



**HAL**  
open science

# Application d'un modèle de circulation quasi-tridimensionnel littoral à la dynamique des plages du Languedoc-Roussillon

Nans Bujan

► **To cite this version:**

Nans Bujan. Application d'un modèle de circulation quasi-tridimensionnel littoral à la dynamique des plages du Languedoc-Roussillon. Océan, Atmosphère. Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc, 2009. Français. NNT: . tel-00438713

**HAL Id: tel-00438713**

**<https://theses.hal.science/tel-00438713>**

Submitted on 4 Dec 2009

**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.

# UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

■ Ecole Doctorale : SIBAGHE ■

Systemes intégrés en Biologie, Agronomie,  
Géosciences, Hydrosiences et Environnement

## THÈSE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II**

Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers

présentée et soutenue publiquement par :

**Mr Nans BUJAN**

---

### APPLICATION D'UN MODÈLE DE CIRCULATION QUASI-TRIDIMENSIONNEL LITTORAL À LA DYNAMIQUE DES PLAGES DU LANGUEDOC-ROUSSILLON.

---

Thèse supervisée par Frédéric Bouchette et Yann Leredde  
sous couvert de Louis Briquieu

soutenue le 6 Juin 2009 devant le jury composé de

M. Philippe BONNETON	Directeur de Recherche CNRS, Université Bordeaux I	Rapporteur
M. Vincent REY	Professeur, Université de Toulon et du Var	Rapporteur
M. Bijan MOHAMMADI	Professeur, Université de Montpellier II	Examineur
M. Raphael CERTAIN	Maître de conférences, Université de Perpignan	Examineur
M. Hugues HEURTEFEUX	Ingénieur, EID-Méditerranée	Examineur
M. Louis BRIQUEU	Directeur de Recherche CNRS, Université Montpellier II	Tuteur de la thèse
M. Frédéric BOUCHETTE	Maître de conférences, Université Montpellier II	Codirecteur
M. Yann LEREDDE	Maître de conférences, Université Montpellier II	Codirecteur



# UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

■ Ecole Doctorale : SIBAGHE ■

Systemes intégrés en Biologie, Agronomie,  
Géosciences, Hydrosiences et Environnement

## THÈSE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II**

Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers

présentée et soutenue publiquement par :

**Mr Nans BUJAN**

---

### APPLICATION D'UN MODÈLE DE CIRCULATION QUASI-TRIDIMENSIONNEL LITTORAL À LA DYNAMIQUE DES PLAGES DU LANGUEDOC-ROUSSILLON.

---

Thèse supervisée par Frédéric Bouchette et Yann Leredde  
sous couvert de Louis Briqueu

soutenue le 6 Juin 2009 devant le jury composé de

M. Philippe BONNETON	Directeur de Recherche CNRS, Université Bordeaux I	Rapporteur
M. Vincent REY	Professeur, Université de Toulon et du Var	Rapporteur
M. Bijan MOHAMMADI	Professeur, Université de Montpellier II	Examinateur
M. Raphael CERTAIN	Maître de conférences, Université de Perpignan	Examinateur
M. Hugues HEURTEFEUX	Ingénieur, EID-Méditerranée	Examinateur
M. Louis BRIQUEU	Directeur de Recherche CNRS, Université Montpellier II	Tuteur de la thèse
M. Frédéric BOUCHETTE	Maître de conférences, Université Montpellier II	Codirecteur
M. Yann LEREDDE	Maître de conférences, Université Montpellier II	Codirecteur



# Remerciements

Le présent travail est le fruit d'une convention CIFRE entre l'Université Montpellier II et l'EID Méditerranée. Je remercie tout d'abord mes trois codirecteurs de thèse : Frédéric Bouchette, Yann Leredde et Hugues Heurtefeux, qui ont su m'aider pendant plus de trois années avec des points de vue aussi riches que différents. C'était évidemment le but de ce travail, et j'ai beaucoup appris.

Merci aussi à Louis Briqueu pour avoir accepté de chapeauter cette thèse et pour le temps accordé et à Didier Moulis, chef de mon service à l'EID Méditerranée, pour son soutien et sa compréhension.

**Plymouth summer school 2005.** J'ai eu la chance de participer en Juin 2005 à une université d'été (*Mathematical methods for coastal engineering*) dans les meilleures conditions qui soient, en particulier grâce à la qualité de mes rencontres :

Jose Maria Alsina, Jose Horrillo-Caraballo, Jose Antonio Armesto Alvarez, Clare Coughlan and Tamsin (*we outspiced the spice girls*), Roland Garnier surfeur de Barcelone, Yohama Gunawardena (*how's your romance?*). Gabriel Diaz Hernandez, Adrian Pedrozo-Acuña, Ernesto Tonatiuh Mendoza and Vanesa Magar : *you own the tango floor!*. Abdulla Sharief Kizhsisseri, Thomas Arkadiusz Labuz, Hong Phuoc Vo Luong (*raw energy*), Hyo-Bong Park, Tristan Oliver Robinson, Stefania Anastasia Schinaia, Agueda Vazquez-Lopez-Escobar et Anna Zacharioudaki.

**Université de Bordeaux.** Avant de commencer ma thèse, j'ai passé une année à travailler au département de Géologie et d'Océanographie de l'Université de Bordeaux où j'ai eu le plaisir de connaître :

Myriam (artiste de palette numérique), Amélie qui fait du body, Amélie qui parle tout le temps, la team Master Power (Stephane Kervella, Antoine Deshouiller, Cedric Marion, Antoine Etxegaré), Amandine, Julie Tranier (pleine de bonté), Anne la stagiaire, Paul Germanaud, Virginie Mas (et ses macros de la mort), Aurélien Taillez, Alexis, Johnathan Debordes (vivement nos prochaines sessions ensemble), Aldo Sottolichio (mon mentor, ma vocation en océanographie, une nouvelle fois : merci pour tout ce que tu m'as appris!), Hélène Dupuis, Patrice Bretel, Franck Desmazes, Patrice Castaing, Georges Oggian, Rémy Butel, Stéphane Bujan, Denis Michel (dit Mike D aka gran master powerpoint, ton Chop suey était le meilleur), Abel Balanche (mon Bodhi!), Jean Paul Parisot (trublion forcé de la team Master Power), Nadia Sénéchal, Philippe Bonneton (je suis heureux de vous revoir en tant que rapporteur de cette thèse), Bruno Castelle (l'homme que l'on croise sur les parkings déserts l'hiver), Caroline Poulain, David Claveleau, François Bourrin et Aurélie Dehouck.

**EID Méditerranée.** Ayant passé la moitié du temps consacré à cette thèse CIFRE dans les locaux de l'EID Méditerranée, je voudrais remercier les personnes suivantes avec lesquelles j'ai passé de bons moments :

les deux Michel du terrain, Floriant Masset, Réda Tounsi, Charles Jeannin (lafriche), Gregory Lambert (et ses petites amies), Yvon Perrin (aka Fat Y.P.), Sandy Bellec, Claire Duchet, Eric Sire, Philippe Richard, Marc Razzeli, Stéphanie Mathieu, Sandrine Bouis, Stéphanie Dimeglio, Stéphanie Grosset (faya!), Thomas Balenghien, Nicolas Sidos (merci de m'avoir aidé à vaincre la bête; ) , Nicole Bessière, Provence Lanzeloti et Audrey Les-saignoux.

**L'informatique.** Je ne serais rien sans l'aide compétente et résignée des nombreux informaticiens que j'ai sollicités.

Parmi eux et en premier lieu j'ai une immense gratitude envers Tan n Guyen pour avoir fait face à l'ignominie informatique avec une bravoure et une patience inégalées.

Les informaticiens suivants : Josianne Tack, Jean Jacques Segarra, Frédéric Claramunt (et sa mandoline), Aurélien Chemin et Abdel Aziz m'ont aussi évité de nombreuses douleurs.

J'ai rencontré des gens bien à la fac de Montpellier :

Cléa Dénamiel, Olivier Raynal (quel homme!), Anna, Christine Lauer-Leredde, Eric Berthebeau, Michel Lopez, Pierre Sabatier, Laurent Dezileau, Cyprien, Damien Isèbe, Floriant Meresse et de nombreux compagnons de repas..

J'ai aussi collaboré avec grand plaisir avec Pierre Yves Valantin du SMNLR, Yann Baulouin du BRGM, Frédérique Guzman de Surfrider Foundation, François Sabatier, Philippe Dussouillez, Cédric Brunel et Samuel Meulé du CEREGE, Christophe Carasco de View-Surf, Raphael Certain, Pierre Ferrer, Patrick et Fanny Adloff de l'Université de Perpignan.

Enfin, merci à Jani pour l'accueil. Mario et Nicole, Lionel, Alexis, Charlotte, Taco, Stéphanie, Camilla et Julien pour avoir vécu avec moi. Verena, Eun-sug, Lola, Ladan, Nora, Wen Wen et Alice pour les émotions. Otaké pour le rock. Maman et papa. Vincent Flochel à qui je dois la santé.

Les plus importants ne sont pas cités, ce sont mes amis tout simplement..

Je ne remercie pas le logiciel Sarabis, une blague qui aurait pu être drôle si cet ersatz de programme n'était pas toujours utilisé par des directions en ce siècle même.

Pour Yuriko..

ゆりこへ

読書の数乏しくとも

君との触感かけがえのなく

共になすべきこと未だ多くありて

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>2</b>
<b>Table des matières</b>	<b>5</b>
<b>I Introduction générale</b>	<b>9</b>
I.1 Introduction . . . . .	11
I.1.1 Problématique . . . . .	11
I.1.2 Méthodes . . . . .	12
I.1.3 Conventions utilisées . . . . .	14
I.1.4 Plan du manuscrit . . . . .	16
I.2 Dynamique des plages : définitions . . . . .	17
I.2.1 Rappels sur la houle . . . . .	17
I.2.2 Rappels sur les courants . . . . .	20
I.2.3 Contribution des courants au transport de sédiments . . . . .	22
I.2.4 Morphologie des plages du Languedoc-Roussillon . . . . .	25
I.3 Modélisation numérique de la circulation en zone littorale . . . . .	30
I.3.1 Principes . . . . .	30
I.3.2 Description des modèles numériques cités . . . . .	31
I.4 Présentation des instruments utilisés pour les campagnes de mesure . . . . .	36
I.4.1 Courantomètre acoustique à effet Doppler (ADV) . . . . .	36
I.4.2 Profileur de courant acoustique à effet Doppler (ADCP) . . . . .	37
I.4.3 Utilisation des données mesurées . . . . .	38
I.5 Cadre physique et dynamique des sites d'étude . . . . .	39
I.5.1 Présentation du site de la Tamarissière . . . . .	40
I.5.2 Présentation du site de Sète . . . . .	43
I.5.3 Présentation du site de Leucate . . . . .	45
<b>II Présentation des outils de modélisation numérique</b>	<b>49</b>
II.1 Module de propagation de la houle : REF/DIF . . . . .	51
II.1.1 Introduction . . . . .	51
II.1.2 Principes théoriques . . . . .	52
II.1.3 Caractéristiques de la houle modélisée dans REF/DIF . . . . .	54
II.1.4 Contraintes et limites du modèle . . . . .	59
II.1.5 Discussion . . . . .	61
II.2 Module de circulation quasi-tridimensionnel : SHORECIRC . . . . .	62
II.2.1 Introduction . . . . .	62
II.2.2 Principes théoriques . . . . .	66
II.2.3 Caractéristiques supplémentaires du modèle SHORECIRC . . . . .	74
II.2.4 Discussion . . . . .	82
II.3 Adaptation des modèles numériques à la simulation sur des boîtes littorales réalistes . . . . .	83
II.3.1 Traitement et transfert du champ de houle modélisé par REF/DIF . . . . .	83

II.3.2	Modifications apportées au modèle SHORECIRC . . . . .	85
II.3.3	Discussion du travail apporté aux modèles REF/DIF et SHORECIRC	92
II.4	Conclusion de la présentation des outils de modélisation numérique . . . . .	93
<b>III Validation des modifications apportées aux outils numériques sur une plage comportant un brise-lames</b>		<b>94</b>
III.1	Validation des modifications apportées au modèle SHORECIRC par comparaison avec des données mesurées et modélisées sur une bathymétrie de bassin à houle comportant un objet émergé . . . . .	96
III.1.1	Introduction . . . . .	96
III.1.2	Comparaison des résultats obtenus par REF/DIF et SHORECIRC avec les données de Péchon <i>et al.</i> [1997] et Mory et Hamm [1997] . . . . .	97
III.1.3	Discussion . . . . .	103
III.2	Validation des modifications apportées au modèle SHORECIRC par comparaison avec des modèles bidimensionnels sur une bathymétrie réaliste comportant un objet émergé . . . . .	104
III.2.1	Introduction . . . . .	104
III.2.2	Comparaison des résultats obtenus par REF/DIF et SHORECIRC avec les modèles présentés dans Nicholson <i>et al.</i> [1997] . . . . .	105
III.2.3	Etude de sensibilité selon l'article de Nicholson <i>et al.</i> [1997] . . . . .	107
III.2.4	Apport du caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC . . . . .	115
III.2.5	Discussion . . . . .	118
III.3	Conclusion . . . . .	119
<b>IV Application des modifications apportées aux outils numériques dans le cadre de l'étude des plages sableuses du Languedoc-Roussillon</b>		<b>120</b>
IV.1	Comparaison des résultats de la version modifiée du modèle SHORECIRC avec des données mesurées sur une plage à bathymétrie complexe : la Tamarissière . . . . .	122
IV.1.1	Descriptif de la campagne de mesures sur la plage de la Tamarissière	122
IV.1.2	Modélisation des conditions observées le 4 Novembre 2005 . . . . .	125
IV.1.3	Conclusion . . . . .	133
IV.2	Comparaison des résultats de la version modifiée du modèle SHORECIRC avec des données mesurées sur une plage à bathymétrie simple : Sète . . . . .	134
IV.2.1	Présentation des données mesurées par Certain [1999] . . . . .	134
IV.2.2	Descriptif de la simulation de la tempête observée à Sète le 17 Janvier 1999 . . . . .	136
IV.2.3	Discussion des résultats . . . . .	138
IV.2.4	Conclusion . . . . .	140
IV.3	Conclusion de la validation des outils numériques dans le cadre de l'étude des plages sableuses du Languedoc-Roussillon . . . . .	141
<b>V Application de SHORECIRC à la dynamique de la plage de Leucate</b>		<b>142</b>
V.1	Comparaison des résultats de SHORECIRC aux données mesurées lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007 sur le site de Leucate . . . . .	145
V.1.1	Descriptif de la campagne de mesures sur la plage de Leucate . . . . .	145
V.1.2	Données mesurées par les appareils lors des coups de mer . . . . .	147
V.1.3	Modélisation de la circulation induite par les coups de mer observés	150
V.1.4	Comparaison des profils verticaux de la vitesse mesurés et modélisés	156
V.1.5	Discussion de la comparaison entre données mesurées et modélisées lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007 sur le site de Leucate . . . . .	160
V.2	Etude de la dynamique de la plage de Leucate par modélisation numérique	164

