaux des vitesses longshores similaires, peu cisaillés sur la verticale (Figure III.19).

A ce stade, on note que l'approche par tension de radiation donne un cisaillement de la vitesse cross-shore plus faible que celui de l'approche par vortex. On a donc besoin de mesures in-situ pour trancher. Cependant, comme à la fois les effets conservatifs (force de vortex, surpression dynamique), et non conservatifs (dissipation des vagues par déferlement et friction sur le fond) sont intégrés dans les gradients de tensions de radiation, les mêmes profils verticaux sont appliqués à toutes ses forces pourtant distinctes. Le modèle à approche vortex sépare dans sa formulation l'effet de chacune de ces forces, et leur permet d'avoir des répartitions verticales différentes comme c'est le cas dans la nature. L'effort à présent doit se concentrer dans l'amélioration de notre connaissance de chacun de ces profils verticaux, notamment par le biais de calibration sur des jeux de mesures.

III.2.1.7 Comparaison de SYMPHONIE et SHORECIRC

Une des premières questions que s'est posé à nous au début de la thèse a concerné le choix du modèle numérique : SYMPHONIE ou SHORECIRC ? SYMPHONIE déjà utilisé et validé à Géosciences Montpellier répondait en partie à notre cahier des charges. Ce modèle tridimensionnel inclut le forçage atmosphérique et le forçage par la houle via l'approche de *Mellor* [2003](introduit par *Denamiel* [2006]) grâce au modèle de propagation de la houle REF/DIF), et il permet l'emboitement de domaines. Son inconvénient réside dans le fait qu'il n'a jamais été utilisé sur des petites échelles et dans des zones littorales. SHORECIRC quasi-3D [*Svendsen et al.*, 2004] utilisé aussi à Géosciences Montpellier dans le cadre de la thèse de *Bujan* [2009], en revanche est principalement dédié à cette zone littorale et il prend en compte les courants induits par la houle créée par REF/DIF, et les processus liés au déferlement. Dans SHORECIRC, les courants sont calculés en 2D, puis reconstitués selon la verticale en prenant en compte des coefficients baroclines résolus analytiquement. Nous avons donc effectué là aussi des études comparatives sur des cas académiques pour choisir le modèle.

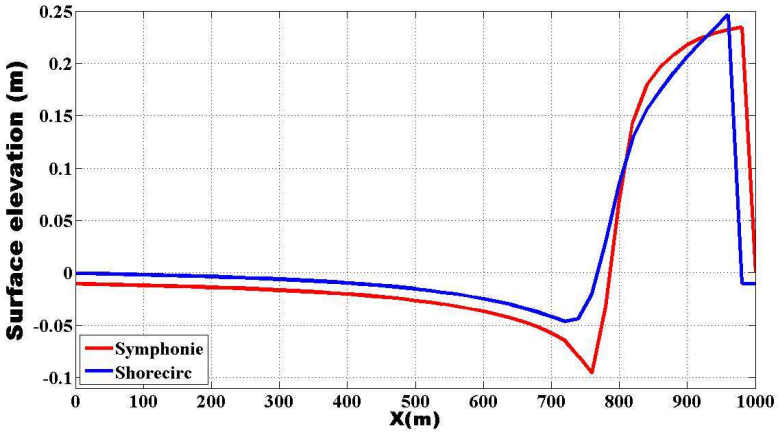


Fig. III.21 – Elevation de la surface libre dans SYMPHONIE et dans SHORECIRC

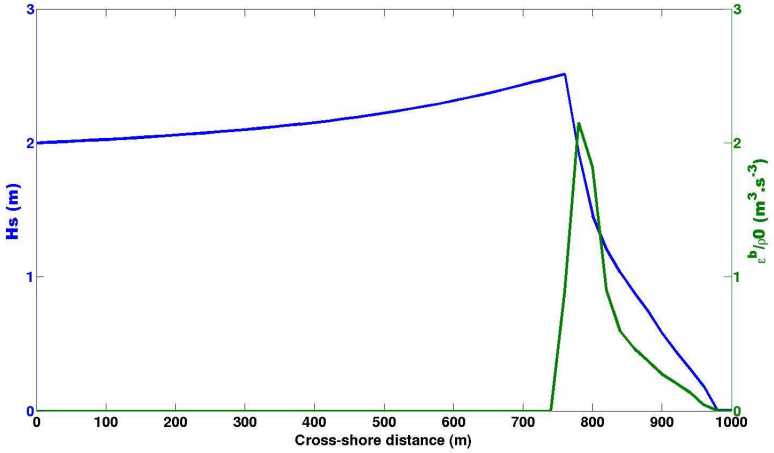


Fig. III.20 – Hauteur significative et taux de dissipation par déferlement $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ d'une vague monochromatique simulée par REF/DIF

Nous montrons donc dans cette partie, les résultats de cette comparaison sur le cas de la plage plane. Pour une comparaison rigoureuse, il est nécessaire d'utiliser le même modèle de vagues, ici il s'agira de REF/DIF. Les mêmes caractéristiques de vagues sont imposées au large dans REF/DIF (Figure III.20), à ceci près qu'elles sont à présent monochromatiques. La dissipation par déferlement se produit à 750 m, et toutes les vagues cassent donc dans cette zone.
L'élévation de la surface libre est comparable pour les deux modèles (Figure III.21). Une différence de condition à la limite fait que la surface libre est plus basse dans SYMPHONIE.

Les vitesses cross-shores intégrées sur la verticale sont pratiquement identiques dans les deux modèles (Figure III.22), légèrement plus forte dans SYMPHONIE. Les vitesses longshores de SYMPHONIE sont moins fortes que celles de SHORECIRC, mais la zone où elles sont non nulles est plus étalée. Au final, en intégrant la vitesse sur la zone d'action, le transport longshore est équivalent dans les deux modèles. Le profil des vitesses cross-shores

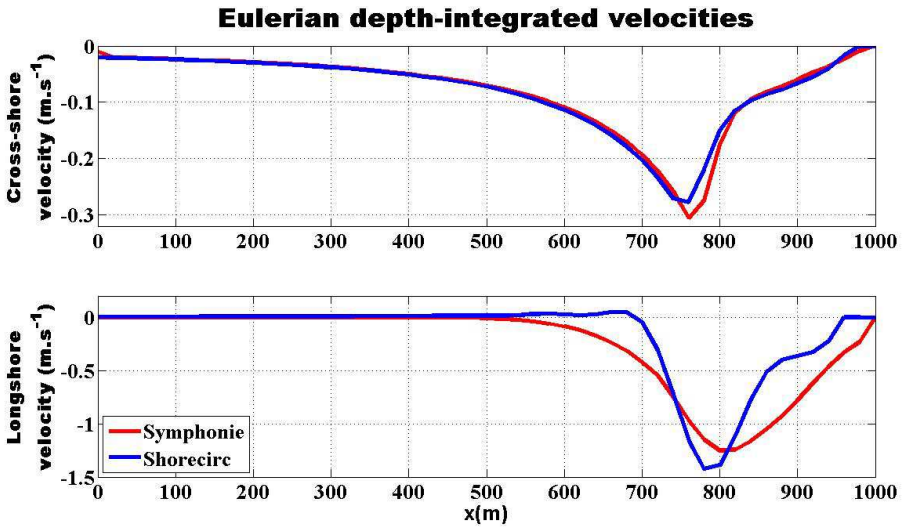


Fig. III.22 – Vitesse eulérienne dans SYMPHONIE et SHORECIRC suivant une direction cross-shore. En haut, les vitesses cross-shores, et en bas vitesses longshores.

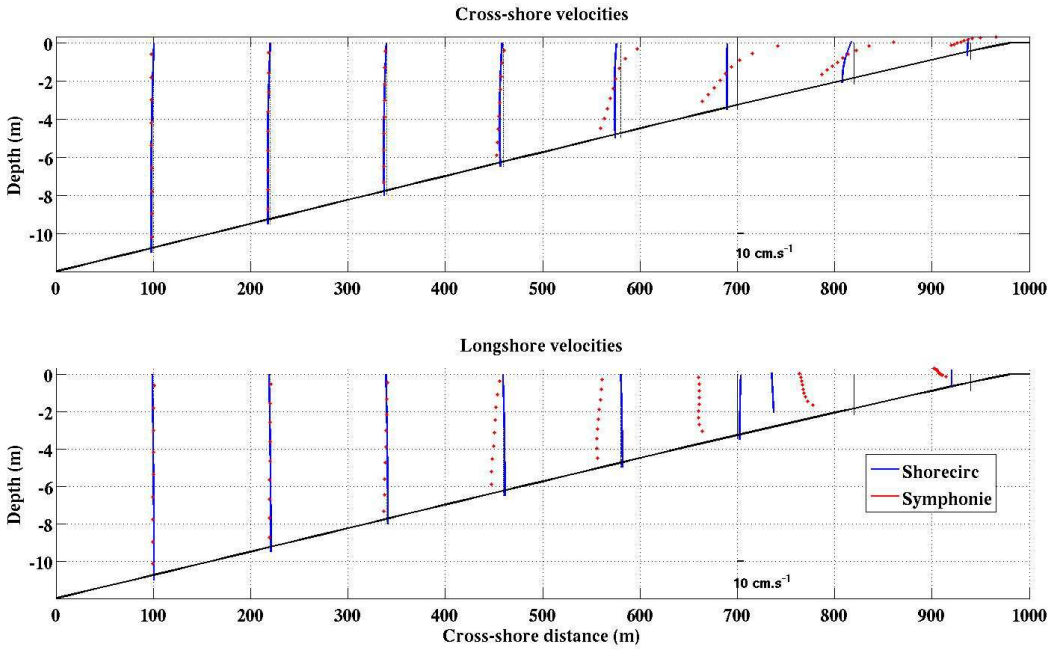


Fig. III.23 – Comparaison des profils verticaux des vitesses suivant une direction cross-shore. En rouge : SYMPHONIE, en bleu : SHORECIRC. En haut, les vitesses cross-shores, et en bas, vitesses alongshores.

(Figure III.23) révèle l'intérêt de l'utilisation de SYMPHONIE surtout dans la zone de surf. Dirigés vers la côte en surface, les vitesses s'orientent vers le large près du fond. On observe le courant de retour. Il est largement plus cisaillé que celui de SHORECIRC, et revêt donc un caractère « plus tridimensionnel ».

Dans la zone de déferlement, la vitesse peut varier avec la verticale dans la réalité et ne peut pas être directement modélisée par des modèles bidimensionnels. Même si cette modélisation est plus coûteuse en calculs [*Péchon et al.*, 1997; *Meulé et al.*, 2001; *Zanuttigh et al.*, 2005; *Castelle et al.*, 2006], que son équivalente bidimensionnelle, elle permet de représenter correctement la circulation dans les zones de surf, et notamment les courants de retour qui sont capables de transporter de grandes quantités de sédiments. Elle est donc fondamentale dans l'étude du transport sédimentaire. Par ailleurs, SYMPHONIE fonctionne également en mode parallèle, la vitesse de calcul est ainsi augmentée en utilisant plusieurs processeurs.

Nous avons mis en exergue que SYMPHONIE était un modèle qui reproduisait correctement les phénomènes littoraux, en comparaison avec SHORECIRC maintes fois utilisé et validé sur ces zones, et son caractère tridimensionnel permettait d'observer la circulation dans la zone de surf et notamment les courants de retour qui sont capables de transporter de grandes quantités de sédiments. Ce modèle est donc particulièrement intéressant pour l'étude du transport sédimentaire ; de plus, il a l'avantage de permettre un emboitement facile par des simulations de plus grandes échelles, emboitement nécessaire pour l'étude hydrodynamique de zones réalistes telles que le Golfe d'Aigues-Mortes. On comprend qu'il aurait été possible mais plus compliqué de réaliser une imbrication de simulation SHORECIRC dans SYMPHONIE.

III.2.2 La plage en bassin de *Hamilton and Ebersole* [2001]

Bien que la précédente intercomparaison de modèles soit très instructive, on en voit les limites dues aux manques de données d'expérience ou de terrain. C'est pourquoi, on s'intéresse au cas test de *Hamilton and Ebersole* [2001] qui a l'avantage d'être un cas de laboratoire renseigné par un jeu de données important. Les expériences ont été conduites au laboratoire du Large-scale Sediment Transport Facility (LSTF) au Coastal and Hydraulics Laboratory (CHL), ERDC, Vicksburg, sur une plage plane à pente régulière de 1 :30. Les vagues sont générées par quatre générateurs de vagues de type piston. La plage de béton a une largeur de 31 m et une longueur de 21 m (Fig. III.24). Le bassin est muni d'un système de recirculation qui permet d'obtenir des courants lonsghores uniformes sur tout la largeur du bassin. L'expérience (test 6A-N dans *Hamilton and Ebersole* [2001]) consiste à envoyer des vagues monochromatiques régulières incidentes de période 2.5 s, de hauteur de 0.182 m et d'angle 10° sur la plage. Des mesures des caractéristiques des courants et des vagues ont pu être réalisées sur plusieurs transects grâce à des jauges de capacité ainsi que des ADVs (Acoustic Doppler Velocitimeter). Des profils verticaux de courants ont aussi pu être relevés à différentes profondeurs.

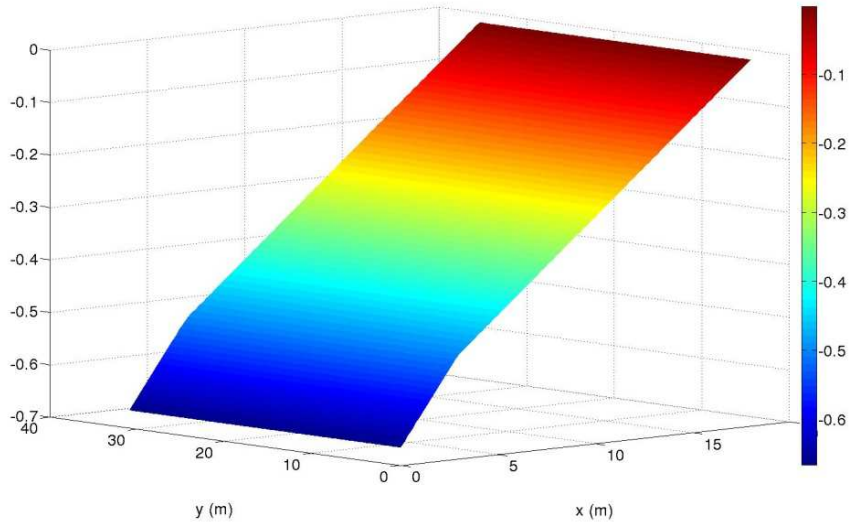
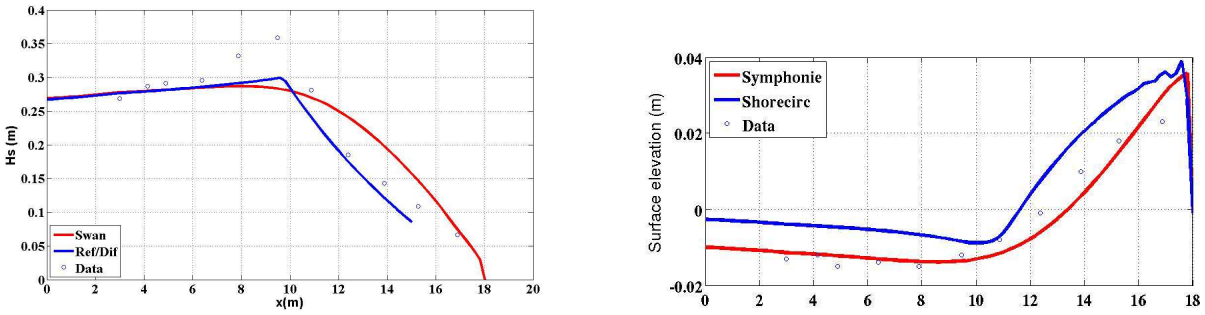


Fig. III.24 – Bathymétrie de la plage

Svendsen et al. [2003] ont utilisé ces expériences afin de comparer deux modèles de vagues le modèle REF/DIF et un modèle de type 'cnoidal', décrit dans le même article, couplé au même modèle quasi-3D SHORECIRC. En effet, ils voulaient pouvoir répondre à deux questions à savoir : Quelles sont les performances d'un modèle de vagues 'simple' de type sinusoïdal (REF/DIF) comparées à celles d'un modèle qui représente mieux certaines caractéristiques de houle en zone littorale ? Comment ces inexactitudes influencent la reproduction des caractéristiques des courants tridimensionnels dans ces zones ?

La bathymétrie de la plage est recréée pour les besoins des simulations, il y a 156 et 91 mailles suivant les directions longshore et cross-shore, et 10 niveaux suivant la verticale. La taille de la maille est de 20 cm selon les deux directions. Le coefficient de traînée a été fixé à 0.008. Le schéma de fermeture turbulente prend en compte les conditions en surface

proposées par *Craig and Banner* [1994]. De plus, la longueur de rugosité de surface est dépendante de la hauteur significative de la houle : $z_{surf} = 0.8H_s$. Nous comparerons le modèle SYMPHONIE aux données et aux autres simulations en utilisant cette fois-ci le modèle SWAN. Nous tenterons aussi de reproduire les simulations de REF/DIF - SHORECIRC effectuées par *Svendsen et al.* [2003].



(a) (b)

Fig. III.25 – Hauteur de la houle (a) mesurée et simulée par SWAN, REF/DIF et surface libre (b) simulée par SYMPHONIE et SHORECIRC

REF/DIF produit un léger shoaling (Fig. III.25.a), mais non comparable à celui observé en réalité, comme le pointe *Svendsen et al.* [2003]. SWAN produit un shoaling plus faible, car l'énergie des vagues commence à se dissiper sur le fond avant la zone de déferlement. La surface libre de SYMPHONIE et de SHORECIRC (Fig. III.25.b) subissent une décote juste avant le déferlement, puis un set-up ensuite. Par ailleurs, SYMPHONIE prédit une surcote plus forte que SHORECIRC, et que les données. La mesure dans la zone de surf est difficile, donc les données sont à prendre avec précautions. Peut-être que le terme de dissipation dû au déferlement fourni par SWAN est trop fort. Une connaissance de la rugosité de fond permettrait d'ajuster ce dernier dans SWAN.

La vitesse eulérienne longshore prédite par SYMPHONIE (Fig. III.26) est proche des données. Les profils des vitesses cross-shores (Fig. III.27) montrent des cisaillements plus forts dans la zone de déferlement avec présence d'un courant de retour au fond, et un courant dirigé vers la côte en surface. Le courant de retour est bien observé dans les mesures. En revanche, les mesures ne vont pas jusqu'à la surface, on ne peut savoir si le courant vers la côte en surface est bien réel. Les vitesses cross-shores observées sont là aussi plus cisaillées vers la côte qu'au large.

Ce cas académique a permis de vérifier sur un jeu de données que notre modèle reproduisait correctement l'amplitude de la dérive littorale et les profils verticaux des courants. Néanmoins, comme il s'agit d'une expérience faite en laboratoire, les mesures sont à prendre avec précaution, la tension de fond pouvant manquer de réalisme si on la reporte à l'échelle d'une plage réaliste. Des tests à des échelles réelles sont donc une étape obligatoire pour une validation complète de notre modèle. De plus, cette expérience à houle oblique est difficile à mettre en oeuvre du fait des conditions limites expérimentales latérales pour le courant de dérive. D'autres tests sur des expériences en canal où des mesures verticales du courant cross-shore ont été faites, et où la houle arrive frontalement, comme les expériences de [e.g., *Ting and Kirby*, 1996; *Kimmoun and Branger*, 2007] constituent ainsi un formidable champ de cas tests pour une validation plus approfondie.

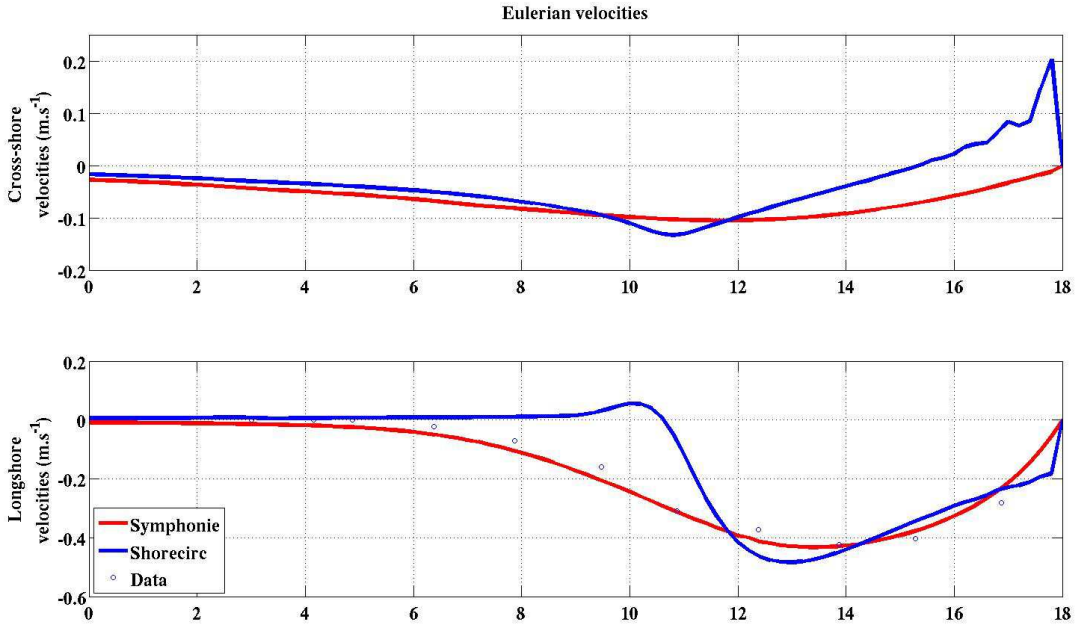
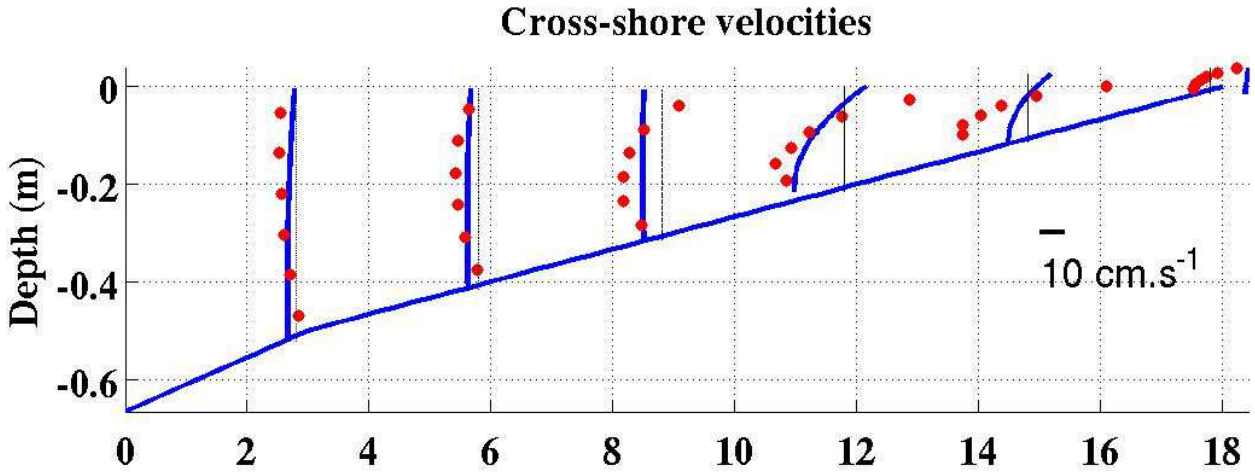
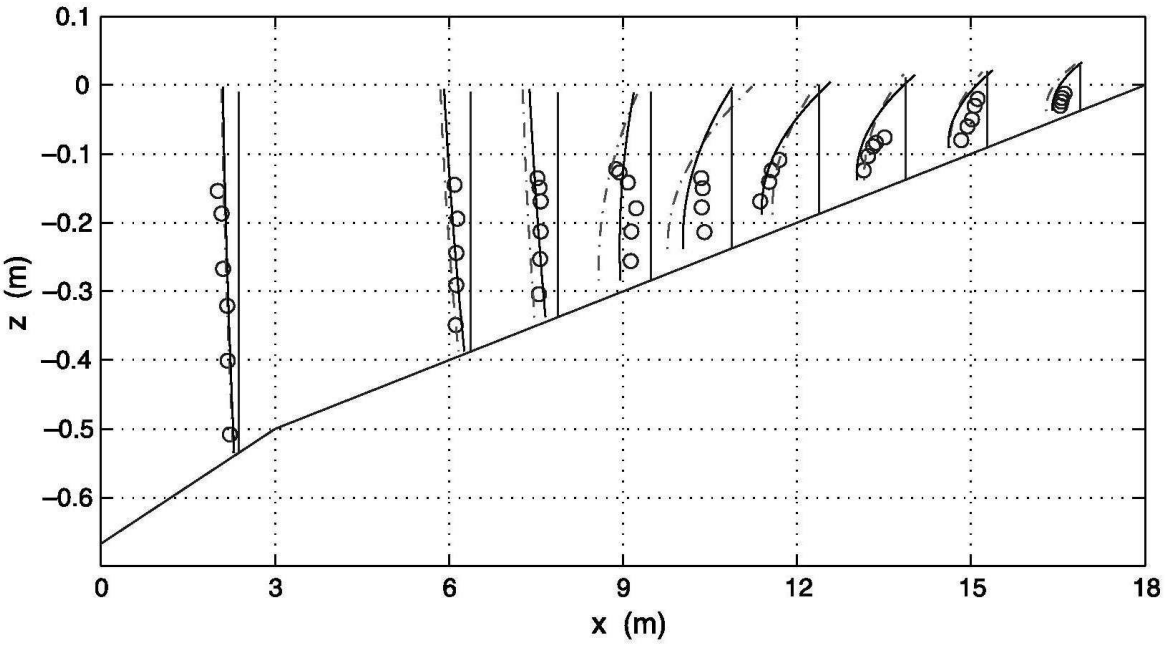


Fig. III.26 – Comparaison des vitesses eulériennes (en m.s^{-1}) de SHORECIRC (bleu) et SYMPHONIE (rouge), avec les données (o).



(a)



(b)

Fig. III.27 – Comparaison entre SHORECIRC (bleu) et SYMPHONIE (rouge) des profils verticaux des vitesses cross-shores et avec les mesures (en bas) extraites de *Svendsen et al.* [2003]

III.3 Reproduction du courant d'arrachement : test sur une plage expérimentale de type barre/chenal

Avant de passer à des situations réelles observées in-situ, il convient de complexifier les cas académiques traités, notamment en passant à des cas 3D plus complexes que les cas 2DV traités précédemment. Ainsi, l'objectif du cas test suivant consiste à reproduire les courants d'arrachement, aussi connus sous les termes de courants sagittaux, courants de baïne dans le Sud-Ouest de la France ou rip currents en anglais. Ces courants sont générés sur des plages dont la bathymétrie et le forçage ne sont pas uniformes dans la direction longshore. Nous nous intéressons ainsi aux systèmes barre/chenal, qui passionnent depuis des décennies les océanographes côtiers, tant par la complexité, mais aussi pour les enjeux (navigation, sécurité en mer, et transport sédimentaire) qu'ils représentent. Bien que les aspects qualitatifs des écoulements des courants d'arrachement soient connus depuis longtemps [*Shepard et al.*, 1941], il est en revanche plus difficile d'obtenir des mesures quantitatives. C'est pourquoi ces dynamiques sont étudiées depuis *Bowen* [1969] en laboratoire, avec par la suite les expériences de *Hamm* [1992]; *Dronen et al.* [2002]. Mais c'est surtout le grand jeu de données de laboratoire obtenu par *Haller et al.* [2002] qui a permis une meilleure compréhension de la dynamique des systèmes barres/chenaux. Le cas test concerne une étude expérimentale extraite de *Haller et al.* [2002]. Il est à noter que c'est l'une des premières fois à notre connaissance avec l'étude *Weir et al.* [2011], que le couplage 3D houle/courant par l'approche force de vortex est testé sur des dynamiques de système barres/chenaux.

III.3.1 La plage en bassin de *Haller et al.* [2002]

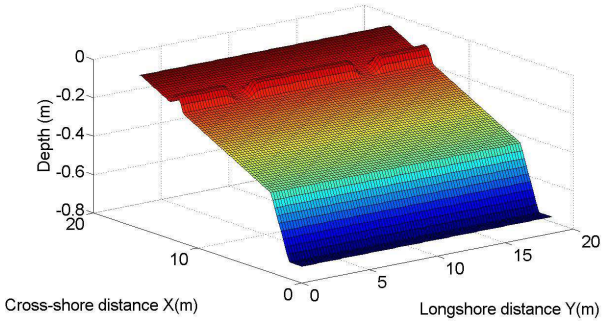


Fig. III.28 – Bathymétrie de la plage barre/chenal de *Haller et al.* [2002]

Nous reproduisons l'expérience B de *Haller et al.* [2002] qui s'est déroulée dans le bassin du laboratoire Ocean Engineering de l'Université du Delaware. La bathymétrie numérique, présentée à la figure III.28, est une version idéalisée du bassin réel. Cependant, celle-ci est totalement symétrique avec l'axe cross-shore central et ne reproduit pas les défauts réels de la construction de la plage expérimentale. Sa largeur est de 18,6 m et sa longueur est de 15,8 m. La première section de plage est une pente raide au large (1 :5) localisée entre 1,5 m et 3 m du batteur de houle. La seconde section est une pente moins forte (1 :30) qui s'étend sur tout le reste du bassin jusqu'à la côte. Enfin, un système parallèle à la côte, constitué de barres de 7,32 m entrecoupées de chenaux de 1,82 m de long, 6 cm de haut est

construit à environ 6 m de la plage. Une taille de maille de 20 cm est utilisée, comme dans les simulations de *Haas et al.* [2003] qui utilisent de leur côté le modèle SHORECIRC. Nous avons en outre 7 niveaux sur la verticale. Des conditions latérales périodiques sont choisies, et la rotation de la Terre n'est pas prise en compte. La fermeture turbulente est modélisée selon les équations de *Gaspar et al.* [1990] sans la condition de *Craig and Banner* [1994]. Près du fond, le streaming est pris en compte.
Nos résultats sont comparés aux données de *Haller et al.* [2002] reprises par *Haas et al.* [2003] avec le modèle SHORECIRC, mais aussi avec les simulations de *Bruneau* [2009] qui a reproduit l'expérience en utilisant le modèle MARS, et *Haas and Warner* [2009] qui ont pour leur part utilisé SHORECIRC et ROMS. Le forçage par la houle est assuré par le modèle SWAN, que l'on a lancé sur une bathymétrie deux fois plus large. Malgré la possibilité de choisir des conditions périodiques dans SWAN, il est préférable d'avoir un domaine plus grand car on obtient toujours des artéfacts de bord (même avec une houle sans angle d'incidence). Une vague frontale monochromatique est imposée au large avec une hauteur significative égale à 0,0724 m et une période de 1 s. On n'active pas les processus liés aux rouleaux de déferlement dans un premier temps, ni le forçage rétroactif des courants sur la houle.
Les vagues se brisent brusquement au niveau de la barre alors que le déferlement est plus

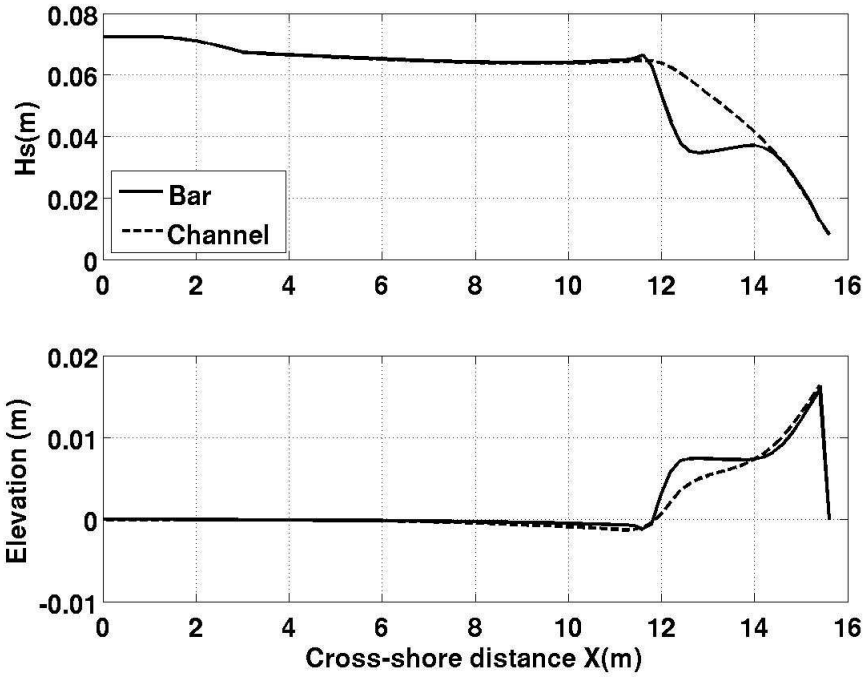


Fig. III.29 – Hauteur significative (haut) et élévation de la surface (bas) sur une coupe cross-shore de la plage au niveau de la barre centrale en y=9.2 m (ligne continue) et dans le chenal en y=4.6 m (ligne discontinue). La côte est à droite.

progressif au niveau du chenal (Figure III.29). Une faible levée est notable avant le point de déferlement au dessus de la barre, mais elle est insignifiante dans le chenal. Comme précédemment noté par *Haas et al.* [2003] et *Weir et al.* [2011], cette faiblesse est liée à l'oubli du forçage des courants dans le modèle de vagues. *Weir et al.* [2011] ont de plus

montré que les courants d'arrachement réduisaient le flux de quantité de mouvement des vagues vers les courants mais que cette modification pouvaient également être paramétrée dans un modèle où la rétroaction courant sur vague est exclue, en augmentant la friction sur le fond. Ainsi, la détermination de la longueur de rugosité de fond est encore une fois cruciale pour l'obtention d'un courant correct. Par ailleurs, l'état stationnaire ou pas d'une simulation dépend fortement de la rugosité de fond. Les expériences en laboratoire et les simulations numériques précédentes [*Haas et al.*, 2003; *Haas and Warner*, 2009] ont montré que les courants d'arrachement étaient des phénomènes instables. En effet, théoriquement les vitesses lonsghores devraient être nulles dans les chenaux à cause de la nature symmétrique de la bathymétrie et du champs de vague incident [*Xie*, 2011]. Cependant, les observations montrent que les vitesses longshores ne sont pas nulles et que les courants sagittaux sont des phénomènes instables et qu'une légère perturbation peut entraîner une déviation de ces courants. Nous observons les mêmes caractéristiques dans nos simulations. Pour réduire ces instabilités et faciliter la comparaison avec des mesures moyennées dans le temps, il est recommandé d'utiliser une bathymétrie idéalisée et des facteurs de friction très grands. Avec une loi quadratique et un coefficient de traînée égal à 0.005, notre simulation atteint un état stationnaire au bout de 10 minutes. *Bruneau* [2009] obtenait également un état stationnaire. Les instabilités de courants peuvent être simulées en diminuant la rugosité dans le domaine, ainsi qu'en diminuant la diffusion turbulente, ou bien encore en prenant en compte les processus de rétroaction des courants sur la houle. *Kennedy and Zhang* [2008] ont cherché les causes des instabilités des rips : elles augmentent avec la hauteur des vagues, diminuent quand les périodes des vagues ou la rugosité augmentent.

Deux cellules de circulation sont générées par le forçage des vagues (Figure III.30). La première se situe dans la zone de surf et est orientée vers la côte au nivau des barres et vers le large au niveau du chenal et mise en évidence par *Haas et al.* [2003]. En amont des barres, de petites boucles de recirculations sont aussi observées : il s'agit de l'excès d'eau amené par les courants au niveau des barres, qui attend d'être évacué vers le large par l'embouchure du chenal. Ces circulations ont également été observées dans les autres modèles et dans les expériences. Les circulations principales associées au chenal ainsi que celles entre le trait de côte et la barre, sont parfaitement reproduites, et leurs intensités concordent avec les données (valeur maximale égale à 0.25 $m.s^{-1}$). Dans *Haas and Warner* [2009], les vitesses maximales sont plus faibles (0.15 $m.s^{-1}$) (non montré ici), car le facteur de friction a été augmenté dans SHORECIRC (0.05 au lieu de 0.01 dans *Haas et al.* [2003].

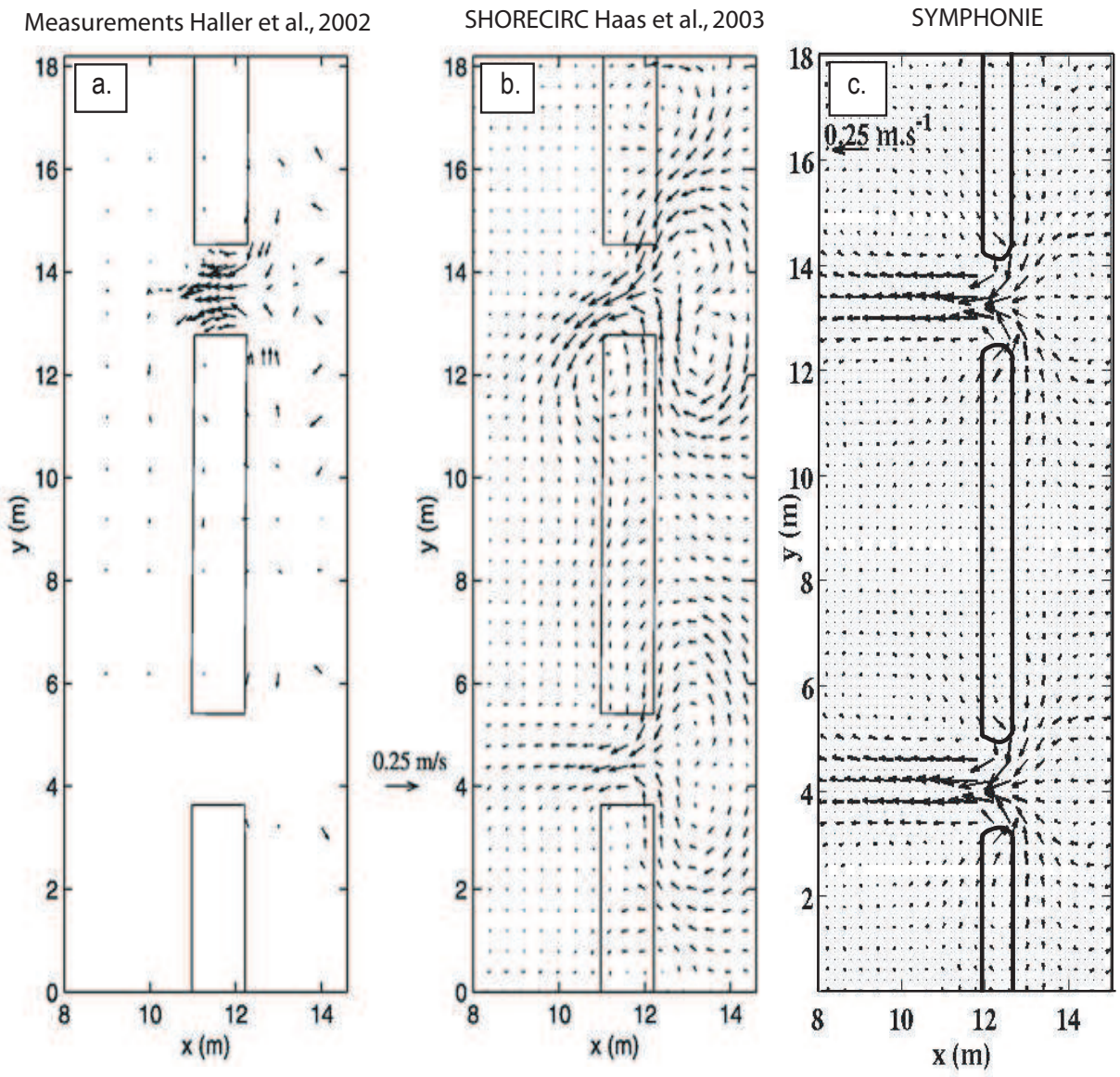


Fig. III.30 – Comparaison du courant eulérien mesuré par *Haller et al.* [2002] (a), aux simulations numériques de SHORECIRC (b) [*Haas et al.*, 2003] et SYMPHONIE (c)

La cohérence des profils verticaux des vitesses pour ce test B est difficile à vérifier. En effet, nous ne disposons pas de mesures tridimensionnelles des courants dans cette expérience. Leurs natures instables rendent les mesures extrêmement variables et leurs variations verticales ne sont pas assez régulières pour indiquer clairement les tendances de distribution verticale [*Xie*, 2011]. Nous disposons néanmoins d'indications et d'observations. *Haas and Svendsen* [2002] ont remarqué qu'au niveau des chenaux, les courants étaient uniformes sur toute la colonne d'eau. En revanche, au large, les courants ont de très fortes variations d'intensité suivant la profondeur, avec fortes vitesses dirigés vers le large dans la couche supérieure de la colonne d'eau, et des vitesses plus faibles orientées soit vers la côte, soit vers le large près du fond, cela dépendant du flux volumique apporté par les vagues. Plus la décharge est

grosse, plus les vitesses sont fortes et ceci jusqu'au fond, et donc plus la variation verticale des profils est faible. *Ardhuin* [2005] espère ainsi que la modélisation de ces systèmes dynamiques permettra de reproduire les tendances des courants sagittaux à faire surface au large de la zone de déferlement, afin d'estimer leurs impacts sur le transport sédimentaire. Dans notre cas (Figure III.31), les vitesses cross-shores sont plus fortes au niveau des chenaux que sur les barres. Dans le chenal, elle est uniforme sur toute la colonne d'eau. Puis plus au large, les profils sont cisaillés, avec les vitesses fortes dirigées vers le large situées au niveau supérieur de la colonne d'eau, et des vitesses plus faibles voir nulles au fond vers la côte. Sur un transect perpendiculaire à la côte au niveau de la barre centrale, c'est seulement sur la barre que la vitesse cross-shore est non nulle, mais extrêmement cisaillée. Le courant est orienté vers la côte près de la surface et du fond, et vers le large ailleurs. Ces simulations corroborent donc les observations de *Haas and Svendsen* [2002]. Pour une étude plus approfondie des dynamiques induites sur les plages barre/chenal, il conviendra de faire des comparaisons avec des expériences en laboratoire où l'on dispose de mesures verticales du courant [*Castelle et al.*, 2010; *Castelle and Ruessink*, 2011] ou avec des mesures in-situ [*MacMahan et al.*, 2004; *Bruneau*, 2009].

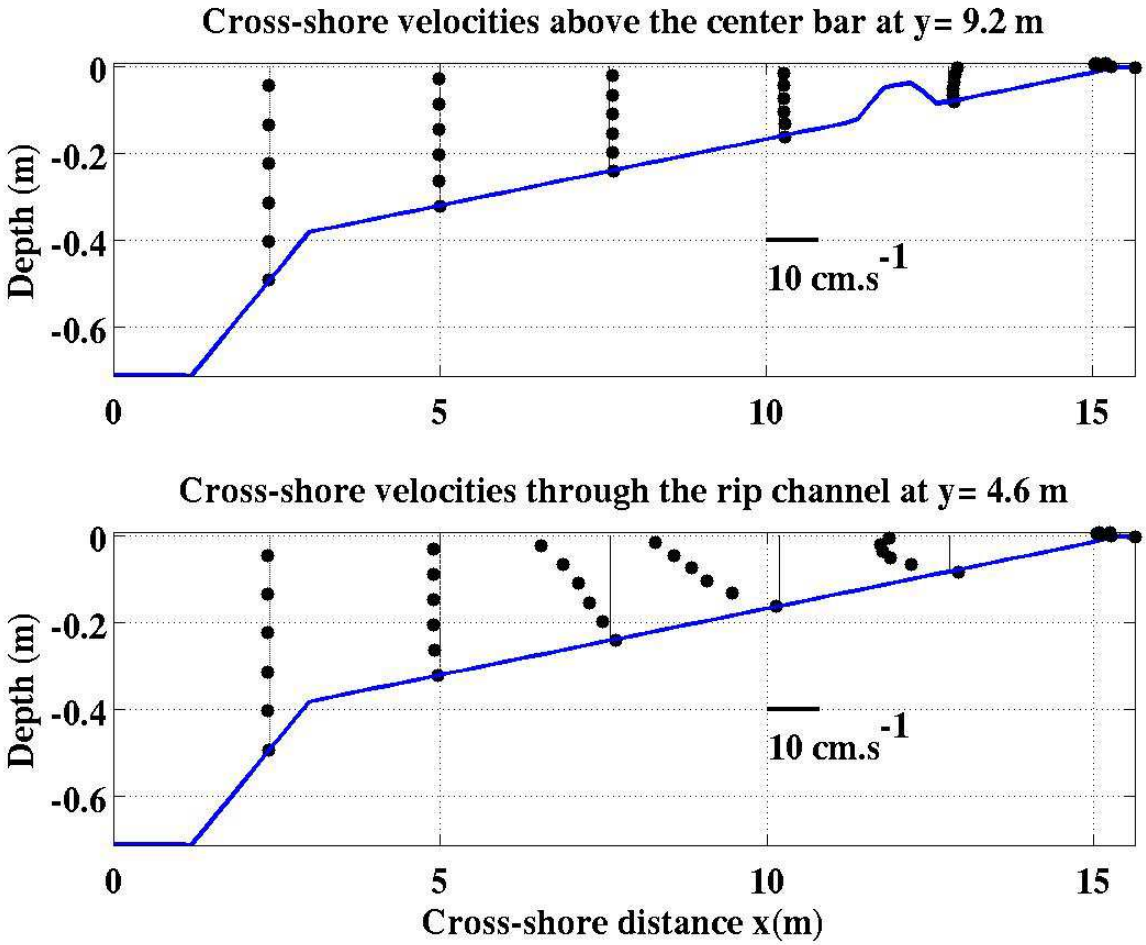
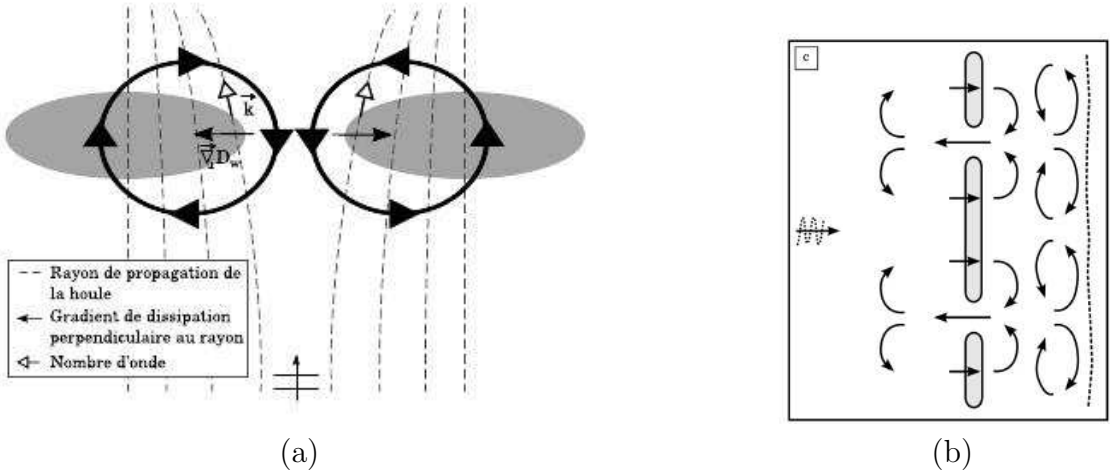


Fig. III.31 – Profils verticaux des vitesses cross-shores sur la barre centrale (haut) et au niveau d'un chenal (bas)

III.3.2 Analyse de la solution



(a) (b)

Fig. III.32 – (a) Schéma tiré de *Bruneau* [2009] illustrant la génération d'une circulation bipolaire induite par le déferlement de vagues au dessus d'un système de barres/chenaux. En gris la représentation des barres sableuses. Les cercles et flèches noirs montrent les circulations engendrées. (b) Schéma conceptuel des courants moyens induits par les vagues au dessus d'un système barre/chenal ; extrait de *Haas et al.* [2003]

Bonneton et al. [2010]; *Bruneau et al.* [2011] démontrent théoriquement que le déferlement de vagues au dessus d'un système de barres/chenaux induit une circulation bipolaire (Figure III.32). En calculant le rotationnel des équations barotropes du moment, ils obtiennent l'équation d'évolution de la vorticité verticale du courant moyen ($w_{vort} = \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}$). Cette équation est la suivante :

$$\frac{\partial w_{vort}}{\partial t} + \nabla.(w_{vort}\overrightarrow{U_T}) = K_z \nabla^2 w_{vort} + \nabla \wedge F_d \frac{\overrightarrow{k}}{|k|} \tag{III.5}$$

avec $\overrightarrow{U_T}$ le transport de la vitesse quasi-eulérienne. Le premier terme à droite représente la diffusion de la vorticité du courant moyen et le second est un terme de production qui peut être approximé par $\nabla F_d \wedge \frac{\overrightarrow{k}}{|k|}$. Ce terme est non nul dès que le gradient de F_d n'est pas parallèle à la direction des vagues. Ainsi, *Bonneton et al.* [2010]; *Bruneau et al.* [2011] apportent une explication des courants sagittaux. A cause de la réfraction, le déferlement des vagues est plus intense et plus tôt sur les barres sableuses. Le terme $\nabla F_d \wedge \frac{\overrightarrow{k}}{|k|}$ est donc orienté du chenal vers les barres. C'est bien ce que l'on observe dans notre simulation (Figure III.33a).

Bonneton et al. [2010]; *Bruneau et al.* [2011] regardent également les différents termes sources dans l'équation du moment : la force de dissipation, la force de vortex et la surpression dynamique. Ainsi nous regardons également sur notre cas les valeurs de ces différents termes. La surpression dynamique joue un rôle dominant dans la génération des courants d'alimentation du courant sagittal (Figure III.33b). En effet, sur le profil « barre », les vagues déferlent sur la barre induisant un fort set-up, tandis que sur le profil « chenal », la vague ne se brisera que plus loin sur la plage, et avec une plus faible intensité. Le niveau moyen de l'eau continuera donc de baisser dans le second secteur alors qu'il remontera dans le premier. Cette variation parallèlement à la côte de la hauteur moyenne du plan d'eau est suffisante

pour créer et forcer les courants d'alimentation du courant sagittal en haut de plage [*Castelle and Bonneton*, 2006]. Enfin, la force de vortex est presque nulle partout exceptée aux bord des barres, où elle semble accentuer les circulations (Figure III.33c). Nos résultats concordent ainsi avec ceux de *Bruneau et al.* [2011] adaptés au cas de la plage de Biscarosse. et nous obtenons des courants orientés vers la plage au dessus des barres, et vers le large dans les chenaux.

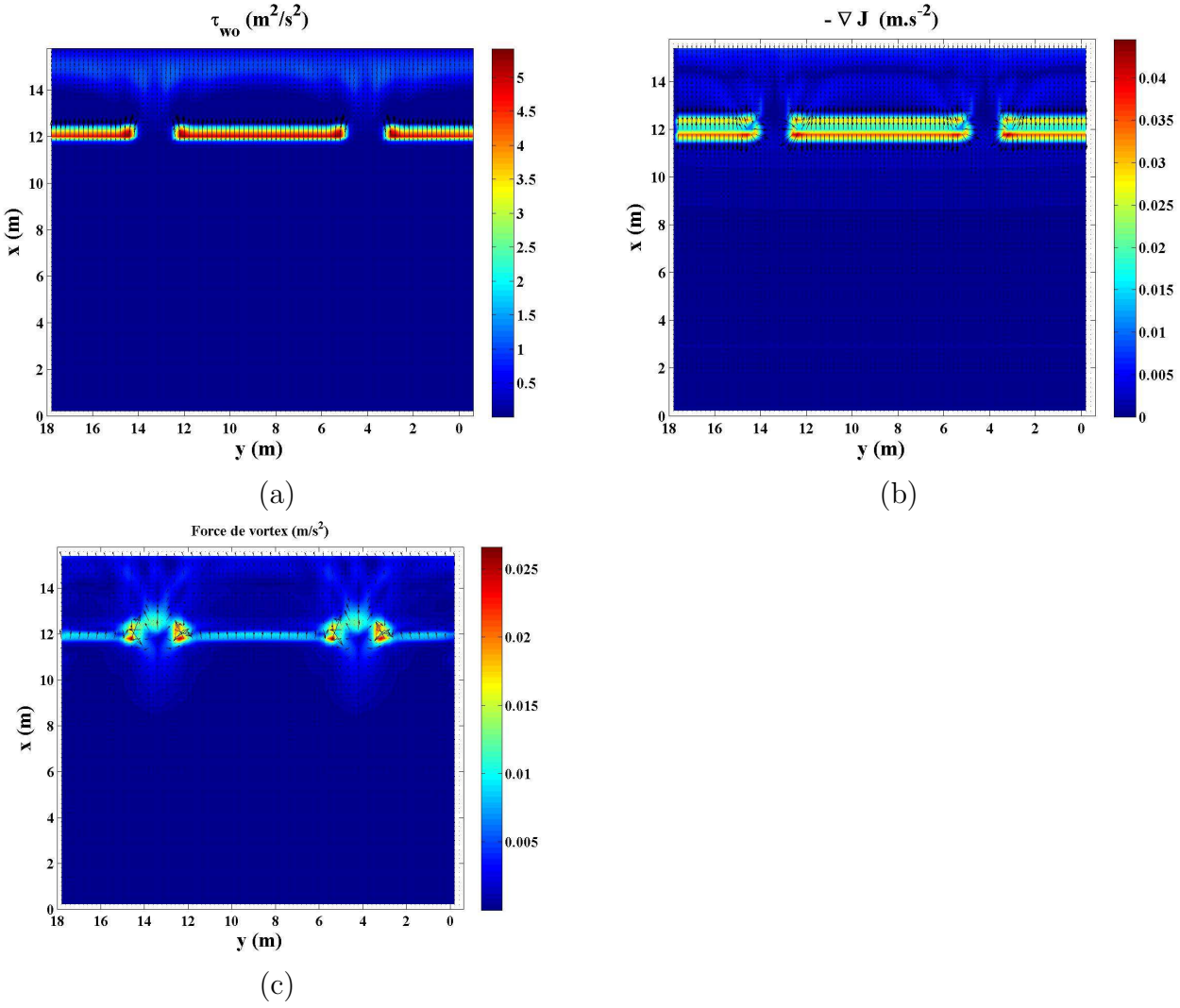


Fig. III.33 – Vecteur de dissipation surfacique $\vec{\tau_{wo}}$ (a), force liée à la modulation de la pression induite par la houle $-\nabla J$ (b) et force barotrope de vortex (c)

III.3.3 Prise en compte des rouleaux de déferlement

On teste ici aussi l'effet de la prise en compte des rouleaux de déferlement. Les rouleaux n'agissent pas de la même façon suivant que l'on se situe au niveau d'un chenal ou au niveau d'une barre. Dans un chenal, ils agissent comme pour une plage plane classique : le taux de dissipation des vagues (vague+rouleau) est augmenté, et son maximum est légèrement décalé vers la côte (Figure III.34) et cette tendance est favorisée avec l'augmentation du paramètre α_r. Au niveau d'une barre, le taux de dissipation est réduit d'un tiers sur la barre, mais il est devient non nul derrière la barre, et plus fort près de la côte.

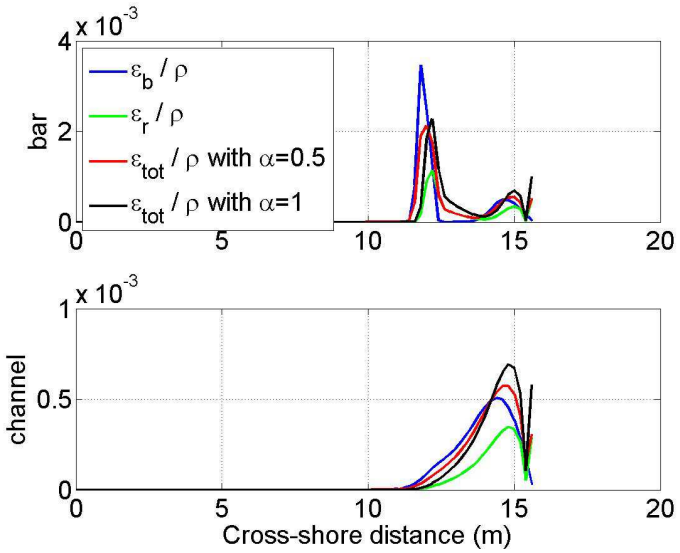


Fig. III.34 – Modification du taux de dissipation des vagues lié au déferlement par l'ajout de l'effet des rouleaux au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas)

Au niveau de la surface libre, cela se traduit par une augmentation de 5 mm du niveau d'eau à la côte, mais d'une légère diminution (1 mm) sur la barre (Figure III.35). Et au niveau des courants, on obtient une dérive littorale plus proche de la côte et légèrement plus forte (Figure III.16).

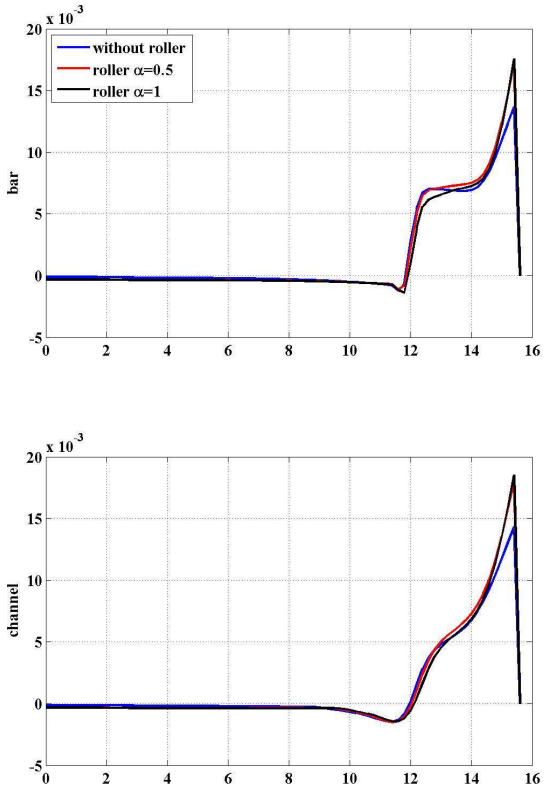
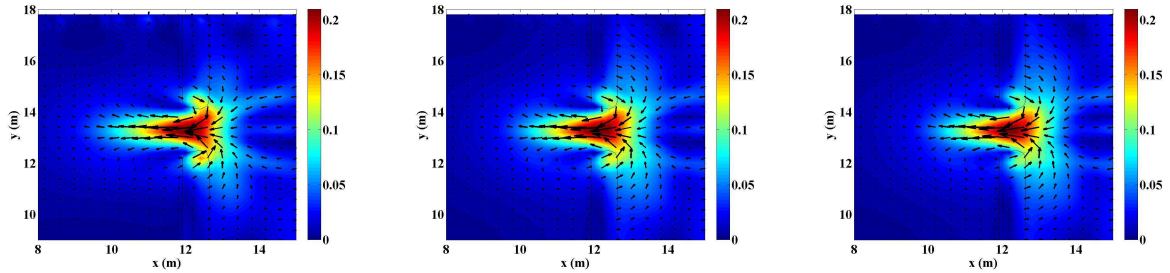


Fig. III.35 – Comparaison de l'élévation de la surface libre suivant une direction cross-shore sans (bleu) et avec les rouleaux (avec $\alpha = 0.5$ en rouge et $\alpha = 1$ en noir) au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas)



(a) (b) (c)

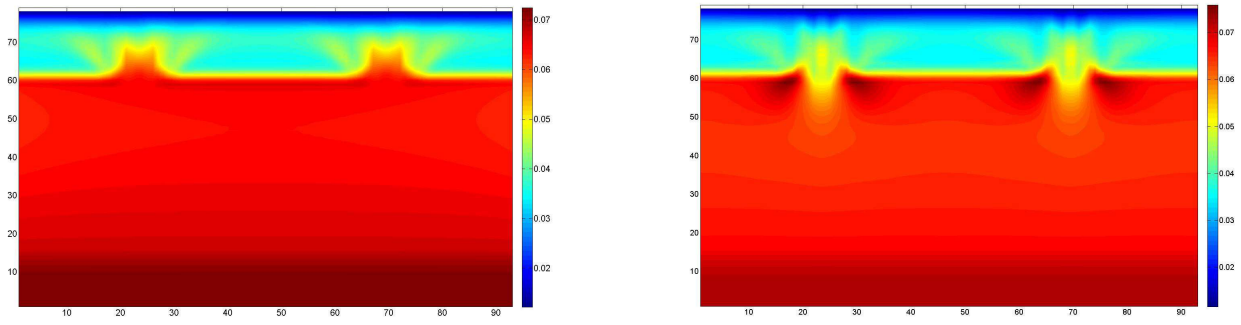
Fig. III.36 – Comparaison des courants barotropes (en m.s^{-1}) lorsque la prise en compte du roller a été exclue (a), ajoutée avec α=0.5 (b) et α=1 (c)

III.3.4 Effet du courant sur les vagues

Les courants sagittaux sont des courants extrêmement violents se dirigeant vers le large, et par conséquent dans une direction contraire à la direction de propagation des vagues. Nul doute que ceci a des répercussions sur le comportement des vagues qui sont alors stoppées. Les observations en laboratoire de *Haas et al.* [2003] révèlent ainsi que le courant ralentit

les vagues à proximité immédiate du chenal, entraînant une réfraction des vagues de telle sorte que les rayons des vagues s'orientent vers le centre du chenal. Dans cette section, l'influence du courant sur le modèle de vagues a été prise en compte, afin d'évaluer les répercussions sur le comportement de la circulation. Une seule rétroaction a été effectuée. Ainsi, une fois la simulation de référence présentée ci-dessus devenue stationnaire, nous avons à nouveau modélisé l'évolution des vagues, en lui incorporant à cette étape le champ de courant.

Le champ de vague obtenu est identique au précédent (Figure III.37), excepté toutefois à proximité des chenaux. En présence du courant d'arrachement, les vagues diminuent progressivement beaucoup plus tôt avant les barres (Figure III.38) sans toutefois déferler (Figure III.39). Auparavant, les vagues commencaient à briser en x =11 m, à présent le déferlement a lieu 2 m plus loin (puisque les vagues sont moins hautes, le critère de déferlement n'est atteint que plus tard). *Haas et al.* [2003] notaient dans leur cas que les hauteurs des vagues diminuaient également plus tôt devant les chenaux, mais qu'une levée était observée avec cette décroissance. Dans les deux cas, les vagues avaient alors un comportement beaucoup plus uniforme dans la direction longshore. L'ajout du courant a eu pour effet de diminuer le flux de moment des vagues par déferlement vers le courant au niveau du chenal, et de le rendre plus homogène dans la direction longshore (Figure III.39).



(a) (b)

Fig. III.37 – Comparaison de la hauteur significative des vagues (en m) avec (b) ou sans (a) l'effet des courants sur les vagues

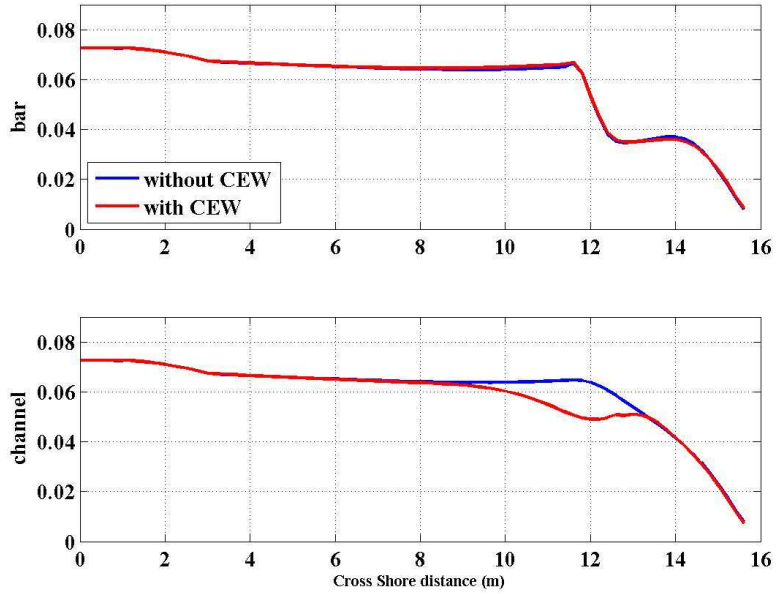


Fig. III.38 – Comparaison de la hauteur significative des vagues (en m) au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas) avec ou sans CEW (Effet des courants sur les vagues)

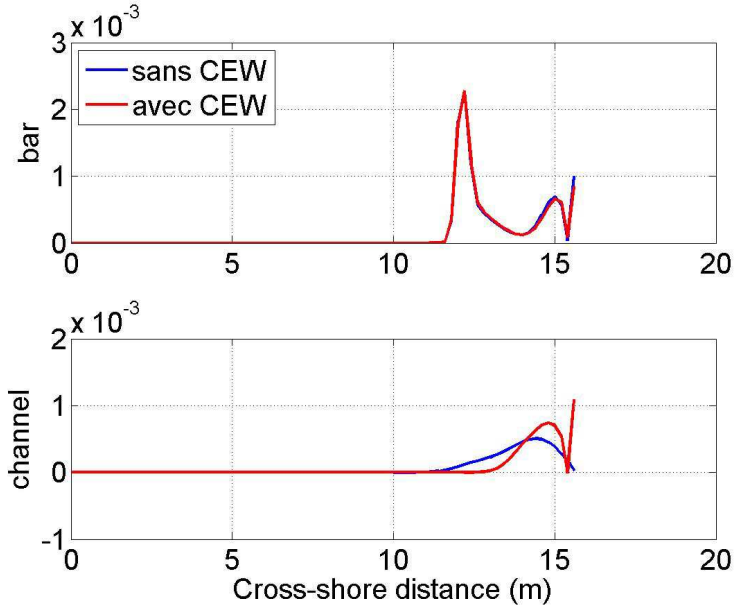


Fig. III.39 – Modification du taux de dissipation des vagues (en $m^3.s^{-3}$) lié au déferlement par l'ajout des effets des courants sur les vagues (CEW), au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas)

Leur hauteur diminuant plus tôt, les vagues sont alors à l'origine d'un setup plus fort au niveau du chenal (Figure III.40) réduisant le gradient de pression longshore.

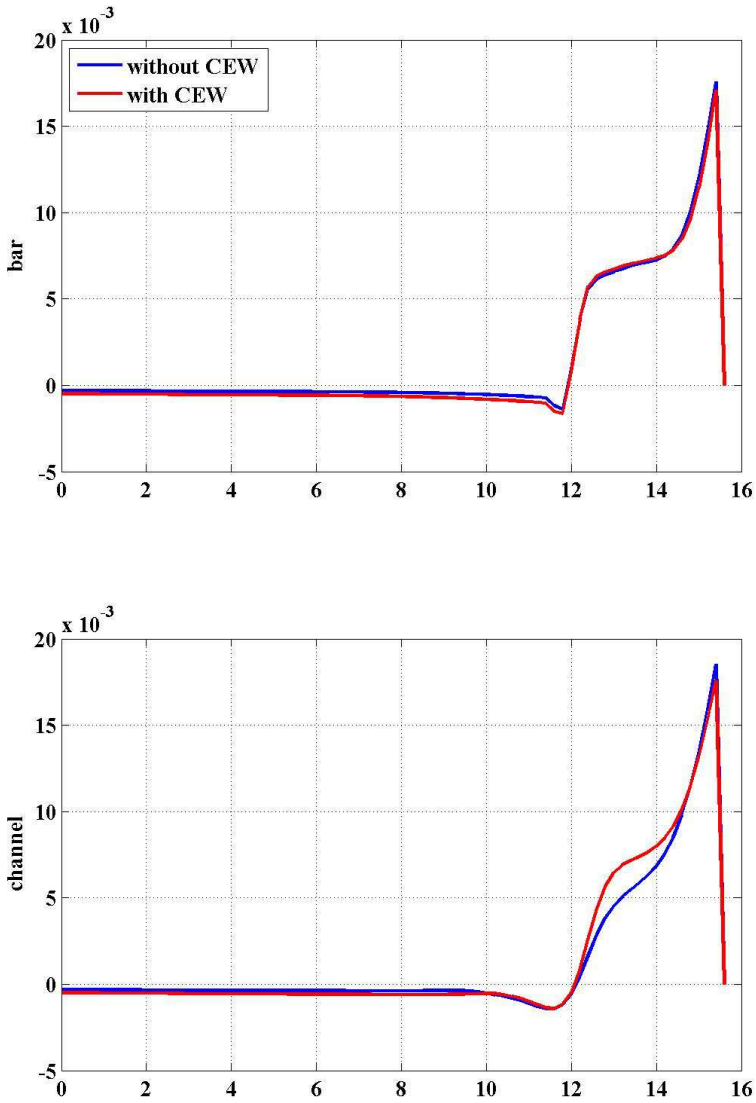


Fig. III.40 – Comparaison de l'élévation de la surface libre (en m) suivant une direction cross-shore avec ou sans CEW (Effet des courants sur les vagues) au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas)

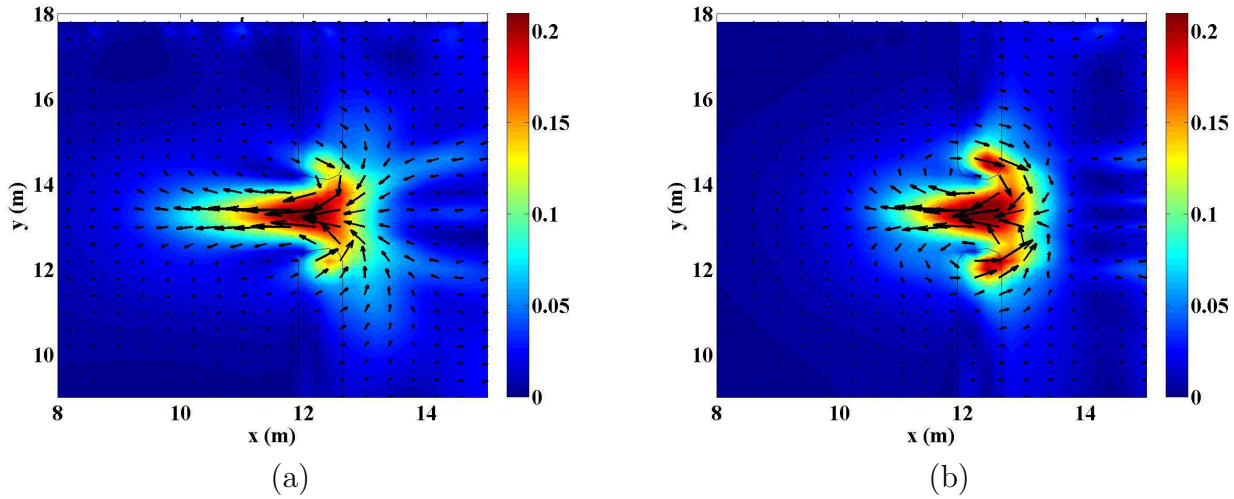


Fig. III.41 – Comparaison des courants barotropes (en m.s^{-1}) avec (b) ou sans (a) l'effet des courants sur les vagues

Ces deux modifications entraînent un changement des courants d'arrachement qui s'étirent alors moins vers le large qu'auparavant (Figure III.41). *Bruneau* [2009] observait également un net écrasement vers le large et un élargissement du jet lorsque la rétroaction était prise en compte. Une étude plus approfondie sur les courants sagittaux nécessiterait d'effectuer d'autres rétroactions, afin de vérifier l'évolution du champ de vague et de courant. Cette première simulation nous incite cependant à penser que ces champs vont atteindre un état stationnaire au bout de quelques itérations, puisque l'effet des courants tend à diminuer les vagues qui diminuent également les courants et donc permettent aux vagues d'être plus fortes et donc de créer de plus forts courants d'arrachement, etc. Finalement, hormis une réduction de la longueur du courant d'arrachement, peu de changements ont été observés. Par la suite, nous négligerons la rétroaction du courant sur les vagues, d'autant que la plupart des zones étudiées ont des bathymétries plus lisses n'induisant pas de courant sagittal. Si dans le futur, les courants sagittaux nous intéressent, on a vu ici qu'il existe une technique simple consistant à faire tourner le modèle hydrodynamique avec le forçage des vagues pour en déduire des champs de courants que l'on peut redonner au modèle de vague pour obtenir un second champ de vague qui forcera le modèle hydrodynamique. Cette méthode dite « offline » à une seule itération, est une alternative à celle utilisant un coupleur de modèles. Cette seconde technique, dite « online », est actuellement en cours de développement à l'Ifremer et consiste à coupler à chaque itération (ou multiple), le modèle de vague WW3 au modèle de circulation MARS [*Bennis et al.*, 2011].

L'important dans ce cas test était de montrer que le modèle était à même de recréer les phénomènes de courants sagittaux. Nous avons montré ses performances sur un cas très simple, nous pouvons ainsi envisager des cas plus complexes et sereinement travailler sur des zones réalistes. Dans le Golfe du Lion qui est dans cette thèse notre champ d'action privilégié, les rivages propices à ce type de courant se trouve en Roussillon. Le chapitre V s'intéresse ainsi à la zone pré-littorale de la Têt, dont les plages à barres en croissant génèrent en cas de houle frontale des courants similaires à ceux présentés dans cette section.

III.4 Conclusions

Les cas tests ont ainsi montré que notre modèle reproduisait correctement les circulations 3D des zones littorales : la dérive longshore, le courant de retour au fond, ainsi que les courants sagittaux sur des bathymétries barre/chenal. Des tests de sensibilité sur la rugosité de fond, le mélange turbulent, l'ajout des rouleaux de déferlement, du forçage du courant sur les vagues ont permis d'identifier les paramètres qui influaient le plus sur nos résultats. Il a été ainsi montré que la rugosité de fond module l'intensité de la dérive, la prise en compte de l'influence des vagues dans le mélange turbulent augmente également l'intensité de la dérive et favorise l'homogénéisation du courant sur la verticale, les rouleaux de déferlement jouent un rôle d'effet tampon dans le transfert d'énergie des vagues vers les courants, ayant pour conséquence un décalage vers la côte de la dérive littorale et dans les systèmes barre/chenal, le courant rend plus homogène les caractéristiques des vagues dans la direction longshore, ce qui entraîne une diminution de l'intensité du courant d'arrachement. L'importance du mélange vertical a ainsi été soulignée dans la distribution verticale du courant et il apparaît maintenant nécessaire de réaliser des simulations sur des zones réalistes plus étendues et les comparer à des mesures in-situ non seulement pour démontrer la validité de notre modèle mais aussi pour calibrer certains paramètres dont ceux relatifs au mélange. Ceci est l'objet des chapitres suivants.

Chapitre IV

Tempêtes dans le Golfe d'Aigues-Mortes de 2007 à 2009

Comme nous l'avons rappelé dans l'introduction, le Golfe d'Aigues-Mortes est menacé par plusieurs aléas. Afin de mieux maîtriser les risques induits, il est apparu essentiel d'avoir une meilleure connaissance des phénomènes hydrodynamiques et de transport sédimentaire dans cette zone pendant les périodes de tempête, qui sont souvent associées à de grands changements morphodynamiques.

Denamiel [2006]; *Leredde et al.* [2007] ont été les premières études à se consacrer spécialement à cette zone. En effet, à part quelques études dans le Golfe de Fos [*Ulses*, 2005], sur la côte du Roussillon [*Lamy et al.*, 1981] et la baie de Banyuls [*Guizien et al.*, 2006], la plupart des recherches étaient centrées sur la totalité du Golfe du Lion afin d'étudier par exemple les variations du Courant Nord au large de Marseille [*Conan and Millot*, 1995], le transport sédimentaire sur le talus ou dans les canyons [*Durrieu de Madron et al.*, 1999; *Monaco et al.*, 1990] ou la formation d'eaux denses [*Dufau-Julliand*, 2004]. Sur des régions plus littorales, plusieurs campagnes des mesures accompagnées de modélisation numérique, ont eu lieu pour comprendre la morphodynamique des plages. Par exemple, la plage de Sète a fait l'objet de nombreuses études hydrodynamiques et morphodynamiques [*Tessier et al.*, 2000; *Meulé et al.*, 2001; *Certain*, 2002; *Certain and Barusseau*, 2005].
Denamiel [2006]; *Leredde et al.* [2007] sont les premiers à se consacrer à la zone prélittorale du GAM. *Leredde et al.* [2007] ont dans un premier temps validé le modèle SYMPHONIE sur cette zone, grâce aux trois campagnes en mer HYGAM05. L'hydrodynamique s'est alors révélée influencée par les conditions de vent (Tramontane (vent de Nord-Ouest) sur la partie Ouest du domaine, et Mistral (vent de Nord-Est) sur la partie Est), pendant les deux premières campagnes HYGAM. Pendant la troisième campagne, un vent de Mer accompagné d'une petite houle étaient présents. *Denamiel* [2006] a ainsi montré grâce à une simulation des courants forçée par le modèle de houle REF/DIF pendant cette période et pour des tempêtes académiques de Sud et Sud-Est, que la circulation dans le domaine d'Aigues-Mortes était également influencée par la houle surtout pendant des périodes de tempêtes. Or c'est également pendant ces évènements extrêmes que les risques de submersion, de contamination et d'érosion sont les plus forts.

Dans ce chapitre relativement long que nous avons scindé en deux, nous nous proposons de caractériser la circulation dans le GAM pendant des tempêtes de 2007 à février 2009,

pendant lesquelles nous diposons de quelques mesures en points fixes pour certains de ces évènements.
Dans la première section de ce chapitre, nous décrirons la zone et nous mettrons au point une simulation de l'état de mer que nous confronterons aux mesures in-situ disponibles. Pour cela, nous étudierons plusieurs modèles de vagues et comparerons leurs performances. Dans la seconde section, nous regarderons de plus près les conditions météorologiques pendant la période 2007-février 2009 et nous étudierons trois tempêtes qui sont advenues pendant cette période. Cette étude a aussi pour objectif d'étendre la validité du modèle à des situations réalistes sur des zones littorales mais aussi côtières.

IV.1 Modélisation de l'Etat de mer

IV.1.1 Présentation du site

IV.1.1.1 Le site

Le Golfe d'Aigues-Mortes (GAM) se situe au Nord du Golfe du Lion, et est délimité par le Grau de Palavas-les-Flots à l'Ouest et Port Camargue, à l'Est (Figure IV.1b). Dans notre travail, elle a été élargie jusqu'au Cap d'Agde à l'Ouest et la Pointe de l'Espiguette à l'Est. Le Golfe du Lion (Figure IV.1a) peut être assimilé à une plateforme continentale, d'une largeur comprise entre 15 km (au Sud-Ouest et au Nord-Est du Golfe) et 65 km. La physiographie de cette plateforme est caractérisée par une pente très faible (0.15 à 0.5%), mais assez régulière et lisse entre la côte et l'isobathe de 90 m. La partie centrale de la plateforme représente une zone en replat entre 90 et 100 m de profondeur. Au-delà des 110 m, les pentes deviennent plus importantes, amorçant le talus sur lequel sont situées plusieurs têtes de canyon. Au niveau du Golfe d'Aigues-Mortes (Figure IV.1b), on remarque la présence de deux plateaux rocheux, celui de Frontignan et celui de Carnon. Le Golfe étant particulièrement ouvert sur l'extérieur, il est donc susceptible d'être influencé par la circulation générale du Golfe du Lion.

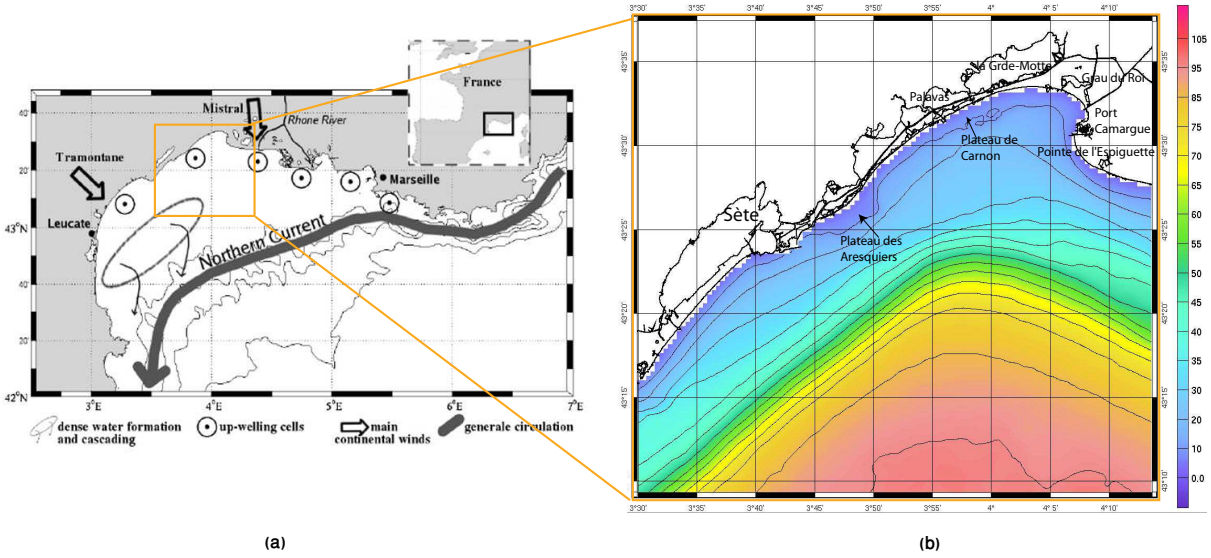


Fig. IV.1 – Circulation dans le Golfe du Lion (d'après *Millot* [1990], et adapté par *Dufois* [2008])(a) et Bathymétrie du Golfe d'Aigues-Mortes (b)

La côte du Languedoc-Roussillon est caractérisée par de forts vents réguliers de type Tramontane (Nord-Ouest) qui souffle entre les Pyrénées et le Massif Central et le Mistral (vent du Nord-est) venant de la vallée du Rhône entre le Massif Central et les Alpes. Ces vents très fréquents (environ 2/3 du temps), peuvent atteindre de grandes intensités (jusqu'à des rafales de 60 m.s^{-1}). Les vents de Sud Sud-Est adviennent plus rarement (moins de 12% du temps), mais sont généralement accompagnées de fortes houles (> 3 m) générées au large dans la même direction. Ils peuvent être particulièrement violents. Enfin, la côte languedocienne a un très faible marnage (30 cm) et hormis pendant les évènements de

tempêtes, les conditions de houles sont peu énergétiques (hauteur moyenne 80 cm).
Deux petits fleuves ont leur embouchures dans le GAM : le Lez et le Vidourle. Le Lez rejoint la Méditerranée au niveau de Palavas, et le Vidourle au niveau du Grau du Roi. Leurs débits peuvent atteindre respectivement 4.3 et 18.3 $m^3.s^{-1}$ lors des crues annuelles (moyenne réalisée entre les maxima des années 1969 à 2002 d'après la DIREN, 2002) et elles peuvent être pratiquement à sec pendant les périodes estivales. Les étangs palavasiens forment un complexe hydraulique alimenté par les bassins versants de la Mosson et du Vistre et reliés à la mer par des graus. Au total, graus et embouchures directes des fleuves fournissent de très faibles quantités hydriques toutefois susceptibles d'êtres contaminées par un bassin de population de 900 000 habitants (de Sète à Nîmes).

Dans le Golfe d'Aigues-Mortes, la circulation océanique côtière est principalement induite par les flux atmosphériques et plus particulièrement par les vents. Les campagnes HYGAM05 et les simulations numériques de *Denamiel* [2006]; *Leredde et al.* [2007] ont pu mettre en évidence que les côtes du GAM sont dans une configuration d'upwelling lorsque souffle les vents de Terre (Mistral et Tramontane). Lorsque ces deux vents soufflent respectivement à l'Est et à l'Ouest du GAM, une importante circulation océanique se met en place au Nord-Est et Nord-Ouest. Cette circulation est séparée en deux, elle tourne vers l'Ouest et le Sud-Ouest dans la partie Ouest du GAM, et vers l'Est dans la partie Est. Lors que seulement un vent de secteur nord est présent, un fort courant côtier vers le Sud accompagné d'un downwelling est généré. Enfin, quand le vent est un vent de mer, un jet côtier orienté vers le Sud-Ouest se développe dans toute la partie Nord du GAM.

Par ailleurs, des courants extérieurs influencent la circulation dans le GAM. Le courant Liguro-Provençal ou Courant Nord Mediterranéen (CNM), longe les côtes de Provence pour suivre le talus du Golfe du Lion (Figure IV.1a), au large du plateau continental et rejoindre la mer Catalane, s'écoulant de l'Est vers l'Ouest avec des intensités de l'ordre de $0.5 \mathrm{m.s}^{-1}$. Ce courant résulte de l'équilibre géostrophique (résultat de l'équilibre entre force de pression et force de Coriolis). Il s'introduit parfois dans la zone centrale du GAM [*Petrenko et al.*, 2005; *Leredde et al.*, 2007], à cause du pompage de l'eau généré par la boucle de circulation anticyclonique à l'Est et cyclonique à l'Ouest du Golfe du Lion [*Estournel et al.*, 2003]. Des intrusions à l'Est du plateau [*Gatti*, 2008] peuvent également influencer l'hydrologie du GAM.

IV.1.1.2 Mesures et instruments

Sur la période concernée, nous disposons de plusieurs instruments de mesures. Deux stations météorologiques de Météo-France à Sète et la Grande-Motte (Figure IV.2) fournissent les mesures du vent en intensité et direction toutes les heures, excepté entre le 7 septembre 2007 et le 10 janvier 2008 à Sète, période de maintenance de la station.

Deux bouées Datawell au large de Sète et de l'Espiguette sous 32 m de fond (3°39.55 E, 43°19.7 N pour Sète et 4°09.75 E, 43°24.66N pour l'Espiguette) fournissent des mesures de la hauteur, période et direction des vagues toutes les 30 minutes. Les mesures sont accessibles en temps réel sur le site Candhis du CETMEF (www.candhis.gouv.fr), et ont été fournies ici par la DRE du Languedoc-Roussillon. La station de l'Espiguette est opérationnelle depuis le 11 août 2008, et celle de Sète a fournit des mesures entre le 1er février 2007 et le 29 mars 2007, le 12 juin et le 18 août 2007, puis à partir du 1er septembre 2008.
Pendant cette période, deux ADCP de fond ont été disposés dans les eaux du GAM. Le premier, la station BESSète (Bottom Experimental Station Sète) (Figure IV.3a) est une

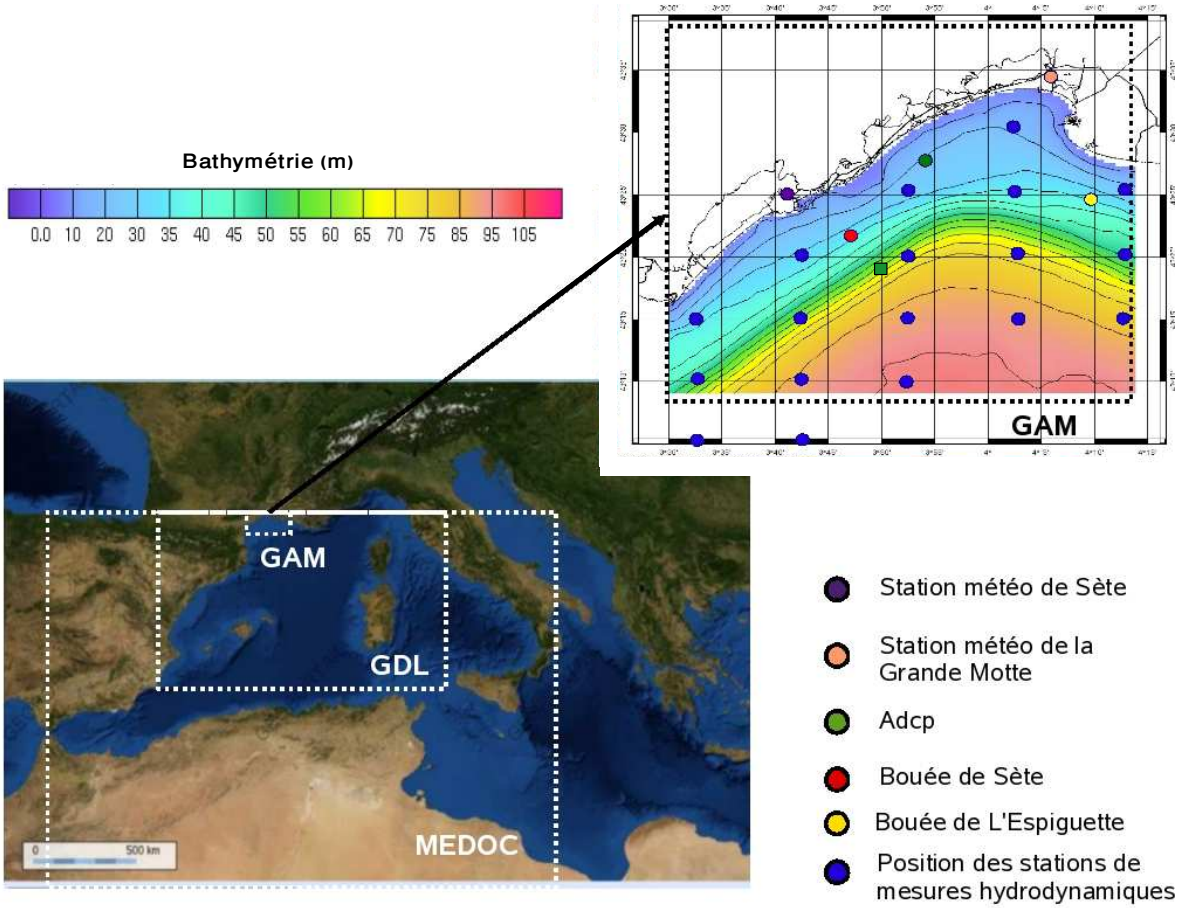


Fig. IV.2 – Le domaine grande emprise MEDOC, le domaine intermédiaire GDL et le domaine petite emprise GAM, ainsi que les lieux de l'ADCP, les bouées, les stations météo et les stations hydrodynamiques pendant la campagne HYGAM08

station automatique de mesure de courants et de houle implantée sous 65 m de bathymétrie au sud-est de Sète. Située à la position (3°50'E, 43°19'N), cette station était équipée d'un ADCP de fond (RDI 300 kHz) complété par un module de houle, un socle anti-chalutage et un système de largueur acoustique. L'ADCP était configuré pour mesurer les courants toutes les 30 minutes avec une résolution verticale de 2 m, et les caractéristiques de houle pour des « bursts » de 8 mn toutes les 3 heures. La qualité et l'intérêt des premières données acquises ont incité à reproduire l'opération. En 2008, cette aventure s'est terminée par la perte de la station, probablement chalutée vers le large. A l'automne 2008, du 25 août jusqu'au 14 novembre, une nouvelle station a été installée sous 20 m de fond, au large de Palavas, au niveau des parcs conchylicoles des Aresquiers avec la complicité des exploitants de ces parcs. Cette station a permis l'enregistrement des courants toutes les 20 minutes avec une résolution verticale de 0.25 m et les caractéristiques de houle toutes les heures avec des bursts de 12 mn à 2hz. Cette opération a aussi été répétée en 2010 et 2011 au large de Marseillan sous 25 m de fond. Cette station continuera à fonctionner dans les années à venir dans le cadre de l'OSU (Observatoire des Sciences de l'Univers) de Montpellier et de programmes nationaux

comme MerMeX.
Enfin, huit campagnes en mer ont été réalisées (campagne HYGAM07 et HYGAM08) : les 12-14 février 2007, les 2-3 mars 2007, les 25-27 mars 2007, les 16-17 octobre 2007, les 31-1er novembre 2007, les 29-31 août 2008, les 18-20 octobre 2008 et 10-12 novembre 2008 dans tout le Golfe d'Aigues-Mortes, à bord du Tethys II de l'INSU (Figure IV.3c). Le navire partait et revenait à Sète. Pour avoir une vision quasi-synoptique de la circulation, le Tethys II navigait dans le GAM aussi vite que possible mais avec une vitesse maximale de 8 noeuds, la qualité des mesures étant compromise à une vitesse supérieure. Des mesures continues du courant, des conditions météorologiques, de la température et de la salinité étaient opérées par un ADCP de type RD Instruments placé sur la coque du navire, un thermosalinographe de type Seabird et une station météorologique Batos. Des mesures CTD et des relevés granulométriques à la benne Ponar (Figure IV.3b) étaient également faits pendant la campagne à des stations définies (Figure IV.2).