V.2.1	Etude de la propagation de la houle sur la plage de Leucate . . . . .	166
V.2.2	Etude de la dynamique de l'élévation moyenne de la surface libre sur la plage de Leucate . . . . .	172
V.2.3	Etude de la dynamique de la circulation sur la plage de Leucate . . .	179
V.2.4	Modélisation des courants d'arrachement sur la plage de Leucate . .	193
V.2.5	Interprétation morphodynamique . . . . .	201
V.2.6	Conclusion de l'étude de la dynamique de la plage de Leucate avec le modèle SHORECIRC . . . . .	204
<b>VI</b>	<b>Conclusions générales</b>	<b>205</b>
VI.1	Bilan . . . . .	206
VI.2	Perspectives . . . . .	207
	<b>Bibliographie</b>	<b>211</b>
	<b>Annexes</b>	<b>219</b>
<b>A</b>	<b>Gestion des zones émergées et des dérivées dans la version modifiée de SHORECIRC</b>	<b>220</b>
A.1	Création de masques lors de la lecture d'une bathymétrie . . . . .	220
A.2	Type de dérivée appliquée en fonction des masques utilisés . . . . .	222
A.2.1	Gestion des dérivées premières . . . . .	222
A.2.2	Gestion des dérivées secondes . . . . .	224
A.2.3	Gestion des dérivées mixtes . . . . .	226
<b>B</b>	<b>Tests de sensibilité des modèles REF/DIF et SHORECIRC</b>	<b>231</b>
B.1	Paramètres du modèle REF/DIF . . . . .	231
B.1.1	Choix du modèle de génération de la houle . . . . .	231
B.1.2	Paramètres de dissipation de la houle . . . . .	231
B.1.3	Déferlement de la houle . . . . .	232
B.1.4	Résolution . . . . .	232
B.2	Paramètres du modèle SHORECIRC . . . . .	233
B.2.1	Nombre de courant . . . . .	233
B.2.2	Paramètre <i>Depthmin</i> . . . . .	233
<b>C</b>	<b>Comparaison de SHORECIRC avec des modèles numériques côtiers sur une bathymétrie plane</b>	<b>234</b>
C.1	Introduction . . . . .	234
C.2	Configuration . . . . .	234
C.3	Résultats et comparaison . . . . .	235
C.3.1	Variables intégrées sur la verticale . . . . .	235
C.3.2	Profils verticaux des vitesses . . . . .	237
C.4	Conclusion . . . . .	237
	<b>Liste des figures</b>	<b>239</b>
	<b>Liste des symboles utilisés</b>	<b>248</b>

La richesse du littoral provient de la quantité de vies qui s'y développent.

On y trouve une diversité de paysages bouleversante.

L'aventure, l'humilité, la fureur, sept tigres verts, l'enchantement, la mort, la générosité. A distance de la publicité des villes, les mots peuvent y retrouver leur sens.

Et tout ce que nous, scientifiques, trouvons pour l'introduire dans un article est l'expression insupportablement vulgaire de « zone de grande importance économique ».

Comment cela va t'il finir ?

# Chapitre I

## Introduction générale

## Sommaire

<b>I.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
I.1.1	Problématique	11
I.1.2	Méthodes	12
I.1.3	Conventions utilisées	14
I.1.3.a	Termes techniques	14
I.1.3.b	Figures et représentation graphique	14
I.1.3.c	Conventions mathématiques	15
I.1.4	Plan du manuscrit	16
<b>I.2</b>	<b>Dynamique des plages : définitions</b>	<b>17</b>
I.2.1	Rappels sur la houle	17
I.2.1.a	Grandeurs considérées	17
I.2.1.b	Equations de Navier-Stokes	18
I.2.1.c	Houles de Stokes	18
I.2.1.d	Ondes infragravitaires	19
I.2.2	Rappels sur les courants	20
I.2.3	Contribution des courants au transport de sédiments	22
I.2.3.a	Modes de transport du sédiment	22
I.2.3.b	Transport longitudinal de sédiment	22
I.2.3.c	Transport transversal de sédiment	23
I.2.3.d	Transport de sédiment par submersion	24
I.2.3.e	Conclusion	24
I.2.4	Morphologie des plages du Languedoc-Roussillon	25
I.2.4.a	Figures naturelles	25
I.2.4.b	Figures artificielles	27
I.2.4.c	Morphodynamique des barres sédimentaires en Languedoc-Roussillon	29
<b>I.3</b>	<b>Modélisation numérique de la circulation en zone littorale</b>	<b>30</b>
I.3.1	Principes	30
I.3.2	Description des modèles numériques cités	31
I.3.2.a	Propriétés des modules de propagation de la houle	32
I.3.2.b	Propriétés des modules de circulation	33
<b>I.4</b>	<b>Présentation des instruments utilisés pour les campagnes de mesure</b>	<b>36</b>
I.4.1	Courantomètre acoustique à effet Doppler (ADV)	36
I.4.2	Profileur de courant acoustique à effet Doppler (ADCP)	37
I.4.3	Utilisation des données mesurées	38
<b>I.5</b>	<b>Cadre physique et dynamique des sites d'étude</b>	<b>39</b>
I.5.1	Présentation du site de la Tamarissière	40
I.5.1.a	Caractéristiques du site	40
I.5.1.b	Conditions climatiques	41
I.5.1.c	Création d'un modèle numérique de terrain	42
I.5.2	Présentation du site de Sète	43
I.5.2.a	Caractéristiques du site	43
I.5.2.b	Conditions climatiques	44
I.5.3	Présentation du site de Leucate	45
I.5.3.a	Caractéristiques du site	46
I.5.3.b	Conditions climatiques	48

## I.1 Introduction

La présente thèse résulte d'une convention industrielle (bourse CIFRE) entre le laboratoire Géosciences Montpellier de l'Université Montpellier II et l'opérateur public EID-Méditerranée, chargé de l'observation et de la gestion des plages du Languedoc-Roussillon. Le but de ce travail a consisté à adapter puis exploiter un outil de recherche récent pour les besoins appliqués de la gestion du littoral.

Les gestionnaires du littoral utilisent des informations diverses dans le cadre de l'aménagement et de la protection des plages. Du point de vue de l'océanographie physique, les besoins en informations consistent par exemple à :

- connaître l'élévation maximale de la mer à la côte lors des plus fortes tempêtes afin de pouvoir délimiter le domaine public maritime ;
- anticiper les effets du réchauffement climatique sur l'évolution du trait de côte dans les projets d'aménagement du littoral ;
- comprendre la dynamique de la circulation sur une portion du littoral afin de prévoir son évolution sur le long terme ;
- étudier et optimiser l'impact des structures de protection du littoral avant leur construction..

Pour répondre à ces besoins, la modélisation numérique de la circulation est aujourd'hui un outil indispensable.

Dans cette thèse, le modèle numérique SHORECIRC, capable de simuler la circulation induite par la houle en zone littorale, a été modifié afin de pouvoir prendre en compte tous les types de plages existantes dans la nature. Le modèle numérique opérationnel ainsi obtenu a ensuite été appliqué à l'étude d'une plage à barres sableuses festonnées du Languedoc-Roussillon.

### I.1.1 Problématique

La zone littorale est l'objet de nombreuses études et d'une attention proportionnelle à l'intensité de l'aléa qui la menace : l'érosion.

Dans la région Languedoc-Roussillon, cette érosion se traduit par une diminution des stocks sableux, provoquant un recul du trait de côte et une augmentation des risques de submersion lors des épisodes de tempêtes [Bujan *et al.*, 2005; Heurtefeux et Bujan, 2005a].

A l'heure actuelle, le réchauffement climatique vient aggraver cette tendance à l'érosion en provoquant une élévation du niveau marin. D'autres effets aggravant seraient une augmentation de la fréquence et de l'intensité des tempêtes, cependant il n'existe pas encore de consensus à ce sujet [Kerry *et al.*, 2008].

Si les tempêtes ont un effet spectaculaire sur l'érosion des plages, certains auteurs affirment que les côtes récupèrent toujours totalement des effets d'une tempête sur le long terme et que les seules causes d'érosion à long terme sont l'élévation du niveau de la mer et les coupures de l'alimentation en sédiments des plages [Steetzel, 1993; Zhang *et al.*, 2002]. Ainsi, pour une plage dont les entrées en sédiment sont constantes, et en l'absence d'élévation du niveau marin, l'augmentation potentielle de la fréquence des tempêtes due au réchauffement climatique n'aurait à priori pas d'effet sur la dynamique à long terme de la plage.

Néanmoins, le contexte actuel de déficit sédimentaire et de montée des eaux a déplacé le point d'équilibre dynamique vers lequel les plages tendent désormais (figure I.1).

Le retrait à venir, voire la disparition, de certaines portions du littoral va entraîner un impact fort sur les milieux naturels et les activités humaines. Les mécanismes de ce retrait doivent donc être compris afin d'en minimiser l'impact.

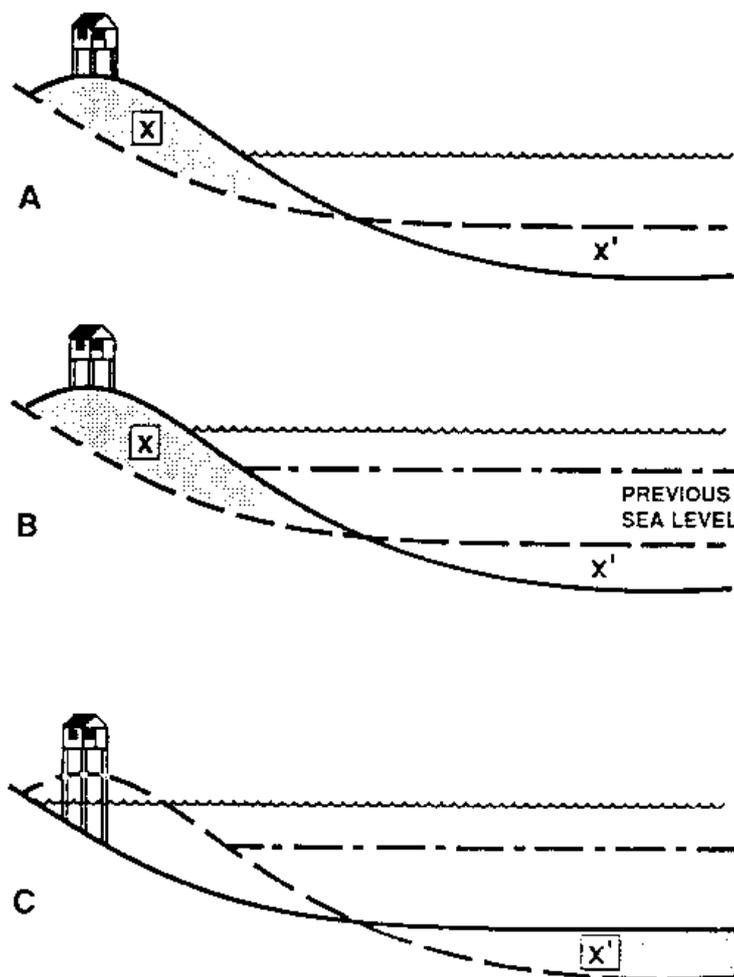


FIG. I.1 – Evolution schématique d'un profil de plage soumis à une élévation du niveau marin selon la règle de Bruun [1962]. Le recul du trait de côte est sensible à la pente globale du profil qui s'adapte à l'élévation du niveau marin. Source : Titus [1986].

### I.1.2 Méthodes

Le littoral évolue à travers les déplacements des sédiments qui le composent. La houle, le vent et les courants sont capables de transporter le sédiment présent sur une plage, ce sont les forçages de l'évolution du littoral.

La connaissance de l'action des différents forçages actuels sur le transport de sédiments (localisation, direction et intensité) survenant au sein d'une portion du littoral renseigne sur l'évolution à moyen terme des fonds. Cette connaissance permet de caractériser les conditions climatiques (houles, vents..) responsables de l'érosion ou de l'engraissement d'une plage sur le moyen terme et de prévoir son évolution.

Il est possible d'appréhender le fonctionnement du littoral par la modélisation numérique des différents phénomènes physiques s'y produisant. Par exemple, la connaissance des fonds permet d'y simuler la houle et les courants avec un modèle hydrodynamique.

Un modèle de transport sédimentaire peut alors utiliser ces courants pour faire évoluer les fonds. Les nouveaux fonds obtenus sont alors capables de modifier le champ de houle et les courants associés et les modèles peuvent fonctionner en boucle.. Cette approche est adaptée à l'étude de l'impact d'une ou de plusieurs tempêtes sur le court terme [Bruneau, 2009].

L'approche choisie dans cette thèse est celle du moyen terme, qui concerne des ensembles de coups de mer. Elle se fonde sur la modélisation numérique des forçages hydrodynamiques agissant sur le transport sédimentaire. Cette modélisation est appuyée par des mesures in-situ (courantomètres, houlographes) sur une sélection de sites étudiés dans le cadre du programme Européen Beachmed et de la plateforme régionale Gladys (Leucate, Sète et la plage de la Tamarissière).

La modélisation directe du transport de sédiment ou de la morphodynamique des fonds, qui rend compte de l'évolution à court terme d'un site n'est pas traitée ici. On se cantonne au domaine de la modélisation hydrodynamique où les transferts sédimentaires peuvent être appréhendés via deux variables :

- la vitesse orbitale de la houle sur le fond, à même de mettre en suspension le sédiment mobilisable ;
- la vitesse des courants de circulation sur le fond (capables de transporter rapidement les sédiments) donnée par un modèle de circulation quasi-tridimensionnel.

Les mesures fournissent un certain nombre d'observations et permettent de valider les résultats des modèles sur les cas observés. L'intérêt de la modélisation numérique est de permettre la simulation de tous les types de forçages possibles sur un site. Par exemple, on peut passer en revue les effets d'une houle selon un éventail de périodes choisies ou simuler des événements difficilement observables comme un coup de mer dont la direction est peu fréquente. Dans l'optique d'une étude d'aménagement du littoral, on simulera l'arrivée de tempêtes extrêmes afin d'évaluer la vulnérabilité des installations au risque.

Le but de cette approche par la modélisation hydrodynamique est de pouvoir déterminer les caractéristiques de la circulation sur un site donné, en fonction des forçages présents. Dans ce manuscrit, nous appliquons cette méthode à la dynamique de la plage de Leucate.

Le modèle numérique que nous avons choisi dans ce but est un outil performant : le modèle de circulation quasi-tridimensionnel SHORECIRC. Ce modèle est un outil de recherche récent qui n'a été utilisé que dans le domaine académique. Sa caractéristique est sa capacité de pouvoir modéliser numériquement la circulation, comme les modèles bidimensionnels classiquement utilisés en zone littorale, et de pouvoir résoudre analytiquement la variation des vitesses sur la colonne d'eau avec une précision semblable à celle des modèles tridimensionnels [Haas et Warner, 2006]. Cette caractéristique permet de calculer à moindre coûts la vitesse des courants sur le fond qui est une variable importante pour la gestion du littoral (études d'impact, couplage avec un modèle morphodynamique, estimation du transport sédimentaire..). Le travail de cette thèse CIFRE a consisté à apporter les modifications nécessaires au modèle pour pouvoir l'adapter à une utilisation sur des cas réalistes en bureau d'étude.

### I.1.3 Conventions utilisées

#### I.1.3.a Termes techniques

Autant que possible, les termes techniques rencontrés dans ce manuel seront francisés. Les termes anglais correspondants seront indiqués en italique. Par exemple, les mots « transversal » (*cross-shore*) et « longitudinal » (*longshore*) seront employés pour qualifier un phénomène dont la direction est respectivement perpendiculaire ou parallèle au trait de côte.

#### I.1.3.b Figures et représentation graphique

De nombreuses figures issues de simulations numériques sont présentées dans ce manuscrit. Les résultats des simulations numériques ont les propriétés suivantes :

le domaine de modélisation de la zone littorale est un espace à trois dimensions  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$ . L'axe  $\vec{x}$  est dirigé du large vers la côte et la base  $\{\vec{x}, \vec{y}\}$  est orthogonale (figure I.2). L'origine du vecteur  $\vec{x}$  est située sur la frontière au large du domaine de modélisation. La houle entre donc dans le domaine de modélisation le long de cette frontière au large où  $\vec{x} = 0$  avec un angle d'incidence  $\theta$ . L'axe  $\vec{z}$  est dirigé du fond vers la surface de l'eau, son origine étant la surface de l'eau.

La profondeur entre le fond et la surface de l'eau est notée  $h$ . Une incidence nulle de la houle ( $\theta = 0^\circ$ ) signifie que la houle entre dans le domaine avec les lignes des crêtes parallèles au rivage. A l'inverse pour une houle de forte incidence (par exemple  $\theta = 30^\circ$ ) les crêtes arrivent vers la plage avec un angle. L'incidence de la houle est positive dans le sens horaire. Sur le schéma de la figure I.2, la houle arrive donc avec une incidence négative.

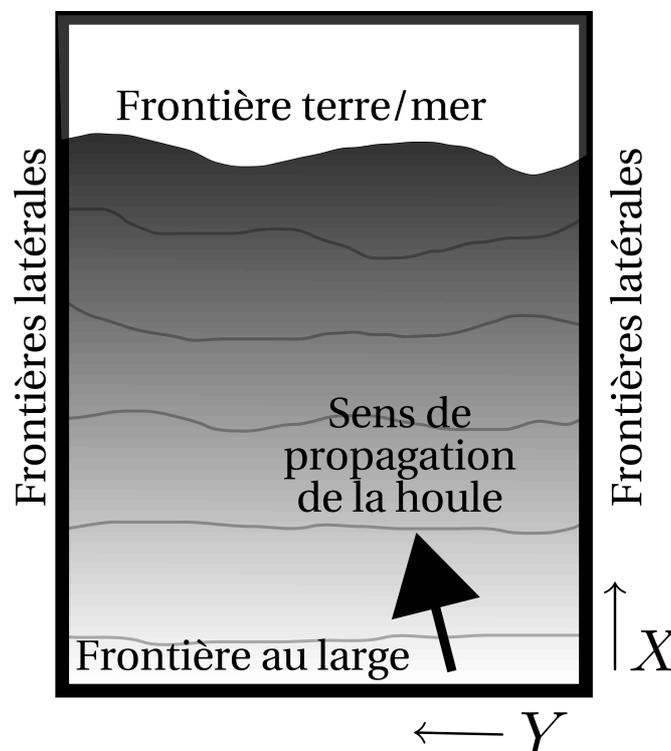


FIG. I.2 – Schéma du domaine de modélisation utilisé dans cette thèse.

Sauf mention contraire, sur les orthophotos présentées dans ce travail, on situe le Nord en haut des figures.

### I.1.3.c Conventions mathématiques

Les unités utilisées sont celles du système international. En particulier, les vitesses, hauteurs de houle et variations du niveau de la mer sont exprimées respectivement en  $m.s^{-1}$  et en  $m$  sur les graphiques de résultats.

$t$  désigne la variable du temps.  $\Delta t$  est le pas de temps des modèles numériques.

Lorsque des équations utilisent les coordonnées spatiales  $x$  et  $y$ , nous pouvons utiliser la convention de sommation d'Einstein, qui consiste à sous entendre la sommation selon la composante  $x$  et la composante  $y$  pour la variable concernée. Par exemple, la vitesse d'un courant moyenné sur une période de houle  $V$  en un point  $(x,y)$  peut s'écrire :

$$V = V_x \cdot \vec{x} + V_y \cdot \vec{y} = V_\alpha \quad (\text{I.1})$$

De la même façon, la vitesse instantanée  $u$  en un point  $(x,y)$  peut s'écrire  $u_\alpha$ .

Les indices  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  représentent les composantes spatiales  $x$  ou  $y$  en convention de sommation d'Einstein. Par exemple,  $\Delta_\alpha$  représente la résolution du domaine de modélisation selon l'axe  $\alpha$ .

Les autres symboles mathématiques sont utilisés :

- le nombre complexe  $i$  (lorsque  $i$  n'est pas utilisé en indice) ;
- les indices entiers  $i$  et  $j$  ;
- le symbole de Kronecker  $\delta_{ij}$ , tel que :

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{si } i = j \\ 0, & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

- l'opérateur nabla  $\nabla$ , tel que :

$$\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{I.3})$$

- l'opérateur nabla horizontal  $\nabla_h$ , tel que :

$$\nabla_h = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (\text{I.4})$$

- l'opérateur laplacien  $\Delta$ , tel que :

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{I.5})$$

- le signe  $\overline{\quad}$ , placé au dessus d'une variable signifie la moyenne temporelle de la variable à l'échelle d'une ou plusieurs périodes de houle.

### I.1.4 Plan du manuscrit

Ce chapitre d'introduction présente tous les éléments nécessaires à la compréhension des travaux. Les instruments utilisés lors des campagnes de mesures ainsi que les sites sur lesquels nous avons travaillé sont aussi présentés.

Le chapitre II décrit les outils de modélisation numérique mis en oeuvre et les modifications qui leur ont été apportées pour pouvoir les appliquer dans des situations réalistes.

Le chapitre III est consacré à la validation des modifications apportées aux modèles numériques. Pour cela, la pertinence de la simulation académique de la circulation au voisinage d'un brise-lames est étudiée.

Le chapitre IV poursuit l'étape de la validation cette fois-ci en considérant la simulation de conditions réalistes mesurées sur des plages du Languedoc-Roussillon.

Enfin, le chapitre V montre comment les modèles numériques sont utilisés pour caractériser l'hydrodynamique de la plage de Leucate en simulant l'ensemble des forçages de houle pouvant affecter le site.



FIG. I.3 – Orthophotographie du lido de Villeneuve-lès-Maguelone (source : IGN). La portion de plage émergée ayant disparue par érosion entre 1962 et 2001 est indiquée par la surface en blanc. Des cônes de débordement de tempêtes sont visibles coté étang.

## I.2 Dynamique des plages : définitions

L'étude de la dynamique du littoral vise à comprendre comment la houle (forçage principal) et le vent (forçage secondaire) influent sur la circulation qui gouverne la morphologie de la plage via le transport de sédiment. Cette partie vise à décrire les différents concepts et éléments concernant la houle, les courants et la morphodynamique de la plage sur lesquels se base notre travail.

### I.2.1 Rappels sur la houle

Nous ne présentons ici que les aspects théoriques de la houle qui concernent notre travail.

#### I.2.1.a Grandeurs considérées

La houle est considérée dans cette thèse comme une onde monochromatique, qui peut être caractérisée par sa période  $T$ , sa longueur d'onde  $L$  et sa hauteur  $H$ . Le tableau I.1 montre les autres grandeurs caractéristiques qui découlent de ces trois variables.

Dimension caractéristique	unité	Formulation
amplitude	$m$	$A = \frac{H}{2}$
nombre d'onde	$rad.m^{-1}$	$k = \frac{2\pi}{L}$
vitesse de phase ou célérité	$m.s^{-1}$	$C = \frac{L}{T}$
pulsation	$rad.s^{-1}$	$\omega = \frac{2\pi}{T}$
fréquence	$s^{-1}$	$f = \frac{1}{T}$

TAB. I.1 – Grandeurs caractéristiques de la houle, d'après Denamiel [2006].

La vitesse de groupe  $C_g$  est aussi utilisée.  $C$  étant la vitesse de propagation d'une seule onde,  $C_g$  est la vitesse de propagation d'un paquet d'ondes monochromatiques.

Lorsque des hauteurs de houle sont citées sans autre précision au cours de ce travail, elles correspondent à des hauteurs significatives et sont notées  $H$ .

Lors de sa propagation vers le rivage, la houle déforme la surface libre à l'interface air/mer, ce déplacement instantané de la surface libre par rapport à son niveau au repos est noté  $\eta$ .

Lorsque ce déplacement de la surface libre est moyenné à l'échelle de plusieurs périodes de houle, il est noté  $\zeta$ , c'est le déplacement moyen de la surface libre.

On parlera de levée (*shoaling*) de la houle lorsque celle-ci voit son amplitude augmenter sous l'effet de la diminution de sa longueur d'onde et de sa vitesse lors de sa propagation en eau peu profonde. Lorsque la houle lève, sa période est conservée.

Lorsque la profondeur devient suffisamment faible, la houle déferle et son énergie est progressivement dissipée, on parle de déferlement bathymétrique. La dissipation des vagues liée au déferlement de la houle est un moteur important de la génération de courants en zone littorale.

En parvenant au rivage, la houle crée un jet de rive (*swash*).

Les zones de levée, déferlement et jet de rive ainsi que les grandeurs caractéristiques de la houle sont schématisées en (figure I.4).

### I.2.1.b Equations de Navier-Stokes

La plupart des modèles utilisés pour décrire la houle découlent des équations de Navier-Stokes appliquées à un fluide incompressible, irrotationnel et newtonien. Celles-ci consistent en :

- l'équation de continuité ou de conservation de la masse :

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (\text{I.6})$$

- l'équation de conservation du mouvement :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u(\nabla \cdot u) = g - \frac{1}{\rho} \nabla P \quad (\text{I.7})$$

$g$  est le vecteur gravité,  $\rho$  est la densité volumique de l'eau et  $P$  est la pression exercée sur le fluide.

### I.2.1.c Houles de Stokes

En utilisant le potentiel de vitesse tel que  $u_\alpha = \nabla \phi$ , Stokes a créé un modèle de houle par développement en série appelé théorie de Stokes.

Cette théorie permet de développer à l'ordre  $n$  le potentiel de vitesse de la houle :

$$\Phi(x, y, \eta, t) = \Phi(x, y, 0, t) + \eta \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} + \dots + \frac{\eta^n}{n!} \frac{\partial^n \Phi}{\partial z^n} \Big|_{z=0} + \dots \quad (\text{I.8})$$

De nombreux modèles de houle exploitent cette théorie à un ordre donné en fonction de la précision requise. Par exemple, une approximation courante consiste à assimiler la houle à un phénomène linéaire. En ne gardant que l'ordre 1 dans le développement ci-dessus on obtient une houle de Stokes au premier ordre ou houle d'Airy dont le déplacement de la surface libre peut s'écrire :

$$\eta(x, y, t) = A \exp i \left( \vec{k} \vec{x} - \omega t \right) \quad (\text{I.9})$$

$\vec{k}$  est le vecteur d'onde orienté dans la direction de propagation de la houle.