(a) (b) (c)

Fig. IV.3 – Les différentes instruments et techniques de mesures en mer : pose d'un ADCP pour une période longue au fond de la mer (a), mesure granulométrique du fond via une benne Ponar (b) et navire Tethys II servant aux campagnes en mer (c)

Une première étape dans notre étude a consisté à choisir le modèle de vague et le valider sur une période où nous disposions de plusieurs mesures. Ainsi, nous avions choisi la période couverte par l'ADCP Bessète, où nous disposions de mesures de houle en trois endroits. A l'époque où cette étude a débuté, la version 4.04 du modèle WW3 n'était pas encore disponible. Nous avions, dans un premier temps, testé et comparé la version antérieure (2.22) de WW3 alors non adaptée à la zone littorale, avec le modèle SWAN. L'usage voulait que les modèles WAM ou WW3 soient utilisés à l'échelle globale et régionale, et que SWAN soit utilisé pour les grilles littorales. Ainsi, *Rusu and Soares* [2009] utilisent les modèles spectraux WAM et SWAN pour estimer la distribution spatiale de l'énergie des vagues sur les côtes portugaises. Le modèle WAM est alors implémenté sur toute la facade Nord Atlantique. Il génère un forçage à une première grille SWAN dont le domaine couvre tout l'ouest de la péninsule ibérique. Une seconde imbrication vers des échelles plus côtières est alors réalisée avec des grilles SWAN localisées sur trois régions portugaises avec des résolutions spatiales comprises entre 0.005°et 0.02°.

IV.1.2 Implémentation des modèles de vagues

Afin d'étudier le GAM à une résolution correcte, il a été nécessaire de créer un système d'emboitement, avec utilisation de plusieurs grilles (Figure IV.2, Tableau IV.2).

IV.1.2.1 Implémentation spatiale

Le domaine grande emprise du modèle de vague WW3 s'étend sur toute la Méditerranée Occidentale (**domaine MEDOC**) de 5.6°W à 16.3°E et de 31°N à 45°N, afin de simuler correctement les houles formées loin de notre zone d'étude, mais susceptibles de se propager dans le Golfe d'Aigues-Mortes. Sa résolution est 0.1° x 0.1° et son pas de temps de 10 min. La bathymétrie utilisée pour les différents domaines est issue de la bathymétrie Gebco008 complétée par une bathymétrie multi-faisceau Ifremer et sur le Golfe du Lion par la bathymétrie haute résolution (200 m) de *Berné et al.* [2002].

Le domaine de petite emprise englobant le GAM entre 3.3°E et 4.5°E, et 43.00°N et 43.70°N auquel nous souhaitons parvenir est d'une résolution de 0.01°x 0.01°. Ce domaine étant situé dans la zone pré-littorale, avec des profondeurs inférieures à 200 m, le modèle SWAN a été préféré à WW3 version 2.22 dans un premier temps, puisque ses spécifications lui permettent de correctement reproduire l'état de la mer en zone littorale. Comme recommandé dans la notice de SWAN [*Booij et al.*, 1999], la résolution spatiale et spectrale ne doit pas différer d'un facteur deux ou trois entre une simulation mère et une simulation fille. C'est pourquoi une grille intermédiaire a été créée.

La grille intermédiaire que nous appelerons **GDL** (Golfe du Lion) s'étend sur tout la Méditerannée Nord Occidentale de 0.392°W à 11.868°E et 38.417°N à 44.457°N, et une résolution de 0.02° x 0.02°. A cette échelle, *Ortiz-Royero and Mercado-Irizarry* [2008] montrent qu'en général WW3 produit de meilleurs résultats que SWAN à l'échelle océanique. En effet, la paramétrisation du forçage par le vent dans WW3 a une meilleure réponse aux changements rapides d'intensité du vent que les paramétrisations proposées dans SWAN. Ainsi, après une comparaison avec des données de bouée, *Ortiz-Royero and Mercado-Irizarry* [2008] mettent en exergue que, même si SWAN n'offre pas de mauvais résultats, WW3 est plus adapté à cette échelle. Le champs de houle intermédiaire dans notre étude est lui aussi modélisé par WW3. Le pas de temps utilisé est de 5 minutes.

Dans un premier temps, nous avons donc modélisé l'état de mer du MEDOC et du GDL par WW3 version 2.22, et la zone GAM par SWAN. Puis récemment dans une seconde partie, nous avons refait les simulations en utilisant WW3 version 4.04 pour les zones MEDOC, GDL et même GAM, dont on comparera les résultats à une simulation GAM faite par SWAN forcé par cette même version récente de WW3 (Table IV.1).

Tab. IV.1 – Caractéristiques des trois imbrications via WW3 2.22 ou 4.04, et SWAN. $\delta_{\lambda,\theta}$ est la résolution en longitude λ et latitude θ,$N\lambda$ et $N\theta$ sont le nombre de points en λ et θ, et δ t le pas de temps

Grille	Latitude	Longitude	$\delta_{\lambda,\theta}$	$N\lambda$	$N\theta$	δ t (min)
MEDOC (WW3)	31°N à 45°N	5.6°W à 16.3°E	0.1°	141	220	10
GDL (WW3)	38.417°N à 44.457°N	0.392°W à 11.868°E	0.02°	302	613	5
GAM (SWAN)	43.00°N et 43.70°N	3.3°E et 4.5°E	0.01°	70	120	3
GAM (WW3)	43.00°N et 43.70°N	3.3°E et 4.5°E	0.01°	70	120	2.5

IV.1.2.2 Paramétrisation des modèles

WW3 a les mêmes paramètres sur les deux simulations (MEDOC et GDL) : un pas directionnel de 15°, sa grille de fréquence démarre à 0.05 Hz et utilise 30 fréquences f_n logarithmiquement espacées par la relation $f_{n+1} = 1.1 f_n$ entre 0.05 Hz et 0.8 Hz. Pour la grille GAM, la résolution directionnelle est de 3°. Les sorties de WW3 sont produites toutes les 3h. La simulation MEDOC produit un forçage grande échelle à la simulation GDL toutes les 3 heures. La simulation GDL produit un forçage pour la grille GAM toutes les heures.
Les spectres de SWAN sur la simulation GAM sont évalués sur 360° avec un pas directionnel de 10°. Trente fréquences décrivent l'intervalle [0.04, 0.5] Hz avec une distribution logarithmique, (périodes comprises entre 1 et 25 s). Avec l'implémentation de WW3 version 4.04, nous avons amélioré les pas fréquentiels de SWAN en utilisant 60 fréquences entre 0.04 et 1 Hz. Les interactions entre quadruplets et triplets ont été prises en compte. Le coefficient de déferlement bathymétrique a été considéré comme constant et initialement égal à 0.73. Des tests de sensibilité seront effectués afin d'affiner le calage du modèle avec les données. SWAN est un modèle qui propose beaucoup de paramétrisations, tellement qu'il est parfois difficile de s'y retrouver. Cependant, cela augmente sa flexibilité. Pour l'implémenter sur une zone, la façon la plus simple est en premier lieu d'utiliser le mode par défaut. Ne correspondant pas forcément aux zones considérées, une calibration par des tests de sensibilité sur certains paramètres notamment le coefficient de déferlement, les coefficients de friction de fond, la dissipation par moutonnement et la génération de vague par le vent, ont été alors nécessaires, calibration guidée par les données. Ainsi, la friction sur le fond a été paramétrée selon *Madsen et al.* [1988], avec une longueur de rugosité de fond égale à 0.001 m. La dissipation par moutonnement et le forçage par le vent sont paramétrés par la formulation de *Janssen* [1989, 1991]. Enfin, la diffraction est prise en compte. On produit des sorties toutes les heures, ou les 30 minutes selon les paramètres que l'on veut observer.
Pour cette étude comparative entre les différents modèles, la simulation MEDOC a tourné seulement du 1er août au 30 novembre 2008 (spin-up de 10 jours) et celle sur la grille GDL du 10 août au 15 novembre (spin-up de 5 jours). Dans la section IV.2, nous referons tourner les simulations sur les trois grilles de janvier 2007 jusqu'à fin février 2009, avec des spin-up respectivement de 10 et 5 jours pour les grilles MEDOC et GDL.

IV.1.3 Résultat du modèle de circulation atmosphérique

Les modèles WW3 et SWAN ont été forçés par les champs de vent provenant du modèle ALADIN (de 10 km de résolution), complété sur certaines zones par ARPEGE (de 15 km de résolution en France) de Météo-France. Les résultats sont interpolés sur les grilles des différents domaines, et fournies toutes les 3h.

Les champs de vent fournis par ALADIN sont comparés aux mesures des stations météorologiques. En effet, en ce qui concerne le plateau du Golfe du Lion, *Ardhuin et al.* [2007] montre que le modèle est performant. De plus, il assimile les mesures des observations disponibles (bouée LION de Météo-France et mesures altimétriques et des diffusiomètres). On désire donc ici évaluer ses performances dans la zone littorale et côtière du Golfe d'Aigues-Mortes. On effectue donc des sorties toutes les heures du vent à Sète et à la Grande-Motte. La figure IV.4 montre que les changements de direction et la variation d'intensité sont assez bien reproduits. Lors d'épisodes de Tramontane ou de Mistral, les intensités d'ALADIN sont légèrement sous-estimées, et elles le sont largement plus pendant les périodes

de tempêtes, de vent du Sud. Le modèle ALADIN donne des valeurs de vent identiques à Sète et la Grande-Motte en raison de sa discrétisation spatiale. Cependant, il est à noter que la station météo de Sète est assez mal positionnée sur les flancs du Mont St-Clair, qui agit comme abri ou comme accélérateur suivant les cas. *Dufau-Julliand* [2004]; *Ulses* [2005] ont également montré que le modèle sous-estimait l'intensité du vent sur l'ensemble du Golfe.

La simulation est évaluée à l'aide du coefficient de corrélation (COR), du biais (BIAS), de l'erreur quadratique moyenne (RMSE), de l'erreur quadratique moyenne relative (SI) et de l'index de Willmott définis en Annexe A. Les paramètres de vent évalués sont l'intensité et la direction. Les paramètres statistiques obtenus sont reportés dans le tableau IV.2. Nos résultats statistiques montrent que les valeurs ne sont pas si mauvaises, mais pas non plus parfaites surtout à la Grande-Motte. Le SI est notamment plus mauvais que celui obtenu pour les intensités par *Ardhuin et al.* [2007] (compris entre 0.22 et 0.47), confirmant que, plus on s'approche de la côte, moins les modèles sont exacts.

Ardhuin et al. [2007] explique que la résolution d'ALADIN est suffisante pour obtenir un champs de vent correct, mais que sa qualité est dégradée près des côtes surtout si celles-ci sont caractérisées par une orographie prononcée. Il serait également intéressant d'utiliser le modèle de 2.5 km de résolution, AROME (développé par Météo-France) ou bien le modèle CEPMMT (du Centre Européen pour les précisions météorologiques à moyen terme, ou ECMWF (www.ecmwf.int)) donnant de meilleurs résultats en Méditerranée à partir de 2006 (communication personnelle de Fabrice Ardhuin).

Tab. IV.2 – Comparaison statistique des intensités et directions du vent entre le modèle et les données

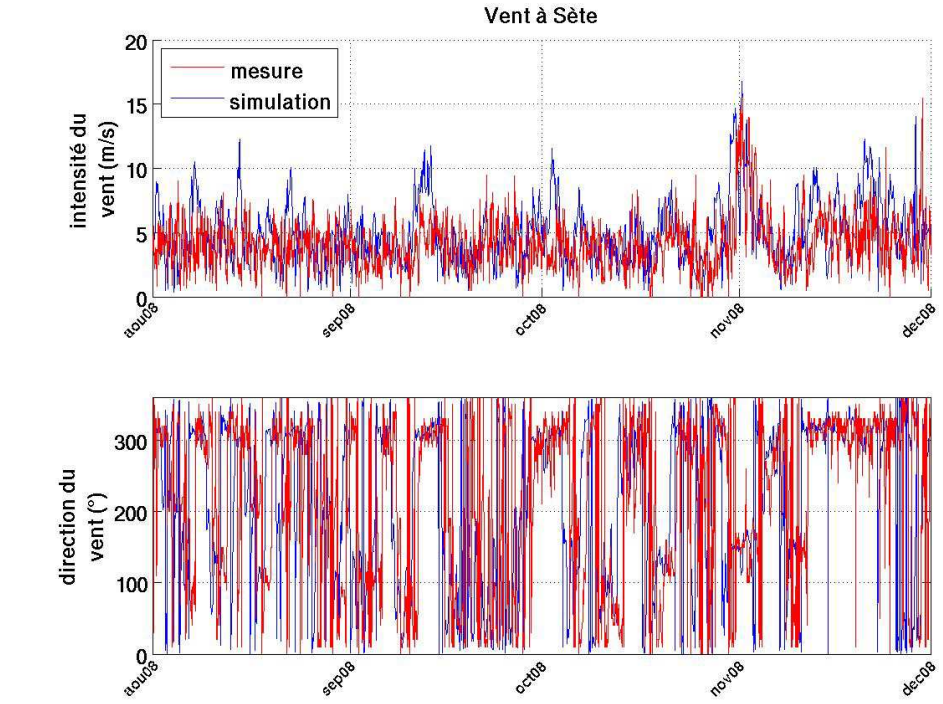
Lieu	Value	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	Intensité	0.3523	-0.1185	2.4605	0.5375	0.5977
Sète	Direction	0.6186	0.8195	-	-	-
La Grand Motte	Intensité	0.2668	-0.0051	2.6485	0.6257	0.5526
La Grand Motte	Direction	0.3414	1.0164	-	-	-

IV.1.4 Résultats des modèles de vagues

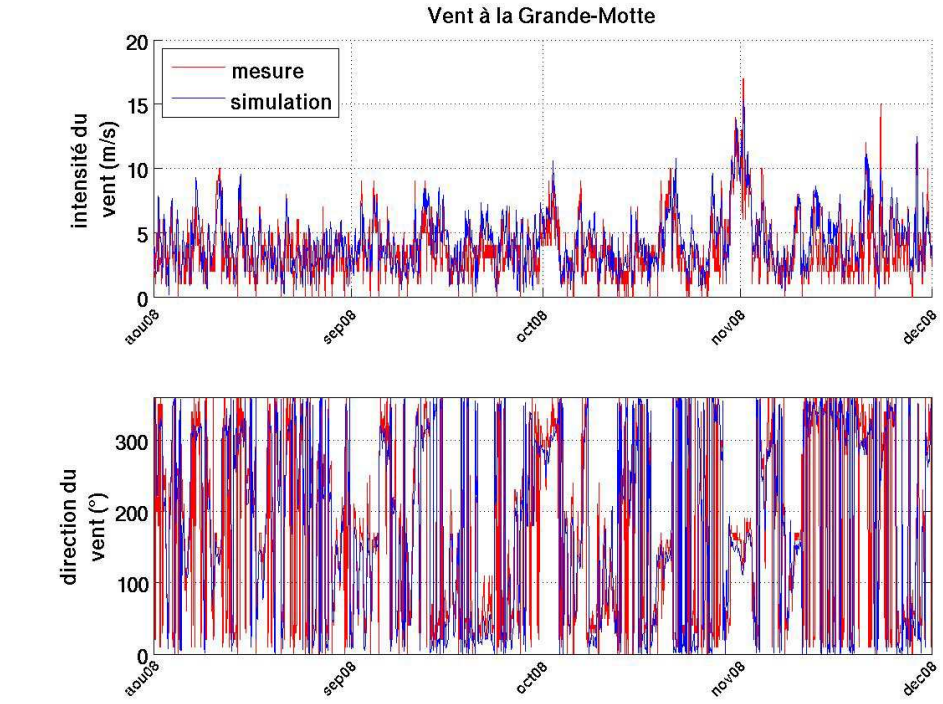
IV.1.4.1 Comparaison entre les résultats de WW3 2.22 et SWAN

Pour évaluer l'intérêt de l'utilisation SWAN à plus petite échelle, on représente les résultats et les paramètres statistiques dans le domaine GDL (0.02°) par WW3, et ceux du modèle plus fin GAM simulé par SWAN. Par la suite et jusqu'à la prochaine sous section, WW3 désigne WW3 version 2.22.

Pour valider notre modèle de vague, nous nous sommes aidés de données fournies par l'ADCP, et les deux bouées DATAWELL Sète et Espiguette. Les simulations sont évaluées à l'aide des paramètres statistiques, sur les caractéristiques de vagues suivantes : T_p la période du pic, H_s la hauteur significative et Dir la direction du pic.

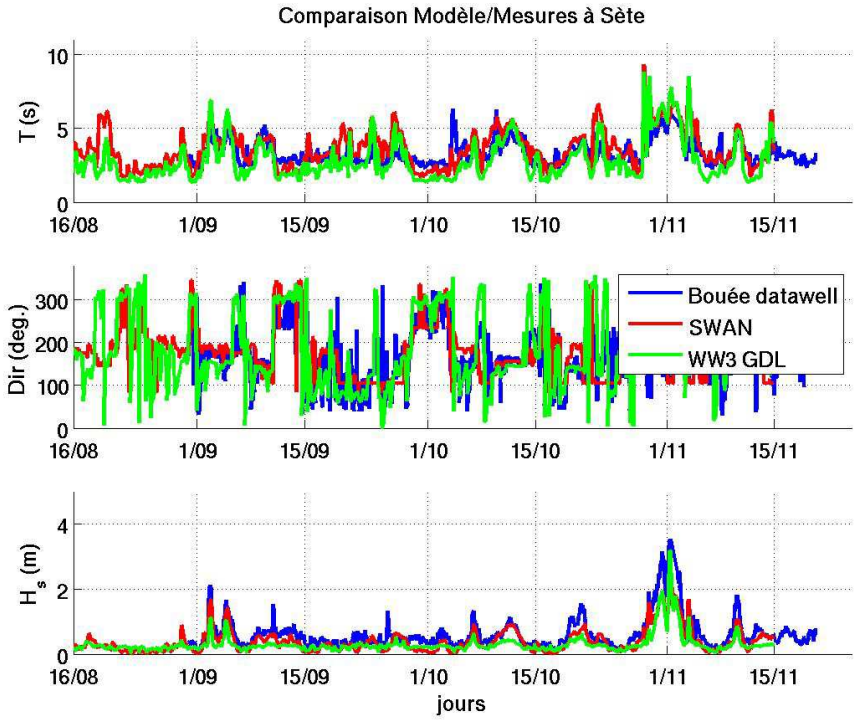


a

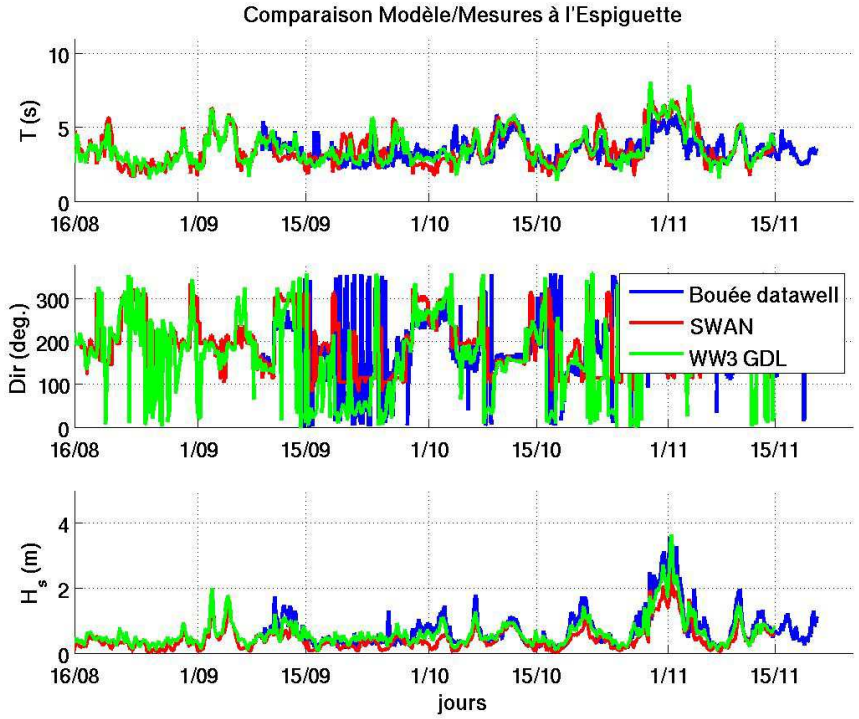


b

Fig. IV.4 – Comparaison de l'intensité et la direction du vent à Sète (a) et la Grande-Motte (b) entre le modèle et les données



a



b

Fig. IV.5 – Comparaison des paramètres de vagues à Sète (a) et l'Espiguette (b) entre les modèles WW3 2.22 sur la grille GDL, et SWAN sur la grille GAM, et les données

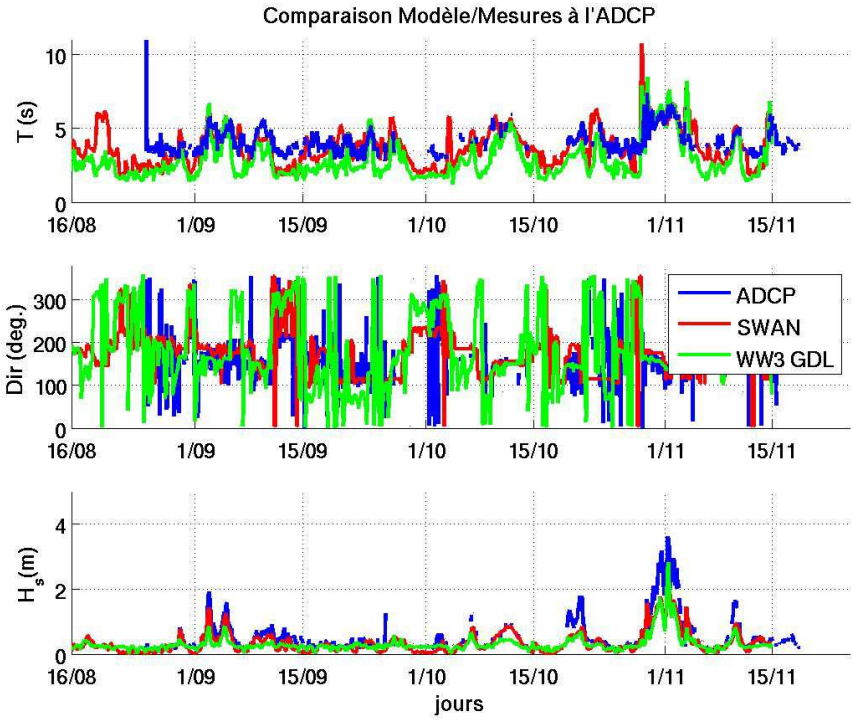


Fig. IV.6 – Comparaison des paramètres de vagues à l'ADCP entre les modèles et les données

Tab. IV.3 – Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 2.22 sur la grille GDL et les données

Lieu	VALUE	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	T_m	0.7572	-0.1208	1.0574	0.3072	0.7750
Sète	D_m	0.7062	1.0420	-	-	-
Sète	H_s	0.9067	-0.4906	0.4170	0.5076	0.7937
Espiguette	T_m	0.7323	0.0348	0.7716	0.3437	0.8336
Espiguette	D_m	0.4985	0.8578	-	-	-
Espiguette	H_s	0.9254	-0.0904	0.2333	0.7149	0.9497

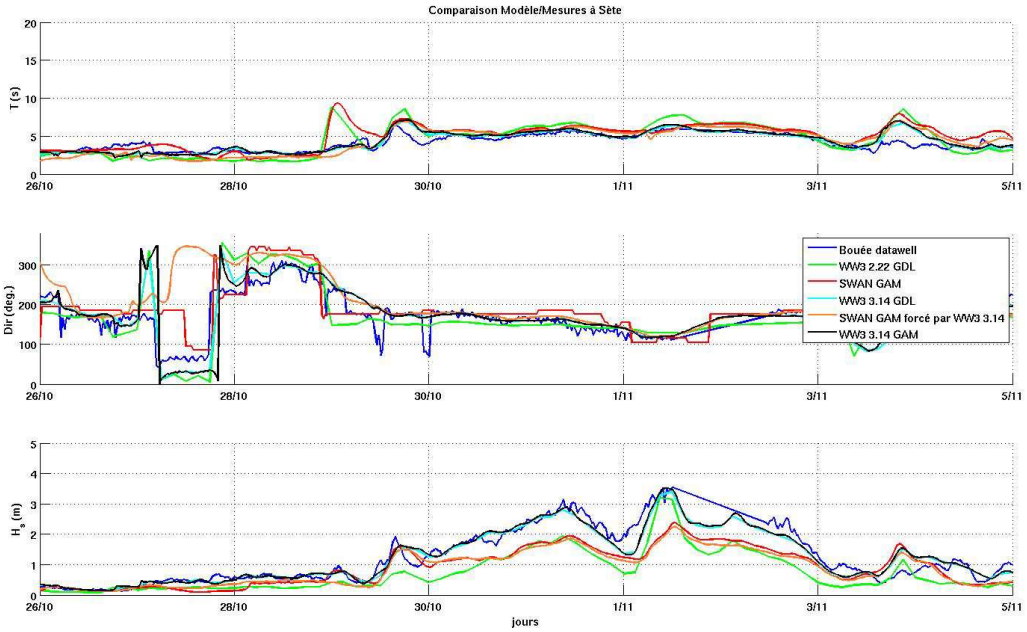
Tab. IV.4 – Comparaison statistique des paramètres de vague entre le modèle SWAN forcé par WW3 2.22, sur la grille GAM et les données

Lieu	VALUE	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	T_m	0.6756	0.1122	1.0220	0.2965	0.7544
Sète	D_p	0.6511	0.9399	-	-	-
Sète	H_s	0.8874	-0.3300	0.3324	0.4063	0.8711
Espiguette	T_m	0.6075	0.0493	0.9393	0.2634	0.7552
Espiguette	D_p	0.5012	0.8303	-	-	-
Espiguette	H_s	0.8854	-0.3509	0.3863	0.4190	0.8474

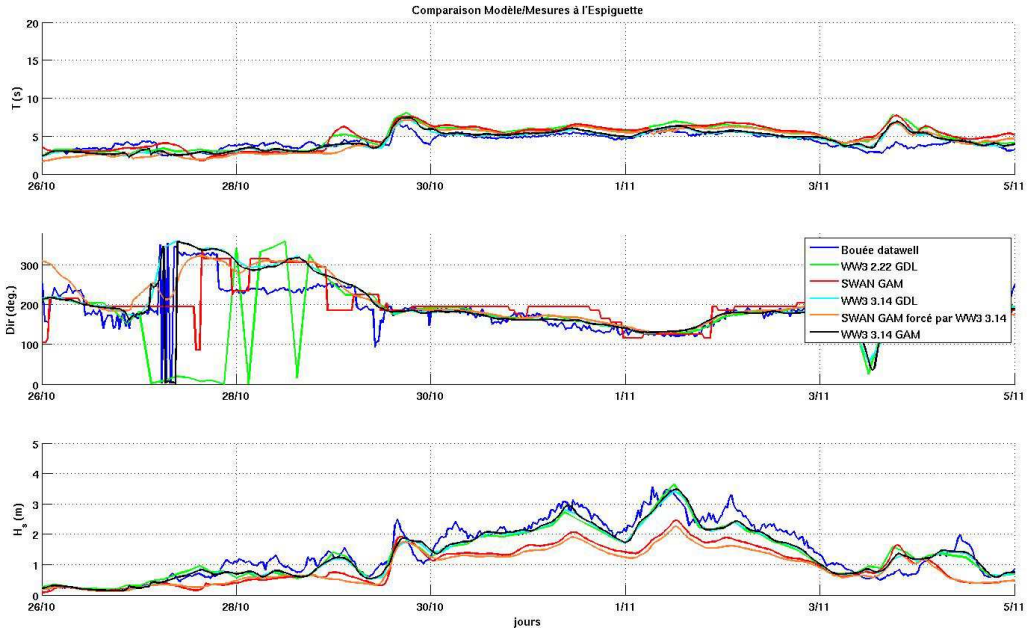
Les simulations sont évaluées à l'aide du coefficient de corrélation (COR), du biais (BIAS), de l'erreur quadratique moyenne (RMSE), de l'erreur quadratique moyenne relative (SI) et de l'index de Willmott définis en Annexe A. Les paramètres de vagues évalués sont les hauteurs significatives, les périodes de pic et les directions de pic. On constate qu'à Sète (Figures IV.5 et IV.6), les périodes, les directions et les hauteurs significatives lorsque l'on se trouve en période calme (hauteur significative comprise entre 0.5 et 2 m) fournies par les bouées sont plus proches des valeurs simulées par SWAN que par WW3. Cependant, WW3 est le seul modèle à reproduire correctement le pic de hauteur significative pendant la tempête du 1er novembre. Les périodes semblent légèrement sur estimées toutefois, et la hauteur significative est encore sous-estimée.
En terme statistique, les coefficients de corrélation sont meilleurs avec WW3 (Table IV.3), mais le biais est réduit par l'utilisation de SWAN (Table IV.4). A l'Espiguette et à l'ADCP, WW3 reproduit beaucoup mieux la hauteur significative que SWAN. Ces résultats montrent que WW3 est plus performant à l'échelle du GAM que le modèle SWAN, avec les paramétrisations choisies.

IV.1.4.2 Comparaison entre les résultats de WW3 4.04, sa version antérieure et SWAN

Si l'influence des vagues est pris en compte dans le modèle de circulation à une échelle côtière et régionale, certains termes comme la densité spectrale des flux énergétiques vagues vers océan $\vec{\tau_{wo}}$, et vent vers vagues $\vec{\tau_{aw}}$, les vitesses de Stokes, ... sont requis par le modèle de vagues (voir le chapitre II). Ces termes sont fournis par la nouvelle version 4.04 de WW3. Un autre avantage de cette version est qu'elle prend en compte des paramétrisations jusque dans la zone de surf, et donc il est possible de s'affranchir du modèle SWAN aux échelles littorales et pré-littorale. Nous allons donc vérifier cette assertion. On compare les résultats obtenus par les différents modèles en se concentrant sur la période de tempête (Figure IV.7 et IV.8).



a



b

Fig. IV.7 – Comparaison des paramètres de vagues à Sète (a) et l'Espiguette (b) entre les modèles WW3 2.22 et WW3 4.04 sur la grille GDL, et SWAN et WW3 4.04 sur la grille GAM, et les données, pendant la tempête du 1er novembre 2008

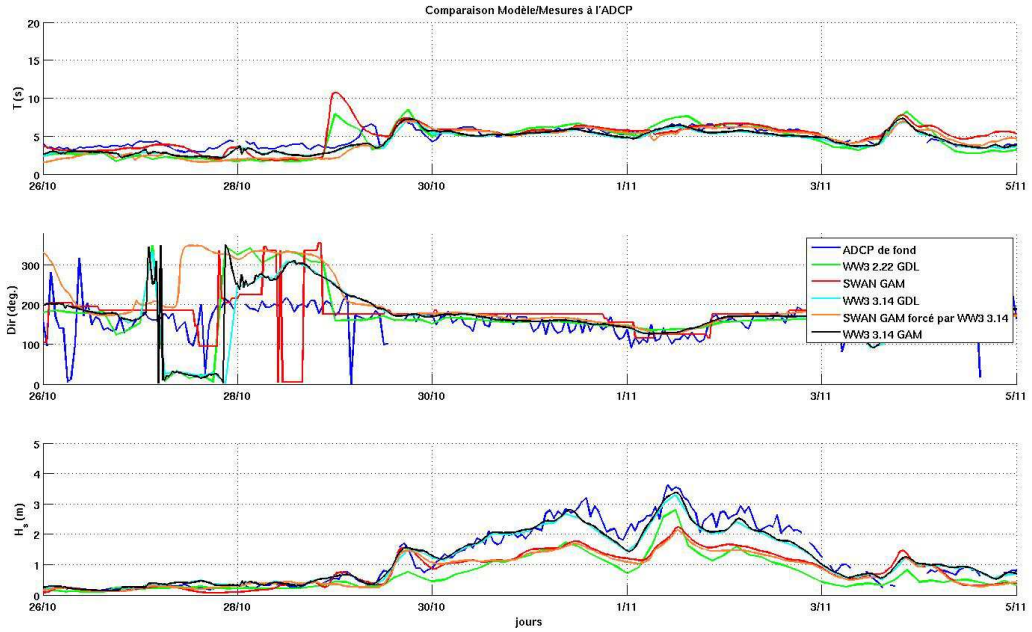


Fig. IV.8 – Comparaison des paramètres de vagues à l'adcp entre les modèles WW3 2.22 et WW3 4.04 sur la grille GDL, et SWAN et WW3 4.04 sur la grille GAM, et les données, pendant la tempête du 1er novembre 2008

Les résultats de WW3 4.04 GDL et GAM ainsi que ceux de SWAN forçé par WW3 4.04, sont très proches des données, et nettement meilleurs que les anciens modèles. Ils sont améliorés pour la direction. Concernant les hauteurs significatives, la simulation WW3 4.04 sur le GDL est déjà nettement meilleure que sa version précédente, ou que la version précédente de SWAN. Avec un coefficient de corrélation d'environ de 0.94 (Table IV.6), il s'agit de l'un des meilleurs résultats obtenus jusqu'à présent. En regardant les résultats obtenus par WW3 sur le domaine MEDOC (Table IV.5), on avait déjà de très bons résultats. Ainsi l'utilisation d'une dernière imbrication sur la zone du GAM permet de coller encore plus finement aux données et de passer à un coefficient de corrélation de 0.95 (Table IV.7).

Tab. IV.5 – Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 4.04 à 0.1° sur la grille MEDOC et les données

Lieu	VALUE	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	T_m	0.7526	-0.0471	0.6463	0.1877	0.8557
Sète	D_m	0.6972	0.9896	-	-	-
Sète	H_s	0.9270	-0.0620	0.2094	0.2549	0.9553
Espiguette	T_m	0.7397	-0.0634	0.6769	0.1896	0.8449
Espiguette	D_m	0.5153	0.8226	-	-	-
Espiguette	H_s	0.9333	-0.0690	0.2141	0.2317	0.9598

Tab. IV.6 – Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 4.04 à 0.02° sur la grille GDL et les données

Lieu	VALUE	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	T_m	0.7807	.0431	0.6419	0.1865	0.8686
Sète	D_m	0.7252	0.9689	-	-	-
Sète	H_s	0.9396	-0.0963	0.1959	0.2385	0.9625
Espiguette	T_m	0.7569	-0.0769	0.7117	0.1994	0.8446
Espiguette	D_m	0.5392	0.7862	-	-	-
Espiguette	H_s	0.9413	-0.1476	0.2244	0.2429	0.9561

Tab. IV.7 – Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 4.04 à 0.01° sur la grille GAM et les données

Lieu	VALUE	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	T_m	0.7827	-0.0464	0.6538	0.1897	0.8669
Sète	D_m	0.7260	0.9596	-	-	-
Sète	H_s	0.9414	-0.0928	0.1902	0.2324	0.9646
Espiguette	T_m	0.7817	-0.0763	0.6724	0.1886	0.8590
Espiguette	D_m	0.5705	0.7925	-	-	-
Espiguette	H_s	0.9484	-0.1442	0.2124	0.2304	0.9608

Il paraît alors opportun de juger l'utilité de faire des imbrications de domaines. La simulation sur la grille MEDOC fournissant des valeurs plus que correctes, avons-nous réellement besoin de simuler l'état de la mer sur les grilles GDL et GAM ? La figure IV.9 montre que ces imbrications permettent d'atteindre les zones très littorales, zones où l'influence de la houle est accrue, et donc à regarder attentivement. Il est donc vivement conseillé de faire l'effort de créer des sous-modèles. Une alternative possible est d'utiliser la version non-structurée (Unstructured grid ou UG) du modèle WW3 [*Ardhuin et al.*, 2009]. Cette version tout récente (version 4.04) permet de n'avoir qu'une seule grille de calcul avec une résolution de 2.5 km au large et 500 m à la côte. Ce genre de grille est déjà utilisé à l'IFREMER pour le calcul des prévisions marines du site Prévimer. Dans la chapitre consacré à la zone pré-littorale de la Têt (chapitre V), nous avons utilisé ce modèle UG, pour des raisons que nous expliquerons. Mais dans cette partie, nous nous sommes contentés de la version structurée, la version UG étant en cours de développement à l'époque de l'étude.

Enfin, bien que l'utilisation de WW3 soit nécessaire à l'échelle du GAM et que ses résultats satisfaisants permettent de s'affranchir d'utiliser SWAN, on compare les résultats de SWAN à ceux de WW3 à l'échelle du GAM. La grille GAM simulée par SWAN est alors forcée par le modèle WW3 4.04 GDL. Les figures IV.7 montrent que les hauteurs de houle sont largement sous-estimées et de même ordre de grandeur que l'ancienne simulation SWAN. Changer le modèle GDL ne semble pas trop influencer ces résultats. Les statistiques (tableau IV.8) sont, quant à elles, légèrement meilleures que celles de l'ancienne simulation SWAN, mais guère convaincantes au regard du tableau IV.7. Il n'est donc pas opportun d'utiliser SWAN sur la grille du GAM.

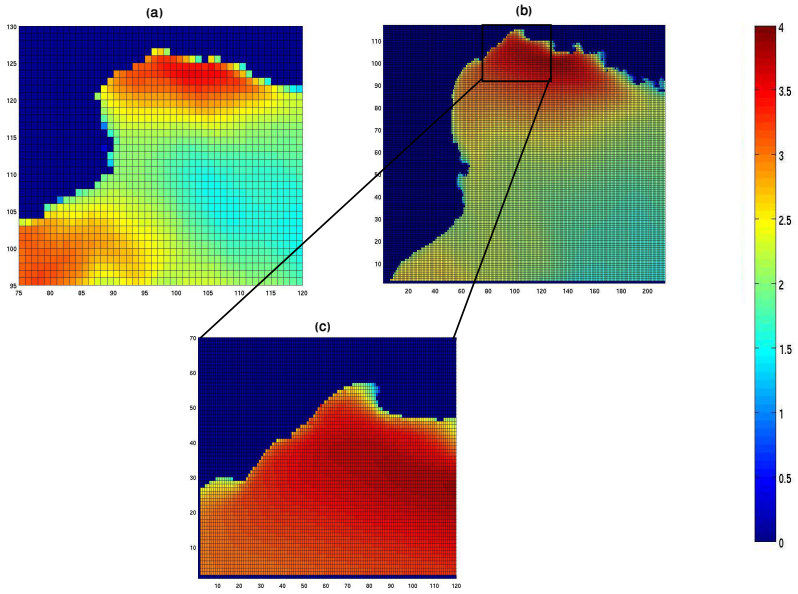


Fig. IV.9 – Comparaison de la hauteur significative de la houle (en m) simulée par WW3 dans le Golfe d'Aigues-Mortes, sur la grille MEDOC (a), la grille GDL (b) et la grille GAM (c), le 02/11/08 à 12h

Tab. IV.8 – Comparaison statistique des paramètres de vague entre le modèle SWAN forcé par WW3 4.04, sur la grille GAM et les données

Lieu	VALUE	COR	BIAS	RMSE	SI	Index de Willmott
Sète	T_m	0.7578	-0.1114	0.9227	0.2677	0.8011
Sète	D_p	0.5954	0.7722	-	-	-
Sète	H_s	0.9013	-0.3394	0.3426	0.4188	0.8523
Espiguette	T_m	0.7060	-0.1267	0.9297	0.2607	0.7803
Espiguette	D_p	0.5690	0.7367	-	-	-
Espiguette	H_s	0.8989	-0.3918	0.4116	0.4465	0.8201

IV.1.5 Conclusion

Cette partie avait pour ambition de choisir et valider le modèle de vague, grâce à des mesures in-situ. Nous avons ainsi testé les modèles SWAN, WW3-version2.22 et WW3-version4.04. Ce dernier modèle a montré sa performance de l'échelle régionale à l'échelle côtière. Par la suite, pour l'étude des tempêtes de 2007 à février 2009 dans le Golfe d'Aigues-Mortes, nous utiliserons à toutes les échelles le modèle WW3 version 4.04. A l'échelle littorale, nous évaluerons également ses performances lors de l'étude des tempêtes de décembre 2008 et février 2009 sur la plage de Sète (chapitre VI). Pour aller plus loin dans l'étude, il serait également intéressant de comparer les étalements directionnels des deux modèles. En effet, outre les différences dans les paramétrisations prises en compte, il y a aussi une différence dans la résolution numérique de l'équation de conservation de l'action : intégration implicite glo-

bale dans SWAN et intégration par séparation de modes avec schémas explicites dans WW3. Ainsi, il y a une diffusion numérique importante dans SWAN du fait de la renormalisation des valeurs négatives dans l'espace des directions.

IV.2 Hydrodynamique pendant les tempêtes de 2007 à 2009 dans le Golfe d'Aigues-Mortes : mesures et simulations

Dans cette seconde section, nous regardons les évènements qui sont advenus pendant la période 2007-février 2009. Par l'étude des mesures et simulations de vent et de vagues, nous analyserons les conditions météorologiques dans le Golfe d'Aigues-Mortes pendant ces deux années. Cela nous permettra de mettre en évidence la présence de plusieurs évènements extrêmes caractérisés par des vagues de Sud-Est de hauteurs significatives supérieures à 4 m et des vents de Sud-Est d'intensité supérieure à 15 $m.s^{-1}$. Nous étudierons la circulation pendant trois évènements choisis en fonction de la disponibilité de mesures. Cette étude sera aussi l'occasion d'étendre la validité du modèle à des situations réalistes sur des zones littorales et côtières.

IV.2.1 Conditions météorologiques

La figure IV.10 montre les séries temporelles des vitesses, périodes et directions du vent et des vagues entre 2007 et début 2009 à Sète. Ces séries temporelles sont composées des mesures de vague de la bouée Datawell située au large de Sète et de vent de la station Météo-France de Sète. Elles sont complétées par des simulations provenant du modèle atmosphérique Aladin de Météo-France, et du modèle de vague WW3 (validé sur la période août-novembre 2008) lorsque les bouées ou les stations météo ne fonctionnaient plus. Ces résultats permettent de faire des premières analyses statistiques. *Guizien* [2009] avait déjà effectué une analyse de l'état de mer au large de Banyuls et de Sète à partir de mesures entre juin 2002 et 2005 à la bouée de Banyuls et octobre 1988 et janvier 2001 à Sète. Nous nous proposons ici de reprendre cette analyse sur la période 2007-2009 à partir des résultats simulés à Sète et à l'Espiguette.

IV.2.1.1 Statistiques du vent dans le Golfe d'Aigues-Mortes et relation avec l'état de mer

Le vent est, dans la majeure partie du temps, un vent de Nord-Ouest (Tramontane) ou Nord-Est (Mistral), avec des intensités comprises entre 0 et 10 $m.s^{-1}$. Les rares fois où il excède 12 $m.s^{-1}$, sa direction de provenance est le Sud-Est, et il est accompagné de hautes vagues (Figure IV.10). A Sète, le vent est majoritairement un vent de Tramontane (16% du vent provient du Nord-Ouest et 35 % du vent est compris entre le Ouest-Nord Ouest et le Nord-Ouest Nord), tandis qu'à la Grande Motte située plus à l'Est, le vent a une direction de provenance plus étalée comprise entre l'Ouest et le Nord-Est (Figure IV.11). Les rares fois où le vent excède 12 $m.s^{-1}$ (environ 10% du temps, avec un maximum aux deux stations autour de 22 $m.s^{-1}$), sa direction de provenance est le Sud-Est, et il est accompagné de hautes vagues (Figure IV.10). De plus, il est plus fréquent d'observer un vent d'Est à Sète qu'à la Grande-Motte.

Globalement, l'état de mer est peu énergétique, plus de 80% des vagues ont des hauteurs significatives inférieures à 2 m et ont une période inférieure à 6 s (Figure IV.14). Mais la

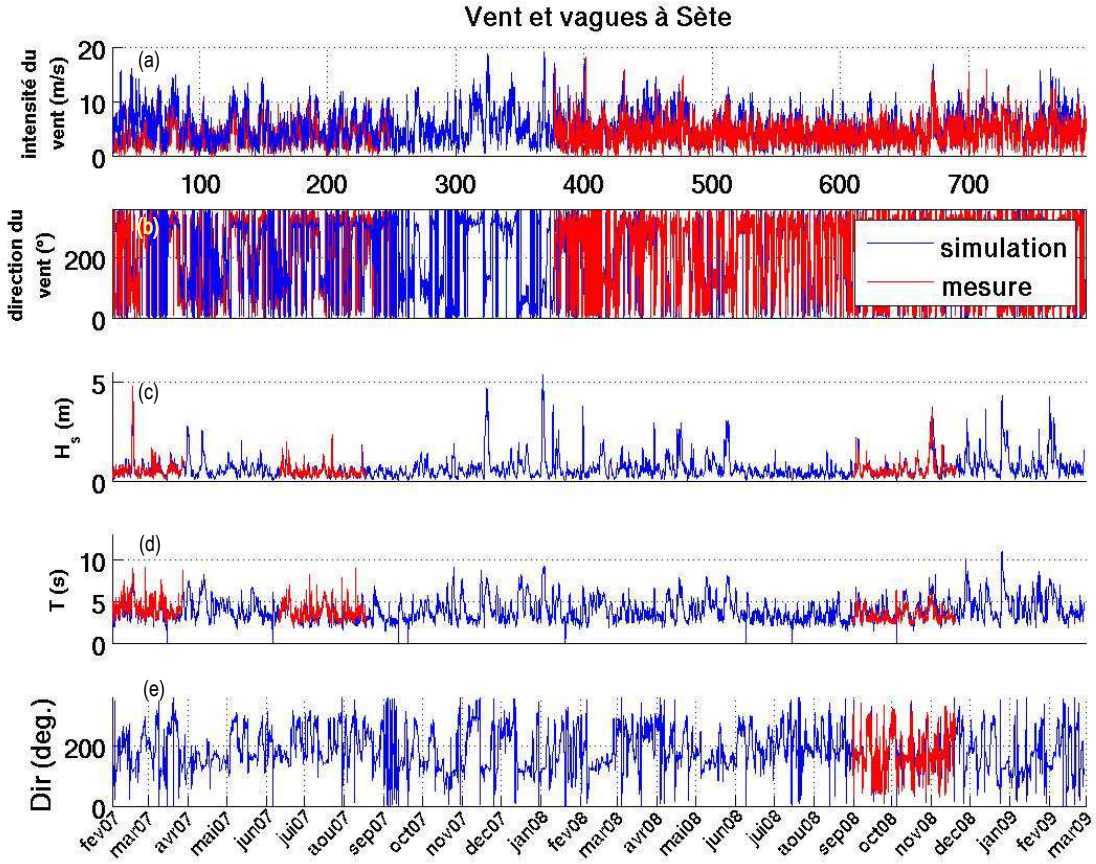


Fig. IV.10 – Vent et vagues à Sète entre 2007 et 2009 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) et simulées (bleu)

distribution n'est pas identique à Sète et à l'Espiguette. Les vagues à Sète proviennent essentiellement de la zone comprise entre l'Ouest et le Sud-Est et les vagues les plus hautes et les plus longues sont celles provenant du Sud-Est (Figures IV.12 et IV.13). A l'Espiguette, les vagues proviennent de l'Ouest au Sud-Est. La moyenne de la hauteur et période est légèrement plus forte à l'Espiguette qu'à Sète (0.7 m et 3.91 s contre 0.62 m et 3.87 s) (Tables IV.9 et IV.10). Les vagues de hauteur significative comprises entre 2 et 4 m sont plus fréquentes à l'Espiguette qu'à Sète. Mais à Sète, les vagues plus courtes et plus petites sont plus nombreuses, ainsi que celles supérieures à 6 m (Figure IV.14).

Les vagues d'Ouest sont plus fréquentes et plus hautes à l'Espiguette qu'à Sète. Ce sont des vagues courtes, et il est logique que la station de l'Espiguette situé à l'Est enregistre ces vagues contrairement à la station de Sète située à l'Ouest. On y observe également des vagues provenant du Nord. En effet, la station de l'Espiguette est placée au Sud du Golfe d'Aigues-Mortes, et le fetch pour former des vagues de Nord est plus grand que pour la bouée de Sète.

Ces figures montrent que la forte prédominance du vent local d'origine Nord-Ouest ou Nord-Est ne s'observe pas dans les secteurs d'origine des vagues. Le fetch est insuffisant pour un vent venant du Nord et les vagues créées sont trop faibles pour être correctement

observées. Seules les vagues de Sud-Est sont corrélées au vent de mer, plus violent, et dont le fetch est plus important. Les vagues de Sud-Est sont ainsi composées en partie de houles formées plus au large.
Ces résultats montrent que les vagues ne sont pas corrélées au vent local, hormis pour les vent de Sud-Est. Les périodes et hauteur des vagues sont le résultat de l'intensité du vent mais également du temps durant lequel et de la distance sur laquelle le vent souffle. La position géographique des bouées confine la formation des vagues de Nord qui ne peuvent s'être développées que sur 5 à 10 km, tandis que les vagues de Sud-Est ont pû se former sur plusieurs centaines de km, avec des transferts d'énergie s'opérant vers les basses fréquences.

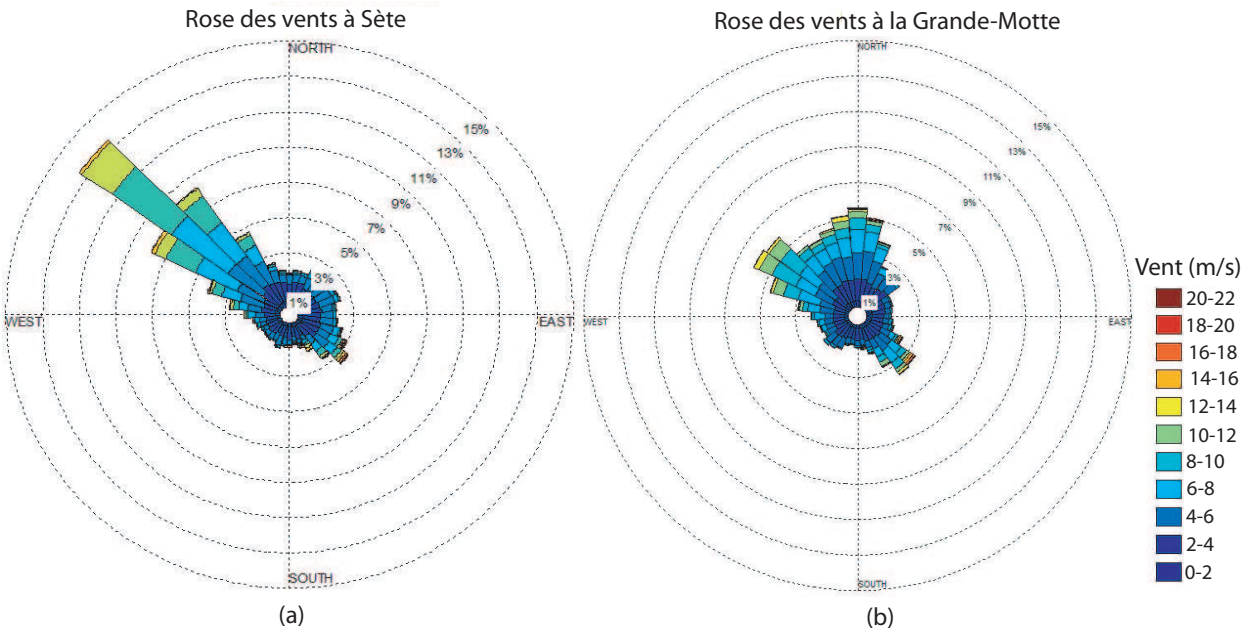


Fig. IV.11 – Rose du vent à Sète (a) et à la Grande-Motte (b) entre 2007 et 2009

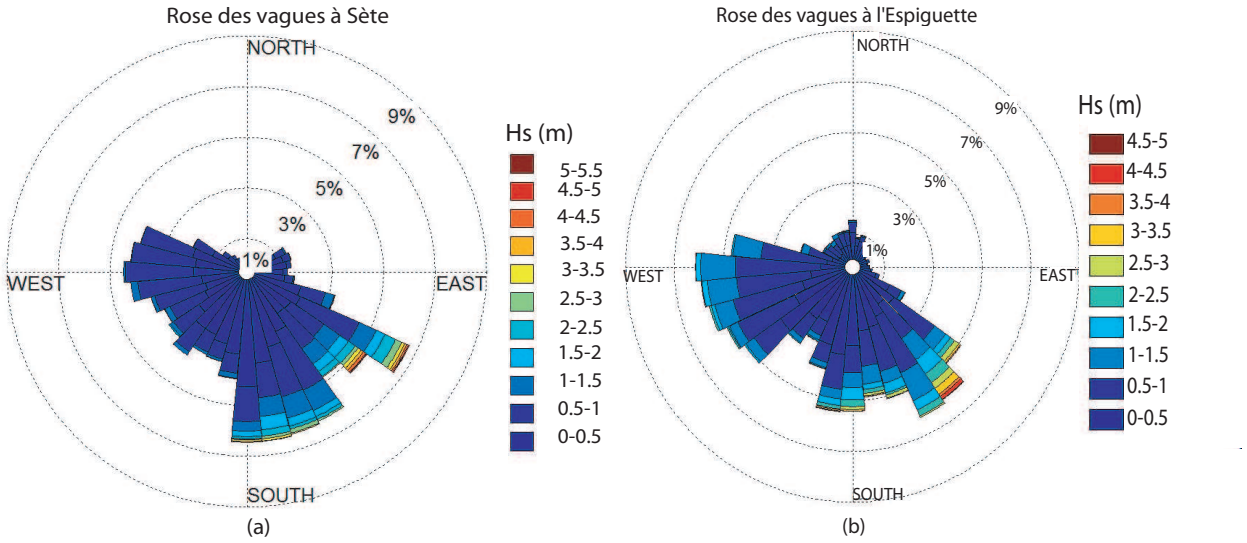


Fig. IV.12 – Rose des vagues pour la hauteur significative à Sète (a) et à l'Espiguette (b) entre 2007 et 2009

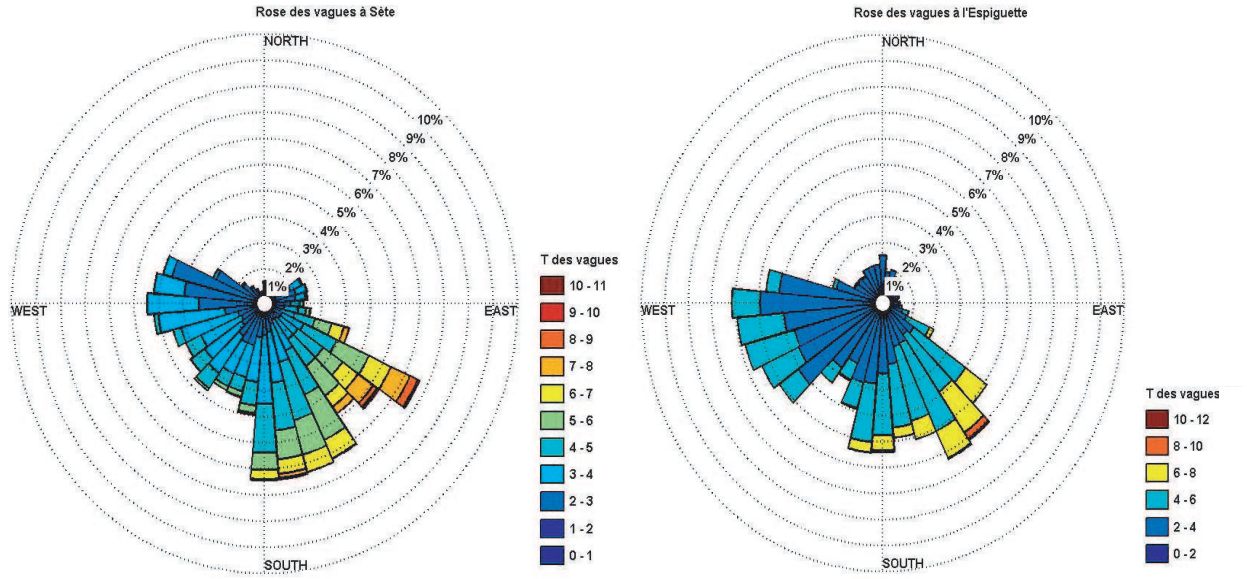


Fig. IV.13 – Rose des vagues pour la période de pic à Sète (a) et à l'Espiguette (b) entre 2007 et 2009

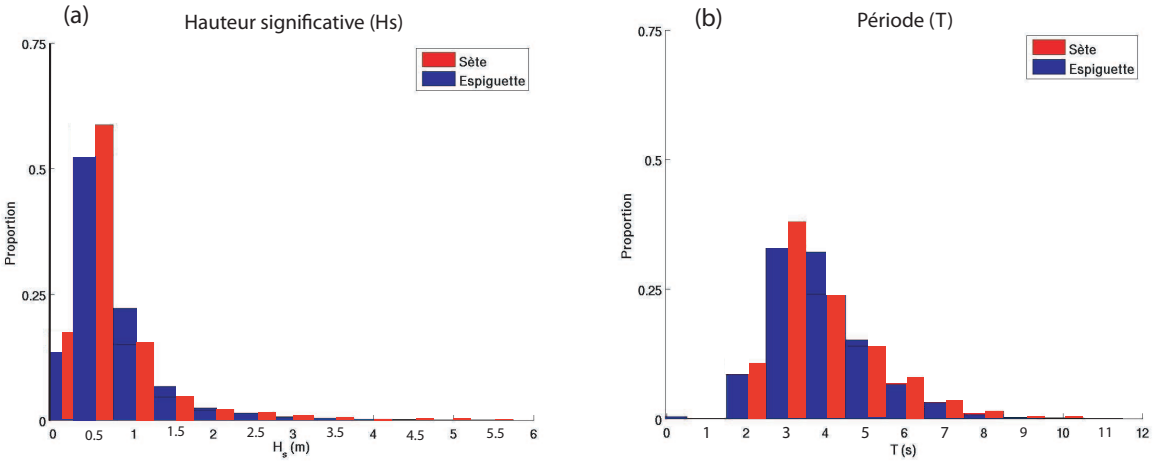


Fig. IV.14 – Histogramme de la hauteur significative (a) et de la période de pic (b), à Sète et l'Espiguette entre 2007 et 2009

IV.2.1.2 Analyse saisonnière et évènements extrêmes

Le printemps et l'été sont des périodes peu énergétiques avec de faibles hauteurs significatives (inférieures à 3.4 m) voire presque 2.3 m en été, et des périodes inférieures à 8.9 s (et 7.3 s en été) (Tables IV.9 et IV.10). Le printemps est cependant globalement plus énergétique que l'été. Il s'agit également des périodes où le vent Marin souffle peu ou seulement avec de faibles amplitudes. Au contraire, l'hiver et l'automne sont beaucoup plus énergétiques et concentrent les évènements extrêmes.

Tab. IV.9 – Statistiques annuelles et saisonnières de la hauteur significative (en m) des vagues à Sète et l'Espiguette. JFM=janvier, février et mars. AMJ=avril, mai et juin. JAS= juillet, août et septembre. OND= octobre, novembre et décembre

Station	Période	min	max	moyenne	médiane	% d'occurence $H_s < 2\ m$	% d'occurence $2 < H_s < 4\ m$	% d'occurence $> 4\ m$
Sète	annuel	0.01	5.35	0.62	0.48	96.56	3.17	0.26
Sète	JFM	0.01	5.35	0.65	0.50	96.40	2.98	0.61
Sète	AMJ	0.04	3.05	0.64	0.50	96.23	3.76	0
Sète	JAS	0.02	2.20	0.44	0.40	99.79	0.20	0
Sète	OND	0.04	4.67	0.76	0.57	93.81	5.74	0.44
Espiguette	annuel	0.01	4.72	0.70	0.56	96.48	3.35	0.16
Espiguette	JFM	0.01	4.72	0.74	0.59	96.19	3.32	0.48
Espiguette	AMJ	0.03	3.36	0.70	0.56	96.05	3.94	0
Espiguette	JAS	0.02	2.28	0.51	0.43	99.73	0.26	0
Espiguette	OND	0.04	4.54	0.83	0.67	93.93	5.87	0.19

Tab. IV.10 – Statistiques annuelles et saisonnières de la période (en s) des vagues à Sète et l'Espiguette.

Station	Période	min	max	moyenne	médiane	% d'occurence $T < 6s$	% d'occurence $6 < T < 8s$	% d'occurence $T > 8s$
Sète	annuel	0	10.98	3.87	3.54	91.39	7.78	0.82
Sète	JFM	0	9.19	3.81	3.59	94.56	4.33	1.09
Sète	AMJ	0	8.20	4.07	3.77	88.69	11.08	0.22
Sète	JAS	0	6.76	3.32	3.04	99.07	0.92	0
Sète	OND	0	10.98	4.27	3.85	83.26	14.77	1.95
Espiguette	annuel	0	11.25	3.91	3.70	92.81	6.66	0.52
Espiguette	JFM	0	8.86	3.86	3.74	95.39	3.98	0.62
Espiguette	AMJ	0	8.32	4.16	3.92	89.15	10.65	0.18
Espiguette	JAS	0	7.24	3.44	3.35	99.46	0.53	0
Espiguette	OND	0	11.25	4.18	3.90	87.22	11.46	1.30

En considérant que les tempêtes sont caractérisées par des vagues de hauteur significative (H_s) supérieure à 4 m, on peut noter que cinq évènements extrêmes sont advenus : le 18/02/07, le 20/11/07, le 03/01/08, le 26/12/08 et le 2/02/09, soit toujours en hiver ou en automne. Ils sont caractérisés par des vagues de direction Est-Sud-Est (angle d'incidence $\simeq 125°$) et des périodes comprises entre 7 et 11 s. Le vent a généralement une intensité supérieure à 15 m.s^{-1} et une direction Est ou Sud-Est, hormis pour la tempête de décembre 2008, où le vent est légèrement moins fort (12 m.s^{-1}). Nous étudierons également dans ce chapitre, l'évènement du 02/11/08, puisque nous avions un instrument en mer, ayant mesuré une hauteur significative de 3.7 m, pendant cette période. Même s'il est à la limite, cet évènement sera également qualifié d'évènement de tempête dans la suite. La tempête de janvier 2008 est la plus énergétique avec des vagues de 5 m de haut, et un vent de 19 m.s^{-1} pendant trois jours.

IV.2.2 Circulation côtière et littorale pendant les tempêtes

Nous avons donc retenu six évènements de tempête pendant la période étudiée. Pendant la tempête de février 2007 (respectivement celle de novembre 2008), des mesures de courant et houle ont été enregistrées par un ADCP à 65 m de fond (respectivement à 20 m de fond). C'est pourquoi nous nous focaliserons sur ces deux tempêtes, ainsi que celle du 3 janvier 2008, pendant laquelle un maximum du hauteur de vague a été enregistré. Les autres tempêtes ont, elles aussi, été simulées mais ne seront pas décrites ici. Leurs caractéristiques sont semblables à celle de janvier 2008 avec des intensités moins fortes. Nous étudierons les tempêtes dans l'ordre croissant d'éloignement des instruments, c'est à dire la tempête de novembre 2008 puis celle de février 2007 et enfin celle de janvier 2008. A chaque fois, une simulation avec le forçage par les vagues et une simulation sans ce forçage seront étudiées simultanément, l'objectif étant de mettre en évidence le rôle de ce forçage à l'échelle du GAM pendant de tels évènements.

IV.2.2.1 Implémentation du modèle de circulation

Le modèle de courant a nécessité trois niveaux d'imbrications pour parvenir à une résolution suffisante (500 m) du GAM. Les caractéristiques des grilles sont récapitulées dans la table IV.11. Le streaming au fond est pris en compte via l'équation II.46 ainsi que l'influence des vagues dans le cisaillement près du fond, grâce aux équations de II.56. En surface, le flux d'énergie cinétique turbulente généré par les vagues est pris en compte via les équations II.53 et II.55 avec $z_{surf} = 1.6H_{sw}$. Enfin, nous avons fixé la longueur de rugosité de fond à 5 mm partout. Ceci n'est qu'une première approximation pour l'étude hydrodynamique. Une carte plus précise de la répartition granulométrique dans le GAM sera élaborée dans la partie IV.2.3.2, en vue d'une étude sur le transport sédimentaire. L'influence de la marée n'a pas été prise en compte. Le forçage atmosphérique est fourni par le modèle Aladin de Météo-France toutes les trois heures et le forçage aux frontières est issu des simulations du modèle de circulation générale opérationnel italien [*Tonani et al.*, 2008]. Le champs de vague est fourni toutes les 3 heures à la grille GDL et toutes les heures à la grille GAM.

Tab. IV.11 – Grilles utilisées dans le modèle de circulation pour l'étude des tempêtes de 2007 à 2009, avec imax et jmax le nombre de mailles respectivement dans les directions (Ox) et (Oy).

Grille	Résolution	Longitude	Latitude	imax	jmax	Niveaux
MEDOC	2500 m	38.42 °N to 44.44°N	0.39°W to 11.65°E	402	270	40
GDL	800 m	3.03°E to 5.75°E	41.98°N to 43.57°N	278	222	36
GAM	500 m	3.5°E to 4.232°E	43.15°N to 43.561°N	120	93	21

IV.2.2.2 Tempête du 1er novembre 2008

IV.2.2.2.1 Condition météo-marine Cette tempête est caractérisée par un fort vent marin atteignant 17 m.s^{-1} à Sète (Figure IV.15 et IV.6). Deux forts épisodes de vent sont observables en réalité : le premier se déroulant dans la partie Ouest du GDL jusqu'au 1er novembre et un second épisode à l'Est arrivant dans le GAM à partir de la fin de journée du 1er novembre. On retrouve la signature de ces deux épisodes de vents distincts dans l'état de mer engendré (Figures IV.16 et IV.17). Ainsi à Sète, on mesure un premier pic de houle le 1er novembre avec une H_s de 3 m venant du Sud-Sud-Est (160°), puis un second pic plus fort (3,7 m) issu d'un front venant de l'Est-Sud-Est (121°) le lendemain dans l'après-midi. A l'échelle du GDL, le premier front venant du Sud-Ouest remonte vers le Nord-Est accompagné par un vent de 155° de direction, puis le lendemain, un renversement de situation s'opère avec un front de houle se déplaçant en sens inverse.

IV.2.2.2.2 Description des courants Les premières vagues vont créer une dérive littorale orientée vers le Nord-Est dans la partie Ouest du GAM jusqu'à Palavas, avec une intensité atteignant 0.50 m.s^{-1} en surface au niveau du plateau des Aresquiers et entre Sète et Marseillan (Figure IV.18b). A l'Est du GAM, au niveau de la pointe de l'Espiguette, le courant à toutes les profondeurs s'oriente vers le Sud-Ouest. Il peut s'agir de la dérive littorale qui cette fois-ci, à cause de l'orientation de la côte, est dans un sens différent de celle présente dans la partie Ouest. La simulation sans forçage par les vagues montre également ce courant seulement en surface (Figure IV.18a). Les vagues favorisent la génération de la dérive orientée Sud-Ouest qui dans cette partie renforce le jet côtier créé par le vent.

Les deux dérives de sens inverse se rencontrent au niveau de Palavas, et convergent pour former un courant de fond vers le large (Figures IV.19b et IV.20b). Ce courant assimilable à un downwelling était déjà représenté dans la simulation sans le forçage par les vagues (Figures IV.19a et IV.20a) mais il est accentué par ce forçage, via l'ajout de la dérive vers le Nord-Est. De plus, comme nous l'avons vu dans le premier cas académique, les dérives créées par les vagues sont fortement cisaillées et induisent des courants de retour près du fond. Ce type de dynamique est susceptible de créer ou d'intensifier le transport de sédiment de la côte vers le large.

A partir de midi le 1er novembre, l'angle d'incidence des vagues tourne légèrement passant du Sud-Est à l'Est-Sud-Est, ce qui est suffisant pour générer une dérive littorale vers le Sud-Ouest partout. Le jet côtier généré par le vent et orienté vers le Sud-Ouest, peut ainsi se développer et s'ajouter à la dérive littorale, excepté dans la baie de Port-Camargue, dont

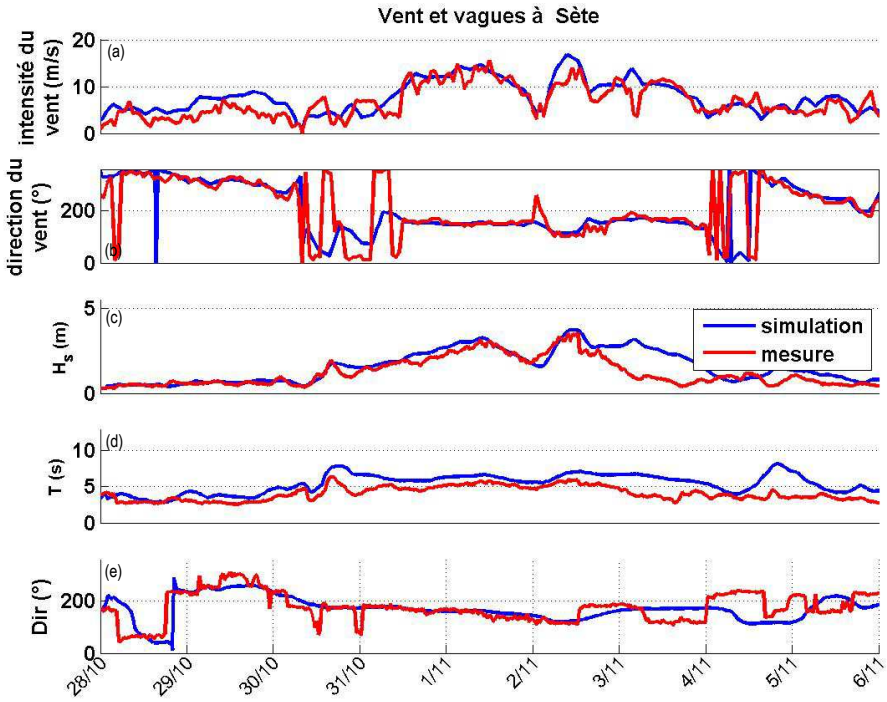
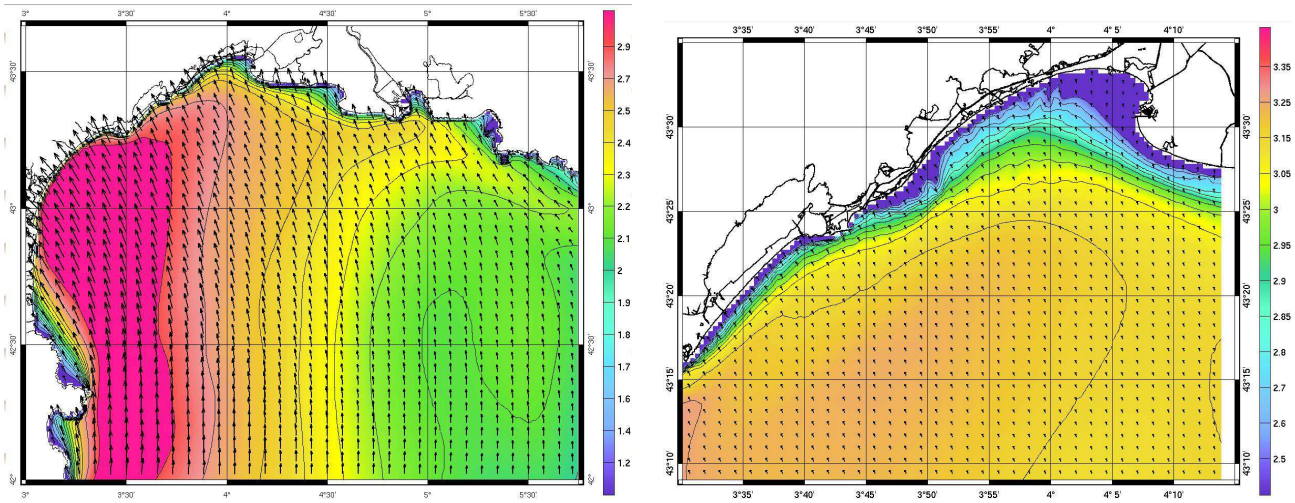


Fig. IV.15 – Vent et vagues à Sète pendant la tempête de novembre 2008 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) et simulées (bleu)

la configuration est abritée par la digue de l'Espiguette. Le courant résiduel créé pendant la première période de la tempête et orienté vers le Nord-Est, est toujours présent, et empêche la formation complète du jet côtier vers le Sud-Ouest. Lorsque le jet arrive au niveau du plateau des Aresquiers, il se sépare en deux parties orientées toutes les deux vers le Sud-Ouest, un proche de la côte et un plus au large (Figure IV.21). Plus le temps passe, et plus le courant résiduel de la première tempête s'annule, et plus le jet côtier peut se développer (Figures IV.22b et IV.23b).

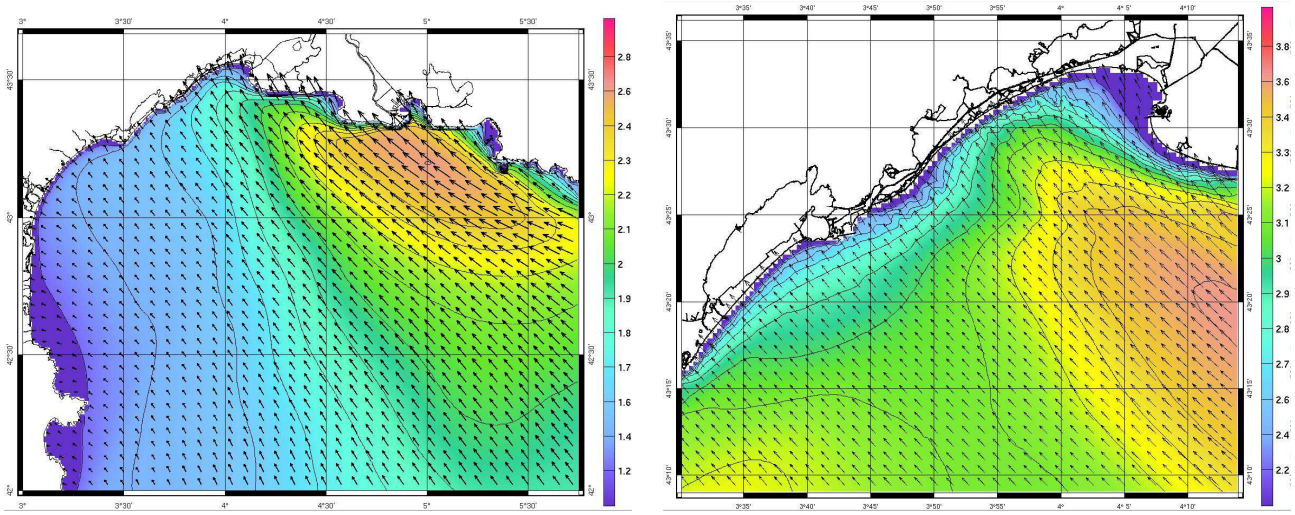
La génération du jet côtier n'est pas exclusivement le fait des vagues. La simulation où ce forçage a été exclu, montre également la présence de ce courant dans toute la colonne d'eau (Figures IV.22a et IV.23a). Le vent accélère les courants en surface grâce à l'action de la tension de cisaillement en surface. De plus, il pousse les masses d'eau vers la côte, et induit une pente de l'élévation de la surface, estimée dans le modèle à 10 cm entre l'isobath 30 m et la ligne de côte (Figure IV.24). Cette pente est suffisante pour créer des courants géostrophiques de l'ordre de 1 m.s^{-1}. Lorsque vague et vent ont même orientation, l'action des vagues consiste à pousser encore plus vers la côte ces masses d'eau en surface. En zone de surf, la surface libre est surélevée par le phénomène de set-up. Ainsi le jet côtier est accéléré près de la côte par l'ajout de la dérive littorale. Mais le phénomène de setup est compensé un peu plus au large par un set down, qui tend lui à contrer le jet côtier. Il résulte dans les simulations avec forçage par les vagues, un jet côtier moins étalé vers le large et plus fort à la côte.

Pour cette tempête séparée en deux périodes distinctes avec des angles d'incidence des vagues différents, l'action des vagues est complexe. Dans un premier temps, vague et vent



(a) (b)

Fig. IV.16 – Carte de la hauteur significative des vagues (en m) simulées au premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h dans le GDL (a) et le GAM (b). Les flèches représentent la vitesse de Stokes indiquant ainsi la direction de propagation des vagues.



(a) (b)

Fig. IV.17 – Carte de la hauteur significative des vagues (en m) simulées au second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h dans le GDL (a) et le GAM (b). Les flèches représentent la vitesse de Stokes indiquant ainsi la direction de propagation des vagues.

induisent des courants opposés, puis lorsque l'angle de propagation des vagues se rapproche de celui du vent, leurs actions se conjuguent. Il serait intéressant d'avoir une mesure précise du niveau d'eau, de la vitesse du vent, des paramètres des vagues et des courants, en plusieurs points le long de la côte (vers Palavas et vers l'Espiguette) mais également sur des transects côte-large, afin de pouvoir estimer ou vérifier dans ce genre de tempête l'impact respectif du vent et des vagues, dans la génération du jet côtier. Par ailleurs, la zone d'action des vagues semble être réduite à la zone comprise entre 0 et 30 m de fond.

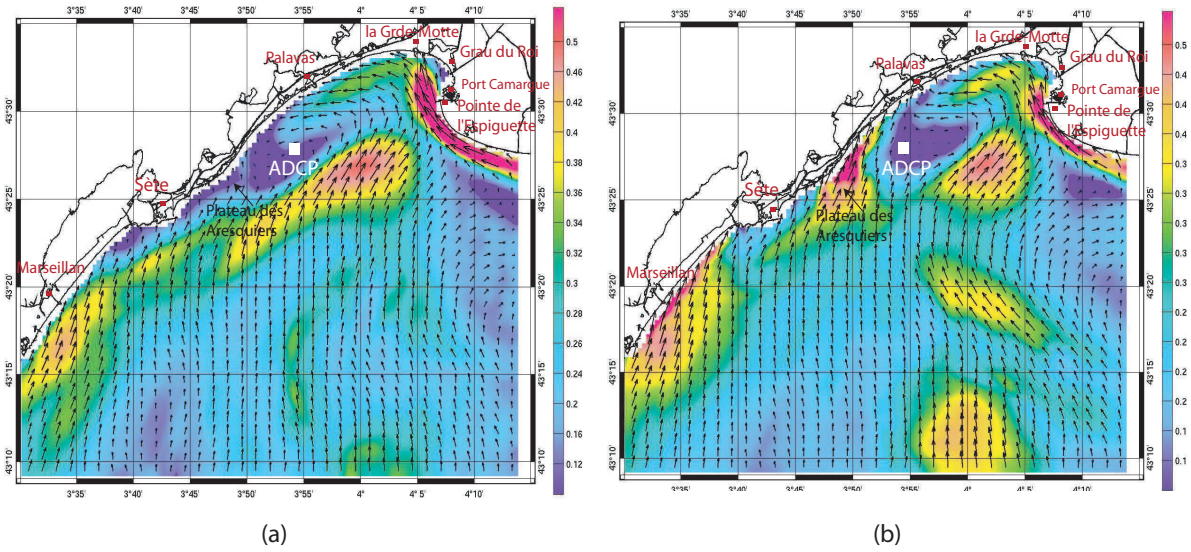


Fig. IV.18 – Carte des courants simulés près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) au premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h

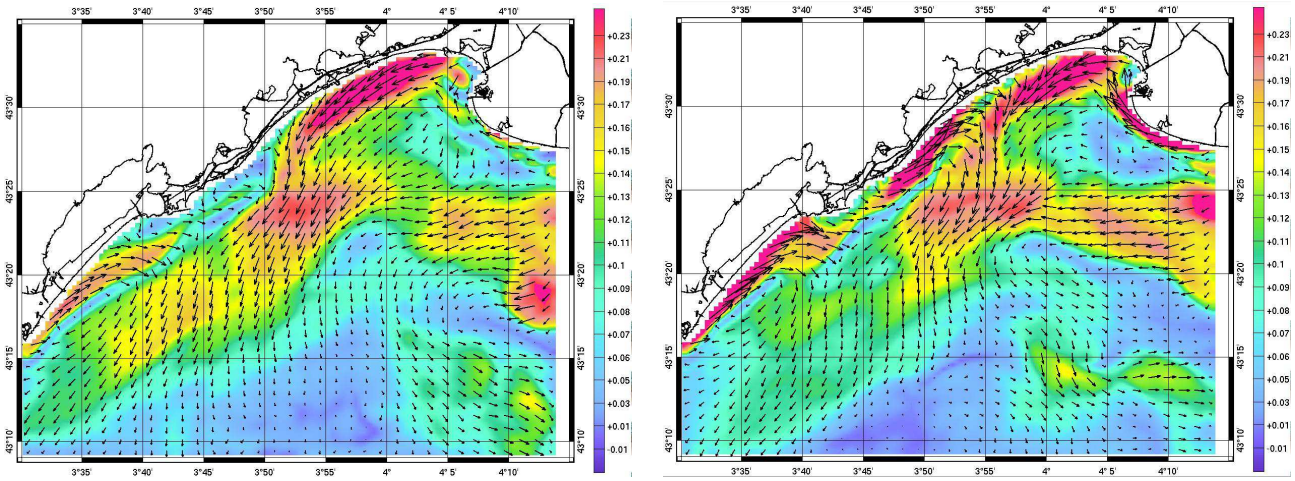


Fig. IV.19 – Carte des courants simulés près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h

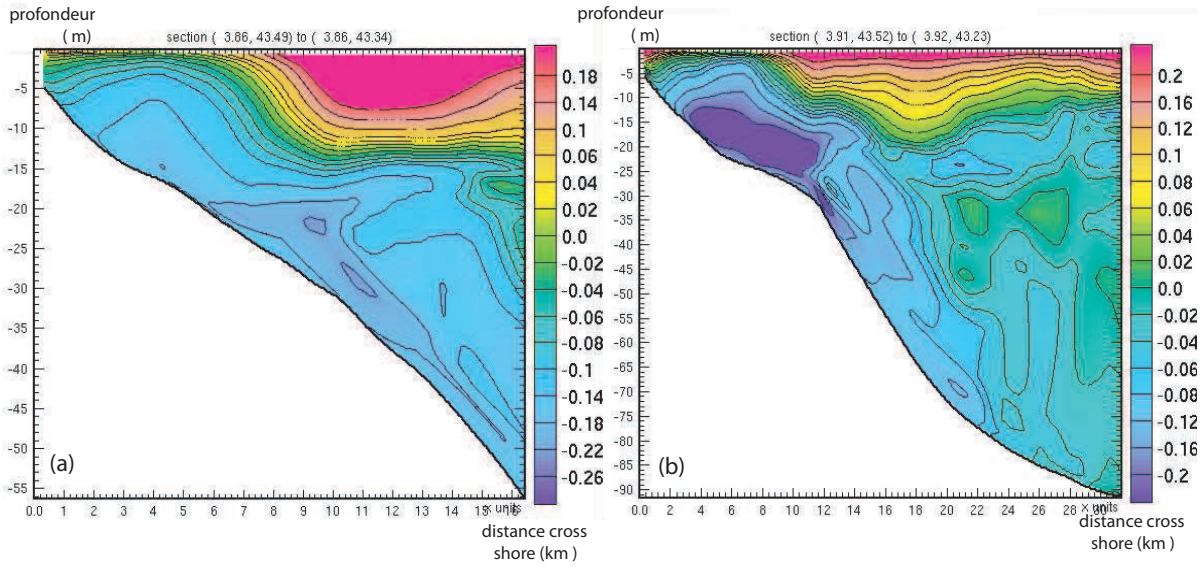


Fig. IV.20 – Coupe de la vitesse cross-shore le long de la longitude 3°55′E avec une simulation sans vague (a) et avec (b) au premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h

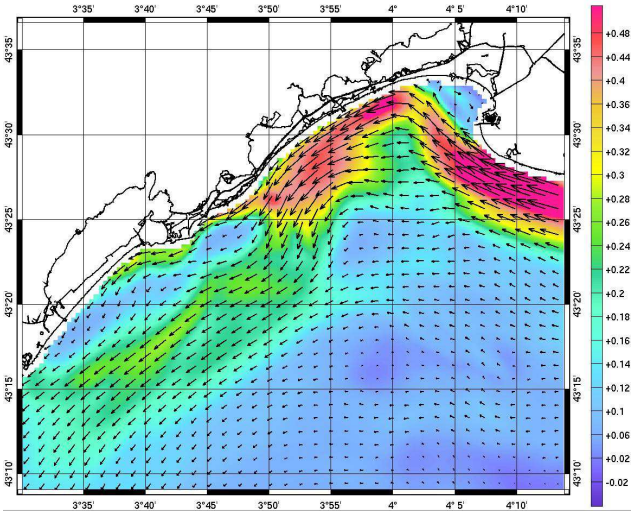


Fig. IV.21 – Courant barotrope (en m.s^{-1}) entre les deux pics de la tempête, le 2 novembre 2008 à 5h

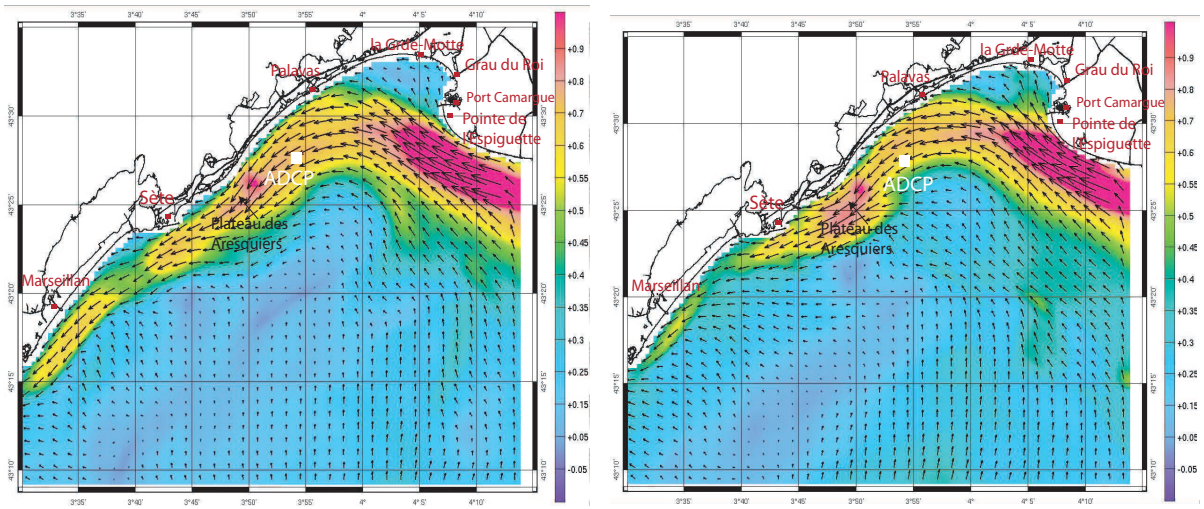


Fig. IV.22 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h

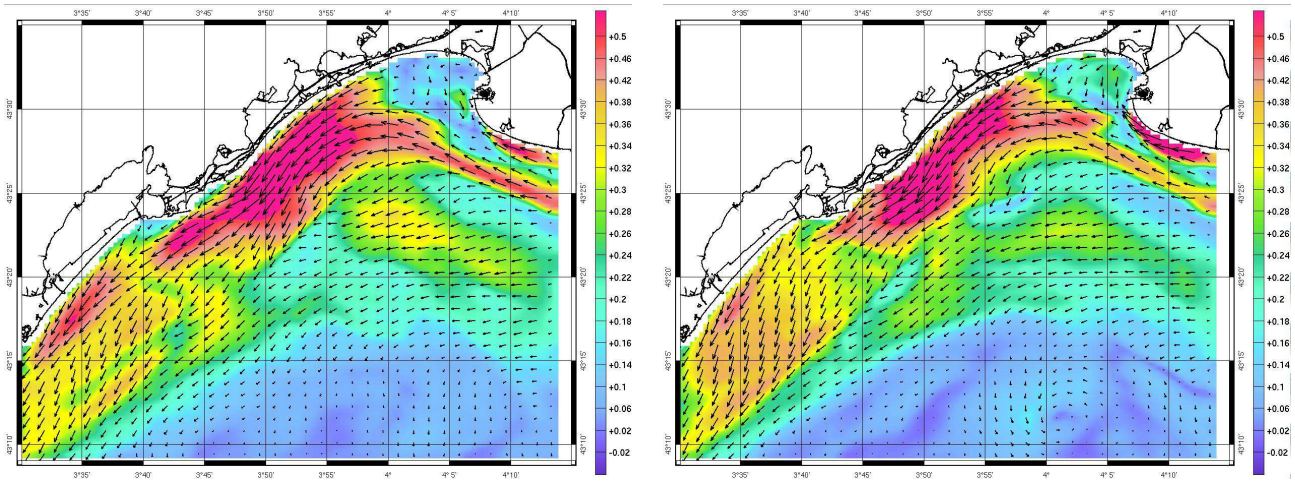
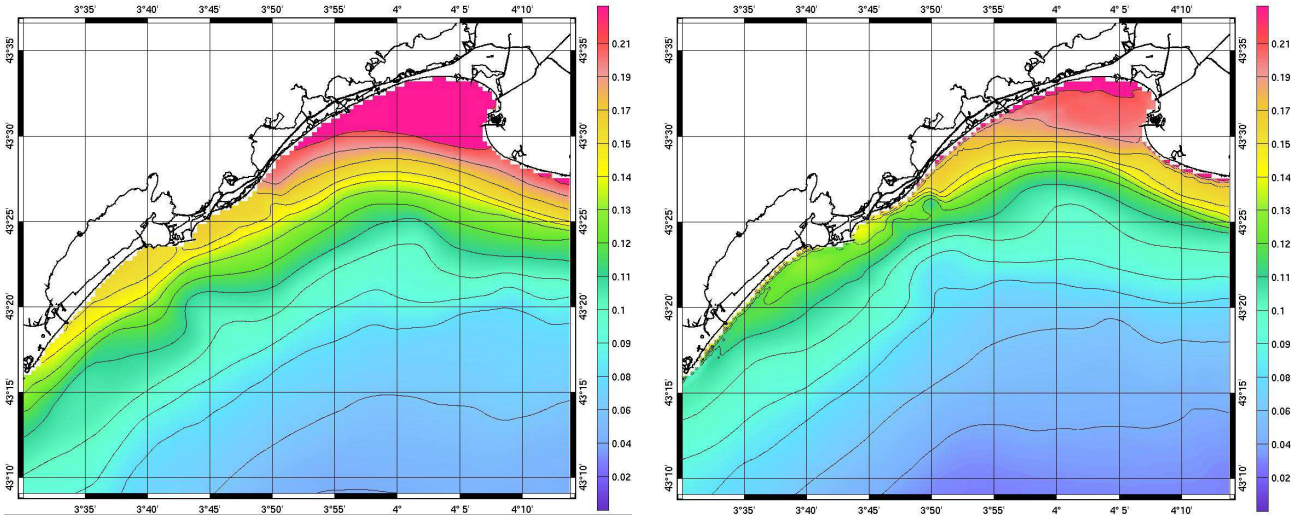


Fig. IV.23 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h



(a) (b)

Fig. IV.24 – Elévation de la surface libre (en m) dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h

IV.2.2.2.3 Comparaison aux mesures de l'ADCP Les données de l'ADCP placé sous 20 m de fond au large de Palavas sont comparées à nos simulations (Figures IV.25 et IV.26). Les résultats sont globalement satisfaisants puisque l'intensité du courant est bien reproduite. Cependant, cette tempête était également bien reproduite sans le forçage par les vagues. L'ADCP était, en effet, situé en amont du plateau des Aresquiers (Figure IV.2), là où les dérives vers le Sud-Ouest et le Nord-Est se rencontraient dans la première partie de la tempête. L'effet des vagues s'est plus ou moins annulé, d'où des résultats similaires entre les deux simulations. Plusieurs instruments placés simultanément sur des transects côte-large à des profondeurs différentes, mais également sur un transect parallèle à la côte auraient été nécessaires afin de pouvoir caractériser les circulations en présence. Dans le cas de cette tempête, il aurait fallu avoir des instruments au niveau du plateau des Aresquiers et sur les plages de Sète.

On compare également le niveau moyen de la surface libre mesuré par l'ADCP (Figure IV.27) à celui prédit dans les simulations. Cette mesure a été filtrée pour enlever les fluctuations semi-diurnes de $\pm$ 20 cm liées aux marées. Elle montre une diminution du niveau moyen à partir du 31 octobre. Cette même tendance est retrouvable dans l'évolution du niveau simulé. Cependant, on note une augmentation du niveau dans la matinée du 2 novembre. Par ailleurs, l'ajout du forçage des vagues ne semble pas influencer énormément le niveau d'eau aussi loin du rivage (sous 20 m de fond) pendant la tempête (gain de 5 cm le jour de la tempête). Le vent de Sud-Est est favorable au downwelling, et les vagues induisent des surcotes près des côtes. Sous 20 m de fond, à l'ADCP, il aurait été intéressant de voir si cette surcote était observable, ou bien au contraire, un set-down. Avec un seul instrument, il est difficile de mettre en évidence ces phénomènes, de plus les résultats de la simulation diffèrent quelque peu des mesures.

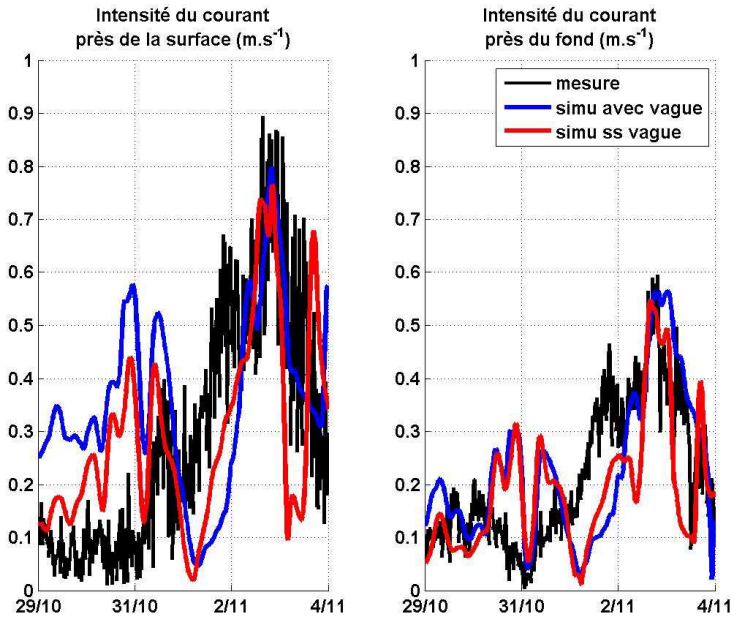


Fig. IV.25 – Comparaison des intensités des courants (en m.s^{-1}) mesurés (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge), près de la surface (gauche) et du fond (droite), pendant la tempête de novembre 2008

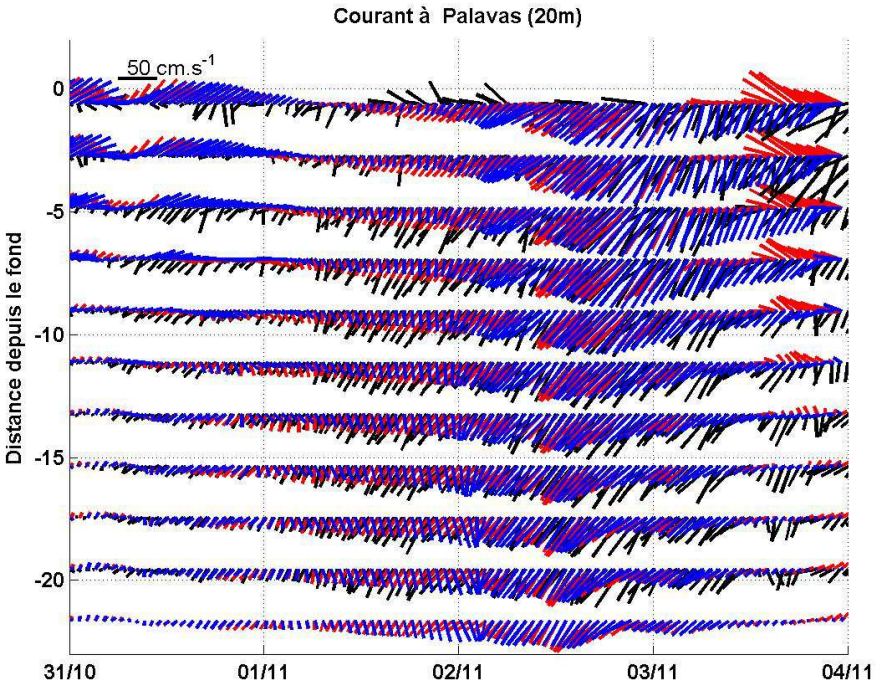


Fig. IV.26 – Comparaison des séries temporelles sur différentes profondeurs des vitesses et directions des courants (en m.s^{-1}) mesurés (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge), pendant la tempête de novembre 2008. Un trait vertical vers le haut (respectivement vers la droite) représente un courant dirigé vers le Nord (respectivement vers l'Est). L'échelle des traits est représentée en haut à gauche de la figure.

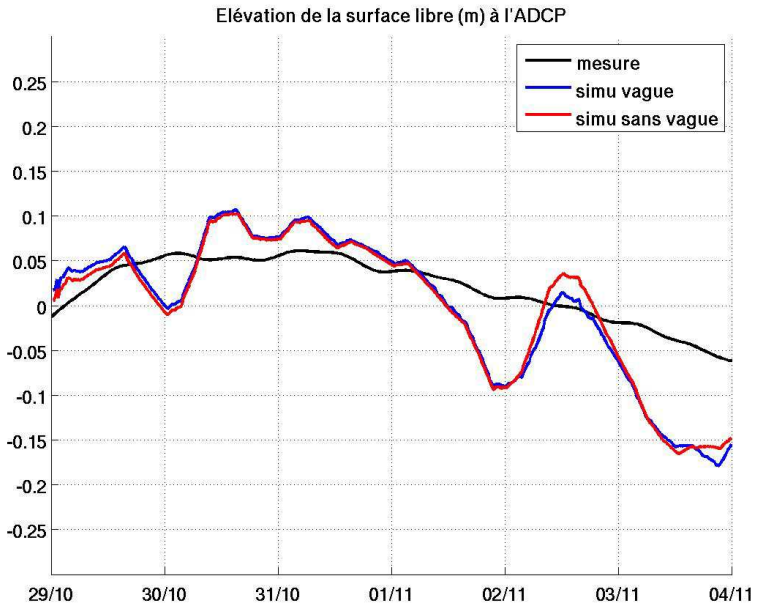


Fig. IV.27 – Comparaison du niveau moyen mesuré (noir) avec celui du modèle sans forçage par les vagues (rouge), et avec le forçage (bleu), pendant la tempête de novembre 2008

IV.2.2.3 Tempête du 18 février 2007

Cette tempête a fait l'objet d'une publication *Leredde and Michaud* [2008] (cf annexe D). Il y est montré que l'épisode de vent de Sud-Est du 18 février 2007 n'est pas bien reproduit par le modèle SYMPHONIE. Effectivement, les courants mesurés par l'ADCP Bessète (à 65 m de fond) avaient une intensité supérieure à 0.8 m.s^{-1} en surface et égale à 0.6 m.s^{-1} dans toute la colonne d'eau, avec une orientation vers le Sud-Ouest. La simulation prédisait des courants dont l'intensité était inférieure à 0.4 m.s^{-1}. Une origine possible de ces erreurs pouvait être le défaut du forçage par les vagues. Dans cette section, nous présentons les résultats de la simulation avec la prise en compte de ce forçage.

IV.2.2.3.1 Condition météo-marine La station météorologique de Sète mesure pendant la tempête un vent de Sud-Est pouvant atteindre une amplitude modérée de l'ordre de 13 m.s^{-1} (Figure IV.28) et des résultats similaires à la station de la Grande Motte ont été obtenus. La simulation Aladin est en accord avec les mesures des stations météo. A Sète, on constate cependant que l'intensité du vent est surestimée dans le modèle. La simulation permet en outre de constater que le vent souffle sur toute la région Nord-Est du Golfe du Lion.

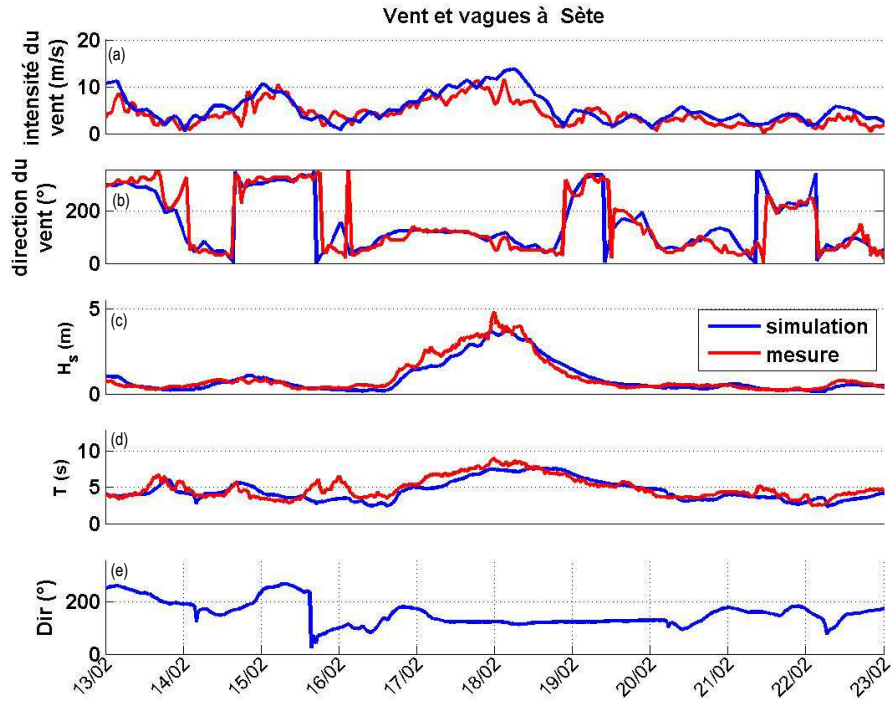


Fig. IV.28 – Vent et vagues à Sète pendant la tempête de février 2007 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) ou simulées (bleu)

Les vagues atteignent 5 m de hauteur significative à Sète ainsi qu'à l'ADCP et viennent du Sud-Est avec une période de 8 s (Figures IV.28 et IV.29). Les résultats de WW3 à l'échelle du GDL permettent d'identifier que le front de houle apparaît d'abord au large de l'embouchure du Rhône où le vent est maximum, puis se propage vers le Nord-Ouest. Simulation et mesure

sont en accord aux deux instruments, exceptée la période que le modèle surestime à l'ADCP et le maximum de hauteur significative qui est sous-estimé de 1 m dans la simulation aux deux instruments. Cette différence peut être une conséquence de l'utilisation d'un modèle de vent moyenné sur le temps qui par conséquent ne peut représenter les rafales de vent responsables des pics de hauteur des vagues. Ainsi, *Ardhuin et al.* [2007] montrent que la plus grande source d'erreur d'un modèle de vague provient d'une erreur sur le modèle de vent. Par ailleurs, *Cavaleri and Bertotti* [2004] ont montré que les prévisions de vent n'étaient pas aussi bonnes en Méditerranée que sur les océans ouverts, et que les intensités étaient en général sous-estimées. Les interactions du vent avec la topographie locale, avec la mer, et l'influence d'une frontière terre-mer rendent complexe la prédiction du vent, puisque les validations avec des stations de mesures en terre et les satellites (dont les aires valides sont limitées) ne sont pas représentatives du vent en mer [*Bolanos-Sanchez et al.*, 2007]. De plus, les tempêtes sont souvent accompagnées de précipitations rendant plus complexe l'analyse des images de satellites.

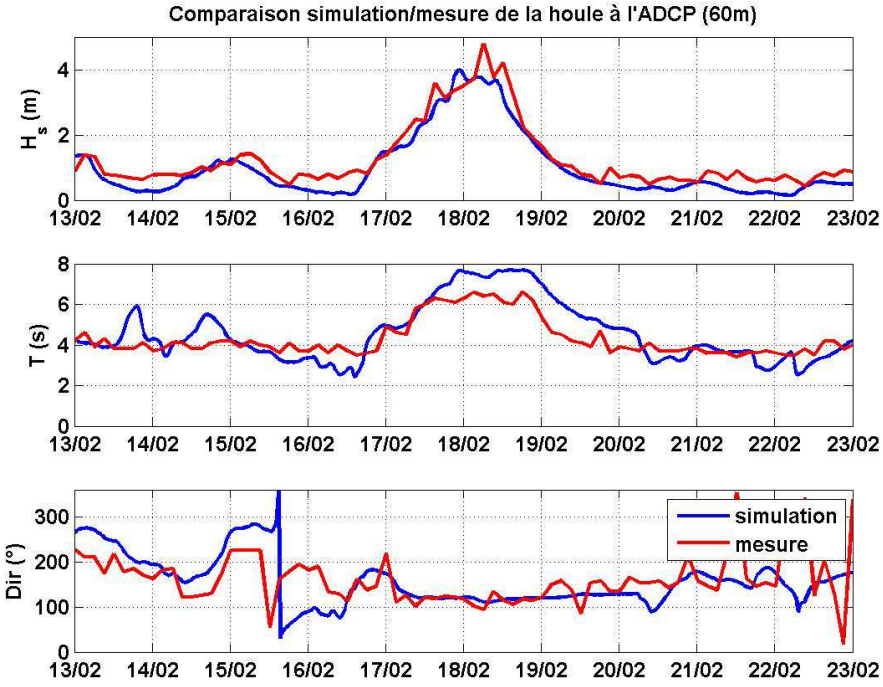


Fig. IV.29 – Vagues à l'ADCP Bessète (65 m) : hauteur significative, période et direction des vagues mesurées (rouge) ou simulées (bleu)

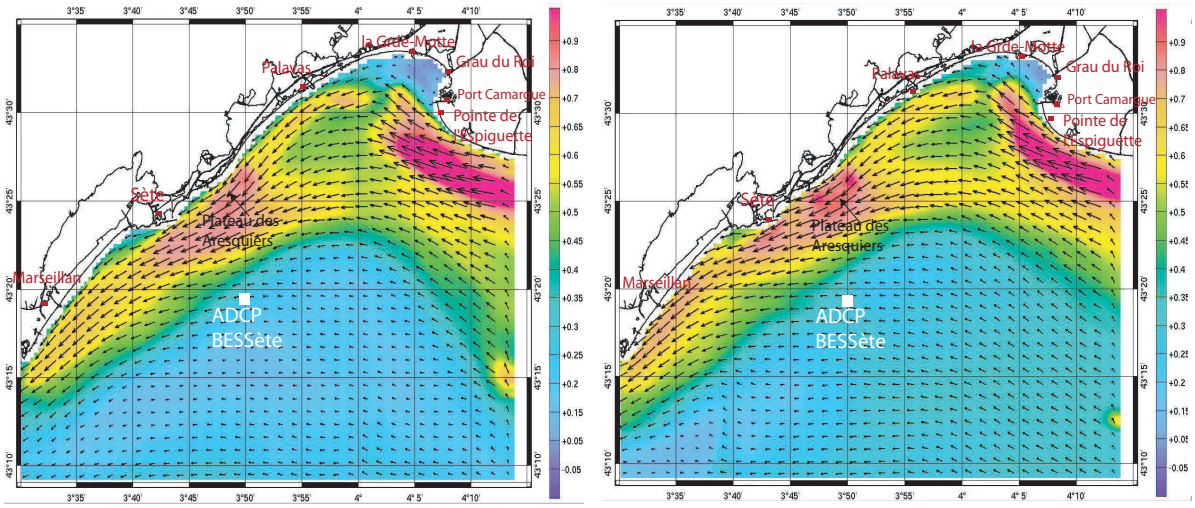


Fig. IV.30 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête le 18 février 2007 à 8h

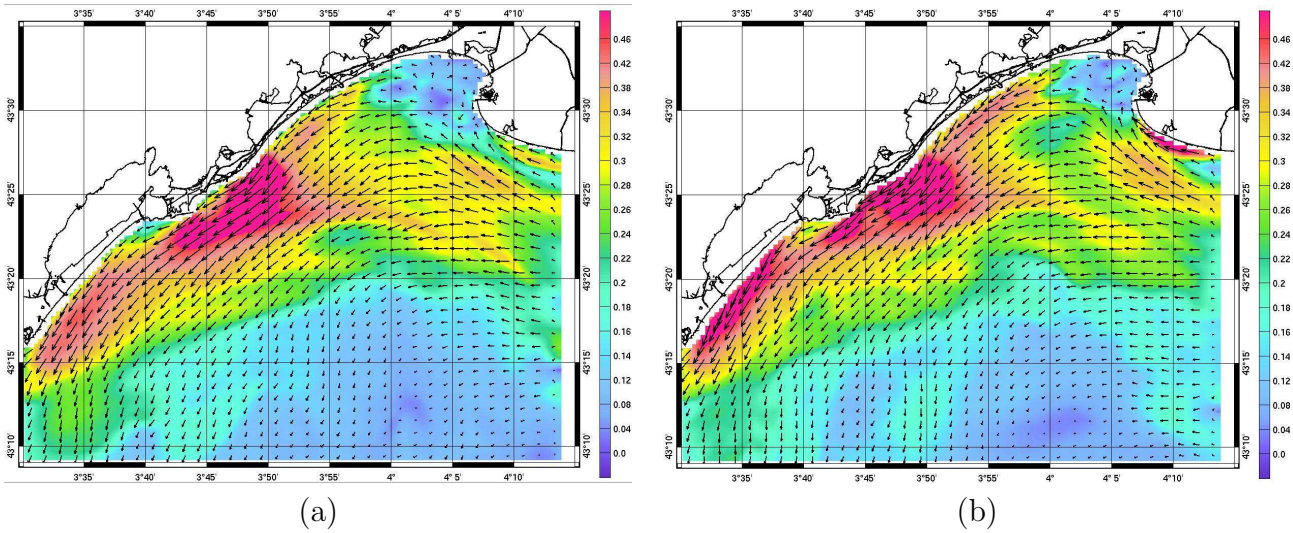
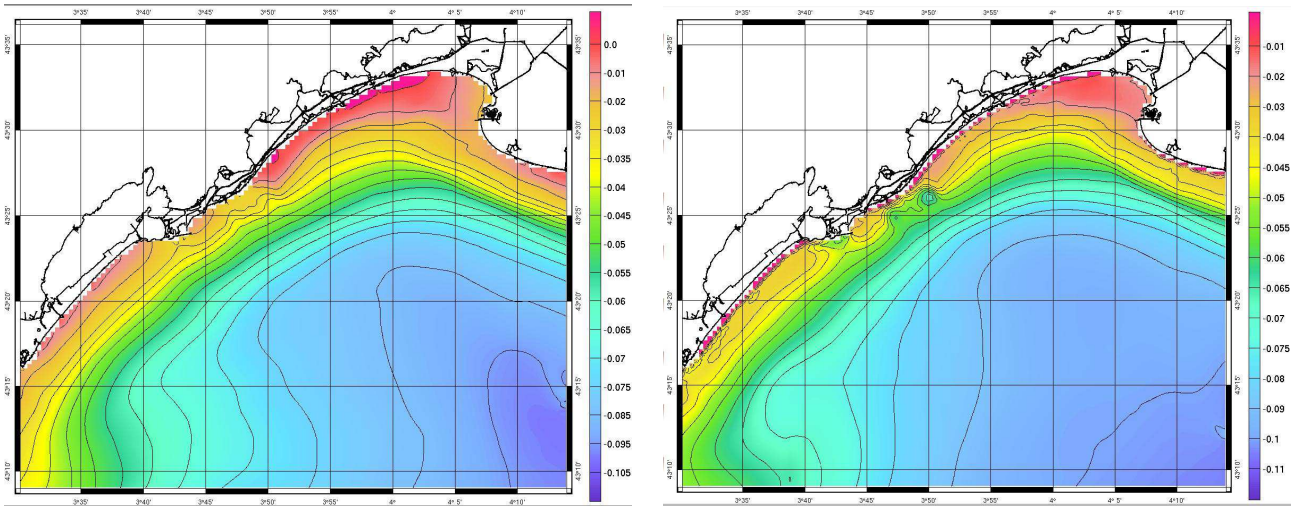


Fig. IV.31 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête le 18 février 2007 à 8h

IV.2.2.3.2 Description des courants et comparaison avec les mesures Pendant la tempête, un jet côtier parallèle à la côte et orienté vers l'Ouest, longe toute la côte du GAM avec des intensités supérieures à 0.4 m.s^{-1} en surface et 0.25 m.s^{-1} près du fond jusqu'à l'isobath 30 m (Figures IV.30b et IV.31b). En provenance de l'Est, au niveau des plages de l'Espiguette, il est plus puissant en zone peu profonde. Il dépasse la pointe de l'Espiguette et s'oriente parallèlement à la côte vers le Sud-Ouest. Les zones derrière la digue de l'Espiguette (Port-Camargue) sont protégées de cet intense courant. Il apparaît néanmoins que le jet côtier s'introduit légèrement au niveau de la baie de Port Camargue et se transforme en un courant de recirculation anticyclonique (Figure IV.31b). Entre la pointe de l'Espiguette et Palavas, le rivage a une pente plus douce et la zone de profondeur inférieure à 30 m se situe beaucoup

plus loin de la côte, qu'ailleurs. Le jet côtier peut alors s'étaler dans la zone, mais il perd en intensité. En allant vers l'Ouest, il s'intensifie surtout au niveau du plateau des Aresquiers où la houle interagit avec le fond plus tôt, et donc se dissipe et transfert son énergie au courant. Il atteint alors des vitesses fortes atteignant 0.9 m.s^{-1} en surface et 0.5 m.s^{-1} près du fond et jusque dans la frange littorale.

La simulation où le forçage par les vagues n'a pas été pris en compte (Figures IV.30a et IV.31a) montre que les vagues tendent à diminuer l'étalement vers le large du jet côtier et de l'intensifier, en le poussant entre autres, vers la baie de Port Camargue. Le forçage limite l'étalement du phénomène de recirculation anticyclonique. Une simulation avec une plus grande résolution dans cette zone à la fois pour les vagues et pour les courants ainsi qu'une étude sédimentaire pourrait mettre en exergue les phénomènes agissant dans cette zone. Plus les vents et vagues persistent, et plus le jet s'étale vers le large.



(a) (b)

Fig. IV.32 – Elévation de la surface libre (en m) dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) le 18 février 2007 à 8h

Les courants simulés sont comparés aux mesures réalisées par l'ADCP Bessète sous 65 m de fond (Figures IV.33 et IV.34). Au maximum de la tempête, ils sont largement sous-estimés (0.3 m.s^{-1} au lieu de 0.8 m.s^{-1} en surface et 0.3 m.s^{-1} au lieu de 0.55 m.s^{-1} près du fond). Pire, la prise en compte des vagues dans la simulation a entraîné une diminution de l'intensité du courant à cet endroit. Comme noté précédemment, les vagues ont entraîné un renforcement du jet côtier à proximité de la côte et une diminution de son étalement. Au large, les courants sont donc moins forts dans le modèle avec les vagues que sans. Des sorties temporelles du courant simulé (non montré) sur le même transect côte-large mais à des profondeurs moins fortes montre que ce n'est qu'entre 0 et 30 m de fond, que le courant s'intensifie grâce aux vagues.
Le niveau moyen de la surface libre mesuré (Figure IV.35) est comparé à celui prédit dans les simulations. Le niveau augmente pendant la tempête, gagnant jusqu'à 20 cm à l'apex de celle-ci. Les simulations prédisent une augmentation de seulement 15 cm. Les vagues induisent, quant à elles, une baisse de cette élévation de l'ordre de 1 cm. Elles n'ont ainsi pratique-

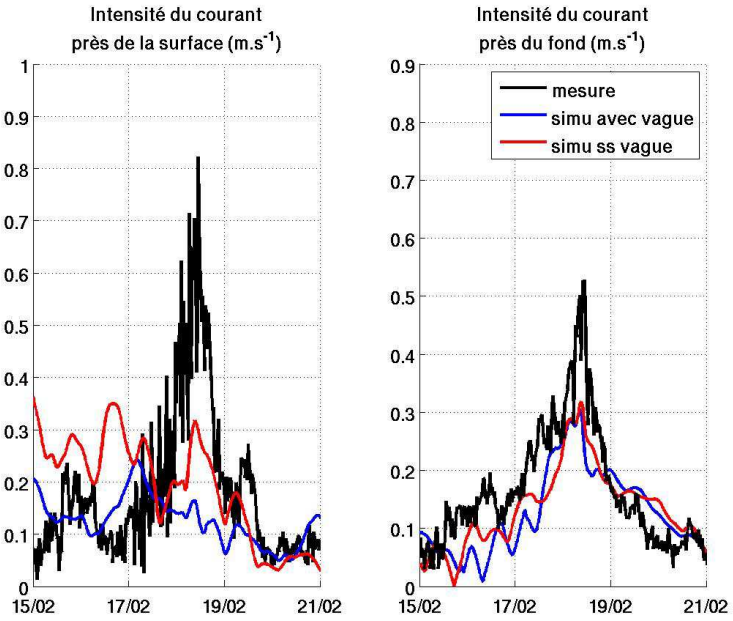


Fig. IV.33 – Comparaison des intensités des courants mesurés (en m.s^{-1}) (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge), près de la surface (gauche) et du fond (droite) pendant la tempête de février 2007

ment plus d'influence à de telles profondeurs. Modèle et observations ont des tendances pour l'élévation de la surface libre très différentes.

IV.2.2.3.3 Discussion Ces résultats laissent les questions posées par *Leredde and Michaud* [2008] largement ouvertes. Comme montré dans nos simulations, les vagues ne peuvent pas à cette profondeur être à l'origine des fortes valeurs de courant mesuré. La quantité de mouvement injectée par déferlement se fait dans la couche de surface qui n'excède pas plus d'une dizaine de mètres, même en cas de fort mélange. Or, ici, les courants sont forts dans toute la colonne d'eau. Les vagues ajoutent également de la quantité de mouvement près du fond en se dissipant par friction sur le fond. Cette quantité de mouvement est peut-être sous-estimée dans nos modèles. Mais à une telle profondeur, la dissipation ne peut être que très faible, et n'agir que dans les premiers mètres près du fond.

L'origine de la défaillance du modèle est donc ailleurs. Selon *Leredde and Michaud* [2008], la tension de cisaillement ne peut être suffisante pour induire de tels courants (il faudrait qu'elle soit supérieure à 2.8 $N.m^{-2}$). De plus, cela n'affecterait que les couches surfaciques. Mais les effets du vent ne se résument pas seulement à induire des tensions de cisaillement. Via des forces de pression, les effets du vent sont transmis à toute la colonne d'eau. En effet, un vent de direction normale à la côte pousse les masses d'eau vers la côte, et donc induit une élévation de la surface libre à la côte. Le gradient de cette élévation peut être à l'origine de courants géostrophiques. La vitesse de ce courant peut être calculée par la relation suivante :

$$u_{geostrophique} = \frac{g}{f}\frac{denivellation}{distance} \tag{IV.1}$$

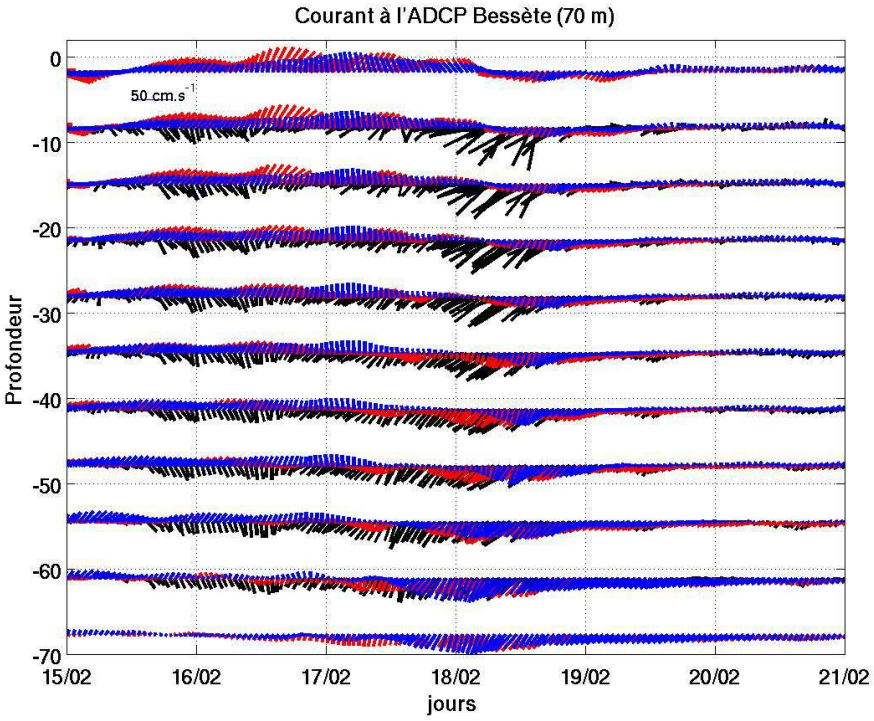


Fig. IV.34 – Comparaison des courants mesurés à Bessète (en m.s^{-1}) (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge) pendant la tempête de février 2007

A titre d'exemple, avec une dénivellation de 45 cm sur une distance de 50 km, et sans aucun autre forçage, une vitesse égale à 0.9 m.s^{-1}à l'ADCP peut donc être obtenue. Hélas, aucune mesure de marégraphe, qui aurait permis d'estimer la dénivellation entre la côte et l'ADCP, n'a pu être obtenu sur cette période. Le satellites Jason (satellites CNES-NASA dont les mesures sont fournies par le CTOH) est passé à la bonne date mais ses analyses ne portent pas aussi près de la côte et Topex est passé le lendemain. L'anomalie de la surface libre ce jour là montrait une légère élévation de la surface libre autour de 10 cm en allant vers la côte.

Le modèle prédit 10 cm de dénivellation (Figure IV.32). Ce qui n'est visiblement pas suffisant pour avoir un fort courant géostrophique, même si on ajoute la tension de cisaillement du vent et l'effet des vagues dans le calcul. Le vent semble trop faible dans notre simulation pour induire une élévation correcte de la surface libre. Un test avec une vitesse de vent multipliée par 1.5 pendant la tempête a donc été mis en oeuvre. On obtient ainsi à l'apex une dénivellation de l'ordre de 20 cm (Figure IV.36) et les courants obtenus sont tout à fait comparables aux mesures (Figure IV.37), avec l'obtention de 0.65 m.s^{-1}en surface et 0.45 m.s^{-1}près du fond à l'ADCP. Ces valeurs sont légèrement inférieures aux valeurs mesurées, indiquant que le vent est peut-être encore un peu plus puissant.

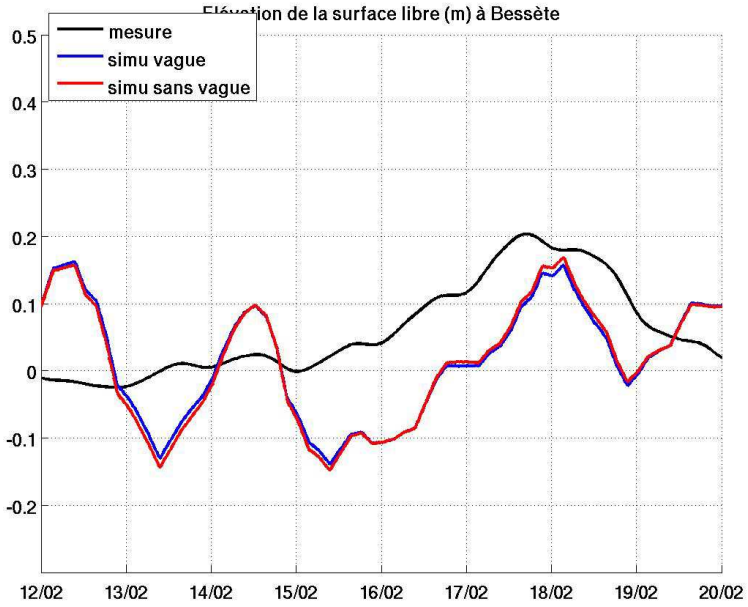


Fig. IV.35 – Comparaison du niveau moyen mesuré (en m) (noir) avec celui fourni par le modèle sans forçage par les vagues (rouge), et avec le forçage (bleu) pendant la tempête de février 2007

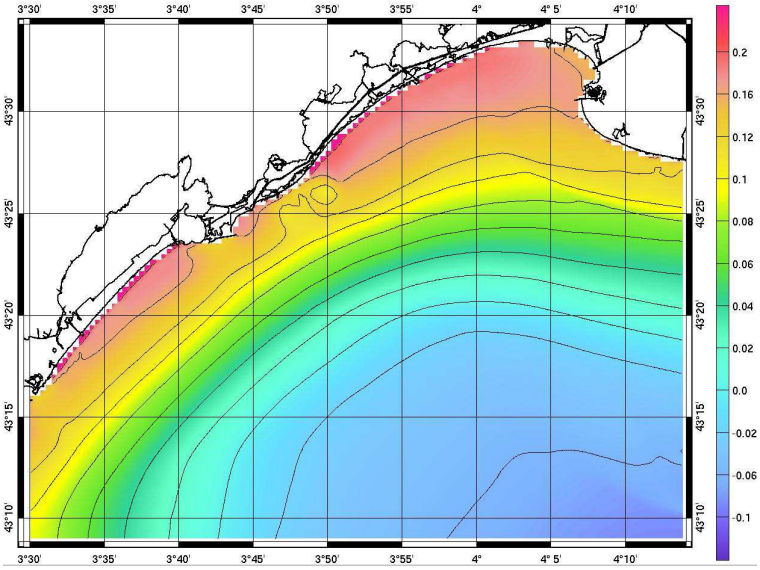


Fig. IV.36 – Elévation de la surface libre (en m) dans le GAM avec une simulation où la vitesse du vent a été multipliée par 1.5

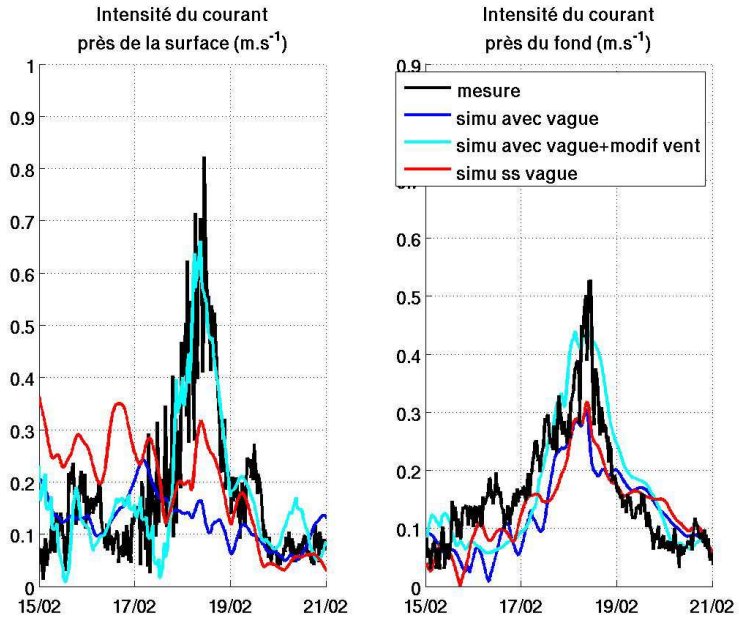


Fig. IV.37 – Comparaison des intensités des courants mesurés (en m.s^{-1}) (noir) aux simulés avec l'intensité du forçage par le vent multipliée par 1.5 (cyan), près de la surface (gauche) et du fond (droite)

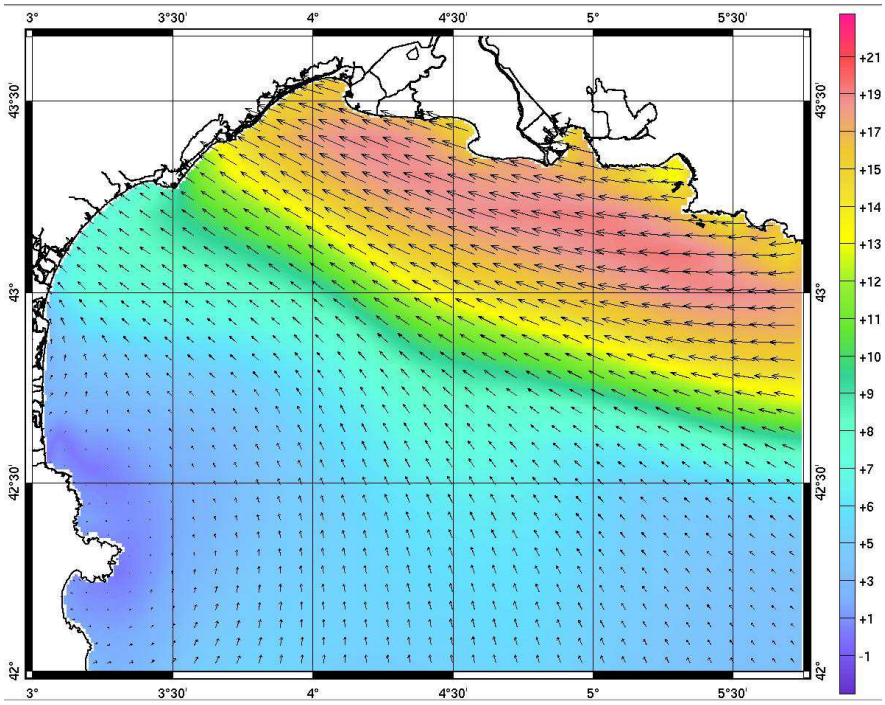


Fig. IV.38 – Intensité (palette) et direction (flèche) du vent dans le GDL le 18 février 2007 à 3h.

La défaillance du modèle semble donc liée à une mauvaise représentation des effets du vent dans le modèle. Deux origines sont possibles :

- la vitesse du vent est sous-estimée dans le modèle atmosphérique, ou sa zone d'action trop limitée (Figure IV.38). Cet argument a déjà été pointé en observant la sous-estimation des hauteurs de vagues pendant la tempête. Les analyses du modèle ALADIN (que nous utilisons) assimilent les observations disponibles pour réaliser un champ de vent au plus proche de la réalité. Nous avons également vérifié que les champs de vent du modèle ECMWF, qui utilise les mêmes observations, ont les mêmes caractéristiques à la date de la tempête que ceux de Aladin. Cependant, peu de mesures sont disponibles en mer : la bouée Météo-France LION se situe hors de la zone où le vent est fort. En ce qui concerne les altimètres, seul JASON a une trace qui passe le 18/02 dans le golfe du Lion, cependant elle ne passe pas très près de la zone où le vent est fort. Les mesures biquotidiennes de vent SeaWinds du satellite QuickSCAT (Figure IV.39) montrent que le vent est bien en provenance de l'Est et assez fort (autour de 25 $m.s^{-1}$). Cependant, les couleurs noires au niveau du GAM montrent que les mesures sont incertaines. En effet, les précipitations ayant accompagnées la tempête rendent plus complexe l'analyse des images de satellites. Nous n'avons malheureusement aucune autre mesure nous permettant de valider le modèle de vent en mer dans notre zone pendant la tempête, car les autres diffusiomètres (ASCAT, ERS-2, WINDAT) ne donnent pas non plus de résultats certains dans la zone. *Cavaleri and Bertotti* [2004]; *Ardhuin et al.* [2007] montrent ainsi que la qualité des modèles de vent est relativement correcte en mer mais se dégrade dans la frange côtière. Or la veine de vent fort est confinée à la côte. De nombreuses études sont actuellement en cours afin d'améliorer la représentation de la vitesse du vent en Méditerranée dans les modèles [e.g., *Herrmann et al.*, 2011].
- le calcul de la tension [*Estournel et al.*, 2009] n'est plus correct en cas de vent fort et lorsque la mer est fortement agitée, et donc la rugosité de surface modifiée. Par la suite, des tests de sensibilité avec des coefficients de traînée prenant en compte l'état de la mer [e.g., *Taylor and Yelland*, 2000; *Moon et al.*, 2004] sont à prévoir.

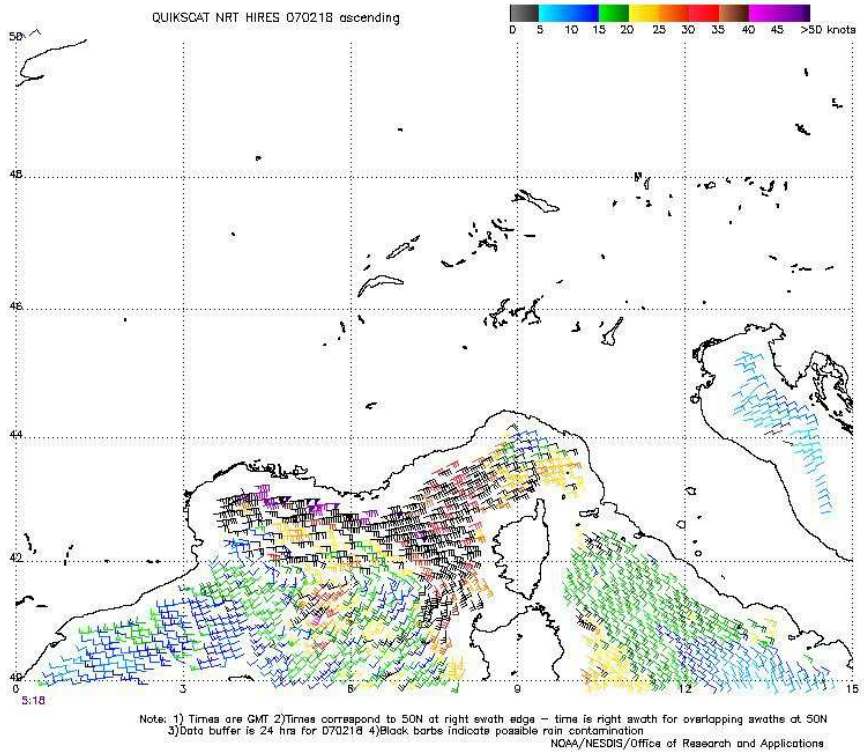


Fig. IV.39 – Mesure du vent par le satellite Quickscat le 18/02 à 5h18. Les mesures en noires sont des mesures incertaines.

IV.2.2.4 Tempête du 3 janvier 2008

Cette tempête est dénuée de mesures in-situ. Cependant, sa puissance en fait un cas d'étude intéressant, et nous étudions ici ses caractéristiques hydrodynamiques comme point de départ d'une réflexion sur le transport sédimentaire induit, et sur le suivi de particules en surface.

IV.2.2.4.1 Vagues et courant Nous ne disposons pas de mesure de vent, puisque la station météo de Sète était en maintenance. La simulation Aladin indique qu'un fort vent de la mer a soufflé pendant 3 jours à partir du 2 janvier 2008 avec des intensités atteignant les 19 m.s^{-1}(Figure IV.40). Ce fort vent est responsable au large de la génération de houles de fortes hauteurs surtout dans le Nord-Est du Golfe. La houle atteint une hauteur maximale de 5.5 m, valeur maximale des années 2007/2008, avec une période 9 s et une direction de 120° à Sète. La dissipation de ces vagues est beaucoup plus forte que pour les autres tempêtes, créant ainsi à la côte une dérive littorale beaucoup plus intense.

Les vagues n'induisent pas de grandes modifications de la circulation à l'échelle régionale : l'intrusion du courant Nord dans le GAM n'est que légèrement modifiée (Figure IV.41). Il n'est donc pas utile d'ajouter le forçage par les vagues dès l'échelle régionale. Cependant, comme dans notre cas les limites sont proches de la zone étudiée, il est préférable de le faire pour mieux modéliser la dérive littorale à l'échelle du GAM et aussi assurer une imbrication de meilleure qualité. Au niveau du GAM (Figures IV.42 et IV.43), les vagues induisent une augmentation de la valeur de la vitesse intégrée, surtout près de la côte. Les courants générés

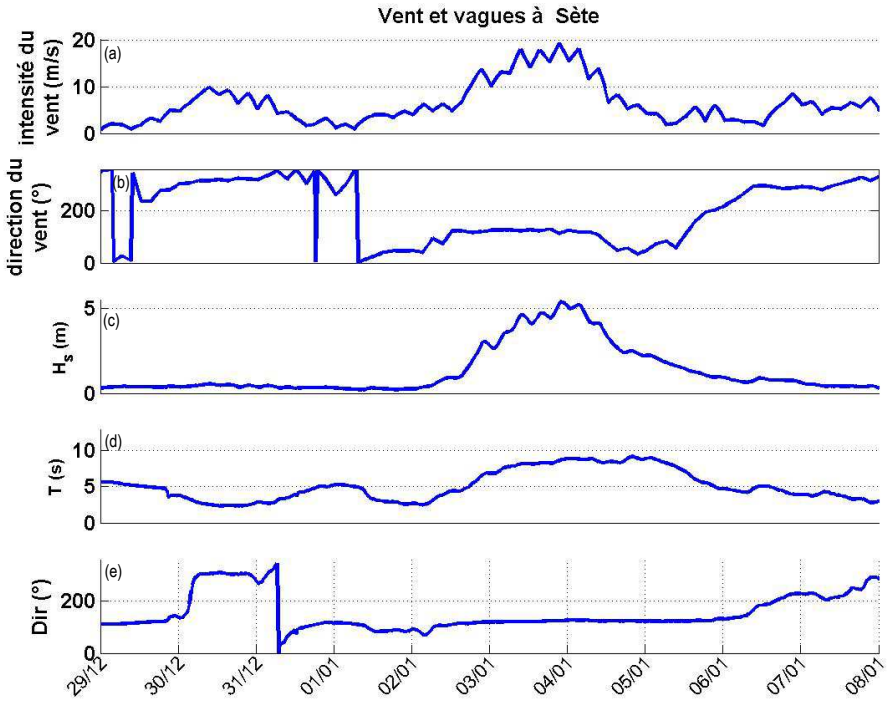
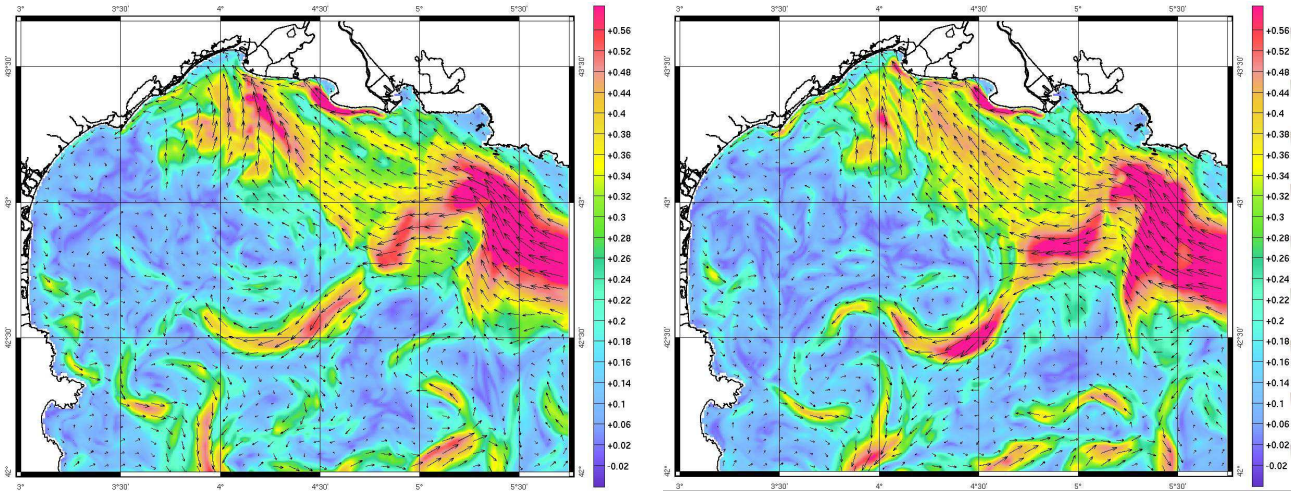


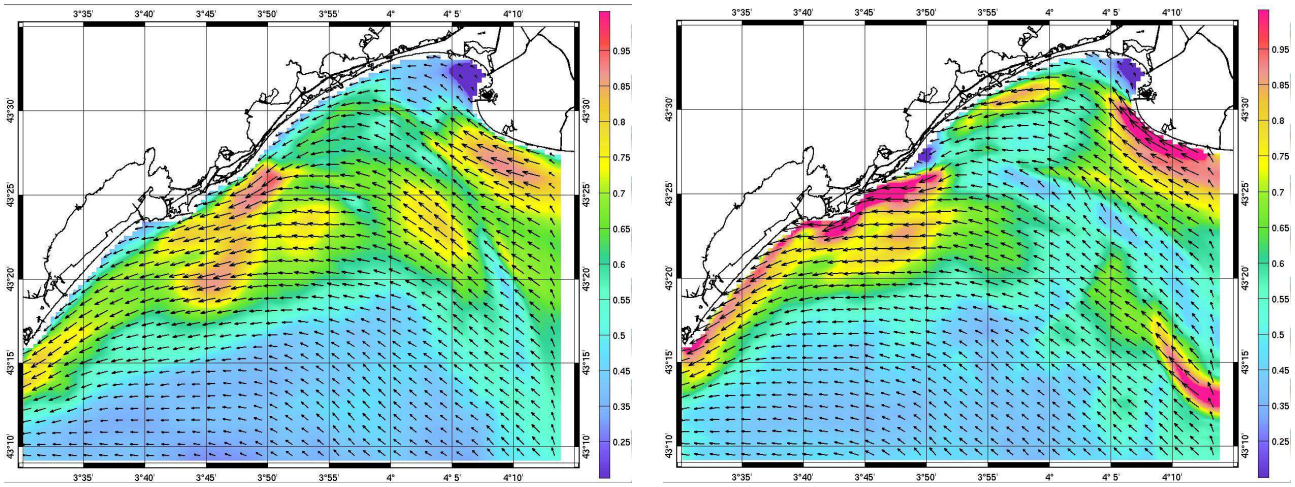
Fig. IV.40 – Vent et vagues à Sète pendant la tempête de janvier 2008 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) ou simulées (bleu)



(a) (b)

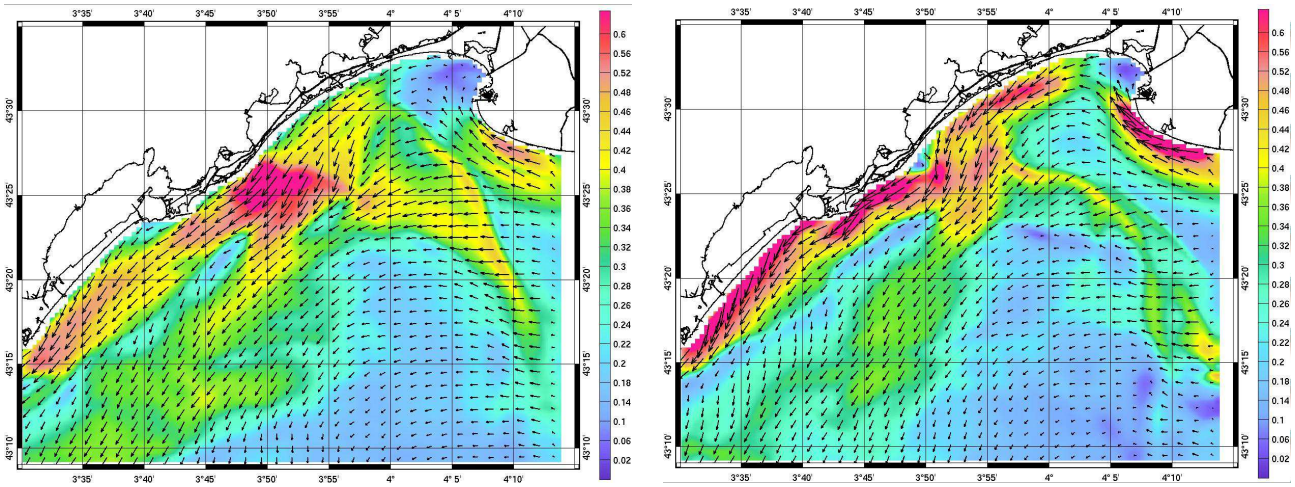
Fig. IV.41 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GDL avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête, le 3 janvier 2008 à 22h

sont si forts que l'on observe la disparition de la cellule de recirculation au niveau de Port Camargue. Ils peuvent atteindre jusqu'à 0.90 m.s^{-1}en surface et 0.75 m.s^{-1}au fond. Le jet côtier est, là encore, moins étalé. Prendre en compte l'effet des vagues permet aussi une augmentation de la durée de la tempête : on observe ainsi des courants forts supérieurs à 0.5 m.s^{-1}dans le GAM jusqu'à 10 h le 4 janvier au lieu de 5 h dans la simulation sans les vagues.



(a) (b)

Fig. IV.42 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête, le 3 janvier 2008 à 22h



(a) (b)

Fig. IV.43 – Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête, le 3 janvier 2008 à 22h

IV.2.2.4.2 Contraintes de cisaillement près du fond D'une part les courants près du fond, et d'autre part, les vitesses orbitales de la houle induisent des tensions de cisaillement sur le fond. Moyennées sur une période de houle, on peut calculer les tensions de cisaillement moyennes et maximales exercées par les effets conjugués de la houle et des courants. On s'intéresse à la tempête du 3 janvier 2008. On doit d'abord déterminer la tension de cisaillement exercée près du fond par les courants (qui est calculée par une relation quadratique suivant l'équation II.23), les vagues (calculée par l'équation II.57). La tension moyenne est donnée par l'équation II.56). Elle conditionne le profil du courant près du fond et détermine la diffusion de la matière dans la colonne d'eau tandis que la tension maximale détermine l'érosion du sédiment. La tension maximale est donnée par la formulation de *Soulsby* [1993] :

$$\tau_{max} = Y(\tau_c + \tau_w) \tag{IV.2}$$

avec Y un paramètre adimensionnel donné par :

$$Y = [1 + ax^m(1-x)^n] \tag{IV.3}$$

$$x = \frac{\tau_c}{(\tau_c + \tau_w)} \tag{IV.4}$$

$$a = (a_1 + a_2 \parallel cos(\phi) \parallel^I)(a_3 + a_4 \parallel cos(\phi) \parallel^I) log_{10}(\frac{f_w}{C_D}) \tag{IV.5}$$

m et n sont obtenu d'un façon similaire à a. ϕ est l'écart entre la direction de propagation de la houle et la direction des courants de fond. Les coefficients de ces équations $(a_1, a_2, a_3, a_4, m_1, I...)$ utilisés ici, sont ceux de la paramétrisation de *Fredsoe* [1984]. Ils sont égaux à :

Tab. IV.12 – Coefficients du modèle de *Fredsoe* [1984]

a_1	-0.06
a_2	1.70
a_3	-0.29
a_4	0.29
m_1	0.67
m_2	-0.29
m_3	0.09
m_4	0.42
n_1	0.75
n_2	-0.27
n_3	0.11
n_4	-0.02
I	0.80

On peut alors en déduire, en connaissant la tension critique de mise en suspension, les zones affectées par ce phénomène. Ce terme est estimé d'après *Soulsby and Withehouse* [1997] par :

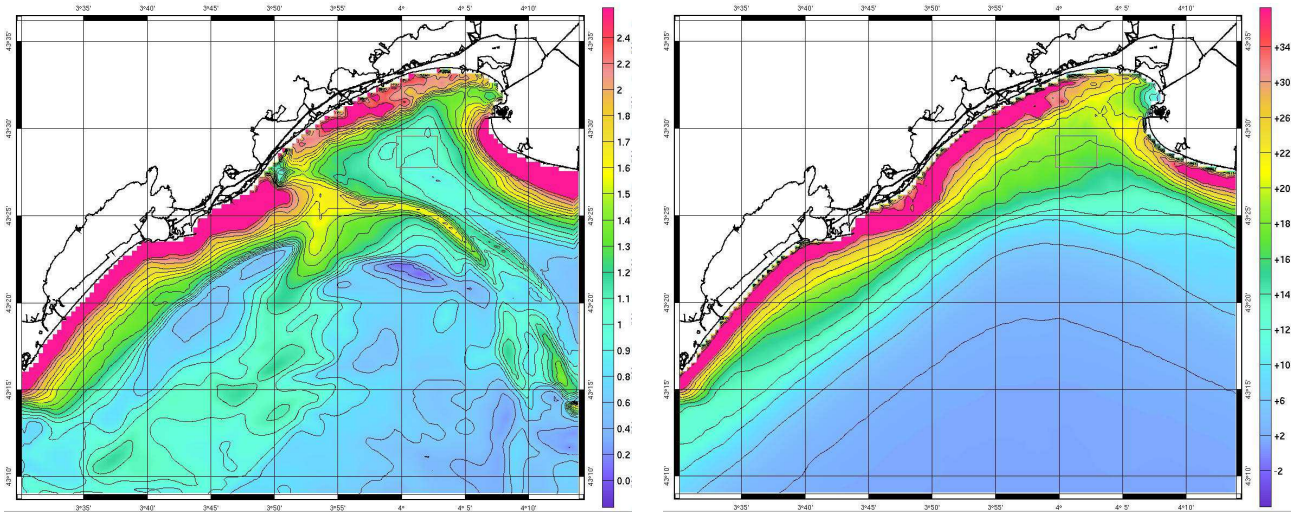
$$\tau_{critique} = \frac{0.3}{1 + 1.2D_*} + 0.055(1 - exp^{-0.02D_*}) \tag{IV.6}$$

avec :

$$D_* = D_{50}[\frac{g(s-1)}{\nu^2}]^{\frac{1}{3}} \tag{IV.7}$$

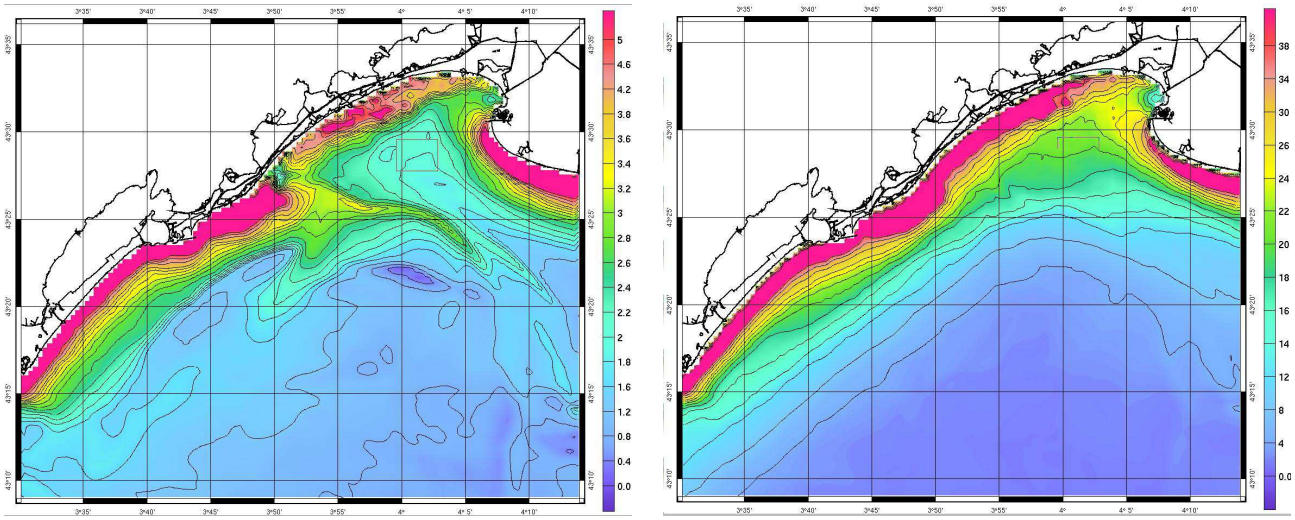
$\nu = 10^{-6} m^2.s^{-1}$ et $s = \frac{\rho_s}{\rho}$ est liée à la porosité du sédiment. Pour le quartz, ρ_s vaut 2650 $kg.m^{-3}$. Ainsi pour une rugosité de 5 mm, la tension critique de mise en suspension est estimée à 0.055 $N.m^{-2}$.

A l'apex de la tempête du 3 janvier 2008, le cisaillement induit par les vagues est quinze fois plus fort au moins que celui induit par les courants (Figures IV.44 et IV.45). La tension de cisaillement maximale est supérieure à la tension critique de mise en suspension partout. Elle atteint des valeurs jusqu'à 38 $N.m^{-2}$ surtout en région littorale, jusqu'à 20 m de fond.



(a) (b)

Fig. IV.44 – Tension de cisaillement par les courants seuls (a) et par les vagues seules (b) (en $N.m^{-2}$)



(a) (b)

Fig. IV.45 – Tensions de cisaillement moyenne et maximale (en $N.m^{-2}$) sous l'effet conjugué des vagues et des courants

Ceci explique pourquoi les fonds sédimentaires dans ces zones ont des concentrations faibles en particules fines. Les fines sont remises en suspension pendant les tempêtes et advectées vers le large par le courant de retour du fond.

IV.2.3 Conclusion et perspectives

IV.2.3.1 Conclusion

Ce chapitre a ainsi permis de montrer le rôle joué par les vagues pendant les tempêtes à l'échelle pré-littorale dans le Golfe d'Aigues-Mortes. L'état de mer entre 2007 et 2009 a été modélisé par plusieurs modèles. Une comparaison avec des mesures in-situ a montré que le

modèle WW3 version 4.04 était le plus performant. Une analyse de l'état de mer dans le Golfe d'Aigues-Mortes pour les années 2007/2008 et début 2009 a pu être entreprise grâce à une simulation avec ce modèle. Celle-ci a pointé la présence de six tempêtes de Sud-Est pendant les automnes et hivers. Nous avons ensuite étudié trois de ces tempêtes. Pendant celles-ci, les vagues agissent jusqu'à 30 m de fond en renforçant le jet côtier généré par le vent via l'ajout d'une dérive littorale et en le repoussant près de la côte, lorsqu'elles proviennent du Sud-Est. Lorsqu'elles proviennent du Sud et en fonction de l'angle d'orientation de la côte, la dérive peut être dirigée vers le Nord-Est, et agir tel un frein sur le jet côtier dans la zone littorale. Une première comparaison avec des ADCPs de fond à deux profondeurs différentes n'a pas permis de valider complètement le modèle. Pour la tempête de février 2007, un problème de sous-estimation de la tension du vent semble être à l'origine de la défaillance du modèle. Par ailleurs, l'instrument, placé trop au large, ne permet pas de caractériser l'effet des vagues. La tempête de novembre 2008 a bien été reproduite par le modèle, mais son caractère un peu particulier (des vagues provenant dans un premier temps du Sud-Sud-Est puis de l'Est-Sud-Est, induisant une dérive vers le Nord-Est puis vers le Sud-Ouest) n'en fait pas un cas très convaincant puisque les dérives de sens inverse générées par les deux trains de vagues se sont superposées et ont vu leurs effets s'annuler à l'apex de la tempête. Pour valider complètement le modèle, des instruments supplémentaires sont nécessaires. Des transects côte-large, selon plusieurs radiales sur une période de temps plus longue en automne ou en hiver (pendant lesquels la fréquence des tempêtes est accrue) sont requis afin de pouvoir mener à bien ce travail.

IV.2.3.2 Vers la modélisation du transport sédimentaire ...

Enfin, des calculs de tension de cisaillement induite par vague et courants ont été effectués en vue de caractériser le transport de sédiments. Bien que les évènements extrêmes soient rares (moins de 2 %), les vagues et courants induits sont capables de soulever et déplacer de grandes quantités de sédiments. Cependant cette étude hydrodynamique s'est faite en considérant une longueur de rugosité constante dans tout le domaine. En réalité, celle-ci varie en fonction de la nature du fond, rocheuse ou sédimentaire, et dans ce dernier cas, de sa granulométrie et de la présence de rides et dunes sableuses. A partir des prélèvements sédimentaires effectués pendant les campagnes HYGAM, une carte de la granulométrie interpolée sur la grille du modèle a été réalisée. Nous sommes partis de la carte de *Ulses* [2005] calculée grâce à la combinaison de données de carottage prélevées lors de multiples campagnes en mer (e.g. REMORA 1, REMORA 3, REDIT, METROC,...), que nous avons complétée par 80 prélèvements sédimentaires réalisés à la benne Ponar (Figure IV.3 (b)) pendant les campagnes HYGAM dans tout le Golfe d'Aigues-Mortes. L'interpolation des données granulométriques sur la grille est basée sur une méthode d'interpolation prenant deux facteurs en compte : la bathymétrie et la distance à la donnée [*Ulses*, 2005]. La granulométrie des sédiments de fond dans le Golfe du Lion varie au premier ordre en fonction de la bathymétrie [*Ulses*, 2005] : le plateau interne est recouvert de sédiment grossier en dehors des zones d'influence des fleuves, puis le pourcentage de particules fines augmente jusqu'à la bande vaseuse. Le plateau externe est composé de sables reliques et d'argile. Par ailleurs, l'hétérogénéité de la granulométrie, due aux apports fluviaux ou autres anomalies, est prise en compte via une interpolation en fonction de la distance à la mesure. On obtient ainsi les cartes de la médiane granulométrique (Figure IV.46), de la fraction d'argiles et silts, de sable fin et sables grossiers (Figure IV.47).

Le centre de la baie d'Aigues-Mortes entre 20 et 30 m de fond (Figure IV.47), en face de Port-Carmague, est caractérisé par une tension de cisaillement particulièrement faible (Figure IV.45). Ainsi, les sédiments auront moins de chances d'être emportés hors de cette zone que ceux des zones voisines. Cela explique pourquoi on observe encore la présence de fines issues entre autres de fleuves côtiers comme le Vidourle en ce lieu, alors que partout ailleurs, elles ont été évacuées vers le large. Plus près, entre la pointe de l'Espiguette et Palavas, la tension de cisaillement moyenne est aussi plus faible qu'au niveau justement de la pointe de l'Espiguette et du littoral de Palavas. En ces lieux, les courants très forts mettent en suspension et déplacent de larges quantités de sédiments, et tendent à prograder les sédiments de la côte Est du GAM vers la côte Ouest sans rentrer dans la baie d'Aigues-Mortes. Une flèche sableuse sous-marine témoin de ce phénomène, s'est alors constituée au niveau de la pointe de L'Espiguette, et a tendance à progresser vers l'Ouest. Si la fréquence et la violence des tempêtes augmentent, un scenario de fermeture de la baie d'Aigues-Mortes est peut-être à envisager. Enfin, au niveau du plateau des Aresquiers, la proportion de sables grossiers est plus importante qu'ailleurs. Les tensions de cisaillement sont beaucoup plus fortes en ces endroits. Il semble ainsi que presque tous les sédiments ont été emportés excepté les plus grossiers, qui nécessitent des tempêtes plus violentes. Ces sédiments plus grossiers proviennent de paléo-rivages formés de flèches sableuses décrites par *Raynal* [2008] par mesures sismiques.

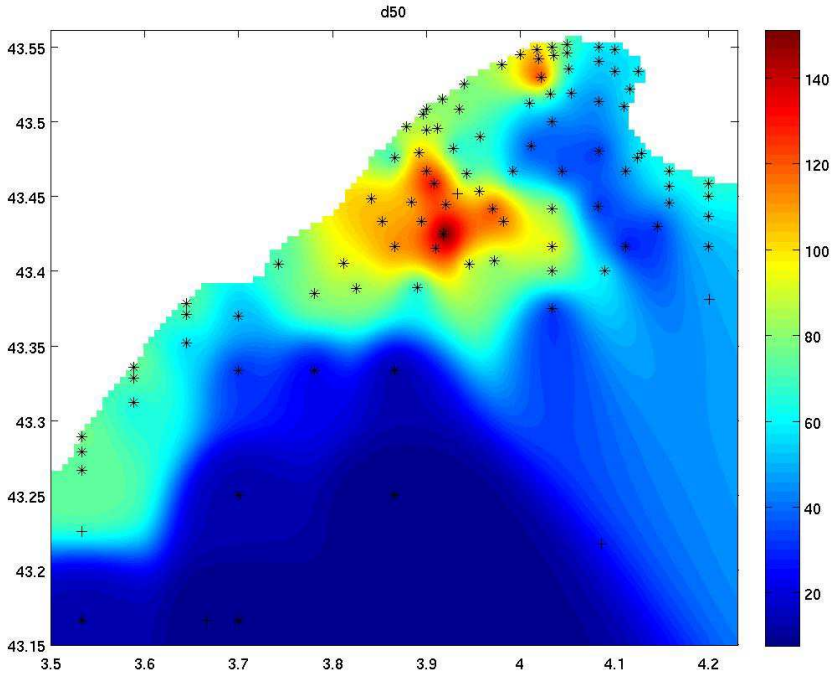
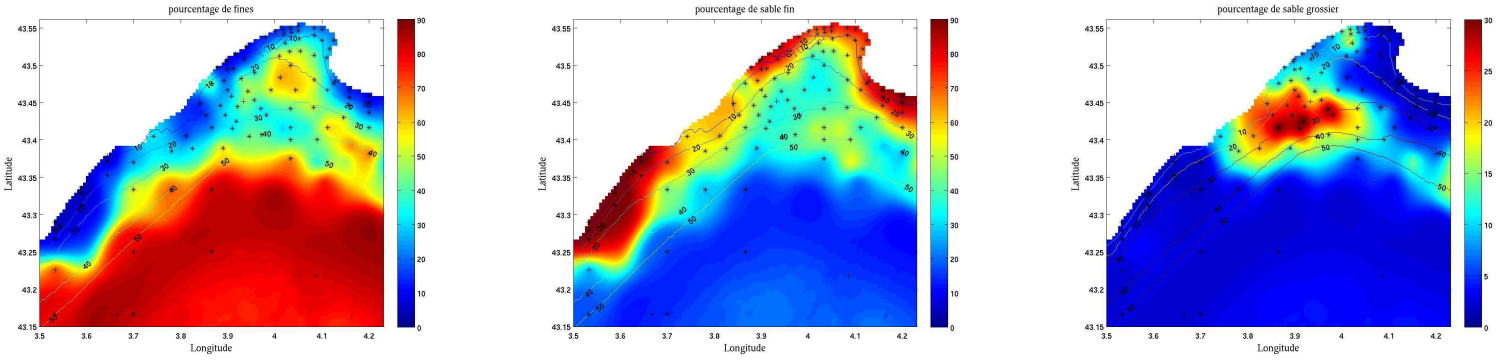


Fig. IV.46 – Médiane granulométrique dans le GAM



(a) (b) (c)

Fig. IV.47 – Proportion d'argiles et silts (a), sables fins (b) et sables grossiers (c) dans le GAM

L'analyse hydrodynamique permet en partie d'expliquer la configuration granulométrique du golfe. Mais ces calculs ne constituent qu'une première étape vers la modélisation du transport sédimentaire. Le transport par suspension et par charriage suivant les classes de sédiment est encore à modéliser, à partir de formulations empiriques [*Ulses*, 2005; *Denamiel*, 2006]. In fine, l'évolution de la bathymétrie pourrait être déduite de la divergence de ces transports.

Ce type d'étude intéresse énormément les gestionnaires du littoral. Ainsi, le projet REPBAM (REchargements et Panaches sédimentaires dans la Baie d'Aigues-Mortes) a été initié avec la DRE du Languedoc-Roussillon et Géosciences Montpellier pour répondre aux préoccupations de gestion des plages rechargées massivement en sable entre Palavas et Le Grau du Roi au début de 2008. 1 million de m^3 de sable issu de la flèche sableuse sous marine de l'Espiguette a été transféré sur 10 km de plage. Un rechargement d'une telle ampleur peut être prétexte à une étude morphodynamique sur l'évolution des plages sous l'effet des tempêtes. De plus, les tempêtes produisent des panaches turbides dont les effets sur les herbiers de Posidonies sont au centre des préoccupations. Ceux-ci sont des écosystèmes très productifs et possèdent des fonctions écologiques et économiques très importantes dans la zone côtière. La principale cause de dégradation des herbiers est une réduction de la clarté de l'eau. Une des sources de la diminution de l'intensité lumineuse est l'augmentation de la turbidité pendant les tempêtes due à la mise en suspension des sédiments. Les objectifs du projet sont doubles : le premier est d'arriver à établir l'évolution du stock sableux rechargé à partir d'observations (un suivi bathymétrique régulier a été opéré depuis 2008), et de modélisations numériques. Le second objectif est d'évaluer l'effet des tempêtes sur les herbiers. L'outil développé dans cette thèse est tout à fait adapté et prêt pour ce type d'étude.

IV.2.3.3 ... et le suivi de contaminant

Une autre application de ce travail est le suivi de contaminant. Depuis mon stage de fin d'études, j'ai ainsi pris part au projet MICROGAM (Modélisation des Contaminations bactériennes d'origine fécale du Golfe d'Aigues Mortes) dont les objectifs étaient de déterminer et quantifier la diffusion des contaminations microbiennes dans le GAM à partir des flux entrants et suivant divers scénarii de météorologiques caractéristiques, via un couplage du modèle hydrodynamique au modèle biologique de survie d'E. Coli (un indicateur de contamination fécale), et des mesures in-situ. Or pour ce type d'étude, il est nécessaire de correc-

tement simuler la dérive induite par les vagues. En effet *Ardhuin et al.* [2004b] ont montré, pour estimer la dérive des boulettes d'hydrocarbures issues du naufrage du Prestige en 2002, que les vagues contribuent pour au moins un tiers de la dérive à 1 m sous la surface, avec une direction moyenne orientée de 30°à droite de la direction de propagation de la mer du vent. Prenant en compte le forçage par les vagues, le modèle développé dans cette thèse est approprié à l'étude de dérive. Il est donc actuellement utilisé pour caractériser le suivi des particules E. Coli dans le Golfe d'Aigues-Mortes, dans le but d'évaluer la qualité des eaux littorales dans le cadre du projet MICROGAM (cf annexe E, [*Monfort et al.*, 2010]).

Chapitre V

Tempête de février 2004 sur la zone pré-littorale de la Têt

V.1 Introduction

Le modèle a montré ses performances sur les cas académiques littoraux. L'étude sur les tempêtes dans le Golfe d'Aigues-Mortes s'est heurtée à un manque de mesures et il n'a pas été possible de valider le modèle sur les zones côtières. C'est l'objectif de ce présent chapitre. Nous avons ainsi simulé la tempête de février 2004 sur la zone pré-littorale de la Têt. La Têt est une rivière se déchargeant sur la côte du Roussillon, au Sud-Ouest du Golfe du Lion. La circulation dans cette zone microtidale est fortement contrôlée par les conditions de vent. *Estournel et al.* [2003]; *Ulses et al.* [2008a] montre que les deux vents Tramontane et Marin induisent des circulations cycloniques dans le le Golfe du Lion, générant des courant vers le Sud le long de la côte Roussillonnaise. Pendant les tempêtes d'Est ou Sud-Est, la circulation est intensifiée vers le Sud sur le plateau, mais une dérive longshore vers le Nord est générée par les vagues. Plusieurs observations ont fait état de cette dérive mais aucun modèle n'a jamais reproduit celle-ci. Pendant l'hiver 2003-2004, le programme EUROSTRATAFORM [*Weaver et al.*, 2006] a élaboré une vaste campagne en mer dont l'objectif était de caractériser le transport sédimentaire de la rivière jusqu'à l'océan en passant par les canyons. De nombreux instruments ont permis d'obtenir des mesures météorologiques, sédimentaires et hydrodynamiques à de multiples échelles. Ainsi pour notre étude, nous disposons de trois instruments, un ADP sous 11 m de fond, un ADCP à 28 m et un Aquadopp à 31 m de fond, tous situés sur la zone prélittorale de la Têt. En février 2004, une puissante tempête de Sud-Est a atteint les côtes de la Têt, avec des hauteurs de vagues de 7 m et des vents de 16 $m.s^{-1}$. C'est cette tempête que nous nous proposons de reproduire avec notre modèle. Cette étude a fait l'objet d'un article soumis à Ocean Sciences, accepté pour discussion, et que nous présentons dans ce présent chapitre.

V.2 Résumé de l'article

Les premiers chapitres de l'article sont consacrés à un bref état de l'art sur le forçage houle/courant et à la description du modèle mis au point. Puis la validation de celui-ci sur le cas de plage plane de *Haas and Warner* [2009] ainsi que la plage barre/chenal expérimentale de *Haller et al.* [2002], que nous avons décrits en détail au chapitre III de ce manuscrit,

sont présentés rapidement au troisième chapitre de cet article. Le chapitre 4 de l'article se consacre à l'étude de la tempête de février 2004. Dans un premier temps, les techniques de mesures sont définies. Trois instruments placés au large de l'embouchure à 11 m, 28 m et 31 m de fond mesure les caractéristiques des courants, de la pression et des vagues. La tempête du 21 février est ensuite décrite : elle est caractérisée par un vent de Sud-Est atteignant 16 $m.s^{-1}$, et des vagues d'Est puis Sud-Est de 7 m (sous 31 m de fond) de hauteur significative et de 12 s de période. Il s'agit d'une tempête de période de retour de 10.5 ans à Sète et 5 ans à Banyuls *Guizien* [2009]. Puis un second paragraphe est dédié à l'implémentation et la validation du modèle de vague. Pour cette étude, nous avons eu recours à l'utilisation de grilles non structurées dans le modèle de vague WW3. Après l'article présenté à la section suivante, une dernière section se focalisera sur cet aspect. La simulation hydrodynamique a ensuite été mise en oeuvre. Trois grilles ont été nécessaires, dont la dernière a la particularité d'être une grille curvilinéaire atteignant une résolution de 8 m à la côte et 180 m au large. Les résultats du modèle sont alors comparés au mesures de courant. La forte dérive littorale vers le Nord est bien reproduite dans les zones littorales jusqu'à 15 m de fond. Plus précisément, deux cas distincts ont été identifiés : quand les vagues arrivent frontalement à la plage, elles sont responsables de la création de cellules complexes de recirculation, ainsi que des courants sagittaux, et quand leur direction est oblique par rapport au trait de côte, elles génèrent une dérive littorale. Ces phénomènes sont nettement plus complexes que dans les cas tests, puisque la bathymétrie est elle aussi plus compliquée, et que le vent et des processus non stationnaires ont été pris en compte. L'impact des vagues en zone pré-littorale est moins visible car le vent et la circulation régionale sont les forçages dominants. Enfin, quelques différences entre le modèle et les observations ont été notées à cette échelle (notamment une sous-estimation de l'intensité du courant) éventuellement en lien avec une sous-estimation de la tension du vent.

En conclusion, pendant des évènements de tempête, une approche de modélisation classique sans la prise en compte du forçage par les vagues [e.g., *Ulses et al.*, 2008b] ne permet pas de reproduire le transport vers le nord des sédiments dans la zone de surf. Ainsi sera mal reproduit l'érosion des plages, ainsi que le transport des particules fines provenant des rivières en crue. De plus, la tension de cisaillement près du fond sera fortement sous-estimée ainsi que la possibilité de mettre en suspension des sédiments plus grossiers. Ainsi, pour ce cas spécifique, notre modèle va nous permettre de poursuivre l'étude de *Ulses et al.* [2008b] sur l'impact des tempêtes sur le transport sédimentaire à l'échelle régionale, vers les zones plus littorales. Il sera alors possible d'étudier le destin des sédiments des rivières et des plages jusqu'aux canyons et ainsi compléter l'étude entreprise par *Palanques et al.* [2011].

V.3 Article soumis à Ocean Sciences

Manuscript prepared for Ocean Sci.
with version 3.2 of the LaTeX class copernicus.cls.
Date: 7 March 2012

Three-dimensional modelling of wave-induced current from the surf zone to the inner shelf

H. Michaud[1,2], P. Marsaleix[2], Y. Leredde[1], C. Estournel[2], F. Bourrin[3], F. Lyard[4], C. Mayet[4], and F. Ardhuin[5]

[1]Géosciences Montpellier, UMR5243, CNRS - Université Montpellier 2 Sciences et Techniques, place E Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France
[2]Laboratoire d´Aérologie,UMR5560, CNRS - Université de Toulouse, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
[3]Centre de Formation et de Recherche sur l'Environnement Marin, UMR5110, CNRS - Université de Perpignan Via Domitia, 52 avenue de Villeneuve, 66860 Perpignan cedex, France
[4]Laboratoire d´Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales (CNRS/CNES/IRD/UPS), 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
[5]IFREMER, Centre de Brest, Laboratoire d'Océanographie Spatiale, 29280 Plouzané, France

Abstract. We develop and implement a new method to take into account the impact of waves into the 3D circulation model SYMPHONIE (Marsaleix et al., 2008, 2009a), following the simplified equations of Bennis et al. (2011) which use glm2z-RANS theory (Ardhuin et al., 2008b). These adiabatic equations are completed by additional parameterizations of wave breaking, bottom friction and wave-enhanced vertical mixing, making the forcing valid from the surf zone through to the open ocean. The wave forcing is performed by wave generation and propagation models WAVEWATCH III® (Tolman, 2008, 2009; Ardhuin et al., 2010) and SWAN (Booij et al., 1999). The model is tested and compared with other models for a plane beach test case, previously tested by Haas and Warner (2009) and Uchiyama et al. (2010). A comparison is also made with the laboratory measurements of Haller et al. (2002) of a barred beach with channels. Results fit with previous simulations performed by other models and with available observational data.

Finally, a realistic case of energetic waves travelling over a coast of the Gulf of Lion (in the northwest of the Mediterranean Sea) for which currents are available at different depths as well as an accurate bathymetric database of the 0-10 metres depth range, is then simulated. A grid nesting approach is used to account for the different forcings acting at different spatial scales. The simulation coupling the effects of waves and currents is successful to reproduce the powerful northward littoral drift in the 0-15 m depth zone. More precisely, two distinct cases are identified: When waves have a normal angle of incidence with the coast, they are responsible for complex circulation cells and rip currents in the surf zone, and when they travel obliquely, they generate a northward littoral drift. These features are more complicated than in the test cases, due to the complex bathymetry and the consideration of wind and non-stationary processes. Wave impacts in the inner shelf are less visible since wind and regional circulation seem to be the predominant forcings. Besides, a discrepancy between model and observations is noted at that scale, possibly linked to an underestimation of the wind stress. Lastly, this three-dimensional method allows a good representation of vertical current profiles and permits to calculate the shear stress associated with wave and current. Future work will focus on the combination with a sediment transport model.

Correspondence to: H. Michaud
(michaud.heloise@aero.obs-mip.fr)

1 Introduction

Over the past half-century, considerable advances have been made in the field of numerical modelling of coastal hydrodynamics, with major efforts made to take wave-current interactions into account. Such studies have allowed the investigation of beach protection, contaminant monitoring, navigational issues, coastal management and prediction of hazardous zones for swimmers. A wide variety of modelling techniques have been applied to the surf zone, based on depth-integrated equations. These include phase resolving (e.g., Chen et al., 2003; Clark et al., 2011), group-averaged Reniers et al. (2004), or fully phase-averaged. These models are unfortunately not well adapted for continental shelf processes that are influenced by stratification, making it difficult to model cross-shore transport phenomena uniformly from the beach to the shelf break. Recently developed 3D wave-current interaction theories (e.g., Mellor, 2003; McWilliams et al., 2004; Ardhuin et al., 2008b) may provide useful approaches for this problem.

Following the pioneering modeling work by Rascle (2007); Newberger and Allen (2007); Uchiyama et al. (2010), we investigate the influence of surface waves on ocean circulation in the inner shelf and surf zone. The main influences of waves on current occur through bottom (e.g., Komar et al., 1972) and surface stresses (e.g., Donelan et al.,

1993), while turbulent kinetic energy at the surface is enhanced by wave breaking (e.g., Agrawal et al., 1992). Waves are associated with mean momentum that can be observed as a surface-intensified drift velocity (Stokes, 1847). In deep water, this drift is highly correlated with the wind speed and wave height, with a magnitude of the order $6 \times 10^{-4} U_{10}^2$ where U_{10}, the 10 m wind speed, is in $m.s^{-1}$ (Ardhuin et al., 2009). In the surf zone, the drift is not correlated with wind speed and can reach as much as 30% of the phase speed, with a strong surface intensification (Ardhuin et al., 2008b). The actual drift of water particles is the sum of this Stokes drift and the Eulerian current, with wave influences on the Eulerian current also (e.g., Xu and Bowen, 1994). Reciprocally, currents can modify waves by, refraction, partial reflection, up to blocking (Smith, 1975; Chawla and Kirby, 2002).

A first approach to the study of wave/current interactions can be to add certain effects in particular contexts (e.g., Jorda et al., 2007). For example, Mastenbroek et al. (1993) improve their numerical simulations of storm surges by introducing a wave-dependent drag coefficient for the wind.

During the 1960's, Taylor (1962) and Whitham (1962) focused on non-linear wave properties. These works then led to the radiation stress theory, which was first introduced by Longuet-Higgins and Stewart (1962), and then by Phillips (1977). This theory takes into account the excess flow of momentum due to the presence of waves in the barotropic momentum equations for the total current, thanks to the addition of radiation stress gradients. In radiation stress theory, wave and current momenta are combined and the effect of the waves is applied to this total momentum. Although this is practical for depth-integrated flows, it becomes a problem in 3D models, in particular because the Stokes drift is not mixed and is often the main source of vertical shear near the surface, with important consequences for surface drift (e.g., Rascle and Ardhuin, 2009). Instead, the problem can be formulated for the current momentum only, as shown by Garrett (1976) for depth-integrated equations, and Andrews and McIntyre (1978) in the most general form. Several theories have been developed and applied for the full momentum (involving radiation stresses) or the current momentum only (in which a vortex force appears). Although much work is still to be developed for the proper treatment of turbulence in the presence of waves, several papers have established that all published theories that use radiation stresses have some errors at the leading order, which may cause spurious circulations (Ardhuin et al., 2008a; Kumar et al., 2011; Bennis and Ardhuin, 2011).

Here we shall use a formulation of the "current momentum" which is formally defined as the quasi-Eulerian momentum (Andrews and McIntyre, 1978; Jenkins, 1989), namely the Lagrangian mean velocity minus the Stokes drift. Here we use an approximation of the exact equations from (Andrews and McIntyre, 1978) to second order in wave slope, including a transformation to cartesian coordinates (glm2-z approximation, Ardhuin et al. (2008b)), in a simplified form that neglects the vertical current shear effect on the dynamic pressure (Bennis et al., 2011). In the limit of weak vertical current shear, these equations are formally equivalent to the Eulerian-mean equations of McWilliams et al. (2004) that are based on an analytic continuation across the air-sea interface, and which have been used by Uchiyama et al. (2010).

Previous studies dealing with wave-current interaction are often focused on the surf zone (with water depths on the order of 1 m) (e.g., Uchiyama et al., 2010; Haas and Warner, 2009; Weir et al., 2011). Few studies and measurements have been dedicated to the midshelf zone (with water depths of order 100 m), or at least to the inner shelf (between the surf zone and mid shelf): Lentz et al. (1999, 2008) were one of the first to study the influence of waves on the inner shelf. The purpose of this article is to extend the study of wave-current interaction to both the inner shelf and the open ocean by implementing the new set of equations of Bennis et al. (2011) in the primitive equation model SYMPHONIE (Marsaleix et al., 2008). By using a nested strategy, which allows studies at all scales and by completing the model with additional parameterizations of wave breaking, bottom friction and wave-enhanced vertical mixing, we ensure that the forcing is valid from the surf zone through to the open ocean. We test and compare our model to measurements made on the Têt inner shelf during a typical winter storm. This inner shelf has a bathymetry made up of complex sandbar systems, therefore before tackling this real case, the accuracy of the model is first assessed in two idealized test cases.

Wave and circulation models, modified with the formulation of Bennis et al. (2011), are presented in Section 2. Section 3 describes two academic test cases of the surf zone. The first is on an idealized plane beach submitted to obliquely incident spectral waves (a case also tested by Haas and Warner (2009) and Uchiyama et al. (2010)). The second case tests the ability of the model to correctly reproduce rip currents generated by a barred beach, by simulating the test B experiment of Haller et al. (2002)). Section 4 focuses on the 21 February 2004 storm in the Têt inner shelf. The simulated currents are compared to the observed ones to assess model accuracy. Finally, Section 5 provides a summary and conclusion.

2 Models

2.1 Coastal Circulation Model

We used the Boussinesq hydrostatic circulation ocean model described in Marsaleix et al. (2008, 2009a,b). Components of currents, temperature and salinity are computed on a C-grid using an energy-conserving finite-difference method. A generalized sigma coordinate (Ulses et al., 2008c) is used in order to refine resolution near the bottom and the surface. The turbulence closure is achieved using a prognostic

equation for the turbulence kinetic energy and a diagnostic equation for mixing and dissipation length scales proposed by Bougeault and Lacarrere (1989). A complete description of the bulk formulae used to compute the air/sea fluxes is given in Estournel et al. (2009). The so called SYMPHONIE model has been extensively used in studies of the Mediterranean Sea, mostly at the scale of continental shelves (Ulses, 2005; Estournel et al., 2003, 2005), generally comparing satisfactorily with available in situ observations. Only Leredde and Michaud (2008) found that the model did not perform that well for the case of an extreme meteorological event reported in the Gulf of Lion in February 2007. It was concluded that the relative failure of the simulations was likely a consequence of the lack of a proper wave/current parameterization. This study incited the present one, in which we implement this particular development in our model, following the method proposed by Bennis et al. (2011).