Les modèles de houles actuels peuvent utiliser des houles de Stokes au troisième ordre. La houle modélisée n'est alors plus linéaire ( $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  sont les coefficients du développement en série à l'ordre 2 et 3) :

$$\eta(x, y, t) = A \exp i (k \vec{x} - \omega t) + \alpha_2 A^2 \exp 2i (k \vec{x} - \omega t) + \alpha_3 A^3 \exp 3i (k \vec{x} - \omega t) \quad (\text{I.10})$$

### I.2.1.d Ondes infragravitaires

L'expression « ondes infragravitaires » qualifie l'ensemble des ondes dont la période est supérieure à celle de la houle ( $T \gg 30 \text{ s}$ ). Comme ces ondes restent guidées par la gravité, le terme « ondes sous-harmoniques » est plus approprié mais reste moins utilisé [Battjes, 2006].

Parmi les ondes infragravitaires en zone littorale, on trouve :

- les ondes longues forcées ou liées (*bounded long waves*), résultant de la modulation de l'enveloppe des trains de vagues incidentes ;
- si les ondes longues liées sont réfléchies par le trait de côte et restent coincées dans la zone littorale en se propageant, on parle d'ondes de bord (*edge waves*). Ces ondes peuvent parfois être quasi-stationnaires (*standing edge waves*) ;
- si les ondes réfléchies repartent vers le large on parle alors d'ondes longues fuyantes (*leaky waves*) ;
- enfin, on parle d'ondes de cisaillement (*shear waves*), lorsqu'un courant longitudinal est instable et modulé d'une longueur d'onde supérieure à celle de la houle et inférieure à celle des ondes de bords. Ce type d'onde se propage le long de la côte dans le sens du courant.

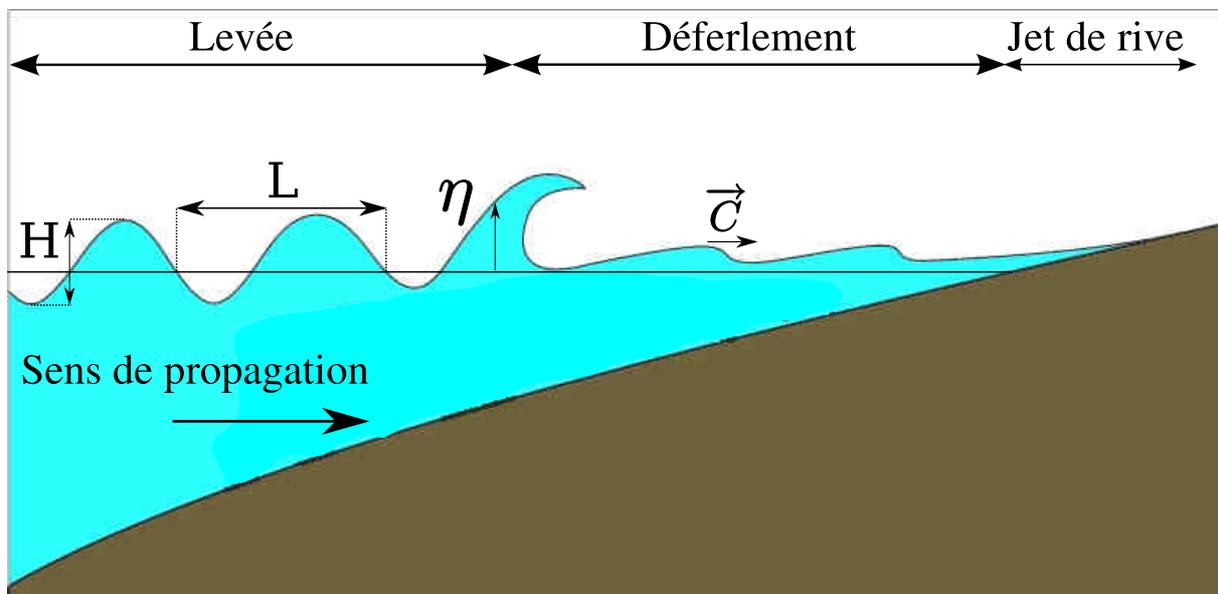


FIG. I.4 – Schéma de la propagation d'une houle monochromatique en zone littorale.

## I.2.2 Rappels sur les courants

Une vitesse instantanée est la vitesse d'une portion de l'eau en un instant et en un point donné, elle s'écrit :

$$u_\alpha = u_\alpha(x, y, z, t) \quad (\text{I.11})$$

La zone littorale part du trait de côte jusqu'à une vingtaine de mètres de profondeur, c'est une zone particulière où les vagues déferlent. Les mouvements de l'eau dans cette zone ont classiquement trois origines différentes. Les courants existants sont passés en revue.

### Courants induits par la houle

La propagation et le déferlement de la houle dans la zone littorale peuvent créer trois types de courants :

- le courant de retour (*undertow*), est un courant dirigé vers le large qui contrebalance les excès de masse d'eau apportés par la propagation et le déferlement de la houle vers le rivage. Il est régi par la différence locale entre le gradient des tensions de radiation et le gradient de pression associée à l'élévation du niveau marin provoquée par la houle [Svendsen, 1984].

C'est un courant fortement tridimensionnel dont l'intensité est maximale près du fond. Dans les modèles numériques bidimensionnels, ce courant est pris en compte mais est reparti uniformément sur la colonne d'eau, ce qui est source d'imprécisions si on s'intéresse à l'effet de ce courant sur le transport sédimentaire ;

- le courant d'arrachement ou courant sagittal (*rip current*), résulte de zones favorisées de départ d'eau vers le large déterminées par la bathymétrie. En fonction de la configuration de la bathymétrie, les courants d'arrachement peuvent être intenses même si la houle n'est pas forte et agir sur le transport de sédiment.

Ces courants sont verticalement uniformes au niveau des dépressions bathymétriques et deviennent moins homogènes en s'éloignant vers le large, les vitesses maximales étant alors observés en surface [Haas et Svendsen, 2002].

Une revue des courants d'arrachement a été faite par MacMahan *et al.* [2006] ;

- le courant d'obliquité ou de dérive (*longshore current*), est dû à l'incidence de la houle lors de son arrivée par rapport au rivage.

Ce type de courant est généralement uniforme sur la colonne d'eau et est important par sa contribution au transport sédimentaire dans le sens longitudinal.

### Courants induits par la marée

Compte tenu du faible marnage dans le golfe du Lion, la circulation induite par les mouvements alternatifs des marées est considérée comme nulle dans cette thèse. Néanmoins la marée doit être prise en compte pour les calculs des aléas de submersion du littoral à cause de l'épaisseur d'eau (0.3 m au maximum) qu'elle peut potentiellement rajouter à la surcote lors des tempêtes.

## Courants induits par le vent

Près de la côte le vent peut être un moteur important de la circulation [Feddersen *et al.*, 1998], néanmoins les tensions induites par le vent sur la colonne d'eau sont en général inférieures d'un ordre de grandeur à celles induites par les vagues [Whitford et Thornton, 1993].

Les vents mettent directement en mouvement l'eau par friction sur la surface de la mer et peuvent ainsi générer des circulations à petite ou à grande échelle. Près du bord ces mouvements peuvent créer une inclinaison du plan d'eau qui va être à l'origine de courants de compensation.

Dans le cas de vents de terre, l'eau en surface est poussée vers le large, ce qui crée une décote du niveau de l'eau qui est alors compensée par des courants montants (*upwelling*).

Dans le cas de vents de mer, l'eau poussée contre le bord de la plage crée une surcote et l'eau est alors évacuée par des courants descendants (*downwelling*).

D'après Héquette et Hill [1993] et Héquette [2001], des courants descendants induits par le vent peuvent être capables de transporter du sédiment vers le large.

### I.2.3 Contribution des courants au transport de sédiments

La majorité des mouvements de sédiments qui affectent le littoral ont lieu à l'échelle de la cellule sédimentaire (Denamiel [2006] et littérature incluse).

La cellule sédimentaire est souvent considérée comme une boîte hermétique dont les frontières limitent les échanges de sédiments avec l'extérieur de la cellule. On envisage alors des processus d'accrétion et d'érosion au sein de ce système mais avec un budget total nul.

Si la frontière à la côte (plage émergée) de la cellule est toujours clairement définie, la frontière au large n'existe qu'à travers le concept de la profondeur de fermeture. Pour les frontières longitudinales la limite peut être physique (jetée, cap..) ou dynamique (zone d'inversion de la dérive littorale).

La profondeur de fermeture (*depth of closure*) correspond à la profondeur d'eau jusqu'à laquelle la houle joue un rôle dans le transport sédimentaire, elle dépend de l'échelle temporelle considérée [Hallermeier, 1981].

#### I.2.3.a Modes de transport du sédiment

**Transport par charriage** (*bed load*). Transport sur une tranche d'eau étroite (de l'épaisseur de quelques diamètres de grains sédimentaires) sur le fond où le mouvement est d'abord provoqué par les collisions entre grains plutôt que par la turbulence du fluide [Wilson, 1966]. Les grains peuvent glisser ou rouler (traction) dans la tranche ou être soulevés sur de faibles distances (saltation).

**Transport par suspension** (*suspended load*). Les grains sont maintenus en suspension dans la colonne d'eau sous l'effet des vitesses verticales turbulentes dans le fluide [Fredsoe et Deigaard, 1992].

**Transport par ruissellement en nappe** (*sheet flow*). Les grains sont déplacés au sein d'une couche limite lorsque les courants sont intenses et les sédiments grossiers.

#### I.2.3.b Contribution des courants au transport longitudinal des sédiments

Le transport de sédiment dans le sens parallèle à la plage est appelé dérive littorale, il résulte de l'action de courant longitudinaux.

Pour les plages planes ou à barres rectilignes, le courant longitudinal est un courant de dérive qui est maximum au niveau du point de déferlement des vagues [Feddersen et Guza, 2003]. Soit, dans le cas des plages à barres, au niveau de la crête de la barre où a lieu le déferlement [Sabatier, 2001].

Au contraire, lorsque les barres ont un caractère tridimensionnel, le courant longitudinal est le résultat à la fois d'un courant de dérive et de courants d'arrachement. Il atteint alors son intensité maximum dans les fosses des barres [Church et Thornton, 1993]. Ce décalage est expliqué par les gradients de pression provoqués par la bathymétrie des barres festonnées [Putrevu *et al.*, 1995].

Le transport longitudinal est fortement dépendant de l'angle d'incidence de la houle par rapport à la plage à l'échelle d'un évènement [Hsu *et al.*, 2006]. A de plus grandes échelles, la direction moyenne d'arrivée de la houle ou climatologie des vagues peut déterminer le comportement long terme à l'érosion ou à l'accrétion d'un site [Goodwin *et al.*, 2006; Haxel et Holman, 2004]. Par exemple, sur une plage à lido du Danemark, Aagaard *et al.* [2004] montrent qu'une modification de l'angle moyen d'incidence des houles sur quelques décennies est principalement responsable d'une multiplication par 6 du transport longitudinal.

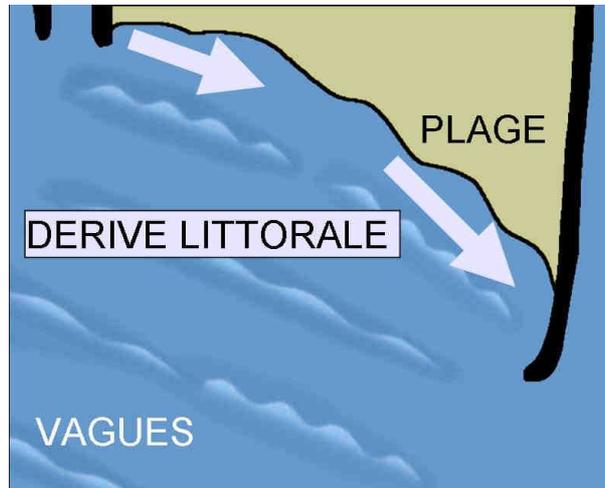


FIG. I.5 – Schématisation du transport de sédiment par dérive littorale.

### I.2.3.c Contribution des courants au transport transversal des sédiments

Les mouvements de sédiments dans la direction perpendiculaire au rivage sont considérés comme des tendances a priori sur un plus court terme que le transport longitudinal. Le transport transversal est plus difficile à estimer que le transport longitudinal car les courants dans le sens transversal sont fortement variables sur la colonne d'eau, ils résultent de (Stépanian [2002],Castelle [2004] et littérature incluse) :

- l'action de l'asymétrie des vitesses orbitales de la houle qui provoque un flux net vers le rivage (vitesse de Stokes) ;
- l'action des courants de retour dus à la houle dirigés vers le large ;
- l'action des ondes infragravitaires forcées, ou de bord fuyantes et stationnaires ;
- dans une moindre mesure, des vents de terre forts dans la région qui transportent une certaine quantité de sable vers le large.

Les vitesses orbitales de la houle, lorsque celle-ci est suffisamment proche du bord pour être asymétrique, sont un facteur efficace de charriage en direction du bord. Lors du passage d'une vague, la vitesse orbitale sous la crête est forte dans le sens de propagation de la houle pendant un laps de temps court. A l'inverse, sous un creux, la vitesse orbitale est faible et est dirigée en direction du large pendant un temps plus long. La moyenne à l'échelle d'une ou plusieurs périodes de houle de ces vitesses orbitales est appelée vitesse de Stokes. Le transport net, résultat de cette vitesse moyenne, est dirigé classiquement vers le bord [Camenen et Larson, 2005].

Ces mouvements de sédiments sont aussi associés aux mouvements des barres sableuses : En deçà d'un certain seuil spécifique à chaque site (qui peut être par exemple l'établissement du déferlement sur la crête de la barre [Houser et Greenwood, 2005a]) de hauteur de houle (on parle de houle de beau temps, de durée longue), le transport par asymétrie des vitesses orbitales de la houle domine et fait migrer le sable et les barres vers le rivage. Durant cette phase la barre externe se rapproche du bord en s'aplatissant.

Au delà de ce seuil (houle de tempête, épisodes courts), le courant de retour domine et fait migrer les barres vers le large [Houser et Greenwood, 2005b]. La barre externe s'éloigne alors en prenant du volume [Lee *et al.*, 1998]. Les plus fortes vitesses de migration de barres observées sont de  $2.2 \text{ m.h}^{-1}$  vers le large et de  $1 \text{ m.h}^{-1}$  en direction du rivage [Wijnberg et Kroon, 2002].



FIG. I.6 – Schématisation du transport de sédiment vers le large.

#### I.2.3.d Contribution de la submersion au transport des sédiments vers la plage émergée

Les échanges de sédiments existent entre la plage émergée et la plage sous marine. Sur les secteurs en accrétion comme la plage de l’Espiguette dans l’Hérault, l’avancée du trait de côte est accompagnée du développement d’un complexe dunaire à terre. Dans les secteurs où le trait de côte recule, les houles de tempêtes arrachent du sédiment au cordon dunaire et les vents de terre peuvent aussi transporter du sable vers le large. Lors des plus fortes tempêtes, l’eau pénètre dans les terres en déposant de grandes quantités de sable (cônes de débordement de tempête ou *washover fans*), c’est ce qui explique la grande proportion de dépôts marins dans les étangs séparés de la mer par des lidos.



FIG. I.7 – Schématisation du transport de sédiment par submersion.

#### I.2.3.e Conclusion

La prise en compte simultanée des différents types de transports de sédiments est désormais nécessaire pour améliorer notre compréhension de la dynamique des plages sableuses. En particulier, les rapports entre transport longitudinal et transversal à la côte en fonction des forçages aident à une meilleure connaissance des impacts de tempête [Hsu *et al.*, 2006; Lee *et al.*, 1998]. La description correcte des courants est une première étape primordiale à la compréhension des transferts de sédiments.

## I.2.4 Morphologie des plages du Languedoc-Roussillon

Le littoral du Languedoc-Roussillon est composé d'une série de plages de sables fins séparées d'une succession d'étangs par des cordons dunaires de petite taille. De tels systèmes sont appelés lidos. Ces plages sont régulièrement séparées par des zones fortement artificialisées : stations balnéaires, ports de plaisance et ouvrages de protections.

Nous décrivons ici les formes que l'on peut rencontrer sur ces plages sableuses. Une distinction est faite entre les plages sauvages ou naturelles et les plages dites entropisées où l'on peut trouver des structures artificielles.

### I.2.4.a Figures naturelles

La figure I.8 définit les différents compartiments d'une plage sableuse qui composent la zone littorale.

Le trait de côte sépare la partie émergée de la plage de sa partie immergée. Il peut être rectiligne (plage à lido) ou adopter de nombreux motifs périodiques (baïne) ou non (flèche sableuse).

Dans la zone de déferlement de la houle se trouvent les barres sédimentaires (ou barres sableuses ou bancs de sables, appelées barres dans ce travail) dont le nombre et la forme peuvent être très variables. Une barre est une étendue de sable dont le sommet est appelé crête et est accompagné d'une dépression (située entre la crête et le bord) appelée fosse. Lorsque des accumulations de sable ou des dépressions sont ponctuelles on parle de points hauts ou de points bas.

Le nombre de barres d'une plage augmente généralement avec la pente de la plage et la fréquence moyenne de la houle [Short et Aagaard, 1993]. Dans le Golfe du Lion, on trouve entre une et trois barres dans la zone littorale.

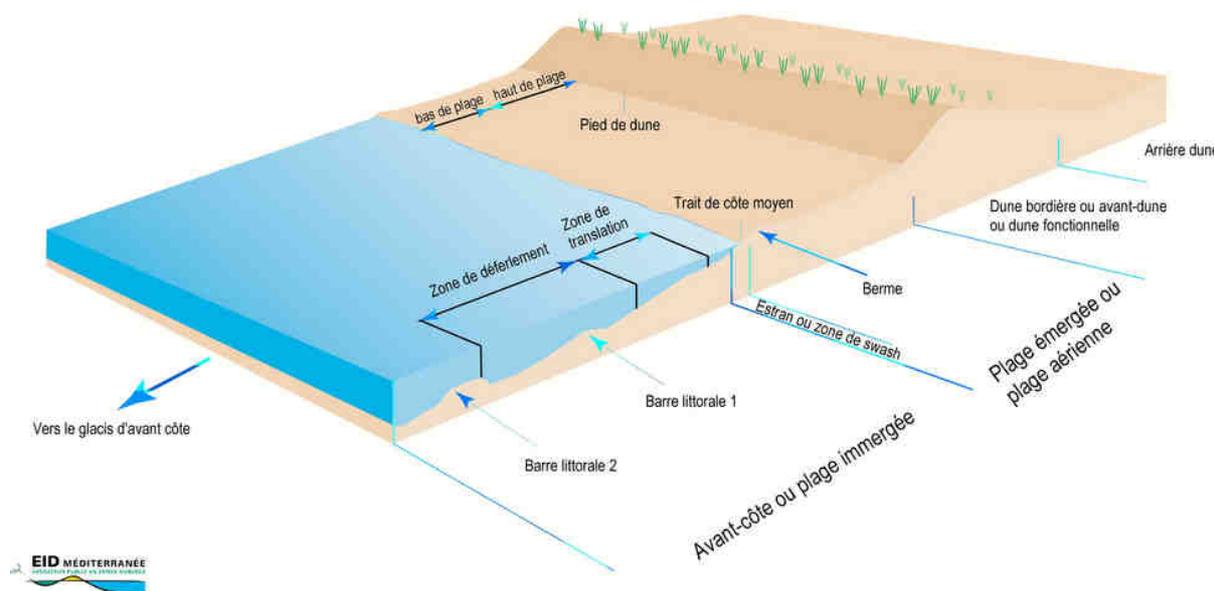


FIG. I.8 – Morphologie de la zone littorale. Source : EID-Méditerranée.

La barre la plus proche du bord est appelée barre interne tandis que la barre la plus éloignée vers le large est la barre externe. On peut trouver des barres intermédiaire entre ces deux barres.

Le système interne désigne la zone allant de la barre interne jusqu'au trait de côte et comprend la fosse interne.

Le système externe désigne la partie de la plage immergée se trouvant au delà de la barre interne en direction du large.

La morphologie des barres fait l'objet de nombreuses classifications [Masselink *et al.*, 2006]. La plus simple classification consiste à distinguer les barres rectilignes, qui ont un caractère bidimensionnel, des autres barres, qui ont un caractère tridimensionnel [Wijnberg et Kroon, 2002].

Les barres rectilignes sont des figures simples qui sont constamment parallèles au rivage (figure I.9), ce sont les barres les plus étudiées car leur dynamique peut être extrapolée dans le sens longitudinal.

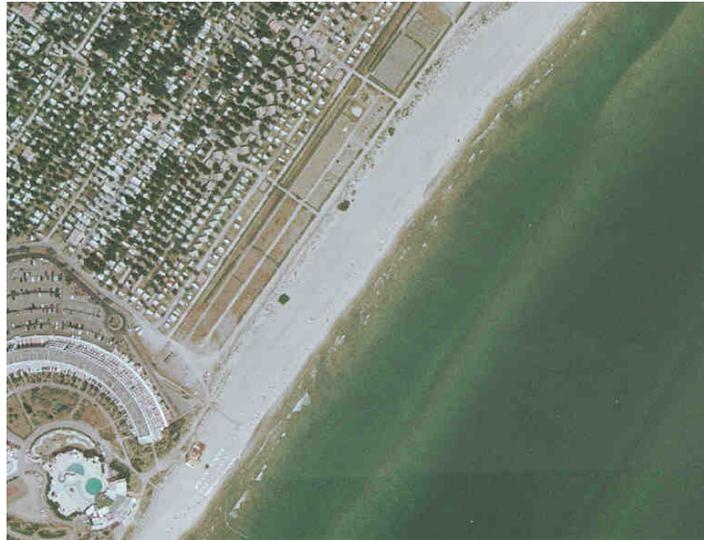


FIG. I.9 – Exemple de barre sédimentaire rectiligne visible par transparence sur une orthophotographie de 2003 de la plage de l'Héliopolis à Agde. Source : IGN.

Les barres non rectilignes ou tridimensionnelles, plus complexes, ont des formes variées. On distingue deux grandes familles : les barres en croissants ou festonnées (*crescentic bars*) et les systèmes barre/fosse de lévigation (ou barre/chenal ou barre/baïne, *ridge and runnel*) [Wright et Short, 1984].



FIG. I.10 – Mise en évidence des festons de la barre interne de la plage du Grand Travers (commune de Mauguio, Hérault) sur une ortho-photographie d'Avril 2007. La crête de la barre interne est surlignée en noir. Source : BeachMed-E.

Les systèmes barre/fosse de lévigation sont typiques des plages soumises à la fois à la houle et à la marée [Castelle, 2004]. Dans le Golfe du Lion, on trouve plutôt des barres en festons caractérisées par une ondulation plus ou moins régulière. Il est parfois possible d'observer la répétition rythmique d'un motif en croissant auquel on peut attribuer une longueur d'onde (figure I.10). Les extrémités d'un feston qui sont avancées vers la plage s'appellent les cornes. La partie la plus au large du feston s'appelle le ventre.

#### I.2.4.b Figures artificielles

Les plages soumises à une pression de la part de l'homme peuvent faire l'objet de nombreux aménagements afin de contrôler au possible leur évolution. Pour cela, des structures artificielles visant à agir sur le transit sédimentaire sont utilisées depuis l'antiquité.

Les épis sont des structures perpendiculaires à la côte qui permettent de bloquer la dérive littorale, provoquant l'avancée du trait de côte en amont et son recul en aval de la dérive.

Les brise-lames sont des structures parallèles à la côte, qui servent à dissiper l'énergie de la houle avant son arrivée sur la plage.

Les digues servent à protéger une portion de littoral (un port ou une embouchure par exemple) de l'action des vagues.

La figure I.11 montre une vue aérienne du grau du Prévot à Palavas-les-Flots, le grau sépare une portion de plage fortement aménagée et urbanisée d'une portion plus sauvage. On peut voir que la portion urbanisée a été aménagée de façon à ce que le trait de côte ne puisse pas reculer et mettre en péril les habitations en front de mer. Pour cela, des brise-lames et des digues bloquent le sédiment dans cette portion de plage. Sur la portion moins urbanisée, le trait de côte a plus reculé car l'évolution de la plage est moins contrainte par les figures artificielles.



FIG. I.11 – Vue aérienne d'une portion de la plage de Palavas-les-Flots. Source : EID-Méditerranée.

La figure I.12 montre un modèle numérique de terrain (MNT) de cette même portion de la commune de Palavas-les-Flots, les isobathes 0,  $-5$  et  $-10$  m sont représentées. On observe un ensemble de structures artificielles se trouvant dans l'eau qui perturbe profondément le transit sédimentaire : digues, épis, brise-lames. A l'Ouest, une barre sableuse disparaît au niveau des digues. A l'Est des digues, des tombolos se sont formés entre la côte et les brise-lames.

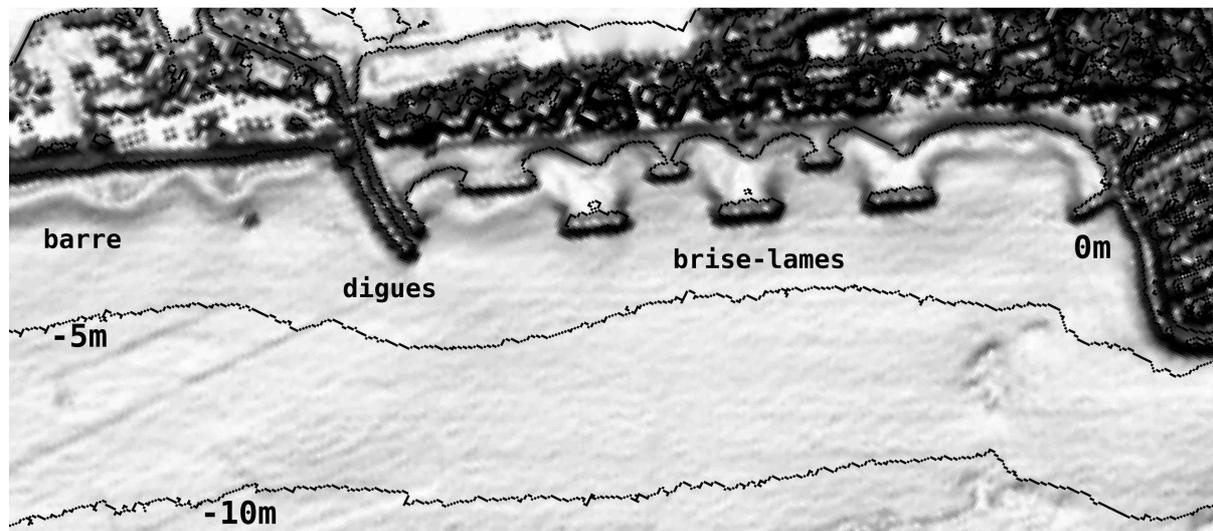


FIG. I.12 – MNT de la plage de Palavas-les-Flots obtenu par technique LIDAR.