2.1.1 General equations

The momentum equations of the coastal circulation model are rewritten in order to take into account the wave forcing. This gives the equations (18)-(21) of Bennis et al. (2011) which govern the evolution of the quasi-Eulerian velocities $(\hat{u},\hat{v},\hat{w})$ equal to:

$$(\hat{u},\hat{v},\hat{w}) = (u,v,w) - (U_s,V_s,W_s) \tag{1}$$

where (u,v,w) are the mean Lagrangian velocities and (U_s,V_s,W_s) the Stokes drift in the horizontal (x,y) and vertical (z) directions. They are valid from the bottom $z=-h$ to the local phase-averaged free surface $z=\hat{\eta}$.

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \hat{w}\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - f\hat{v} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p^H}{\partial x} = [f + (\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y})]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial x} + F_{m,x} + F_{d,x} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \hat{w}\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + f\hat{u} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p^H}{\partial y} = -[f + (\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y})]U_s - W_s\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} - \frac{\partial J}{\partial y} + F_{m,y} + F_{d,y} \tag{3}$$

With p^H the hydrostatic pressure, f the Coriolis parameter, ρ the mean density and t the time. The forces added by the wave forcing in the momentum equation are:

- the vortex force: $([\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z}, [\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]U_s - W_s\frac{\partial \hat{v}}{\partial z})$
- the Stokes-Coriolis force: $(fV_s, -fU_s)$
- the force linked to the wave-induced mean pressure J called the Bernoulli pressure head: $(-\frac{\partial J}{\partial x}, -\frac{\partial J}{\partial y})$
- the mixing force where some parameterizations of the wave-enhanced mixing are taken into account: $(F_{m,x}, F_{m,y})$
- the force of dissipation by breaking, bottom dissipation and wave-turbulence interaction: $(F_{d,x}, F_{d,y})$

The evolution of C the concentration of a passive tracer is then governed by :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial wC}{\partial z} = 0 \tag{4}$$

And the mass conservation becomes:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{5}$$

These equations were implemented in the MARS 3D model (Lazure and Dumas, 2008). We transform them into a discrete form by using the flux-divergence form of the advection terms which can be found in most coastal hydrodynamic models (e.g., Marsaleix et al., 2008; Blumberg and Mellor, 1987; Shchepetkin and McWilliams, 2005). They then become:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial u\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{u}}{\partial z} - f\hat{v} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p^H}{\partial x} = fV_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s - \frac{\partial J}{\partial x} + F_{m,x} + F_{d,x} \tag{6}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \frac{\partial u\hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{v}}{\partial z} + f\hat{u} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p^H}{\partial y} = -fU_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y}V_s - \frac{\partial J}{\partial y} + F_{m,y} + F_{d,y} \tag{7}$$

This choice allows a global calculation of the term $w = \hat{w} + W_s$ and the calculation of the value W_s is no longer needed. In the new set of equations, the vortex force does not appear clearly and is replaced by a new force equal to $(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s\ ,\ \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y}V_s)$. But we note that we can get back to the usual vortex force provided that the Stokes current contribution to the advection terms, namely, $(\frac{\partial U_s\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial V_s\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial W_s\hat{u}}{\partial z}, \frac{\partial U_s\hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial V_s\hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial W_s\hat{v}}{\partial z})$, is taken into account.

Calculations of wave-induced pressure J are not modified from Bennis et al. (2011):

$$J = g\frac{kE}{sinh(2kD)} \tag{8}$$

Stokes velocities are given by:

$$\begin{cases} (U_s,V_s) = \sigma k(cos\theta, sin\theta)E\frac{2.cosh(2k(z+h))}{cosh(2kD)} \\ \text{in shallow waters for } kD < 6 \\ \text{and } (U_s,V_s) = \sigma k(cos\theta, sin\theta)E2e^{2.k(z-\eta)} \\ \text{in deep waters for } kD > 6 \end{cases} \tag{9}$$

with $D = \eta + h$ the water depth, g the acceleration due to gravity, E the wave energy, k the wave number, σ the relative frequency and θ the angle of wave propagation.

In realistic configurations (i.e. for random waves), we replace E by the elementary variance $E(\theta,\sigma)d\theta d\sigma$ and we integrate the entire expression over the spectrum of the relative frequencies and angles of wave propagation of the wave

model. The WAVEWATCH III wave model, hereinafter WW3 (version 4.04-SHOM; Tolman (2008, 2009); Ardhuin et al. (2010)), provides directly the wave-induced pressure. It also gives the surface Stokes velocities ($(U_{sf}(k_n),V_{sf}(k_n) = w_n k_n E$) discretized in the frequency spectrum, so the Stokes drift can be calculated by summing these terms over the frequency spectrum:

$$(U_s,V_s) = \sum_{k_n} (U_{sf}(k_n),V_{sf}(k_n)) P(z;k_n) \tag{10}$$

with k_n the wave numbers associated to the different frequencies of the spectrum. w_n are calculated by $w_n = \sqrt{g k_n tanh(k_n D)}$ and $P(z;k_n)$, the vertical profiles associated with the different frequencies, are defined by:

$$\begin{cases} P(z;k_n) = \frac{2.cosh(2k_n(z+h))}{cosh(2k_n D)} \text{ in shallow waters for } k_n D < 6 \\ P(z;k_n) = 2e^{2.k_n(z-\eta)} \text{ in deep waters for } k_n D > 6. \end{cases} \tag{11}$$

Stokes drift is strongly sheared at the surface so a high resolution near the surface is required.

In these equations, the wave-induced dissipation force as defined by Bennis et al. (2011) is split into two forces: one associated with wave-breaking dissipation (bathymetric breaking and whitecapping), and one induced by bottom dissipation. In the absence of a known vertical profile, these two forces find themselves in the boundary conditions respectively at the surface and at the bottom as surface and bottom stresses. One can thus impose an empirical vertical profile for the two forces (Bennis et al., 2011; Uchiyama et al., 2010). On the other hand, the vertical profile of velocity is possibly not really sensitive to such issues because of the smoothing effects induced by strong vertical mixing (Rascle et al., 2006).

2.1.2 Boundary conditions

Boundary conditions then become:
- *At the surface:*

$$\begin{cases} K_z \frac{\partial \hat{u}}{\partial z}|_{z=\hat{\eta}} = \tau_{a,x} - \tau_{aw,x} + \tau_{wo,x} \\ K_z \frac{\partial \hat{v}}{\partial z}|_{z=\hat{\eta}} = \tau_{a,y} - \tau_{aw,y} + \tau_{wo,y} \end{cases} \tag{12}$$

with K_z the vertical eddy viscosity calculated by a turbulent closure scheme representing the energy cascade towards small scales (Gaspar et al., 1990). $\boldsymbol{\tau_a} = (\tau_{a,x},\tau_{a,y})$ the wind stress, $\boldsymbol{\tau_{aw}} = (\tau_{aw,x},\tau_{aw,y})$ the momentum flux from atmosphere to wave, and $\boldsymbol{\tau_{wo}} = (\tau_{wo,x},\tau_{wo,y})$ the momentum flux from wave to ocean linked to wave breaking (bathymetric breaking, or whitecapping), wave-turbulence interaction and viscous effects. In fact, waves influence the flux transfers from atmosphere to ocean. A part of the atmosphere momentum flux goes directly in the ocean via $\boldsymbol{\tau_a}$. Another part $\boldsymbol{\tau_{aw}}$ goes into the wave field. Then this field is subjected to dissipation and releases $\boldsymbol{\tau_{wo}}$. At a larger scale than the surf zone, $\boldsymbol{\tau_{aw}}$ and $\boldsymbol{\tau_{wo}}$ tend to cancel each other. Actually, only a small part of $\boldsymbol{\tau_{aw}}$ (5%) is radiated into the wave field (Ardhuin et al., 2004). WW3 provides directly these terms. In the surf zone, the term $\boldsymbol{\tau_{wo}}$ is predominant, and $\boldsymbol{\tau_{aw}}$ is neglected. For monochromatic waves, we link $\boldsymbol{\tau_{wo}}$ to the wave dissipation due to wave breaking ϵ^b used by Uchiyama et al. (2010), by:

$$\boldsymbol{\tau_{wo}} = \frac{\epsilon^b \boldsymbol{k}}{\sigma} \tag{13}$$

In fact, this ratio is often used in the literature, and given as a $\frac{1}{\rho g}$ factor by the Simulating Waves Nearshore wave model (SWAN-version 40.72 ; (Booij et al., 1999)).

- *On the bottom:* We consider that the momentum lost by waves due to bottom friction is lost in the bottom (Longuet-Higgins, 2005), and we follow the equation (22) of Bennis et al. (2011) which sets that the horizontal velocity is prescribed as velocity at the bottom given by the streaming solution (Longuet-Higgins, 1953):

$$(\hat{u},\hat{v})|_{z=-h} = 1.5(U_s,V_s)|_{z=-h} \tag{14}$$

- *Lateral boundaries:*
At the open boundaries, for realistic simulations, radiation conditions from Flather (1976) are applied. Technically, we follow the equations (14) of Marsaleix et al. (2006). Thus, for the sea surface elevation external variable:

$$\eta = \eta_F \pm \sqrt{\frac{D}{g}(\hat{u}^N - u_F^N)} \tag{15}$$

where $\hat{u}^N$ is the velocity normal to the boundary, and F refers to the external forcing term. If waves are the only external forcing:

$$\begin{cases} \eta_F = -\frac{J}{g} \\ \hat{u_F}^N = -U_s^N. \end{cases} \tag{16}$$

Boundary conditions (Equations 16) are deduced from the momentum equation (Eq. (2) and (3)) and some simplifying hypotheses (steady solution, non linear terms are neglected).

2.1.3 Wave-induced vertical mixing

Vertical mixing is parameterized according to the turbulent closure model of Gaspar et al. (1990).The vertical eddy viscosity K_z is calculated by: $K_z = c_k l_k E_k^{0.5}$ with E_k the turbulent kinetic energy, $c_k = 0.1$ an empirical constant and l_k an algebraic length. The turbulent kinetic energy is characterized by:

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} + \frac{\partial u E_k}{\partial x} + \frac{\partial v E_k}{\partial y} + \frac{\partial w E_k}{\partial z} =$$
$$K_z[(\frac{\partial \hat{u}}{\partial z})^2 + (\frac{\partial \hat{v}}{\partial z})^2] + \frac{g}{\rho_0} K_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(F_z) - \frac{c_\epsilon E_k^{3/2}}{l_\epsilon} \tag{17}$$

c_ϵ is also an empirical constant equal to 0.7, and l_ϵ is the dissipation length. l_k and l_ϵ are calculated according to Bougeault and Lacarrere (1989). F_z is a vertical flux of turbulent kinetic energy equal to $K_z \frac{\partial E_k}{\partial z}$.

The wave forcing modifies the eddy diffusivity both at the surface and at the bottom.

- At the surface:
Waves modify the turbulent mixing in the surface layer by adding certain quantities in the turbulent closure models. We follow Craig and Banner (1994) by taking into account the dissipation of surface waves by adding a turbulent kinetic energy flux at the surface. Thus, F_z is modified:

$$\begin{cases} F_z = \phi_{oc} \text{ near the surface} \\ F_z = K_z \frac{\partial E_k}{\partial z} \text{ elsewhere} \end{cases} \quad (18)$$

A possible parameterization of the wave to ocean turbulent surface flux is (Terray et al., 1996):

$$\phi_{oc} = \alpha {u\star}^3 \quad (19)$$

where $u\star$, the friction velocity, is deduced from the wind stress, and α is a parameter linked to the wave age. By default, this term is equal to 100 (Craig and Banner, 1994). Estournel et al. (2001) showed that the depth of the surface mixed layer was better simulated with the Craig and Banner scheme rather than with a boundary condition based on an assumption of production/dissipation equilibrium in the turbulent kinetic energy equation. On the other hand, following Rascle et al. (2008), we used an alternative that is, a priori, more accurate: to use the wave to ocean turbulent surface flux provided by the WW3 model. The mixing length is also modified:

$$l = \kappa z_{surf} \quad (20)$$

where $\kappa = 0.4$ is the Von Karman constant and z_{surf} is the surface roughness length. It corresponds to the depth of the wave breaking responsible for the increase of turbulent mixing. Terray et al. (1996, 2000) used dissipation data to link this term to the significant wave height: $z_{surf} = 1.6 H_s$. We therefore tested values between $0.8 H_s$ and $2.4 H_s$ which can be found in the literature (Rascle et al., 2006). Ideally, we should not use the significant wave height, but the significant wave height of the wind-sea only H_{sw}. Given that the swells have a small surface slope and consequently do not break, it is more appropriate to use the wave height of the wind sea only to calculate the roughness length instead of the significant wave height H_s (Rascle et al., 2008). This value is calculated according to Rascle et al. (2008) (Equation 6), and is now available in WW3.

- On the bottom:
In our hydrodynamic model, the bottom stress ($\boldsymbol{\tau_{bot}}$ in Eq. (14) is parameterized by a quadratic bottom drag model and is only linked to the current through:

$$\boldsymbol{\tau_{bot}} = \boldsymbol{\tau_c} = \rho_0 C_d \parallel \boldsymbol{V_b} \parallel \boldsymbol{V_b} \quad (21)$$

with C_d the drag coefficient and $\boldsymbol{V_b}$ the near bottom current.

Waves enhance the shear stress at the bottom. Soulsby et al. (1995) have established a drag law function of the bottom stresses linked to waves and currents:

$$\boldsymbol{\tau_{bot}} = \boldsymbol{\tau_c}[1 + 1.2(\frac{|\tau_w|}{|\tau_w| + |\boldsymbol{\tau_c}|})^{3.2}] \quad (22)$$

with $\boldsymbol{\tau_c}$ the bottom stress due to current only, calculated by Eq. (21) and τ_w the bottom stress linked to waves only, given by:

$$|\tau_w| = 0.5 f_w |\boldsymbol{u_{orb}}|^2. \quad (23)$$

$\boldsymbol{u_{orb}}$ is the bottom wave orbital velocity, calculated, for monochromatic waves, by :

$$|\boldsymbol{u_{orb}}| = \frac{\sigma H_s}{\sqrt{8} sinh(kD)} \quad (24)$$

For random waves, we integrate the expression of $\boldsymbol{u_{orb}}$ over the spectrum of the relative frequencies and angles of wave propagation of the wave model. WW3 provides directly this term. f_w the wave friction factor given by Myrhaug et al. (2001):

$$\begin{cases} f_w = 1.39(\frac{a_{bw}}{z_0})^{-0.52} \text{ if } 200 < \frac{a_{bw}}{z_0} < 11000 \\ f_w = 18(\frac{a_{bw}}{z_0})^{-1} \text{ if } \frac{a_{bw}}{z_0} < 200 \\ f_w = 0.112(\frac{a_{bw}}{z_0})^{-0.25} \text{ if } 11000 < \frac{a_{bw}}{z_0} \end{cases} \quad (25)$$

with z_0 the bottom roughness length and a_{bw} the half orbital excursion length is given by $a_{bw} = \frac{|u_{orb}|T}{2\pi}$ (with T the wave period). With this parameterization, the bottom stress is increased since it lies in the range: $\tau_c < \tau_{bot} < 2.2\tau_c$. In the two test cases, we use the bottom stress parameterized by Eq. (21), and in the realistic simulation we use the parameterization of Eq. (22).

2.2 Wave Model

In order to take into account the effects of waves in the momentum equations, some quantities provided by wave models are required: period, significant wave height, direction, wavenumber, Stokes velocities, wavelength, $\boldsymbol{\tau_{aw}}$ the momentum flux from atmosphere to wave, and $\boldsymbol{\tau_{wo}}$ the momentum flux from wave to ocean linked to wave breaking. Some of them can be directly provided by the wave model, and others can be calculated from the available parameters, depending on the wave model chosen.

In the academic case studies, presented in section 3, we use the SWAN wave model, and in the realistic simulation, presented in section 4, we use the WW3 model, validated at global, regional and nearshore scales. These are third generation wave-averaged models that solve the two dimensional wave action balance equations for wave action density as a function of (θ,σ) for the SWAN model and a function of (θ,k) for the WW3 model. In Cartesian coordinates, this equation is written as:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_x N}{\partial x} + \frac{\partial c_y N}{\partial y} + \frac{\partial c_\sigma N}{\partial \sigma} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial \theta} = \frac{S_{tot}}{\sigma} \quad (26)$$

with N the wave action density $N = \frac{E}{\sigma}$, c_x,c_y,c_σ and c_θ the propagation velocities in $x-$, $y-$, $\sigma-$ and $\theta-$ space, respectively. The source/sink term, S_{tot} on the right side, is expressed in terms of energy density and represents different physical processes available in the wave model:

$$S_{tot} = S_{in} + S_{nl3} + S_{nl4} + S_{ds,w} + S_{ds,b} + S_{ds,br} \quad (27)$$

with S_{in} the atmospheric source function, S_{nl4} the nonlinear quadruplet interactions and $S_{ds,w}$ the dissipation by white-capping. Other phenomena induced by the finite depth effects like S_{nl3} triad nonlinear wave-wave interactions, $S_{ds,b}$ dissipation by bottom friction and $S_{Sds,br}$ dissipation by depth-induced breaking are taken into account. Thus, diffraction, reflection, refraction and shoaling are included.

SWAN (version 40.72) accounts for all these processes. It is generally used for wave transformation at nearshore and coastal scales (Booij et al., 1999; Dufois, 2008; Rusu and Soares, 2009; Bruneau, 2009). We will use this model for the academic cases.

WW3 has been widely used at global and regional scales and its validity is now extended to nearshore scales (version 4.04) with parameterizations of wave breaking, bottom dissipation and wave dissipation, avoiding the use of a specific nearshore wave model. One can find more information about the parameterizations proposed by this version in Ardhuin et al. (2010). This model has been validated using in-situ and remote sensing data (Ardhuin et al., 2008, 2010; Delpey et al., 2010).

3 Validation of the model in two test cases

3.1 A normal plane beach test case

This test case consists of obliquely incident spectral waves approaching an idealized smooth plane beach. It was initially posed by Haas and Warner (2009), hereinafter named HW09 and more recently by Uchiyama et al. (2010), hereinafter called UMS10. HW09 compared two hydrodynamic models: the quasi-3D model SHORECIRC (Svendsen et al., 2002) and the 3D model ROMS (Shchepetkin and McWilliams, 2005), where wave forcing followed the depth-dependent radiation stress formalism of Mellor (2003). UMS10 compared these solutions with another version of ROMS where a vortex force (McWilliams et al., 2004) approach is used. All these solutions were forced rigorously by the same wave field simulated by SWAN. We suggest comparing our model to this test case to assess its validity and performance to those of previous models.

The bathymetry is a plane beach with a constant slope of 1:80. It has realistic dimensions (1180 m in the cross-shore direction x and 1200 m in the alongshore direction y). The coast is oriented to the west and the offshore boundary is set at x=0 with the maximum water depth (12 m). We use the same grid spacing of 20 m in horizontal directions as in previous simulations, and 10 vertical levels. To be consistent with UMS10 and HW09, a quadratic bottom drag law (Eq. (21)) is used with a drag coefficient C_d sets constant equal to 0.0015.

At the offshore boundary, a Jonswap type spectral modeled wave field is imposed with a 2 m significant wave height, 10 s peak period and an incidence angle of 10°. We use the same wave fields as HW09 and UMS10. We also neglect the roller effects. Earth rotation is excluded with the Coriolis parameter set to 0. Lateral periodic conditions are used. As a first step, we do not take into account the influence of waves on vertical mixing and on the surface roughness length. UMS10 conducted four simulations: a 2D barotropic case (Run a) and three 3D cases where the vertical profiles of the vector of breaking dissipation or the vertical mixing are changed (Runs b, c and d). In Run b, the vertical penetration of momentum associated with breaking waves is concentrated near the surface, whereas in Runs c and d, penetration is quite uniform along the vertical column. Run b gives results similar to ours, since our model adds the momentum associated with breaking waves as a surface stress. UMS10 also calculated an analytical solution for the barotropic velocities and the surface elevation.

3.1.1 Reference simulation

Waves begin to break between $500 < x < 1000$ m, (as shown by the breaking dissipation rate Figure 16a. in UMS10), and the significant wave height decreases for $x = 600$ m. A slight set-down before the breaking point and a set-up reaching 22 cm at the shoreline are observed. After two hours of simulation time, our simulation becomes stationary. Our surface elevation agrees well with both the analytical and numerical results of UMS10 (Fig. 1a). The cross-shore barotropic velocity (Fig. 1b) is the same as that of UMS10 and the alongshore barotropic velocity (Fig. 1c) almost fits the results from run b, with a maximum value of $0.85 m.s^{-1}$ located closer onshore (x=820 m) than other runs. Our peak alongshore barotropic velocity underestimates the peak value obtained in run b of UMS10. As we will see in section 3.1.2, this is explained by the fact that in our case, the momentum flux associated with breaking waves is prescribed as a surface stress, whereas in the work of UMS10 the momentum flux has a vertical profile (concentrated near the surface). Vertical profiles of the velocities (Fig. 2) are also consistent with the vertical profiles of Run b. Note the color palette is not saturated as in UMS10, in order to show how the cross-shore velocities are sheared ($0.6 m.s^{-1}$ near the surface to -$0.6 m.s^{-1}$ close to the bottom). We therefore obtain a strong and common recirculation cell in the surf zone with the current oriented onshore near the surface and offshore on the bottom. Outside of the surf zone, cross-shore velocities are almost uniform over the depth and directed offshore. They are the exact opposite of the Stokes velocities. Here we consider only a test case thus no other external forcing, such as wind stress, is taken

into account. It is therefore not necessary to represent all the terms of the momentum equations, but only the ones linked to the wave forcing. The wave forcing acts directly on the mean flow by way of the following forces:

- The vortex force.
- The Bernoulli pressure head.
- The surface flux of momentum associated with breaking wave dissipation (bathymetric breaking and whitecapping).

We describe in detail how these forces are balanced in the momentum equations. For this, we calculate (Fig. 3) their depth-averaged cross-shore and alongshore values, integrated between t_0 the beginning of the simulation and t_1 the time when the simulation becomes stationary. Velocities are dependent on these values :

$$\hat{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{t_1}) = \int_{t_0}^{t_1} [\boldsymbol{F_{wave}} + \boldsymbol{F_{other}}]dt + \underbrace{\hat{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{t_0})}_{=0}. \quad (28)$$

Wave-induced forces are $\boldsymbol{F_{wave}}$ and other forcings are $\boldsymbol{F_{other}}$. Thus, the surface stress τ_{wo} is converted into a vertically averaged acceleration. We do not display the bottom stress because in this case we have fixed the value of the drag coefficient and assume that waves do not directly modify the bottom stress. Besides, the Stokes-Coriolis force is not represented because rotation is excluded. A test with a non-null Coriolis parameter showed that the Stokes-Coriolis force is negligible in this scale.

The alongshore forcing is the result of two predominant forces: the vortex force and the surface stress. The surface stress drives the northward velocities. In fact, until x reaches 700 m, the vortex force is oriented southward, tending to compensate the surface dissipation. Thereafter it becomes positive and is oriented northward. It adds to the surface stress for the generation of an alongshore jet. The balance between the vortex force and the surface stress is thus responsible for the cross-shore position of the jet peak. The vortex force is maximal at the surface (because Stokes velocities are maximal at the surface) so the balance tends to be reached for every vertical level, explaining the uniformity of the alongshore velocity with depth. In the surf zone for $x >$950 m, both the surface stress and the vortex force are oriented southward inducing the longshore velocity to decrease near the shoreline. The cross-shore forces are two orders of magnitude larger than the alongshore ones. The most important is the surface stress but this is concentrated in the surf zone, directing the surface cross-shore velocity to the shoreline. The second most important force, smaller in size by an order of magnitude, is the depth-uniform pressure gradient. This force indirectly acts on the surface elevation. When waves shoal before the surf zone, the pressure gradient is negative, creating a set-down. As it turns positive, a set-up is generated. The depth-integrated cross-shore vortex force is negligible, but this force is strongly vertically sheared due to the vertical profiles of the Stokes velocities. It thus appears that the vertical profile of the velocities is widely dependent on the surface stress and how this momentum penetrates into the vertical column, as well as the vertical profile of the vortex force which is related to the profile of the Stokes velocities.

3.1.2 Sensitivity tests considering the effects of surface conditions on vertical mixing and surface roughness

As we have seen before, vertical shear is highly related to the vertical mixing. In this section, we test different surface boundary conditions in the parameterization of the turbulence closure. In the reference simulation, eddy viscosity was parameterized according to Gaspar et al. (1990). At the surface, we add the condition of Craig and Banner (1994) (Eq. (18)). Furthermore, for these two parameterizations, we test different mixing lengths l (Eq. (20)). In the reference simulation, the surface roughness was fixed to 0.015 m. We therefore tested values between 0.8 and 2.4 H_s as in Rascle et al. (2006).

The parameterization of Craig and Banner (1994) adds a flux of energy and increases the vertical mixing. Consequently, the vertical shear is less marked (Fig. 4b) between 500$< x <$1000 m, thus the depth integrated alongshore velocity is increased in the surf zone(Fig. 4a). These results are in agreement with the results of HW09. In this approach, there was no addition of a surface stress linked to waves, so currents were not sheared as in UMS10's results. When the mixing length is related to the significant wave height, alongshore velocities are again increased, and the peak is moved offshore. The larger the mixing length, the more uniform the velocities are with depth and the less important the shear is. Our results agree with the previous simulations performed by other models using different theories. The littoral drift and vertical profiles are correctly reproduced by our model. Nevertheless, the sensitivity tests and the analysis show that these profiles are highly dependent on the vertical mixing and the surface penetration of the Stokes velocities. Even if the model is in agreement with the others, a comparison with in situ data or laboratory measurements is necessary to assess whether the 3D characteristics are accurate (Sections 3.2 and 4).

3.2 A barred beach with rip current

The purpose of this test case is to check the ability of the model to correctly reproduce the rip current phenomena, before tackling the study of the complex sandbar systems of the Têt inner shelf. We reproduce test B experiments of Haller et al. (2002) performed in the basin of the Ocean Engineering Laboratory (University of Delaware). Previous model-

ers have reproduced this experiment with the SHORECIRC model Haas et al. (2003), with the MARS model Bruneau (2009), and also with the ROMS using the wave forcing radiation stress approach of Haas and Warner (2009). The size of the modeled basin is 15.8 m in the cross-shore direction x and 18.6 m in the alongshore direction y. Between 1.5 m and 3 m from the wave maker, the beach slope is steep (1:5) but it is mild (1:30) for the rest of the domain. A longshore bar system made up of three bars of 7.32 m in length and 6 cm in height, separated by rip channels of 1.82 m, is located at 6 m from the coast. The grid spacing is similar to Haas et al. (2003), and is 20 cm in the horizontal direction. Seven vertical levels are used. Lateral periodic conditions are stipulated and rotation is excluded. Eddy viscosity is parameterized according to Gaspar et al. (1990), and the condition of Craig and Banner (1994) is not specified at the surface. At the bottom, we use the Eq. (14) for the boundary condition.

The wave forcing is performed by SWAN. A monochromatic wave is imposed at the offshore edge with a 0.0724 m significant wave height and 1 s peak period, perpendicular to the direction of the beach (Top of Fig. 5). Waves break suddenly over the bar while being more progressive through the rip channel. There is a little shoaling before the breaking point above the bar, but it is insignificant through the rip channel. As previously noted by Haas et al. (2003) and Weir et al. (2011), this is because there is no forcing by the current on the waves. Besides, Weir et al. (2011) have shown that rip currents reduce the flux of momentum from waves to currents due to wave breaking. However, this modification can be parameterized in a model without current effects on waves, by enhancing the bottom friction law (Weir et al., 2011). So the choice of the drag coefficient is crucial to obtain a current similar to the observations. In addition, the stationary or non-stationary state of the simulation strongly depends on this coefficient. Actually, laboratory experiments and previous numerical simulations (Haas et al., 2003; Haas and Warner, 2009) have noticed that rip currents are unstable flows. We observe the same features in our simulation. In order to reduce the instabilities in the simulations and to facilitate the comparison with the time-averaged measurements, it is recommended to increase the friction factor. With a quadratic bottom drag law with a drag coefficient equal to 0.005, our simulation becomes stationary after 10 minutes.

Here we do not go into details of this experiment. A study focused on rip currents would have required more sensitive tests, considering the roughness, the current forcing on waves, the roller influence, etc. The reader is invited to refer to Weir et al. (2011) for a more detailed vortex force analysis of the rip current. The aim here is only to check the ability of the model to qualitatively and quantitatively reproduce the observed phenomena. Two recirculation cells of currents are generated by the wave forcing (Fig. 6): one in the surf zone with currents oriented shoreward over the bars and offshore above the channels, and another less marked between the bars and the shoreline. This second recirculation cell is made up of the excess of water brought by waves waiting to be evacuated offshore via the channels. These two patterns are observed both in simulations and in experiments. Intensities of depth-integrated currents fit with the data, with a maximum value equal to $0.25 m.s^{-1}$. The consistency of the current vertical profiles is difficult to check because no 3D-measurements were performed in the experiment. They are difficult to obtain in general because of the sporadic and changing nature of currents in these kinds of systems. Nevertheless, some indications and observations are available: Haas and Svendsen (2002) point out that above channels currents are uniform in the vertical column. On the contrary, offshore, strong surface currents directed offshore are visible in the upper part of the water column, contrasting with lower velocities near the bottom, directed either offshore or shoreward, depending on the volume flux brought in by the waves. In our simulation (Fig. 7), cross-shore velocities are stronger in the channel than above the bar. Downstream from the channel, vertical profiles are the most strongly sheared, with a strong current directed offshore at the surface, and weak velocities at the bottom. Along the cross-shore direction above the middle bar, it is only on the bar that the cross-shore velocity is non-null but extremely sheared: the current is oriented onshore close to the surface and the bottom, and offshore elsewhere. This simulation agrees well with the observations of Haas and Svendsen (2002), so the study considering the real case can be tackled with some confidence.

4 Application to 21 February 2004 storm at the Têt inner shelf

4.1 General context

4.1.1 Coastal circulation and the Têt system

The Têt River discharges into the Southwestern part of the Gulf of Lion (hereinafter GoL) in the Northwestern Mediterranean Sea (Fig. 8). Circulation in this micro-tidal zone in front of this river is strongly controlled by wind conditions. Estournel et al. (2003) and Ulses et al. (2008a) show that two major winds, the Tramontane (NW) and Marin (SE), induce cyclonic circulation in the GoL generating a southward current along the Têt coast. During East or South-East storms, this general counterclockwise circulation is intensified in the inner shelf but is opposed by an alongshore Northward littoral drift. Evidence of this drift has been provided by Anguenot and Monaco (1967) with radioactive tracers, by Delpont and Motti (1994) with aerial and SPOT images, multidate Remote Sensing by Certain (2002) and by Bourrin et al. (2008), who analyzed bathymetric and sediment data.

The Têt is a small river with an average water discharge of less than 10 $m^3.s^{-1}$, with exceptional peaks two orders of magnitude higher during high precipitation events (Serrat et al., 2001). The littoral zone, where it discharges, has a

complex bathymetry. A recent LiDAR (Light Detection and Ranging) survey (Fig. 9) shows a sand spit developing northwards of the breakwaters of the Canet-en-Roussillon harbor, followed by a deep pit, as observed by Bourrin et al. (2008). Thereafter, complex double crescentic sandbar systems, classified as Low Tide Terraces (LTT) by Aleman et al. (2011), are observed. They appear chaotic and are likely disturbed by the breakwaters of the harbour and the river. The internal bars have their left side more onshore than their right side, suggesting that they have been modified by the northward littoral drift.

4.1.2 Instrumental devices

As part of the Eurostrataform program (Weaver et al., 2006), a field observation program was conducted from November 2003 to April 2004 in order to characterize the sediment transfer from the river to the slope, then to the open ocean. Meteorological, sedimentological and hydrodynamic data were collected. The wind field was measured every 1 hour at the Meteo-France Toreilles meteorological station located 8 km further north of the Têt mouth. A 600kHz Teledyne RDI Sentinel ADCP, equipped with a wave gauge, was deployed on the inner shelf at a depth of 28 m and 2 km from the river mouth (POEM point, position: $42°42.25'N$, $03°04.01'E$, Fig. 8). It collected wave and current data between 2003/11/26 and 2004/01/16 and between 2004/02/04 and 2004/03/26. The sampling rate was set to 20 mn every 3 hours at 2 Hz for wave measurements and currents were measured at 1.5 Hz between the wave measurement bursts. The ADCP was set in a trawl bottom mount and turned toward the surface to record currents with 23 cells of 1 m of resolution. Between 2004/02/11 and 2004/06/21, an Acoustic Doppler Profiler (ADP) Nortek AWAC was positioned at a depth of 11 m (SODAT point, position: $42°43.23'N$, $03°02.89'E$) (Fig. 8) in front of the Têt river, in order to measure the current as well as waves (using a wave pressure sensor) every 30 min. The ADP was set on the sea bottom and looked upward, with 9 cells of 1 m. Lastly, between 2004/02/11 and 2005/01/14, a 600 kHz Aquadopp Profiler, located at a depth of 31 m (SOPAT point, position: $42°42.59'N$, $03°04.78'E$) (Fig. 8), measured current profiles every 5 min with cells of 2 m. It was fixed to a buoy, looking downward.

4.1.3 The storm of 21 February 2004

During the sampling period, two major storms occurred, one on December 4 2003 and another on February 21 2004 (Guillén et al., 2006). We focus on the second storm since more data are available for this period. The storm was characterized at SOPAT by a maximum significant wave height $H_s > 7m$ and a peak period $T > 12s$, with a westward peak direction (Guillén et al., 2006). At SODAT, significant wave height reached 6 m at 5 a.m. (Fig. 11 and 12) while the wind blew out of the south-east and reached up to 16 $m.s^{-1}$ (Fig. 10). The water and sediment discharge of the Têt, as estimated by Guillén et al. (2006), were very low compared to the previous storm (only 450 t of sediment compared to 20,000 t in December). Wind and wave were thus the predominant forcing during this storm. According to Guizien (2009), the return period for both storms was 10.5 years at Sète (located 100 km to the north-east) and 5 years at Banyuls (located 20 km further south). Before and after the storm, the current was southward at SODAT (11 m) (Fig. 13, Fig. 14), with low intensity (< 10 $cm.s^{-1}$). At the beginning of the day (February 21), the direction of the current at SODAT turned toward the north, and the current increased in intensity to reach approximately 90 $cm.s^{-1}$ throughout the water column at 4 a.m. of the same day. Its intensity remained high, but then began to decrease after 4 hours, remaining at moderate intensity (around 20 $cm.s^{-1}$) for 30 hours while the direction turned southward. At POEM (28 m) and SOPAT (31 m) (Fig. 13, Fig. 14), the current was generally oriented southward. During the storm, when wind strengthened, it increased reaching about 50 $cm.s^{-1}$ at the surface, and 40 $cm.s^{-1}$ near the bottom. At these two offshore stations, the current remained abnormally strong (> 15 $cm.s^{-1}$) for more than 50 hours.

4.2 Implementation and results

We aim to accurately reproduce phenomena induced by waves and current, covering scales from the whole Western Mediterranean Sea to the Têt nearshore zone. A first attempt consisted of using four nested grids for the hydrodynamic circulation model (with grid resolutions between 2.5 km and 15 m). Using this set up, spurious flows were observed near the shoreline at the northern boundary of the finest grid. This was due to the representation of the littoral drift that strongly depends on the resolution of the model. As pointed out by Davies and Jones (1996), one solution is to use an unstructured grid or a grid with a variable resolution, that covers the entire Têt inner-shelf, with a fine resolution at the Têt mouth which is gradually reduced to a coarser resolution in offshore zones. Using such grids ensures a smooth transition between offshore and nearshore zones. We choose this second approach here.

4.2.1 Wave model implementation and results

We use three nested grids to model the sea state, two structured grids that cover the whole Western Mediterranean Sea and the Gulf of Lion, respectively, and an unstructured grid, which runs from the inner-shelf with a resolution of 550 m at the offshore boundaries to the surf zone of the Têt (Fig. 8 and Table 1). The size of the cells is 22 m near the Têt mouth. The grid is made of 64,000 nodes and 127,500 elements.

Simulations are run with WW3 for a period of two months, from 4 February 2004 to 26 March 2004 (the period for which observations are available). We use the TEST405 pa-

rameterizations as described in Ardhuin et al. (2010) which are more adapted for the younger seas that occur in the Mediterranean Sea. The wind velocities are provided by the Aladin model (a regional weather forecasting model focused on France with a resolution of 10 km) from Météo-France every 3 hours, except for WW3-MEDOC where Aladin is supplemented by Arpege (a global atmospheric model from Météo-France with a grid resolution of 15 km over France). Output wave spectra are discretized over 36 directions with 10°of resolution and 30 frequencies f_n spaced with the relation $f_{n+1} = 1.1 f_n$ from 0.05 Hz to 0.8 Hz. Bathymetry in the Têt surf zone is complex and the length of sand bars ranges between 200-300 m. To correctly reproduce the wave breaking, and consequently the wave-induced current, it is necessary to simulate the waves with a resolution coherent with the size of the bars. A resolution of 22 m is used near the Têt in this study.

We compare the wave model results to the significant wave heights and wave periods recorded by the two wave gauges (SODAT and POEM) during the winter campaign (Fig. 11 and 12) and by analyzing the statistical values of correlation coefficient (COR), bias (BIAS), root mean square error (RMSE) and scatter index (SI). If N is the number of observed and simulated values, S_i the simulated values, O_i the observed values, S and O the mean of simulated and observed values, respectively, then the statistical values are:

$$\begin{cases} COR = \frac{\sum_{i=1}^{N}(S_i-\overline{S})(O_i-\overline{O})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N}(S_i-\overline{S})^2 \sum_{i=1}^{N}(O_i-\overline{O})^2}} \\ BIAS = \overline{S}-\overline{O} \\ SI = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(S_i-O_i)^2}{\sum_{i=1}^{N}(S_i)^2}} \\ RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(S_i-O_i)^2}{N}} \end{cases} \quad (29)$$

Statistical results show a good agreement between the two datasets and the simulation (Table 2). For example, a correlation of 93 % is found for the significant wave height at POEM and 96 % at SODAT. During the storm period (Fig. 11 and 12), the three parameters fit well. We note, however, that significant wave heights are slightly underestimated by the model (Fig. 12), with a bias of 20 cm at the storm apex and especially during the afternoon, with a bias of 1.5 m. We performed sensitivity tests with different atmospheric models for the storm event and, depending on the models or the period, wave heights are under or overestimated. A comparison between wind intensity measured at the Toreilles meteorological station and the one simulated at SODAT (Fig. 10) shows that the Aladin model is in reasonable agreement with the data especially if we consider that a comparison between two data sets, one on land and one over the sea, is biased. Besides, the time-averaged nature of the model does not allow to reproduce the strong effect of gusts acting during the storm period. Finally, observations and simulations both indicate that significant wave height decays between the two sites, suggesting that wave dissipation on the bottom occurs in the inner shelf zone.

4.2.2 Current model implementation

As for the wave model, three nested grids for the circulation model are deployed, with the focus towards the Têt nearshore (Fig. 8). All details concerning the different grids are presented in Table 3. Grid TET is a stretched curvilinear horizontal grid with a variable horizontal resolution (Madec, 2008), from 8 m x 8 m at the nearest grid point from the Têt mouth to 180 m x 180 m offshore. Bathymetries from Berné et al. (2002) and from the LiDAR for the nearshore are used. As explained above, a high resolution near the river mouth is necessary in order to reproduce all current patterns generated by the crescentic sandbars that impacted the SODAT instrument. Daily river discharges were provided by Banque Hydro and Compagnie Nationale du Rhone (http://www.hydro.eaufrance.fr/). The meteorological forcings (surface pressure, air temperature, relative humidity, wind velocity and radiative fluxes) are taken from the Aladin model every 3 hours. The regional circulation model (grid MEDOC) is initialized and forced every day by the large-scale Ocean General Circulation Model (OGCM, Tonani et al. (2008)). The wave forcing is not been taken into account in the circulation model at the regional scale (MEDOC) but at all other scales, every 3 hours for the GoL, and every 1 hour for TET. The roughness length is set to 1 cm throughout the domain.

4.2.3 Hydrodynamic results and discussion

Importance of the wave forcing

Firstly, a simulation without wave forcing (Fig. 13, Fig. 14) is performed. All other forcing terms are present, including the wind and the larger scale circulation. Simulated currents are very small, and neither littoral drift nor rip currents are observed. At SODAT (11 m), current intensity is $0.17 m.s^{-1}$ close to the surface and near the bottom. It is directed southward throughout the water column. This value is not consistent with the measured values. At POEM (28 m) and SOPAT (31 m), currents are stronger but they are also underestimated compared to the data during the first hours of the storm. On the afternoon of the 02/21, simulated intensities reach less than half of the measured intensities. Ulses et al. (2008b) simulated the inner shelf for this period without the wave forcing, and noticed that currents were also underestimated.

Current in the surf zone

At the beginning of the storm, waves propagate from the east, with the irregularities of the bathymetry creating alongshore variations in breaking wave heights (Fig. 15), which in turn are responsible for the complex recirculation cells (Fig. 16, top) and oscillating meanders in the surf zone and on the inner shelf (Bowen, 1969). These types of meanders are often observed (e.g., Reniers et al., 2001) at Palm Beach in

Australia. In fact, when waves have a near normal angle of incidence, we have seen in Section 3.2 for the second test case, that over a bathymetry made of bars and channels, the current is dominated by a rip-current flow and not a longshore drift. This is what we observe here (Fig. 16, section 1 and 2). A bar, at a depth of 2.5 m in section 1, is able to break waves and generates a strong feeder current that circulates through to the beach and exits offshore near section 2, where the breaking bar is too close to the shore to break waves. The rip current dynamics are more complex than in the test case, and largely influenced by the Canet harbour tip. Vertical sections show that over the breaking bar (Section 1, Fig. 17), cross-shore velocities are stronger close to the surface ($> 0.8 m.s^{-1}$) and directed onshore almost everywhere. Above the channel (Section 2, Fig. 17), current is oriented seaward everywhere, and is stronger in the middle of the water column.

On 21st February around 2 a.m., the incident direction turns and breaking waves arrive at the coast obliquely from the East-South-East. They create a longshore northward drift almost everywhere in the surf zone near the river mouth (Fig. 16, bottom). But this flow is not regular and is perturbated by the bathymetry and the remaining circulation. A recirculation cell is, for example, observed at the $42° \ 42'45''N$ latitude. This kind of phenomenon was observed first by Oltman-Shay et al. (1989) and explained by Ozkan-Haller and Kirby (1999): in the presence of waves and when a current is strongly sheared, the meanders can grow and form eddies that either move along with the current, or are ejected offshore, forming rip currents. In addition, originally from the south, the longshore drift is getting stronger and pushed offshore as a result of the southern tips of the harbours. These results are consistent with the development of sand spits growing northwards at river mouths, sand bars and harbours, as observed by Delpont and Motti (1994); Bourrin et al. (2008) and in the LiDAR bathymetry. Downstream of the harbour, a cyclonic eddy and a return current along the northern breakwater of the harbour are generated, as discussed by Trampenau et al. (2004). These phenomena explain the strong erosion observed here and in general along the harbour side in the lee of the waves (Trampenau et al., 2004). Going to the north, after the harbour, the drift is confined in a narrow zone along the 10 m isobath because of the wave effect. The Têt discharge and some remaining rip currents also move the drift offshore. Further northwards of the river mouth, the drift is finally able to spread to the shoreline, decreasing in intensity. The direction of the drift is not as simple as in the first test case, and vertical profiles of current are difficult to analyse because recirculation, rip currents and littoral drift are present and interact. In the drift, however, current is quite uniform with depth (Fig. 14, top and Fig. 18)).

We compare the simulated currents with the measured currents at SODAT (Fig. 13, Fig. 14). Before the storm event, simulated currents are weak and oriented southward. In the first hours of the storm, due to the angle of wave incidence, a rip current running by SODAT and oriented to the east (Fig. 14 and 16), is simulated with intensities reaching 90 $cm.s^{-1}$ close to the surface. An eastward current is also measured but recorded intensities are very weak ($< 20 cm.s^{-1}$). This rip current has a narrow width, and it may be possible that in reality, the instrument is not exactly in the area where the rip current is acting. In fact, this area is highly dependent on the bathymetry, and the discrepancy between model and data may result from the fact that the modelled bathymetry is built from the LiDAR survey conducted in 2008, four years after this studied storm. At the storm peak, current turns towards the north-east, reaching 85 $cm.s^{-1}$ at the surface and 75 $cm.s^{-1}$ at the bottom. Thereafter, its intensity decreases and its orientation returns southward as before the storm. Orientation and intensity fit very well with the data. Near the bottom, however, the simulated current is slightly underestimated (75 $cm.s^{-1}$ against 85 $cm.s^{-1}$ in the reality). The misrepresentation of the bedforms contributes to increase the error on the roughness of the model, which largely influences the bottom current. A sensitivity test was performed and proved that the drift intensity in the entire water column was increased when the roughness was decreased. But as the drift is not regular, its position also moves when changing a parameter: the general pattern of the drift is preserved, but its location varies as well as the secondary circulation cells. The same observation is also made when the surface roughness length, and in consequence, the vertical mixing is changed. It is extremely difficult to assess the impact of such parameters with only one instrument in a realistic surf zone and in real conditions.

Current on the inner shelf

On the whole inner shelf, from a depth of 25 m, simulated currents are southward during the entire simulation and intensify during the storm.

At POEM (28 m), the simulated currents are stronger with the wave forcing than without (middle of Fig. 13, Fig. 14): they reach 40 $cm.s^{-1}$ at the surface and 20 $cm.s^{-1}$ near the bottom, instead of 30 $cm.s^{-1}$ at the surface and 25 $cm.s^{-1}$ near the bottom without the wave forcing. At the beginning of the storm, close to the surface, the simulated current fits the data, but in the beginning of the afternoon, simulated currents are weaker than the observed currents. In fact, we noted previously that the modeled wave heights decrease too soon compared to the observed ones, which results in a shorter duration of storm. In addition, near the bottom, the simulated current strongly underestimates the measured one. Similarly, at SOPAT (31 m), currents reach 55 $cm.s^{-1}$ at the surface and 18 $cm.s^{-1}$ near the bottom (instead of 30 $cm.s^{-1}$ close to the surface and 18 $cm.s^{-1}$ near the bottom without the wave forcing). They reproduce the observed currents in the first hours of the storm, but also underestimate them thereafter. The discrepancy between model results and observations may be explained by an underestimation of the wind speed, as we previously pointed out when describing the

wave model results. A test where we increase the wind speed by a factor of 1.2, shows that in the surf zone and at SODAT, results are unchanged, but on the inner shelf (and especially at SOPAT and POEM), current intensities reach the observed values at the surface, and are increased in the entire water column. Either the atmospheric model underestimates wind speed over the sea during storms, or the calculation of the surface stress is not correct for a young sea. This sensitivity test also reveals that circulation on the inner shelf is highly dependent on the atmospheric forcing and the global circulation whereas in the surf zone, processes linked to waves are the most important.

5 Conclusions

We have developed and implemented a new method to take into account the impact of waves on the 3D circulation. This method can be used from the nearshore to the global scale. It is first tested on two classical academic cases. Results fit with previous simulations performed by other models and with available observational data.

A realistic case of energetic waves arriving at a coast of the northwest Mediterranean for which currents were available at different depths as well as an accurate bathymetric database of the 0-10 metres depth range, was then simulated. A grid nesting approach was used to account for the different forcings acting at different spatial scales. The simulation coupling the effects of waves and currents is successful to reproduce the powerful northward littoral drift in the 0-15 m depth zone while without waves, the current is slow in the opposite direction. More precisely, two distinct cases were identified: When waves have a normal angle of incidence with the coast, they are responsible for complex circulation cells and rip currents in the surf zone, and when they travel obliquely, they generate a northward littoral drift. These features are more complicated than in the test cases, due to the complex bathymetry and the consideration of wind and non-stationary processes. Wave impacts in the inner shelf are less visible since wind and regional circulation seem to be the predominant forcings. Besides, the discrepancy between model and observations is noted at that scale, possibly linked to the underestimation of the wind stress. A perspective of this study could be to fully couple wave and circulation models to estimate the potential effect of current on wave properties through blocking or refraction itself impacting the circulation through modification of the water level.

Lastly, during storm events, a classical sediment transport approach without wave forcing (e.g., Ulses et al., 2008b) does not permit the reproduction of either the northward transport in the surf zone or the transport of large amount of fine particles discharged most of the time during events combining high waves and floods. Moreover, the bottom shear stress would be strongly underestimated and then, also the possibility of resuspension for coarse sediment. In the specific case of the region studied here, we expect to extend the study of Ulses et al. (2008b) on the impact of storms on the sediment transport at regional scale to the nearshore zones. We will be then able to study the fate of sediments ranging from the river and the beach to the open ocean and so complete the study undertaken by Palanques et al. (2011).

Acknowledgements. We thank Y. Uchiyama and J.C. Warner for sharing the SWAN model data and for discussions. We thank the DREAL of Languedoc Roussillon for the LiDAR bathymetry, Xavier Durrieu de Madron (CEFREM, Perpignan), Safege-Cetiis for the in-situ data and the post-treatment. We warmly thank Cyril Nguyen and the POC crew for their assistance and Fiona Tummon for her proofreading. We acknowledge Meteo-France for the ALADIN and ARPEGE for the model outputs. We thank also MOON (the Mediterranean operational oceanography network) for OGCM outputs. This study was supported by the GMMC (groupe mission mercator coriolis). H.M. is financially supported by the CNRS and the Languedoc-Roussillon Region. F.A. is supported by a FP7-ERC young investigator grant number 240009 for the IOWAGA project. This work is also a contribution to the EPIGRAM project, funded by CNRS (national programm LEFE/IDAO) and ANR (grant ANR-08-BLAN-0330-01). The Symphonie ocean model is developed by the SIROCCO group. Sources are available at http://sirocco.omp.obs-mip.fr/outils/Symphonie/Sources/SymphonieSource.htm

References

Agrawal, Y. C., Terray, E. A., Donelan, M. A., Hwang, M. A., Williams III, A. J., Drennan, W. M., Kahma, K. K., and Kitaigorodskii, K. K.: Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves, Nature, 359, 219–233, 1992.

Aleman, N., Robin, N., Certain, R., Vanroye, C., Barusseau, J., and Bouchette, F.: Typology of nearshore bars in the Gulf of Lions (FRANCE) using LIDAR technology, Journal of Coastal Research, 64, 721–725, 2011.

Andrews, D. and McIntyre, M.: An exact theory of non-linear waves on a Lagrangian mean flow, Journal of Fluid Mechanics, 89, 609–646, 1978.

Anguenot, F. and Monaco, A.: Etude des transits sédimentaires sur le littoral du Roussillon par la méthode des traceurs radioactifs, Cahiers Océanographiques, 19, 579–589, 1967.

Ardhuin, F., Chapron, B., and Elfouhaily, T.: Waves and the Air–Sea Momentum Budget: Implications for Ocean Circulation Modeling, J. Phys. Oceanogr, 34, 1741–1755, 2004.

Ardhuin, F., Jenkins, A. D., and Belibassakis, K. A.: Comments on "The Three-Dimensional Current and Surface Wave Equations", Journal of Physical Oceanography, 38, 1340–1350, doi:10.1175/2007JPO3670.1, 2008a.

Ardhuin, F., Rascle, N., and Belibassakis, K.: Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized Lagrangian mean, Ocean Modelling, 20, 35–60, doi:10.1016/j.ocemod.2007.07.001, 2008b.

Ardhuin, F., Marie, L., Rascle, N., Forget, P., and Roland, A.: Observation and estimation of Lagrangian Stokes and Eulerian currents induced by wind at the sea surface, Journal of Physical Oceanography, 39, 2820–2838, 2009.

Ardhuin, F., Rogers, E., Babanin, A. V., Filipot, J., Magne, R., Roland, A., van der Westhuysen, A., Queffeulou, P., Lefevre,

J., Aouf, L., and Collard, F.: Semiempirical Dissipation Source Functions for Ocean Waves. Part I: Definition, Calibration, and Validation, Journal of Physical Oceanography, 40, 1917–1941, doi:10.1175/2010JPO4324.1, 2010.

Ardhuin, F., Collard, F., Chapron, B., Queffeulou, P., Filipot, J.-F., and Hamon, M.: Spectral wave dissipation based on observations: a global validation, in: Proceedings of the chinese-german joint symposium on hydraulic and ocean engineering, edited by Zanke, U and Roland, A and Saenger, N and Wiesemann, JU and Dahlem, G, pp. 391–400, Chinese-German Joint Symposium on Hydraulic and Ocean Engineering, Darmstadt, GERMANY, AUG 24-30, 2008, 2008.

Bennis, A. and Ardhuin, F.: Comments on 'The Depth-Dependent current and Wave Interaction Equations: A Revision', Journal of Physical Oceanography, 41, 2008–2012, 2011.

Bennis, A., Ardhuin, F., and Dumas, F.: On the coupling of wave and three-dimensional circulation models: Choice of theoretical framework, pratical implementation and adiabatic tests, Ocean Modelling, 40, 260–272, 2011.

Berné, S., Satra, C., Alosi, J., Baztan, J., Dennielou, B., Droz, L., Reis, A. D., Lofi, J., Méar, Y., and Rabineau, M.: Carte morpho-bathymétrique du Golfe du Lion, notice explicative. Institut français de recherche pour l'éléxploitation de la mer (IFREMER), Brest, France., 2002.

Blumberg, A. and Mellor, G.: A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, Three-dimensional Coastal Ocean Models, Coastal and Estuarine Sciences, American Geophysical Union, 4, 1–16, 1987.

Booij, N., Ris, R., and Holthuijsen, L.: A third generation wave model for coastal regions, part1: model descritpion and validation, Journal of Geophysical Research, 104, 7649–7666, 1999.

Bougeault, P. and Lacarrere, P.: Parameterization of orography induced turbulence in a mesobeta-scale model, Monthly Weather Review, 117, 1872–1890, 1989.

Bourrin, F., Friend, P., Amos, C., Manca, E., Ulses, C., Palanques, A., de Madron, X. D., and Thompson, C.: Sediment dispersal from a typical Mediterranean flood: The Têt River, Gulf of Lions, Continental Shelf Research, 28, 1895–1910, doi:10.1016/j.csr.2008.06.005, 2008.

Bowen, A.: Rip currents: 1.Theoretical investigations, Journal of Geophysical Research, 74, 5467–5478, 1969.

Bruneau, N.: Modélisation morphodynamique des plages sableuses, Ph.D. thesis, Université Bordeaux I, 2009.

Certain, R.: Morphodynamique d'une côte sableuse microtidale à barres : le Golfe du Lion (Languedoc-Roussillon), Ph.D. thesis, Université de Perpignan, 2002.

Chawla, A. and Kirby, J.: Monochromatic and random wave breaking at blocking points., Journal of Geophysical Research, 107, doi:10.1029/2001JC001042, 2002.

Chen, Q., Kirby, J. T., Dalrymple, R. A., Fengyan, S., and Thornton, E. B.: Boussinesq modeling of longshore currents, J. Geophys. Res., Oceans, 108, 1–24, 2003.

Clark, D., Feddersen, F., and Guza, R.: Boussinesq modeling of surfzone tracer plumes, part 2: Tracer plumes and cross-shore dispersion, submitted to J. Geophys. Res., 116, doi:10.1029/2011JC007211, 2011.

Craig, P. D. and Banner, M. L.: Modeling Wave-Enhanced Turbulence in the Ocean Surface Layer, J. Phys. Oceanogr., 24, 2546–2559, 1994.

Davies, A. and Jones, J.: Sensitivity of tidal bed stress distributions, near bed currents, overtides and tidal residuals to frictional effect in the eastern Irish Sea, Journal of Physical Oceanorgaphy, 26, 2553–2575, 1996.

Delpey, M. T., Ardhuin, F., Collard, F., and Chapron, B.: Space-time structure of long ocean swell fields, Journal of Geophysical Research-Oceans, 115, doi:{10.1029/2009JC005885}, 2010.

Delpont, G. and Motti, E.: Monitoring by remote sensing of the geomorphological evolution of a part of the Roussillon coastal layout (France), Oceanis 94 Osates, pp. 44–47, 1994.

Donelan, M., Dobson, F., and Smith, S.: On the dependance of sea surface roughness on wave development, Journal of Physical Oceanography, 23, 2143–2149, 1993.

Dufois, F.: Modélisation du transport particulaire dans le Golfe du Lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du Rhône, Ph.D. thesis, Université du Sud Toulon-Var, 2008.

Estournel, C., Zervakis, V., Marsaleix, P., Papadopoulos, A., Auclair, F., Perivoliotis, L., and Tragou, E.: Dense water formation and cascading in the Gulf of Thermaikos (North Aegean), from observations and modelling, Continental Shelf Research, 25, 2366–2386, doi:10.1016/j.csr.2005.08.014, 2005.

Estournel, C., Auclair, F., Lux, M., Nguyen, C., and Marsaleix, P.: "Scale oriented" embedded modeling of the North-Western Mediterranean in the frame of MFSTEP, Ocean Sci., 5, 73–90, 2009.

Estournel, C., Broche, P., Marsaleix, P., Devenon, J., Auclair, F., and Vehil, R.: The Rhone river plume in unsteady conditions: Numerical and experimental results, Estuarine Coastal and Shelf Science, 53, 25–38, 2001.

Estournel, C., de Madron, X., Marsaleix, P., Auclair, F., Julliand, C., and Vehil, R.: Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment), Journal of Geophysical Research-Oceans, 108, 2003.

Flather, R.: A tidal model of the northwest european continental shelf, Mémoires. Société Royale des Sciences de Liege 6, 10, 141164, 1976.

Garrett, C.: Generation of Langmuir circulations by surface waves - a feedback mechanism, J. Mar. Res., 34, 117–130, 1976.

Gaspar, G., Gregoris, Y., and Lefevre, J.: A simple eddy-kinetic-energy model for simulations of the ocean vertical mixing: tests at station papa and long-term upper ocean study site., Journal of Geophysical Research, 95, 16 179–16 193, 1990.

Guillén, J., Bourrin, F., Palanques, A., de Madron, X. D., Puig, P., and Buscail, R.: Sediment dynamics during wet and dry storm events on the Têt inner shelf (SW Gulf of Lions), Marine geology, 234, 129–142, 2006.

Guizien, K.: Spatial variability of wave conditions in the Gulf of Lions (NW Mediterranean Sea), Vie et milieu, 59, 261–270, 2009.

Haas, K. A. and Svendsen, I. A.: Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents, Journal of Geophysical Research, 107, 2002.

Haas, K. A. and Warner, J. C.: Comparing a quasi-3D to a full 3D nearshore circulation model: SHORECIRC and ROMS, Ocean Modelling, 26, 91–103, 2009.

Haas, K. A., Svendsen, I. A., Haller, M., and Zhao, Q.: Quasi-three-dimensional modeling of rip current systems, Journal of Geophysical Research, 108, 2003.

Haller, M., Dalrymple, R., and Svendsen, I. A.: Experimental study of nearshore dynamics on a barred beach with rip channels, Journal of Geophysical Research, 107, 2002.

Jenkins, A. D.: The use of a wave prediction model for driving a near-surface current model, Deut. Hydrogr. Z, 42, 133149, 1989.

Jorda, G., Bolanos, R., Espino, M., and Sánchez-Arcilla, A.: Assessment of the importance of the current-wave coupling in the shelf ocean forecasts, Ocean Science, 3, 345–362, 2007.

Komar, P., Neudeck, R., and Kulm, L.: Shelf Sediment Transport, chap. Observations and significance of deep-water oscillatory ripple marks on the Oregon continental shelf, Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pa, 1972.

Kumar, N., Voulgaris, G., and Warner, J.: Implementation and modification of a three-dimensional radiation stress formulation for surf zone and rip-current applications, Coastal Engineering, 58, 1097–1117, 2011.

Lazure, P. and Dumas, F.: An external-internal mode coupling for 3D hydrodynamical model for applications at regional scale (MARS), Adv. Water Resources, 31, 233–250, 2008.

Lentz, S. J., Guza, R. T., Elgar, S., Feddersen, F., and Herbers, T. H. C.: Momentum balances on the North Carolina inner shelf, Journal of Geophysical Research, 104, 18 205–18 226, 1999.

Lentz, S. J., Fewings, M., Howd, P., Fredericks, J., and Hathaway, K.: Observations and a Model of Undertow over the Inner Continental Shelf, Journal of Physical Oceanography, 38, 2341–2357, 2008.

Leredde, Y. and Michaud, H.: Hydrodynamique sédimentaire sur le plateau continental du Golfe du Lion, in: Xèmes Journées Nationales Génie Cotier-Génie Civil, 14-16 octobre 2008, Sophia-Antipolis, pp. 111–123, 2008.

Longuet-Higgins, M.: On wave set-up in shoaling water with a rough sea bed., Journal of Fluid Mechanics, 527, 217–234, 2005.

Longuet-Higgins, M. and Stewart, R.: Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to surf beat, Journal of Fluid Mechanics, 13, 481–504, 1962.

Longuet-Higgins, M. S.: Mass Transport in Water Waves, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 245, 535–581, 1953.

Madec, G.: NEMO ocean engine, Note du Pole de modelisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, no 27, 2008.

Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel, C.: Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models., J. Atmos. Oceanic Technol., 23, 16041613, doi:10.1175/JTECH1930.1, 2006.

Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., and Ulses, C.: Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models, Ocean Modelling, 20, 61–89, doi:10.1016/j.ocemod.2007.07.005, 2008.

Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel, C.: Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models: The seamount test revisited, Ocean Modelling, 30, 169–177, 2009a.

Marsaleix, P., Ulses, C., Pairaud, I., Herrmann, M. J., Floor, J. W., Estournel, C., and Auclair, F.: Open boundary conditions for internal gravity wave modelling using polarization relations, Ocean Modelling, 29, 27–42, 2009b.

Mastenbroek, C., Burgers, G., and Janssen, P.: The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer, J. Phys. Oceanogr, 23, 1856–1866, 1993.

McWilliams, J. C., Restrepo, J. M., and Lane, E. M.: An asymptotic theory for the interaction of waves and currents in coastal waters, Journal of Fluid Mechanics, 511, 135–178, doi:10.1017/S0022112004009358, 2004.

Mellor, G.: The Three-Dimensional current and surface wave equations, Journal of Physical Oceanography, 33, 1978–1989, 2003.

Myrhaug, D., Holmedal, L. E., Simons, R. R., and MacIver, R. D.: Bottom friction in random waves plus current flow, Coastal engineering, 43, 75–92, 2001.

Newberger, P. and Allen, J.: Forcing a three-dimensional, hydrostatic, primitive-equation model for application in the surf zone: 1. Formulation, Journal of Geophysical Research, 112,C08018, doi:10.1029/2006JC003472, 2007.

Oltman-Shay, J., Howd, P., and Birkemeier, W.: Shear instabilities of the mean longshore current: Field Observation, Journal of Geophysical Research, 94, 18 031–18 042, 1989.

Ozkan-Haller, T. and Kirby, J.: Nonlinear evolution of shear instabilities of the longshore current: a comparison of observation and computations, Journal of Geophysical Research, 104, 1999.

Palanques, A., Puig, P., Guillén, J., de Madron, X. D., Lasata, M., Scharek, R., and Martin, J.: Effects of storm events in the shelf-to-basin sediment transport in the southwestern end of the Gulf of Lions (Northwestern Mediterranean), Natural Hazards and Earth System Sciences, 11, 2011.

Phillips, O.: The dynamics of the upper ocean, Cambridge University Press, London, 1977.

Rascle, N.: Impact des vagues sur la circulation océanique, Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2007.

Rascle, N. and Ardhuin, F.: Drift and mixing under the ocean surface revisited: Stratified conditions and model-data comparisons, Journal of Geophysical Research, 114, doi:10.1029/2007JC004466, 2009.

Rascle, N., Ardhuin, F., and Terray, E. A.: Drift and mixing under the ocean surface: A coherent one-dimensional description with application to unstratified conditions, Journal of Geophysical Research, 111, doi:10.1029/2005JC003004, 2006.

Rascle, N., Ardhuin, F., Queffeulou, P., and Croizé-Fillon, D.: A global wave parameter database for geophysical applications. Part I: Wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations, Ocean Modelling, 25, 154–171, 2008.

Reniers, A., Roelvink, J., and Thornton, E.: Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing, Journal of Geophysical Research, 109, doi:10.1029/2002JC001586, 2004.

Reniers, A., Symonds, G., and Thornton, E.: Modelling of rip currents during rdex, in: Coastal Dynamics '01: Proceedings, edited by Hanson, H and Larson, M, pp. 493–499, Amer Soc Civil Engineers, Coasts, Oceans, Ports & Rivers Inst, 4th International Conference on Coastal Dynamics, LUND, SWEDEN, JUN 11-15, 2001, 2001.

Rusu, E. and Soares, C. G.: Numerical modelling to estimate the spatial distribution of the wave energy in the Portuguese nearshore, Renewable Energy, 34, 1501–1516, 2009.

Serrat, P., Ludwig, W., Navarro, B., and Blazi, J.: Variabilité spatiotemporelle des flux de maières en suspension d'un fleuve côtier méditerranéen: la Têt (France), Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, D333, 389–397, 2001.

Shchepetkin, A. and McWilliams, J.: The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-

following-coordinate oceanic model, Ocean Modelling, 9, 347–404, doi:10.1016/j.ocemod.2004.08.002, 2005.

Smith, R.: Reflection of short gravity waves on a non-uniform current, Math. Proc. Cambridge Philos. Soc., 78 :517, 1975.

Soulsby, R., Stive, M., de Vriend, H., Fredsoe, J., Hamm, L., Teisson, C., and Winterwerp, J.: Bed shear stresses due to combined waves and current., Advances in coastal morphodynamics, 4-20 4-23, 1995.

Stokes, G.: On the theory of oscillatory waves, Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 8, 441–455, 1847.

Svendsen, I. A., Haas, K., and Zhao, Q.: Shorecirc -the quasi-3d nearshore circulation model., Tech. Rep. Technical report CACR-02-01, University of Delaware, Center for Applied Coastal research, 2002.

Taylor, G.: Standing waves on a contracting or expanding current, Journal of Fluid Mechanics, 13(2), 182–194, 1962.

Terray, E. A., Donelan, M., Agrawal, Y., Drennan, W., Kahma, K., Williams, A., Hwang, P., and Kitaigorodskii, S.: Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves, Journal of Physical Oceanography, 26, 792–807, 1996.

Terray, E. A., Drennan, W., and Donelan, M.: The vertical structure of shear and dissipation in the ocean surface layer, Proc. Symp. on Air-Sea Interaction, pp. 239–245, 2000.

Tolman, H.: A mosaic approach to wind wave modeling, Ocean Modelling, 25, 35–47, doi:10.1016/j.ocemod.2008.06.005, 2008.

Tolman, H.: User Manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 3.14. Technical Report, Tech. Rep. 276, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, 2009.

Tonani, M., Pinardi, N., Dobricic, S., Pujol, I., and Fratianni, C.: A high-resolution free-surface model of the Mediterranean Sea, Ocean Science, 4, 1–14, 2008.

Trampenau, T., Oumeraci, H., and Dette, H.: Hydraulic functioning of permeable pile groins, Journal of Coastal Research, 33, 160–187, 2004.

Uchiyama, Y., McWilliams, J. C., and Shchepetkin, A. F.: Wave–current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism: Application to the surf zone, Ocean Modelling, 34, 16–35, doi:10.1016/j.ocemod.2010.04.002, 2010.

Ulses, C.: Dynamique océanique et transport de la matière particulaire dans le Golfe du Lion : Crue, tempête et période hivernale, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier Toulouse, 2005.

Ulses, C., Estournel, C., Bonnin, J., Durrieu de Madron, X., and Marsaleix, P.: Impact of storms and dense water cascading on shelf-slope exchanges in the Gulf of Lion (NW Mediterranean), Journal of Geophysical Research, 113, doi:10.1029/2006JC003795, 2008a.

Ulses, C., Estournel, C., Durrieu de Madron, X., and Palanques, A.: Suspended sediment transport in the Gulf of Lions (NW Mediterranean): Impact of extreme storms and floods, Continental Shelf Research, 28, 2048–2070, doi:10.1016/j.csr.2008.01.015, 2008b.

Ulses, C., Estournel, C., Puig, P., Durrieu de Madron, X. D., and Marsaleix, P.: Dense shelf water cascading in the northwestern Mediterranean during the cold winter 2005: Quantification of the export through the Gulf of Lion and the Catalan margin, Geophysical Research Letters, 35, 2008c.

Weaver, P., Canals, M., and Trincardi, F.: EUROSTRATAFORM Special Issue of Marine Geology, Marine Geology, 234, 1–2, doi:10.1016/j.margeo.2006.09.001, 2006.

Weir, B., Uchiyama, Y., Lane, E. M., Restrepo, J. M., and Williams, J. M.: A vortex force analysis of the interaction of rip currents and surface gravity waves, Journal of Geophysical Research, 116, C05001, 2011.

Whitham, G.: Mass, momentum and energy flux in water waves, Journal of Fluid Mechanics, 12 :135-147, 1962.

Xu, Z. and Bowen, A.: Wave- and wind-driven flow in water of finite depth., Journal of Physical Oceanography, 24, 1850–1866, 1994.

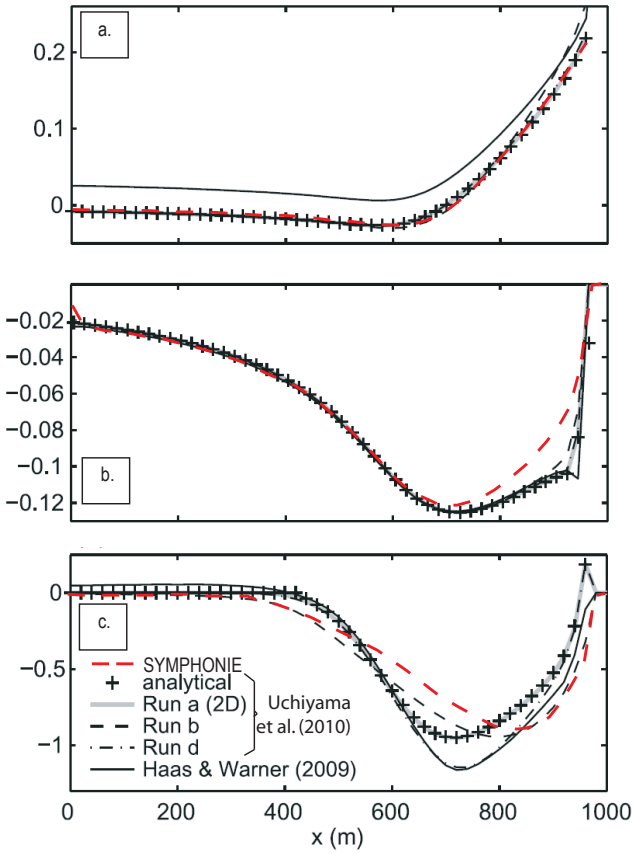


Fig. 1. Cross-shore profile of the surface elevation (a.), barotropic quasi-Eulerian cross-shore (b.) and longshore (c.) velocities ($m.s^{-1}$) (adapted from UMS10). SYMPHONIE results are the red dashed line whereas ROMS results of run b are in black dashed line. The shoreline is at right.

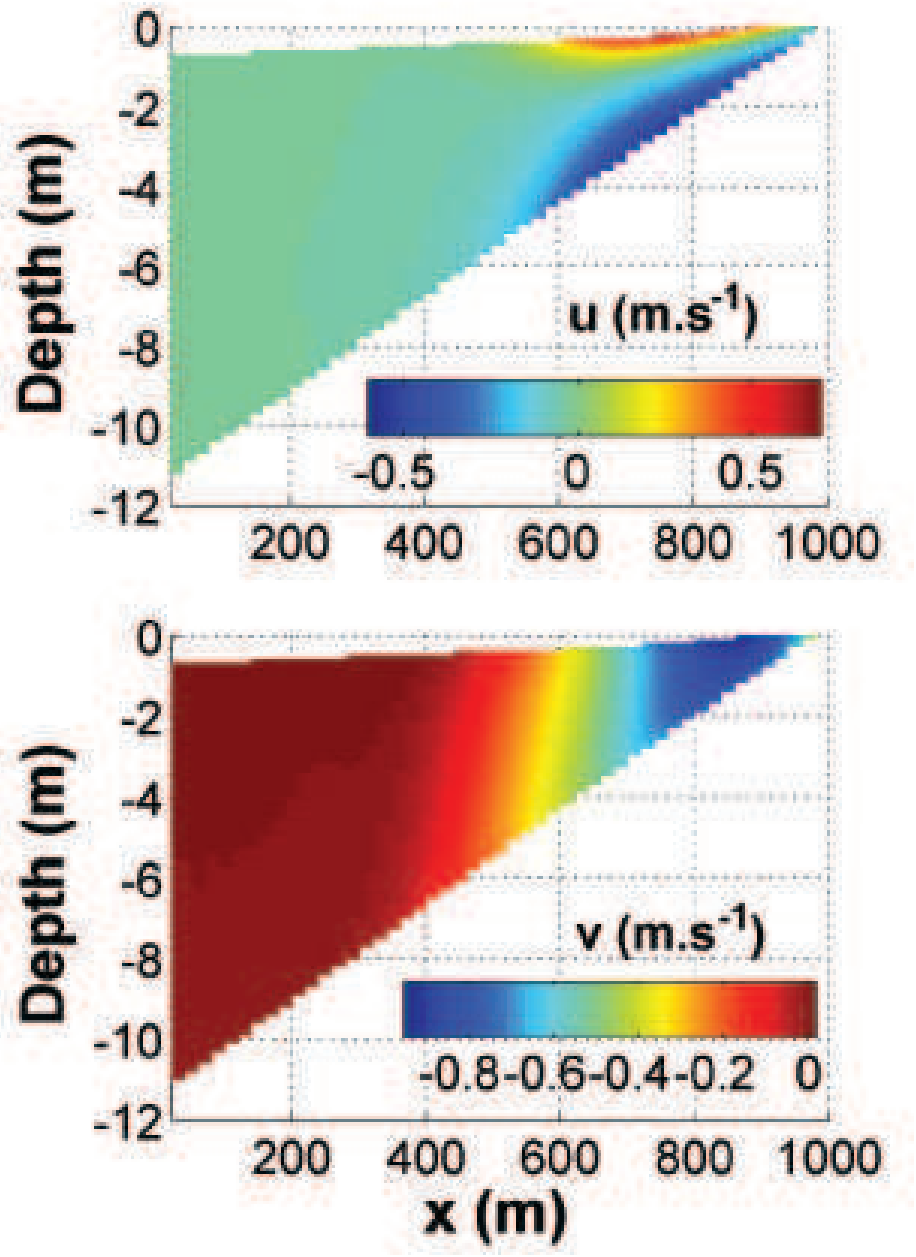


Fig. 2. Vertical sections of quasi-Eulerian cross-shore (top) and longshore (bottom) velocities in SYMPHONIE

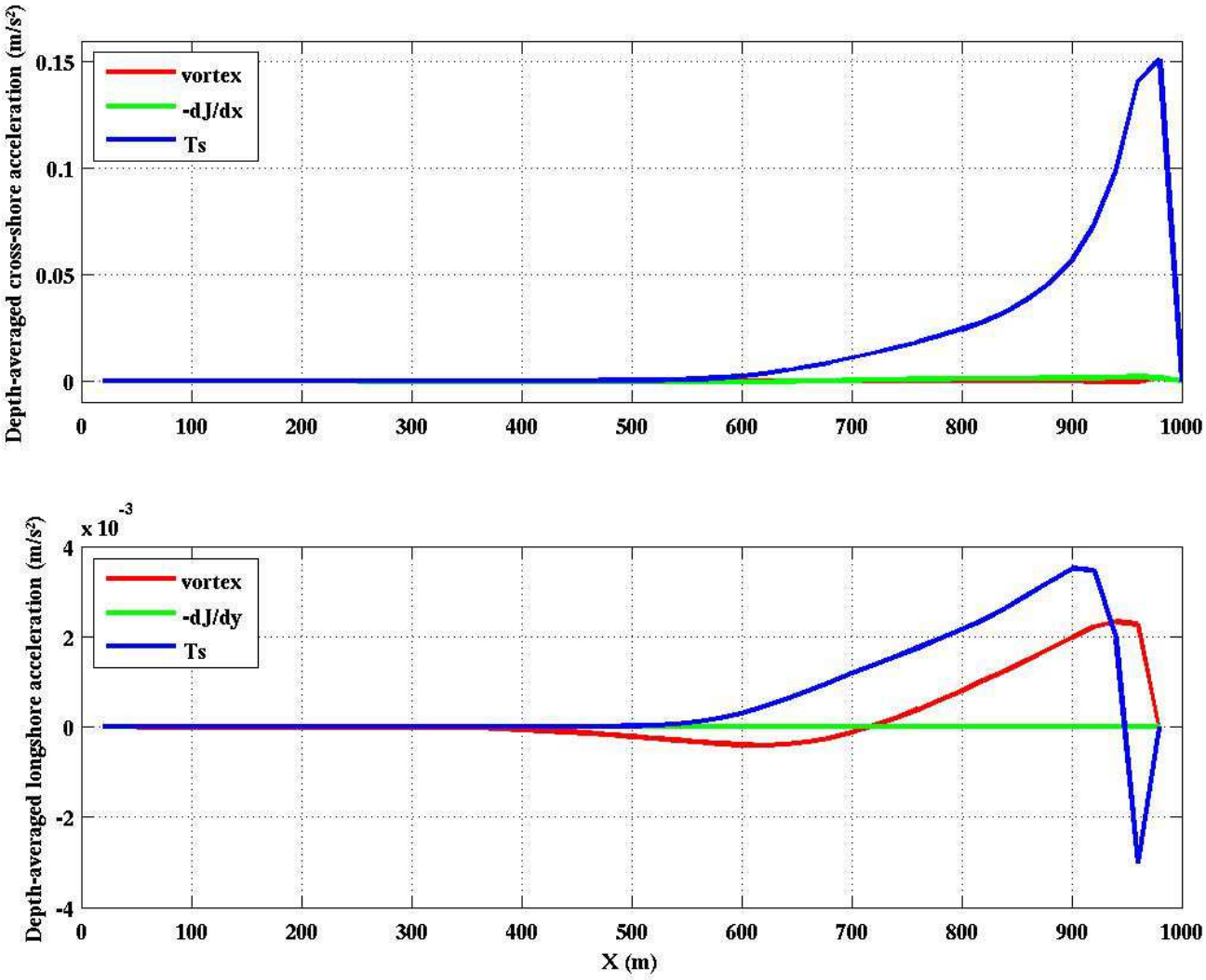


Fig. 3. Depth-averaged values of the different wave-induced forcing terms of the mean flow in the cross-shore (top) and longshore (bottom) momentum balance, versus cross-shore distance: the surface momentum flux T_s (blue), the vortex force (red) and the Bernoulli pressure head $-\bigtriangledown J$ (green).

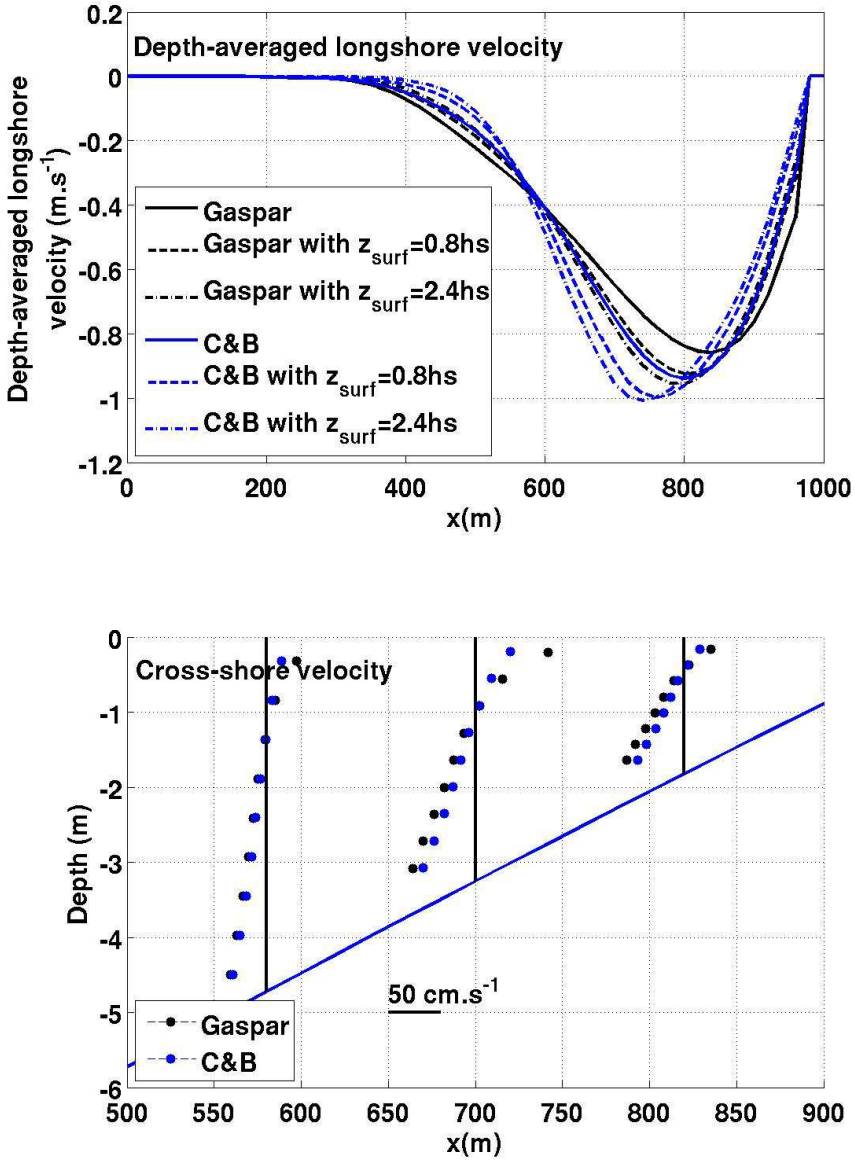


Fig. 4. Top: Cross-shore profile of the longshore depth-averaged velocities for different surface boundary conditions Gaspar et al. (1990) or Craig and Banner (1994)) and different mixing length in the turbulence closure. Bottom: Comparison of vertical profiles of the cross-shore velocities by using the parameterization of Gaspar et al. (1990) or Craig and Banner (1994).

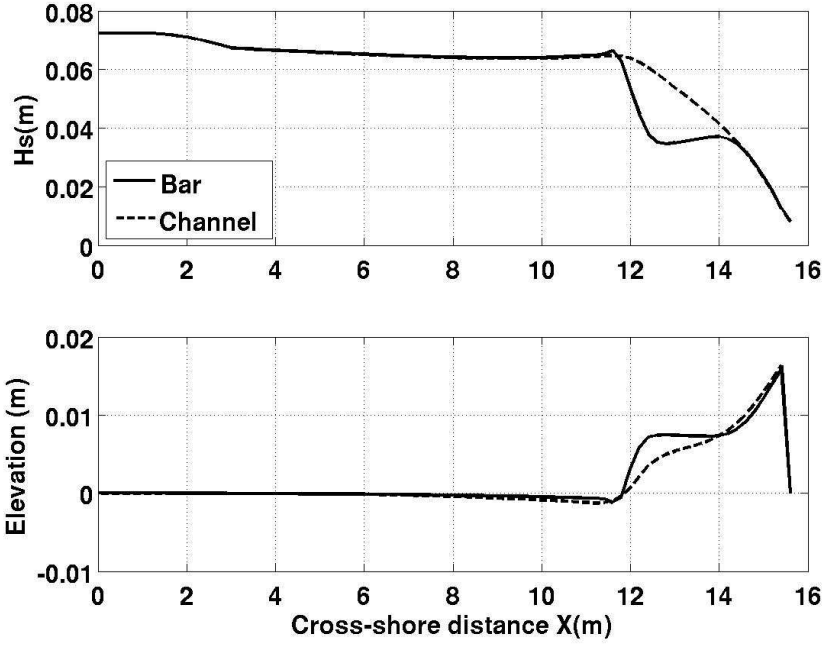


Fig. 5. Significant wave height (top) and surface elevation (bottom) versus cross-shore distance over the center bar at y= 9.2 m (solid line) and through the rip channel at y=4.6 m (dashed line). The shoreline is at right.

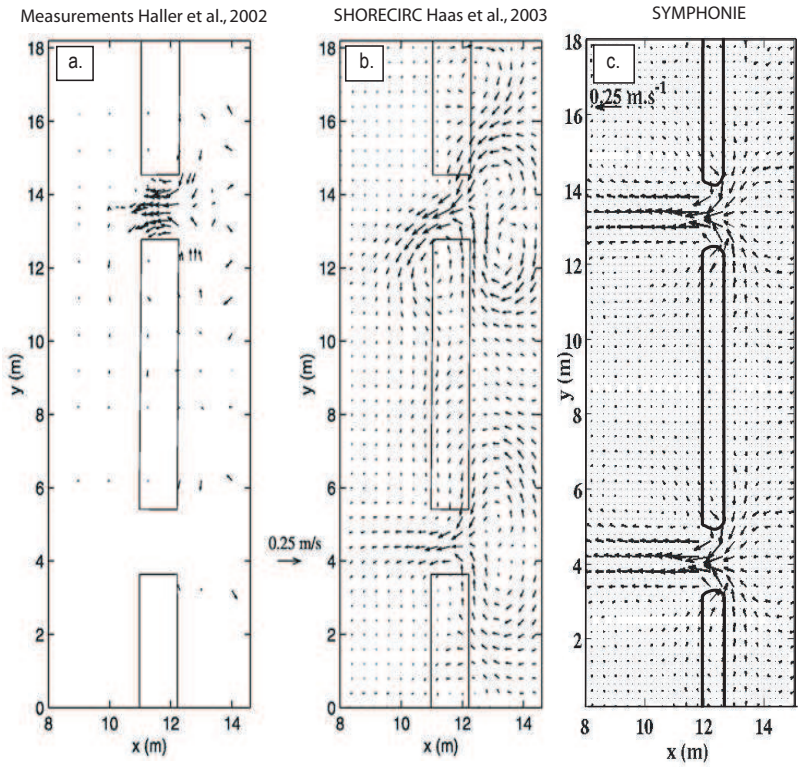


Fig. 6. Comparison of depth-integrated current measured by Haller et al. (2002) (a), with numerical simulations done by SHORECIRC (Haas et al., 2003) (b) and SYMPHONIE (c)

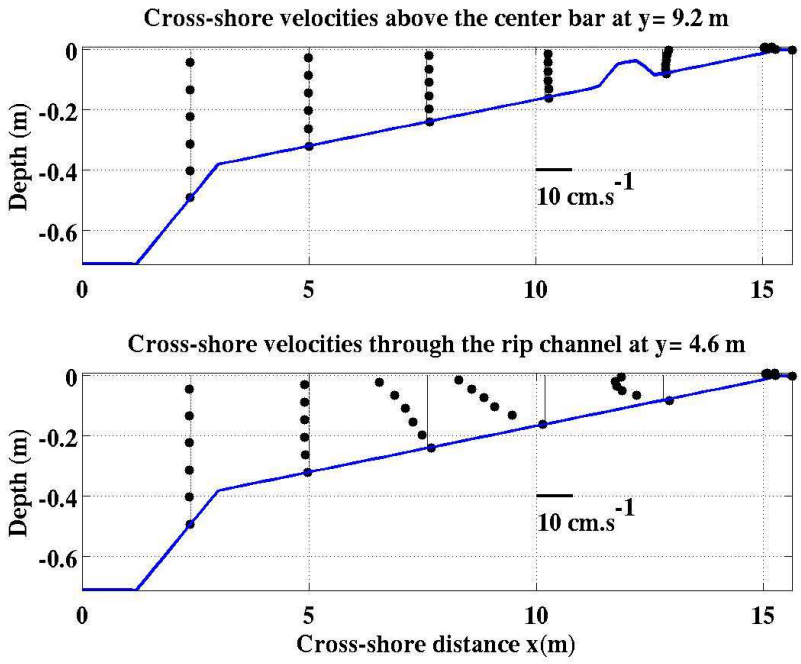


Fig. 7. Vertical profiles of the cross-shore velocities versus cross-shore distance, above the center bar (upper panel) and through a rip channel (lower panel).

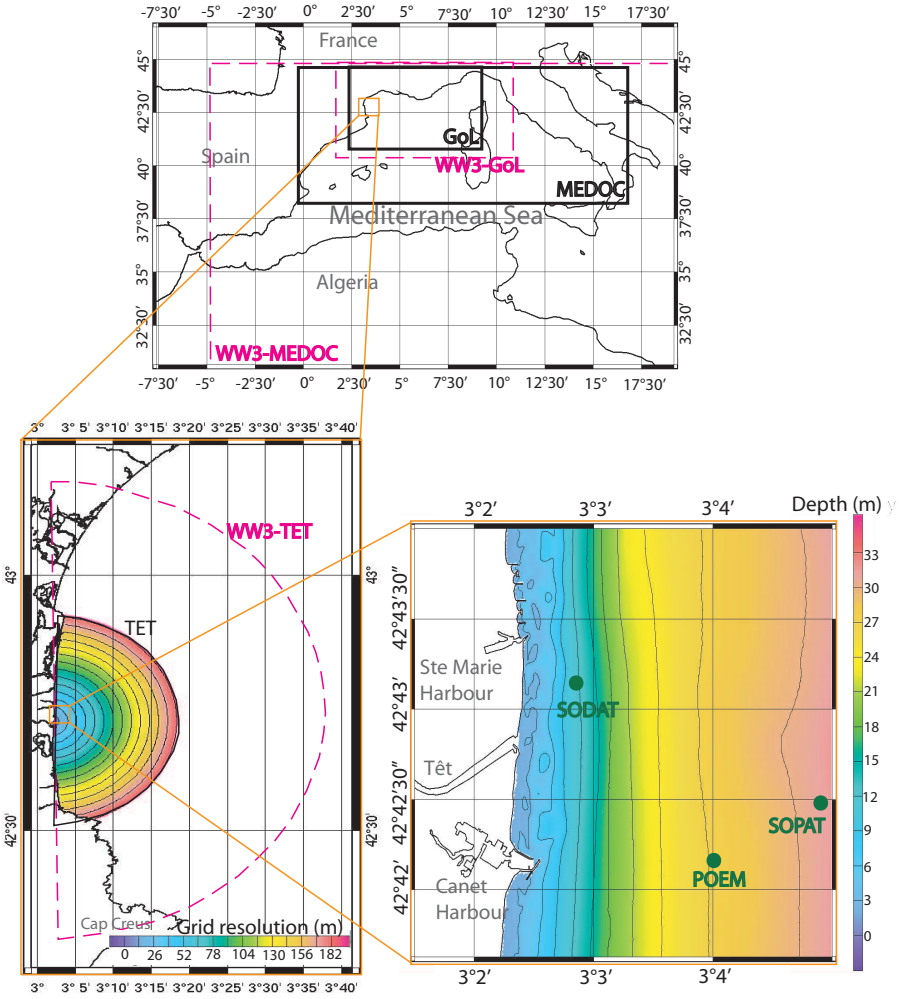


Fig. 8. The three embedded domains used by SYMPHONIE (black frame) and WW3 (dashed pink frame) for the Têt inner shelf simulation and positions of the three instruments.

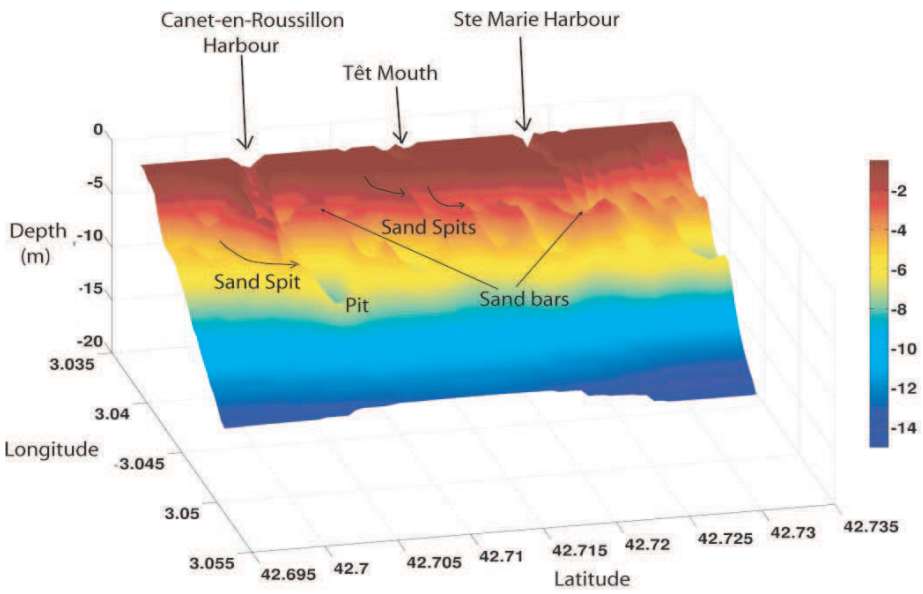


Fig. 9. The Têt bathymetry measured by the LiDAR survey. The developments of northward sand spits in front of the river mouth or the Canet-en-Rousillon harbour are clearly visible.

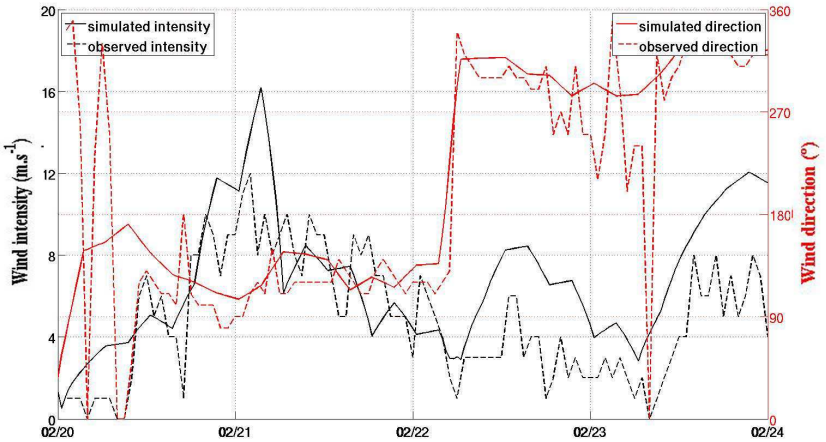


Fig. 10. Simulated (solid line) and observed (dashed line) wind intensity (black) and direction (red). The data are provided by the Toreilles station and simulated wind is given at the SODAT station.

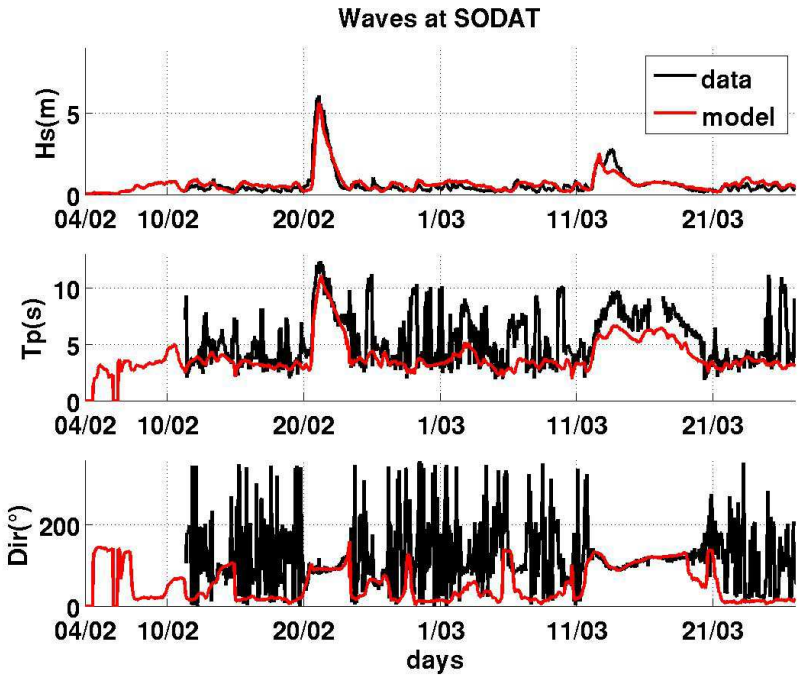


Fig. 11. Comparison of wave parameters between data and simulation at SODAT (11m)

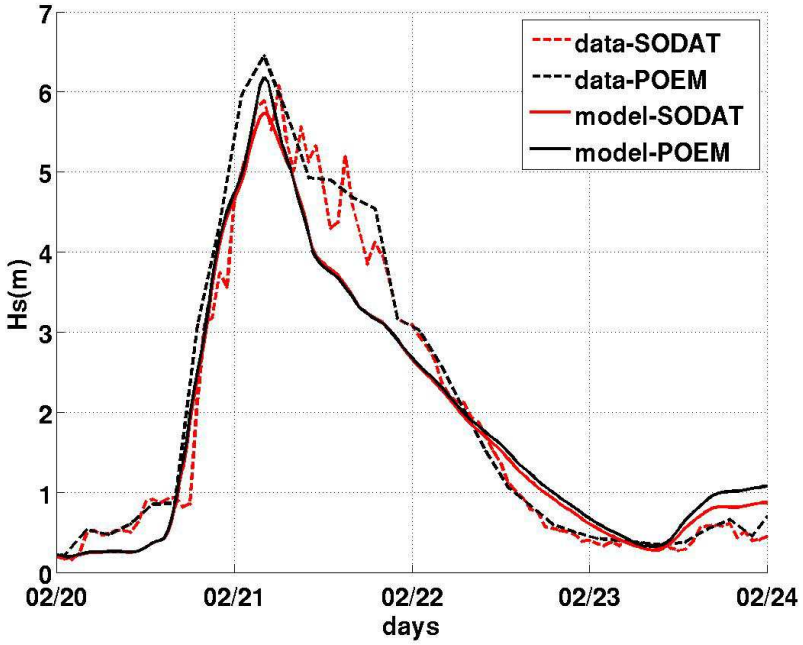


Fig. 12. Comparison of significant wave height at SODAT (11 m) and POEM (28 m) in the model and the measurements.

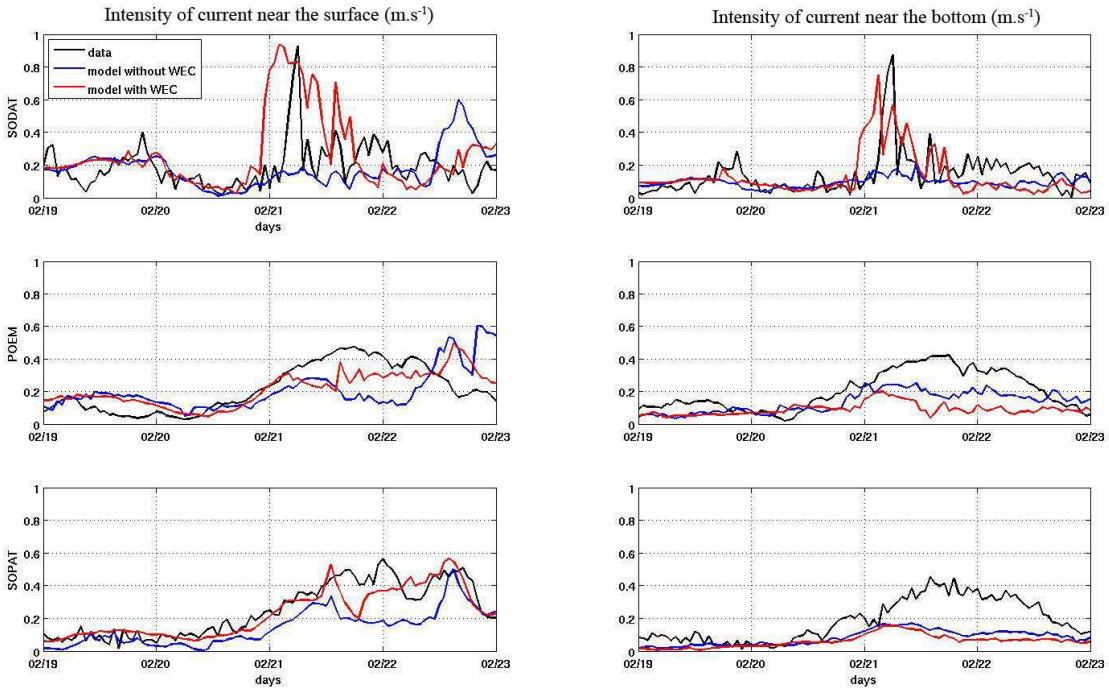


Fig. 13. Comparison of the current intensity near the bottom (right) and close to the surface (left) at the three instruments, between the measured current (black) and the simulated current with (with WEC - red) and without the wave forcing (without WEC - blue).

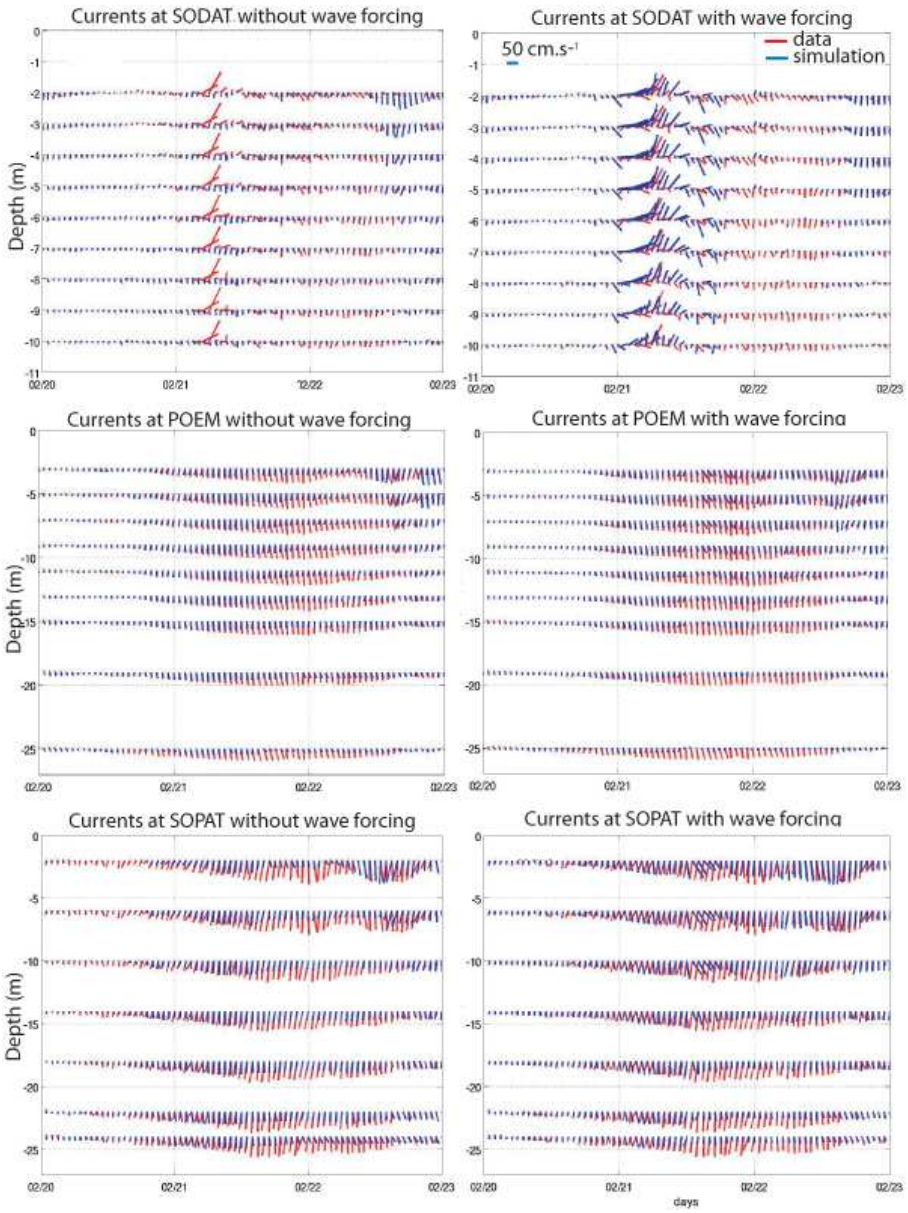


Fig. 14. Comparison of time series at the three instruments, between the measured current and the simulated current. Left: the simulation is performed without the wave forcing, and right: the simulation is performed with the wave forcing.

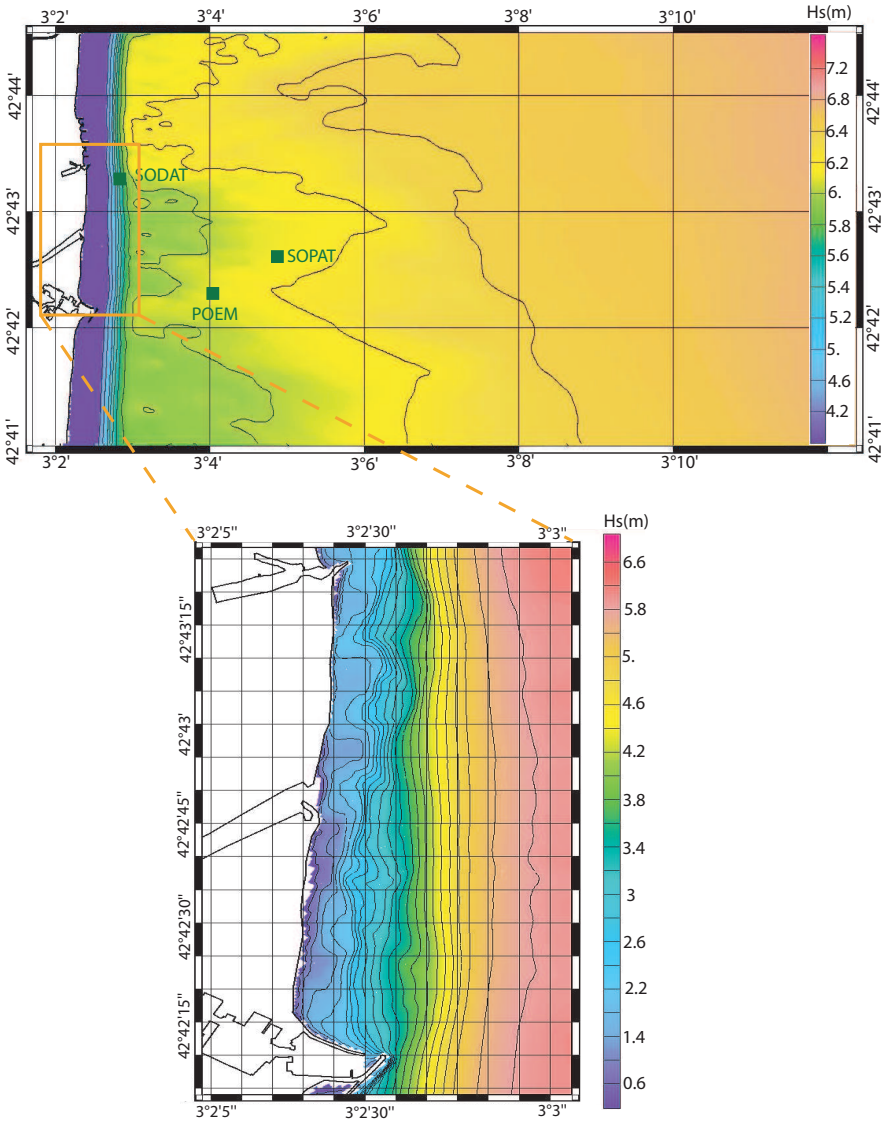


Fig. 15. Significant wave height at the storm apex on February 21st, 2004 at 04:19 a.m.

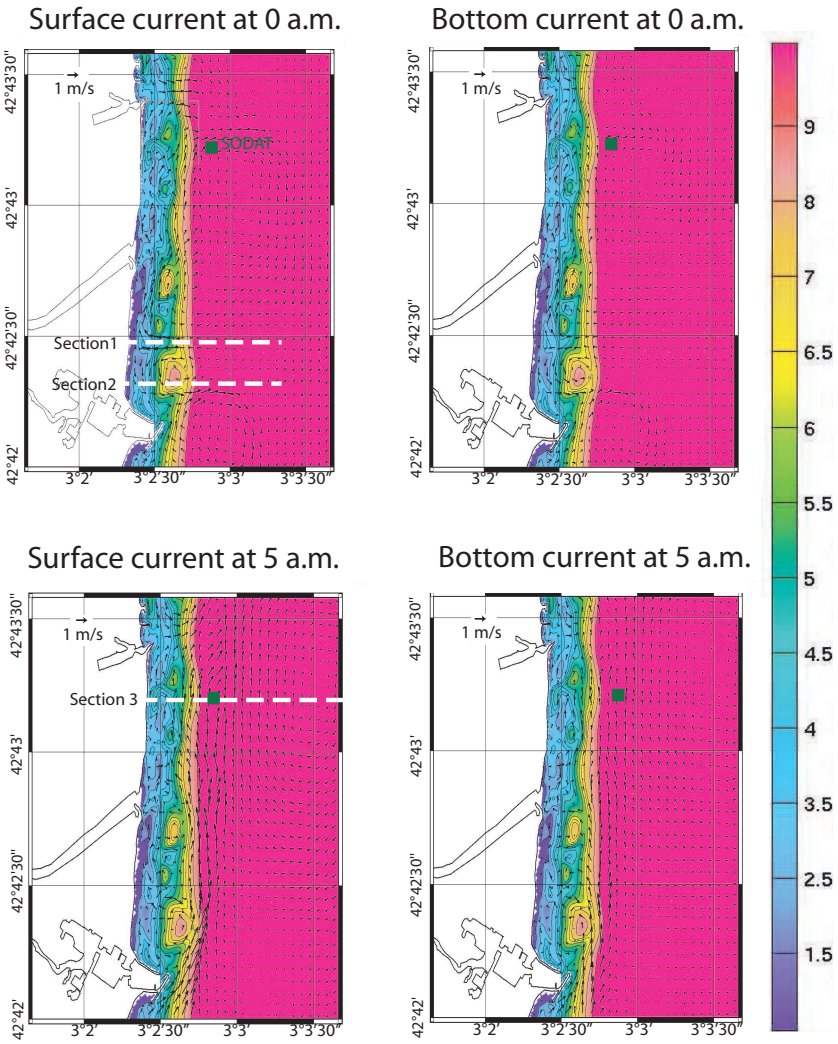


Fig. 16. Two different current patterns at an interval of 5 hours:

- Surface and bottom current on 02/21 at 0 a.m. during the intensified stage of the storm
- Surface and bottom current on 02/21 at 5 a.m. at the storm apex

The color palette indicates the bathymetry whereas the arrows are the current vector. Position of the SODAT instrument is indicated with the green spot, as well as the position of the cross-shore sections of the following figure

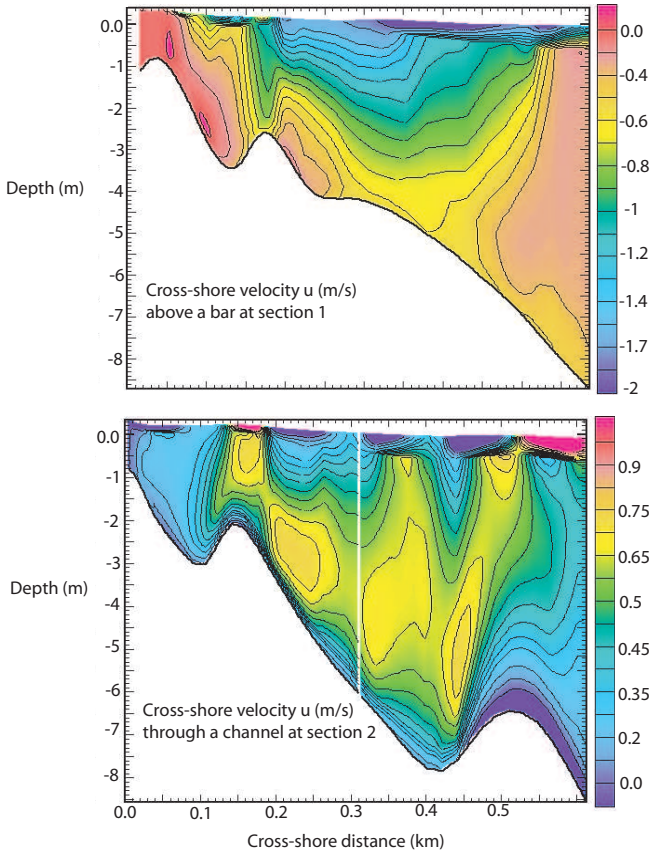


Fig. 17. Vertical sections of the cross-shore velocity above a bar (top, Section 1) and through a channel (bottom, Section 2) during the intensified stage of the storm. Positions of the sections are indicated in figure 16

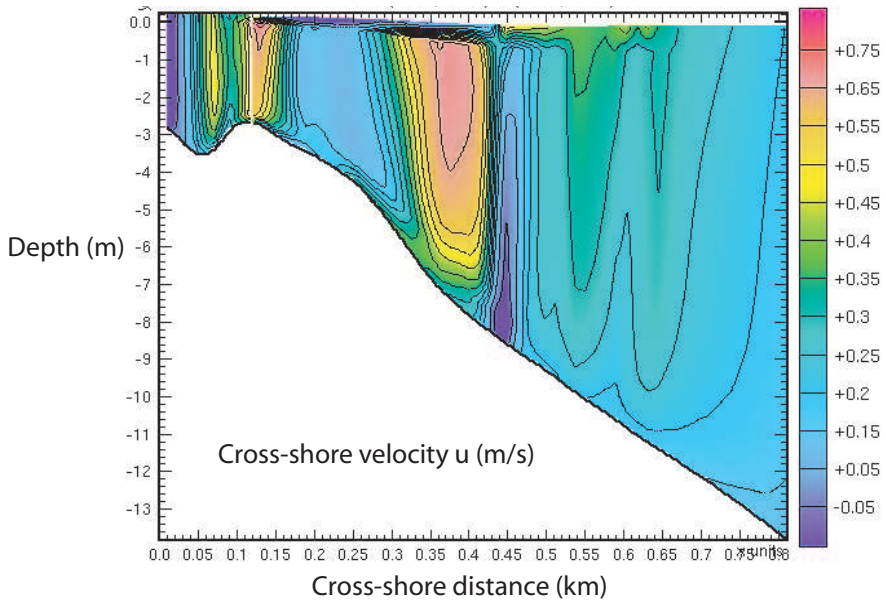


Fig. 18. Vertical section (corresponding to Section 3 in Figure 16) of the cross-shore velocity at the storm apex.

Table 1. Computational grids used in this study: $N\lambda$ and $N\theta$ are the numbers of points in longitude λ and latitude θ, and δt is the maximum global time step

Grids	Resolution	Latitude	Longitude	$N\lambda$	$N\theta$	δt (s)
WW3-MEDOC	0.1°	31°N to 45°N	-5.6°E to 16.3°E	141	220	400
WW3-GoL	0.02°	41.28°N to 44.45°N	2.02°E to 11.86°E	117	213	300
Grids	Maximum Resolution	Minimum Resolution	Latitude	Longitude	Number of nodes	δt (s)
WW3-TET	22 m	550 m	42.272°N to 43.158°N	3.018°E to 3.621°E	64,000	5

Table 2. Statistical comparison between data and simulations at WW3-TET scale, at SODAT and POEM

Position	Parameters	COR	BIAS	RMSE	SI
SODAT (11m)	Period	0.5833	-0.2574 s	2.3137	0.4133
	Wave height	0.9580	0.1841 m	0.2869	0.2727
POEM (28m)	Period	0.7203	-0.1279 s	1.4206	0.3103
	Wave height	0.9330	0.2311 m	0.3507	0.3345

Table 3. Computational grids used in the circulation model. i_{max} and j_{max} are respectively the numbers of points in the west-east and south-north directions

Grids	Resolution	Longitude	Latitude	i_{max}	j_{max}	levels
MEDOC	2500 m	-0.39°E to 11.65°E	38.39°N to 44.44°N	402	270	40
GoL	800 m	3.03°E to 5.75°E	41.98°N to 43.57°N	278	222	36
TET	from 8 m to 180 m	3.027°E to 3.313°E	42.506°N to 42.925°N	378	394	15

V.4 Discussion autour de l'utilisation de grilles non structurées

Les premières simulations n'ont pas été réalisées sur des grilles curvilinéaires ou non structurées. Dans un premier temps, nous avions eu recours à 5 grilles emboîtées pour le modèle de vagues, avec un rapport d'échelle de 5 et des résolutions comprises entre 0.1° et 0.0002°, et quatre grilles pour le modèle de circulation, avec des résolutions comprises entre 2.5 km et 15 m. Une résolution extrêmement fine était requise en zone littorale, puisque la bathymétrie y est complexe avec des barres sableuses festonnées ayant une longueur de l'ordre de quelques centaines de mètres. Cependant, dans les résultats de la grille à fine résolution, des courants peu réalistes étaient observés aux limites de la grille, près du rivage. Le modèle SYMPHONIE ne dispose que d'une technique de « couplage one-way », c'est à dire que la grille « mère » force aux frontières les variables de la grille « fille ». Dans notre cas, la grille fille produisait une dérive littorale vers le Nord beaucoup plus importante que la grille mère, et donc la quantité de mouvement créée dans la grille fille ne pouvait être évacuée. Une recirculation du courant était alors observée dans tout le domaine et perturbait les résultats (Figure V.1). Un premier travail a consisté à jouer sur les paramètres de relaxation des variables, et sur les caractéristiques de la zone éponge. Ceci n'a amélioré en rien nos résultats. La mise en place du couplage « two-way » où grilles fille et mère sont calculées en même temps et échangent leurs variables aux frontières en continu, via un coupleur de type AGRIF [*Debreu et al.*, 2008] pourrait être une solution à tester, mais la mise en place relativement lourde n'était pas envisageable au vu des contraintes temporelles de la thèse. Une solution plus rapide en mettre en oeuvre a donc consisté à utiliser des grilles non structurées et curvilinéaires. Ainsi, utiliser une grille avec une résolution variable permet de couvrir une partie du plateau en face de la Têt, avec une résolution fine devant l'embouchure de la rivière qui sera graduellement réduite jusqu'à des résolutions plus grossières au large. La transition entre large et côte est lissée, et on évite les problèmes apportés par l'imbrication de grille. En outre, le temps de calcul est considérablement réduit. SYMPHONIE ne permet pas encore le calcul sur des grilles non structurées. En revanche, l'utilisation de grilles curvilinéaires est possible, et cette solution répond à notre problème. Même s'il existe une version de WW3 adaptée aux grilles curvilinéaires, à l'heure de l'étude, les récents développements n'ont pas été adaptés à ce type de maillage. En revanche, il est possible d'utiliser des grilles non structurées avec cette version. Une astuce a donc consisté à utiliser la grille curvilinaire de SYMPHONIE étendue vers le large, où chaque cellule a été divisée en deux afin de créer deux éléments triangulaires. C'est sur cette grille non structurée que WW3 a tourné. De nos jours, de plus en plus d'études littorales ont recours à l'utilisation de grilles non structurées (e.g. *Qi et al.* [2009]; *Jones and Davies* [2008]; *Wang and Shen* [2011]).

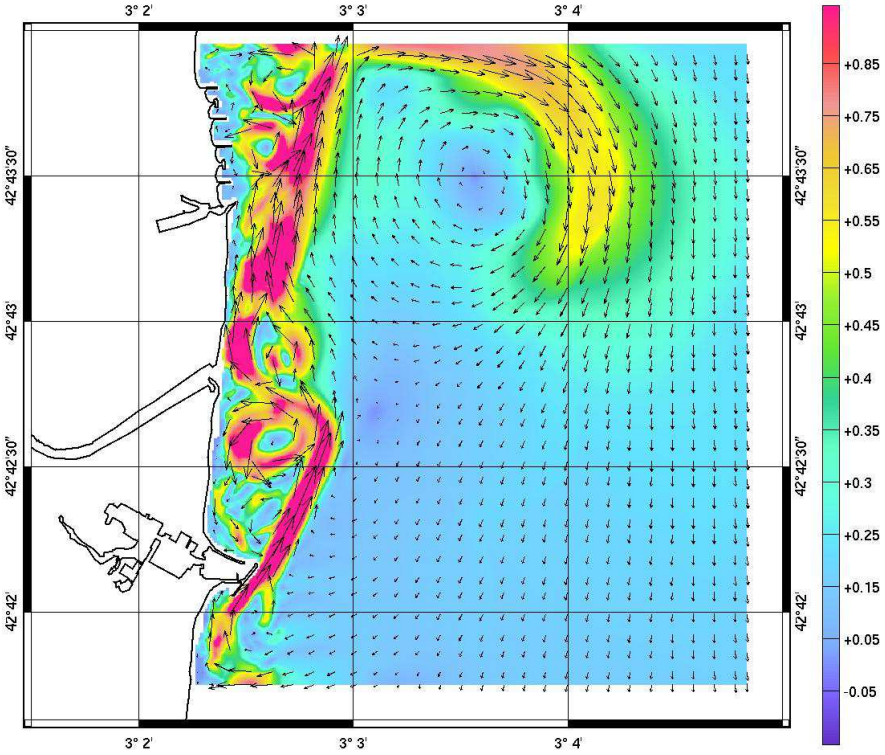


Fig. V.1 – Recirculation du courant généré par des effets de bord.

Chapitre VI

Tempêtes de l'hiver 2008/2009 sur la zone littorale de Sète

VI.1 Introduction et objectifs

Une campagne de mesures hydrodynamiques et bathymétriques s'est déroulée durant l'hiver 2008/2009 sur une plage de Sète (Languedoc-Roussillon, France). Cette campagne organisée et réalisée par le laboratoire IMAGES de l'Université de Perpignan et Géosciences Montpellier (F. Bouchette et E. Brambilla), avait pour objectif d'obtenir un jeu important de données entre -2 m et -7 m de fond afin de pouvoir améliorer la connaissance des processus hydrodynamiques et sédimentaires qui contrôlent l'évolution d'une plage à double barres, pendant des périodes de beau temps et de tempêtes. Ces mesures ont ainsi l'originalité d'être particulièrement exhaustives sur une période assez longue (deux mois) dans une zone où les instruments peuvent subir de gros dégâts, voire être emportés. Dans le chapitre suivant, nous avons voulu tester la validité de notre modèle à l'échelle littorale, et plus particulièrement en zone de surf, et obtenir une première calibration sur une plage à double barres en comparant ses résultats à ce jeu inédit de mesures. Les perspectives de ce travail sont de pouvoir déterminer le comportement hydrodynamique et morphodynamique de la plage pendant des tempêtes décennales et centennales. Cette étude numérique s'est faite en collaboration avec le laboratoire IMAGES de l'Université de Perpignan et notamment Nicolas Robin et Raphaël Certain, ainsi que Frédéric Bouchette et Eléna Brambilla du laboratoire Géosciences Montpellier.

VI.2 La campagne Sète'09

VI.2.1 La zone d'étude et les tempêtes

La campagne s'est déroulée du 15.12.2008 au 25.02.2009, soit 73 jours d'observations, sur une plage entre Sète et Marseillan (Figure VI.1), face au château de Villeroy, à 2 km plus au Sud du lieu de précédentes campagnes réalisées par les mêmes équipes en 1994, 1999 et 2000. La ligne de côte dans cette zone a une orientation de 45°N. De Sète à Marseillan, un lido très fin (Figure VI.2) s'étire sur une douzaine de kilomètres de long et sur moins de 2 km de large (dont 20 à 50 m de plages) en séparant l'étang de Thau de la mer.

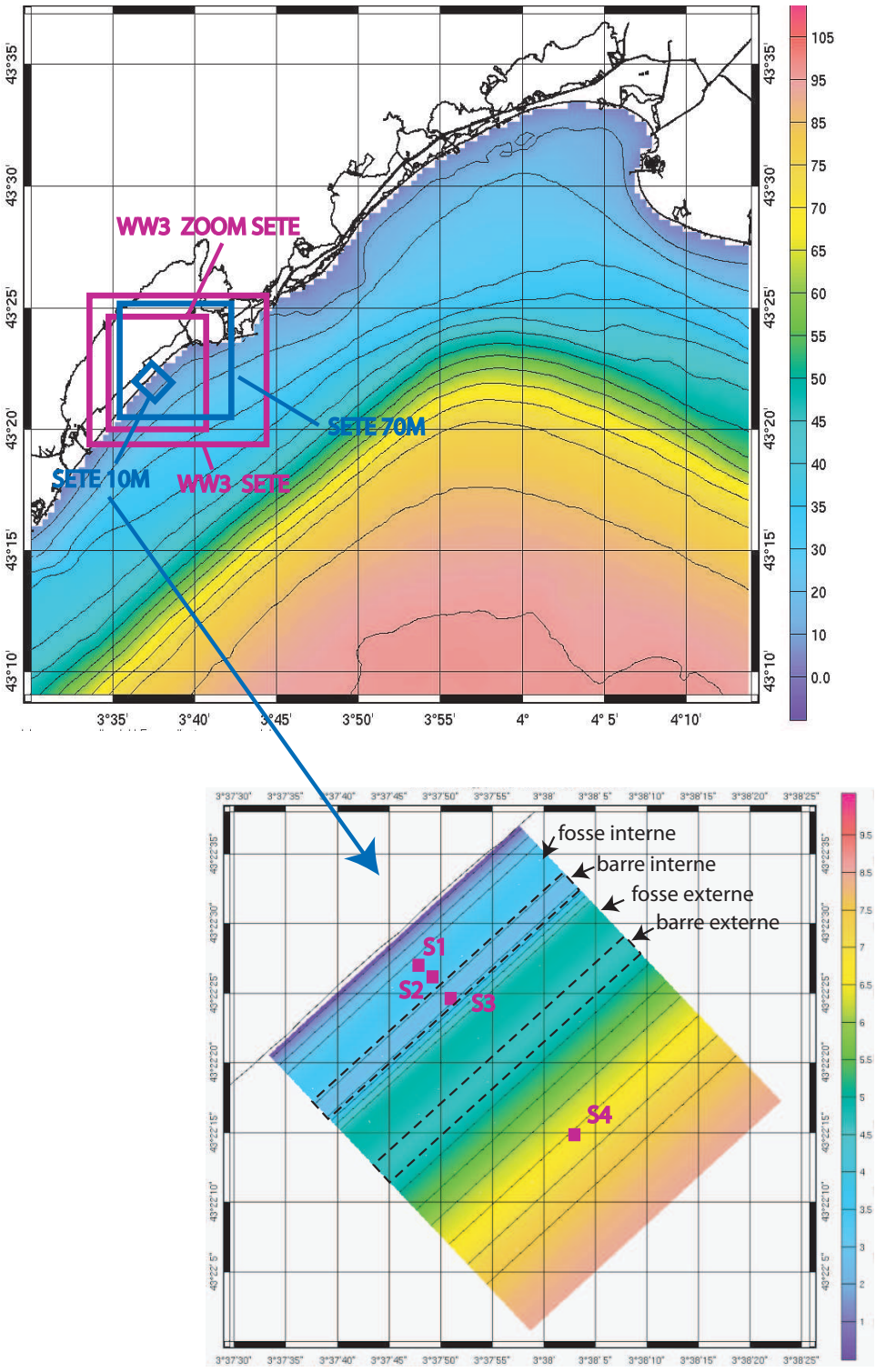


Fig. VI.1 – Les grilles de calcul utilisées par le modèle de vague et le modèle de courant et la bathymétrie (m) de la grille SETE10M. Les positions des instruments sont indiquées par des carrés roses, les barres sédimentaires par des traits pointillés.

Fig. VI.2 – Le lido entre Sète et Marseillan (34) (source : http ://www.tropheesaintclair.com/)

La superficie de cette bande de terre et de sable ne cesse de diminuer chaque année (perte d'environ 1 ha par an, et recul d'1 m par an pour les plages), à cause des tempêtes. La plage de Sète est caractérisée par une dynamique microtidale (marnage de 0.19 m en moyenne à 0.31 lors des vives eaux) [*Certain*, 2002; *Certain and Barusseau*, 2005]. Les régimes de vent et de houle dominants ont été présentés au chapitre IV. Dans cette zone, les vagues arrivent avec une direction comprise entre 140°et 220°, des hauteurs significatives souvent inférieures à 2 m (dans 30% du temps, elles sont même inférieures à 1 m) et des périodes comprises entre 3 et 4 s (données de la bouée Datawell de Sète). Dans 2% des cas, les hauteurs significatives dépassent 4 m avec des périodes de 5 à 10 s [*Robin et al.*, 2010]. Bien que ces évènements énergétiques soient rares, ils ont un important pouvoir morphogène pour le système et pour l'évolution du trait de côte *Certain* [2002]; *Ferrer* [2010]; *Gervais et al.* [2010]. Cet environnement microtidal est ainsi dominé par l'effet des vagues.

La morphologie de ce littoral est caractérisée par une plage linéaire, étroite et basse et des barres d'avant-côte interne et externe pseudo-rectilignes parallèles au trait de côte et séparées par une fosse interne de lévigation de 3 m de profondeur (Figure VI.3). La granulométrie des sédiments a été relevée pendant la campagne et montre qu'elle est comprise dans la classe des sables fins à moyens ($D_{50} \simeq 500\mu m$ près de la côte jusqu'à $D_{50} \simeq 100\mu m$ à 700m de la côte), et avec une diminution de la taille en allant vers le large [*Robin et al.*, 2010], et des sédiments beaucoup plus grossiers dans les fosses ($D_{50} \simeq 1000 - 1500\mu m$). La plage de Sète est répertoriée comme étant une plage à barres entre intermédiaire et dissipative avec $\Omega \simeq 6$ [*Brambilla et al.*, 2011] suivant la classification de *Masselink and Short* [1993].

Pendant la campagne de mesure, deux épisodes intenses ont été observés, séparés par des périodes calmes où le vent est soit la Tramontane soit le Mistral (Figure VI.4) et des faibles vagues ($H_s < 0.75$ m), de périodes comprises entre 4 et 12 s, et de direction plus ou moins orientée vers la côte. Les deux évènements se caractérisent par un vent de mer avec des vitesses supérieures à 10 m.s^{-1} : entre le 26/12/2008 et le 31/12/2008 et entre le 01/02/2009 et le 05/02/2009. Pour les deux épisodes, la direction d'origine est dans un premier temps Nord-Est, puis le vent pivote et provient du Sud-Sud-Est.
Ces deux épisodes que l'on qualifiera d'épisodes de tempête par la suite, sont également caractérisés par de fortes vagues pendant 5-6 jours (Figure VI.4). Ainsi, on relève grâce à un houlographe placé au large de notre système (en S4 dont la position sera précisée plus loin)

une hauteur significative de 3.5 m et 3.1 m respectivement pour la 1ère et 2nde tempête, des périodes de 7 s et une direction perpendiculaire à la plage. Au vu de la hauteur des vagues, on peut tout comme pour le vent, distinguer deux pics de tempête, avec un second pic moins intense que le premier.

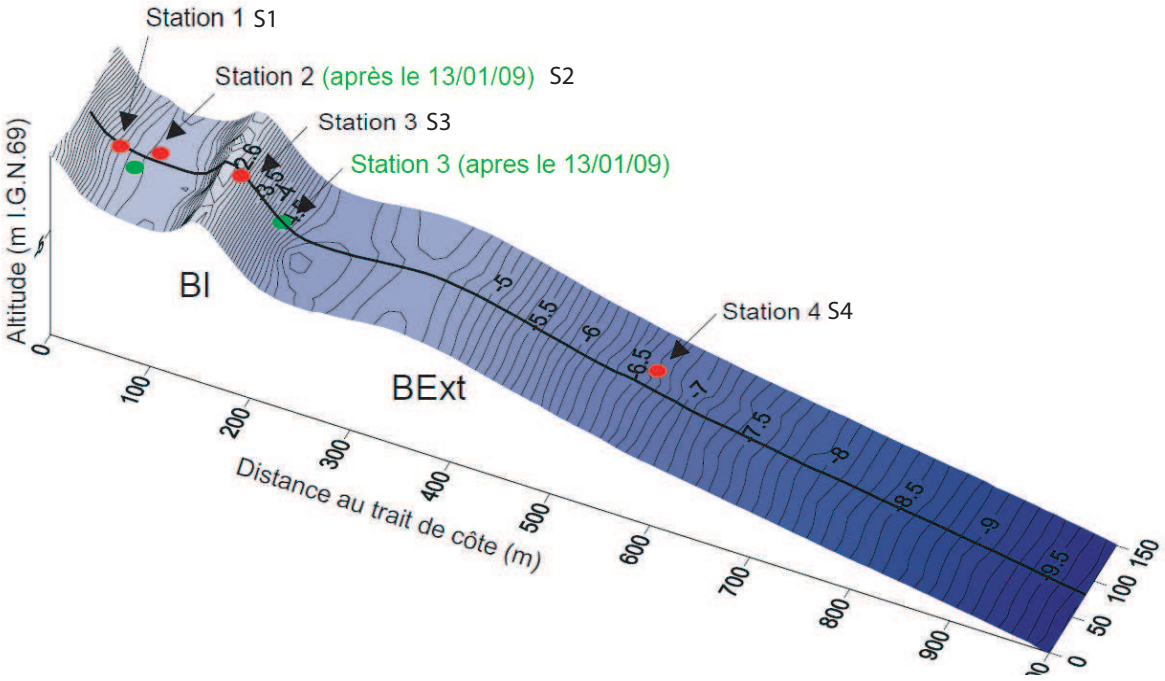


Fig. VI.3 – Profil de la plage et positions des instruments. Tiré de *Robin* [2011]

VI.2.2 Méthodes

VI.2.2.1 Mesures in-situ

Un important dispositif comprenant de nombreux houlographes et courantomètres, a été déployé sur un transect perpendiculaire au trait de côte. Les instruments ont été positionnés en quatre endroits du profil : avec deux stations (S1 et S2) dans la fosse interne, une sur le revers de la barre interne (S3) et une dernière sur le glacis (S4), à l'entrée du système (Figure VI.3).

Ainsi, en S1 qui se trouve à environ 65 m du trait de côte et sous 3.15 m de fond (lors de la mise en eau) a été déployé un ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) de type Nortek qui permet une mesure du courant près du fond (à 0.15 m du fond) et des caractéristiques de la houle. Les bursts de courant sont de 20 min toutes les 2h40 et 20 min toutes les 3h pour les vagues.

En S2, à 95 m de la côte et -3.45 m lors de la première mise en eau, a été placé un ADV de même type. A partir du 13/01/2009, il a été déplacé à -3.3 m et complété d'un ADCP

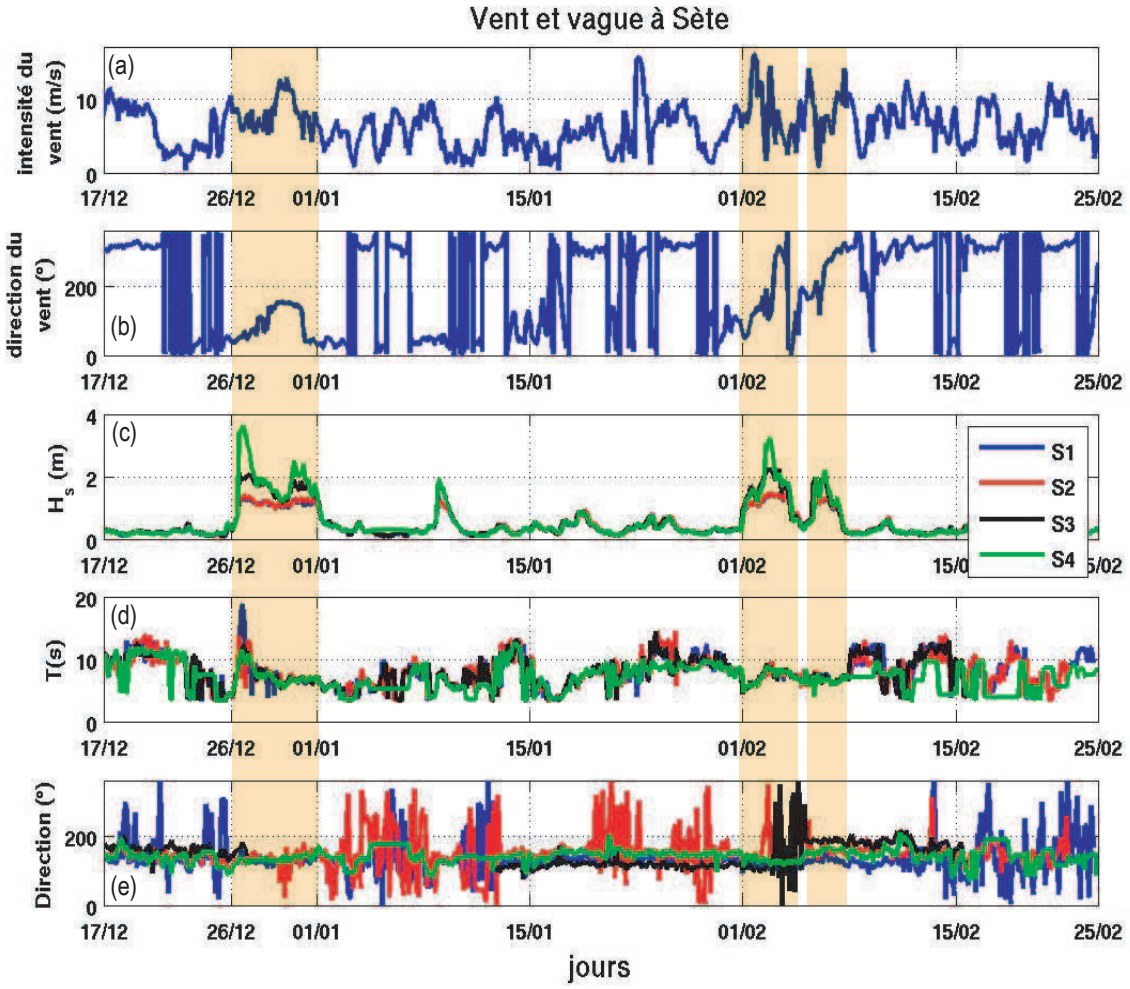


Fig. VI.4 – Vent et vague pendant la campagne Sete'09 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées aux quatre instruments.

(Acoustic Doppler Current Profiler) de type RDI 600kHz avec module de houle, posé sur le fond. Celui-ci permet l'acquisition de mesures de courants sur toute la colonne d'eau, avec une taille de cellule de 15 cm. Sa fréquence d'acquisition est de 2Hz avec des bursts d'une minute toutes les 3 minutes pour le courant et 20 min toutes les 3 heures pour les vagues. L'ADV a été enseveli par le sable à partir du 1er février.

En S3 a été positionné un ADCP de même caractéristique qu'en S2, avec un burst de 1 minute toutes les 3 minutes pendant le premier déploiement, et d'une minute toutes les 6 minutes pendant le second. Celui-ci a été complété par un ADV identique à ceux de S1 et S2, pour avoir une mesure près du fond. Cette station se situe à 185 m de la côte. Il a d'abord été situé sur la crête de la barre interne à environ -2.75 m de fond, puis a été repositionné sur le revers offshore de cette même barre à -4.25 m de fond.

Tab. VI.1 – Grilles de calcul utilisées pour la simulation de la campagne Sète'09, avec $N\lambda$ et $N\theta$ le nombre de points en longitude λ et latitude θ, et δt le pas de temps global

Grille	Résolution	Latitude	Longitude	$N\lambda$	$N\theta$	δt (s)
SETE	0.001°	43.328°N to 43.422°N	3.566°E to 3.745°E	180	95	10
ZOOM SETE	50 m	43.34°N to 43.394778°N	3.58°E to 3.687146°E	170	123	5

Enfin, la station S4, qui se trouve sur le glacis, à 600 m de la côte et -6.65 m de fond, est matérialisée par un ADV de type Interocean avec les mêmes bursts que les précédents.

Par ailleurs, les mesures de vent présentées ici, ont été obtenues par la station Météo-France de Sète.

VI.2.2.2 Modélisation numérique

VI.2.2.2.1 Modélisation de l'état de mer Dans le chapitre IV, nous avions réalisé une simulation de l'état de mer entre le début de l'année 2007 et février 2009, sur l'ensemble du GAM. Elle a donc été complétée pour atteindre notre zone d'étude par l'ajout de deux grilles supplémentaires (Figure VI.1). Leurs caractéristiques sont regroupées dans le tableau VI.1. Pour la grille de plus fine résolution (ZOOM SETE), une première tentative a consisté à prendre une grille de 10 m de résolution. Cependant, elle exigeait un pas de temps inférieur à 1 s, et cette option était en cours de développement au moment de l'étude dans WW3. Nous avons finalement opté pour une résolution de 50 m.

Des levés bathymétriques ont été réalisés le long de profils perpendiculaires à la côte, jusqu'à -10 m de fond et sur une distance de 1 km, à plusieurs moments pendant la campagne, et notamment le 22 décembre et le 13 janvier (date où l'ADCP supplémentaire a été ajouté dans la fosse interne). Etant donnée la morphologie des plages dans cette zone, nous avons supposé que la bathymétrie était uniforme dans la direction longshore. Au large, celle-ci a été recollée avec la bathymétrie utilisée habituellement *Berné et al.* [2002]. Pour la grille SETE, la bathymétrie a été supposée uniforme jusqu'à la limite Nord du Mont St-Clair, puis ensuite la bathymétrie de *Berné et al.* [2002] prend le relais. Les sept levés bathymétriques réalisés pendant la campagne au niveau des instruments mais aussi sur quatres profils ont permis de comprendre les évolutions morphologiques de la plage. Ainsi, une avancée de la barre interne a eu lieu en début de campagne puis un recul pendant la première tempête accompagné par une érosion du front et un engraissement du revers de la barre interne. Puis, pendant la période de beau temps suivante, la barre interne a retrouvé son profil initial en avancant vers la côte, grâce à un engraissement du front et une érosion du revers, et ceci malgré le passage de la seconde tempête. Etant donnée la variabilité morphodynamique temporelle de la plage, il est apparu judicieux de partir avec une bathymétrie cohérente en début de simulation, et avant chaque tempête. Ainsi la période de simulation a été découpée en deux, sur la première période du 15/12/2008 jusqu'au 13/01/2009, une première bathymétrie construite à partir du levé du 22 décembre, a été utilisée pour être remplacée par une seconde jusqu'à la fin de

la campagne, réalisée avec le levé du 13 janvier.

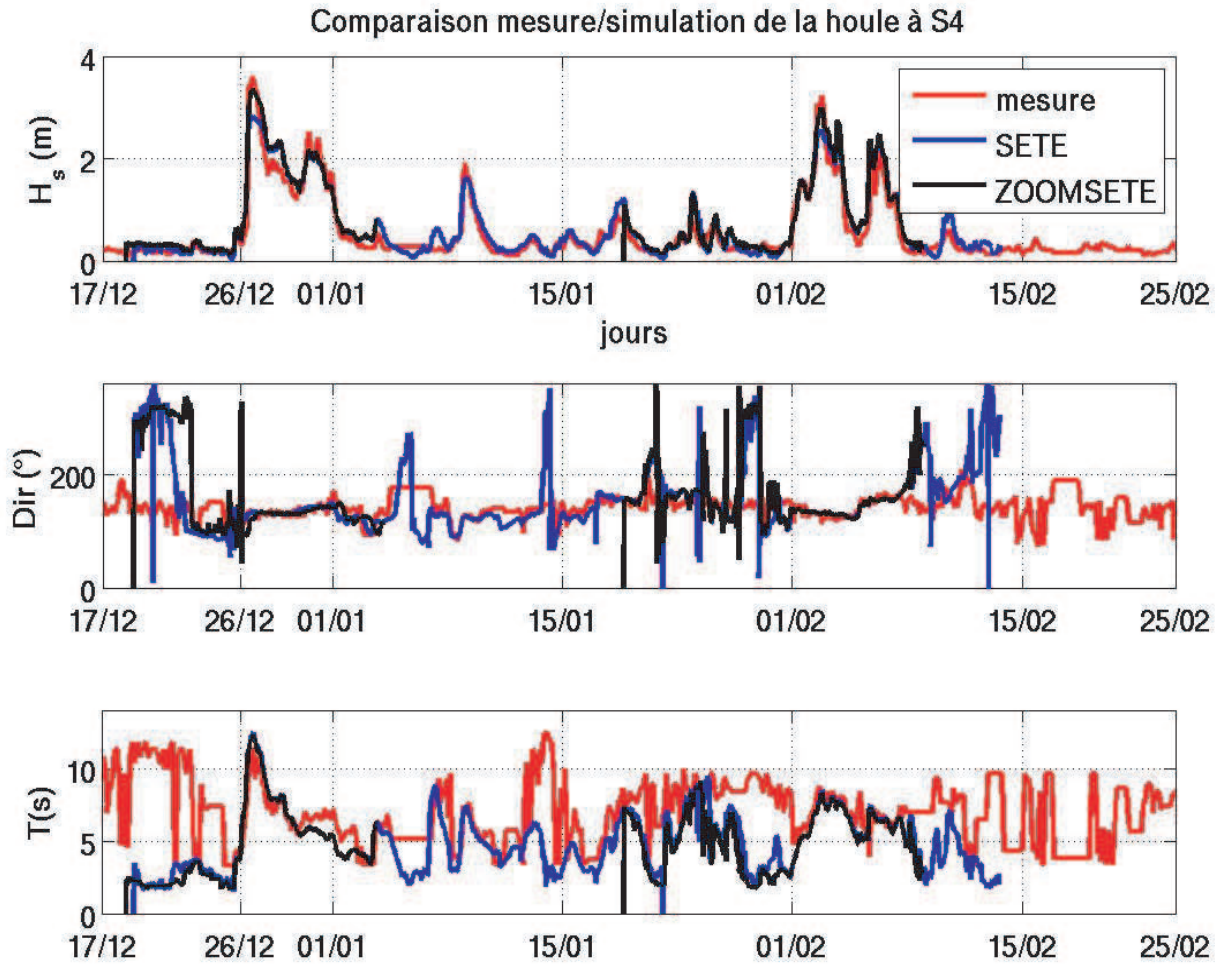


Fig. VI.5 – Comparaison simulation/mesure à la station 4 des paramètres des vagues (H_s (en haut), direction (au milieu) et période (en bas)) pendant toute la durée de la campagne. En rouge les données, en bleu la simulation à l'echelle SETE et en noir à l'échelle ZOOM SETE.

Les résultats des simulations montrent un bon accord des hauteurs significatives avec les mesures, pendant les périodes calmes mais également pendant les tempêtes. La figure VI.5) montre ainsi les résultats en S4. La période est bien reproduite pendant les tempêtes, ailleurs elle est sous-estimée. La direction est bien reproduite hormis lorsque la hauteur des vagues est très faible (inférieure à 30 cm). Par ailleurs, la simulation sur la grille ZOOM SETE apporte des résultats plus affinés et plus proches des mesures. Nous étudierons par la suite, pour chaque épisode de tempête, la performance du modèle de vague par comparaison avec les mesures aux quatres instruments.

Tab. VI.2 – Grilles utilisées dans le modèle de circulation, avec imax et jmax le nombre de mailles respectivement dans les directions (Ox) et (Oy).

Grille	Résolution	Longitude	Latitude	Angle	imax	jmax	Niveaux
SETE 70M	70 m	3.59 °E to 3.71°E	43.35°N to 43.42°N	0 °	178	110	15
SETE 10M	10 m	3.626°E to 3.64°E	43.367°N to 43.377°N	43 °	74	86	10

VI.2.2.2.2 Modélisation de la circulation Le modèle de circulation a également nécessité deux niveaux d'imbrications, à partir des grilles utilisées dans le chapitre IV. Ainsi, deux grilles supplémentaires ont été construites (Figure VI.1) avec les caractéristiques notées dans la table VI.2. Leur bathymétrie a été réalisée de la même façon que celle des grilles du modèle de vague. Afin de reproduire correctement le déferlement associé aux passages de la houle sur les deux barres et par conséquent, le courant induit par les vagues, une résolution de 10 m dans la grille de courant a été requise. Cependant, la grille du modèle de vague n'ayant qu'une résolution de 50 m, les résultats seront légèrement dégradés, près de la côte notamment (il n'y a que 100 m entre le rivage et la barre interne, soit 3 points de la grille de vague).

La rugosité de fond est fixée égale à 0.0005 m. Le streaming près du fond est pris en compte via l'équation II.46 ainsi que l'influence des vagues dans le cisaillement près du fond, grâce aux équations de II.56. En surface, le flux d'énergie cinétique turbulent généré par les vagues est pris en compte via les équations II.53 et II.55 avec $z_{surf} = 1.6H_{sw}$. Par ailleurs, on définit le signe des vitesses cross-shores et longshores de la façon suivante : une vitesse cross-shore positive est orientée vers la côte, et une vitesse longshore positive est orientée vers le Nord-Est. L'influence de la marée n'a pas été prise en compte dans un premier temps. Le forçage atmosphérique est toujours fourni par le modèle Aladin de Météo-France et le forçage aux frontières est assuré par les simulations sur le GAM présentées au chapitre IV.

VI.3 Résultats

VI.3.1 Tempête de décembre 2008

La tempête de décembre est caractérisée par un vent de mer avec une intensité maximale de 12 m.s^{-1} et une houle d'Est-Sud-Est forte et longue. Elle peut se décomposer en deux périodes distinctes. La première s'étale du 26/12 au 30/12 et la seconde du 30/12 au 02/01/2009 (Figure VI.6). Pendant la première période, la houle atteint rapidement une hauteur significative de vague égale à 3.5 m en S4. Sa période de tombant est assez longue (3 jours) et enchaîne avec un second pic de houle plus court et de même orientation.

La simulation WW3 (Figure VI.6) reproduit bien les deux périodes de la tempête. On aperçoit nettement la présence des seuils de hauteur de vague maximaux atteignables aux diverses positions des instruments. En allant vers la plage, la houle est fortement dissipée (par déferlement et pas frottement sur le fond) et ceci est particulièrement visible ici. Ainsi, elle perd entre les instruments S4 et S3, entre 1 et 1.5 m et encore 1 m entre S3 et S2. La barre externe (entre S4 et S3) et interne (entre S3 et S2) jouent leur rôle de filtrage de la

houle, et l'empêchent d'avoir des hauteurs significatives supérieures à 1.5 m au niveau de la fosse interne.

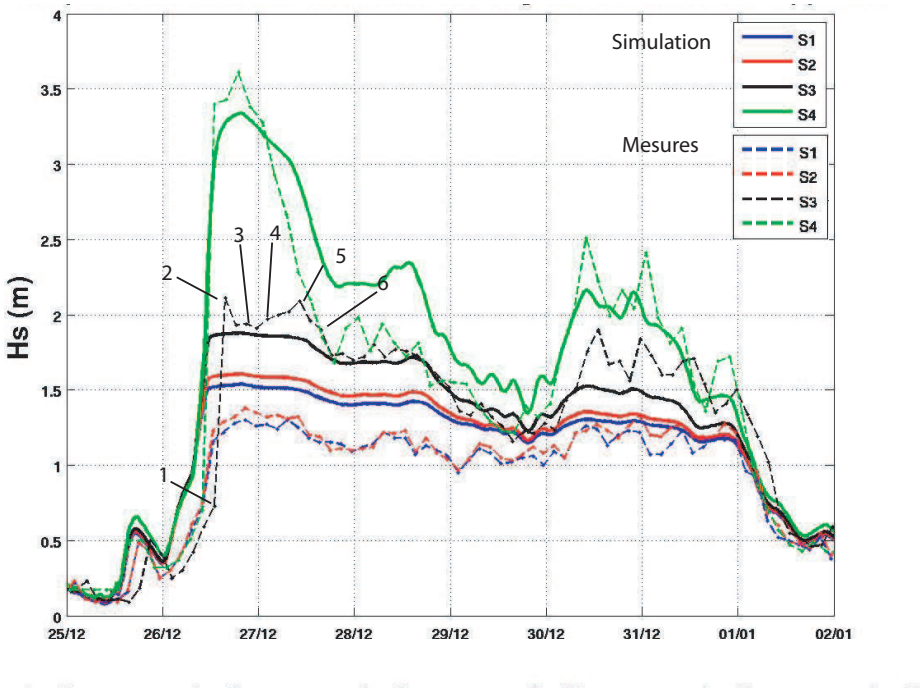
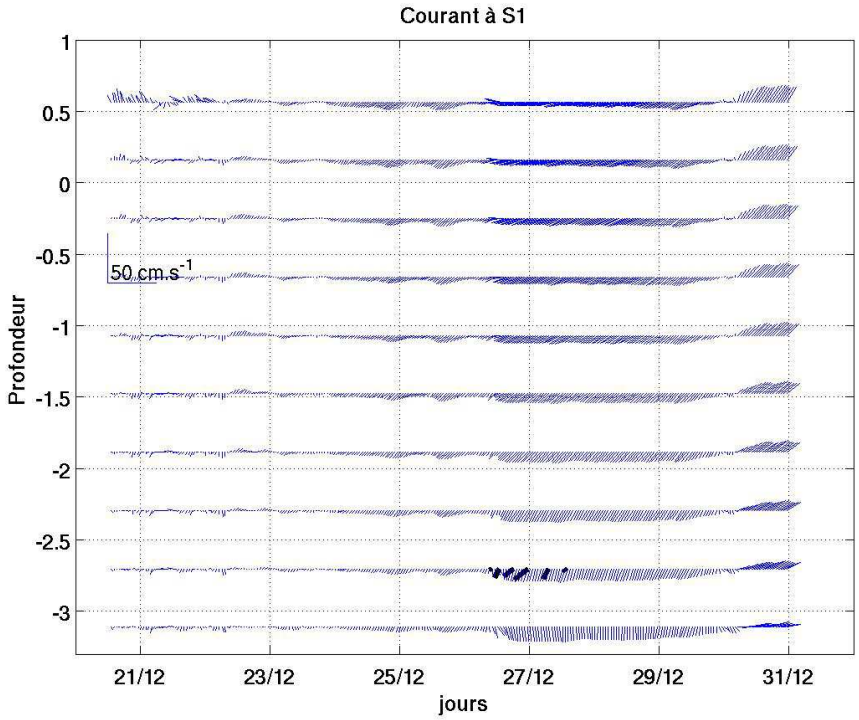
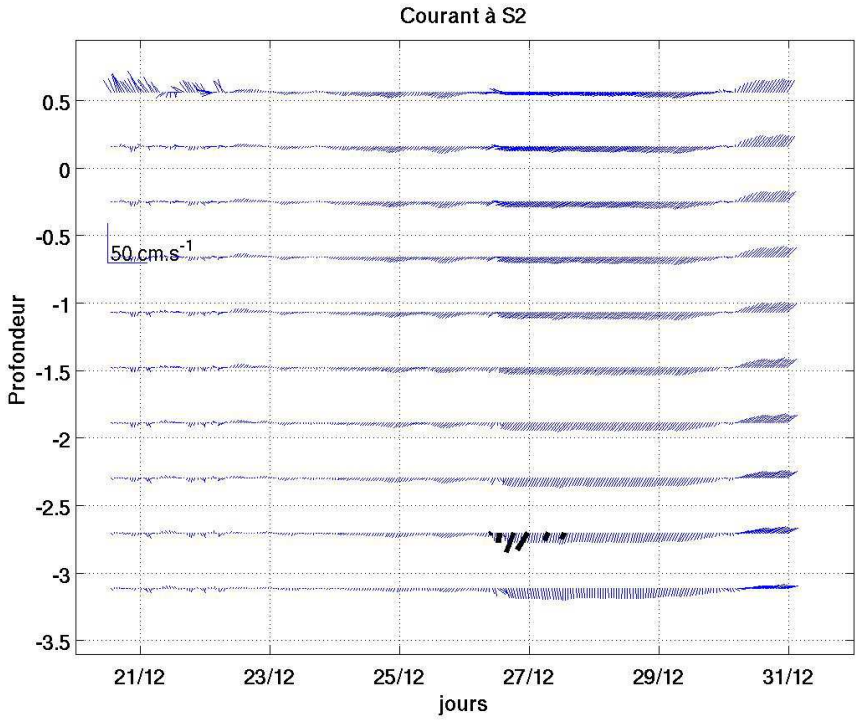


Fig. VI.6 – Hauteur des vagues et position des bursts (en trait continu, la simulation et en tiret, les données) pendant la tempête de décembre

Cependant, on constate une sous-estimation des hauteurs de vagues simulées aux pics de tempête, d'environ 20 cm aux stations S3 et S4. Cette sous-estimation résulte d'un critère de déferlement trop faible ($\gamma = 0.78$) dans le modèle de vague. Un test avec un critère plus fort $\gamma = 0.9$ (cf la section VI.4) montrera que l'on peut obtenir des hauteurs plus fortes partout, mais au prix d'une surestimation de celles-ci en S2 et S1 (celles-ci étant déjà surestimées ici). *Bruneau et al.* [2011] obtenait alors de meilleurs résultats lors d'une comparaison des résultats de SWAN à des mesures sur la plage de Biscarosse, en adoptant un critère de déferlement dépendant de la pente de la plage suivant les équations de *Smith and Kraus* [1990]. Ceci reste ainsi une piste à explorer dans le futur. Nous gardons par la suite le critère à $\gamma = 0.78$.

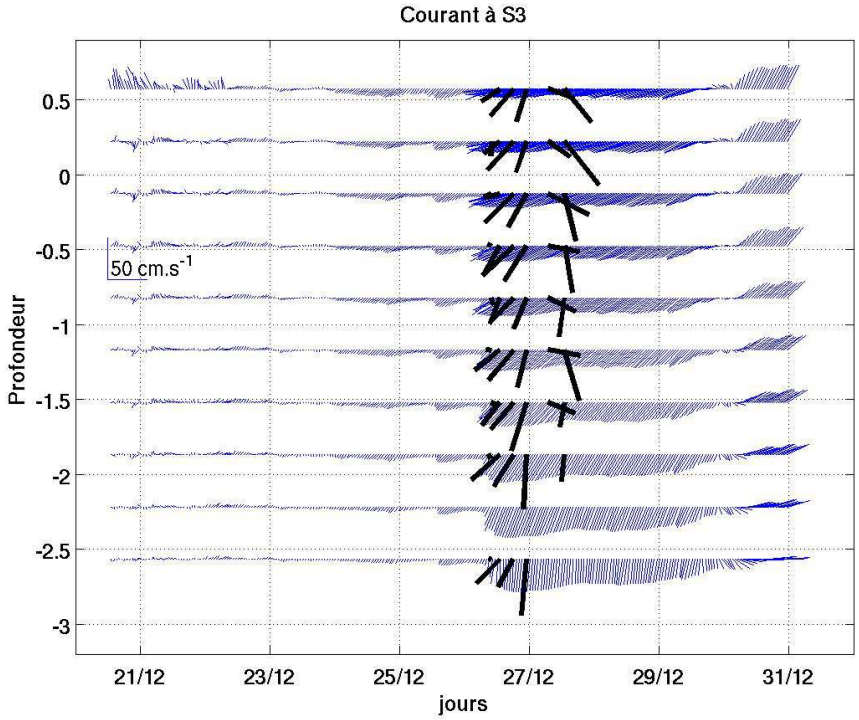


(a)

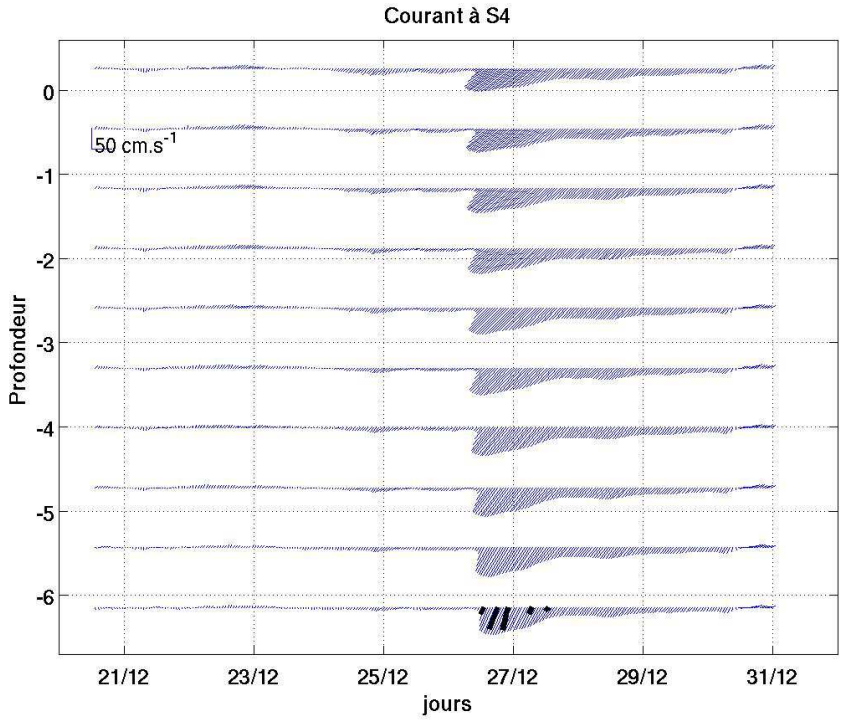


(b)

Fig. VI.7 – Comparaison mesure/simulation des courants en S1 (a) et S2 (b) pendant la tempête de décembre. En noir, les mesures et en bleu, les simulations.



(a)



(b)

Fig. VI.8 – Comparaison mesure/simulation des courants (en m.s^{-1}) en S3 (a) et S4 (b) pendant la tempête de décembre. En noir, les mesures et en bleu, les simulations.

Les divers instruments ont mesuré une dérive longshore orientée parallèlement à la côte vers le Sud-Ouest pendant la première période de la tempête (Figures VI.7 et VI.8). La seconde période est moins documentée puisque le seul ADCP présent pendant cette tempête (en S3), a été ensablé après le premier coup de vent.

L'intensité du courant près du fond augmente partout progressivement jusqu'à atteindre une intensité de 0.55 m.s^{-1} du 26/12/2008 à 18h jusqu'au 27/12, sur le glacis et le revers de la barre interne, et 0.25 m.s^{-1} dans la fosse interne. Puis le courant diminue encore progressivement partout jusqu'à la fin de la tempête (Figure VI.9). En S3, la diminution n'a pu être constatée puisque l'appareil s'est retrouvé ensablé, et les mesures faussées par la suite. Les seules mesures de profils enregistrées sont celles au niveau du revers de la barre interne (en S3). Elles montrent que le courant est pratiquement uniforme suivant la profondeur pendant le montant de la tempête. Un léger courant de retour semble quand même se former dès le second burst (Figure VI.10). A l'apex de la tempête (bursts 3 et 4), un courant orienté vers le large dans les dernières cellules de l'ADCP est perceptible. Au tombant (busts 5 et 6), le courant de retour touchant l'ensemble de la tranche d'eau, a augmenté avec une intensité supérieure à 0.3 m.s^{-1}.

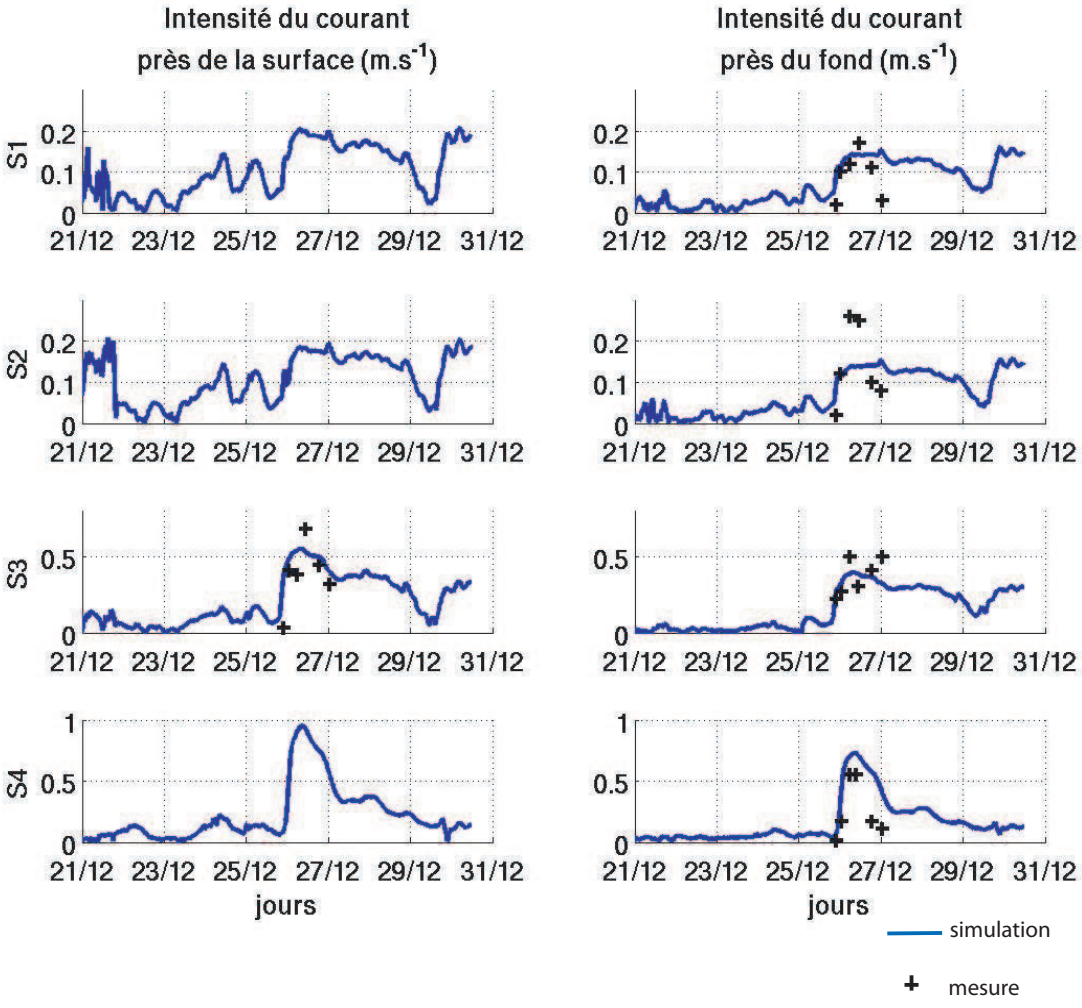


Fig. VI.9 – Intensité du courant (en m.s^{-1}) en surface (à gauche) et au fond (à droite) dans la simulation (trait bleu) et dans les mesures (croix noires) aux quatre instruments pendant la tempête de décembre

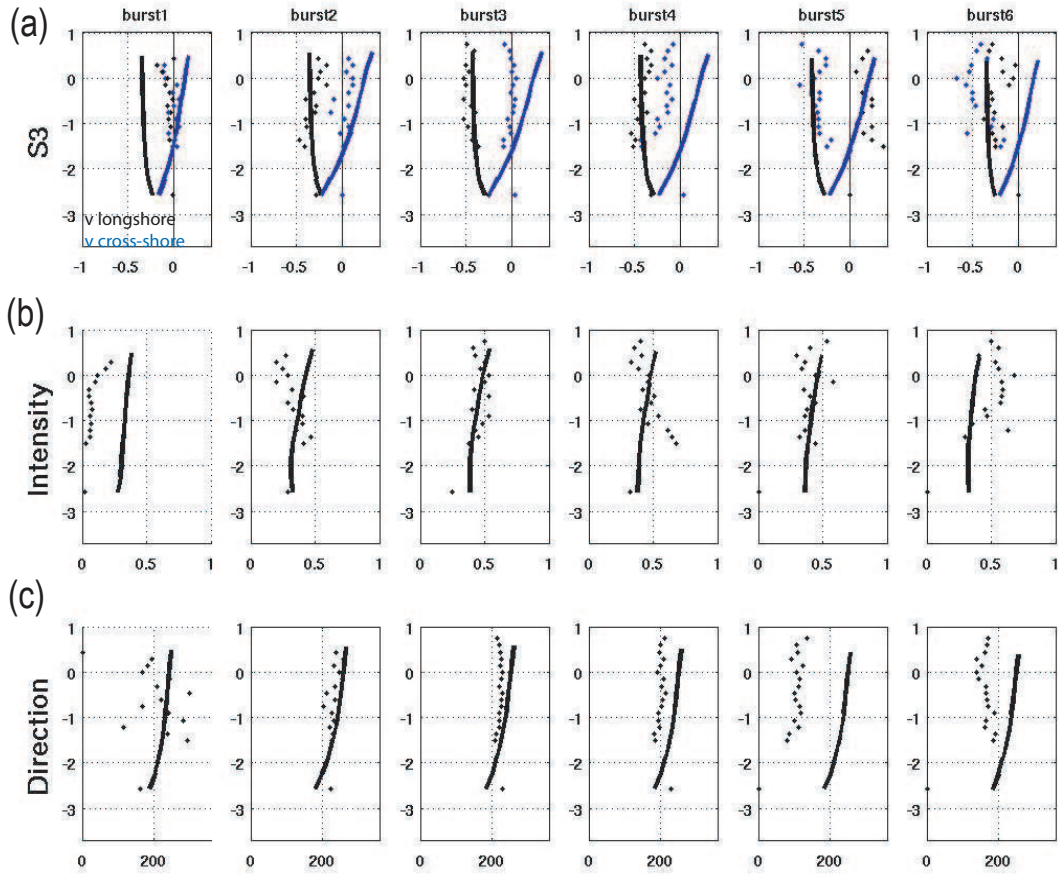


Fig. VI.10 – Courant simulé (traits continus) et observé (points) pendant la tempête de décembre : profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) (en $m.s^{-1}$) du courant en S3 (a), intensité du courant en S3 (en $m.s^{-1}$) (b) et direction du courant en S3 (en °) (c), par burst. La position des busts est précisée à la figure VI.6. Adapté de *Robin* [2011]

On compare, par la suite, les résultats de la simulation de référence à nos mesures. Au niveau de la surface libre, une décote avant la barre externe (à 550 m de la côte) puis une surcote plus marquée juste après les barres externes et internes (Figure VI.11) sont simulées. A chaque instrument est enregistrée une hausse du niveau moyen pendant la tempête. Ainsi à la station 3, le capteur de pression mesure une élévation de 60 cm qui est également reproduite par le modèle (non montré ici).

Une dérive littorale pendant la tempête orientée vers le Sud-Ouest est obtenue, avec des courants de l'ordre de 0.16 $m.s^{-1}$ au fond en S1 et S2, et 0.35 $m.s^{-1}$ en S3 et S4 et en surface de 0.7 $m.s^{-1}$ en S3 (Figures VI.7, VI.8, VI.9, VI.11 et VI.12). Cette dérive est générée à l'endroit où les vagues cassent et la dissipation par déferlement des vagues est la plus forte (Figure VI.11).

Dans la simulation et dans les mesures, on constate que les courants aux deux premiers instruments (S1 et S2) ont des intensités plus faibles (Figure VI.7) qu'en S3 et S4 (Figure VI.8), indiquant une dérive décalée vers le large après la barre interne. Globalement la dérive est bien reproduite, avec le bon ordre de grandeur en chaque instrument. Cependant, en S3, on observe un pic de courant mesuré non reproduit par le modèle. Enfin, partout (Figure

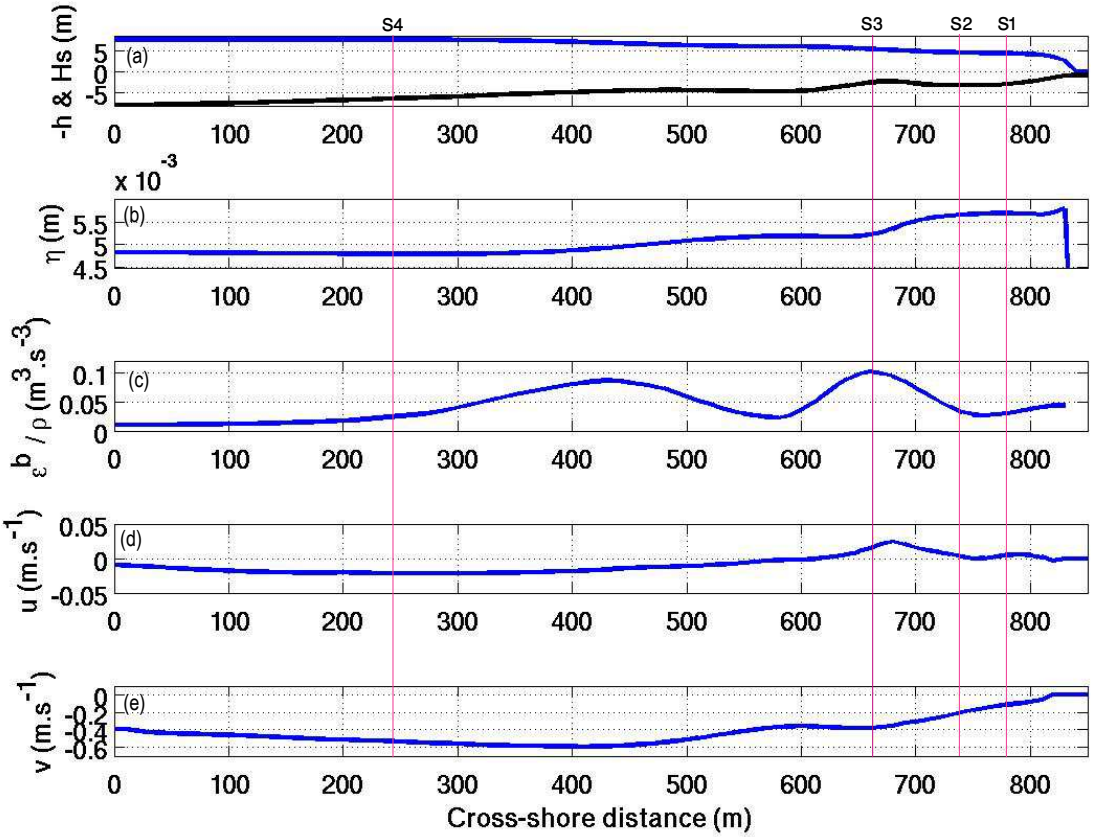


Fig. VI.11 – Hauteur significative des vagues et bathymétrie (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la tempête le 27 décembre 2008 à 12h. La côte est à droite. La position des instruments est repérée par les lignes verticales roses.

VI.9), la première période de la tempête est légèrement plus longue dans la simulation. Cette différence est liée à la surestimation des vagues simulées au large et notamment en S4 à partir du 27/12 (Figure VI.6).

La simulation décrit une dérive bien cisaillée suivant la profondeur (Figure VI.13), avec des courants orientés vers la côte en surface de l'ordre de 0.11 m.s^{-1} et orientés vers le large, et de même intensité, près du fond. Ce fort cisaillement n'est pas observé dans les mesures à la station 3 (puisque c'est la seule station où nous disposons d'un profil de courant) (Figure VI.10). Les mesures indiquent simplement l'apparition d'un courant de retour à partir du 4ème burst, mais la vitesse cross-shore reste homogène suivant la profondeur. Par la suite, nous allons tenter d'améliorer nos résultats en effectuant des tests de sensibilité notamment sur le mélange vertical et sur les profils de pénétration verticale de quantité de mouvement des vagues.

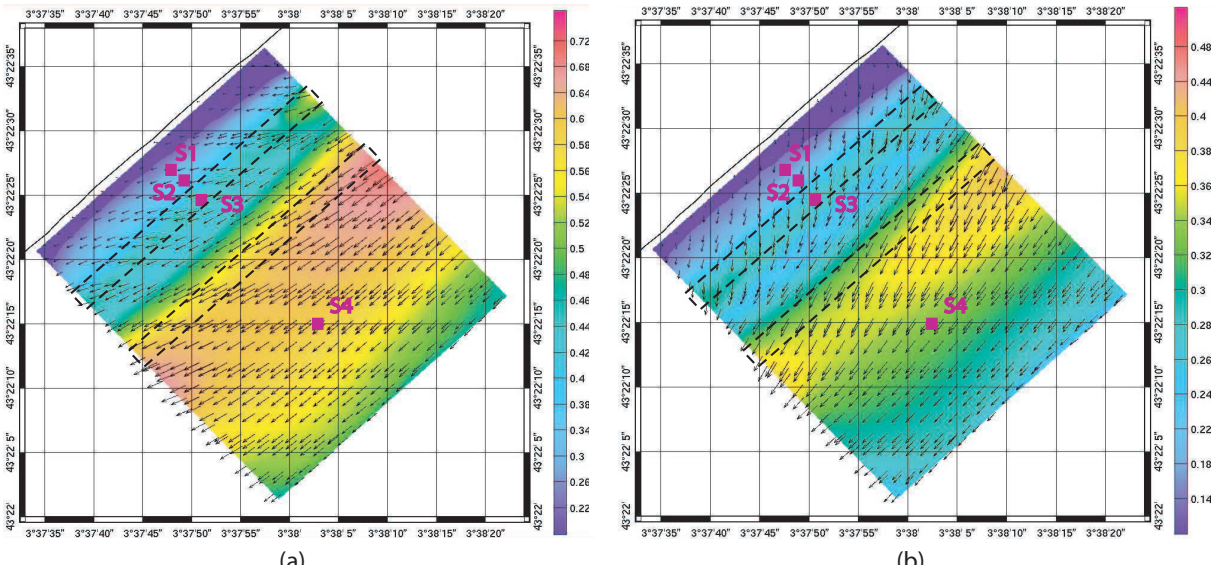


Fig. VI.12 – Courant en surface (à gauche) et au fond (à droite) le 27 décembre 2008 à 12h (moment où la dérive est maximale). Direction (flèches) et intensité (couleurs) en m.s^{-1}.

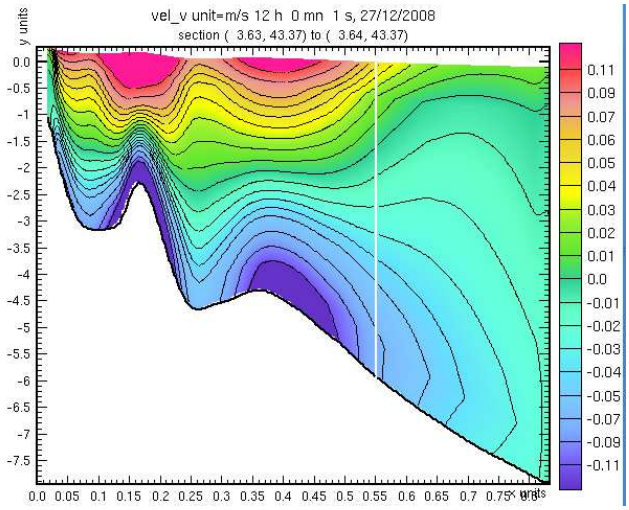


Fig. VI.13 – Coupe transversale de la vitesse cross-shore (en m.s^{-1}) suivant un transect côte-large, le 27 décembre 2008 à 12h (moment où la dérive est maximale).

VI.3.2 Tempête de février 2009 - 1ere période : du 31 janvier au 04 février 2009

La tempête de février est caractérisée par une houle plus courte, ventée, également de provenance d'Est-Sud-Est. A partir du 4 février, sa direction tourne et devient Sud-Est. Nous n'étudierons, dans cette partie, que la première période de la tempête, du 31 janvier jusqu'au 4 février.

Le modèle de vague reproduit bien les mesures, malgré une légère sous-estimation des pics en S3 et S4 (Figure VI.14). En revanche, les vagues sont surestimées lors du tombant de la

tempête en S4, le 3 février d'environ 0.70 m.

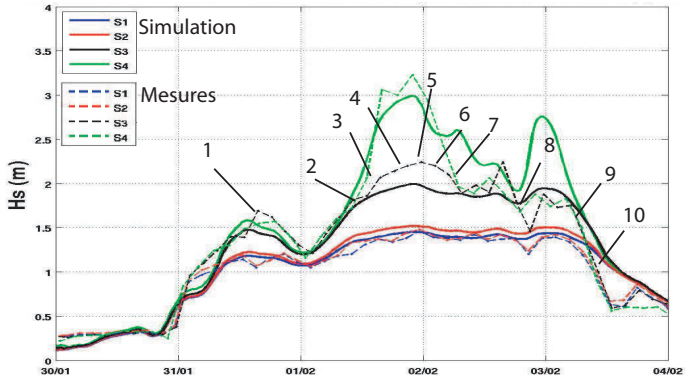


Fig. VI.14 – Hauteur significative des vagues (en m) et position des bursts (en trait continu, la simulation et en tiret, les données) pendant le 1er pic de la tempête de février

Une dérive orientée vers le Sud-Ouest est mesurée pendant le premier pic de cette tempête. Elle est particulièrement forte au niveau de la fosse interne (en S2) et sur le revers de la barre interne (en S3). Lors de l'apex, la dérive atteint un maximum de 0.40 m.s^{-1} près du fond au niveau du glacis, 0.8 m.s^{-1} sur le revers de la barre interne 0.93 m.s^{-1} dans la fosse interne (Figure VI.15). La dérive apparaît d'abord au niveau de la fosse interne, puis ensuite, sur le revers de la barre interne, et persiste plus longtemps également dans la fosse interne, lors du tombant de la tempête. Les profils verticaux des courants sont cette fois-ci beaucoup plus cisaillés que lors de la précédente tempête. Des courants de retour près du fond sont ainsi observables (Figure VI.16) par exemple pendant l'apex en S3, à partir de 0.7 m de profondeur, mais également en S2, mais avec une plus faible intensité.