A l'échelle de la région, l'artificialisation du littoral a eu lieu dans les années 70 lors d'un vaste projet d'aménagement du littoral du Languedoc-Roussillon (mission Racine). Cet aménagement s'est fait à l'époque sans considération de la dynamique du transport sédimentaire autre qu'à une petite échelle géographique et temporelle. Alors que comme 70% des côtes françaises la plupart des plages de la région étaient déjà en érosion (diminution des apports en sédiments provenant des fleuves, élévation du niveau de la mer), les structures artificielles rajoutées par la mission Racine ont contribué à l'aggravation de cette tendance par manque de connaissances sur la dynamique globale (à moyen terme et à moyenne échelle géographique) des sédiments sur les plages.

Sur les figures précédentes, des habitations ont directement remplacé le cordon dunaire sur la plage avec pour conséquence une aggravation de l'érosion. Pour limiter la menace sur ces habitations on a construit des épis qui retiennent le sédiment en bloquant la dérive littorale et qui déplacent alors le problème d'érosion en aval.

Aujourd'hui on compte 200 ouvrages lourds (de type épis ou brise lames) répartis sur 300km de côte dans la région Languedoc-Roussillon. La dynamique des courants et par conséquent du transport sédimentaire sur la plage est donc fortement influencée par ces structures artificielles [Samat, 2009].

Compte tenu de l'impact fort des structures artificielles dans la zone littorale, il est primordial pour les aménageurs de pouvoir anticiper leur effets. Pour cela, la modélisation numérique, en permettant la simulation de l'ensemble des conditions pouvant affecter un site, est aujourd'hui un outil indispensable permettant de prévoir et d'optimiser les conséquences de l'aménagement du littoral.

Le modèle SHORECIRC peut simuler des conditions différentes sur la zone littorale mais il ne peut pas prendre en compte les figures artificielles ou les bathymétries complexes dans sa version d'origine. Un travail d'adaptation du modèle a donc été nécessaire et est présenté dans ce manuscrit.

### I.2.4.c Morphodynamique des barres sédimentaires en Languedoc-Roussillon

Durant cette thèse, de nombreuses données topo-bathymétriques ont été exploitées dans le but de fournir une expertise scientifique pour assister les communes du littoral du Languedoc-Roussillon dans la gestion de leurs plages. Des rapports techniques ont ainsi été réalisés pour le compte de l'EID-Méditerranée [Heurtefeux et Bujan, 2005b, 2006, 2007; Heurtefeux *et al.*, 2006]. Les données utilisées consistaient en des profils transversaux ou des MNT acquis à pied, en bateau ou en avion (par technique LIDAR).

Nous présentons ici une courte synthèse de l'exploitation de ces données topographiques et bathymétriques acquises par l'EID-Méditerranée entre 2003 et 2007 pour décrire l'évolution générale des barres des plages du Languedoc-Roussillon.

Contrairement aux plages ouvertes comme celles de l'Atlantique, les plages de Méditerranée évoluent principalement de façon ponctuelle, lors des épisodes de tempêtes. En effet, la majorité du temps, l'agitation du plan d'eau est trop faible pour que les barres se mettent en mouvement.

Les observations de ces derniers hivers permettent de dire que le mouvement des barres en Languedoc-Roussillon est totalement dépendant des séquences des coups de mer affectant la plage [Heurtefeux et Bujan, 2005b]. On peut d'une façon générale distinguer trois situations de mise en mouvement des barres différentes en fonction de la hauteur de la houle atteignant la plage :

- $H < 2 \text{ m}$ . En l'absence de coup de mer significatif, les barres ne connaissent aucun mouvement rapide comme lors de la saison 2004-2005. Les houles dites de beau temps ne parviennent pas à mobiliser le sable au delà de quelques mètres de profondeur, elles agissent au plus sur la barre interne qui peut évoluer très lentement ;
- $2 < H < 4 \text{ m}$ . Les coups de mer significatifs peuvent mettre le sédiment en mouvement sur l'ensemble de la zone des barres sableuses. Lorsque les coups de mer n'excèdent pas une certaine intensité, ils peuvent être constructifs et faire avancer la barre externe vers le rivage (saison 2005-2006). Par exemple, le seuil entre houles constructrices et destructrices a été estimé à  $H = 4 \text{ m}$  par Certain et Barusseau [2005] sur les plages du lido de Sète ;
- $H \geq 4 \text{ m}$ . Un événement majeur seul suffit à provoquer les changements morphologiques les plus importants à l'échelle d'un système à barre. Les courants de retour intenses sur les fonds qui caractérisent une forte tempête sont capables de faire migrer les barres externes vers le large sur une grande distance (saison 2003-2004).

Au vu des variations de morphologie des barres sableuses observées à différentes échelles de temps, on constate que ces variations ont des amplitudes similaires à l'échelle d'une saison ou d'une tempête. Lors d'événements importants (tempête annuelle..), ces changements peuvent être plus forts que tous les changements pouvant survenir durant une année calme [Heurtefeux et Bujan, 2006].

Cette caractéristique des plages du Languedoc-Roussillon justifie l'étude de la dynamique de la plage par la modélisation numérique d'épisodes de tempête uniques.

## I.3 Modélisation numérique de la circulation engendrée par la houle en zone littorale

### I.3.1 Principes

La circulation en zone littorale est principalement influencée par la propagation et le déferlement de la houle vers la plage. Depuis l'introduction du concept des tensions de radiation par Longuet-Higgins et Stewart [1964], les effets de la houle sont modélisables à une échelle temporelle de plusieurs périodes de houle, ce qui permet de nombreuses simplifications.

Ce concept est la base de nombreux modèles de circulation, que ceux-ci soient des modèles transversaux (2Dv) [Southgate, 1989], bidimensionnels (2Dh, comme celui de Wind et Vreugdenhil [1986] par exemple) ou tridimensionnels (3D) [Sanchez-Arcilla *et al.*, 1992].

Les modèles numériques les plus fréquemment utilisés dans la zone littorale sont des modèles bidimensionnels, capables de fournir des valeurs du courant moyen sur la profondeur ainsi que la valeur moyenne de l'élévation de la surface libre.

Ces modèles reposent sur les équations de Saint-Venant, qui sont une forme moyennée à l'échelle de la turbulence et d'une période de houle et intégrée sur la profondeur des équations de Navier-Stokes. La moyenne temporelle sur une période de houle implique d'intégrer les effets de la houle à l'aide des tensions de radiation et du flux induit par la houle. Ces quantités doivent être fournies aux modèles par l'intermédiaire d'un module de houle.

On trouve ainsi de nombreux modèles qui couplent ensemble module de propagation de la houle et module de circulation. L'ajout d'un troisième module pour le transport sédimentaire permet en plus de modéliser la morphodynamique des fonds [Bruneau, 2009].

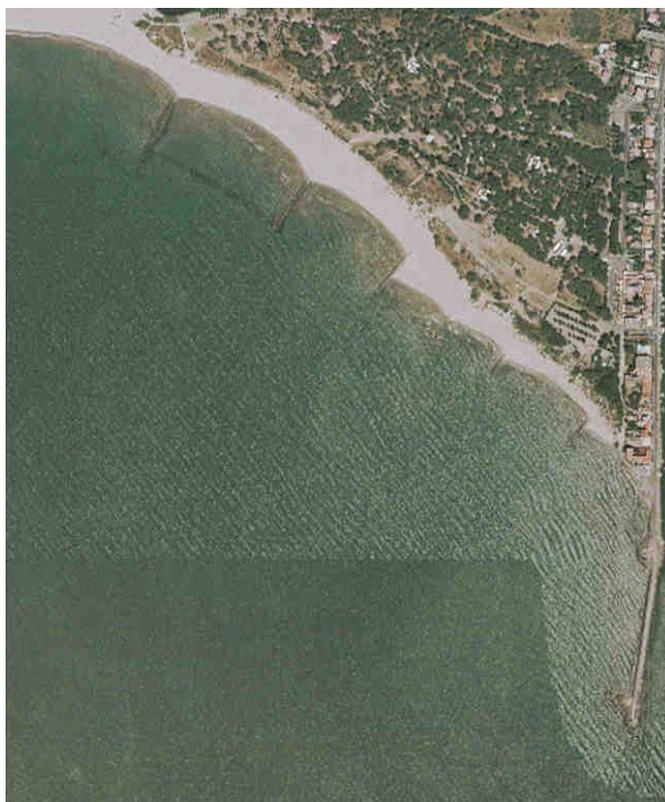


FIG. I.13 – Ortho-photographie d'une zone littorale complexe soumise à l'influence de la houle : la plage de la Tamarissière dans l'Hérault. Source : IGN.

Plus récemment, des modèles capables de résoudre la circulation en prenant en compte le mouvement instantané de la houle sont utilisés. On citera les modèles aux équations de Boussinesq capables de gérer le déferlement de la houle [Kirby, 2003]. Ces modèles ont l'avantage d'être plus réalistes mais restent encore coûteux en terme de calcul à l'heure actuelle.

La particularité des études d'ingénierie en zone littorale vient de la complexité de la géométrie des sites considérés. Par exemple, le site de la Tamarissière, décrit en section I.5.1 possède des bancs de sables perpendiculaires à la côte, un brise-lames émergé, des épis et est séparé de la rivière Hérault par une digue (figure I.13).

Les modèles utilisés dans le domaine de l'ingénierie doivent donc être capables de tenir compte de toutes les particularités de la géométrie des sites étudiés.

Plusieurs modèles numériques sont cités le long de cette thèse, nous les présentons sommairement ci-dessous.

### I.3.2 Description des modèles numériques cités

Les modèles REF/DIF et SHORECIRC, à la base de nos travaux, font l'objet d'une description spécifique au chapitre II.

Le modèle REF/DIF est utilisé dans cette thèse car il est déjà couplé avec le module de circulation SHORECIRC. De plus, REF/DIF a été utilisé extensivement dans les domaines de l'ingénierie littorale comme dans celui de la recherche académique.

Le choix du modèle SHORECIRC vient de son caractère quasi-tridimensionnel qui est détaillé en section II.2.

Nous présentons les principales caractéristiques des autres modèles numériques cités dans ce travail. Par exemple, dans le chapitre III, les modèles SHORECIRC et REF/DIF sont comparés à d'autres modèles numériques de propagation de la houle et de circulation en zone littorale utilisés dans deux articles d'application sur un brise-lames. Nous rappelons ici le nom et l'organisme des modèles cités :

- ARTEMIS et TELEMAC-3D de EDF (France) ;
- PROPS et CIRCO de LIM-UPC (Espagne) ;
- MIKE 21 PMS et MIKE 21 HD de DHI (Danemark) ;
- FDWAVE et TIDEFLOW-2D de HR Wallingford (Angleterre) ;
- modèle houle/circulation du Maritime group de l'Université de Liverpool (UL, Angleterre) ;
- modèle houle/circulation du Service Technique Central des Ports Maritimes et des Voies Navigables (STCPMVN, France) ;
- modèle houle/circulation de Aristotle University of Thessaloniki (AUT, Grèce) ;
- SWAN et DELFT2D-MOR de Delft Hydrolics (Pays-Bas).

Nous séparons modules de propagation de la houle et modules de circulation pour décrire leurs propriétés.

### I.3.2.a Propriétés des modules de propagation de la houle

Tous les modèles de propagation de la houle cités ici prennent en compte les phénomènes de réfraction, levée, diffraction et déferlement.

La figure I.14 montre par exemple la transformation que subit une houle monochromatique lors de sa propagation sur une plage réaliste calculée par le modèle REF/DIF qui prend en compte les phénomènes cités ci-dessus. On remarquera la forte hétérogénéité du champ de houle obtenu.

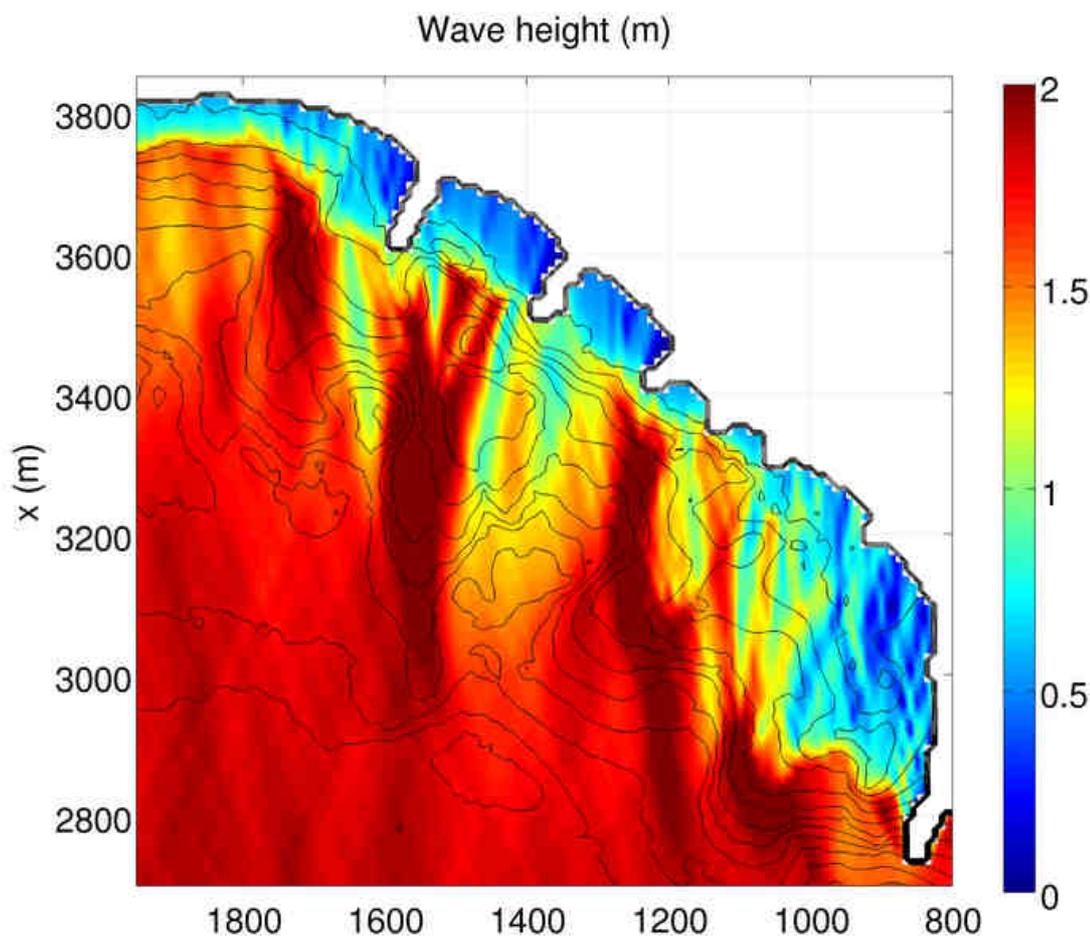


FIG. I.14 – Carte de la hauteur de la houle simulée sur le site de la Tamarissière par REF/DIF pour une houle au large d'incidence nulle, de hauteur 2 m et de période 6 s.