On décrit à présent, les résultats de la simulation de référence que l'on comparera ensuite à nos mesures. Pendant la première période, un fort courant longshore orienté vers le Sud-Ouest est généré par le modèle à partir du 1er février 12h, dans la zone offshore à la barre externe. Il s'intensifie au fil du temps et sa zone d'action s'étend vers la côte jusqu'au revers extérieur de la barre interne, pour atteindre vers 21h30 des vitesses maximales d'environ 1 m.s^{-1}. Les courants simulés atteignent 0.25m.s^{-1}au fond en S1 et S2, 0.5 m.s^{-1}en S3 et 0.75 m.s^{-1}S4 et en surface de 0.35 m.s^{-1}en S1 et S2, 0.6 m.s^{-1}en S3 et 0.95 m.s^{-1}en S4 (Figures VI.15, VI.17, VI.18 et VI.19). La dérive est simulée à l'endroit où les vagues cassent et la dissipation par déferlement des vagues est la plus forte (Figure VI.20). Puis, les vitesses diminuent partout, et subsiste une dérive d'environ 0.4 m.s^{-1}sur le revers de la barre externe. A partir de la seconde période, la dérive simulée s'intensifie. Elle est, pour la première fois, caractérisée par un courant fort au niveau des deux revers de la barre interne et externe, et un courant moins fort dans la fosse externe. Sa zone d'action est plus près de la côte que pendant la première période. De plus, son intensité est moins forte. Mais les vagues pendant la seconde période sont également moins hautes que pendant la première période (Figure VI.16), dans la simulation et encore plus dans les mesures.

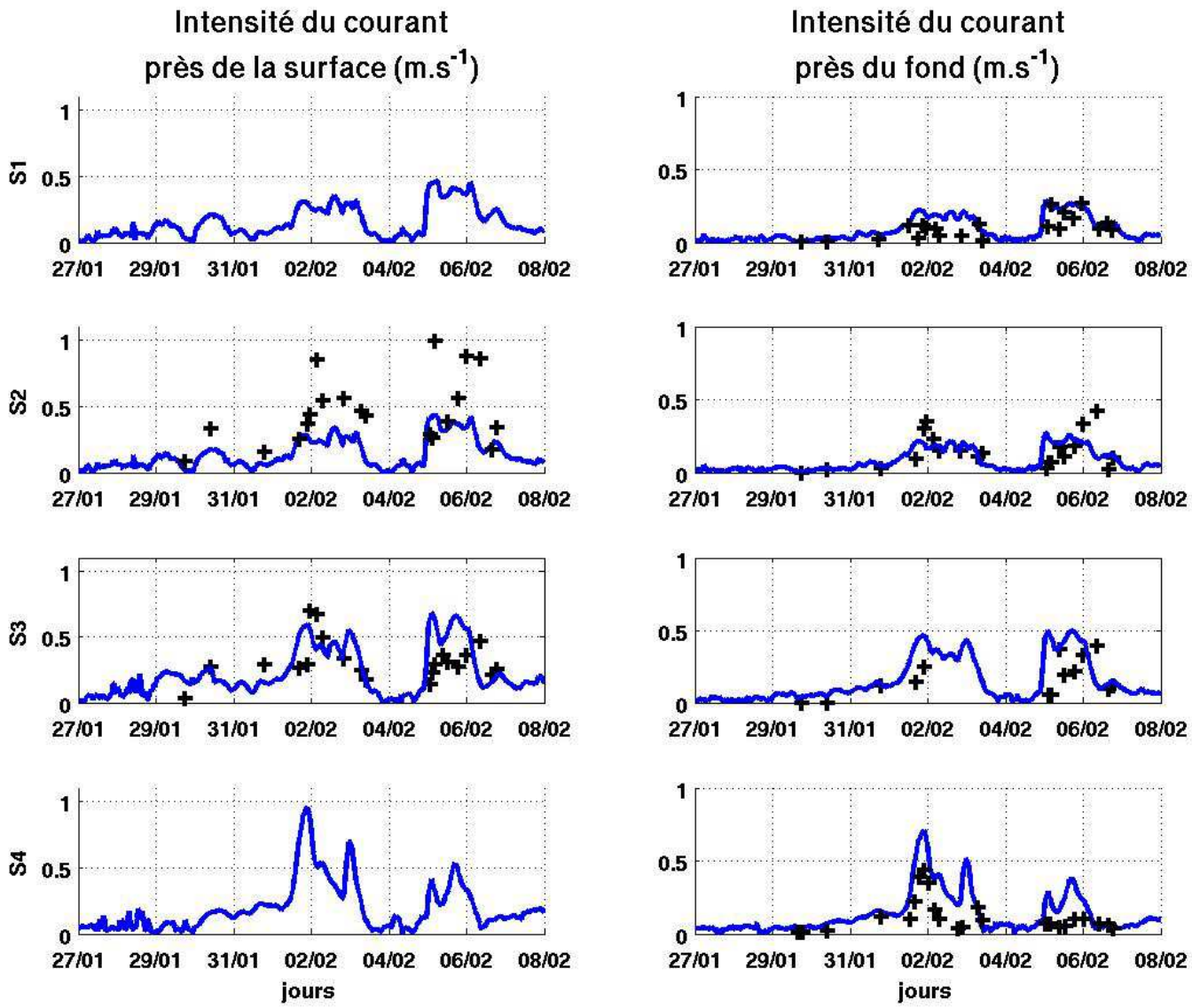


Fig. VI.15 – Intensité du courant en surface (à gauche) et près du fond (à droite) dans la simulation (trait bleu) et dans les mesures (croix noires) aux quatre instruments pendant la tempête de février 2009

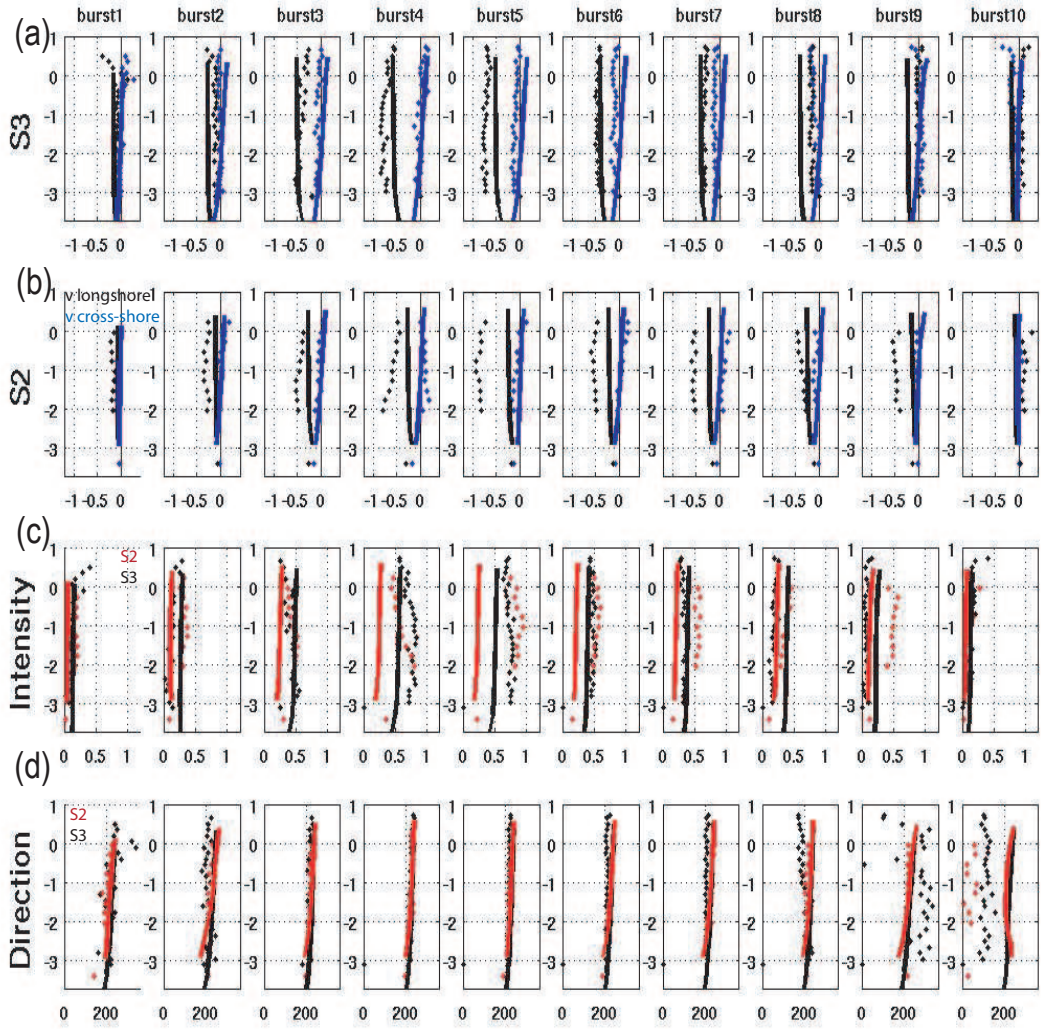


Fig. VI.16 – Courant simulé (traits continus) et observé (points) pendant le 1er pic la tempête de février : profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S3 (a), profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S2 (b), intensité du courant en S3 et S2 (c) et direction du courant en S3 et S2 (d), par burst. La position des busts est précisée à la figure VI.6. Adapté de *Robin* [2011]

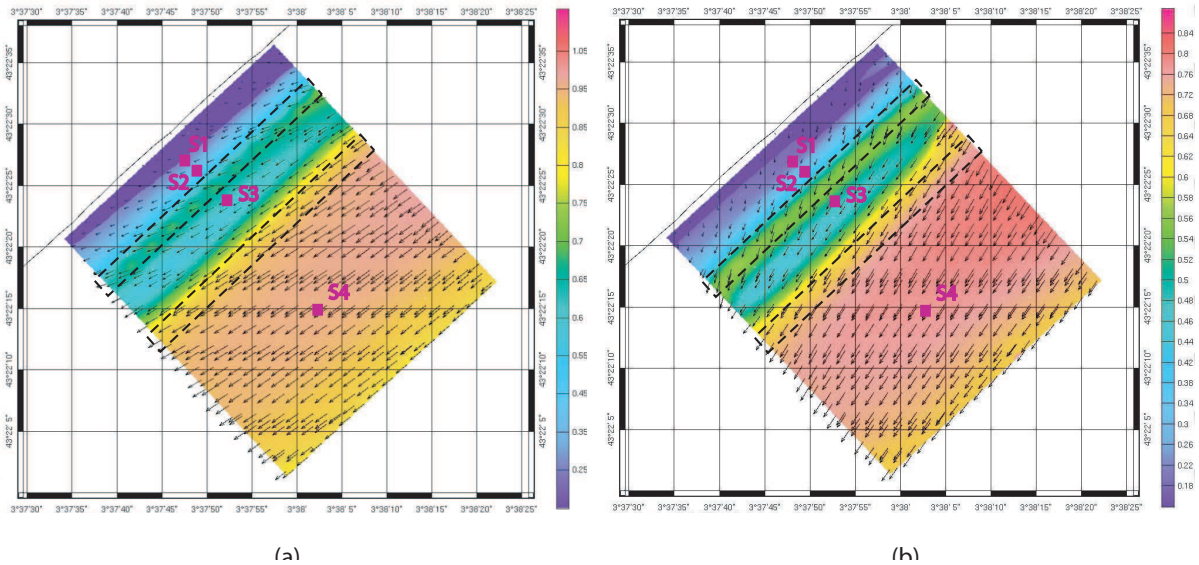
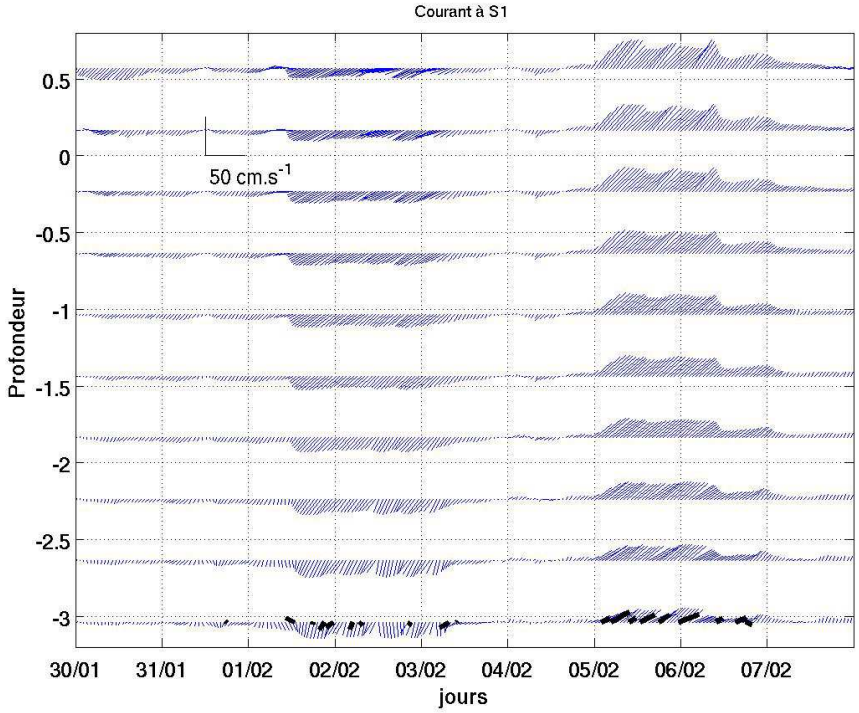
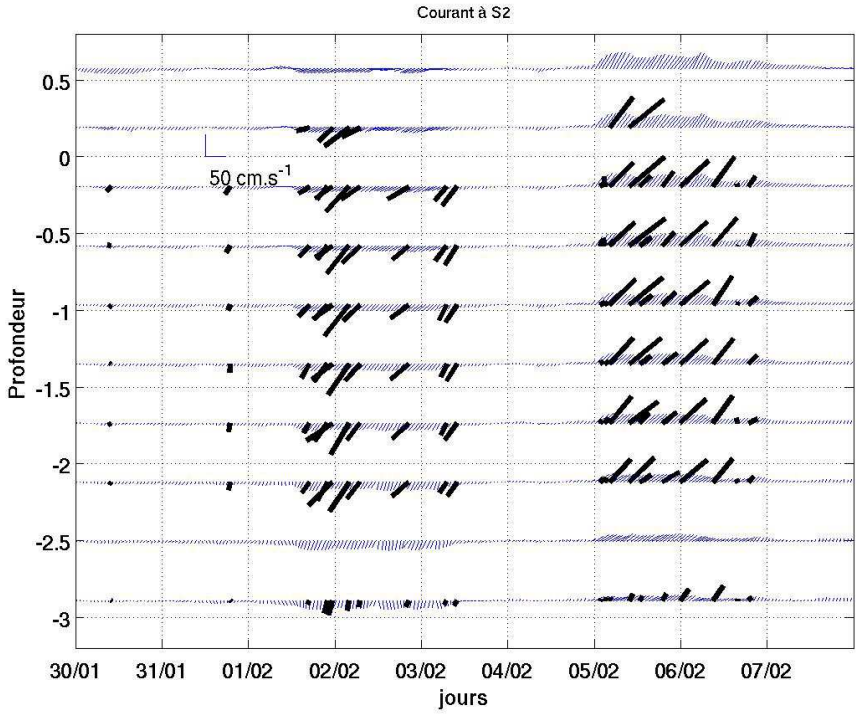


Fig. VI.17 – Courant en surface (a) et près du fond (b) le 1er février à 21h30 (moment où la dérive est maximale). Direction (flèches) et intensité (couleurs) en m.s^{-1}.

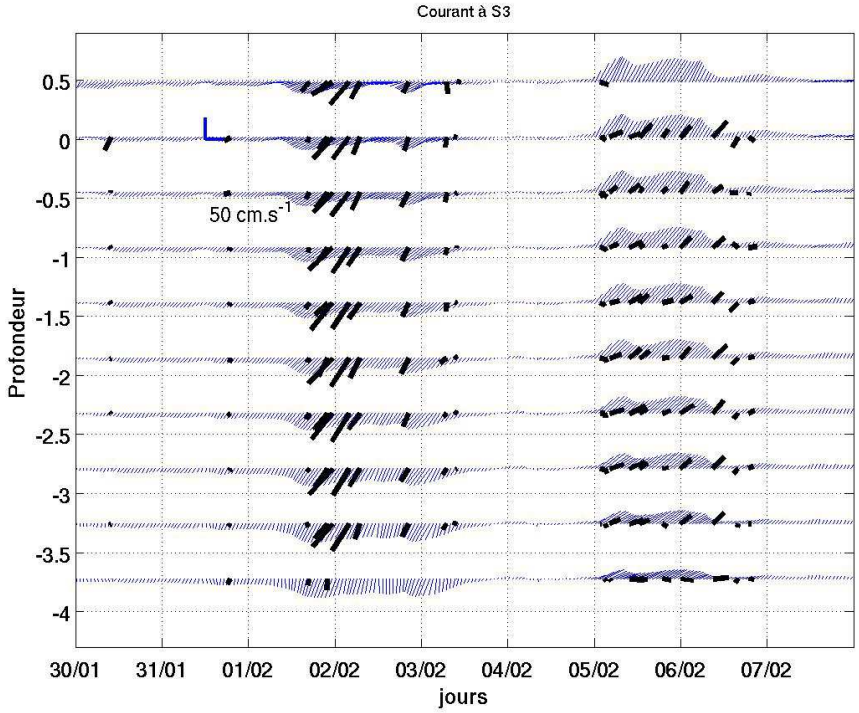


(a)

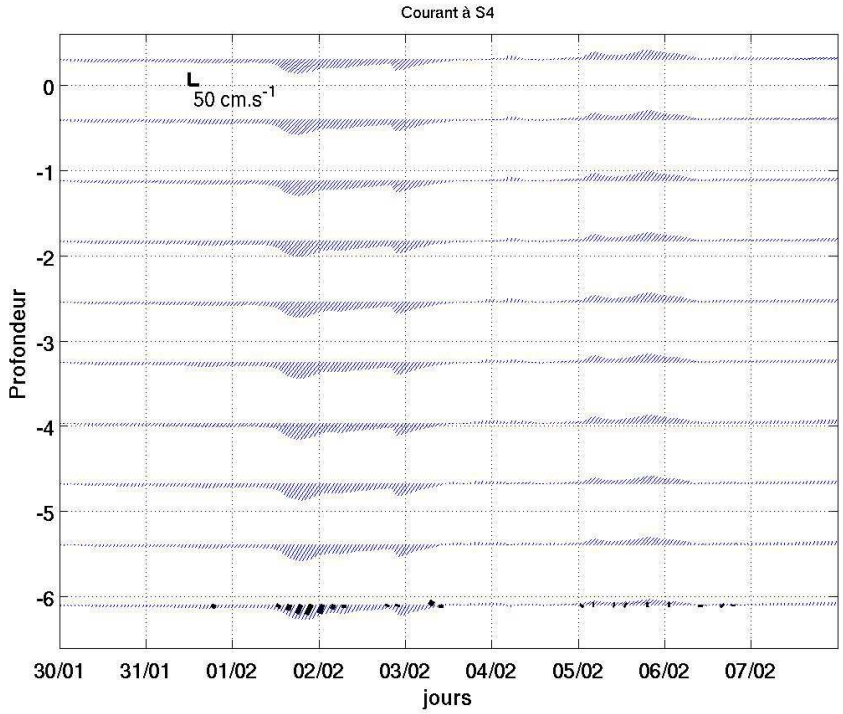


(b)

Fig. VI.18 – Comparaison mesure/simulation des courants en S1 (a) et S2 (b) pendant la tempête de février 2009. En noir, les mesures et en bleu, les simulations.



(a)



(b)

Fig. VI.19 – Comparaison mesure/simulation des courants en S3 (a) et S4 (b) pendant la tempête de février 2009. En noir, les mesures et en bleu, les simulations.

Une première comparaison avec les mesures est d'abord opérée sur les niveaux d'eau. On vérifie que le modèle prédit bien une élévation de la surface libre pendant la tempête comparable avec les mesures. Le modèle prévoit une surcote d'environ 50 cm en S3 et S2 (non montré) pendant la période de la tempête, tandis que les mesures avaient enregistré une

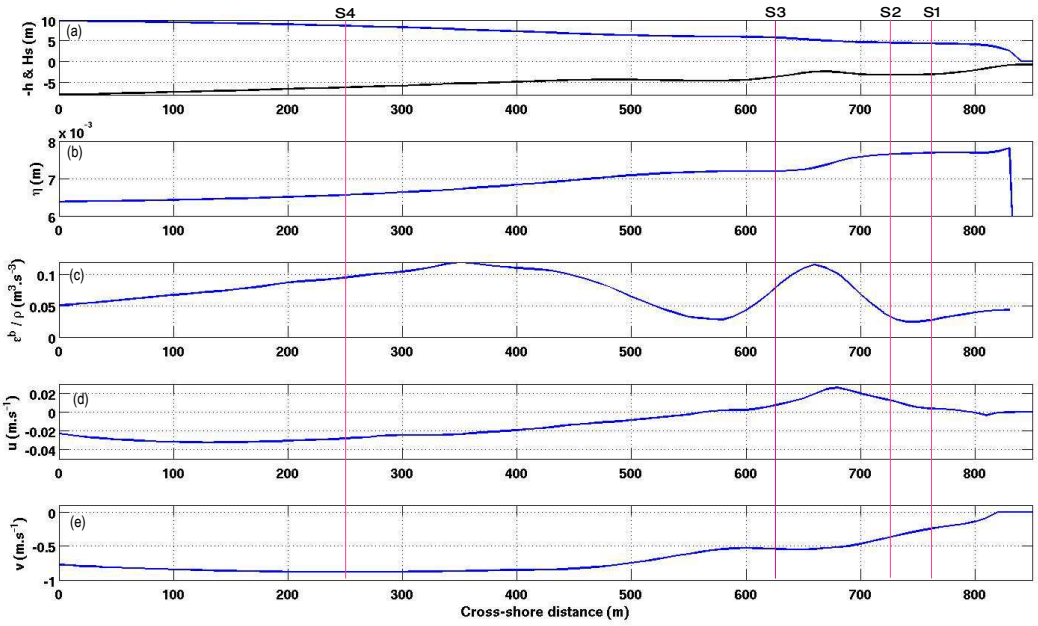


Fig. VI.20 – Hauteur significative des vagues et bathymétrie (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la tempête le 1er février 2009 à 21h30. La côte est à droite.

surcote de 50 cm en S3, et seulement 30 cm en S2. Cependant, en cette station des décalages de l'ordre de 20 cm dans l'estimation du niveau d'eau ont été notés entre l'ADV et l'ADCP.

La simulation montre que la dérive est plus forte plus longtemps derrière la barre interne (en S3) que dans la fosse interne (en S2). Or, les mesures indiquaient que la dérive était bien plus près de la côte, avec un courant mesuré plus fort et plus longtemps en S2 qu'en S3. La non prise en compte des phénomènes des rouleaux ou bien une sous-estimation de la hauteur des vagues peuvent expliquer ces divergences entre mesures et simulations, et des tests de sensibilité sur ces phénomènes sont à effectuer dans la suite de cette étude. Par ailleurs, le courant simulé en S3 près du fond semble également sous-estimé. Des tests de sensibilité sur la rugosité de fond sont donc à envisager en plus de ceux sur l'ajout du rouleau de déferlement, sur le niveau d'eau et sur le critère de déferlement des vagues.

Comme pour la tempête précédente, la simulation prédit un cisaillement de la vitesse cross-shore de $\pm$ 0.2 m.s^{-1}avec un courant de retour près du fond (Figure VI.21). Mais lors de cette tempête, contrairement à la précédente, un cisaillement et un courant de retour ont été observés près du fond, dès le montant et pendant toute la tempête (à partir du burst 2 sur la figure VI.16). Pendant le tombant de la tempête, sur le revers de la barre interne (S3), la vitesse cross-shore était dirigée sur toute la profondeur vers le large. Dans la simulation, le cisaillement est présent pendant toute la tempête.

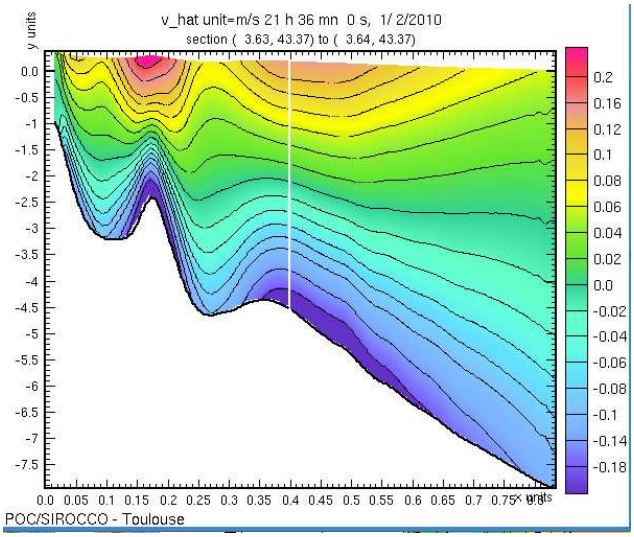


Fig. VI.21 – Coupe transversale de la vitesse cross-shore (en m.s^{-1}) le long de la plage, le 1er février à 21h30 (moment où la dérive est maximale).

VI.3.3 Tempête de février 2009 - 2nde période : du 05 février au 06 février 2009

Ce second pic se déroule quelques jours après le premier pic, et est d'une plus faible intensité. Il est également scindable en deux sous-pics : le 1er le matin du 05 février (avec une hauteur de vague autour de 2 m sur le glacis) et le soir du 5 février (avec une hauteur de 2.2 m sur le glacis) (Figure VI.22). Le modèle de vague fournit des résultats satisfaisants excepté en S4 où le second pic est clairement surestimé.
La houle ayant un angle autour de 160°, la dérive mesurée générée est, cette fois-ci, orientée vers le Nord-Est et ses intensités sont plus fortes que pour le premier pic surtout dans la fosse interne. Les mesures indiquent qu'elle est encore une fois beaucoup plus forte au niveau de la fosse interne que sur le revers de la barre interne (Figure VI.15). La vitesse cross-shore mesurée est très faible dans la fosse et sur la barre, avec un faible courant de retour dans la fosse interne (Figure VI.23).

La simulation avec le modèle de circulation montre que cette tempête est singulière et se distingue des deux précédentes. De par sa direction, la dérive littorale est orientée vers le Nord-Est. Son comportement diffère également. La dérive longshore apparaît d'abord sur le revers extérieur de la barre interne (22h30 le 4 février), puis s'intensifie jusqu'à 1 m.s^{-1}(Figure VI.24) et s'étend sur la barre externe. Dans la fosse externe cependant, la dérive est moins intense (0.6 m.s^{-1}au lieu de 1 m.s^{-1}). L'apex de cette tempête se situe autour de 2h le 5 février. Puis, l'intensité de la dérive décroît, en commencant d'abord par la barre externe, puis le revers de la barre interne. Au niveau du revers de la barre interne, la dérive persiste avec une vitesse moyenne de 0.55 m.s^{-1}. A partir de 10h30, le second sous-pic de cette tempête démarre. Il est caractérisé là encore par un renforcement des vitesses longshores sur le revers extérieur de la barre interne, puis sur la barre externe jusqu'à 17h30. A ce moment, les vitesses atteignent 0.8 m.s^{-1}. Une seconde décroissance de la dérive s'ensuit avec une diminution d'abord au large puis sur la barre interne.

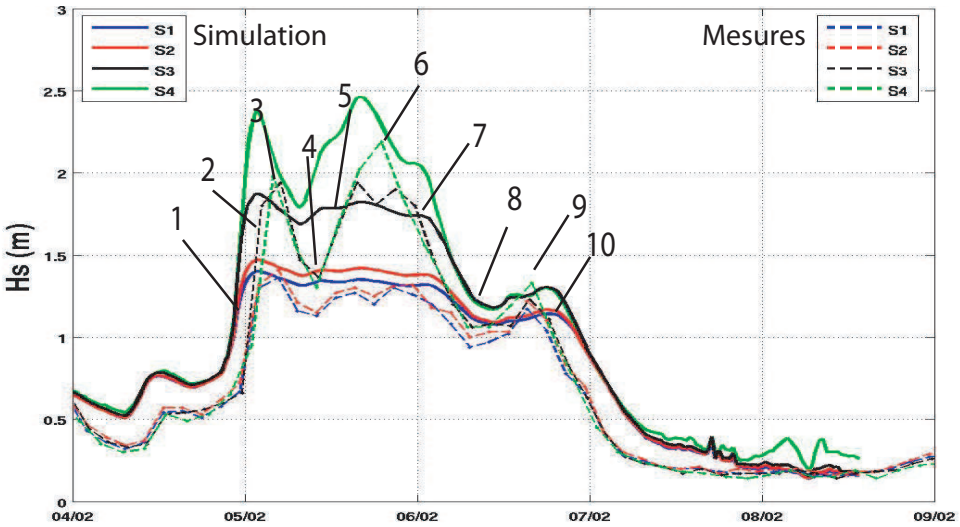


Fig. VI.22 – Hauteur des vagues et position des bursts (en trait continu, la simulation et en tiret, les données) pendant le 2nd pic de la tempête de février

La comparaison des résultats de la simulation aux mesures montre que la zone d'action de la dérive simulée exclut encore la zone de surf (Figures VI.15, VI.18, VI.24 et VI.25) et reste concentrée sur les revers des barres internes et externes (Figures VI.19 etVI.24). Les mesures indiquaient une dérive longshore beaucoup plus proche de la côte, et en particulier au niveau de la fosse interne (en S2). Cette défaillance du modèle avait déjà été pointée lors du premier pic de la tempête de février et il est tout aussi possible de supposer que même pendant la tempête de décembre, la dérive littorale simulée était beaucoup plus offshore que dans la réalité. La mesure près du fond à l'instrument S2 était deux fois plus forte que la vitesse simulée (Figure VI.9). Cependant, le manque de mesure à d'autres profondeurs en S2 ne nous avait pas permis pas de visualiser ce problème. De plus, la simulation prédit une dérive littorale intense sur les revers des deux barres, et une moins forte dans la fosse externe. Ce phénomène n'a pas été observé puisque aucun instrument n'était situé dans cette fosse.

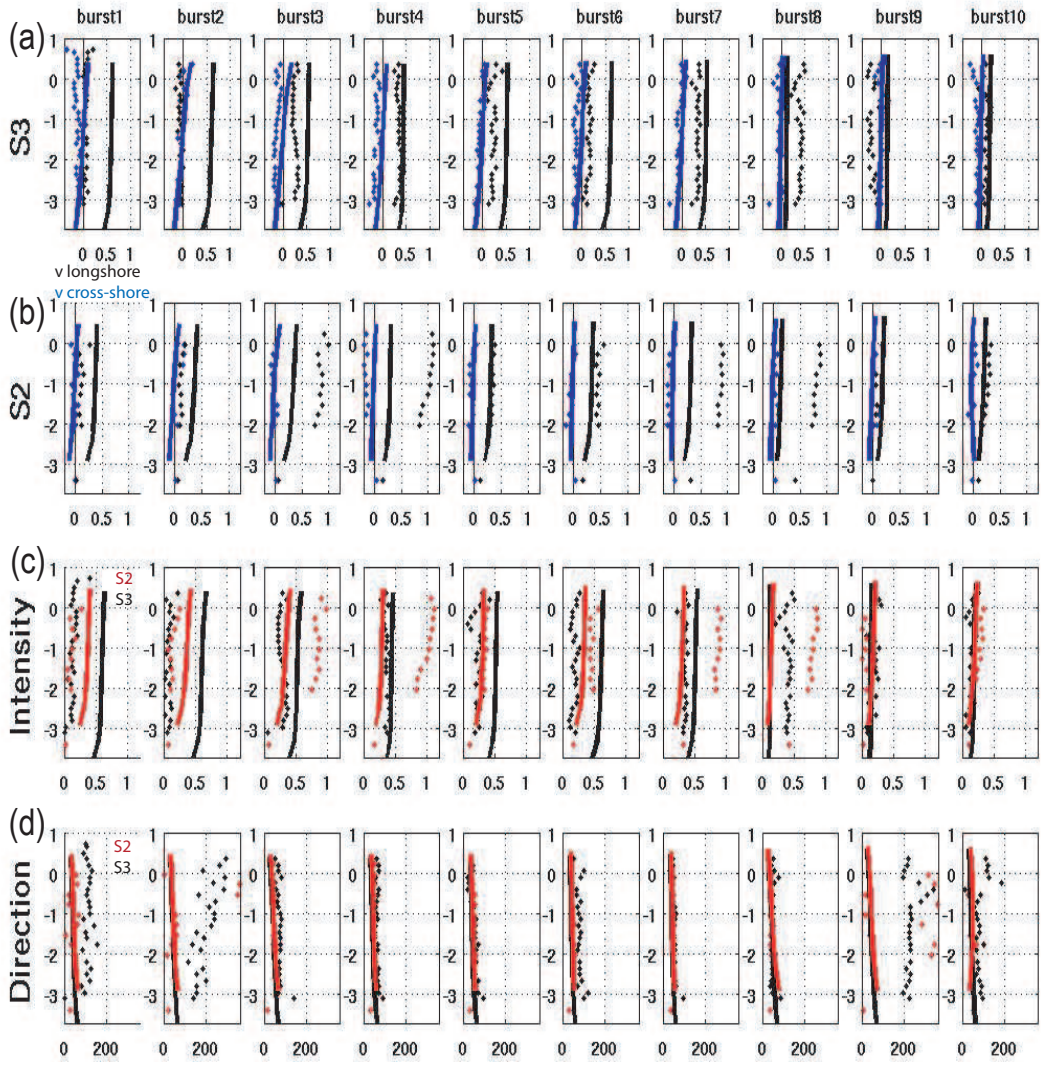


Fig. VI.23 – Courant simulé (traits continus) et observé (points) pendant le 2nd pic la tempête de février : profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S3 (a), profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S2 (b), intensité du courant en S3 et S2 (c) et direction du courant en S3 et S2 (d), par burst. La position des busts est précisée à la figure VI.6. Adapté de *Robin* [2011]

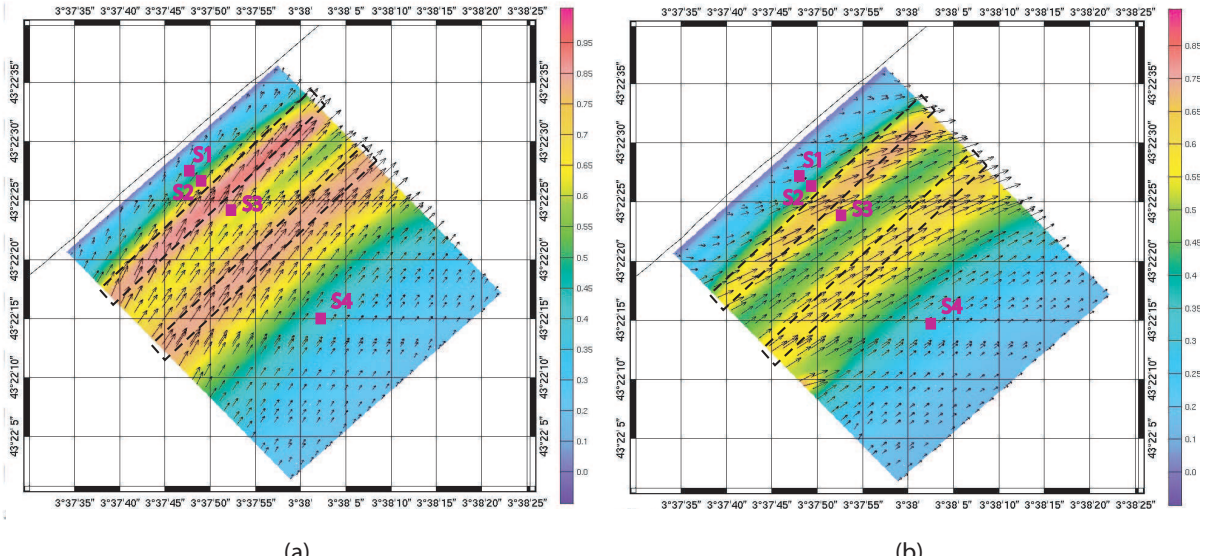


Fig. VI.24 – Courant au fond (à droite) et en surface (à gauche) le 5 février à 2h00 (moment où la dérive est maximale). Direction (flèches) et intensité (couleurs) en m.s^{-1}.

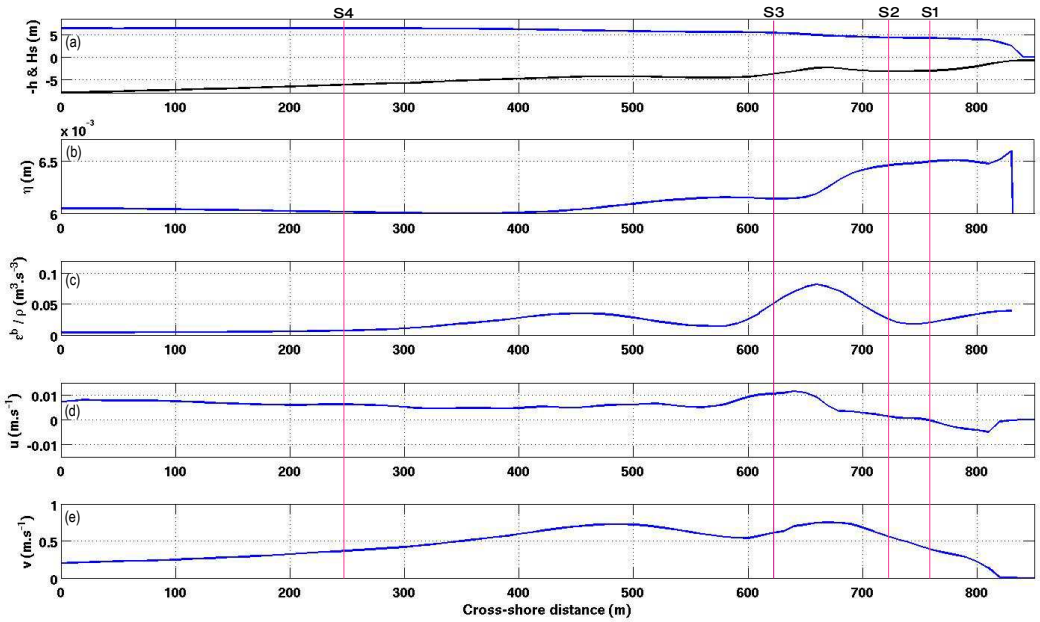


Fig. VI.25 – Hauteur significative des vagues et bathymétrie (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la tempête le 5 février 2009 à 2h00. La côte est à droite.

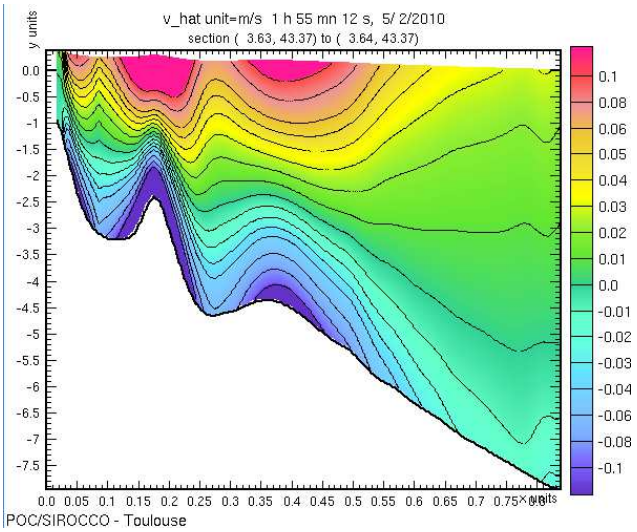


Fig. VI.26 – Coupe transversale de la vitesse cross-shore quasi-eulérienne (en $m.s^{-1}$) le long de la plage, le 5 février à 2h00 (moment où la dérive est maximale).

VI.4 Discussion

Les comparaisons modèle/mesure ont révélé un certain nombre de défauts du modèle, que nous allons tenter de rectifier dans la section suivante. Nous allons dans un premier temps, reprendre le cas de la tempête de décembre 2008, pendant lequel le cisaillement du courant était particulièrement élevé dans la simulation. Puis, nous nous focaliserons sur la tempête de février 2009, afin de mieux représenter la distribution cross-shore de la dérive littorale, qui avait tendance dans le modèle à être repoussée derrière la barre interne. Enfin, nous regarderons et quantifierons l'impact des forçages extérieurs comme le vent, ou la circulation grande échelle sur nos résultats, afin d'établir une carte d'importance des processus à l'échelle littorale.

VI.4.1 Amélioration du cisaillement du courant simulé pendant la tempête de décembre 2008

La simulation produisait une dérive beaucoup plus cisaillée que les mesures. A partir du point S3 qui est le seul où l'on dispose d'un profil complet de mesure de vitesse, on effectue des tests de sensibilité sur la rugosité de surface. En effet, le cisaillement de nos simulations sera moins important si le mélange est augmenté, et donc si la profondeur de mélange est augmentée. On joue alors sur le terme de rugosité de surface z_{surf} que l'on a relié à la hauteur des vagues. Dans la simulation de référence, z_{surf} vaut $1.6H_{sw}$, préconisé par *Rascle et al.* [2008]. Cependant, la quantité de mouvement des vagues a été ajoutée à la surface, alors que l'on aurait dû répartir cette quantité de mouvement plus linéairement sur une profondeur de l'ordre de la hauteur des vagues, ou la moitié de la hauteur des vagues. On peut donc essayer artificiellement de jouer sur la rugosité de surface, pour reproduire cette répartition plus homogène. On teste donc différentes valeurs de rugosité de surface à savoir $0.8H_s$, $2.4H_s$ et $4H_s$ (Figure VI.27). Ainsi pour la dernière valeur, le mélange est augmenté, et le cisaillement est limité. Les résultats se rapprochent beaucoup plus de la mesure. Cependant, on est encore loin du profil homogène dans la direction verticale des mesures.

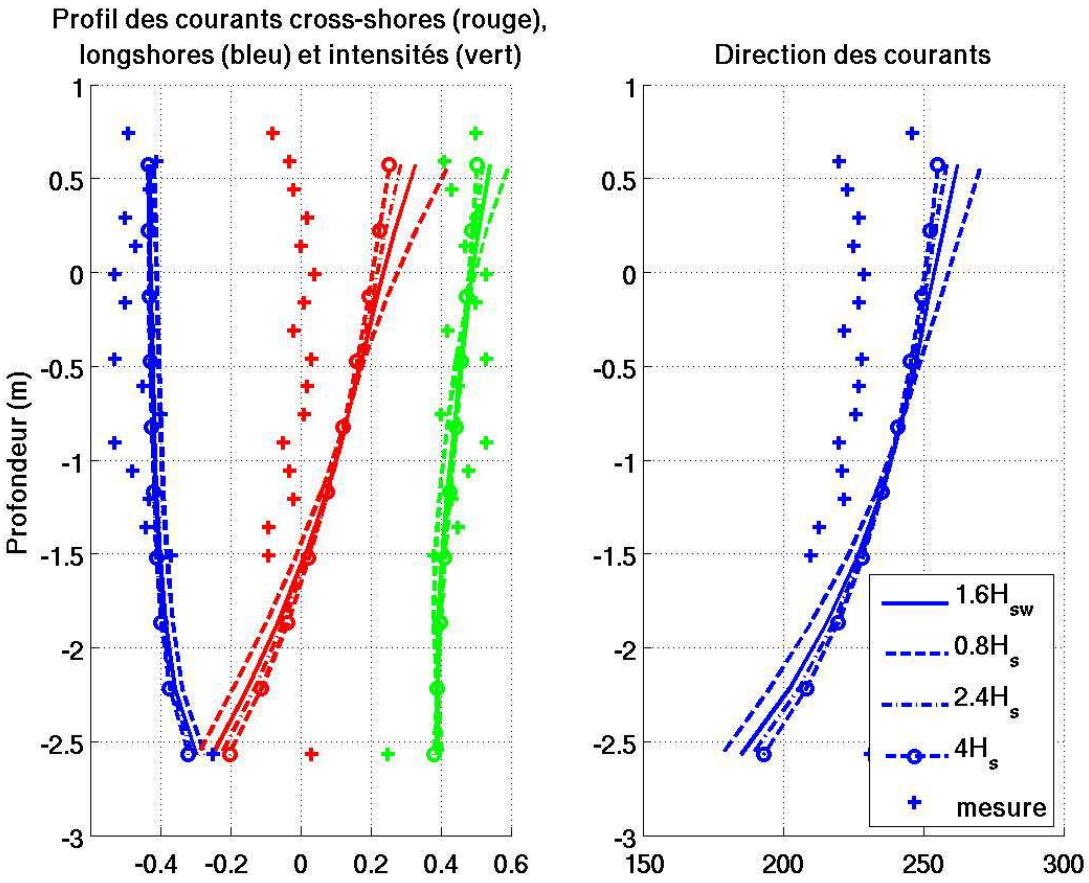


Fig. VI.27 – Sensibilité du courant en S3 sur la longueur de rugosité de surface, au burst 3 de la tempête de décembre 2008 (le 26 décembre à 18h15). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en $m.s^{-1}$). A droite, en bleu la direction du courant (en °).

Puisque modifier les longueurs de rugosité de surface n'est pas suffisant pour améliorer le profil du courant, il a fallu explorer une alternative. Dans le modèle, la force de dissipation par déferlement des vagues est prise en compte sous la forme d'une tension de surface. Il est également possible d'imposer des profils verticaux empiriques à cette force agissant en surface *Bennis et al.* [2011]; *Uchiyama et al.* [2010]. Ainsi dans l'équation II.36, la force de dissipation de dissipation des vagues par déferlement peut se mettre sous la forme :

$$\vec{F_{d,def}} = (\vec{\tau_{wo}} - \vec{\tau_{aw}})P(z) \tag{VI.1}$$

où $P(z)$ est une fonction de distribution verticale normée. En effet, on impose que :

$$\int_{-h}^{\eta} P(z)dz = 1. \tag{VI.2}$$

Nous avons alors testé deux profils verticaux : le profil P_1 qui est un profil décroissant avec une faible variation suivant la verticale que l'on utilise pour les vitesses de Stokes, et le profil P_2 plus cisaillé, adapté aux vitesses en zone plus littorale. Ce second profil est plus proche

de ce qui était fait lorsque nous considérions la force comme une tension de surface. Il est inspiré de la structure verticale des vagues et a été utilisé par *Uchiyama et al.* [2010] lors de leur étude sur la plage de Duck.

$$P_1(z) = \frac{2k}{sinh(2kD)} cosh(2k(z+h)) \tag{VI.3}$$

$$P_2(z) = \frac{k_b}{sinh(k_bD)} cosh(k_b(z+h)) \tag{VI.4}$$

avec $k_b = \frac{1}{0.2sqrt(2.)H_s}$ le facteur contrôlant la profondeur de pénétration du profil.

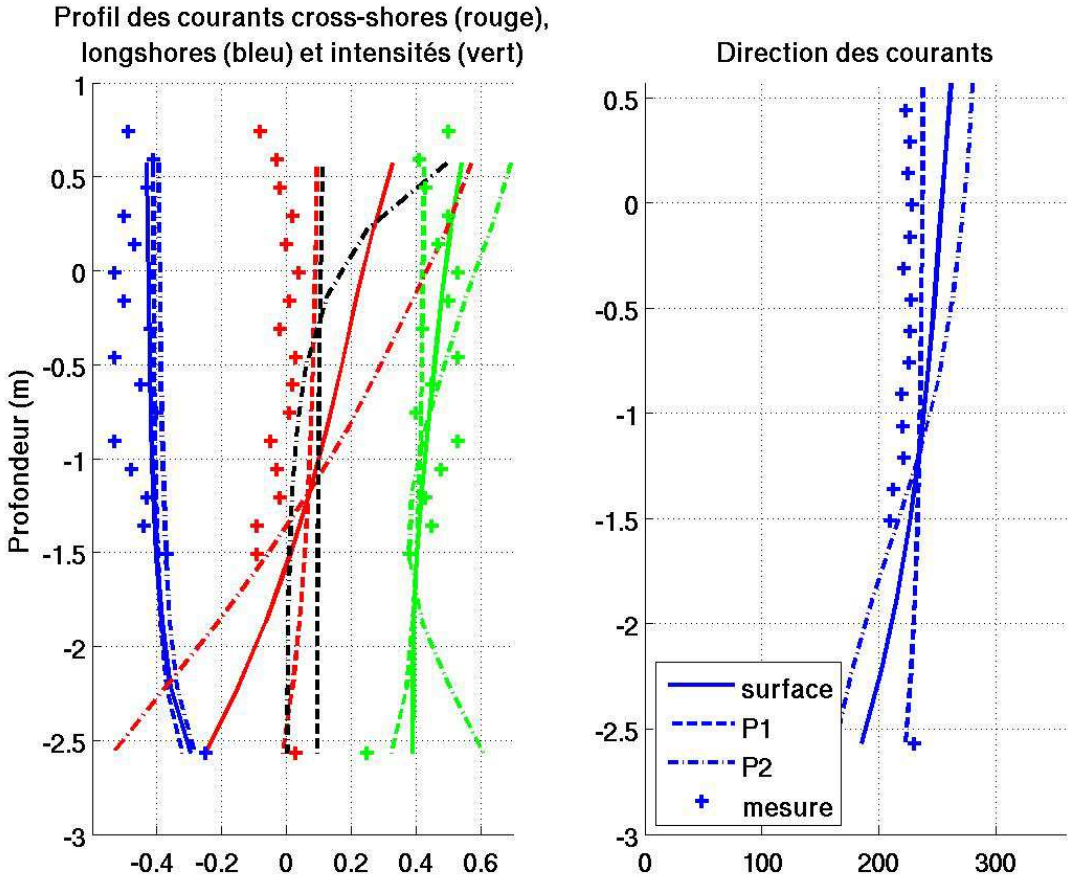


Fig. VI.28 – Sensibilité du courant en S3 au profil de pénétration de la force de dissipation par déferlement, au burst 3 de la tempête de décembre 2008 (le 26 décembre à 18h15). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en $m.s^{-1}$). En noir, on représente les profils verticaux P1 (tiret) et P2 (tiret discontinu). A droite, en bleu la direction du courant (en °). En trait continu, la simulation de référence où la force était surfacique.

Le profil P_1 induit des courants nettement moins cisaillés, beaucoup plus homogènes suivant la verticale (Figure VI.28). *Uchiyama et al.* [2010] avaient également testé ces deux profils et montré que le profil P_1 effacait tout cisaillement de la vitesse cross-shore. Dans leur

cas, cela leur était défavorable puisque le courant observé avait bien un cisaillement avec une vitesse en surface vers la côte et un courant de retour au fond. Dans notre cas, ce type de profil semble plus adapté à notre tempête. Etonnament, le profil P_2 induit un cisaillement plus fort que dans le cas où la force de dissipation est modélisée comme une tension de surface.

Des tests de sensibilité sur la rugosité de fond (non montré ici) indiquent que celle-ci influence directement la vitesse longshore et donc l'intensité des courants dans toute la colonne d'eau en S1 et S2 (plus la rugosité augmente, et plus l'intensité du courant est forte en ces points), et seulement les vitesses près du fond en S3 et S4. La vitesse cross-shore est modifiée seulement près du fond, et pour tous les points. Le cisaillement vertical dans toute la colonne d'eau en S3 n'est donc pas impacté par la rugosité de fond. Cependant en zone de surf, il est crucial de bien représenter cette valeur pour avoir une correcte intensité de la dérive. Pour cette tempête, il est difficile d'aller plus loin puisque nous ne disposons que d'un seul profil de courant. Les tests de sensibilité ont montré que les profils de courant étaient extrêmement dépendants du mélange vertical et de la façon dont pénétrait verticalement la force de dissipation par déferlement des vagues. Des mesures supplémentaires sont nécessaires afin de mieux caractériser cette pénétration. La tempête de février est donc plus propice à ce type d'étude, puisque nous disposons cette fois de deux profils de courants mesurés en S2 et S3, et ceci pour les deux pics de la tempête.

VI.4.2 Amélioration de la représentation de la dérive pendant la tempête de février 2009

VI.4.2.1 Influence de la rugosité de fond

Nous avions noté que le courant simulé en S3 près du fond était sous-estimé pendant la tempête de février 2009. Un premier test de sensibilité sur la longueur de rugosité de fond a donc été effectué. Pour la tempête de décembre, ce test de sensibilité a montré que la rugosité de fond influencait l'intensité des courants dans toute la colonne d'eau en S1 et S2, et seulement les vitesses près du fond en S3 et S4. On teste plusieurs longueurs de rugosité comprises entre 1 cm et 50 μm. En augmentant la rugosité de fond à une longueur $z_0 = 1$cm, l'intensité du courant en S3 et S4 est diminuée près du fond mais surtout augmentée partout en S1 et S2. Ainsi, elle atteint 0.39 au lieu de 0.27 m.s^{-1}en S1 et 0.35 au lieu de 0.24 m.s^{-1}en S2 en surface au premier apex de la tempête de février (Figures VI.29 et VI.30) et 0.43 au lieu de 0.38 m.s^{-1}en S1 et 0.39 au lieu de 0.35 m.s^{-1}en S2 au second apex. La rugosité a donc plus d'influence pendant la première partie de la tempête que la seconde. D'autres mécanismes entrant en jeu, semblent avoir plus d'importance. En augmentant la rugosité de fond, on augmente la dérive au niveau de la fosse interne (Figure VI.31), mais on est encore loin des valeurs mesurées, confirmant l'existence d'autres processus entrant en jeu.

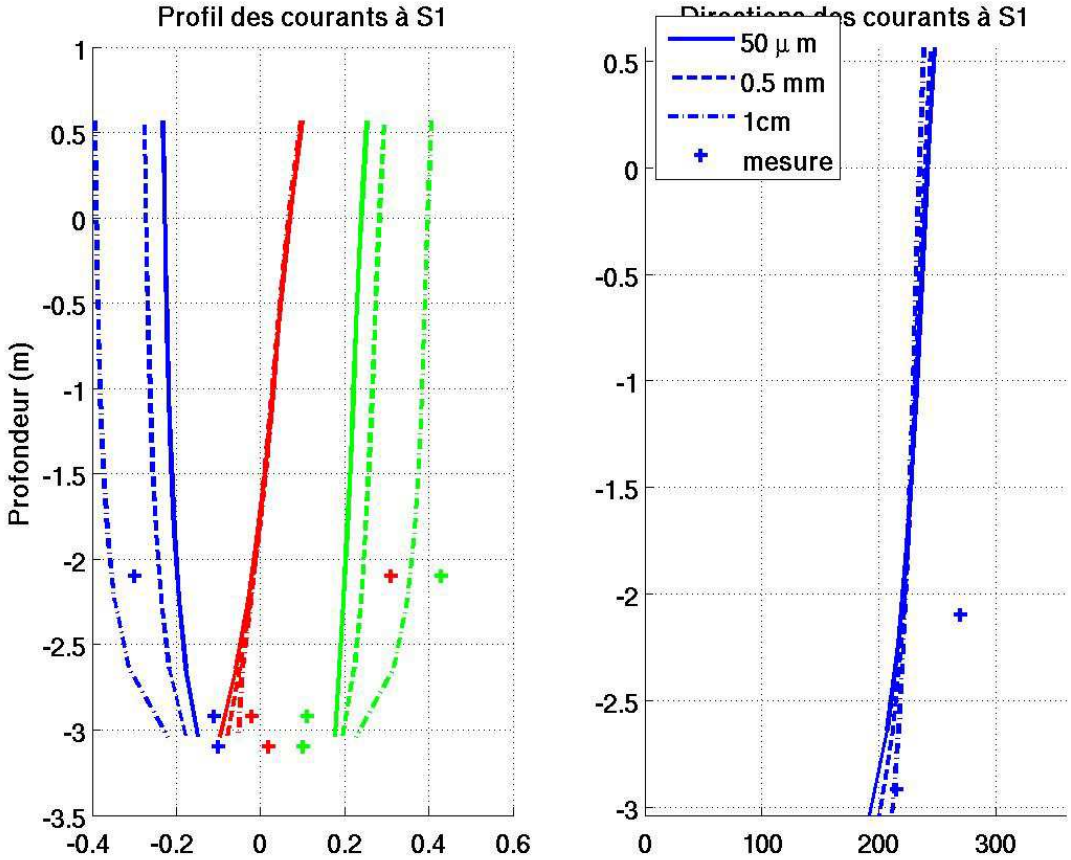


Fig. VI.29 – Sensibilité du courant en S1 sur la longueur de rugosité au fond, au burst 4 de la tempête de février 2009 (le 1er février à 21h30). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en $m.s^{-1}$). A droite, en bleu la direction du courant (en °).

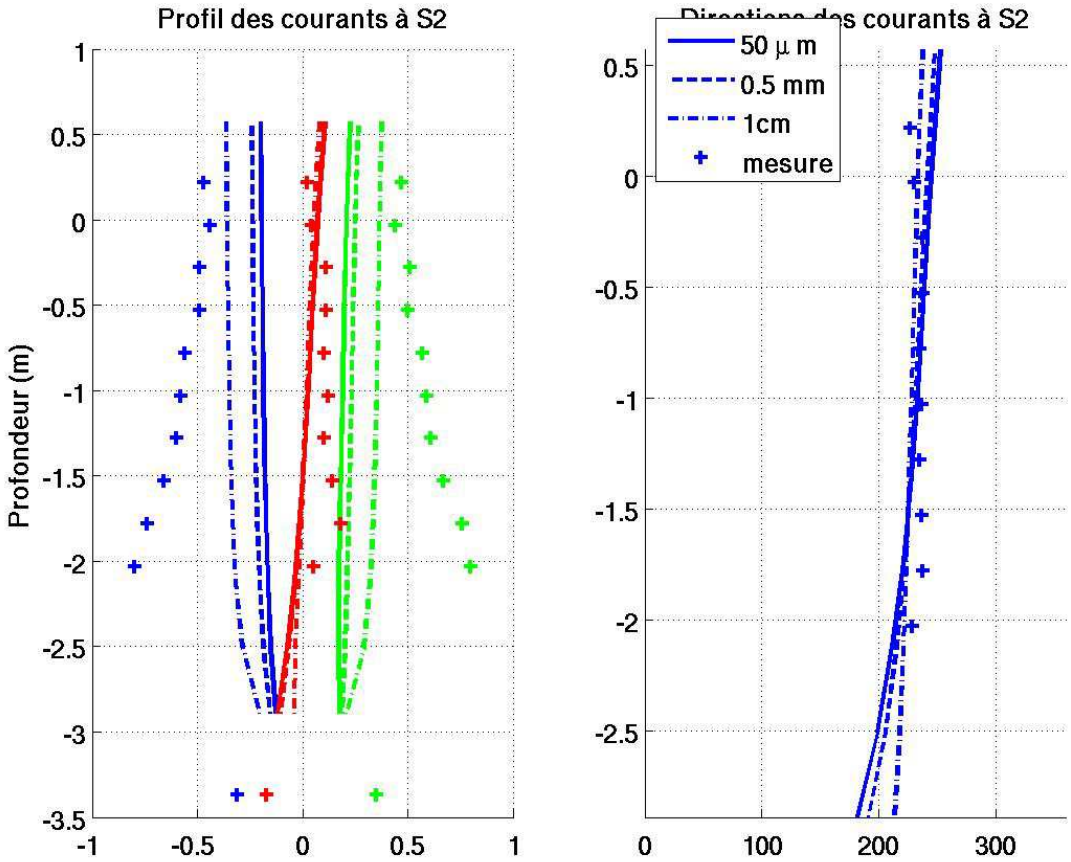
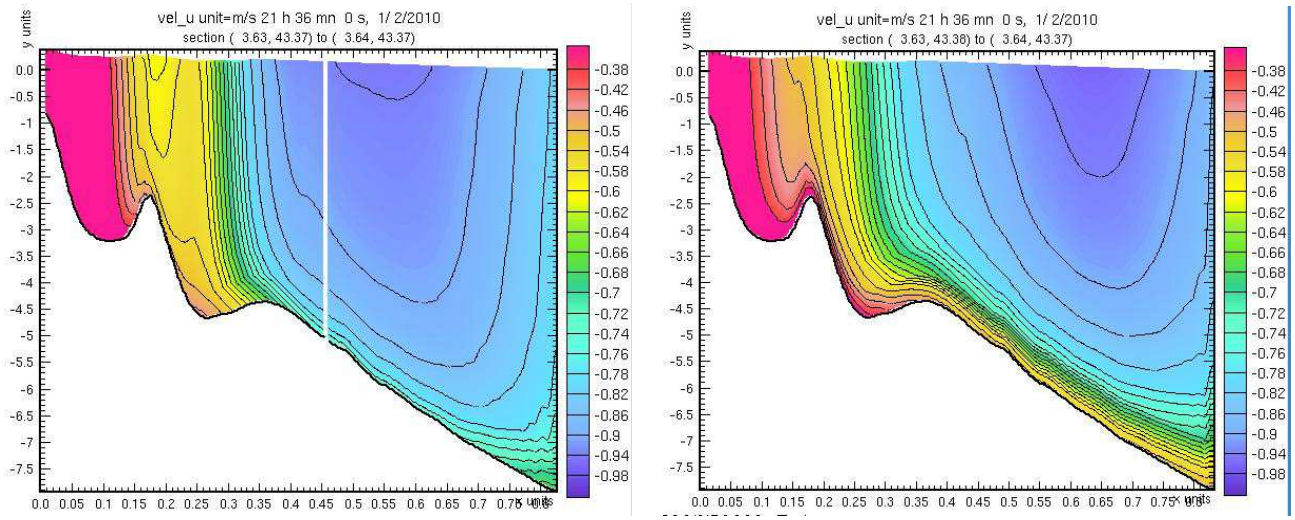


Fig. VI.30 – Sensibilité du courant en S2 sur la longueur de rugosité au fond, au burst 4 de la tempête de février 2009 (le 1er février à 21h30). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en $m.s^{-1}$). A droite, en bleu la direction du courant (en °).



(a) (b)

Fig. VI.31 – Modification de la vitesse longshore en augmentant la rugosité de fond à 1 cm (b) au lieu de 0.5 mm (a)

VI.4.2.2 Influence du rouleau de déferlement

Ruessink et al. [2001] ont montré que pour des plages à barre, les modèles prédisaient des forts courants au large de la barre interne et peu ou pas de courant dans la fosse, alors que les observations indiquaient des courants près de la barre ou sur le revers intérieur de la barre *Feddersen et al.* [1998], et même dans les zones profondes de la fosse interne *Church and Thornton* [1993]. *Reniers and Battjes* [1997]; *Ruessink et al.* [2001]; *Ribas et al.* [2011]; *Xie* [2011] montrent que ce n'est qu'avec la prise en compte du roller que leur répartition cross-shore des courants longshores modélisés est en accord avec les mesures, obtenant alors des courants plus forts dans la fosse interne comme dans leur mesure. Comme dans les cas académiques (Chapitre III), nous allons évaluer l'impact de ce phénomène sur nos résultats, grâce aux équations II.58, II.59 et II.60. Nous testons les valeurs α_r égales à 0.5 et 1. Mais même avec $\alpha_r = 1$ qui accorde une plus grande place aux rouleaux, les différences sont négligeables. Nous ne montrerons ici que ce cas. Le maximum du taux de dissipation des vagues (vague+rouleau) et par conséquent, la dérive sont décalés légèrement vers la côte (Figures VI.32 et VI.33). Cependant, ce n'est pas suffisant pour simuler avec une même intensité que la mesure, le courant à l'instrument S2. En effet, l'apport du rouleau dans le modèle entraîne un gain de 0.1 $m.s^{-1}$, mais un écart de 0.5 $m.s^{-1}$entre mesure et simulation est toujours notable.

VI.4.2.3 Influence du critère de déferlement

La houle est sous-estimée dans la simulation du modèle de vague en S3 et S4 (Figure VI.16) pendant le premier pic de la tempête de février. Elle est, en revanche, mieux prédite en S2 et S1. Ainsi, l'énergie qu'elle aura perdue entre S3 et S2, et donc la quantité de mouvement derrière la barre, sont finalement sous-estimées dans notre modèle, ce qui peut être à l'origine de la sous estimation de la dérive dans la fosse interne. Cette sous-estimation peut être liée à la faible résolution de la simulation de l'état de mer, mais aussi à un critère de déferlement non adapté à la zone. On tente une nouvelle simulation de l'état de mer, où cette fois, le critère de déferlement γ est fixé à 0.9 (au lieu de la valeur par défaut égale à 0.78). Ainsi, les vagues se brisent plus tard et sont plus hautes au large. Le taux de dissipation est ainsi décalé vers la côte. Cependant, des problèmes aux limites ont perturbé les résultats. En effet, la grille de résolution plus grossière (grille SETE70M) prédit une dérive plus offshore (du fait de la mauvaise représentation de la bathymétrie avec des mailles de 70 m). Il existe alors un décalage spatial entre la dérive prévue par la grille mère et celle de la grille fille, et la quantité de mouvement qui veut sortir de la grille fille n'est plus adéquate avec celle prédite dans la grille mère. Il en résulte un problème aux limites, problème que nous avions déjà rencontré au chapitre V sur la zone pré-littorale de la Têt. Pour pallier à ce problème, l'utilisation d'une grille curvilinéaire circulaire polarisée sur la plage de Sète est requise, avec une résolution croissante en s'éloignant du pôle. Cette solution permet de s'affranchir des cinq grilles emboitées, et par conséquent des problèmes aux limites.

VI.4.2.4 Influence de la marée

Une mauvaise représentation du niveau d'eau (à cause de la non prise en compte de la marée, ou bien d'une sous-estimation de la surcote liée au vent ou aux vagues) dans le modèle peuvent également être à l'origine de la sous-estimation de la houle. Avant d'ajouter le forçage par la marée dans nos simulations, nous avons regardé l'impact qu'une hausse ou

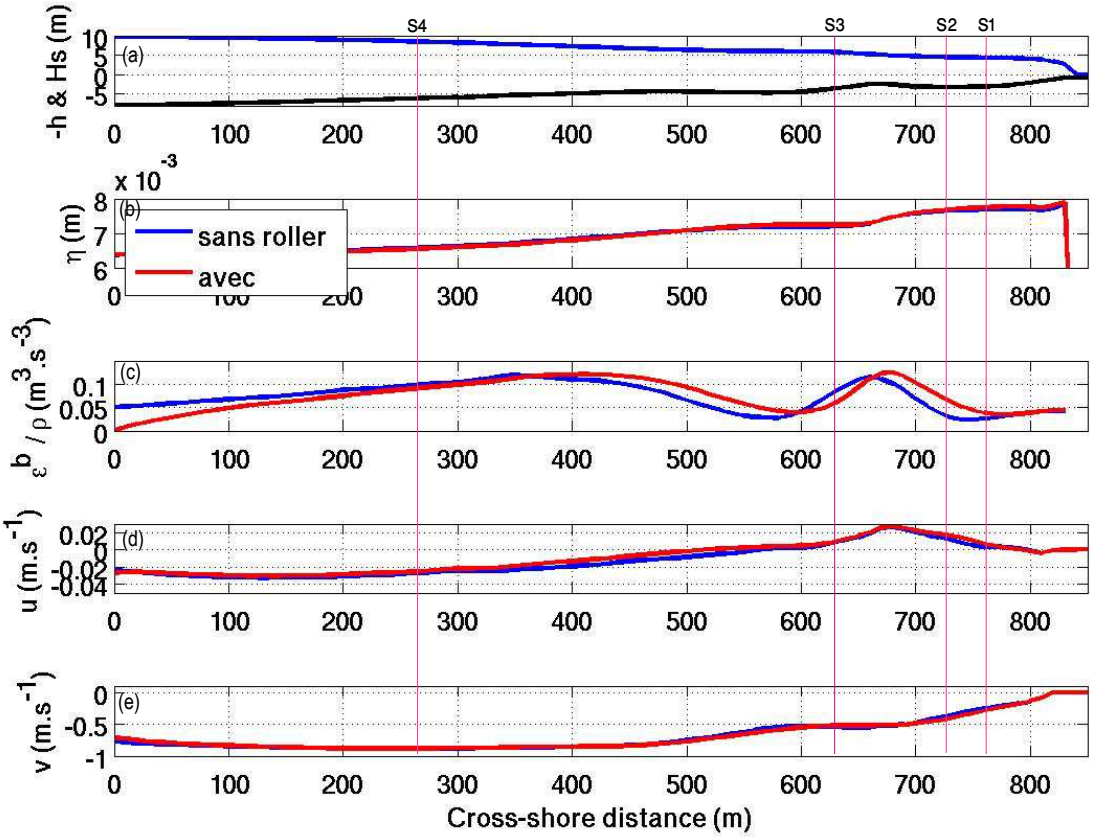


Fig. VI.32 – Hauteur significative des vagues (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la 1ère tempête. La côte est à droite. En rouge, avec le rouleau et en bleu, sans.

une baisse du niveau d'eau de 10 cm avait sur les résultats. Au niveau des vagues, cela se traduit principalement par une augmentation ou une diminution de la hauteur seuil de 10 cm pendant la tempête. Au niveau des courants, la différence est de l'ordre de 0.03 m.s^{-1}, en moins lors de l'élévation du niveau d'eau de 10 cm, ou en plus lors de l'abaissement de 10 cm. La hausse ou baisse du niveau marin autour de ± 10 cm, n'exerce qu'une influence négligeable sur la répartition cross-shore des courants. Le marnage étant de l'ordre de 20 cm, il est peu probable que celui-ci ait une importance notable dans les résultats.

VI.4.2.5 Conclusion intermédiaire

Les tests de sensibilité ont souligné l'influence de la rugosité de fond, du rouleau de déferlement et à moindre échelle du niveau d'eau, sur la représentation de la dérive littorale. En combinant toutes ces pistes, nous avons obtenu un gain de 0.17 m.s^{-1}de la vitesse longshore en S2 (non montré ici). C'est un résultat intéressant, mais pas encore suffisant pour représenter correctement la dérive telle qu'elle a été observée. Le test sur l'augmentation du critère de déferlement laisse cependant espérer une amélioration des résultats. Mais ce test requiert l'utilisation de maillages non structurés. Une autre piste envisageable est d'utiliser la bathymétrie LIDAR dans toute la zone et tout particulièrement sur le rivage entre la plage étudiée

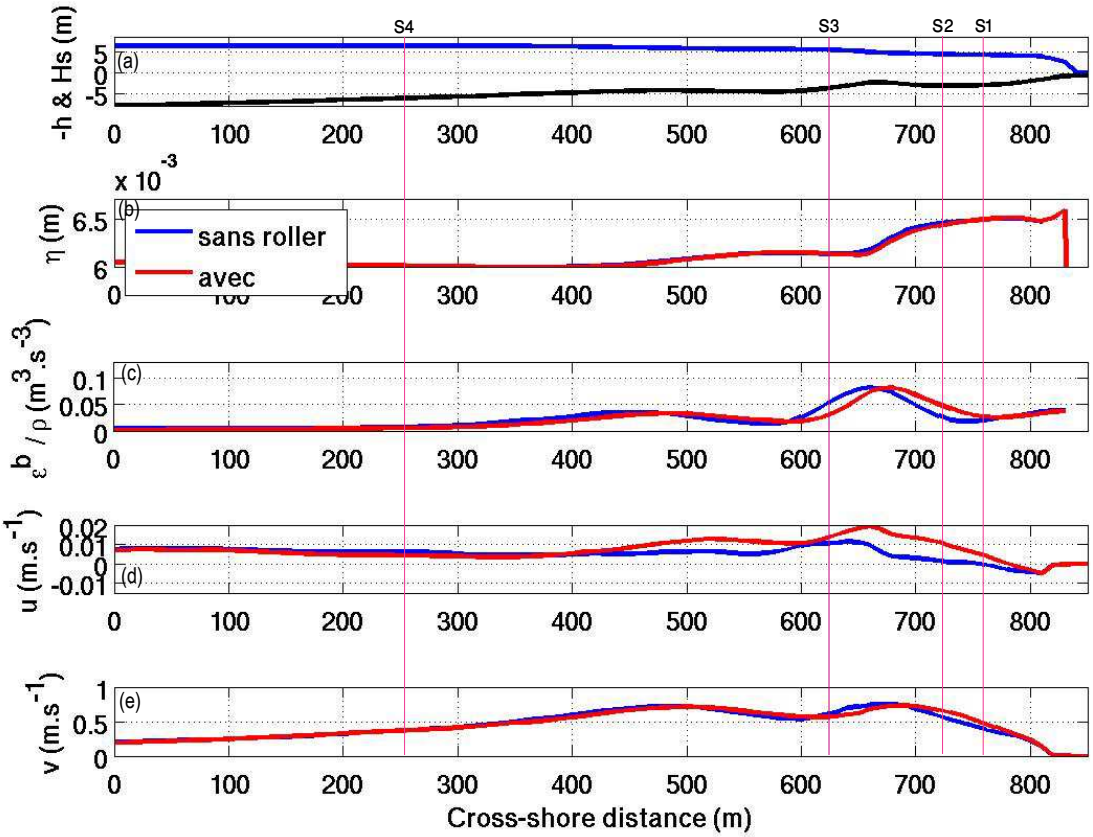


Fig. VI.33 – Hauteur significative des vagues (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la 2nde tempête. La côte est à droite. En rouge, avec le rouleau et en bleu, sans.

et le port de Sète. En effet, dans notre étude, nous avions considéré que la bathymétrie était uniforme partout au Sud du port de Sète. En réalité, ce ne sont plus des barres rectilignes mais des barres en croissant qui sont observées au Nord de la plage étudiée. Ce type de barre peut également être à l'origine d'une intrusion de la dérive littorale dans la fosse interne.

VI.4.3 Intérêt de la prise en compte du vent local et de la circulation grande échelle

Dans la partie suivante, nous nous intéressons à l'impact des forçages extérieurs comme le vent sur nos résultats. Cette section est motivée par le désir de définir et quantifier les phénomènes et processus importants aux échelles littorales. Jusqu'à très récemment, la plupart des modèles océaniques dédiés à l'échelle littorale étaient bidimensionnels (deux directions horizontales), et ne prenaient que les vagues comme forçage extérieur, les marées et parfois incluaient le vent mais seulement local (e.g. [*Uchiyama et al.*, 2010; *Bujan*, 2009; *Bruneau*, 2009]). Nous avons noté précédemment que dans notre zone où le marnage est faible, les marées n'ont que peu d'impact sur l'hydrodynamique. Regardons à présent quel est l'impact réel du vent local et celui de la circulation à grande échelle.

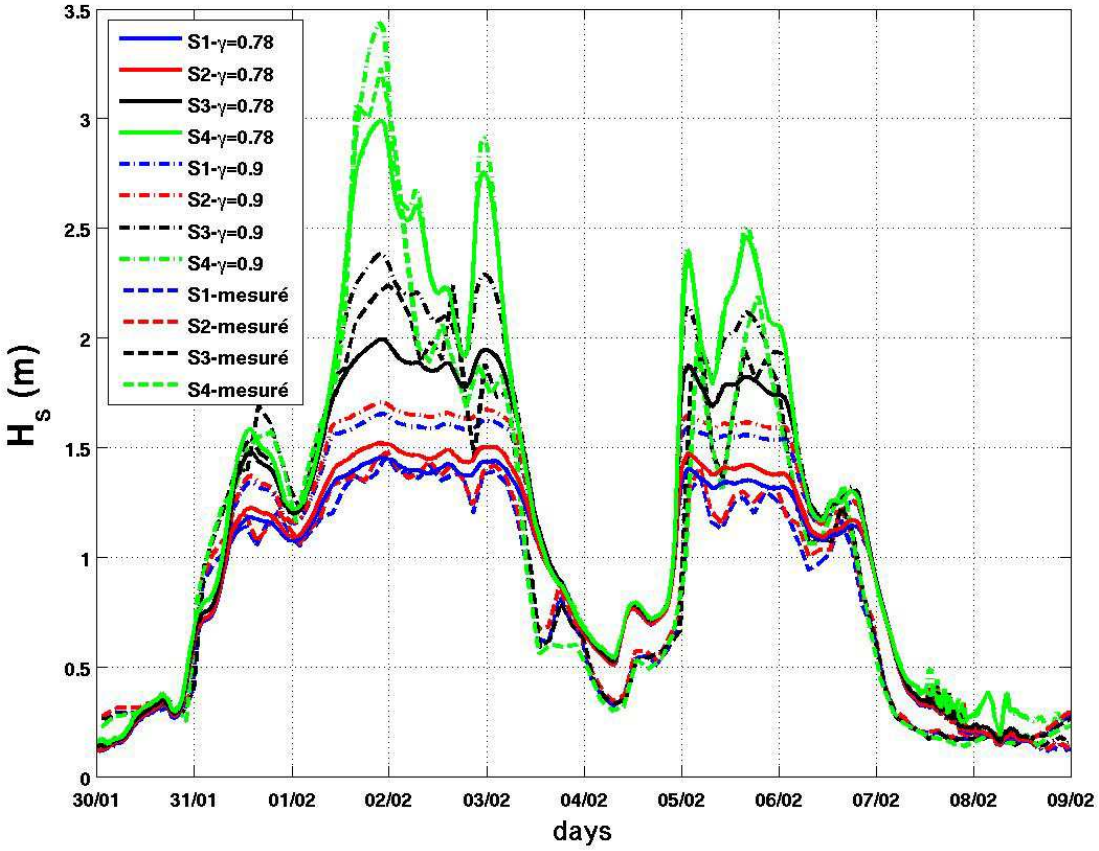


Fig. VI.34 – Modification de la hauteur significative des vagues avec un critère de déferlement γ=0.9. En trait continu, la simulation WW3 de référence (γ=0.78), en pointillé, les mesures, et en trait point, la simulation WW3 avec $\gamma = 0.9$.

Une simulation où le vent local a été enlevé, montre que celui-ci joue sur l'intensité de la dérive. Une diminution de 0.08 m.s^{-1}du courant en S3 a été notée (soit 8% de la valeur) et surtout en surface (Figure VI.35) pendant la tempête de décembre. De plus, comme la tension de cisaillement en surface a été réduite, le profil vertical de la vitesse cross-shore est devenu plus homogène.

On effectue une simulation où cette fois-ci le forçage aux frontières par la grille mère a été retiré et où l'on impose à la place des conditions périodiques. Les seuls forçages en présence sont donc le forçage atmosphérique local et les vagues. Pour la tempête de décembre 2008, on observe que :

– en dehors de la période de la tempête, les courants sont presque nuls partout, comme dans la simulation avec le forçage extérieur. Une différence entre les deux simulations, est néanmoins observée le 25/12 à minuit, où la simulation de référence prévoit un courant un peu plus fort que la simulation avec les conditions périodiques. A cette date, il semblerait que la circulation à grande échelle influence l'hydrodynamique de notre domaine.

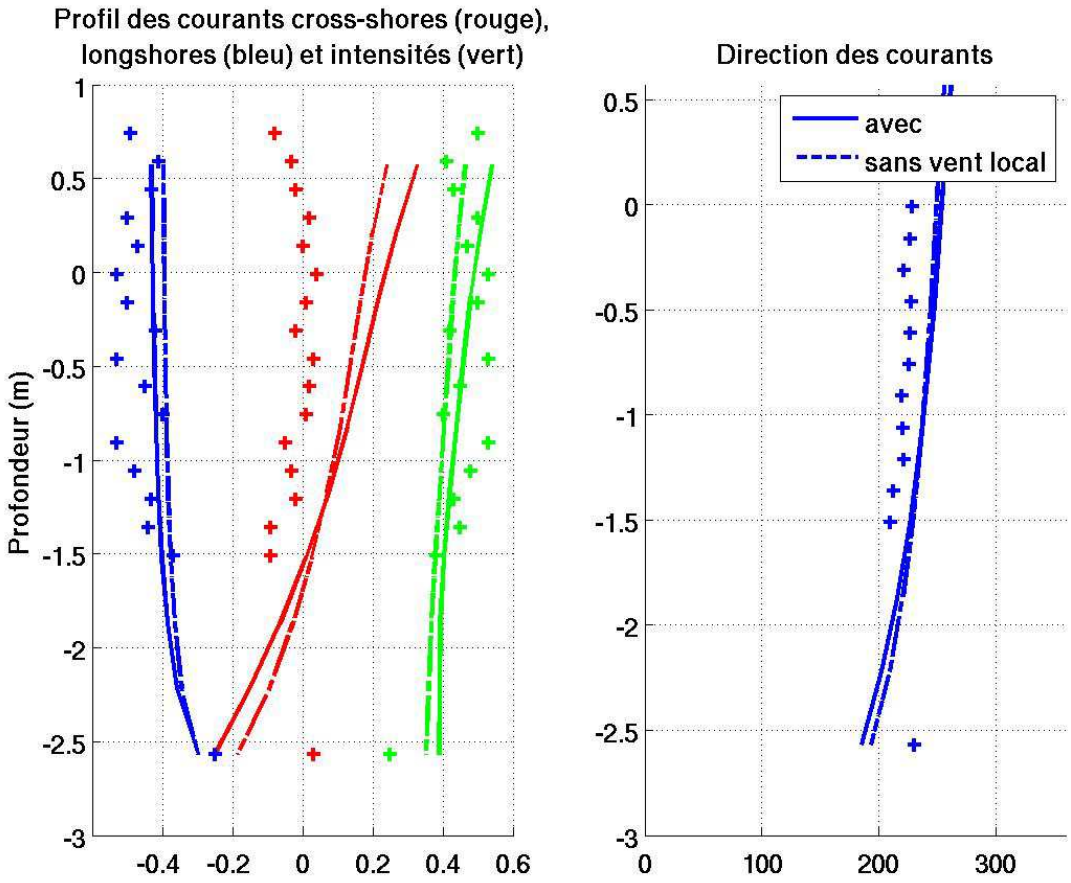


Fig. VI.35 – Sensibilité du courant en S3 au vent local, au burst 3 (le 26 décembre à 18h15). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en $m.s^{-1}$). A droite, en bleu la direction du courant (en °). En trait continu, la simulation de référence où la force était surfacique.

– pendant la tempête, les courants sont plus forts dans la fosse interne (Figure VI.36), mais moins forts au large que dans la simulation de référence. La simulation avec les conditions aux limites périodiques a des résultats beaucoup plus proches des mesures que la simulation de référence.

Ceci montre deux choses : 1/ que le forçage extérieur (à savoir le vent à l'échelle régionale) n'a pas une grande influence à l'échelle de la zone de surf, mais seulement au niveau du glacis, et 2/ que la résolution de la grille mère est peut-être trop faible, ou bien le ratio d'échelle entre les deux grilles trop fort, pour induire une dérive correcte aux limites. Si la grille fille avait eu une plus grande taille ou bien que la transition d'échelle entre les deux grilles ait été moins abrupte, on aurait dû avoir des courants similaires dans les deux simulations, ou au moins des courants plus forts dans la simulation avec le forçage par une grille mère. L'obtention de courants plus forts dans la simulation avec des conditions aux limites périodiques est donc une preuve de cette perte de quantité de mouvement aux frontières. Ainsi l'erreur commise en ne représentant pas la circulation grande échelle est moins forte que celle commise en représentant une circulation à une échelle un peu trop

grossière.

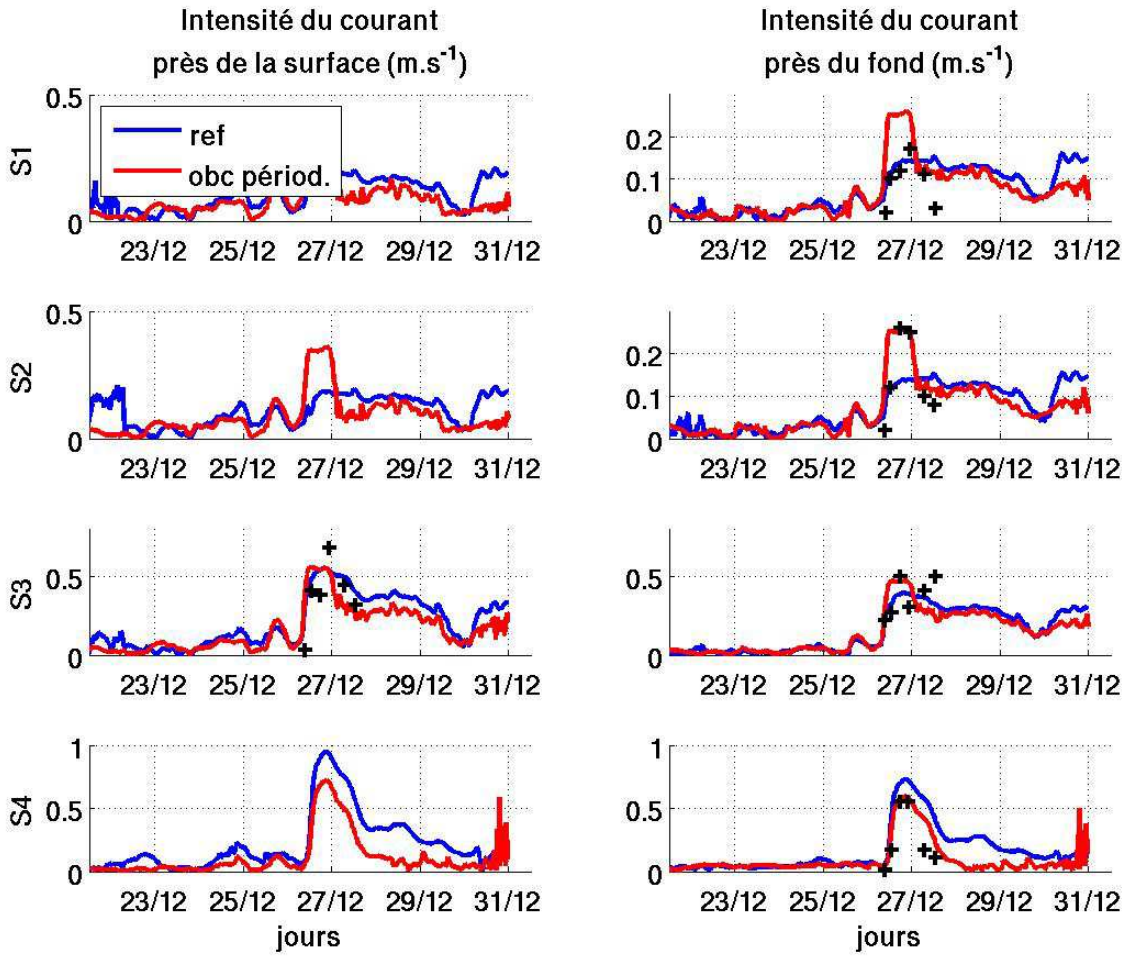


Fig. VI.36 – Intensité du courant en surface (à gauche) et près du fond (à droite) dans la simulation de référence (trait bleu), dans la simulation avec des conditions aux frontières périodiques (rouge) et dans les mesures (croix noires) aux quatre instruments pendant la tempête de décmbre 2008

Ces derniers tests confirment donc que le forçage dominant à l'échelle littorale est bien celui des vagues. Le vent local n'a qu'une toute petite influence sur la circulation. Enfin, le rôle de la circulation à grande échelle ne semble peser que sur les courants au niveau du glacis. Ainsi, pour des études à ce type d'échelle, si les instruments restent positionnés dans des eaux de profondeurs inférieures à 5 m de fond, une simulation avec des conditions périodiques aux frontières s'avère être une solution plus pratique et moins couteuse en terme de temps de calcul. Par contre, au delà de ces cinq premiers mètres, il semble nécessaire de prendre correctement en compte la circulation à grande échelle, et de représenter la circulation grâce à un maillage commun à toutes les zones mais plus raffiné autour de notre zone d'étude afin d'avoir une transistion plus lisse.

VI.5 Conclusion et Perspectives

VI.5.1 Validation et Amélioration du modèle

Ce chapitre a ainsi permis de montrer que notre modèle était capable de reproduire une tempête réelle à l'échelle littorale sur une plage à double barres. Le sens et l'intensité de la dérive sont bien reproduits. Toutefois, des difficultés ont été rencontrées quant à la reproduction des profils verticaux des courants, et la position longshore de la dérive. La confrontation avec les mesures sur cette plage s'est révélée ainsi beaucoup plus difficile que dans les cas académiques en bassin ou des cas idéaux où la houle est le seul forçage. En effet, le comportement du courant mesuré est extrêmement variable suivant les tempêtes, ou même au sein d'une même tempête et les courants dans la zone de surf, entre les barres interne et externe, ou même dans la fosse interne, sont facilement changeants. Dans le modèle, les résultats sont beaucoup plus lisses et moins variables, les courants simulés ont toujours le même cisaillement, et la dérive la même position. En raison de la faible profondeur d'eau, les résultats sont fortement perturbés par d'autres phénomènes, que notre modèle ne prend pas en compte, tels que : la pluie, la mise en mouvement du sable modifiant le mélange turbulent, l'influence de la modification du fond par les forts courants, etc. Autant de processus, qui peuvent jouer entre autres sur le mélange vertical et rendre la réponse plus complexe. Des tests de sensibilité ont permis d'améliorer les résultats notamment le cisaillement vertical ou bien la représentation spatiale de la dérive. Cependant, la dérive longshore reste encore trop au large et ne parvient pas à s'immiscer au dessus de la barre interne.

D'autres pistes sont également envisagées pour améliorer les résultats du modèle. Tout d'abord, avec les récents développements du modèle de vague, il est désormais possible d'avoir un pas de temps inférieur à 1 s dans WW3, et par conséquent d'avoir des grilles avec des mailles plus fines. De plus, nos tests de sensibilité ont été dans l'ensemble seulement limités à l'échelle de la grille de SETE10M, et le test avec les conditions aux frontières périodiques a souligné que les résultats étaient perturbés par les conditions aux limites. Pour remédier à cela, une solution efficace consisterait à utiliser des grilles pour le modèle de vague et de courant, couvrant une zone plus large, avec un raffinement autour de la plage instrumentée, exactement comme nous l'avons fait dans l'étude sur la zone pré-littorale de la Têt (cf Chapitre V).

VI.5.2 L'hydrodynamique d'une plage à double barres

Par l'utilisation conjointe des mesures et des simulations, cette étude a permis d'améliorer notre connaissance du comportement des vagues et des courants au dessus d'une plage à double barres. Nous avons ainsi montré que les barres avaient pour effet d'atténuer l'énergie des vagues, en induisant une réduction de 64 % de la hauteur des vagues pour la tempête de décembre et de 55% pour celle de février [*Robin et al.*, 2010]. Elles constituent ainsi une barrière naturelle de protection des plages. La circulation pendant les tempêtes est caractérisée par de fortes dérives littorales parallèles aux barres et à la côte, dirigées vers le Sud-Ouest ou le Nord-Est, suivant la direction des vagues. Leurs positions sont, par ailleurs, largement influencées par celles des barres. L'intensité des dérives longshores est fortement dépendante de l'amplitude des vagues. Les vitesses cross-shores sont très faibles comparées aux composantes longshores, et elles sont relativement homogènes suivant la profondeur. Un très faible courant de retour est observé près du fond, mais celui-ci est insignifiant comparé à la simulation et aux observations classiques en zone de surf. Des tests de sensibilité sur le modèle suggèrent que

ceci est lié à un fort mélange vertical. La position cross-shore de la dérive littorale semble, elle aussi, plutôt inhabituelle : elle est plus forte dans la fosse interne que sur le revers de la barre interne. Cette position semble influencée par l'effet des rouleaux et par le critère déferlement, mais plus de tests sont encore à envisager afin de comprendre ces phénomènes. L'utilisation de la modélisation a également permis d'établir une carte d'importance des forçages à cette échelle. Comme prévu, les vagues sont le forçage prédominant. Le vent local influe légèrement à cette échelle puisqu'il participe à seulement 8% dans l'intensité de la dérive. Dans cette zone à faible marnage, la prise en compte des marées ne semble pas modifier nos résultats. Enfin, la circulation à grande échelle ne semble avoir de poids qu'au delà de 5 mètres de profondeur.

VI.5.3 Vers la caractérisation de la morphodynamique de la plage

Des calculs des tensions de cisaillement induites par vagues et courants ont été effectués, en vue d'une première estimation du transport de sédiments. Pendant la tempête de février, la tension moyenne de cisaillement induite par vague et vent est maximale au niveau des barres internes et externes (Figure VI.37). Elle est deux fois plus forte que la tension induite par les courants seuls, grâce à la prise en compte de la tension de cisaillement liée aux vagues. De toute façon, sans les vagues, aucune dérive n'aurait été prédite, et la tension de cisaillement liée au courant serait nettement plus faible. Il convient donc de bien représenter ces deux processus pour avoir une bonne estimation des tensions de cisaillement. La tension de cisaillement maximale est largement supérieure à la tension critique de remise en suspension. Les tempêtes ont donc le pouvoir de mobiliser les sédiments et encore plus sur le revers extérieur des barres. Le courant de fond qui a été observé et également simulé, peut alors être alors responsable de l'évacuation vers le large du sédiment. La position des barres est ainsi très certainement affectée par le passage des tempêtes. Tout ceci a effectivement été observé pendant la campagne de mesure, puisqu'une légère érosion du front et un engraissement du revers de la barre interne ont été mesurés pendant la première partie de la tempête de février. Mais ces calculs ne sont qu'une première étape en vue de la caractérisation du transport sédimentaire et du mouvement des barres. En poussant plus loin l'étude par l'ajout d'un modèle de transport sédimentaire, elle doit pouvoir permettre de prédire l'évolution hydrodynamique et surtout morphologique de la plage pendant des évènements plus intenses, des tempêtes décennales et centennales. Des tests sur la position des barres pourront mettre en exergue des solutions pour minimiser l'énergie des vagues sur le rivage. Le lido de Sète étant affecté par l'érosion causée par les tempêtes, on comprend tout de suite l'intérêt de ce type d'étude pour les gestionnaires du littoral.

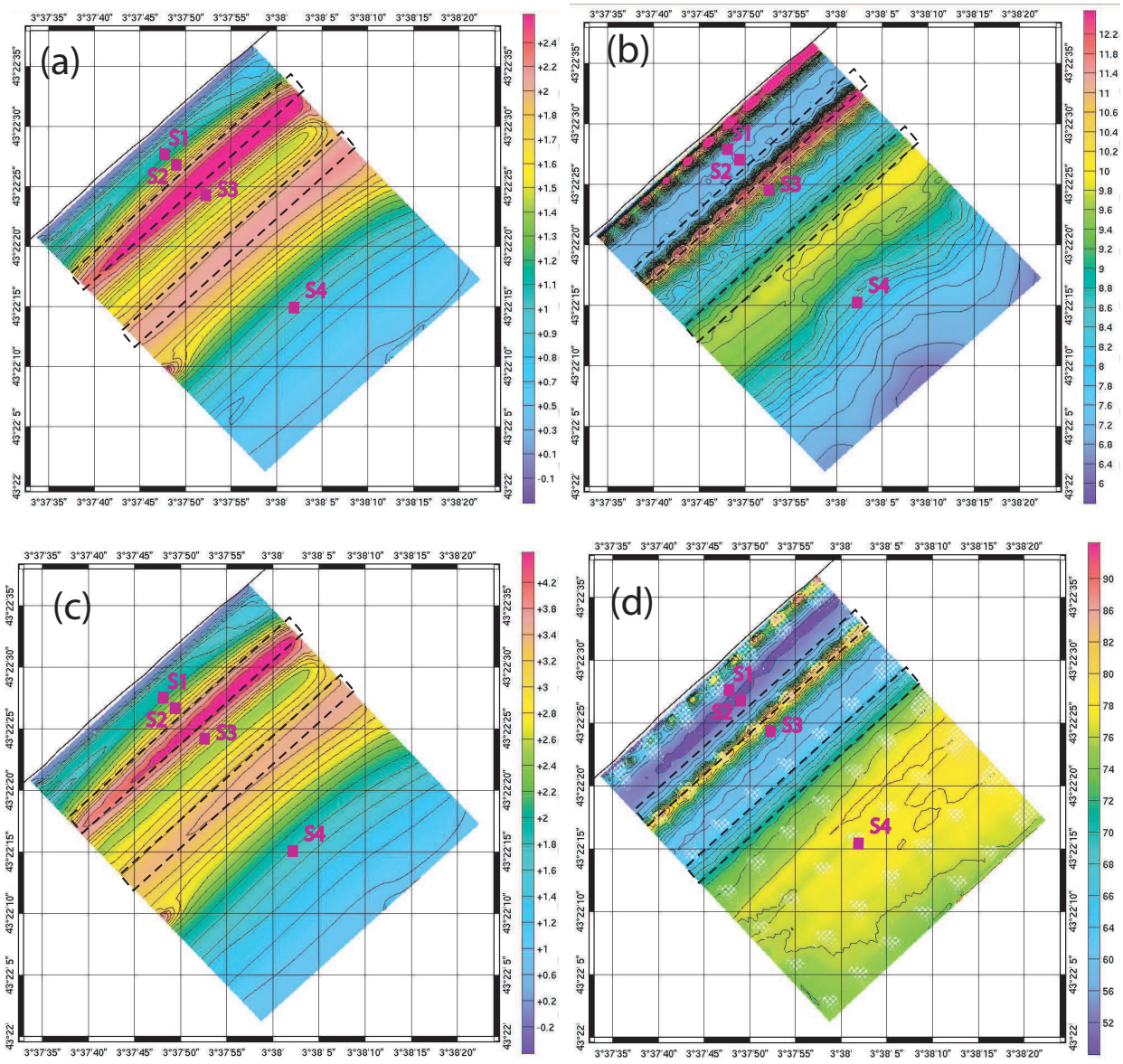


Fig. VI.37 – Tensions de cisaillement induites par le courant seul (τ_{cs} (a)), par la houle seule (τ_{ws} (b)), la tension moyenne induite par la houle et les courants(τ_{cwmoy} (c)) et la tension maximale (τ_{cwmax} (d)) (en $N.m^{-2}$) au premier pic de la tempête de février (le 1er février à 21h30)

Conclusion et Perspectives

L'objectif de mon travail était d'apporter une meilleure connaissance des phénomènes physiques hydrodynamiques tridimensionnels pendant les périodes de tempête de l'échelle littorale à l'échelle côtière. Pour répondre à ce questionnement scientifique, une méthodologie utilisant conjointement modélisation numérique et jeux de mesures, fournis par des expérimentateurs extérieurs ou acquis par notre équipe sur le terrain, a été adoptée.

Conclusion

Mise en oeuvre théorique et technique de la plateforme de modélisation

Dans un premier temps, s'est posé comme question le choix de la théorie tridimensionnelle régissant les forçages des vagues sur les courants. La théorie « glm2z-RANS » développée par *Ardhuin et al.* [2008b] et dont les équations ont été récemment simplifiées par *Bennis et al.* [2011] nous a ainsi semblé la plus adaptée à notre étude. Nous les avons donc implémentées dans le modèle tridimensionnel de circulation océanique côtière SYMPHONIE en y ajoutant des paramétrisations additionnelles pour le déferlement, la friction sur le fond, le mélange turbulent, ceci afin d'élargir la zone de validité du modèle de la zone de surf jusqu'au large. Ainsi notre modèle, dédié originellement aux échelles régionales grâce à sa prise en compte du forçage atmosphérique et de la circulation grande échelle, est à présent capable de représenter la circulation à toutes les échelles océaniques.

La modélisation de l'état de mer, nécessaire afin de fournir les caractéristiques de vague au modèle de courant, est quant à elle, opérée grâce au modèle Wavewatch III dont les récents développements en permettent également l'utilisation jusqu'à la zone de surf.

Le modèle de circulation, ainsi modifié, permet donc de prendre en compte les effets des vagues :

- dans toute la colonne d'eau via l'ajout des forces de vortex, Stokes-Coriolis et la modulation de la pression induite par les vagues,
- près de la surface par la prise en compte des termes de dissipation par déferlement, et l'ajout de la dérive de Stokes,
- près du fond, par l'ajout des termes de dissipation par friction sur le fond ,
- sur le mélange turbulent : en surface, avec l'ajout d'un flux d'énergie cinétique turbulent et une modification de la longueur de rugosité et au fond, par une augmentation de la tension de cisaillement.

Même si cela n'a été testé que sur des cas académiques, il peut également prendre en compte la rétroaction courant sur houle. Dans des configurations réalistes, le couplage total nécessiterait l'utilisation d'un coupleur qui à chaque instant ou à des intervalles de temps

régulier, transmettrait des informations du modèle de vague au modèle de courant et vice-versa. Dans des cas de plage uniforme et régulière dans la direction longshore, telle que l'on en trouve couramment en Languedoc-Roussillon, les courants ont peu d'effet sur les vagues, et ce couplage ne semble pas nécessaire. En revanche dans des cas de plages à barre et chenal, le couplage pourra être requis.

Tests du modèle sur des cas académiques

Avant de travailler sur des cas réalistes, un effort particulier a consisté à effectuer des tests sur des cas académiques. Ces cas sont essentiellement des cas littoraux, puisqu'il n'existe aucun test académique à l'échelle pré-littorale, et ils sont issus d'expériences en laboratoire ou d'études numériques. Les deux premiers cas concernaient des plages linéaires uniformes dans la direction longshore. La première est une plage totalement idéalisée mais déjà étudiée par d'autres modélisateurs avec des approches différentes. Nous avons pu conclure que notre modèle reproduisait la dérive littorale qualitativement et quantitativement, ainsi que le courant de retour près du fond. Une étude analytique, complétée par des tests de sensibilité, a souligné l'importance de la paramétrisation du mélange vertical dans les profils verticaux des courants cross-shores. L'inconvénient de ce cas test réside dans l'absence de mesures, ce qui nous amène à simuler le second cas test. Issu d'une expérience en bassin, de nombreuses mesures de la dérive et profils de courants sont disponibles. L'amplitude de la dérive littorale et les profils verticaux des courants sont également reproduits correctement. Néanmoins, comme il s'agit d'une expérience faite en laboratoire, les mesures sont à prendre avec précaution, la tension de fond pouvant manquer de réalisme si on la reporte à l'échelle d'une plage réelle. Le dernier cas académique a permis de vérifier que le modèle reproduisait l'intensité des courants sagittaux observés sur une plage en laboratoire de type barre/chenal, lorsque les vagues arrivent frontalement à la côte.

Ces tests ont ainsi montré que :
- le modèle est performant sur les cas académiques, reproduisant la dérive littorale, les courants sagittaux et les profils des courants,
- la rugosité de fond module l'intensité de la dérive,
- la prise en compte de l'influence des vagues dans le mélange turbulent augmente l'intensité de la dérive et favorise l'homogénéisation du courant sur la verticale,
- les rouleaux de déferlement jouent un rôle d'effet tampon dans le transfert d'énergie des vagues vers les courants, ayant pour conséquence un décalage vers la côte de la dérive littorale,
- dans les systèmes barre/chenal, le courant rend plus homogène les caractéristiques des vagues dans la direction longshore, ce qui entraîne une diminution de l'intensité du courant sagittal,
- l'approche par « tensions de radiation » est moins conseillée en zone de surf. En effet, les effets conservatifs (force de vortex, surpression dynamique), et non conservatifs (dissipation des vagues par déferlement et friction sur le fond) sont tous compris dans les gradients de tensions de radiation, rendant leurs répartitions verticales identiques alors que ces phénomènes ont des comportements différents,
- le modèle quasi-3d SHORECIRC sous-estime le cisaillement des vitesses cross-shores ce qui a pour conséquence une diminution de l'export de sédiments vers le large.

Validation sur des situations réalistes

Une confrontation à des mesures sur des situations réalistes a donc été la suite logique du travail. Ces mesures ont également servi à calibrer certains paramètres du modèle. Le choix des situations a été dicté par la disponibilité d'observations pendant des évènements de tempête. Ainsi, nous avons retenu trois zones :

1. le Golfe d'Aigues-Mortes dans lequel nous avions réalisé des campagnes de mesure en mer et installé des instruments fixes en plusieurs profondeurs,
2. le long de la côte rectiligne du Roussillon, sur la zone pré-littorale de la Têt, où une campagne de mesure avait permis de documenter une tempête hivernale [*Guillén et al.*, 2006],
3. sur la plage de Sète instrumentée pendant la période hivernale de 2008-2009.

Ces trois situations ont des échelles différentes : les deux premières avec leurs mesures comprises entre 11 m à 65 m de fond, font le lien entre l'échelle côtière et l'échelle littorale, alors que la troisième est axée sur le littoral. Ainsi, les trois simulations ont permis de valider et d'améliorer la calibration de notre plateforme de modélisation, dans un contexte réaliste, à toutes les échelles. Par ailleurs, la multiplicité des cas (en terme de forçage, de bathymétrie, et d'échelle) en a assuré sa robustesse.

La **première étude** s'est focalisée sur le rôle joué par les vagues sur la circulation pendant trois tempêtes dans le Golfe d'Aigues-Mortes entre 2007 et 2009. Pendant celles-ci, l'action des vagues s'est étendue dans les zones ayant une bathymétrie au maximum égale à 30 m. En provenance du Sud-Est, les vagues créent une dérive littorale ce qui a pour effet de renforcer le jet côtier, généré par le vent et dirigé vers le Sud-Ouest, et de la confiner vers la côte. Lorsqu'elles arrivent du Sud-Sud-Est ou bien du Sud, et en fonction de l'angle d'orientation de la côte, la dérive peut être dirigée vers le Nord-Est et agir tel un frein sur le jet côtier dans la zone littorale. Deux jeux de données collectées par notre équipe ont été comparés aux simulations. Le premier documentait la tempête de février 2007, mais l'instrument, placé trop au large (sous 65 m de fond), n'a pas permis de caractériser l'effet des vagues. Une sous-estimation du courant simulé a également été notée, qui semble très probablement liée à une sous-estimation de la tension du vent pendant cette tempête. La tempête de novembre 2008 a bien été reproduite par le modèle, mais son caractère un peu particulier (des vagues provenant dans un premier temps du Sud-Sud-Est puis d'Est-Sud-Est, induisant une dérive vers le Nord-Est puis vers le Sud-Ouest) n'en fait pas un cas très convaincant. En effet, les deux dérives de sens inverse, générées par les deux trains de vagues, se sont superposées et ont vu leurs effets s'annuler à l'apex de la tempête. Cette première étude « réaliste », avec ses mesures éparses, n'a donc pas permis de valider notre modèle à l'échelle pré-littorale. C'est pourquoi une autre situation sur une zone et à une période différente, a été étudiée.

La **seconde confrontation** s'est donc faite sur la zone pré-littorale de la Têt pendant la tempête de février 2004. Cette tempête était documentée par des mesures collectées par le laboratoire CEFREM de l'Université Perpignan-Via Domitia. Des grilles avec des mailles de taille variable ont été utilisées afin d'avoir un downscaling plus progressif et de gagner en puissance de calcul. Trois jeux de mesures de courant et vague à différentes profondeurs ont été utilisés. Ils ont permis d'attester que le modèle reproduisait bien la dérive littorale

mesurée vers le nord lorsque les vagues arrivent obliquement par rapport à la côte, et les courants sagittaux, lorsque les vagues sont frontales. Les ordres de grandeur des courants sont respectés. En dehors des 15 premiers mètres de profondeur, le courant est dirigé vers le Sud, comme la circulation à l'échelle régionale. Une sous-estimation des courants simulés y est notée, probablement liée là aussi à une sous-estimation de la tension du vent.

La **troisième zone** d'application du modèle est cette fois-ci strictement littorale, et concerne une plage à barres parallèles. Cette étude complète donc les cas académiques puisqu'en assemblant les différents cas, tous les types de plages présentes en Languedoc-Roussillon ont plus ou moins été abordés. Un jeu important de mesures pendant l'hiver 2008-2009 a été obtenu par les laboratoires Images de l'Université Perpignan-Via Domitia et Géosciences Montpellier et a permis de montrer que la confrontation avec le modèle sur des cas réalistes est beaucoup plus difficile que dans les cas académiques où la houle est le seul forçage. En effet, les mesures ont montré que le comportement hydrodynamique était extrêmement variable suivant les tempêtes, ou pendant une même tempête, que ce soit au niveau de la position de la dérive littorale, ou encore des profils de courants. Le modèle a ainsi beaucoup de difficulté à représenter cette variabilité.

Ces applications sur des épisodes réalistes, ont montré que le modèle de vague reproduisait bien les caractéristiques des vagues, malgré une légère sous-estimation du maximum des vagues pendant les tempêtes, probablement liée à une sous-estimation des effets du vent. De plus, les courants en zone littorale (courant sagittaux et la dérive) sont plus ou moins bien reproduits suivant les cas.

Cependant, certains défauts ont été notés, à savoir que :

- les courants, hors de la zone littorale en zone côtière, sont sous-estimés pendant deux tempêtes, probablement à cause d'une sous-estimation de la tension du vent.
- l'imbrication de grilles dans le modèle de circulation entraîne des effets de bords. Des grilles à mailles variables avec un raffinement sur les zones d'étude sont nécessaires pour passer de la zone de surf à la zone côtière.
- pour le cas de la plage à double barres, le modèle semble avoir beaucoup de difficulté à reproduire correctement la dérive dans la fosse interne. De plus, les courants entre les deux barres, ou même dans la fosse interne, diffèrent selon les tempêtes, et même pendant une même tempête, et cette variabilité est extrêmement difficile à reproduire. Sans doute faudrait-il connaître la variabilité des forçages à plus haute résolution spatiale et temporelle. Il est également possible que certains processus négligés ici jouent un rôle important, comme le sable en suspension qui modifie la turbulence, ou la modification du fond induit par les forts courants qui nécessiterait le couplage avec un modèle morphodynamique, autant de processus, ayant chacun un rôle différent et rendant la réponse complexe. Une bonne précision, et paramétrisation de chaque phénomène est requise.

L'hydrodynamique en zone littorale et côtière, pendant les tempêtes marines

Ces simulations ont ainsi permis de caractériser l'hydrodynamique en zone littorale et côtière en diverses régions du Golfe du Lion, pendant des évènements extrêmes. A l'échelle littorale, les vagues sont le forçage dominant. En fonction de la morphologie des plages et

de leur angle d'incidence, elles peuvent induire des dérives littorales ou bien des courants sagittaux. Des courants de retour près du fond ont également été mesurés et modélisés, mais leurs caractéristiques et leurs présences sont variables et sont aussi liées à d'autres facteurs externes. Le vent et la circulation à grande échelle ont une influence relativement faible sur ces courants. A l'échelle côtière, au niveau du Golfe d'Aigues-Mortes en particulier, l'action des vagues est plus ou moins restreinte à la zone dont la bathymétrie est inférieure à 30 mètres. Elles génèrent une dérive littorale dans le même sens ou dans le sens inverse au jet côtier induit par le vent, suivant l'angle d'incidence des vagues, et l'orientation de la côte. Elles ont également confiné vers la côte le jet côtier. Au large de la zone des 30 mètres de fond, nos mesures et simulations ont souligné que le courant n'était que faiblement (voire plus du tout) influencé par les vagues, mais largement contraint par les forçages atmosphériques et la circulation à grande échelle. Enfin, le rôle des vagues sur l'élévation de la surface libre dans la zone pré-littorale n'est pas encore bien défini, et plus de mesures sont nécessaires pour pouvoir aller plus loin dans la réflexion.

Bilan

La plateforme de modélisation mise en oeuvre améliore la représentation des courants en zone littorale et côtière, et permet donc de représenter la circulation dans une vaste gamme d'échelles. Ce modèle constitue une réelle évolution aux modèles de circulation existants grâce à son caractère tridimensionnel, ses échelles d'applications et ses forçages pris en compte. En effet, pendant la dernière décennie les théories 3D utilisées pour le forçage des vagues sur le courant étaient surtout basées sur des formulations en tensions de radiation. Depuis la remise en cause de ces termes par *Ardhuin et al.* [2008], la communauté s'est alors tournée vers de nouvelles théories comme celles de *McWilliams et al.* [2004]; *Ardhuin et al.* [2008b]. Cette nouvelle décennie semble s'orienter vers l'utilisation et la mise en oeuvre de ces théories. Les premières applications se sont surtout concentrées sur des cas académiques [e.g., *Rascle*, 2007; *Bennis et al.*, 2011] et souvent dans des conditions adiabatiques. En introduisant des paramétrisations non adiabatiques (comme le déferlement, l'effet des vagues sur le mélange ...), quelques études ont pu être réalisées sur des cas réalistes, mais elles sont restées en général très littorales [e.g., *Uchiyama et al.*, 2010]. Dans le contexte international, la plateforme de modélisation développée dans cette thèse est donc l'une des rares utilisées sur des cas réalistes et surtout aux échelles côtières. Elle s'intègre dans cette volonté de faire évoluer les modèles vers des cas réalistes et globaux.

Perspectives

Améliorer le réalisme du modèle

Bien que les résultats obtenus au cours de cette thèse sont encourageants et prometteurs pour la suite, le modèle doit encore être amélioré notamment au niveau des paramétrisations du mélange vertical, et ceci pourra être fait grâce à un travail de confrontation à de nouveaux jeux de données. Pour cela, des campagnes de mesures in-situ supplémentaires sont nécessaires. Pour le Golfe d'Aigues-Mortes par exemple, des transects côte-large de mesures de vague et courant, sur plusieurs radiales perpendiculaires à la côte sur une longue période de temps et aux deux échelles spatiales sont requis afin de pouvoir mener à bien

ce travail. Les mesures doivent également être des mesures météorologiques et d'élévation de la surface libre. Le modèle peut d'ailleurs être utilisé pour déterminer les zones clés à instrumenter. Il constitue donc un outil préliminaire de stratégie d'observations.

Dans les simulations à l'échelle pré-littorale, que ce soit sur le plateau du Golfe d'Aigues-Mortes ou de la Têt, nous avions noté que les courants étaient systématiquement sous-estimés pendant les épisodes de tempête, et cette sous-estimation était imputée à une mauvaise représentation des effets du vent, soit à cause d'une sous-estimation de la vitesse du vent, soit à cause d'un calcul de sa tension non adapté aux mers agitées. Il convient donc de s'intéresser par la suite aux paramétrisations de calcul de rugosité de surface prenant en compte l'état de la mer (e.g. [*Taylor and Yelland*, 2000]). On pourrait même envisager un couplage « two-way » des modèles atmosphériques aux modèles de vagues, à la manière de la plateforme de modélisation COAWST (Coupled Ocean-Atmosphere-Wave-Sediment Transport Modeling System) [*Warner et al.*, 2010].

Les simulations sur la région de la Têt, mais également aux échelles littorales sur la plage de Sète ont montré l'intêret d'utiliser des grilles à tailles de maille variables afin de : 1) s'affranchir de possibles effets de bord, 2) gagner en puissance de calcul et 3) obtenir un raffinement de maillage très précis dans la zone ciblée. A l'avenir, pour l'étude de phénomènes hydrodynamiques à l'échelle littorale, on conseillera d'essayer dans la mesure du possible d'utiliser ce type de grille. L'effort fourni dans la construction de la grille est vite rentabilisé en terme de temps de calcul. Les modèles de génération et propagation de vagues sont aujourd'hui presque tous adaptés aux grilles non structurées. Le modèle de circulation SYMPHONIE a une alternative au maillage non structuré en proposant les maillages curvilinéaires. Cependant pour des zones à la topographie complexe, il peut être plus intéressant d'utiliser des grilles non structurées. La thèse de Clément Mayet au LEGOS débutée fin 2010, a ainsi pour objectif de coupler le modèle 2DH non structuré TUGO aux modèles de propagation des vagues.

Enfin, nous avions noté dans la simulation académique sur la plage barre/chenal que les courants sagittaux avaient pour effet de bloquer les vagues, et l'utilisation de la rétroaction courant sur houle permettait une diminution de l'intensité vers le large de ces mêmes courants. Pour des rivages où sont présentes des barres sableuses (en Aquitaine ou en Roussillon par exemple), il pourrait être intéressant d'inclure cette rétroaction.

Vers de nouvelles applications

Une des évolutions possibles de ce modèle consiste à ajouter le module de transport sédimentaire développé par *Ulses* [2005], complété par un modèle morphodynamique comme celui de [*Bruneau*, 2009]. Le travail visant à caractériser le transport sédimentaire pendant des périodes de tempêtes a déjà été bien amorçé, notamment dans le Golfe d'Aigues-Mortes, avec la création d'une carte granulométrique multi-classes à partir de relevés à la benne Ponar pendant les campagnes Hygam, et le calcul des tensions de cisaillement liés à l'action conjuguée du courant et des vagues. Par ailleurs, la représentation du courant de fond dans le modèle de courant est un sérieux atout puisque c'est par ce courant que les sédiments sont advectés. In fine, complété par de tels modules, le modèle pourra déterminer le devenir des sédiments de la plage jusqu'au large mais également prédire l'évolution morphologique

des plages et barres sableuses, du linéaire côtier, et du golfe pendant des évènements plus intenses, des tempêtes décennales et centennales. Un tel modèle sera un outil utile pour les gestionnaires du littoral. Ainsi, notre équipe a initié le projet REPBAM (REchargements et Panaches sédimentaires dans la Baie d'Aigues-Mortes) avec la DRE du Languedoc-Roussillon et la société CREOCEAN pour répondre aux préoccupations de gestion des plages rechargées en sable entre Palavas et Le Grau du Roi au début de 2008. Grâce à des suivis réguliers bathymétriques et notre modèle numérique, nous devrions pouvoir déterminer l'évolution et le devenir du stock sableux rechargé. Le second objectif de ce projet vise à caractériser la mise en suspension et la turbidité de la zone côtière pendant les tempêtes et la répercussion sur les herbiers de Posidonies. Ces habitats benthiques sont des écosystèmes très productifs, dont la principale cause de dégradation est une réduction de la clarté de l'eau. Ils sont également connus pour être un atténuateur naturel de l'impact des forçages (houle et courant) sur le fond. Mesures et modèle permettront de quantifier son action.

Le modèle pourrait également servir à répondre à des problématiques scientifiques concernant la production primaire pélagique. Avec l'action des vagues, la resuspension des sédiments et la turbidité sont accrues, associées à des phénomènes de relargage de matière organique ou inorganique dans la colonne d'eau. Ce relargage joue sur la production primaire, modifie l'export de carbone et le transport sédimentaire en produisant des agrégats associant matériel minéral et organique. Un couplage avec un module biogéochimique [e.g. *Auger et al.*, 2010] permettrait ainsi d'avoir une meilleure modélisation des cycles biologiques en zone côtière. Dans les années à venir, dans le cadre de l'OSU (Observatoire des Sciences de l'Univers) de Montpellier et du programme MerMex, l'Observatoire Marin de Sète utilisera un tel outil pour simuler les échanges biogéochimiques entre la lagune de Thau et la mer ouverte. Ces échanges sont régulés par les différences de niveau entre la mer et la lagune. Cette différence est liée entre autres, à la surcote induite par la houle [*Leredde*, 2011]. Deux stations instrumentées, l'une dans la lagune et l'autre en mer permettront de calibrer et valider ces simulations. Un nouveau sujet de thèse pourrait ainsi être lancé en 2012, associant les compétences des laboratoires Géosciences et ECOSYM de Montpellier.

Une application également intéressante à ce travail de thèse et qui ne nécessite pas de développement supplémentaire, concerne le suivi de particules, que ce soit de particules radioactives, de contaminants microbiens ou de polluants chimiques. Or pour ce type d'étude, même au large, il est nécessaire de correctement simuler la dérive induite par les vagues, qui représente jusqu'à 30% de la dérive à 1 m sous la surface. Nous utilisons déjà notre modèle dans le cadre du projet MICROGAM dont les objectifs sont de déterminer et quantifier la diffusion des contaminations microbiennes dans le Golfe d'Aigues-Mortes à partir des flux entrants et suivants divers scénarii de conditions météorologiques caractéristiques, via un couplage du modèle hydrodynamique au modèle biologique de survie d'E. Coli (un indicateur de contamination fécale), et des mesures in-situ. Des études sont également en cours sur l'influence des vagues dans le suivi des contaminants radioactifs issus de la centrale nucléaire de Fukushima au Japon dont l'équipe Sirocco a la charge, suite à la requête de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique.

On espère ainsi que l'outil développé au cours de cette thèse permettra d'apporter un éclairage nouveau sur la compréhension des risques littoraux naturels et anthropiques, en vue d'une meilleure gestion de ceux-ci.

Table des figures

1 Le Golfe du Lion, sa bathymétrie (en m) (issu de *Berné et al.* [2002]) et les zones ateliers. 20
2 Le lido du Golfe d'Aigues-Mortes. Source : EID Méditerranée 21
3 (a) : Exemple de plages en accrétion (l'Espiguette) et en érosion (Carnon) et (b) : Vue aérienne du Grau du Prévot à Palavas les flots, les digues et les brise lames piègent le sable en face des constructions et accélèrent l'érosion sur la portion de plage moins urbanisée. Crédit Photo : EID Méditerranée. . 22
4 Valras (Hérault) menacée par la mer en décembre 2003 (photo DRE) 22
5 Problématique de la thèse 23

I.1 Les différentes échelles : (a) l'échelle littorale et son découpage en 3 zones : la zone de levée, la zone de surf et la zone de swash et (b) découpage de l'océan en quatre régions : la zone littorale, la zone pré-littorale, la zone côtière et la zone hauturière. 28
I.2 Types d'ondes de surface, montrant la relation entre les fréquences, la cause de leur génération et la quantité relative d'énergie de chaque type. Adapté de la figure 1.2 de « Waves, Tides and Shallow-water processes », The Open University [*Brown et al.*, 1999]. 29
I.3 Génération des vagues selon le modèle de *Jeffreys* [1924]. Inspiré de la figure 1.3 de « Waves, Tides and Shallow-water processes », The Open University. Les lignes grises indiquent le mouvement de l'air, les flèches noires sont les mouvements de l'eau. La face arrière de la vague subit une plus forte pression de l'air que la face avant. Des tourbillons d'air se forment devant chaque vague entrainant des excès ou des déficiences de pression (p+ ou p- dans la figure), et la différence de pression sont responsables du mouvement de la vague. . . 30
I.4 Génération des vagues selon les théories de *Phillips* [1957] et *Miles* [1957]. Issu de la thèse de *Denamiel* [2006] 31
I.5 Définition des grandeurs utilisées pour des vagues périodiques 32
I.6 Les différents types de déferlement. Source : http ://beachsafe.org.au/ 34
I.7 Modifications subies par les vagues à l'approche de la côte 35
I.8 Impact de la dérive sur le transport sédimentaire au niveau de structures offshores telles que des digues (A.), ou des ports (B., Pointe de l'Espiguette) (Source : EID Méditerranée.) 36
I.9 Dérive littorale et courant sagittal (ou courant de baïne) (Source : Comet Program) 38

I.10 Représentation des variations de pression liées aux vagues : explication physique de la notion de tension de radiation. u est la vitesse orbitale des vagues, ρu^2 le flux de moment lié à la présence des vagues, p la pression en présence de vagues et p_0 la pression au repos. D'après *Longuet-Higgins and Stewart* [1964] 41
I.11 Schéma adapté de *Ardhuin* [2005] expliquant ce qu'est la moyenne Lagrangienne généralisée (GLM). Il s'agit au point x d'une moyenne sur les valeurs du champ en $x + \eta$. La position de la surface est figurée par le trait plein épais et les déplacements η de la surface sont symbolisés par les barres grises [*Ardhuin*, 2005]. 45
I.12 Circulations de Langmuir. Tiré de *Smith* [2001]. 48
I.13 Dérive de Stokes et trajectoire des particules. Source : http ://www.shom.fr/ 49
I.14 Equilibre de la force de Hasselmann avec la force de Coriolis. Schéma issu de la thèse et soutenance de N. Rascle (2007) 50
I.15 Approximation géométrique du rouleau par *Svendsen* [1984] : (a) roller d'une vague dans la zone de surf, (b) l'approximation du profil des vitesses horizontales. A étant l'aire du rouleau 51
I.16 Images d'un rouleau enregistrées par *Govender et al.* [2002] 51
I.17 Répartition des vitesses dans une vague pendant le déferlement [*Govender et al.*, 2002] 52

II.1 Schéma de la grille C dans la direction Ox. Les triangles indiquent les positions des vitesses horizontales et les cercles celles des traceurs, de la pression de surface, la bathymétrie, les vitesses verticales et les variables relatives à l'énergie cinétique turbulente. Issu de *Marsaleix et al.* [2008] 61
II.2 Schéma de la grille C dans la direction verticale Oz. Les losanges indiquent la position des vitesses horizontales et des traceurs, tandis que les carrés indiquent celles des vitesses verticales et les variables relatives à l'énergie cinétique turbulente. Issu de *Marsaleix et al.* [2008] 61

III.1 Cartographie des barres sédimentaires d'avant côte dans le Languedoc-Roussillon. D'après *Certain* [2002] 76
III.2 Bathymétrie de la plage du cas test 1 78
III.3 Hauteur significative (bleu) et taux de dissipation $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ (vert) 79
III.4 Elévation de la surface libre (m) (a), vitesse eulérienne (m/s) barotrope cross-shore (b) et longshore (c) (adapté de *Uchiyama et al.* [2010]), suivant la distance cross-shore x(m). Les résultats de SYMPHONIE sont représentés par une ligne discontinue rouge, tandis que ceux de ROMS sont en noir. La côte est à droite. 80
III.5 Comparaison des profils verticaux des vitesses eulériennes (cross-shore et alongshore) dans SYMPHONIE (à gauche) et dans ROMS avec le run b (à droite)(d'après *Uchiyama et al.* [2010]) 81
III.6 Valeurs moyennées sur la verticale des forçages induits par la houle dans l'équation des moments cross-shore (haut) et longshore (bas) : le moment induit par le déferlement des vagues T_s (en bleu), la force de Vortex (rouge) et la surpression $-\nabla$ J (en vert) 83

III.7 Profil vertical de la composante cross-shore (en haut) et longshore (en bas) de la force de Vortex . . . 84
III.8 Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils des vitesses cross-shores (bas) en utilisant Cd=0.0015, z0=1 cm et z0=1 mm, suivant une direction cross-shore . . . 86
III.9 Hauteur significative (m) (en bleu), taux de dissipation par déferlement $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ (en trait continu vert) et taux de dissipation par friction sur le fond $\frac{\epsilon^{wd}}{\rho}$ ($m^3 s^{-3}$) (en tiret vert), suivant une direction cross-shore . . . 87
III.10 Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils des vitesses cross-shores (bas) en ajoutant le streaming suivant une direction cross-shore . . . 88
III.11 Comparaison des profils de K_z suivant une direction cross-shore en utilisant la paramétrisation de *Gaspar et al.* [1990] et *Craig and Banner* [1994] . . . 89
III.12 Comparaison des vitesses longshores intégrées sur la verticale suivant une direction cross-shore en utilisant la paramétrisation de *Gaspar et al.* [1990] et *Craig and Banner* [1994], et en faisant varier la longueur de rugosité z_{surf} (0.015 m,$0.8H_s$, et $2.4H_s$) . . . 90
III.13 Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils cross-shores (milieu) et du mélange vertical turbulent (bas) suivant une direction cross-shore avec et sans la paramétrisation de *Soulsby* [1995] . . . 91
III.14 Modification du taux de dissipation des vagues lié au déferlement par l'ajout de l'effet des rouleaux . . . 92
III.15 Comparaison de l'élévation de la surface libre suivant une direction cross-shore sans (bleu) et avec les rouleaux (avec $\alpha = 0.5$ en rouge et $\alpha = 1$ en noir) . . . 93
III.16 Comparaison des vitesses longshores barotropes (haut) et des profils cross-shores (bas) suivant une direction cross-shore, sans (bleu) et avec les rouleaux (avec $\alpha = 0.5$ en rouge et $\alpha = 1$ en noir) . . . 93
III.17 Comparaison des surfaces libres suivant une direction cross-shore. En noir : approche vortex, en cyan : SY-Mellor, en rouge : SY-int, en vert : SY-exp. . . . 95
III.18 Comparaison des vitesses longshores eulériennes barotropes, suivant une direction cross-shore. En noir : approche vortex, en cyan : SY-Mellor, en rouge : SY-int, en vert : SY-exp. . . . 95
III.19 Comparaison des profils verticaux des vitesses eulériennes, suivant une direction cross-shore. En noir : approche vortex, en cyan : SY-Mellor, en rouge : SY-int, en vert : SY-exp. En haut, les vitesses cross-shores, et en bas vitesses alongshores. . . . 96
III.21 Elevation de la surface libre dans SYMPHONIE et dans SHORECIRC . . . 98
III.20 Hauteur significative et taux de dissipation par déferlement $\frac{\epsilon^b}{\rho}$ d'une vague monochromatique simulée par REF/DIF . . . 98
III.22 Vitesse eulérienne dans SYMPHONIE et SHORECIRC suivant une direction cross-shore. En haut, les vitesses cross-shores, et en bas vitesses longshores. . . 99

III.23 Comparaison des profils verticaux des vitesses suivant une direction cross-shore. En rouge : SYMPHONIE, en bleu : SHORECIRC. En haut, les vitesses cross-shores, et en bas, vitesses alongshores. 99
III.24 Bathymétrie de la plage 101
III.25 Hauteur de la houle (a) mesurée et simulée par SWAN, REF/DIF et surface libre (b) simulée par SYMPHONIE et SHORECIRC 102
III.26 Comparaison des vitesses eulériennes (en m.s^{-1}) de SHORECIRC (bleu) et SYMPHONIE (rouge), avec les données (o). 103
III.27 Comparaison entre SHORECIRC (bleu) et SYMPHONIE (rouge) des profils verticaux des vitesses cross-shores et avec les mesures (en bas) extraites de *Svendsen et al.* [2003] 104
III.28 Bathymétrie de la plage barre/chenal de *Haller et al.* [2002] 105
III.29 Hauteur significative (haut) et élévation de la surface (bas) sur une coupe cross-shore de la plage au niveau de la barre centrale en y=9.2 m (ligne continue) et dans le chenal en y=4.6 m (ligne discontinue). La côte est à droite.106
III.30 Comparaison du courant eulérien mesuré par *Haller et al.* [2002] (a), aux simulations numériques de SHORECIRC (b) [*Haas et al.*, 2003] et SYMPHONIE (c) 108
III.31 Profils verticaux des vitesses cross-shores sur la barre centrale (haut) et au niveau d'un chenal (bas) 109
III.32 (a) Schéma tiré de *Bruneau* [2009] illustrant la génération d'une circulation bipolaire induite par le déferlement de vagues au dessus d'un système de barres/chenaux. En gris la représentation des barres sableuses. Les cercles et flèches noirs montrent les circulations engendrées. (b) Schéma conceptuel des courants moyens induits par les vagues au dessus d'un système barre/chenal ; extrait de *Haas et al.* [2003] 110
III.33 Vecteur de dissipation surfacique $\vec{\tau_{wo}}$ (a), force liée à la modulation de la pression induite par la houle $-\nabla J$ (b) et force barotrope de vortex (c) 111
III.34 Modification du taux de dissipation des vagues lié au déferlement par l'ajout de l'effet des rouleaux au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas) . . . 112
III.35 Comparaison de l'élévation de la surface libre suivant une direction cross-shore sans (bleu) et avec les rouleaux (avec $\alpha = 0.5$ en rouge et $\alpha = 1$ en noir) au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas) 113
III.36 Comparaison des courants barotropes (en m.s^{-1}) lorsque la prise en compte du roller a été exclue (a), ajoutée avec α=0.5 (b) et α=1 (c) 113
III.37 Comparaison de la hauteur significative des vagues (en m) avec (b) ou sans (a) l'effet des courants sur les vagues 114
III.38 Comparaison de la hauteur significative des vagues (en m) au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas) avec ou sans CEW (Effet des courants sur les vagues) 115
III.39 Modification du taux de dissipation des vagues (en $m^3.s^{-3}$) lié au déferlement par l'ajout des effets des courants sur les vagues (CEW), au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas) 115
III.40 Comparaison de l'élévation de la surface libre (en m) suivant une direction cross-shore avec ou sans CEW (Effet des courants sur les vagues) au niveau d'une barre (haut) et d'un chenal (bas) 116

III.41 Comparaison des courants barotropes (en m.s^{-1}) avec (b) ou sans (a) l'effet des courants sur les vagues 117

IV.1 Circulation dans le Golfe du Lion (d'après *Millot* [1990], et adapté par *Dufois* [2008])(a) et Bathymétrie du Golfe d'Aigues-Mortes (b) 123
IV.2 Le domaine grande emprise MEDOC, le domaine intermédiaire GDL et le domaine petite emprise GAM, ainsi que les lieux de l'ADCP, les bouées, les stations météo et les stations hydrodynamiques pendant la campagne HYGAM08 125
IV.3 Les différentes instruments et techniques de mesures en mer : pose d'un ADCP pour une période longue au fond de la mer (a), mesure granulométrique du fond via une benne Ponar (b) et navire Tethys II servant aux campagnes en mer (c) 126
IV.4 Comparaison de l'intensité et la direction du vent à Sète (a) et la Grande-Motte (b) entre le modèle et les données 130
IV.5 Comparaison des paramètres de vagues à Sète (a) et l'Espiguette (b) entre les modèles WW3 2.22 sur la grille GDL, et SWAN sur la grille GAM, et les données 131
IV.6 Comparaison des paramètres de vagues à l'ADCP entre les modèles et les données 132
IV.7 Comparaison des paramètres de vagues à Sète (a) et l'Espiguette (b) entre les modèles WW3 2.22 et WW3 4.04 sur la grille GDL, et SWAN et WW3 4.04 sur la grille GAM, et les données, pendant la tempête du 1er novembre 2008 134
IV.8 Comparaison des paramètres de vagues à l'adcp entre les modèles WW3 2.22 et WW3 4.04 sur la grille GDL, et SWAN et WW3 4.04 sur la grille GAM, et les données, pendant la tempête du 1er novembre 2008 135
IV.9 Comparaison de la hauteur significative de la houle (en m) simulée par WW3 dans le Golfe d'Aigues-Mortes, sur la grille MEDOC (a), la grille GDL (b) et la grille GAM (c), le 02/11/08 à 12h 137
IV.10 Vent et vagues à Sète entre 2007 et 2009 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) et simulées (bleu) 140
IV.11 Rose du vent à Sète (a) et à la Grande-Motte (b) entre 2007 et 2009 141
IV.12 Rose des vagues pour la hauteur significative à Sète (a) et à l'Espiguette (b) entre 2007 et 2009 142
IV.13 Rose des vagues pour la période de pic à Sète (a) et à l'Espiguette (b) entre 2007 et 2009 142
IV.14 Histogramme de la hauteur significative (a) et de la période de pic (b), à Sète et l'Espiguette entre 2007 et 2009 143
IV.15 Vent et vagues à Sète pendant la tempête de novembre 2008 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) et simulées (bleu) 147
IV.16 Carte de la hauteur significative des vagues (en m) simulées au premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h dans le GDL (a) et le GAM (b). Les flèches représentent la vitesse de Stokes indiquant ainsi la direction de propagation des vagues. 148

IV.17 Carte de la hauteur significative des vagues (en m) simulées au second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h dans le GDL (a) et le GAM (b). Les flèches représentent la vitesse de Stokes indiquant ainsi la direction de propagation des vagues. 148
IV.18 Carte des courants simulés près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) au premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h 149
IV.19 Carte des courants simulés près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h 149
IV.20 Coupe de la vitesse cross-shore le long de la longitude 3°55′E avec une simulation sans vague (a) et avec (b) au premier pic de la tempête, le 1er novembre 2008 à 8h 150
IV.21 Courant barotrope (en m.s^{-1}) entre les deux pics de la tempête, le 2 novembre 2008 à 5h 150
IV.22 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h 151
IV.23 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h 151
IV.24 Elévation de la surface libre (en m) dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) pendant le second pic de la tempête, le 2 novembre 2008 à 15h 152
IV.25 Comparaison des intensités des courants (en m.s^{-1}) mesurés (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge), près de la surface (gauche) et du fond (droite), pendant la tempête de novembre 2008 153
IV.26 Comparaison des séries temporelles sur différentes profondeurs des vitesses et directions des courants (en m.s^{-1}) mesurés (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge), pendant la tempête de novembre 2008. Un trait vertical vers le haut (respectivement vers la droite) représente un courant dirigé vers le Nord (respectivement vers l'Est). L'échelle des traits est représentée en haut à gauche de la figure. 154
IV.27 Comparaison du niveau moyen mesuré (noir) avec celui du modèle sans forçage par les vagues (rouge), et avec le forçage (bleu), pendant la tempête de novembre 2008 155
IV.28 Vent et vagues à Sète pendant la tempête de février 2007 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) ou simulées (bleu) 156
IV.29 Vagues à l'ADCP Bessète (65 m) : hauteur significative, période et direction des vagues mesurées (rouge) ou simulées (bleu) 157
IV.30 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête le 18 février 2007 à 8h 158
IV.31 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête le 18 février 2007 à 8h 158

IV.32 Elévation de la surface libre (en m) dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) le 18 février 2007 à 8h . . . 159
IV.33 Comparaison des intensités des courants mesurés (en m.s^{-1}) (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge), près de la surface (gauche) et du fond (droite) pendant la tempête de février 2007 . . . 160
IV.34 Comparaison des courants mesurés à Bessète (en m.s^{-1}) (noir) aux simulés avec (bleu) et sans forçage par les vagues (rouge) pendant la tempête de février 2007 . . . 161
IV.35 Comparaison du niveau moyen mesuré (en m) (noir) avec celui fourni par le modèle sans forçage par les vagues (rouge), et avec le forçage (bleu) pendant la tempête de février 2007 . . . 162
IV.36 Elévation de la surface libre (en m) dans le GAM avec une simulation où la vitesse du vent a été multipliée par 1.5 . . . 162
IV.37 Comparaison des intensités des courants mesurés (en m.s^{-1}) (noir) aux simulés avec l'intensité du forçage par le vent multipliée par 1.5 (cyan), près de la surface (gauche) et du fond (droite) . . . 163
IV.38 Intensité (palette) et direction (flèche) du vent dans le GDL le 18 février 2007 à 3h. . . . 163
IV.39 Mesure du vent par le satellite Quickscat le 18/02 à 5h18. Les mesures en noires sont des mesures incertaines. . . . 165
IV.40 Vent et vagues à Sète pendant la tempête de janvier 2008 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées (rouge) ou simulées (bleu) . . . 166
IV.41 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GDL avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête, le 3 janvier 2008 à 22h . . . 166
IV.42 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près de la surface dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête, le 3 janvier 2008 à 22h . . . 167
IV.43 Carte des courants simulés (en m.s^{-1}) près du fond dans le GAM avec une simulation sans vague (a) et avec (b) à l'apex de la tempête, le 3 janvier 2008 à 22h . . . 167
IV.44 Tension de cisaillement par les courants seuls (a) et par les vagues seules (b) (en $N.m^{-2}$) . . . 169
IV.45 Tensions de cisaillement moyenne et maximale (en $N.m^{-2}$) sous l'effet conjugué des vagues et des courants . . . 169
IV.46 Médiane granulométrique dans le GAM . . . 171
IV.47 Proportion d'argiles et silts (a), sables fins (b) et sables grossiers (c) dans le GAM . . . 172

V.1 Recirculation du courant généré par des effets de bord. . . . 210

VI.1 Les grilles de calcul utilisées par le modèle de vague et le modèle de courant et la bathymétrie (m) de la grille SETE10M. Les positions des instruments sont indiquées par des carrés roses, les barres sédimentaires par des traits pointillés. . . . 214

VI.2 Le lido entre Sète et Marseillan (34) (source : http ://www.tropheesaintclair.com/) . . . 215
VI.3 Profil de la plage et positions des instruments. Tiré de *Robin* [2011] . . . 216
VI.4 Vent et vague pendant la campagne Sete'09 : Intensité du vent (a), direction du vent (b), H_s (c), T (d) et direction des vagues (e) mesurées aux quatre instruments. . . . 217
VI.5 Comparaison simulation/mesure à la station 4 des paramètres des vagues (H_s (en haut), direction (au milieu) et période (en bas)) pendant toute la durée de la campagne. En rouge les données, en bleu la simulation à l'echelle SETE et en noir à l'échelle ZOOM SETE. . . . 219
VI.6 Hauteur des vagues et position des bursts (en trait continu, la simulation et en tiret, les données) pendant la tempête de décembre . . . 221
VI.7 Comparaison mesure/simulation des courants en S1 (a) et S2 (b) pendant la tempête de décembre. En noir, les mesures et en bleu, les simulations. . . . 222
VI.8 Comparaison mesure/simulation des courants (en $m.s^{-1}$) en S3 (a) et S4 (b) pendant la tempête de décembre. En noir, les mesures et en bleu, les simulations. . . . 223
VI.9 Intensité du courant (en $m.s^{-1}$) en surface (à gauche) et au fond (à droite) dans la simulation (trait bleu) et dans les mesures (croix noires) aux quatre instruments pendant la tempête de décembre . . . 224
VI.10 Courant simulé (traits continus) et observé (points) pendant la tempête de décembre : profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) (en $m.s^{-1}$) du courant en S3 (a), intensité du courant en S3 (en $m.s^{-1}$) (b) et direction du courant en S3 (en °) (c), par burst. La position des busts est précisée à la figure VI.6. Adapté de *Robin* [2011] . . . 225
VI.11 Hauteur significative des vagues et bathymétrie (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la tempête le 27 décembre 2008 à 12h. La côte est à droite. La position des instruments est repérée par les lignes verticales roses. . . . 226
VI.12 Courant en surface (à gauche) et au fond (à droite) le 27 décembre 2008 à 12h (moment où la dérive est maximale). Direction (flèches) et intensité (couleurs) en $m.s^{-1}$. . . . 227
VI.13 Coupe transversale de la vitesse cross-shore (en $m.s^{-1}$) suivant un transect côte-large, le 27 décembre 2008 à 12h (moment où la dérive est maximale). . 227
VI.14 Hauteur significative des vagues (en m) et position des bursts (en trait continu, la simulation et en tiret, les données) pendant le 1er pic de la tempête de février . . . 228
VI.15 Intensité du courant en surface (à gauche) et près du fond (à droite) dans la simulation (trait bleu) et dans les mesures (croix noires) aux quatre instruments pendant la tempête de février 2009 . . . 229
VI.16 Courant simulé (traits continus) et observé (points) pendant le 1er pic la tempête de février : profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S3 (a), profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S2 (b), intensité du courant en S3 et S2 (c) et direction du courant en S3 et S2 (d), par burst. La position des busts est précisée à la figure VI.6. Adapté de *Robin* [2011] . . . 230

VI.17 Courant en surface (a) et près du fond (b) le 1er février à 21h30 (moment où la dérive est maximale). Direction (flèches) et intensité (couleurs) en m.s^{-1}. . 231
VI.18 Comparaison mesure/simulation des courants en S1 (a) et S2 (b) pendant la tempête de février 2009. En noir, les mesures et en bleu, les simulations. . . . 232
VI.19 Comparaison mesure/simulation des courants en S3 (a) et S4 (b) pendant la tempête de février 2009. En noir, les mesures et en bleu, les simulations. . . . 233
VI.20 Hauteur significative des vagues et bathymétrie (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la tempête le 1er février 2009 à 21h30. La côte est à droite. 234
VI.21 Coupe transversale de la vitesse cross-shore (en m.s^{-1}) le long de la plage, le 1er février à 21h30 (moment où la dérive est maximale). 235
VI.22 Hauteur des vagues et position des bursts (en trait continu, la simulation et en tiret, les données) pendant le 2nd pic de la tempête de février 236
VI.23 Courant simulé (traits continus) et observé (points) pendant le 2nd pic la tempête de février : profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S3 (a), profil des vitesses longshore (noir) et cross-shore (bleu) du courant en S2 (b), intensité du courant en S3 et S2 (c) et direction du courant en S3 et S2 (d), par burst. La position des busts est précisée à la figure VI.6. Adapté de *Robin* [2011] 237
VI.24 Courant au fond (à droite) et en surface (à gauche) le 5 février à 2h00 (moment où la dérive est maximale). Direction (flèches) et intensité (couleurs) en m.s^{-1}. 238
VI.25 Hauteur significative des vagues et bathymétrie (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la tempête le 5 février 2009 à 2h00. La côte est à droite. 238
VI.26 Coupe transversale de la vitesse cross-shore quasi-eulérienne (en m.s^{-1}) le long de la plage, le 5 février à 2h00 (moment où la dérive est maximale). . . 239
VI.27 Sensibilité du courant en S3 sur la longueur de rugosité de surface, au burst 3 de la tempête de décembre 2008 (le 26 décembre à 18h15). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en m.s^{-1}). A droite, en bleu la direction du courant (en °). . . . 241
VI.28 Sensibilité du courant en S3 au profil de pénétration de la force de dissipation par déferlement, au burst 3 de la tempête de décembre 2008 (le 26 décembre à 18h15). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en m.s^{-1}). En noir, on représente les profils verticaux P1 (tiret) et P2 (tiret discontinu). A droite, en bleu la direction du courant (en °). En trait continu, la simulation de référence où la force était surfacique. 242
VI.29 Sensibilité du courant en S1 sur la longueur de rugosité au fond, au burst 4 de la tempête de février 2009 (le 1er février à 21h30). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en m.s^{-1}). A droite, en bleu la direction du courant (en °). 244

VI.30 Sensibilité du courant en S2 sur la longueur de rugosité au fond, au burst 4 de la tempête de février 2009 (le 1er février à 21h30). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en m.s^{-1}). A droite, en bleu la direction du courant (en °). 245
VI.31 Modification de la vitesse longshore en augmentant la rugosité de fond à 1 cm (b) au lieu de 0.5 mm (a) 246
VI.32 Hauteur significative des vagues (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la 1ère tempête. La côte est à droite. En rouge, avec le rouleau et en bleu, sans. 248
VI.33 Hauteur significative des vagues (a), élévation (b), taux de dissipation par déferlement (c), vitesse cross-shore (d) et longshore (e) intégrée sur la verticale, à l'apex de la 2nde tempête. La côte est à droite. En rouge, avec le rouleau et en bleu, sans. 249
VI.34 Modification de la hauteur significative des vagues avec un critère de déferlement γ=0.9. En trait continu, la simulation WW3 de référence (γ=0.78), en pointillé, les mesures, et en trait point, la simulation WW3 avec $\gamma = 0.9$. . 250
VI.35 Sensibilité du courant en S3 au vent local, au burst 3 (le 26 décembre à 18h15). A gauche, en rouge, les vitesses cross-shores, en bleu les vitesses longshores et en vert l'intensité du courant (en m.s^{-1}). A droite, en bleu la direction du courant (en °). En trait continu, la simulation de référence où la force était surfacique. 251
VI.36 Intensité du courant en surface (à gauche) et près du fond (à droite) dans la simulation de référence (trait bleu), dans la simulation avec des conditions aux frontières périodiques (rouge) et dans les mesures (croix noires) aux quatre instruments pendant la tempête de décmbre 2008 252
VI.37 Tensions de cisaillement induites par le courant seul (τ_{cs} (a)), par la houle seule (τ_{ws} (b)), la tension moyenne induite par la houle et les courants(τ_{cwmoy} (c)) et la tension maximale (τ_{cwmax} (d)) (en $N.m^{-2}$) au premier pic de la tempête de février (le 1er février à 21h30) 255
VI.38 Profils des vitesses de Stokes fréquentielles. Le profil bleu le moins cisaillé est celui pour la première fréquence et le plus cisaillé correspond à la plus haute fréquence. Le profil en rouge est celui utilisé lors du calcul classique. 309
VI.39 Profils des vitesses de Stokes à l'ADCP à l'apex de la tempête de février 2007 310

Liste des tableaux

I.1 Classification des théories suivant leur choix de variable et leur caractère ou pas tridimensionnels. Adapté de *Bennis et al.* [2011] 46
I.2 Classification des théories suivant l'approche choisie. 46

II.1 Liste des paramètres fournis par le modèle de vague nécessaires ou optionnels pour le forçage du modèle de circulation 69

III.1 Les cas tests, avec L la longueur, l la largeur, $prof$ la profondeur maximale du domaine de modélisation, H_s la hauteur significative au large, T la periode au large,θ l'angle d'incidence, $imax$ le nombre de maille dans la direction longshore, $jmax$ dans la direction cross-shore, $kmax$ le nombre de niveaux verticaux, dx et dy la taille de la maille dans la direction longshore et cross-shore 77

IV.1 Caractéristiques des trois imbrications via WW3 2.22 ou 4.04, et SWAN. $\delta_{\lambda,\theta}$ est la résolution en longitude λ et latitude θ,$N\lambda$ et $N\theta$ sont le nombre de points en λ et θ, et δ t le pas de temps 127
IV.2 Comparaison statistique des intensités et directions du vent entre le modèle et les données 129
IV.3 Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 2.22 sur la grille GDL et les données 132
IV.4 Comparaison statistique des paramètres de vague entre le modèle SWAN forcé par WW3 2.22, sur la grille GAM et les données 132
IV.5 Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 4.04 à 0.1° sur la grille MEDOC et les données 135
IV.6 Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 4.04 à 0.02° sur la grille GDL et les données 136
IV.7 Comparaison statistique des paramètres de vague entre WW3 4.04 à 0.01° sur la grille GAM et les données 136
IV.8 Comparaison statistique des paramètres de vague entre le modèle SWAN forcé par WW3 4.04, sur la grille GAM et les données 137
IV.9 Statistiques annuelles et saisonnières de la hauteur significative (en m) des vagues à Sète et l'Espiguette. JFM=janvier, février et mars. AMJ=avril, mai et juin. JAS= juillet, août et septembre. OND= octobre, novembre et décembre 144
IV.10 Statistiques annuelles et saisonnières de la période (en s) des vagues à Sète et l'Espiguette. 144
IV.11 Grilles utilisées dans le modèle de circulation pour l'étude des tempêtes de 2007 à 2009, avec imax et jmax le nombre de mailles respectivement dans les directions (Ox) et (Oy). 146
IV.12 Coefficients du modèle de *Fredsoe* [1984] 168

VI.1 Grilles de calcul utilisées pour la simulation de la campagne Sète'09, avec $N\lambda$ et $N\theta$ le nombre de points en longitude λ et latitude θ, et δt le pas de temps global 218
VI.2 Grilles utilisées dans le modèle de circulation, avec imax et jmax le nombre de mailles respectivement dans les directions (Ox) et (Oy). 220

Bibliographie

Abadie, S., R. Butel, H. Dupuis, and C. Brière, Paramètres statistiques de la houle au large de la côte sud-aquitaine, *C.R. Géoscience*, *337*, 769–776, 2005.

Agrawal, Y. C., E. A. Terray, M. A. Donelan, M. A. Hwang, A. J. Williams III, W. M. Drennan, K. K. Kahma, and K. K. Kitaigorodskii, Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves, *Nature*, *359*, 219–233, 1992.

Alves, J., and M. Banner, Performance of a saturation-based dissipation-rate source term in modelling the fetch-limited evolution of wind waves, *Journal of Physical Oceanography*, *33*, 1274–1298, 2003.

Andrews, D. G., and M. E. McIntyre, An exact theory of waves on a lagrangian mean flow, *J. Fluid Mech.*, *89*, 609–646, 1978.

André, G., P. Garreau, V. Garnier, and P. Fraunié, Modelled variability of the sea surface circulation in the north-western mediterranean sea and in the gulf of lions, *Ocean Dynamics*, *55*, 294–308, 2005.

Apotsos, A., B. Raubenheimer, S. Elgar, R. Guza, and J. Smith, Effects of wave rollers and bottom stress on wave setup, *Journal of Geophysical Research*, *112*, 2007.

Arakawa, A., and V. Lamb, Computational design of the basic dynamical processes of the ucla general circulation model, *Methods in Computional Physics*, *17*, 174–267, 1977.

Ardhuin, F., *Etat de la mer et dynamique de l'océan superficiel*, Universite de Bretagne Occidentale, 2005, hDR thesis, 294 pp.

Ardhuin, F., Etats de mer : hydrodynamique et applications, 2010.

Ardhuin, F., and N. Rascle, Etats de mer et circulation océanique en zone côtière, in *IXèmes Journées Nationales Génie Civil - Génie Côtier*, 2006, 12-14 septembre 2006, Brest.

Ardhuin, F., P. Chapron, and T. Elfouhaily, Waves and the air-sea momentum budget : Implications for ocean circulation modeling, *Journal of Physical Oceanography*, *34*, 1741–1755, 2004a.

Ardhuin, F., F. R. Martin-Lauzer, P. Chapron, F. Craneguy, F. Girard-Ardhuin, and T. Elfouhaily, Dérive a la surface de l'ocean sous l'effet des vagues, *Comptes Rendus Geosciences*, *336*, 1121–1130, 2004b.

Ardhuin, F., L. Bertotti, J. Bidlot, L. Cavaleri, V. Filipetto, J.-M. Lefevre, and P. Wittmann, Comparison of wind and wave measurements and models in the western mediterranean sea, *Ocean Engineering*, *34*, 526–541, 2007.

Ardhuin, F., A. D. Jenkins, and K. A. Belibassakis, Comments on "The Three-Dimensional current and surface wave equations", *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 1340–1350, 2008.

Ardhuin, F., L. Marié, N. Rascle, P. Forget, and A. Roland, Observation and estimation of lagrangian stokes and eulerian currents induced by wind at the sea surface, *Journal of Physical Oceanography*, *39*, 2820–2838, 2009.

Ardhuin, F., et al., Semiempirical dissipation source functions for ocean waves. part i : Definition, calibration, and validation, *Journal of Physical Oceanography*, *40*, 1917–1941, 2010.

Ardhuin, F., F. Collard, B. Chapron, P. Queffeulou, J.-F. Filipot, and M. Hamon, Spectral wave dissipation based on observations : a global validation, in *Proceedings of the chinese-german joint symposium on hydraulic and ocean engineering*, edited by Zanke, U and Roland, A and Saenger, N and Wiesemann, JU and Dahlem, G, pp. 391–400, 2008a, Chinese-German Joint Symposium on Hydraulic and Ocean Engineering, Darmstadt, GERMANY, AUG 24-30, 2008.

Ardhuin, F., N. Rascle, and K. A. Belibassakis, Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized Lagrangian mean, *Ocean Modelling*, *20*, 35–60, 2008b.

Auclair, F., P. Marsaleix, and C. Estournel, The penetration of the Northern Current over the Gulf of Lions (Mediterranean) as a downscaling problem, *Oceanologica Acta*, *24*, 529–544, 2001.

Auclair, F., P. Marsaleix, and P. De Mey, Space-time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the Gulf of Lions, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, *36*, 309–346, 2003.

Auger, P., F. Diaz, C. Ulses, C. Estournel, J. Neveux, F. Joux, M. Pujo-Pay, and N. J.J., Functioning of the planktonic ecosystem of the Rhone River plume (NW Mediterranean) during spring and its impact on the carbon export : a field data and 3-D modelling combined approach, *Biogeosciences Discuss.*, *7*, 9039–9116, 2010.

Babanin, A., and B. Haus, On the existence of water turbulence induced by non-breaking surface waves, *Journal of Physical Oceanography*, *39*, 2675–2679, 2009.

Banner, M., and W. L. Peirson, Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces, *J. Fluid Mech.*, *364*, 115–145, 1998.

Battjes, J., and J. Janssen, Energy loss and set-up due to breaking of random waves, in *Proceedings of the 16th international conference on coastal engineering*, edited by ASCE, pp. 569–587, 1978.

Bennis, A., F. Ardhuin, and F. Dumas, On the coupling of wave and three-dimensional circulation models : Choice of theoretical framework, pratical implementation and adiabatic tests, *Ocean Modelling*, *40*, 260–272, 2011.

Berné, S., et al., Carte morpho-bathymétrique du golfe du lion, notice explicative, *Institut français de recherche pour l'exploitation de la mer (IFREMER), Brest, France.*, 2002.

Bertotti, L., and L. Cavaleri, Wind and wave predictions in the adriatic sea, *Journal of Marine Systems*, *78*, 2009.

Blayo, E., and L. Debreu, Revisiting open boundary conditions from the point of view of characteristic variables, *Ocean Modelling*, *9*, 231–252, 2005.

Blumberg, A. F., and G. L. Mellor, *A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model*, Three-Dimensional Coastal ocean Models, American Geophysical Union, 1987.

Bolanos-Sanchez, R., A. Sanchez-Arcilla, and J. Cateura, Evaluation of two atmospheric models for wind-wave modelling in the nw mediterranean, *Journal of Marine Systems*, *65*, 336–353, 2007.

Bonneton, P., N. Bruneau, B. Castelle, and F. Marche, Large-scale vorticity generation due to dissipating waves in the surf zone, *Discrete and continuous dynamical systems series B*, *13*, 729–738, 2010.

Booij, N., R. C. Ris, and L. H. Holthuijsen, A third generation wave model for coastal regions, part i, model description and validation, *Journal of Geophysical Research*, *104*, 7649–7666, 1999.

Bougeault, P., and P. Lacarrere, Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Monthly Weather Review*, *117*, 1872–1890, 1989.

Bowen, A., Rip currents : 1. theoretical investigations, *Journal of Geophysical Research*, *74*, 5467–5478, 1969.

Bowen, A., I. D.L., and V. Simmons, Wave "set-down" and set-up, *Journal of Geophysical Research*, *73(8)*, 2569–2577, 1968.

Brambilla, E., F. Bouchette, G. Sylaios, N. Robin, and R. Certain, Net seaward sediment transport during storms (nests) at the beach of sète, nw mediterranean sea, *In prep.*, 2011.

Brown, E., A. Colling, D. Park, J. Phillips, D. Rothery, and W. J., *Waves, tides and shallow-water processes, 2nd Edition*, vol. 4, Butterworth and Heinemann, 1999, 227 pp.

Bruneau, N., Modélisation morphodynamique des plages sableuses, Ph.D. thesis, Université Bordeaux I, 2009.

Bruneau, N., B. Castelle, P. Bonneton, R. Pedreros, R. Almar, N. Bonneton, P. Bretel, J. Parisot, and N. Senechal, Field observations of an evolving rip current on a meso-macrotidal well-developed inner bar and rip morphology, *Continental Shelf Research*, *29*, 1650–1662, 2009.

Bruneau, N., P. Bonneton, B. Castelle, and R. Pedreros, Modeling rip current circulations and vorticity in a high-energy mesotidal-macrotidal environment, *Journal of Geophysical Research*, *116, C07026*, 2011.

Bujan, N., Application d'un modèle de circulation littoral quasi-tridimensionnel à la dynamique des plages du languedoc-roussillon, Ph.D. thesis, Université de Montpellier II, 2009.

Castelle, B., and P. Bonneton, Modélisation du courant sagittal induit par les vagues au dessus des systèmes barre/baïne de la côte aquitaine, *C.R. Geoscience*, *338*, 711–717, 2006.

Castelle, B., and B. G. Ruessink, Modeling formation and subsequent nonlinear evolution of rip channels : Time-varying versus time-invariant wave forcing, *Journal of Geophysical Research*, *116*, 2011.

Castelle, B., P. Bonneton, N. Senechal, H. Dupuis, R. Butel, and D. Michel, Dynamics of wave-induced currents over a multi-barred beach on the aquitanian coast, *Continental Shelf Research*, *26*, 113–131, 2006.

Castelle, B., et al., Laboratory experiment on rip current circulations over a moveable bed : Drifter measurements, *Journal of Geophysical Research*, *115*, 2010.

Cavaleri, L., and L. Bertotti, Accuracy of the modelled wind and wave fields in enclosed seas, *Tellus*, *56A*, 167–175, 2004.

Certain, R., Morphodynamique d'une côte sableuse microtidale à barres : le golfe du lion (Languedoc-Roussillon), Ph.D. thesis, Université de Perpignan, 2002.

Certain, R., and J. Barusseau, Conceptual modelling of sand bars morphodynamics for a mcrotidal beach (sete, france), *Bulletin de la Société Géologique de France*, *176(4)*, 343–354, 2005.

Chawla, A., and J. Kirby, Monochromatic and random wave breaking at blocking points., *Journal of Geophysical Research*, *107*, 2002.

Chawla, A., H. T. Özkan Haller, and J. T. Kirby, Spectral model for wave transformation over irregular bathymetry, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, *124*, 189–198, 1998.

Chen, C., H. Liu, and R. Beardsley, An unstructured, finite-volume, three-dimensional, primitive equation ocean model : application to coastal ocean and estuaries, *Journal of Atmospheric and OceanicTechnology*, *20*, 159–186, 2003.

Church, J., and E. Thornton, Effects of breaking wave induced turbulence within a longshore current model, *Coastal Engineering*, *20*, 1–28, 1993.

Conan, P., and C. Millot, Variability of the northern current off marseilles, western mediterranean sea, from february to june 1992, *Oceanologica Acta*, *18(2)*, 193–205, 1995.

Craig, P. D., and M. L. Banner, Modeling Wave-Enhanced turbulence in the ocean surface layer, *Journal of Physical Oceanography*, *24*, 2546–2559, 1994.

Crépon, M., and C. Richez, Transient upwelling generated by two-dimensional atmospheric forcing and variability in the coastline, *Journal of Physical Oceanography*, *12*, 1437–1457, 1982.

Csanady, G., *Circulation in the Coastal Ocean*, D. Reidel Publishing Company, 1982.

Dally, W., Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches, *Coastal Dynamics'01*, pp. 558–567, 2001.

Dally, W., R. Dean, and R. Dalrymple, A model for breaker decay on beaches, in *Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., Houston, TX Vol. 1*, edited by ASCE, p. 82–98, 1984.

Debreu, L., C. Vouland, and E. Blayo, Grif : Adaptive grid refinement in fortran, *Computers and Geosciences*, *34(1)*, 8–13, 2008.

Delpey, M. T., F. Ardhuin, F. Collard, and B. Chapron, Space-time structure of long ocean swell fields, *Journal of Geophysical Research-Oceans*, *115*, 2010.

Denamiel, C., Modélisation hydrodynamique 3d en zone pré-littorale : Caractérisation des effets des houles de tempête sur la circulation océanique, Ph.D. thesis, Université de Montpellier II, 2006.

Dolata, L. F., and W. Rosenthal, Wave setup and wave-induced currents in coastal zones, *Journal Geophysical Research*, *89*, 1973–1982, 1984.

Donelan, M. A., Air-water exchange processes, *Physical processes in Lakes and Oceans*, *27*, 18–36, 1998.

Donelan, M. A., M. Skafel, H. Graber, P. Liu, D. Schwab, and S. Venkatesh, On the growth rate of wind-generated waves., *Atmospher Ocean*, *30*, 457–478, 1992.

Drennan, W., M. A. Donelan, E. Terray, and K. Katdaros, Oceanic turbulence dissipation measruements in swade, *Journal of Physical Oceanography*, *26*, 808–815, 1996.

Dronen, N., H. Karunarathna, J. Fredsoe, B. Sumer, and R. Deigaard, An experimental study of rip channel flow, *Coastal Engineering*, *45*, 223–238, 2002.

Dufau-Julliand, C., Modélisation 3d réaliste de l'hydrodynamique du golfe du lion, méditerranée nord-occidentale, appliquée à l'expérience moogli3. etude de l'eau dense et de l'activité méso-échelle du courant nord., Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II, 2004.

Dufois, F., Modélisation du transport particulaire dans le golfe du lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du rhône, Ph.D. thesis, Université du Sud Toulon Var, 2008.

Duncan, J., An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil, in *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, vol. 377, pp. 331–348, 1981.

Durrieu de Madron, X., O. Radakovitch, S. Heussner, M. Loye-Pilot, and A. Monaco, Role of the climatological and current variability on shelf-slope exchanges of particulate matter : Evidence from the rhône continental margin (nw mediterranean), *Deep-Sea Research*, *46*, 1513–1538, 1999.

Durrieu de Madron, X., A. Abassi, S. Heussner, A. Monaco, J. Aloisi, O. Radakovitch, P. Giresse, R. Buscail, and P. Kerherve, Particulate matter and organic carbon budgets for the gulf of lions (nw mediterranean), *Oceanologica Acta*, *23*, 717–730, 2000.

Estournel, C., V. Kondrachoff, P. Marsaleix, and R. Vehil, The plume of the rhone : numerical simulation and remote sensing, *Cont. Shelf Res.*, *17*, 889–924, 1997.

Estournel, C., F. Auclair, M. Lux, C. Nguyen, and P. Marsaleix, "Scale oriented" embedded modeling of the North-Western mediterranean in the frame of MFSTEP, *Ocean Sci.*, *5*, 73–90, 2009.

Estournel, C., P. Broche, P. Marsaleix, J. Devenon, F. Auclair, and R. Vehil, The Rhone river plume in unsteady conditions : Numerical and experimental results, *Estuarine Coastal and Shelf Science*, *53*, 25–38, 2001.

Estournel, C., X. de Madron, P. Marsaleix, F. Auclair, C. Julliand, and R. Vehil, Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment), *Journal of Geophysical Research-Oceans*, *108*, 2003.

Feddersen, F., R. Guza, S. Elgar, and T. Herbers, Alongshore momentum balances in the nearshore, *Journal of Geophysical Research*, *103*, 15,667–15,676, 1998.

Feddersen, F., R. Guza, S. Elgar, and T. Herbers, Velocity moments in alongshore bottom stress parameterizations, *Journal of Geophysical Research*, *105(C4)*, 8673–8686, 2000.

Ferre, B., X. Durrieu de Madron, C. Estournel, C. Ulses, and G. Le Corre, Impact of batural (waves and currents) and anthropogenic (trawl) resuspension on the export of particulate matter to the open ocean. application to the gulf of lion (nw mediterranean), *Continental Shelf Research*, pp. 1103–1120, 2008.

Ferrer, P., Morphodynamique à multi-échelles du trait de côte (prisme sableux) du golfe du lion depuis le dernier optimum climatique, Ph.D. thesis, Université de Perpignan Via Domitia, 2010.

Flather, R., A tidal model of the northwest european continental shelf, *Memoires. Société Royale des Sciences de Liège 6*, *10*, 141–164, 1976.

Fredsoe, J., Turbulent boundary layer in wave-current motion, *Journal of Hydraulic Engineering ASCE*, pp. 1103–1120, 1984.

Fredsoe, J., and R. Deigaard, *Mechanics of Coastal Sediment Transport*, Advanced Series in Ocean Engineering, 1992.

Garcez-Faria, A., E. B. Thornton, T. Stanton, C. Soares, and T. Lippmann, Vertical profiles of longshore currents and related bed stress and bottom roughness, *Journal of Geophysical Research*, pp. 15,667–15,676, 1998.

Garcez Faria, A., E. Thornton, T. Stanton, C. Soares, and T. Lippmann, Vertical profiles of longshore currents and related bed shear stress bottom roughness, *Journal of Geophysical Research*, *103(C2)*, 3217–3232, 1998.

Garrett, C., Generation of Langmuir circulations by surface waves - a feedback mechanism, *Journal of Marine Research*, *34*, 117–130, 1976.

Gaspar, P., Y. Gregoris, and J. Lefevre, A simple eddy-kinetic-energy model for simulations of the ocean vertical mixing : tests at station papa and long-term upper ocean study site., *Journal of Geophysical Research*, *95*, 16,179–16,193, 1990.

Gatti, J., Intrusions du courant nord méditerranéen sur la partie est du plateau continental du golfe du lion, Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, 2008.

Gatti, J., A. Petrenko, J.-L. Devenon, Y. Leredde, and C. Ulses, The Rhone river dilution zone present in the northeastern shelf of the Gulf of Lion in December 2003, *Continental Shelf Research*, *26*, 1794–1805, 2006.

Gervais, M., Y. Balouin, R. Belon, R. Certain, N. Robin, and S. Berne, Impacts des tempêtes sur la morphologie d'un littoral microtidal : le site du lido de sète à marseillan, golfe du lion, in *XIèmes Journées Nationales Génie Cotier-Génie Civil, 22-25 juin 2010, Les Sables d'Olonne*, 2010.

Govender, K., G. Mocke, and M. Alport, Video-imaged surf zone and roller structures and flow fields, *Journal of Geophysical research*, *107 :C7*, 3072, 2002.

Grasso, F., H. Michallet, and E. Barthelemy, Sediment transport associated with morphological beach changes forced by irregular asymmetric, skewed waves, *J. Geophys. Res.-Oceans*, *116*, 2011.

Groeneweg, J., Wave-current interactions in a generalized lagrangian mean formulation, Ph.D. thesis, Delft University of Technology, The Netherlands, 1999.

Guillén, J., F. Bourrin, A. Palanques, X. D. de Madron, P. Puig, and R. Buscail, Sediment dynamics during wet and dry storm events on the têt inner shelf (SW gulf of lions), *Marine geology*, *234*, 129–142, 2006.

Guizien, K., Spatial variability of wave conditions in the gulf of lions (NW mediterranean sea), *Vie et milieu*, *59*, 261–270, 2009.

Guizien, K., T. Brochier, J.-C. Duchene, B.-S. Koh, and P. Marsaleix, Dispersal of owenia fusiformis larvae by wind-driven currents : turbulence, swimming behaviour and mortality in a three-dimensional stochastic model, *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, *311*, 47–66, 2006.

Haas, K. A., and I. A. Svendsen, Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents, *Journal of Geophysical Research*, *107*, 2002.

Haas, K. A., and J. C. Warner, Comparing a quasi-3D to a full 3D nearshore circulation model : SHORECIRC and ROMS, *Ocean Modelling*, *26*, 91–103, 2009.

Haas, K. A., I. A. Svendsen, M. Haller, and Q. Zhao, Quasi-three-dimensional modeling of rip current systems, *Journal of Geophysical Research*, *108*, 2003.

Haller, M. C., R. A. Dalrymple, and I. A. Svendsen, Experimental study of nearshore dynamics on a barred beach with rip channels, *Journal of Geophysical Research*, *107 (C6-3061)*, 2002.

Hamilton, D. G., and B. A. Ebersole, Establishing uniform longshore currents in a large-scale sediment transport facility, *Coastal Engineering*, *42*, 199–218, 2001.

Hamm, L., Directional nearshore wave propagation over a rip channel : An experiment, in *23rd Coastal Engineering Conference*, Am. Soc. Civ. Eng., Venice, Italy, 1992.

Harris, C. K., and P. L. Wiberg, A two-dimensional, time dependant model of suspended sediment transport and bed reworking for continental shelves, *Computers and Geosciences*, *27*, 675–690, 2001.

Hasselmann, K., Wave-driven inertial oscillations, *Geophysical Fluid Dynamics*, pp. 463–502, 1970.

Hasselmann, K., On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger-scale motions., *Journal of Fluid Mechanics*, *4*, 189–205, 1971.

Hasselmann, K., et al., Measurements of wind−wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Dtsch. Hydrogr. Z, Suppl.*, *12*, 1973.

Hasselmann, S., K. Hasselmann, J. Allender, and T. Barnett, Computations and parametrizations of the non-linear energy-transfer in a gravity-wave spectrum. Part II : Parametrizations of the non-linear energy-transfer for application in wave models, *Journal of physical oceanography*, *15*, 1378–1391, 1985.

Hedges, T., Combinations of waves and currents : an introduction, in *Proceedings of the Institute of Civil Engineers*, vol. Part1 82, pp. 567–585, 2008.

Herbers, T., N. Russnogle, and S. Elgar, Spectral Energy Balance of Breaking Waves within the Surf Zone, *Journal of Physical Oceanography*, *30*, 2723–2737, 2008.

Herrmann, M., S. Somot, F. Sevault, C. Estournel, and M. Deque, Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean Sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model : Case study of winter 1986-1987, *Journal of Geophysical Research-Oceans*, *113*, 2008.

Herrmann, M., S. Somot, S. Calmanti, C. Dubois, and F. Sevault, Representation of daily wind speed spatial and temporal variability and intense wind events over the mediterranean sea using dynamical downscaling : impact of the regional climate model configuration, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, *11*, 2011.

Huang, N., D. Chen, C. Tung, and J. Smith, Interactions between steady nouniform current and gravity waves with applications for current measurements, *Journal of Physical Oceanography*, *2*, 420–431, 1972.

IPCC, *Climate Change 2007 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 996 pp., 2007.

Jackett, D. R., T. McDougall, R. Feistel, D. Wright, and S. Griffies, Algorithms for density, potential temperature, conservative temperature and freezing temperature of seawater, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *23*, 1709–1728, 2006.

Janssen, P., Wave induced stress and the drag of air flow over sea waves, *Journal of Physical Oceanography*, *19*, 745–754, 1989.

Janssen, P., Quasi-linear theroy of wind-wave generation applied to wave forecasting, *Journal of Physical Oceanography*, *21*, 1631–1642, 1991.

Janssen, P., *The interaction of ocean waves and wind*, Cambridge University Press, 2004.

Jeffreys, H., On the formation of waves by wind, in *Proceedings of the Royal Society*, vol. A 107, pp. 189–206, 1924.

Jeffreys, H., On the formation of waves by wind. ii., in *Proceedings of the Royal Society*, vol. A 110, pp. 341–347, 1925.

Jenkins, A., Wind and wave induced currents in a rotating sea with depth-varying eddy viscosity, *Journal of Physical Oceanography*, *17*, 938–951, 1987.

Jones, J., and A. Davies, Storm surge computations for the west coast of britainusing a finite element model (telemac), *Ocean Dynamics*, *58*, 337–363, 2008.

Kantha, L., O. Phillips, and R. Azad, On turbulent entrainment at a stable density surface, *Journal of Fluid Mech.*, *79*, 753–768, 1977.

Kato, H., and O. Phillips, On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, *Journal of Fluid Mech.*, *37*, 643–665, 1969.

Kennedy, A., and Y. Zhang, The stability of wave-driven rip current circulation, *Journal of Geophysical Research*, *113*, 2008.

Kenyon, K., Wave refraction in ocean currents, *Deep-Sea Res.*, *18*, 1023–1034, 1971.

Kimmoun, O., and H. Branger, A particle image velocimetry investigation on laboratory surf-zone breaking waves over a sloping beach, *Journal of Fluid Mechanics*, *588*, 353–397, 2007.

Kirby, J., and T.-M. Chen, Surface waves on vertically sheared flows : approximate dispersion relations., *Journal of Geophysical Research*, *94*, 1013–1027, 1989.

Kirby, J., and R. Dalrymple, Surface waves on vertically sheared flows : approximate dispersion relations., *Journal of Fluid Mechanics*, *136*, 453–466, 1983.

Komar, P., R. Neudeck, and L. Kulm, *Shelf Sediment Transport*, chap. Observations and significance of deep-water oscillatory ripple marks on the Oregon continental shelf, p. 656 pp., Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pa, 1972.

Komen, G., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, B. Hansen, and P. Janssen, *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*, 532 p., 1994.

Lamy, A., C. Millot, and J. Molines, Bottom pressure and sea level measurmenets in the gulf of lions, *Journal of Physical Oceanography*, *11*, 394–410, 1981.

Lane, E. M., J. M. Restrepo, and J. C. McWilliams, Wave-current interaction : A comparison of radiation-stress and vortex-force representations, *J. Fluid Mech.*, *37*, 2007.

Lazure, P., and F. Dumas, An external-internal mode coupling for 3D hydrodynamical model for applications at regional scale (MARS), *Adv. Water Resources*, pp. 233–250, 2008.

Lentz, S. J., R. T. Guza, S. Elgar, F. Feddersen, and T. H. C. Herbers, Momentum balances on the north carolina inner shelf, *Journal of Geophysical Research*, pp. 18,205–18,226, 1999.

Leredde, Y., *Apports l'océanographie physique côtière à la caractérisation des risques littoraux*, Université Montpellier II, 2011, hDR thesis, 122 pp.

Leredde, Y., and H. Michaud, Hydrodynamique sédimentaire sur le plateau continental du golfe du lion, in *Xèmes Journées Nationales Génie Cotier-Génie Civil, 14-16 octobre 2008, Sophia-Antipolis*, pp. 111–123, 2008.

Leredde, Y., C. Denamiel, E. Brambilla, C. Lauer-Leredde, F. Bouchette, and P. Marsaleix, Hydrodynamics in the gulf of aigues-mortes, nw mediterranean sea : In situ and modelling data, *Continental Shelf Research*, pp. 2389–2406, 2007.

Longuet-Higgins, M., Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, i, *Journal of Geophysical Research*, *75*, 6778–6789, 1970a.

Longuet-Higgins, M., Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, ii, *Journal of Geophysical Research*, *75*, 6790–6801, 1970b.

Longuet-Higgins, M., and R. Stewart, The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, *J. Fluid. Mech.*, *10*, 529–549, 1961.

Longuet-Higgins, M., and R. Stewart, Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to surf beat, *Journal of Fluid Mechanics*, *13*, 481–504, 1962.

Longuet-Higgins, M. S., Mass transport in water waves, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, *245*, 535–581, 1953.

Longuet-Higgins, M. S., and R. W. Stewart, Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents, *Journal of Fluid Mechanics*, *8*, 565–583, 1960.

Longuet-Higgins, M. S., and R. W. Stewart, Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications, *Deep-Sea Research*, *11*, 529–562, 1964.

Lowe, R., J. Falter, M. Bandet, G. Pawlak, M. Atkinson, S. Monismith, and J. Koseff, Spectral wave dissipation over a barrier reef, *Journal of Geophysical Research*, *110*, 2005.

MacMahan, J., A. Reniers, E. Thornton, and T. Stanton, Surf zone eddies coupled with rip current morphology, *Journal of Geophysical Research*, *109*, 2004.

Madsen, O., Spectral wave-current bottom boundary layer flows, in *24th International Conference Coastal Engineering*, pp. 623–634, Am. Soc. Civ. Eng., 1994.

Madsen, O., Y.-K. Poon, and H. Graber, Spectral wave attenuation by bottom friction : Theory, in *21th International Conference Coastal Engineering*, pp. 492–504, Am. Soc. Civ. Eng., 1988.

Marin, F., Eddy viscosity and Eulerian drift over rippled beds in waves, *Coastal Engineering*, *50*, 139–159, 2004.

Marsaleix, P., C. Estournel, V. Kondrachoff, and R. Vehil, A numerical study of the formation of the rhone river plume, *J. Marine Syst.*, *14*, 99–115, 1998.

Marsaleix, P., F. Auclair, and C. Estournel, Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models., *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2006.

Marsaleix, P., F. Auclair, J. W. Floor, M. J. Herrmann, C. Estournel, I. Pairaud, and C. Ulses, Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models, *Ocean Modelling*, *20*, 61–89, 2008.

Marsaleix, P., F. Auclair, and C. Estournel, Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models : The seamount test revisited, *Ocean Modelling*, *30*, 169–177, 2009a.

Marsaleix, P., C. Ulses, I. Pairaud, M. J. Herrmann, J. W. Floor, C. Estournel, and F. Auclair, Open boundary conditions for internal gravity wave modelling using polarization relations, *Ocean Modelling*, *29*, 27–42, 2009b.

Masselink, G., and A. Short, The effect of tide range on beach morphodynamics and morphology : a conceptual beach model, *Journal of Coastal Research*, pp. 785–800, 1993.

Mastenbroek, C., G. Burgers, and P. Janssen, The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer, *Journal of Physical Oceanography*, pp. 1856–1866, 1993.

McIntyre, M., A note on the divergence effect and the lagrangian-mean surface elevation in periodic water waves, *Journal of Fluid Mechanics*, *189*, 235–242, 1988.

McWilliams, J., J. Restrepo, and E. Lane, An asymptotic theory for the interaction of waves and currents in coastal waters, *Journal of Fluid Mechanics*, *511*, 135–178, 2004.

Meadows, G. A., R. A. Shuchman, Y. C. Tseng, and E. S. Kasischke, Seasat synthetic aperture radar observations of wave-current and wave-topographic interactions, *J. Geophys. Res.*, *88(C7)*, 4393–4406, 1983.

Mei, C., *The applied dynamics of ocean surface waves*, 740 p., New York, 1983.

Mellor, G., Wave radiation stress, *Ocean Dynamics*, *61*, 563–568, 2011a.

Mellor, G., Reply to comments by a.-c. bennis and f. ardhuin, *Journal of Physical Oceanography, accepted*, 2011b.

Mellor, G., and T. Yamada, Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys.*, *20(4)*, 851–875, 1982.

Mellor, G. L., The three-dimensional current and surface wave equations, *Journal of Physical Oceanography*, *33*, 1978–1989, 2003.

Mellor, G. L., Some consequences of the three-dimensional currents and surface wave equations, *Journal of Physical Oceanography*, *35*, 2291–2298, 2005.

Mellor, G. L., The Depth-Dependent Current and Wave Interaction Equations : A Revision, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 2587–2596, 2008.

Meulé, S., C. Pinazo, C. Degiovanni, J. Barusseau, and M. Libes, Numerical study of sedimentary impact of a storm on a sand beach simulated by hydrodynamic and sedimentary models, *Oceanol. Acta*, *24*, 417–424, 2001.

Michaud, H., P. Marsaleix, Y. Leredde, C. Estournel, F. Lyard, C. Mayet, F. Bourrin, and F. Ardhuin, Three-dimensional modelling of wave-induced current from the surf zone to the inner shelf, *Ocean Science Discussion*, *8*, 2417–2478, 2011.

Miche, A., Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur croissante ou décroissante. première partie. mouvements ondulatoires périodiques et cylindriques en profondeur constante., *Annales des Ponts et Chaussées*, *Tome 114*, 42–78, 1944.

Miles, J., On the generation of surface waves by shear flows, *Journal of Fluid Mechanics*, *3*, 185–204, 1957.

Millot, C., The gulf of lions's hydrodynamics, *Continental Shelf Research*, *10 (9-11)*, 885–894, 1990.

Monaco, A., T. Courp, S. Heussner, J. Carbonne, S. Fowler, and B. Deniaux, Seasonality and composition of particulate fluxes during ecomarge-i, western gulf of lions., *Continental Shelf Research*, *10*, 809–839, 1990.

Monfort, P., et al., Determination of fecal contamination flux from watershed on the quality of coastal waters of gulf of aigues-mortes (southern france), poster, in *13th International Symposium on Microbial Ecology*, 2010.

Moon, I.-J., T. Hara, I. Ginis, S. Belcher, and H. Tolman, Effect of surface waves on air-sea momentum exchange. part i : Effect of mature and growing seas, *Journal of Atmospheric Sciences*, *61*, 2004.

Myrhaug, D., L. E. Holmedal, R. R. Simons, and R. D. MacIver, Bottom friction in random waves plus current flow, *Coastal engineering*, *43*, 75–92, 2001.

Newberger, P., and J. Allen, Forcing a three-dimensional, hydrostatic, primitive-equation model for application in the surf zone : 2. application to duck94, *Journal of Geophysical Research*, *112,C08019*, 2007.

Nielsen, P., *Coastal bottom boundary layers and sediment transport.*, World Scientific Publishing, 1992.

Noda, E. K., Wave-induced nearshore circulation, *Journal of Geophysical Research*, *27*, 4097–4106, 1974.

Noh, Y., H. Min, and S. Raasch, Large eddy simulation of the ocean mixed layer : The effects of wave breaking and langmuir circulation, *Journal of Physical Oceanography*, *34*, 2004.

Olabarrieta, M., J. Warner, and N. Kumar, Wave-current interaction in willapa bay, *Journal of Geophysical Research*, *116*, 2011.

Ortiz-Royero, J. C., and A. Mercado-Irizarry, An intercomparison of swan and wavewatch III models with data from NDBC-NOAA buoys at oceanic scales, *Coastal engineering journal*, *50*, 47–73, 2008.