Toutes les sorties de modèles de houle présentées dans le manuscrit ont été obtenues en propageant une houle monochromatique, même lorsque des modèles proposent l'utilisation de houles spectrales.

Les principales caractéristiques des modèles sont présentées ici et sont résumées dans le tableau I.3.

Les modèles REF/DIF, ARTEMIS, MIKE 21 PMS et celui du STCPMVN sont basés sur l'équation de propagation de la houle en faible pente [Berkhoff, 1972]. PROPS, FDWAVE et le module de houle de l'Université de Liverpool utilisent la condition d'irrotationnalité du vecteur d'onde combinée avec une extension de l'équation eikonale par Yoo et O'Connor [1986] et Rivero et Arcilla [1993]. Le modèle de propagation de la houle de Aristotle University of Thessaloniki utilise lui les équations hyperboliques linéaires de Copeland [1985a]. Le module de houle de DELFT2D-MOR est le modèle spectral HISWA basé sur les travaux de Holthuijsen *et al.* [1989].

Le modèle spectral SWAN est aussi cité, il s'agit du successeur du modèle HISWA, c'est un modèle non-stationnaire basé sur la conservation de l'énergie spectrale de la houle avec des termes de prise en compte du vent, des transferts d'énergie dans le spectre et de dissipation [Holthuijsen *et al.*, 1993].

### I.3.2.b Propriétés des modules de circulation

Tous les modèles de circulation considérés sont basés sur la forme moyennée à l'échelle d'une ou plusieurs périodes de houle des équations de Navier-Stokes. Un modèle tridimensionnel comme TELEMAC-3D résout ces équations tandis que les modèles bidimensionnels résolvent la forme intégrée sur la profondeur de ces équations que sont les équations de Saint-Venant.

Les modèles bidimensionnels fournissent des cartes de la vitesse intégrée sur la profondeur sur le domaine de modélisation (exemple figure I.15 à gauche). Les modèles tridimensionnels ou quasi-tridimensionnels peuvent en plus fournir des valeurs de la vitesse en n'importe quel point de la colonne d'eau sur le domaine. La figure I.15 à droite montre par exemple une carte de la vitesse calculée sur le fond par la version que nous avons modifiée du modèle quasi-tridimensionnel SHORECIRC.

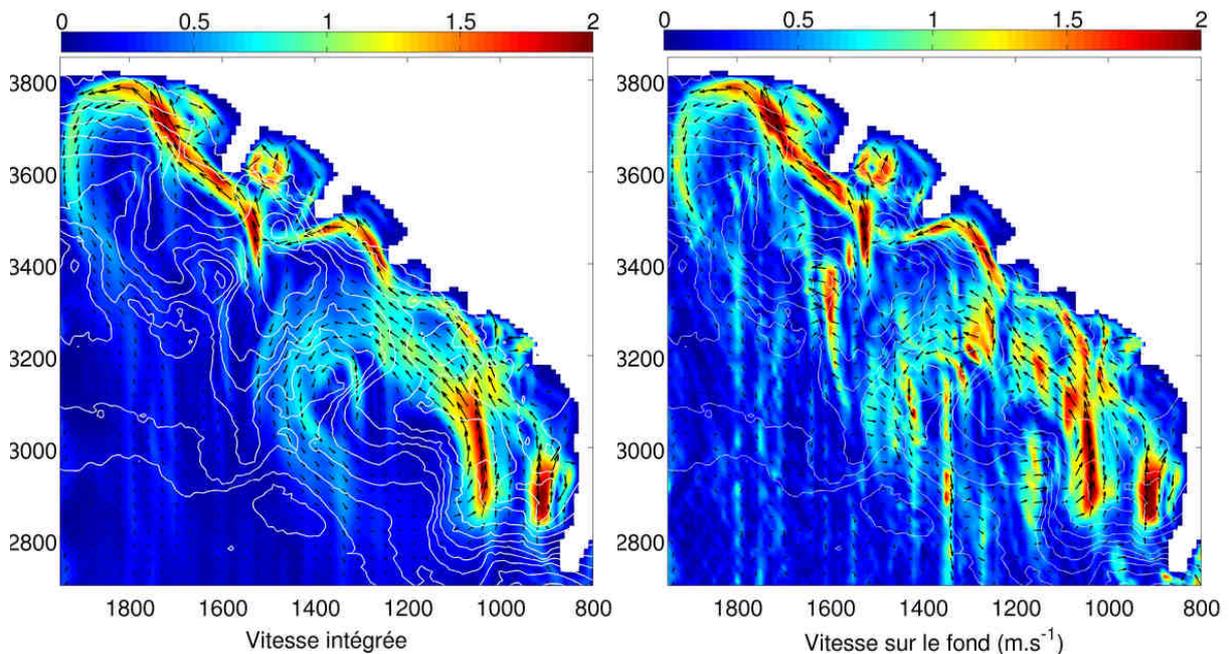


FIG. I.15 – Cartes de la circulation simulée par la version modifiée dans ce travail du modèle SHORECIRC pour une houle au large d'incidence nulle, de hauteur 2 m et de période 6 s sur le site de la Tamarissière. A gauche : vitesse intégrée sur la profondeur. A droite : vitesse sur le fond.

Dans tous les modèles cités, les termes de mélange sont basés sur le concept de la viscosité turbulente.

Les forçages des différents modèles proviennent des résultats de leur module de houle. Pour TELEMAC-3D, TIDEFLOW-2D et le modèle de l'Université de Liverpool, le gradient des tensions de radiation provient de la dissipation de l'énergie due au déferlement de la houle d'après Dingemans *et al.* [1987].

Dans les modèles CIRCO, MIKE 21 HD et celui du STCPMVN les gradients sont déduits du calcul des tensions de radiation par l'expression de Longuet Higgins [1970].

Le modèle de Aristotle University of Thessaloniki utilise lui l'expression des tensions de radiation de Copeland [1985b] tandis que celui de l'Université de Liverpool utilise l'expression de Yoo et O'Connor [1986].

Les principales caractéristiques des modèles de circulation cités sont regroupées dans le tableau I.3.

On citera aussi le modèle MORPHODYN, qui couple à la fois un module de houle, de circulation et de transport sédimentaire [Saint-Cast, 2002]. La version que nous citons utilise SWAN comme module de houle. Le module de circulation est basé sur la résolution des équations de Saint-Venant en utilisant la décomposition de Phillips [1977] qui permet de prendre en compte le courant de retour classiquement omis par les modèles bidimensionnels.

Certains modèles ne sont applicables que sur des cas académiques comme cela est le cas pour la version originale de SHORECIRC. Cela veut dire qu'ils ne peuvent fonctionner que sur des bathymétries idéalisées ou simples. Pour faire fonctionner ces modèles sur des cas appliqués, où l'on cherche à obtenir les résultats les plus proches de la réalité sur des bathymétries parfois complexes, des modifications doivent être apportées.

Le modèle REF/DIF, lui, fonctionne sur des cas appliqués dans sa version d'origine et est déjà utilisé par des bureaux d'études.

Modèle	Equations de base	Gestion du déferlement
REF/DIF	approximation parabolique de l'équation de Berkhoff [Berkhoff, 1972]	dissipation de l'énergie selon Kirby et Dalrymple [1986]
ARTEMIS	équation de Berkhoff [Berkhoff, 1972]	rapport $\frac{H}{h}$ constant après le déferlement
PROPS	irrotationnalité du vecteur d'onde équation eikonale [Yoo et O'Connor, 1986]	dissipation de l'énergie selon Dally <i>et al.</i> [1985]
MIKE 21 PMS	approximation parabolique de l'équation de Berkhoff [Berkhoff, 1972]	dissipation de l'énergie selon Battjes et Janssen [1978]
FDWAVE	irrotationnalité du vecteur d'onde équation eikonale [Yoo et O'Connor, 1986]	dissipation de l'énergie selon Battjes et Janssen [1978]
UL	irrotationnalité du vecteur d'onde équation eikonale [Yoo et O'Connor, 1986]	dissipation de l'énergie selon Yoo et O'Connor [1988]
STCPMVN	équation de Berkhoff [Berkhoff, 1972]	rapport $\frac{H}{h}$ constant après le déferlement
AUT	équations hyperboliques linéaires [Copeland, 1985a]	terme dispersif
SWAN	équation de transport de l'action d'onde [Holthuijsen <i>et al.</i> , 1993]	dissipation de l'énergie selon Battjes et Janssen [1978]

TAB. I.2 – Résumé des caractéristiques des modèles de propagation de la houle cités dans le manuscrit.

Modèle	Type de forçage	Génération de la Viscosité turbulente
SHORECIRC	gradient des tensions de radiation voir section II.2.3.a	selon Svendsen <i>et al.</i> [2004] voir section II.2.3.b
TELEMAC-3D	dissipation de l'énergie selon Dingemans <i>et al.</i> [1987]	dissipation de l'énergie par déferlement
CIRCO	gradient des tensions de radiation selon Longuet Higgins [1970]	énergie cinétique turbulente
MIKE 21 HD	gradient des tensions de radiation selon Longuet Higgins [1970]	valeur constante
TIDEFLOW-2D	dissipation de l'énergie selon Dingemans <i>et al.</i> [1987]	dissipation de l'énergie par déferlement et friction sur le fond
UL	dissipation de l'énergie selon Dingemans <i>et al.</i> [1987]	dissipation de l'énergie par déferlement et friction sur le fond
STCPMVN	gradient des tensions de radiation selon Longuet Higgins [1970]	valeur constante
AUT	gradient des tensions de radiation selon Copeland [1985b]	énergie cinétique turbulente
DELFT2D-MOR	gradient des tensions de radiation selon Longuet Higgins [1970]	valeur constante

TAB. I.3 – Résumé des caractéristiques des modèles de circulation cités dans le manuscrit.

## I.4 Présentation des instruments utilisés pour les campagnes de mesure

Entre 1999 et 2007, des campagnes de terrain ont eu lieu sur les plages de la Tamarrissière, de Sète et de Leucate. Lors de ces campagnes, deux types de courantomètres ont été déployés. Des courantomètres acoustiques à effet Doppler (ADV) capables de faire des mesures ponctuelles dans l'espace et des profileurs de courant acoustiques à effet Doppler (ADCP) qui peuvent mesurer le long d'un profil vertical dans la colonne d'eau.

### I.4.1 Courantomètre acoustique à effet Doppler (ADV)

Le courantomètre acoustique à effet Doppler (*Acoustic Doppler Velocimeter*, appelé ADV dans le reste de ce mémoire) désigne un matériel de mesure acoustique de la vitesse de l'eau en un seul point en utilisant l'effet Doppler.

L'émetteur de l'appareil produit une onde acoustique réfléchiée par les particules en suspension (sédiments, plancton..) se déplaçant à la même vitesse que l'eau. Trois récepteurs (figure I.16) détectent l'onde réfléchiée dont la fréquence est modifiée en fonction de la vitesse de déplacement du fluide. Cette différence de fréquence permet de déduire les trois composantes de la vitesse au point mesuré formé par une cellule de 14 mm de diamètre.



FIG. I.16 – Vue de l'extrémité d'un ADV et de ses 3 capteurs (source : F. Bouchette, campagne Leucate 2008).

En plus du dispositif de mesure de la vitesse, le système comprend un compas, un inclinomètre, des capteurs de température et de pression. Le capteur de pression permet de déduire la valeur de la hauteur de la colonne d'eau située au dessus de l'appareil. Associées aux fluctuations de cette hauteur, les trois composantes de la vitesse permettent de calculer les hauteurs, périodes et directions des vagues lorsqu'elles sont acquises à une fréquence d'échantillonnage suffisante.

Les ADV que nous utilisons travaillent à des fréquences pouvant varier entre 1 et 64 Hz. Selon la fréquence choisie, l'appareil peut donc mesurer jusqu'aux fluctuations turbulentes de la vitesse (la turbulence est considérée comme un phénomène de fréquence supérieure à environ 20 Hz). Plus la fréquence d'échantillonnage est forte et plus la durée de vie des batteries de l'appareil est courte. Pour économiser les batteries, il est possible d'acquérir les données de manière discontinue, les mesures sont faites alors par rafales (*bursts*) entrecoupées de périodes de mise en veille de l'appareil. En pratique, l'échantillonnage retenu est dicté par un compromis entre la durée des mesures et le nombre d'intervalles de mesure souhaités par heure d'observation. Il a varié entre 2 Hz pour une campagne de 3 mois et 16 Hz pour une campagne de 1 mois.

Conçus pour résister à l'action des vagues, les ADV peuvent être déployés dans la zone de déferlement. Nous les avons déployés face vers le sol, protégés par des cages lestées (figure I.17). La hauteur de l'appareil dans la colonne d'eau conditionne la position du point de mesure, celui-ci a varié entre 0.13 et 0.73 m du fond durant les campagnes réalisées dans le cadre de cette thèse.