Padilla-Hernandez, R., W. Perrie, B. Toulany, and P. C. Smith, Modeling of two northwest Atlantic storms with third-generation wave models, *Weather and Forecasting*, *22*, 1229–1242, 2007.

Pairaud, I. L., F. Auclair, P. Marsaleix, F. Lyard, and A. Pichon, Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the Bay of Biscay. Part 2 : Baroclinic tides, *Continental Shelf Research*, *30*, 253–269, 2010.

Palanques, A., P. Puig, J. Guillén, X. D. de Madron, M. Lasata, R. Scharek, and J. Martin, Effects of storm events in the shelf-to-basin sediment transport in the southwestern end of the gulf of lions (Northwestern mediterranean), *Natural Hazards and Earth System Sciences*, *11*, 2011.

Palanques, A., X. D. de Madron, P. Puig, J. Fabres, J. Guillen, A. Calafat, M. Canals, S. Heussner, and J. Bonnin, Suspended sediment fluxes and transport processes in the Gulf of Lions submarine canyons. The role of storms and dense water cascading, *Marine Geology*, *234*, 43–61, 2006.

Peregrine, D. H., Interaction of water waves and currents, *Advances in Applied Mechanics*, *16*, 9–117, 1976.

Petrenko, A., Y. Leredde, and P. Marsaleix, Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea : in situ and modeling data, *Continental Shelf Research*, *25*, 7–27, 2005.

Phillips, O. M., On the generation of waves by turbulent wind, *Journal of Fluid Mechanics*, *2*, 417–445, 1957.

Phillips, O. M., The dynamics of the upper ocean, *Cambridge Press*, 1969.

Phillips, O. M., *The Dynamics of the Upper Ocean*, 2nd ed., Cambridge University Press, 1977, 328 pp.

Pierson, W., and L. Moskowitz, A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of s. a. kitaigorodskii, *Journal of Geophysical Research*, pp. 5181–5190, 1964.

Putrevu, U., and L. A. Svendsen, Vertical structure of the undertow outside the surf zone, *Journal of Geophysical Research*, *98*, 22,707–22,716, 1993.

Putrevu, U., and L. A. Svendsen, Three dimensional dispersion of momentum in wave-induced nearshore currents, *Eur. J. Mech. B/Fluids*, pp. 83–101, 1999.

Péchon, P., F. Rivero, H. Johnson, T. Chesher, B. O'Conner, J.-M. Tanguy, T. Karambas, M. Mory, and L. Hamm, Intercomparison of wave-driven current models, *Coastal Engineering*, *31*, 199–215, 1997.

Qi, J., C. Chen, R. Beardsley, W. Perrie, G. Cowles, and Z. Lai, An unstructured-grid finite-volume surface wave model (fvcom-swave) : Implementation, validations and applications, *Ocean Modelling*, *28*, 153–166, 2009.

Rascle, N., Impact des vagues sur la circulation océanique, Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2007.

Rascle, N., F. Ardhuin, and E. A. Terray, Drift and mixing under the ocean surface : A coherent one-dimensional description with application to unstratified conditions, *Journal of Geophysical Research*, *111*, 2006.

Rascle, N., F. Ardhuin, P. Queffeulou, and D. Croizé-Fillon, A global wave parameter database for geophysical applications. part i : Wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations, *Ocean Modelling*, *25*, 154–171, 2008.

Raynal, O., Architectures de dépôts et facteurs de contrôle d'un système côtier à faibles apports sédimentaires - le littoral languedocien (golfe du lion, sud de la france), Ph.D. thesis, Université Montpellier II, 2008.

Reniers, A., and J. Battjes, A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches., *Coastal Engineering*, *30*, 1–22, 1997.

Reniers, A., E. Thornton, T. Stanton, and R. J.A., Vertical flow structure during sandy duck : observations and modeling, *Coastal Engineering*, *51*, 237–260, 2004.

Ribas, F., H. de Swart, D. Calvetec, and A. Falqués, Modeling waves, currents and sandbars on natural beaches : The effect of surface rollers, *Journal of Marine Systems*, *88*, 90–101, 2011.

Ris, R., Spectral modelling of wind waves in coastal areas, *Tech. rep.*, Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Report No. 97-4, Delft., 1997.

Ris, R., L. Holthuijsen, and N. Booij, A third generation wave model for coastal regions, *Journal of Geophysical Research*, *104*, 7667–7681, 1999.

Robin, N., Rapport d'avancement de la campagne sète'09, *Tech. rep.*, Université de Perpignan Via Domitia - CEFREM - Laboratoire IMAGES, 2011.

Robin, N., et al., Caractérisation des profils de courants pendant des évènements de tempête sur une plage à barre rectiligne en milieu microtidal, in *XIèmes Journées Nationales Génie Cotier-Génie Civil, 22-25 juin 2010, Les Sables d'Olonne*, 2010.

Ruessink, B., J. Miles, F. Feddersen, R. Guza, and S. Elgar, Modeling the alongshore current on barred beaches, *Journal of Geophysical Research*, *106*, 22,451–22,463, 2001.

Rusu, E., and C. G. Soares, Numerical modelling to estimate the spatial distribution of the wave energy in the Portuguese nearshore, *Renewable Energy*, *34*, 1501–1516, 2009.

Sabatier, F., G. Maillet, M. Provansal, T.-J. Fleury, S. Suanez, and C. Vella, Sediment budget of the rhône delta shoreface since the middle of the 19th century, *Marine Geology*, *234*, 143–157, 2006.

Sabatier, F., O. Samat, A. Ullmann, and S. Suanez, Connecting large-scale coastal behaviour with coastal management of the rhône delta, *Geomorphology*, *107*, 79–89, 2009.

Sanchez-Arcilla, A., F. Collado, and A. Rodriguez, Vertically varying velocity field in 3d nearshore circulation, in *Proc. 22th Conference on Coastal Engineering*, edited by A. S. C. Eng, pp. 2811–2824, New York, 1992.

Seminara, G., and P. Blondeaux (Eds.), *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics*, Springer, 2001, 211 pp.

Shchepetkin, A., and J. McWilliams, The regional oceanic modeling system (ROMS) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model, *Ocean Modelling*, *9*, 347–404, 2005.

Sheng, Y., A three-dimensional numerical model of coastal and estuarine circulation and transport in generalized curvilinear grids, *Tech. rep.*, Aeronaut. Res. Assoc. of Princetion, Princetion, N.J., 1986.

Sheng, Y., and T. Liu, Three-dimensional simulation of wave-induced circulation : Comparison of three radiation stress formulations, *Journal of Geophysical Research*, *116, C05021*, 2011.

Shepard, F., K. Emery, and E. La Fond, Rip currents : A process of geological importance, *Journal of Geology*, *49*, 337–369, 1941.

Smagorinsky, J., General circulation experiments with the primitive equations, i. the basic experiment, *Monthly Weather Review*, *91*, 99–164, 1975.

Small, C., and R. Nicholls, A global analysis of human settlement in coastal zones, *Journal of Coastal Research*, *19(3)*, 584–599, 2003.

Smith, E., and N. Kraus, Laboratory study on macro-features of wave breaking over bars and artificial reefs, *Tech. rep.*, WES, CERC, Vicksburg, 1990.

Smith, J. A., *Observations and theories of Langmuir circulation : a story of mixing*, pp. 295–314, springer ed., Lumley, J. (Ed.), Fluid Mechanics and the Environment : Dynamical Approaches, New York, 2001.

Smith, J. A., Wave current interactions in finite depth, *Journal of Physical Oceanography*, *36*, 1403–1419, 2006.

Smith, R., Reflection of short gravity waves on a non-uniform current, *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 1975.

Soloviev, A., and R. Lukas, Observation of wave-enhanced turbulence in the near-surface layer of the ocean during toga coare, *Deep Sea Research*, *Part I,50*, 371–395, 2003.

Soulsby, R. L., Modelling of coastal processes, in *Proc. 1993 MAFF conf. of River and Coastal Engineers*, pp. 111–118, Loughborough, UK, 1993.

Soulsby, R. L., *Bed shear stresses due to combined waves and current*, no. 4-20 to 4-23 in Advances in coastal morphodynamics, Stive, M. J. F. and de Vriend, H. J. and Fredsoe, J. and Hamm, L. and Soulsby, R. L. and Teisson, C. and Winterwerp, J. C., Delft Hydraulics, Netherlands, 1995.

Soulsby, R. L., and R. J. S. W. Withehouse, Threshold of sediment motion in coastal environments, in *Proc. Pacific Coast and Ports 97 Conf.*, pp. 149–154, University of Canterbury, New Zealand, 1997.

Southgate, H., A nearshore profile model of wave and tidal current interaction., *Coast. Eng.*, *13*, 219–246, 1989.

Stewart, R., and H. Grant, Determination of the rate of dissipation of turbulent energy near the sea surface in the presence of waves, *Journal of Geophysical Research*, *67*, 1962.

Stokes, G., On the theory of oscillatory waves, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, *8*, 441–455, 1847.

Svendsen, I. A., Wave heights and set-up in a surf zone, *Coastal Engineering*, *8*, 303–329, 1984.

Svendsen, I. A., K. Haas, and Q. Zhao, Quasi-3d nearshore circulation model shorecirc, user's manual, *Tech. rep.*, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, 2002.

Svendsen, I. A., W. Qin, and B. A. Ebersole, Modelling waves and currents at the lstf and other laboratory facilities, *Coastal Engineering*, *50*, 19–45, 2003.

Svendsen, I. A., K. Haas, and Q. Zhao, Quasi-3d nearshore circulation model shorecirc : Version 2.0, *Tech. rep.*, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, 2004.

Sénéchal, N., Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en zone de surf, Ph.D. thesis, Université Bordeaux I, 2003.

Tajima, Y., and O. Madsen, Modeling nearshore waves, surface rollers and undertow velocity profiles, *Journal of Waterway Port Coastal Ocean Eng.*, *132*, 429–438, 2006.

Taylor, P., and M. Yelland, The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves, *Journal of Physical Oceanography*, *31*, 572–590, 2000.

Terray, E., M. Donelan, Y. Agrawal, W. Drennan, K. Kahma, A. Williams, P. Hwang, and S. Kitaigorodskii, Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves, *Journal of Physical Oceanography*, *26*, 792–807, 1996.

Terray, E., W. Drennan, and M. Donelan, The vertical structure of shear and dissipation in the ocean surface layer, in *Proc. Symp. on Air-Sea Interaction.. Sydney.*, pp. 239–245, 2000.

Tessier, B., R. Certain, J.-P. Barusseau, and J. Henriet, Evolution historique du prisme littoral de l'étang de thau (sète, sud-est de la france). mise en évidence par sismique réflexion thr., *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris. Sciences de la Terre et des planètes/ Earth and Planetary Sciences.*, *331*, 709–716, 2000.

Thornton, E., and R. Guza, Transformation of wave height distribution, *Journal Geophysical Research*, *88*, 5925–5938, 1983.

Thorpe, S., T. Osborn, J. Jackson, A. Hall, and R. Lueck, Measurements of turbulence in the upper-ocean mixing layer using autosub, *Journal of Physical Oceanography*, *33*, 2013–2031, 2003.

Ting, F., and J. Kirby, Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker, *Coastal engineering*, *27*, 131–160, 1996.

Tolman, H., A third-generation model for wind waves on slowly varying, unsteady and inhomogeneous depths and currents, *Journal of Physical Oceanography*, *21*, 782–797, 1992a.

Tolman, H., Effects of numerics on the physics in a third-generation wind-wave model, *Journal of Physical Oceanography*, *22*, 1095–1111, 1992b.

Tolman, H., Distributed-memory concepts in the wave model WAVEWATCH III, *Parallel Comput.*, *28*, 35–52, 2002.

Tolman, H., User manual and system documentation of wavewatch iii version 2.22, *Tech. rep.*, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, 2002a.

Tolman, H., Validation of wavewatch iii version 1.15, *Tech. rep.*, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, 2002b.

Tolman, H., A mosaic approach to wind wave modeling, *Ocean Modelling*, *25*, 35–47, 2008.

Tolman, H., User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 3.14. technical report, *Tech. Rep. 276*, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, 2009.

Tolman, H., and D. Chalikov, Source terms in a third-generation wind-wave model, *Journal of Physical Oceanography*, *26*, 2497–2518, 1996.

Tolman, H., B. Balasubramaniyan, L. Burroughs, D. Chalikov, Y. Chao, H. Chen, and V. Gerald, Development and implementation of wind-generated ocean surface wave models at NCEP, *Weather and Forecasting*, *17*, 311–333, 2002.

Tonani, M., N. Pinardi, S. Dobricic, I. Pujol, and C. Fratianni, A high-resolution free-surface model of the mediterranean sea, *Ocean Science*, *4*, 1–14, 2008.

Uchiyama, Y., J. McWilliams, and J. Restrepo, Wave-current interaction in nearshore shear instability analyzed with a vortex force formalism, *Journal of Geophysical Research*, *114, C06021*, 2009.

Uchiyama, Y., J. McWilliams, and A. F. Shschepetkin, Wave-current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism : Application to the surf zone, *Ocean Modelling*, *34*, 16–35, 2010.

Ullmann, A., P. Pirazzoli, and A. Tomasin, Sea surges in camargue : trend overs the 20th century., *Continental Shelf Research*, *27*, 922–934, 2007.

Ulses, C., Dynamique océanique et transport de la matière particulaire dans le golfe du lion : Crue, tempête et période hivernale, Ph.D. thesis, Université de Toulouse III, 2005.

Ulses, C., C. Estournel, J. Bonnin, X. Durrieu de Madron, and P. Marsaleix, Impact of storms and dense water cascading on shelf-slope exchanges in the Gulf of Lion (NW Mediterranean), *Journal of Geophysical Research*, *113*, 2008a.

Ulses, C., C. Estournel, X. Durrieu de Madron, and A. Palanques, Suspended sediment transport in the gulf of lions (NW mediterranean) : Impact of extreme storms and floods, *Continental Shelf Research*, *28*, 2048–2070, 2008b.

Ulses, C., C. Estournel, P. Puig, X. D. de Madron, and P. Marsaleix, Dense shelf water cascading in the northwestern Mediterranean during the cold winter 2005 : Quantification of the export through the Gulf of Lion and the Catalan margin, *Geophysical Research Letters*, *35*, 2008.

VanDongeren, A., F. Sancho, I. Svendsen, and U. Putrevu, Shorecirc : a quasi-3-d nearshore model, in *Proc. 24th Int. Conf. on Coastal Engineering*, edited by ASCE, pp. 2740–2754, 1994.

WAMDIGroup, The WAM model − a third generation ocean wave prediction model, *Journal of Physical Oceanography*, *18*, 1775–1810, 1988.

Wang, J., and Y. Shen, Development and validationof a three-dimensional, wave-current coupled model on unstructured meshes, *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, *54*, 1 :42–58, 2011.

Warner, J. C., C. R. Sherwood, R. P. Signell, C. K. Harris, and H. G. Arango, Comparing a quasi-3d to a full 3d nearshore circulation model : Shorecirc and roms, *Computers & Geosciences*, *34*, 1284–1306, 2008.

Warner, J. C., B. Armstrong, R. He, and J. Zambon, Development of a coupled ocean-atmosphere-wave-sediment transport (coawst) modeling system, *Ocean Modelling*, *35*, 230–244, 2010.

Weaver, P., M. Canals, and F. Trincardi, EUROSTRATAFORM special issue of marine geology, *Marine Geology*, *234*, 1–2, 2006.

Weber, J., K. Christensen, and C. Denamiel, Wave induced setup of the mean surface over a sloping beach, *Continental Shelf Research*, pp. 1448–1453, 2009.

Weir, B., Y. Uchiyama, E. M. Lane, J. M. Restrepo, and J. M. Williams, A vortex force analysis of the interaction of rip currents and surface gravity waves, *Journal of Geophysical Research*, 2011.

Whitham, G., *Linear and nonlinear waves*, 636 p., New York, 1974.

Wind, H., and C. Vreugdenhil, Rip-current generation near structures., *J. Fluid Mech.*, *171*, 459–476, 1986.

WISEgroup, Wave modelling - The state of the art, *Progress in Oceanography*, *75*, 603–674, 2007.

Wu, C., E. Thornton, and R. Guza, Waves and longshore currents - Comparison of a numerical-model with field data, *Journal of Geophysical Research-Oceans*, *90*, 4951–4958, 1985.

Xie, L., K. Wu, L. Pietrafesa, and C. Zhang, A numerical study of wave-current interaction through surface and bottom stresses : wind-driven circulation in the south atlantic bight under uniform winds, *J. Geophys. Res.*, *106 (C8)*, 16,841–16,855, 2001.

Xie, M., Establishment, validation and discussions of a three dimensional wave-induced current model, *Ocean Modelling*, *38*, 230–243, 2011.

Zanuttigh, B., L. Martinelli, A. Lamberti, P. Moschella, S. Hawkins, S. Marzetti, and V. Ugo Ceccherelli, Environmental design of coastal defence in lido di dante, italy, *Coastal Engineering*, *52*, 1089–1125, 2005.

Annexe A : Forçage par la houle via l'approche par « tensions de radiation »

Forçage par la houle via l'approche par « tensions de radiation » dans SYMPHONIE

On reprend les formulations classiques de SYMPHONIE 3D et 2D auxquelles a été ajouté le forçage de la houle sur les courants.

SYMPHONIE 3D

Pour implémenter dans un premier temps le forçage de la houle sur les courants, nous avons repris le travail de *Denamiel* [2006] basé sur les premiers travaux de *Mellor* [2003, 2005], aujourd'hui complétés et mis en oeuvre par *Warner et al.* [2008]. Les équations des moments sont alors définies par :

$$\begin{cases} \frac{\partial Du}{\partial t} + \frac{\partial uDu}{\partial x} + \frac{\partial vDu}{\partial y} + \frac{\partial \Omega Du}{\partial s} - fDv = -\frac{D\partial p}{\rho_0 \partial x} - Dg\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial s}(\overline{u'w'} - \frac{\nu \partial u}{D\partial s}) - \frac{\partial DS_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial DS_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{px}}{\partial s} \\ \frac{\partial Dv}{\partial t} + \frac{\partial uDv}{\partial x} + \frac{\partial vDv}{\partial y} + \frac{\partial \Omega Dv}{\partial s} + fDu = -\frac{D\partial p}{\rho_0 \partial y} - Dg\frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial s}(\overline{v'w'} - \frac{\nu \partial v}{D\partial s}) - \frac{\partial DS_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial DS_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{py}}{\partial s} \end{cases} \quad \text{(VI.5)}$$

$$0 = -\frac{1\partial p}{\rho_0 \partial s} - \frac{g}{\rho_0} D\rho \quad \text{(VI.6)}$$

Dans cette version modifiée, le modèle calcule des vitesses lagrangiennes. Ces vitesses, notées u et v, appelées également dans la suite vitesses totales sont alors la somme des vitesses eulériennes, notées $\hat{u}$ et $\hat{v}$ et des vitesses de Stokes (dont nous donneront la formulation plus loin) :

$$\begin{cases} u = U_s + \hat{u} \\ v = V_s + \hat{v} \end{cases} \quad \text{(VI.7)}$$

La formulation de l'équation de continuité est la suivante :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Du}{\partial x} + \frac{\partial Du}{\partial y} + \frac{\partial D\Omega}{\partial s} = 0 \quad \text{(VI.8)}$$

et celle du transport scalaire ci-dessous :

$$\frac{\partial DC}{\partial t} + \frac{\partial uDC}{\partial x} + \frac{\partial vDC}{\partial y} + \frac{\partial \Omega DC}{\partial s} = -\frac{\partial}{\partial s}(\overline{c'w'} - \frac{\nu_\theta \partial C}{D\partial s}) + C_{source} \tag{VI.9}$$

u,v et Ω sont les composantes moyennes de la vitesse dans les directions respectives horizontales (x et y) et verticale (s). La coordonnées verticale sigma vaut $\frac{(z-\eta)}{D}$. Elle est comprise entre -1 (au fond) et 0 (en surface). z est la coordonnée verticale positive valant 0 au niveau moyen de la mer. η est l'élévation de la surface libre moyenne, D est la profondeur d'eau totale telle que $D = h + \eta$ avec h la profondeur sous le niveau moyen de l'eau. D est l'épaisseur de la grille et f le coefficient de Coriolis. () indique une moyenne sur le temps, et un ($'$) représente une quantité turbulente. La pression totale de l'eau salée est ρ, et ρ_0 est la densité de référence de l'eau salée. L'accélération de gravité est notée g. ν et ν_θ sont la viscosité moléculaire et la diffusivité moléculaire. C est un traceur (telle que la température, le sel ..) C_{source} est le terme de source du traceur. La fonction $\rho = f(C)$ ferme la relation de densité.

Nous avons ainsi modifié SYMPHONIE afin de prendre en compte des processus physiques prédominants en zone de surf et particulièrement les interactions entre houle et courant. Ainsi, nous avons ajouté les termes de tensions de radiation aux équations de moment. Ceci a été possible grâce aux équations de *Mellor* [2003, 2005] qui grâce à un changement de coordonnée verticale (on passe de z à s), ainsi qu'une moyenne de phase, il a été possible de dériver les équations d'interaction houle/courant. Cependant, les transferts de moment qui font intervenir les fluctuations de pression de surface dues au vent, ainsi que la pente des vagues seront négligés car les méthodes pour introduire ces procédés ne sont pas encore développées [*Warner et al.*, 2008].

Les termes de tensions de radiation horizontaux [*Mellor*, 2003, 2005] sont :

$$\begin{cases} S_{xx} = kE[\frac{k_x^2}{k^2}F_{CS}F_{CC} + F_{CS}F_{CC} - F_{SS}F_{CS}] + \frac{k_x^2}{k^2}\frac{c^2}{L}A_R R_z \\ S_{xy} = \overline{S_{yx}} = kE[\frac{k_x k_y}{k^2}F_{CS}F_{CC}] + \frac{k_x k_y}{k^2}\frac{c^2}{L}A_R R_z \\ S_{yy} = kE[\frac{k_y^2}{k^2}F_{CS}F_{CC} + F_{CS}F_{CC} - F_{SS}F_{CS}] + \frac{k_y^2}{k^2}\frac{c^2}{L}A_R R_z \end{cases} \tag{VI.10}$$

où les termes entre crochets sont les traditionnels termes de flux de moment dus aux vagues [*Mellor*, 2003, 2005] et le dernier terme correspond à la prise en compte de la surface du rouleau [*Svendsen*, 1984; *Svendsen et al.*, 2002] avec une distribution verticale valant :

$$R_z = 1 - \tanh[(\frac{2s}{\gamma})^4] \tag{VI.11}$$

R_z distribue verticalement le terme additionnel de tension due au rouleau tel une fonction exponentielle diminuant avec la profondeur. γ est le rapport de la hauteur de houle sur la profondeur de l'eau ($\gamma = \frac{H_s}{D}$ où H_s est la hauteur significative des vagues. k est le nombre d'onde ($k = \frac{2\pi}{L}$).
La vitesse de propagation de la houle est définie de la façon suivante :

$$c = \sigma/k = \sqrt{\frac{g}{k}\tanh kD} \tag{VI.12}$$

E l'énergie des vagues vaut $E = \frac{g(H_s)^2}{16}$ Les fonctions de structuration verticale sont définies de la façon suivante [*Mellor*, 2003, 2005; *Warner et al.*, 2008] :

$$\begin{cases} F_{SS} = \frac{\sinh kD(1+s)}{\sinh kD} \\ F_{SC} = \frac{\sinh kD(1+s)}{\cosh kD} \\ F_{CS} = \frac{\cosh kD(1+s)}{\sinh kD} \\ F_{CS} = \frac{\cosh kD(1+s)}{\cosh kD} \end{cases} \tag{VI.13}$$

Les termes de radiation verticale intervenant dans l'équation des moments sont alors définis par :

$$\begin{cases} S_{px} = (F_{CC} - F_{SS})[F_{SS}/2\frac{\partial E}{\partial x} + F_{CS}(1+s)E\frac{\partial kD}{\partial x} - EF_{SS}\coth kD\frac{\partial kD}{\partial x}] \\ S_{py} = (F_{CC} - F_{SS})[F_{SS}/2\frac{\partial E}{\partial y} + F_{CS}(1+s)E\frac{\partial kD}{\partial y} - EF_{SS}\coth kD\frac{\partial kD}{\partial y}] \end{cases} \tag{VI.14}$$

Les équations de moments dérivées par *Mellor* [2003, 2005] mènent aux équations avec les vitesses moyennées dans un référentiel langrangien. Les référentiels lagrangien et eulérien sont reliés par les vitesses de stokes u_s et v_s :

$$\begin{cases} U_s = \frac{2k_x}{c}\frac{\cosh 2kD(1+s)}{\sinh 2kD}(E + \frac{DgA_R}{L}) \\ V_s = \frac{2k_y}{c}\frac{\cosh 2kD(1+s)}{\sinh 2kD}(E + \frac{DgA_R}{L}) \end{cases} \tag{VI.15}$$

où le dernier terme dans les parenthèses est la contribution des rouleaux. Les vitesses de Stokes sont retirées aux vitesses lagrangiennes (ou vitesses totales) pour garder un référentiel eulérien cohérent pour la dynamique du modèle total. Pour la comparaison à des données acquises in-situ, données eulériennes, il conviendra donc bien de soustraire aux vitesses résultats de SYMPHONIE les vitesses de Stokes.

SYMPHONIE 2D

Les équations des moments qui régissent SYMPHONIE 2D sont simplement l'intégration sur la verticale des équations primitives de SYMPHONIE3D. On obtient alors le jeu d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial D\bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}D\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}D\bar{u}}{\partial y} - fD\bar{v} = -D\frac{\partial p}{\partial x} + \tau_{sx} - \tau_{bx} - \frac{\partial \overline{S_{xx}}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{S_{xy}}}{\partial y} \\ \frac{\partial D\bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}D\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}D\bar{v}}{\partial y} + fD\bar{u} = -D\frac{\partial p}{\partial y} + \tau_{sy} - \tau_{by} - \frac{\partial \overline{S_{xy}}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{S_{yy}}}{\partial y} \end{cases} \tag{VI.16}$$

et l'équation de continuité est [*Estournel et al.*, 1997; *Marsaleix et al.*, 1998; *Denamiel*, 2006] :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial D\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial D\bar{u}}{\partial y} = 0 \tag{VI.17}$$

Où les termes de tensions de radiation horizontaux [*Phillips*, 1969] sont :

$$\begin{cases} \overline{S_{xx}} = E\frac{c_g}{c}\frac{k_x^2}{k^2} + E(\frac{c_g}{c} - \frac{1}{2}) + \frac{k_x^2}{k^2}\frac{c^2 A_R}{L} \\ \overline{S_{xy}} = \overline{S_{yx}} = E\frac{c_g}{c}\frac{k_x k_y}{k^2} + \frac{k_x k_y}{k^2}\frac{c^2 A_R}{L} \\ \overline{S_{yy}} = E\frac{c_g}{c}\frac{k_y^2}{k^2} + E(\frac{c_g}{c} - \frac{1}{2}) + \frac{k_y^2}{k^2}\frac{c^2 A_R}{L} \end{cases} \tag{VI.18}$$

et où la vitesse de groupe se définit par :

$$c_g = \frac{\partial \sigma}{\partial k} = \frac{c}{2}(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD}) \tag{VI.19}$$

Les vitesses de Stokes intégrées sur la verticale sont alors :

$$\begin{cases} \overline{U_s} = \dfrac{k_x E}{ckD} + \dfrac{k_x g A_R}{kcL} \\ \overline{V_s} = \dfrac{k_y E}{ckD} + \dfrac{k_y g A_R}{kcL} \end{cases} \tag{VI.20}$$

Comparaison

On veut tout d'abord être sur de la compatibilité de la formulation 3D des tensions de radiation dans SYMPHONIE 3D VI.10, avec la formulation 2D dans SYMPHONIE 2D VI.18. Pour plus de clarté, on ignore les termes de rouleau. En les prenant en compte, on retrouve bien sûr les équations 2D des tensions de radiation à partir des formules 3D.

On considère les définitions des fonctions F_{SS}, FF_{CC}, F_{CS} donnée par VI.13. On les réécrit en effectuant un changement de coordonnées, on remplace la coordonnées sigma s par la hauteur z* au dessus du fond ($z^* = h + z$).

$$\begin{cases} F_{SS} = \frac{\sinh kz^*}{\sinh kD} \\ F_{SC} = \frac{\sinh kz^*}{\cosh kD} \\ F_{CS} = \frac{\cosh kz^*}{\sinh kD} \\ F_{CC} = \frac{\cosh kz^*}{\cosh kD} \end{cases} \tag{VI.21}$$

Ainsi, les primitives de FcsFcc et de FssFcs vis-à-vis de z* sont respectivement p1 et p2 telles que :

$$\begin{cases} p1 = \frac{1}{sinh2kD}[z^* + \dfrac{sinh2kz^*}{2k}] \\ p2 = \frac{cosh2kz^*}{2k[cosh2kD-1]} \end{cases} \tag{VI.22}$$

Quand on intègre ces termes de z*=0 à z*=D on obtient respectivement $\dfrac{sinh2kD + 2kD}{2ksinh2kD}$ et$\dfrac{1}{2k}$. A partir de VI.12, on déduit que $\dfrac{sinh2kD + 2kD}{2ksinh2kD}$ se réduit à $\dfrac{c_g}{kc}$.

Enfin, en intègrant Sxx dans VI.10 de 0 à D, on trouve $\overline{Sxx}$ dans VI.18. On retrouve de la même façon pour Syy et Sxy les formulations 2D barotropes données par VI.18.

Compatibilité numérique entre SYMPHONIE 2D et SYMPHONIE 3D

Pour que l'équivalence numérique soit, elle aussi, exacte, l'astuce numérique est de reformuler VI.10 en utilisant les primitives p1 et p2 VI.22. Ainsi le terme 3d S devient :

$$S_{xx} = kE[(\frac{k_x^2}{k^2} + 1)\frac{\partial p1}{\partial z} - \frac{\partial p2}{\partial z}] \tag{VI.23}$$

Bien que ce ne soit pas primordial, on note au passage que l'expression est plus légère que la formulation basée sur Fcc, Fcs, Fss et donc que passer par les primitives est moins couteux en temps de calcul. La forme numérique est alors de la forme :

$$S_{xx}(i,j,k) = kE(\frac{k_x^2}{k^2}+1)\frac{p1(i,j,k+1)-p1(i,j,k)}{\Delta z} - kE\frac{p2(i,j,k+1)-p2(i,j,k)}{\Delta z} \quad \text{(VI.24)}$$

et par conséquent la sommation sur tous les niveaux verticaux sigmas se résume à :

$$\sum_{k=1}^{NR-1} \Delta z S_{xx}(i,j,k) = kE(\frac{k_y^2}{k^2}+1)(p1(i,j,NR)-p1(i,j,1)) - kE(p2(i,j,NR)-p2(i,j,1)) \quad \text{(VI.25)}$$

où NR est le dernier niveau sigma avant la surface libre. Avec les définitions de p1 et p2 dans VI.22, on trouve :

$$\begin{cases} p1(NR) = \dfrac{sinh2kD}{(2ksinh2kD} \\ p1(1) = 0 \\ p2(NR) = \dfrac{cosh2kD+2kD}{2k(cosh2kD-1)} \\ p2(1) = \dfrac{cosh2kD+2kD}{2k(cosh2kD-1)} \end{cases} \quad \text{(VI.26)}$$

Ainsi en sommant verticalement numériquement Sxx, on retrouve $\overline{S_{xx}}$ utilisé dans le code 2D (VI.18).
Outre la satisfaction de la validation croisée, la vérification de cette propriété a certains avantages comme par exemple, d'utiliser pour tous les calculs aussi bien 2D que 3D, les formulations 3D. Ainsi pour SYMPHONIE 2D, il semble que l'on puisse utiliser les formulations 3D intégrés sur la verticale, puisqu'elles correspondent bien aux tensions de radiations 2D traditionnelle. Par ailleurs, même avec une grille 3D hybride sigma-z comportant un nombre de niveaux verticaux réduit en zone peu profonde, les tensions de radiations du mode externe restant fidèles à la formulation 2D traditionnelle, on pourra toujours continuer à utiliser les formulations tridimensionnelles.

Annexe B : De *Bennis et al.* [2011] aux équations dans SYMPHONIE

Les équations de *Bennis et al.* [2011] sont les suivantes dans la direction x :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \hat{w}\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} = [(\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y})]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} + ... \tag{VI.27}$$

En ajoutant des deux côtés de l'équation le terme $\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}V_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial z}W_s$, on trouve :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + u\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + v\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + w\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + [\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]V_s - \frac{\partial \hat{u}}{\partial z}W_s + \frac{\partial \hat{u}}{\partial z}W_s + ... \tag{VI.28}$$

En simplifiant, on retrouve :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + u\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + v\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + w\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s + ... \tag{VI.29}$$

On ajoute au membre de gauche, le terme $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$ qui est nul d'après l'équation de conservation de la masse. On obtient alors :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + u\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{u}\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \hat{u}\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} + \hat{u}\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s + ... \tag{VI.30}$$

Ce qui donne :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial u\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{u}}{\partial z} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s + ... \tag{VI.31}$$

On retrouve alors l'équation II.36.

Pour la représentation de la force de vortex dans les cas académiques, on utilise une petite astuce. Comme dans nos équations, nous ne calculons pas cette force directement $[\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z}$ mais la force de pseudo-vortex $\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s$ (ici pour la composante x). En calculant les termes d'advection de nos équations et de celles de *Bennis et al.* [2011], il est ainsi possible de recalculer la véritable force de vortex. En effet,

$$-[\frac{\partial u\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{u}}{\partial z}] + \frac{\partial \hat{u}\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{w}\hat{u}}{\partial z} = -[\frac{\partial U_s\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial V_s\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial W_s\hat{u}}{\partial z}] \tag{VI.32}$$

On ajoute la force de pseudo-vortex :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s - [\frac{\partial u\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{u}}{\partial z}] + \frac{\partial \hat{u}\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{w}\hat{u}}{\partial z} = \frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s - [\frac{\partial U_s\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial V_s\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial W_s\hat{u}}{\partial z}] \tag{VI.33}$$

D'après l'équation 24 de *Bennis et al.* [2011], $\frac{\partial U_s}{\partial x} + \frac{\partial V_s}{\partial y} + \frac{\partial W_s}{\partial z} = 0$, on trouve alors :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial x}U_s + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x}V_s - [\frac{\partial u\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{u}}{\partial z}] + \frac{\partial \hat{u}\hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}\hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{w}\hat{u}}{\partial z} = [\frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}]V_s - W_s\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \tag{VI.34}$$

On retrouve bien la force de vortex de *Bennis et al.* [2011].

Annexe C : Paramètres statistiques

On évalue la performance et la qualité de nos simulations à partir de paramètres statitiques qui comparent les séries temporelles simulées aux séries temporelles mesurées. On utilise aini le coefficient de corrélation (COR), le biais (BIAS), l'erreur quadratique moyenne (RMSE), l'erreur quadratique moyenne relative (Scatter index ou SI) et l'index de Willmott. Soient x_i la valeur mesurée au pas de temps i, y_i la valeur simulée au pas de temps t, $\overline{x}$ et $\overline{y}$ les valeurs moyennées sur les N pas de temps des x_i et y_i. Le coefficient de corrélation est alors défini par :

$$COR = \frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \overline{x})^2 \sum_{i=1}^{N}(y_i - \overline{y})^2}} \tag{VI.35}$$

Il renseigne sur le degré de dépendance linéaire entre les deux séries temporelles.
Le biais correspond à la différence relative entre les deux séries :

$$BIAS = \frac{(\overline{y} - \overline{x})}{\overline{x}} \tag{VI.36}$$

L'erreur quadratique moyenne vaut :

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - y_i)^2}{N}} \tag{VI.37}$$

L'erreur quadratique moyenne relative, ou scatter index, vaut alors :

$$SI = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - y_i)^2}{\sum_{i=1}^{N}(x_i)^2}} \tag{VI.38}$$

Enfin, l'index de Willmott est défini par :

$$IndexWillmott = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{N}(y_i - x_i)^2}{\sum_{i=1}^{N}(|y_i - \overline{x}| + |x_i - \overline{x}|)^2} \tag{VI.39}$$

D est compris entre 0 et 1, avec la valeur 1 indiquant un accord parfait.

Annexe D : Apport des vitesses de Stokes fréquentielles pour une meilleure représentation de la dérive surfacique

Le modèle WW3 est un modèle qui résout les équations de la densité d'action N sur un spectre de fréquences que l'utilisateur définit en entrée. Nous avons utilisé dans nos simulations réalistes, 30 fréquences comprises entre 0.05 et 0.8 Hz pour avoir une représentation de l'ensemble du spectre des vagues. Les vitesses de Stokes surfaciques du modèle peuvent être données soit sous une forme intégrée sur l'ensemble du spectre, soit pour chaque fréquence du spectre (équation II.40). Dans le modèle de circulation, nous leur donnons ensuite un profil vertical dont la longueur caractéristique est liée à la fréquence sur laquelle est déterminée la vitesse de Stokes surfacique fréquentielle. Nous regardons dans cette annexe l'influence que ceci peut avoir sur la représentation de la dérive de Stokes, à l'ADCP Bessète pendant la tempête du 18 février 2007. Les profils des différentes vitesses de Stokes fréquentielles (équation II.41) sont représentés à la figure VI.38. On les compare au profil utilisé dans le calcul classique (équation II.38).

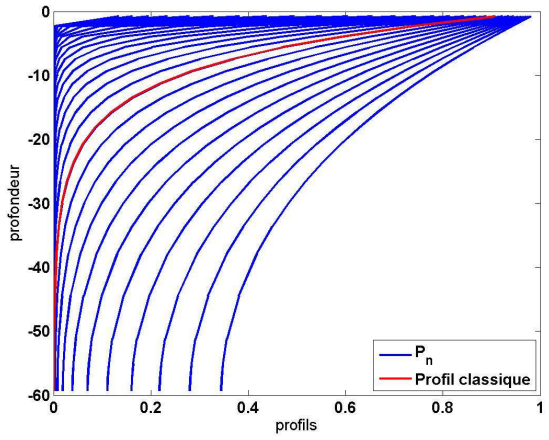


Fig. VI.38 – Profils des vitesses de Stokes fréquentielles. Le profil bleu le moins cisaillé est celui pour la première fréquence et le plus cisaillé correspond à la plus haute fréquence. Le profil en rouge est celui utilisé lors du calcul classique.

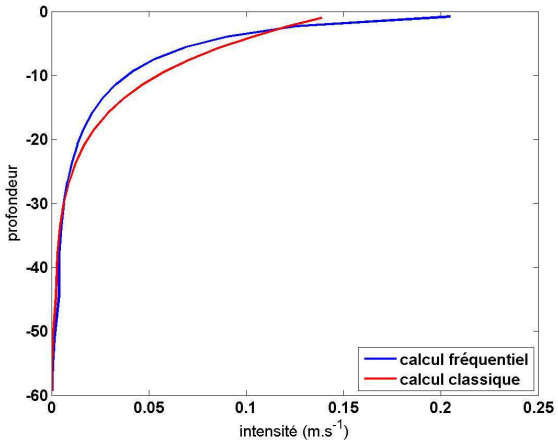


Fig. VI.39 – Profils des vitesses de Stokes à l'ADCP à l'apex de la tempête de février 2007

Ainsi, en sommant les vitesses de Stokes 3D fréquentielles sur le spectre (équation II.40), on obtient une nouvelle vitesse de Stokes (que l'on représente en bleu, sous la dénomination « calcul fréquentiel » dans la figure VI.39). La vitesse de Stokes classique (en rouge, sous la dénomination « calcul classique » dans la figure VI.39) est celle calculée par l'équation II.38. Utiliser les vitesses fréquentielles induit d'un gain de 50% de la vitesse de Stokes en surface (on passe de 0.14 $m.s^{-1}$à 0.21 $m.s^{-1}$). Mais ceci n'est visible qu'à condition d'avoir maillage raffiné près de la surface. Dans une étude de suivi de contaminant ou de particules en surface, nous recommendons de bien décrire la couche de surface via l'utilisation d'un maillage extrêmement discrétisé près de la surface.

Annexe E : Article Leredde et Michaud (2008) publié aux Actes des Xèmes Journées Nationales GCGC08

Cette annexe est constituée d'un article publié aux Actes des Xèmes Journées Nationales Génie Cotier-Génie Civil, organisées le 14-16 octobre 2008 à Sophia-Antipolis.

Hydrodynamique sédimentaire sur le plateau continental du golfe du Lion

Yann LEREDDE[1], Héloïse MICHAUD[1]

[1] Géosciences Montpellier, Géosciences Montpellier, UMR 5243 - CC 60, Université Montpellier 2, Place E. Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France.
leredde@gm.univ-montp2.fr

Résumé :
L'hydrodynamique du plateau continental du Golfe du Lion est généralement induite par les vents. Les simulations numériques réalisées par les modèles numériques de circulation océanique côtière aux équations primitives sont en général cohérentes avec les observations *in-situ*. Très peu d'observations étaient toutefois disponibles pendant les épisodes de tempêtes méditerranéennes.
Aussi, la station BESSète (Bottom Experimental Station Sète), équipée d'un ADCP mesurant en continu les caractéristiques de houle et les profils verticaux de courants, a été implantée sur le plateau sous 70 m. Les premières données issues de cette station, acquises en février-mars 2007, confirment les schémas de circulations induits par les vents de Nord (Mistral, Tramontane). Un épisode de tempête (Hs>5m) a aussi pu être observé le 18 février 2007. De forts courants dont l'intensité peut atteindre 0,7 ms^{-1} y sont associés.
Cette série de données est ensuite utilisée pour calculer les tensions de cisaillements induites sur le fond. Sous 70 m, elles sont en général quasi-nulles excepté pendant l'épisode de tempête où l'action conjuguée des houles et des courants peut induire des contraintes susceptibles de mobiliser et déplacer le sédiment fin présent dans la zone.
La très forte intensité des courants mesurés pendant la tempête amènent ensuite à reconsidérer les processus de transferts de quantité de mouvement entre atmosphère, océan et sédiments. Très schématiquement, sur le plateau, dès que la houle interagit avec le fond, la houle se transforme (réfraction, dissipation) et transmettrait de la quantité de mouvement à l'échelle des courants moyens. Cette hypothèse est retenue pour expliquer ces forts courants observés et pourrait être confirmée par d'autres travaux théoriques et numériques.

Mots-clés :
Houle – Courant – Sédiment – Tempête – ADCP– Plateau continental

1. Introduction

L'hydrodynamique du plateau continental du golfe du Lion est généralement induite par les flux atmosphériques qui agissent localement, par exemple pour former des upwellings (Millot, 1990), ou à l'échelle du plateau pour former des structures tourbillonnaires pouvant interagir avec la circulation générale méditerranéenne (PETRENKO *et al.*, 2005). Cette hydrodynamique est très variable et parfois difficile à schématiser de façon simple. La réponse hydrodynamique aux conditions météorologiques s'avère parfois peu intuitive. Les modèles numériques de circulation océanique côtière aux équations primitives, tels que les modèles *Symphonie* (ESTOURNEL *et al.*, 2003) ou *Mars3D* (ANDRE *et al.*, 2005), placés dans des conditions réalistes (notamment les forçages atmosphériques et de grande échelle donnés par des systèmes pré-opérationnels), sont toutefois bien représentatifs de la grande majorité des circulations océaniques observées. Par exemple, les travaux de LEREDDE *et al.* (2007) menés sur la zone nord du plateau montrent comment le modèle numérique *Symphonie* reproduit bien les observations réalisées principalement par ADCP de coque sur 9 jours de campagne et comment en retour la vision complète apportée par le modèle permet de mieux comprendre ces observations. La zone géographique étudiée, le golfe d'Aigues-Mortes, est représentée sur la figure 1. Réalisées sous conditions de vents de Nord (Tramontane et Mistral), de temps calme ou de faibles vents de Sud-Est, ces observations et ces modélisations montrent des courants de surface qui ne dépassent jamais 0,4 ms^{-1} et qui, au fond, sont modélisées à des valeurs inférieures à 0,2 ms^{-1}.

Cette hydrodynamique, principalement induite par les vents, engendre rarement d'importants remaniements sédimentaires, les tensions de cisaillement exercées sur le fond restant très faibles. Ces remaniements et ces cisaillements de fond sont en réalité susceptibles de devenir importants lors des épisodes de tempêtes induisant de fortes houles. Ces épisodes sont néanmoins très difficiles à observer. Ils nécessitent en effet la mise en place de stations implantées à demeure. Dans le golfe du Lion, de telles expériences ont été menées dans des zones relativement proches du littoral. Les tempêtes de décembre 1999 dans la baie de Banyuls (GREMARE *et al.*, 2003) et de février 2004 à l'embouchure de la Têt (GUILLEN *et al.*, 2006) ont ainsi pu être observées sous des fonds de 30 m. DENAMIEL (2006) montre que les forts courants observés pourraient être induits par le transfert de quantité de mouvement apportée par les très fortes houles observées. Ces deux stations, relativement proches du littoral, n'étaient toutefois pas complètement représentatives de la circulation océanique induite sur le plateau lors des épisodes de tempête. Une nouvelle station de mesures a donc été

implantée sous 70 m de fond, dans la zone où les houles de tempête commencent à interagir avec le fond. Cette station, nommée BESSète (Bottom Experimental Station Sète), est équipée d'un ADCP mesurant en continu les caractéristiques de houle et les profils verticaux de courants.
Dans cet article, nous présentons les premières données issues de cette station. Il s'agit d'une première série temporelle acquise en février-mars 2007. Les conditions atmosphériques sont principalement des vents de Nord (Tramontane et Mistral) mais nous avons également eu la chance de capter un épisode de tempête de Sud-Est avec une houle de hauteur significative supérieure à 5 m. Ces données servent d'une part à estimer les contraintes de cisaillement exercées sur le fond et d'autre part à initier une discussion sur les transferts de quantité de mouvement de l'atmosphère vers les sédiments en passant par l'océan.

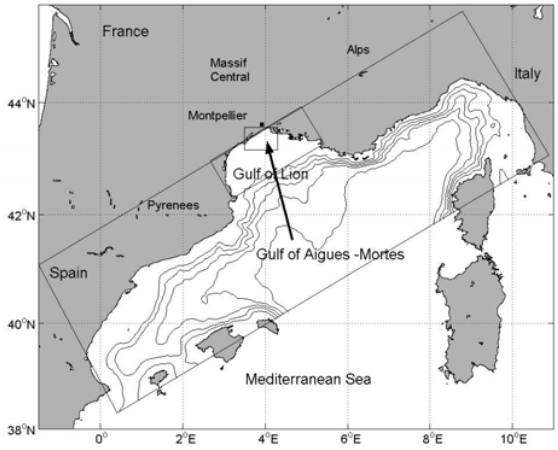


Figure 1. Localisation du site d'étude. Domaines de modélisations emboîtées. D'après LEREDDE et al, 2007.

2. La station BESSète

2.1 Dispositif expérimental

La station BESSète (Bottom Experimental Station Sète) (voir figure 2) est une station automatique de mesure de courants et de houle implantée sous 70 m de bathymétrie au sud-est de Sète. Située à la position 3°50'E, 43°19'N, cette station est équipée d'un ADCP de fond (RDI 300 kHz) complété par un module de houle, un socle anti-chalutage et un système de largueur acoustique. Cette station posée sur le fond est protégée en surface par une bouée (bouée d'Eaux Saines) du SMNLR (Service Maritime Navigation Languedoc-Roussillon).

Placée en pleine zone de pêche « intensive » par chalutages, et même si une grosse bouée de signalisation limite les passages, une cage de protection anti-chalutage de type TRBM (Trawl Resistant Bottom Mount) a spécialement été acquise auprès de Flotation Technologies (voir photo sur la figure 2). La mise à l'eau se fait en descendant le TRBM au portique. Posé au fond, il est libéré du câble de descente par un largueur acoustique. La station est autonome et sa durée d'autonomie dépend de la capacité des batteries de l'ADCP. Un pack externe de batteries a été ajouté mais la mesure à haute fréquence (2 Hz) nécessaire pour enregistrer les caractéristiques de houle limite l'autonomie. L'ADCP est actuellement configuré pour mesurer les courants toutes les ½ heures avec une résolution verticale de 2 m, et les caractéristiques de houle pour des « bursts » de 8 mn toutes les 3 heures. Cela donne une autonomie de 7 mois.
La récupération se fait en déclenchant un largueur acoustique contenu dans le recovery pod (partie orange sur la figure 2) dont la flottabilité est positive. Une «laisse» permet de remonter le socle de mouillage. Ces opérations nécessitent un minimum de beau temps. Des données hydrodynamiques dans de telles zones sont très rares et cela constitue aussi un challenge technologique de maintenir cette station.

2.2 Données de courants et de caractéristiques de houle

La station BESSète a été pour la première fois mouillée le 12 février 2007 et récupérée le 25 mars 2007. La figure 3 montre cette première série temporelle de données mesurées de caractéristiques de houle et de courants. Ces données sont mises en relation avec la série temporelle de vents mesurés à la station météorologique de Sète.

Cette période de fin d'hiver est marquée par l'omniprésence de vents de Nord, principalement de Nord-Ouest (Tramontane) à Nord-Est (Mistral). Ces vents peuvent engendrer des vagues courtes de faibles amplitudes. Les courants enregistrés sont en grande majorité parallèles aux isobathes (vers le Nord-Est ou le Sud-Ouest) avec des intensités restant inférieures à 0,3 ms^{-1}. Ces données confirment bien les observations acquises pendant les surveys par ADCP de coque des campagnes HYGAM (LEREDDE *et al.*, 2007). LEREDDE *et al*. (2007) montrent également que de telles circulations sont reproduites de manière très réaliste par un modèle numérique de circulation océanique côtière comme *Symphonie* (ESTOURNEL *et al.*, 2003). Ces vents de Nord ont des effets locaux bien connus (par exemple des upwellings, (MILLOT, 1990)) mais agissent également à l'échelle de l'ensemble du plateau continental pour former des structures tourbillonnaires de grande échelle ayant une permanence de quelques jours (ESTOURNEL *et al.*, 2003).

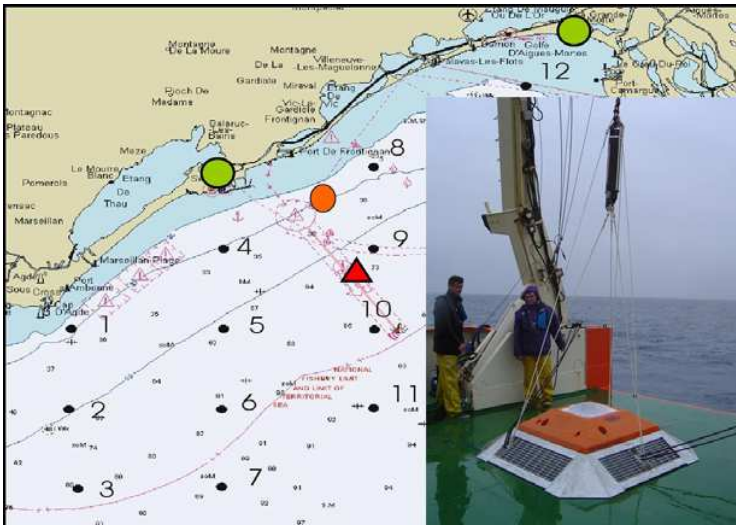


Figure 2. Position (triangle rouge) et photographie de la station BESSète et de son dispositif de mise à l'eau sur le pont du NO Tethys II avant sa première mise à l'eau le 12 février 2007. Les points numérotés correspondent à des stations CTD. Le point orange correspond à la position de la bouée houlographe du SMNLR. Les deux points verts correspondent à la position des principales stations météorologiques utilisées dans cette étude (Sète et La Grande Motte).

L'intérêt supplémentaire de cette série de données concerne l'épisode de tempête du 18 février 2007. Un tel épisode n'est observable que si l'on dispose d'instruments préinstallés *in-situ*. En effet, même quand le navire est programmé pendant un tel épisode, de telles mesures sont impossibles. Cela a été le cas pour la campagne HYGAM07-6 programmée du 20 au 22 novembre 2007, journées marquées par une très forte tempête de Sud où la sortie en mer a été impossible. L'épisode de tempête du 18 février 2007 a, quant à lui, pu être observé grâce à la station BESSète. Les vents de Sud-Est locaux, mesurés à Sète, sont restés modérés (10 à 15 ms^{-1}) mais les houles générées sur l'ensemble de la Méditerranée Nord-Occidentale ont atteint des hauteurs significatives supérieures à 5 m. Les courants mesurés de manière concomitante ont atteint des intensités supérieures à 0,8 ms^{-1} en surface et à 0,6 ms^{-1} sur toute la colonne d'eau. La figure 4 montre le profil vertical de courant mesuré à l'apex de la tempête. De telles intensités de courants sont très fortes. Que ce soit dans les observations par l'ADCP de coque du NO Tethys II lors des campagnes HYGAM ou que ce soit dans des simulations numériques *Symphonie*, les intensités de courants ne dépassent pas 0,4 ms^{-1}.

Si on réalise une simulation numérique forcée par un vent correspondant au vent observé (Sud-Est à 15 ms^{-1}), la tension de cisaillement exercée en surface est égale à 0,4 Nm^{-2} et on obtient des intensités de courant de l'ordre de 0,2 ms^{-1}. Par un petit exercice variationnel, si on essaie de maximiser ces courants simulés pour

que leurs valeurs se rapprochent des courants observés, on est amené à placer le modèle *Symphonie* sous une contrainte de cisaillement de surface exagérément forte d'intensité égale 2.8 Nm^{-2} et de direction Est-Nord-Est. De telles contraintes de cisaillement de surface ne sont plus physiquement réalistes et de plus, les courants simulés ne sont pas encore suffisamment forts (voir figure 4).
De telles mesures de courants amènent à réfléchir à la physique prise en compte dans les modèles numériques de circulation océanique côtière comme *Symphonie* et, au-delà, aux processus qui induisent de tels courants pendant les tempêtes (voir chapitre 3.)

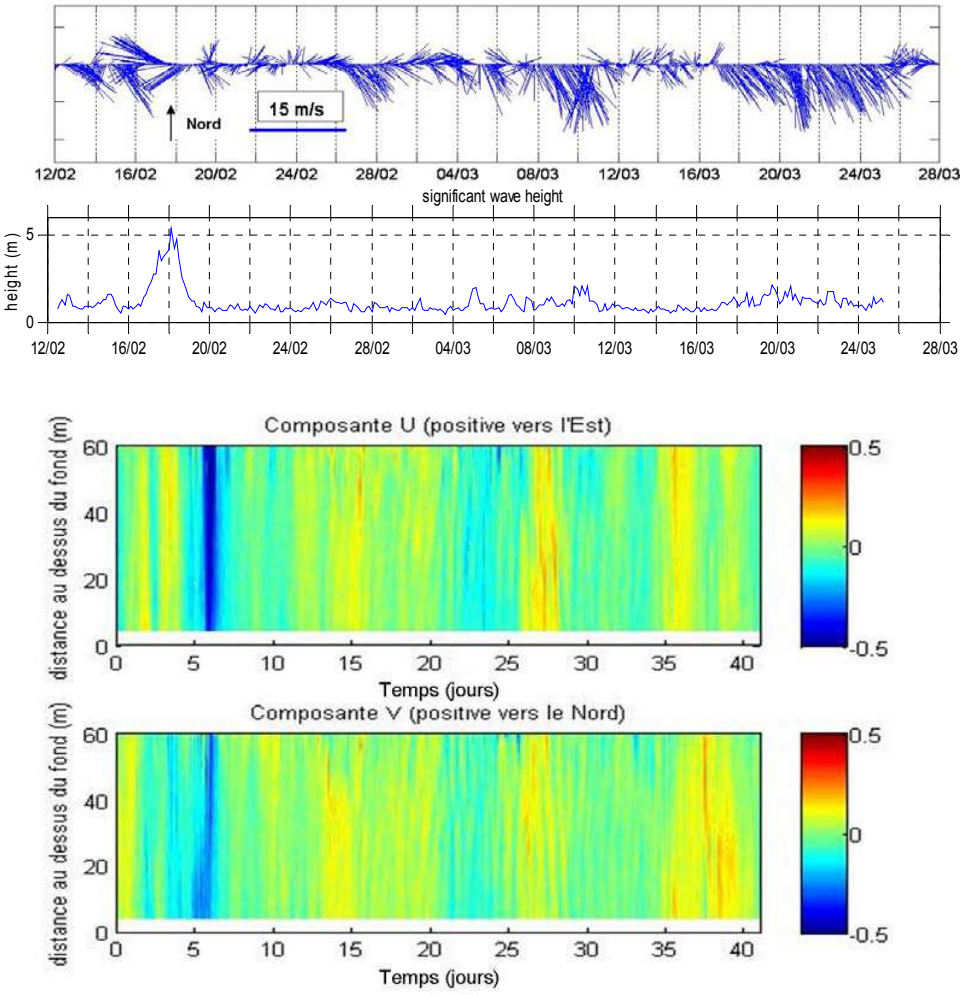


Figure 3. Série temporelle de données mesurées entre le 12 février et le 25 mars 2007. Vents à la station météorologique de Sète (haut). Hauteur significative de la houle mesurée à la station BESSète (milieu). Courants mesurés à la station BESSète (bas).

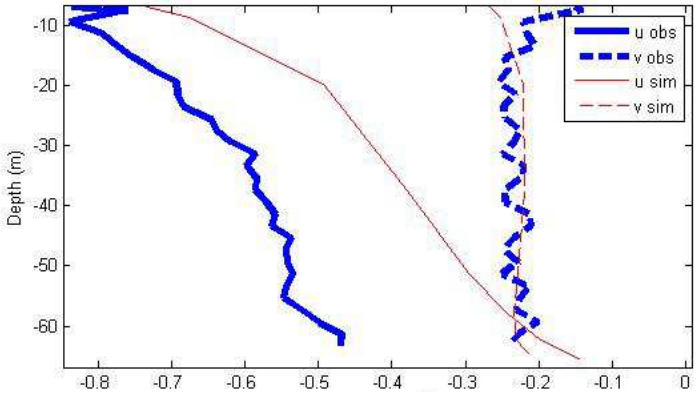


Figure 4. Profil vertical de courant à l'apex de la tempête du 18 février 2007, mesuré par la station BESSète (traits gras), simulé par le modèle de circulation océanique côtière Symphonie forcé en surface par une tension de cisaillement égale à 2,8 Nm^{-2} (traits fins).

2.3. Calculs des tensions de cisaillements exercées sur le fond

Un des intérêts de mesurer au même endroit les caractéristiques de houle et de courant consiste à pouvoir évaluer les contraintes exercées sur le fond, d'une part par les houles, d'autre part par les courants, et enfin par les effets conjugués de la houle et des courants. Même si elles peuvent être sujet à caution, les formulations de SOULSBY (1997) sont utilisées pour donner une première idée des contraintes exercées sur le fond.

La vitesse orbitale sur le fond est calculée à partir des hauteurs significatives et des périodes de pic enregistrées. Sous 70 m de fond, elles sont quasi-systématiquement nulles, excepté pendant l'épisode de tempête où elles peuvent atteindre 0,25 ms^{-1} (figure 5a). Les houles interagissent alors avec le fond. Elles sont susceptibles de se transformer par réfraction et dissipation mais elles sont aussi susceptibles d'exercer une contrainte sur ce fond. Des mesures granulométriques réalisées sur des échantillons de sédiments prélevés à la benne donnent une médiane granulométrique de 10 µm avec une forte prédominance de vases mais aussi la présence d'une fraction sableuse. Les tensions de cisaillement induites par la houle sont faibles mais non négligeables pendant la tempête où elles peuvent atteindre 0,16 Nm^{-2} (figure 5b).

Les vitesses de courants sont mesurées par l'ADCP sur toute la colonne d'eau par cellules verticales de 2 m d'épaisseur. La mesure ne se fait qu'à partir de la deuxième cellule au-dessus de l'appareil. En comptant l'épaisseur même du TRBM, la première mesure de courant se fait à 4,2 m au-dessus du fond (figure 5c). Malgré les forts vents de Nord (voir figure 3), l'intensité ne dépasse pas 0,2 ms^{-1}, excepté pendant la tempête où l'intensité dépasse 0,5 ms^{-1}. Les tensions de cisaillement induites par ces courants restent donc faibles excepté pendant la tempête où, suivant les formules de SOULSBY (1997), elles peuvent atteindre 0,25 Nm^{-2} (figure 5d).

Pendant la tempête, le fond subit donc à la fois des contraintes unidirectionnelles (vers l'Est-Sud-Est) induites par les forts courants et des contraintes oscillantes (vers le Nord-Est) induites par les fortes houles. La résultante moyenne (sur une période de houle) calculée suivant SOULSBY (1997) est dominée par les effets du courant (figure 5e). La résultante maximale est par contre amplifiée et peut atteindre 0,3 Nm^{-2} (figure 5f). De telles valeurs sont bien sûr susceptibles de mobiliser les sédiments fins présents dans la zone et de les déplacer.

Pour aller plus loin que ce constat, il faudrait adopter une stratégie de modélisation numérique telle que celle de ULSES *et al.* (2008). S'appuyant sur les mêmes formulations de SOULSBY (1997) que celles utilisées ici, Ulses *et al.* (2008) calculent les contraintes exercées sur le fond sur l'ensemble du golfe du Lion par les effets conjugués des houles (simulées par le modèle *WaveWatch III* (TOLMAN, 1997)) et des courants (simulés par *Symphonie*). Ils en déduisent des transports et des taux d'érosion et de dépôt sur la période novembre 2003-avril 2004. L'épisode de tempête de février 2004 est relativement similaire à celui qui nous observons ici en février 2007. La zone en deçà de 70 m de fond apparaît pour eux globalement comme une zone d'érosion (1 cm pour l'épisode) affectée par les remises en suspension dues à la houle. Au-delà de 70 m de fond, l'érosion est moins nette et serait plutôt due à de forts courants qui ne dépassent toutefois pas 0,4 ms^{-1}. Pour valider leurs résultats, ULSES *et al.* (2008) ne disposaient toutefois que de mesures de courants au-delà du plateau, dans les têtes de canyons sous 300 m (PALANQUES *et al.*, 2006) ou très proche du littoral sous 30 m de fond à l'embouchure de la Têt (GUILLEN *et al.*, 2006)). Pendant la tempête de février 2004, les courants simulés sur ce point sont également largement sous-estimés.

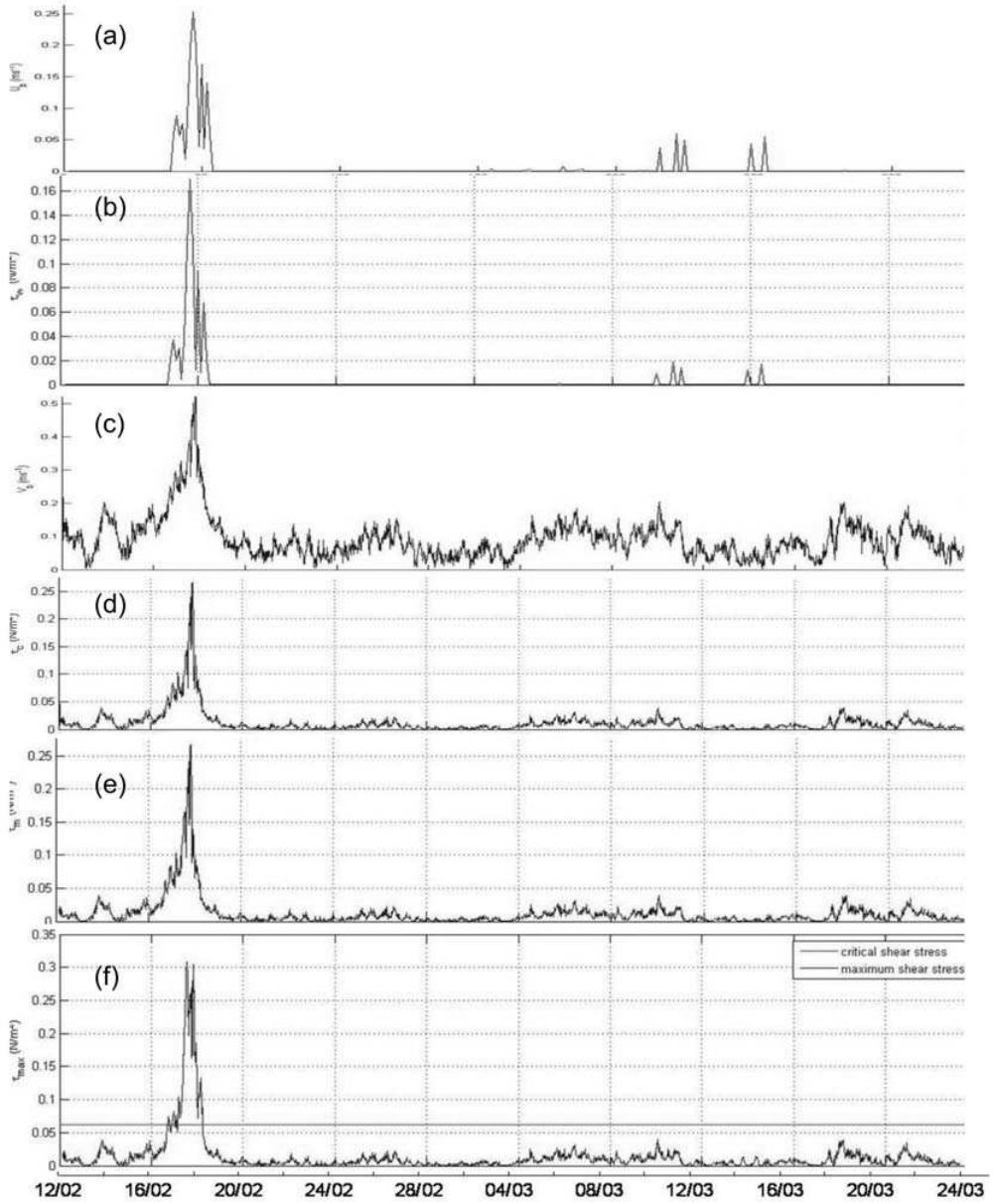


Figure 5. Série temporelle du 12 février au 25 mars 2007.

(a) Vitesse orbitale de la houle calculée près du fond (en ms^{-1}),

(b) tension de cisaillement exercée par la houle sur le fond (en Nm^{-2}),

(c) vitesse mesurée à 4,2 m au-dessus du fond (en ms^{-1}),

(d) tension de cisaillement exercée par les courants sur le fond (en Nm^{-2}),

(e) et (f) Tensions de cisaillement moyennes (e) et maximales (f) exercées par les effets conjugués de la houle et des courants sur le fond (en Nm^{-2}). La barre verticale représente une estimation de la tension critique de cisaillement.

3. Discussion sur les transferts de quantité de mouvements

Les observations issues de la station BESSète nous amènent à réfléchir aux processus qui transfèrent d'aussi importantes quantités de mouvement de l'atmosphère vers l'océan pendant les épisodes de tempêtes (voir §2.2). Ces fortes quantités de mouvement sont par ailleurs susceptibles d'être transférées aux sédiments, pouvant ainsi impliquer de fortes mobilisations et modifications des fonds (voir §2.3).

En zone littorale (zone de surf), on se focalise en général sur les transferts de la houle vers les sédiments (e.g. CERTAIN *et al.*, 2005). En zone côtière (sur le plateau continental), les courants sont le principal centre d'intérêt. Ces courants sont directement induits par les vents. Dans le même temps, les vents génèrent des vagues qui augmentent la rugosité de la surface et rendent ainsi plus efficace le transfert de quantité de mouvement des vents vers les courants (e.g. TAYLOR & YELLAND, 2001). Dans le cas de la station BESSète, on a montré (§2.3 et figure 4) que pour atteindre par ce seul effet les intensités de courants observées, il faudrait atteindre des tensions de surface au moins égales à 2,8 N m^{-2}, ce qui est complètement irréaliste.

Les courants sont également fortement induits par les gradients de pression, eux-mêmes induits par les gradients d'élévation de la surface et les gradients de masse volumique, elle-même dépendante de la salinité et de la température. Les gradients de pression sont donc également dépendants des interactions avec l'atmosphère (pression atmosphérique, flux de chaleur, précipitations, fleuves…). Ces courants sont soumis à la force de Coriolis et interagissent non-linéairement par advection. La grande majorité de leur quantité de mouvement est dissipée par friction turbulente interne, mais une fraction d'autant plus grande que l'on se trouve proche du littoral va être transmise au fond. Les observations de la station BESSète montrent que cette quantité de mouvement peut-être non négligeable, y compris sous 70 m de fond, et à condition bien sûr d'être en épisode de tempête.

Dans ces conditions, les courants observés sont très forts et on peut alors se demander quels sont les processus qui induisent de si forts courants pendant ces épisodes de tempêtes. Cela peut également se traduire par la question suivante : comment injecter suffisamment de quantité de mouvement dans un modèle numérique de circulation océanique côtière pour que les courants simulés soient « réalistes » pendant les épisodes de tempête ?

Certaines pistes peuvent être étudiées :

- On a vu que l'augmentation de la rugosité de la surface par la présence de vagues peut augmenter le transfert de quantité de mouvement des vents vers les courants mais pas dans des proportions suffisantes.

- La surélévation de la surface libre à la côte pourrait générer des courants géostrophiques. Un rapide calcul $U = g/f * \Delta\eta/\Delta L$ avec g l'accélération de la pesanteur ($g=10\ ms^{-2}$), f paramètre de Coriolis ($f=10^{-4}\ s^{-1}$), $\Delta\eta$ la dénivellation de la surface ($\Delta\eta=0.5$ m) sur une distance ΔL (=50 km), donne seulement une vitesse U égale à $0.1\ ms^{-1}$.
- La circulation océanique générale pourrait également être suspectée d'injecter de la quantité de mouvement dans la zone côtière. Le Courant Nord Méditerranéen (CNM), bien que d'un débit de l'ordre de 1 Sv, passe toutefois bien trop au Sud de la zone d'étude. Des intrusions importantes du CNM peuvent se produire beaucoup plus à l'Est du plateau (GATTI *et al.*, 2006). D'autres intrusions du CNM ont été observées au centre (PETRENKO *et al.*, 2005 ; LEREDDE *et al.*, 2007) mais n'atteignent en aucun cas des intensités de courants si importantes.

Enfin les simulations numériques réalisées dans le cadre de la plateforme pré-opérationnelle MFSTEP (http://www.bo.ingv.it/mfstep/) ne produisent en aucun cas de si forts courants dans la zone. En particulier, la simulation, réalisée dans le cadre de ce programme par ESTOURNEL (2008, communication personnelle) pendant notre période d'observations, produit des courants, certes globalement dirigés dans la bonne direction (Est-Sud-Est) mais avec une intensité de l'ordre de $0.3\ ms^{-1}$ au lieu des $0.8\ ms^{-1}$ observés le 18 février 2007 à l'apex de la tempête. Les simulations réalisées par ULSES *et al.* (2008) pour la tempête de février 2005 confirment également cette sous-estimation des courants sur le plateau continental lors des épisodes de tempête.

Une hypothèse proposée serait alors qu'il pourrait y avoir transfert de quantité de mouvement de l'échelle de la houle vers l'échelle des courants. Très schématiquement, dès que la houle interagit avec le fond, cad dès que les houles ont des longueurs d'onde (L) supérieures à 2 fois la profondeur (H) (ici L>150 m et H=70 m), la houle se transforme (réfraction, dissipation) et transmet de la quantité de mouvement à l'échelle des courants moyens. Ceci a déjà été observé pour des tempêtes sous 30 m de fond dans la baie de Banyuls et sur le littoral du Roussillon (DENAMIEL, 2006). C'est la première fois que l'on mettrait en évidence ce phénomène sur le plateau continental et cela nous amènerait à revoir complètement les schémas de circulation à l'échelle du plateau pendant les épisodes de tempêtes où pour le moment les vents sont considérés comme les principaux forçages des modèles de circulation océanique côtière tels que *Symphonie*.

Ces transferts sont bien connus et modélisés dans la zone littorale où par exemple le déferlement de la houle induit des courants entre autres de dérive littorale ou d'undertow. Certains modèles numériques comme *Shorecirc* (SVENDSEN *et al.*,

2000) prennent très bien en compte ces transferts modélisés par la notion de gradients de tensions de radiation (LONGUET-HIGGINS & STEWART, 1962). A l'échelle côtière, sur le plateau continental, jusqu'à il y a très peu de temps, les modèles numériques de circulation océanique ignoraient systématiquement ces transferts. Cela peut être dû au manque d'observations aussi flagrantes que celles qui sont présentées ici. Cela est aussi dû aux efforts de développement pour rendre les modèles tridimensionnels (e.g. BLUMBERG & MELLOR, 1987). Ce caractère 3D n'autorisait plus la prise en compte de pratiques aussi simples que celles des forçages par les gradients tensions de radiation. En effet, depuis LONGUET-HIGGINS & STEWART (1962) ou PHILLIPS (1977), cette pratique n'était possible que dans les modèles 2D intégrés sur la verticale. MELLOR (2003) a relancé le sujet en écrivant un set d'équations apparentées aux équations primitives dans lesquels apparaissent des termes de forçages supplémentaires qui pour une part sont apparentés à des termes de gradients de tensions de radiation 3D. DENAMIEL (2006) a implémenté numériquement ces équations sur la base du modèle *Symphonie*. Les premiers résultats montrent qu'il est ainsi possible d'injecter une quantité de mouvement supplémentaire et donc de se rapprocher des valeurs de forts courants observés (DENAMIEL *et al.*, 2005). ARDHUIN *et al*. (2008a) montrent toutefois que les équations de MELLOR (2003) ne sont pas cohérentes avec la présence de fonds variables. ARDHUIN *et al.* (2008b) proposent une alternative sous la forme des équations glm2z-RANS qui s'apparentent également aux équations primitives avec des termes de forçages supplémentaires notamment la force de vortex (LEIBOVICH, 1980). Ces équations peuvent donc également être implémentées dans un modèle numérique de circulation océanique côtière aux équations primitives (RASCLE, 2007).
Ces travaux théoriques et numériques devraient à terme permettre de modéliser les courants de manière réaliste en zone côtière pendant les épisodes de tempête et ainsi mieux représenter les transports sédimentaires induits. Le plateau du golfe du Lion, zone microtidale (les courants de marée ne viennent pas interférer avec les courants induits par les houles), large et ouverte, soumise régulièrement à des tempêtes, est particulièrement adapté à l'application de ces études.

4. Références bibliographiques

ANDRE G., GARREAU P., GARNIER V., FRAUNIE P. (2005). *Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions*. Ocean Dynamics 55: 294-308.

ARDHUIN F., JENKINS A.D., BELIBASSAKIS K. (2008a). *Commentary on 'the three-dimensional current and surface wave equations' by George Mellor.* J. Phys. Oceanogr, accepted for publication.

ARDHUIN F., RASCLE N., BELIBASSAKIS K.A. (2008b). *Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized Lagrangian mean.* Ocean Modelling 20:35–60.

BLUMBERG, A. F., MELLOR G. L. (1987). *A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model.* Three-Dimensional Coastal ocean Models, edited by N. Heaps, 208 pp., American Geophysical Union.

CERTAIN R., MEULÉ S., REY V., PINAZO C. (2005). *Wave transformation on a microtidal barred beach (Sète, France).* Journal of Marine Systems 38 : 19– 34.

DENAMIEL, C., BOUCHETTE, F., LEREDDE, Y., MARSALEIX, P. (2005). *Three-dimensionnal coupled modeling of wave- and wind/buoyancy- driven currents: An application in the Gulf of Aigues-Mortes (NW Mediterranean sea, France).* European Geosciences Union, General Assembly. Vienna, Austria, 24 - 29 April 2005. Geophysical Research Abstracts, 7, 03268.

DENAMIEL C. (2006). *Modélisation hydrodynamique 3D en zone pré-littorale : Caractérisation des effets des houles de tempête sur la circulation océanique.* Thèse de l'Université Montpellier 2. 424 pp.

ESTOURNEL C., DURRIEU DE MADRON X., MARSALEIX P., AUCLAIR F., JULLIAND C., VEHIL R. (2003). *Observation and modelisation of the winter coastal oceanic circulation in the gulf of lions under wind conditions influenced by the continental orography (fetch experiment).* Journal of Geophysical Research, 108(C3) :8059.

GATTI J., PETRENKO A., LEREDDE Y., DEVENON J.L. (2006). *Modelling the intrusions of the Northern Current on the eastern part of the Gulf of Lion's continental shelf.* European Geosciences Union, General Assembly 2006, Vienne, Autriche, 02 – 07 Avril 2006. Geophysical Research Abstracts, 8, 00684.

GREMARE A., AMOUROUX J. M., CAUWET G., CHARLES F., COURTIES C., DE BOVEE F., DINET A., DEVENON J. L., DURRIEU DE MADRON X., FERRE B., FRAUNIE P., JOUX F., LANTOINE F., LEBARON P., NAUDIN J. J., PALANQUES A., PUJO-PAY M., ZUDAIRE L. (2003). The effects of strong winter storm on physical and biological variables at a shelf site in the mediterranean. Oceanologica acta, 26 :407-419.

GUILLEN J., BOURRIN F., PALANQUES A., DURIEU DE MADRON X., PUIG P., BUSCAIL R. (2006). *Sediment dynamics during "wet" and "dry" storm events on the tet inner shelf (sw gulf of lions)*. Marine Geology, 234, 1-4 :129-142.

LEIBOVICH S. (1980). *On wave–current interaction theory of Langmuir circulations*. J. Fluid Mech. 99, 715–724.
LEREDDE Y., DENAMIEL C., BRAMBILLA E., LAUER-LEREDDE C., BOUCHETTE F., MARSALEIX P. (2007). *Hydrodynamics in the Gulf of Aigues-Mortes, NW Mediterranean Sea: in situ and modelling data.* Continental Shelf Researh, 27 2389–2406.
LONGUET-HIGGINS M.S., STEWART R.W. (1962). *Radiation stresses; a physical discussion, with applications.* Deep-Sea Research 11, 529-562.
MELLOR G., 2003. *The three dimensional current and surface wave equations.* Journal of Physical Oceanography, 33:1978-1989.
MILLOT, C. (1990). *The gulf of Lion's hydrodynamics.* Continental Shelf Research, 10(9-11) :885-894.
PALANQUES A., DURRIEU DE MADRON X., PUIG P., FABRES J., GUILLEN J., CALAFAT A., CANALS M., BONNIN J. (2006). *Suspended sediment fluxes and transport processes in the Gulf of Lions submarine canyons. The role of storms and dense water cascading.* Marine Geology 234, 41–63.
PETRENKO A., LEREDDE Y., MARSALEIX P. (2005). *Circulation in a stratified and wind-forced gulf of Lions, NW Mediterranean sea : in-situ and modeling data.* Continental Shelf Research, 319, 25 :7-27.
PHILIPS O.M. (1977). *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, 2 d edition. 328 pp.
RASCLE N. (2007). *Impact des vagues sur la circulation océanique.* Thèse de l'Université Bretagne Occidentale, 225 pp.
SOULSBY R. (1997). *Dynamics of marine sands*. Thomas Telford. 245 pp.
SVENDSEN I.A., HAAS K., ZHAO Q. (2000). *Quasi-3D nearshore circulation model, SHORECIRC, Version 1.3.6, Report, Center for Applied Coastal Research*. University of Delaware, Newark.
TAYLOR P.K., YELLAND M.J. (2001). *The dependance of the sea surface roughness on the height and steepness of the waves.* Journal of Physical Oceanography, 31 :572-590.
TOLMAN H.L., 1997. *User manual and system documentation of Wavewatch III version 1.15.*
ULSES C., ESTOURNEL C., DURRIEU DE MADRON X., PALANQUES A. (2008). *Suspended sediment transport in the Gulf of Lions (NW Mediterranean): Impact of extreme storms and floods*. Continental Shelf Research, sous presse.

Annexe F : Projet MICROGAM - Modélisation des Contaminations bactériennes d'origine fécale du Golfe d'Aigues Mortes

Cette annexe est constituée d'un poster sur le projet MICROGAM présenté par P. Monfort à l'International Society of Microbiological Ecology conference en août 2010 et intitulé : « Determination of fecal contamination flux form watershed on the quality of coastal waters of Gulf of Aigues-Mortes (Southern France) ».

Determination of fecal contamination flux from watershed on the quality of coastal waters of gulf of Aigues-Mortes (Southern France)

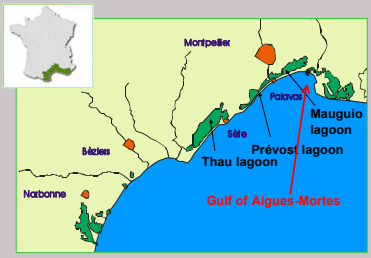
P. Monfort[1], J. Doutre[1,2], F. Cantet[1], C. Rodier[2], C. Salles[2], H. Michaud[3], E. Berthebaud[3], P. Brunet[2], A. Caro[1], J.M. Delfieu[2], F. Hernandez[2], E. Gayrard[2], P. Marchand[2], Y. Leredde[3], M.G. Tournoud[2]

[1]UMR 5119 Université Montpellier 2 – CNRS « Ecosystèmes Lagunaires »
[2]UMR 5569 Université Montpellier 2 - CNRS « HydroSciences Montpellier »
[3]UMR 5243 Université Montpellier 2 - CNRS « GéoSciences Montpellier »

Contact : pmonfort@univ-montp2.fr

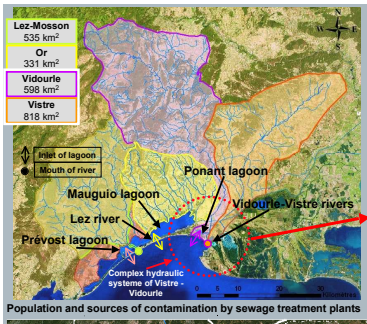
isme13 13th International Symposium on Microbial Ecology — Seattle, USA, August 2010

Liteau III — Ministère de l'Écologie, de l'Énergie, du Développement durable et de l'Aménagement du territoire

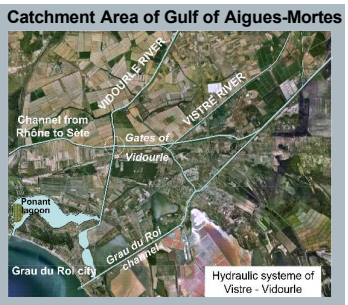


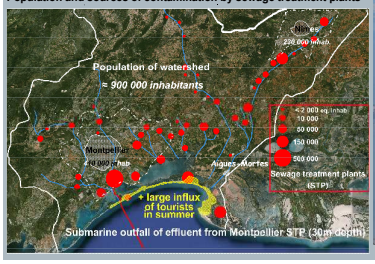
Introduction : The Mediterranean coast of the Gulf of Aigues-Mortes (GAM) (Southern France) is characterized by a sandy coast, and many lagoons between the Camargue and Thau lagoon. The seaside tourism represents a major socio-economic issue. The new EU Framework Directive on the quality of bathing water required a better understanding of the origins of microbiological contamination. The objective of this work is to quantify the flux of fecal contamination indicators flowing into the GAM and to model its dispersion.

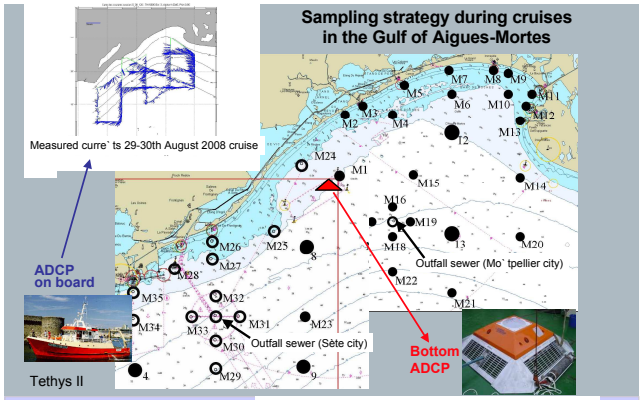
Materials and methods : The bacterial concentrations were measured in the inlets of lagoons, at the mouths of coastal rivers, and in the GAM during cruises. *E. coli* and intestinal enterococci were evaluated using filtration procedure and appropriate dilutions, on TTC-Tergitol 7 medium (44.5 °C, 24h) and Slanetz Medium (37°C, 48h), respectively, according ISO 9308-1 and ISO 7899-2. Water discharges were determined using ADCP devices (Acoustic Doppler Current Profiler). The instant bacteria fluxes through the river/inlet section is evaluated by multiplying the average concentration by the corresponding discharge. They were measured too in the effluent from the sewage treatment plant (STP) of Montpellier city which flows into the GAM by a 10 km submarine pipeline located at a depth of 30m. Sampling was conducted at four seasons in 2008 during three weeks and during heavy rainstorms in autumn.



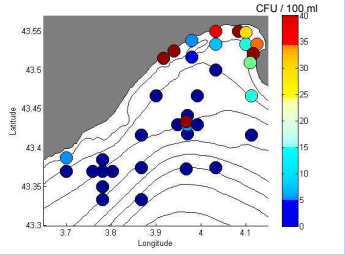
Population and sources of contamination by sewage treatment plants



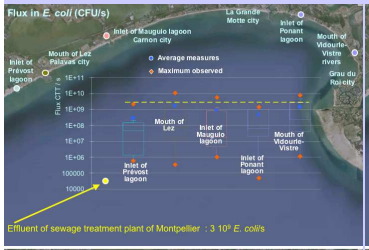


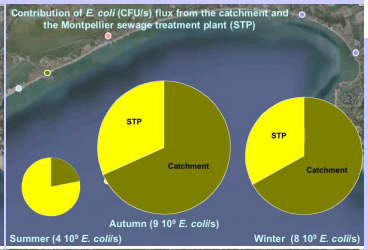


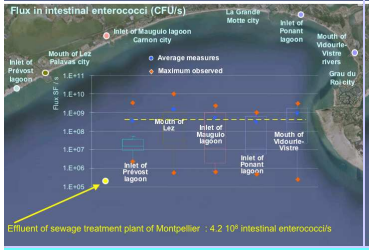
***E. coli* concentrations measured at 2m-depth in the Gulf of Aigues-Mortes 10th of November 2008 cruise**

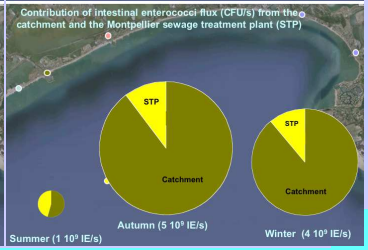


Flux in fecal contamination indicators and contributions of fluxes from watershed and sewage treatment station in 2008

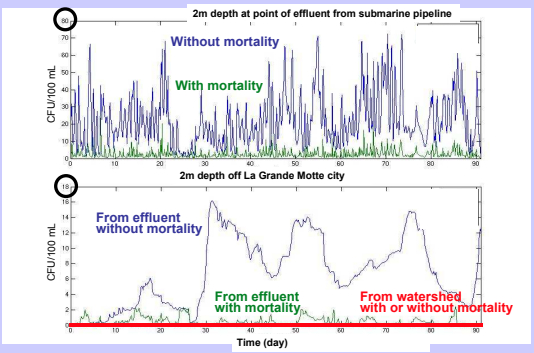








Simulation using Symphonie model of *E. coli* concentrations from 25 August au 12 November 2008



Conclusion : The hydrodynamic and dispersion model shows that the coastal shore cannot be contaminated by the dumping of treated wastewater through the submarine outfall sewer. During the investigated periods, the levels of *E. coli* concentrations measured in the sea along the coast and around the submarine sewer are comparable to those predicted by the model. Contamination levels along the coastal line remain low (< 50 *E. coli* / 100 ml). During periods of intense rainstorms, contaminations are mainly due to the contributions of the watershed. These results allow to consider a decision support for managing the quality of bathing water of the Gulf of Aigues-Mortes.

This work was supported by a fund from the French Ministery for Ecology (Liteau III ; no. 0001138)

Résumé : Le littoral sableux du Languedoc-Roussillon est un système vulnérable aux risques d'érosion et de submersion. Ces aléas sont liés à la conjonction des facteurs naturels que sont les vagues, vent, élévation du niveau de la mer et apports sédimentaires et sont donc aggravés en période de tempête. En vue d'une gestion des risques, une meilleure connaissance des phénomènes hydrodynamiques de l'échelle littorale à l'échelle côtière est essentielle. Ce travail a conduit à la réalisation d'une plateforme de modélisation numérique composée du modèle de circulation océanique 3D Symphonie, traditionnellement dédié aux échelles régionales et côtières, qui a été modifié pour inclure le forçage par les vagues, modélisées par les modèles Wavewatch III ou Swan, et ainsi étendre sa validité au littoral.
Le modèle a été testé sur des cas académiques littoraux. Des mesures sur la plage à double barres de Sète pendant l'hiver 2008-2009, ont également servi à parfaire le modèle qui reproduit ainsi avec succès les caractéristiques des courants en zone littorale : la dérive, les courants sagittaux sur des bathymétries plus complexes et les profils verticaux des courants.
Pour valider le modèle à des échelles plus côtières, nous avons confronté ses résultats à des mesures réalisées pendant une tempête hivernale en 2004 aux alentours de l'embouchure de la Têt, mais également sur des tempêtes de 2007 et 2008 dans le Golfe d'Aigues-Mortes. Les courants sont globalement bien reproduits. Les zones d'action des vagues semblent limitées aux zones de profondeur inférieure à 30 m.
Notre modèle autorise une reproduction correcte des courants à toutes les échelles et sa nature 3D permet un calcul plus précis de la tension de cisaillement de fond et du courant près du fond, responsables respectivement de la mise en suspension et de l'advection des sédiments.
Mots clés : interaction vagues/courant, modélisation 3D, mesures in-situ, échelles côtière et littorale, tempête, Méditerranée, Golfe du Lion

Abstract : The sandy coasts of Languedoc-Roussillon are a zone vulnerable to erosion and flooding. These hazards are generally associated with a combination of natural factors such as waves, wind, rising sea levels and the importance of sediment supply, and are therefore worsened during storms. For the management of such risks, a better knowledge of the hydrodynamic phenomena occuring from the surf zone through to the coastal scale is essential. This need led to the development of a numerical modelling platform consisting of the 3D ocean circulation model Symphonie, usually dedicated to regional and coastal scales, which was modified to include the wave forcing, modeled by the WaveWatch III or Swan models. Using this platform the entire littoral and coastal regions can be accurately represented.

The model was tested in several academic cases. Measurements on the barred beach of Sète during the winter of 2008-2009 served to refine the model, which is able to successfully reproduce the characteristics of the currents in coastal areas, drifts or rip currents over more complex bathymetries and also the vertical profiles of currents. To validate the model on the inner-shelf, we compared the simulations with measurements taken during a winter storm in 2004 around the mouth of the Têt river, as well as during storms in 2007 and 2008 in the Gulf of Aigues-Mortes. Currents are generally well reproduced. However, the scope of wave action seems limited to a depth of 30m.

The characteristics of our model allow a reproduction of the currents at all scales and the 3D nature of the model permits a more precise calculation of the shear stress and bottom current responsible, respectively, for the suspension and advection of sediments.

Keywords : wave and current interaction, 3D modelling, in-situ measurements, coastal and nearshore scales, storm, Mediterranean Sea, Gulf of Lion