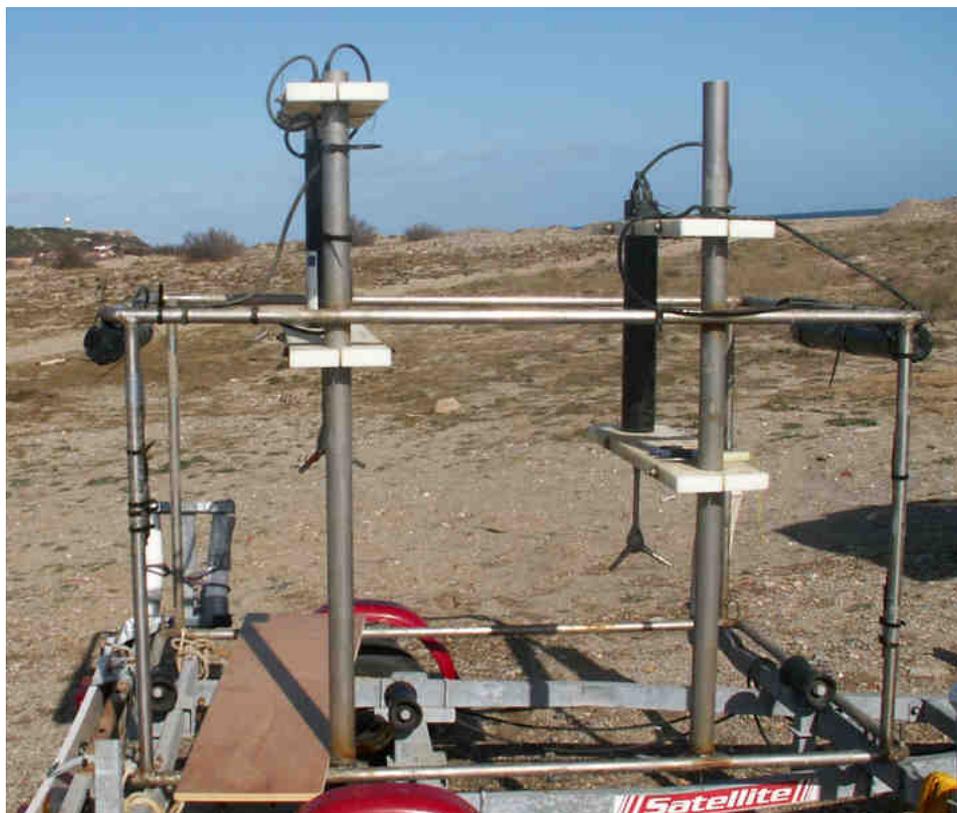


FIG. I.17 – Exemple de dispositif de mesure de la vitesse en deux profondeurs différentes. Deux ADV et leurs batteries externes sont fixés sur une cage submersible (source : F. Bouchette, campagne Leucate 2008).

#### I.4.2 Profileur de courant acoustique à effet Doppler (ADCP)

Un profileur de courant acoustique à effet Doppler (*Acoustic Doppler Current Profiler*, ci-après ADCP) désigne un appareil de mesure des composantes de la vitesse du courant sur l'ensemble de la colonne d'eau en utilisant (comme pour l'ADV) l'effet Doppler. Plus exactement, la mesure se fait dans un certain nombre de cellules, c'est à dire d'intervalles de colonne d'eau dont la hauteur varie en fonction des caractéristiques de l'ADCP utilisé et de ses réglages. Les valeurs de la vitesse obtenues dans chaque cellule permettent de reconstituer un profil vertical du courant.

Au voisinage immédiat du capteur, la distance parcourue par le signal acoustique est trop faible pour pouvoir enregistrer une différence temporelle significative et fournir une vitesse correcte. Une zone d'ombre existe donc entre le capteur et la première cellule de mesure. Cette zone d'ombre a une dimension comparable à celle de la cellule de mesure. Elles dépendent des paramètres d'utilisation mais aussi de la fréquence de fonctionnement de l'appareil.

Une fréquence élevée permet d'obtenir une zone d'ombre plus faible. Les ADCP que nous avons utilisés fonctionnent à 600 kHz et 1200 kHz avec des tailles de cellule d'environ 0.5 et 0.25 m respectivement.

Certains ADCP permettent également de mesurer la pression et les caractéristiques de la vitesse près de la surface et par ce biais de fournir les caractéristiques de la houle (hauteur, direction, fréquence).

Les ADCP que nous avons utilisés durant cette thèse ont été déployés sur la plage de Leucate. Ils ont été posés sur le fond dans des cages anti-chalutage lestées, face vers le haut (figure I.18). Les données mesurées n'existent donc qu'à partir d'une certaine distance du fond (entre 0.6 et 0.8 m), à cause de la hauteur de l'appareil et de la taille de la zone d'ombre, et s'étendent jusqu'à la surface de l'eau.



FIG. I.18 – Vue de trois ADCP insérés dans des cages anti-chalutage lestées. Les capteurs sont les cercles rouges dirigés vers le haut (source : F. Bouchette, campagne Leucate 2008).

### I.4.3 Utilisation des données mesurées

Durant cette thèse, nous nous sommes focalisés sur des mesures moyennées dans le temps sur plus d'une période de houle. Ce sont donc les moyennes à l'échelle d'une rafale et non pas les données brutes acquises à haute fréquence par les appareils qui ont été utilisées. Il n'y a pas eu d'étude du signal turbulent ni même de la variation des vitesses à l'échelle de la période de la vague dans ce travail. En effet, les campagnes de mesure exploitées ont eu deux objectifs :

- fournir des informations caractéristiques sur l'hydrodynamique à l'échelle de la cellule littorale des sites étudiés ;
- valider les modèles numériques développés et utilisés dans cette thèse.

Pour la validation, les données mesurées ont dû être comparées à des sorties de modèles numériques qui sont moyennées dans le temps. Ces sorties de modèles ont pu être directement comparées aux mesures des instruments moyennées à l'échelle d'une rafale.

## I.5 Cadre physique et dynamique des sites d'étude

Nous présentons les trois sites d'étude exploités lors de ce travail : les plages de Sète et de la Tamarissière dans le département de l'Hérault et la plage de Leucate dans le département de l'Aude (figure I.19). Ces sites présentent des caractéristiques communes propres à la plupart des plages du Languedoc-Roussillon [Akouango, 1997; Sabatier *et al.*, 2004] :

- le régime des marées est microtidal avec un marnage atteignant  $0.3\text{ m}$  lors des plus grandes marées ;
- le régime des vents et la houle qui en résulte sont fortement influencés par les vents locaux que sont la Tramontane (vent le plus fréquent, de Nord-Ouest), le Mistral (Nord-Nord-Est) et le Marin (Sud-Est). Les vents de terre (Tramontane et Mistral) représentent 75% des observations de vent. Les vents de mer, en moyenne moins forts et moins fréquents, sont responsables des tempêtes et peuvent atteindre ponctuellement de fortes intensités ( $50\text{ m.s}^{-1}$  à Leucate en 1997,  $46\text{ m.s}^{-1}$  à Sète en 1982) ;
- l'avant côte a un caractère dissipatif et la pente moyenne de la zone où se trouvent les barres sableuses ne dépasse pas 1% ;
- la tendance actuelle est à une érosion plus ou moins marquée selon le site : diminution du stock sableux dans les barres d'avant côte, recul du trait de côte ;
- la limite sable/boue se trouve entre 15 et 25  $\text{m}$  de profondeur et la profondeur de fermeture est en général comprise entre 6 et 8  $\text{m}$  ;
- l'hydrodynamique et les mouvements de sédiment sont largement gouvernés par la houle, en particulier par les coups de mer accompagnant le Marin.

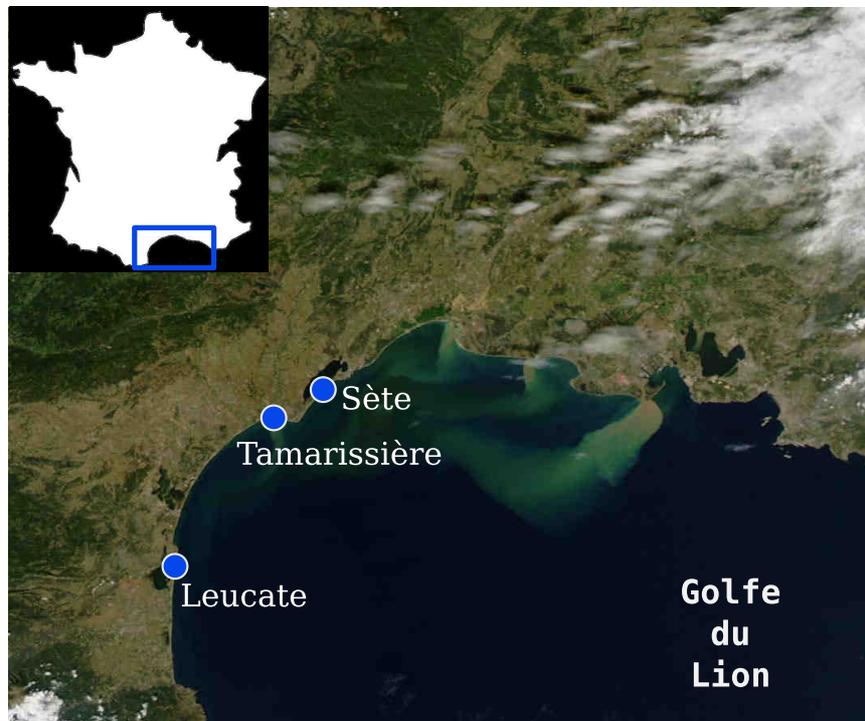


FIG. I.19 – Localisation des plages étudiées dans le Golfe du Lion.

Chacun de ces sites est localisé et présenté, puis les éléments nécessaires à la compréhension des travaux effectués sont donnés (conditions climatiques, dynamique sédimentaire et morphologie..).

### I.5.1 Présentation du site de la Tamarissière

La plage de la Tamarissière fait partie de la cellule littorale Orb-Hérault qui s'étend de l'embouchure de l'Orb au Sud-Ouest à l'embouchure de l'Hérault au Nord-Est. Une dérive littorale globale existe du Nord-Est vers le Sud-Ouest (figure I.20) mais peut s'inverser à l'échelle d'un événement [Heurtefeux et Bujan, 2006].

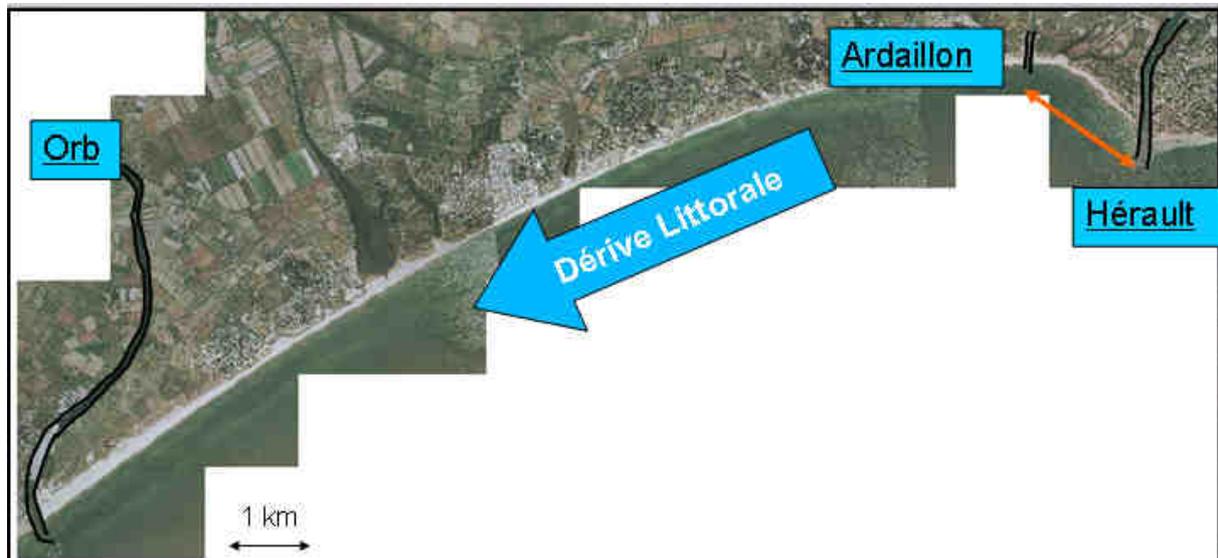


FIG. I.20 – Cellule littorale Orb-Hérault et sous-cellule Ardaillon-Hérault.

La partie de la cellule comprise entre l'Orb et l'Ardaillon (exutoire des crues de l'Hérault) est un linéaire de plages à barres sableuses d'exposition Sud-Est. Ces barres sont au nombre de deux à trois. La barre interne et la barre intermédiaire (lorsqu'elle existe) sont festonnées tandis que la barre externe est rectiligne.

Entre l'Ardaillon et l'Hérault, contre les affleurements rocheux de la ville d'Agde (basalte quaternaire [BRGM, 1978]), on trouve la sous-cellule de la Tamarissière d'exposition Sud-Ouest et de 3 km de long. Ce secteur, où l'érosion est la plus forte à l'échelle de la cellule Orb-Hérault [Heurtefeux et Bujan, 2006] est perturbé par des épis et par les digues de l'Hérault (figure I.21). Les barres sableuses ne sont pas clairement identifiables et sont perpendiculaires au trait de côte dans la partie Est de cette sous-cellule. Cette portion Est de la plage est soumise à une érosion continue. Des protections par enrochements (brise-lames semi-émergé) y ont été rajoutées encore récemment [Heurtefeux et Bujan, 2007]. Au delà de la zone des barres (7 m de profondeur), la pente de la plage est régulière et est de l'ordre de 3%.

#### I.5.1.a Caractéristiques du site

La Tamarissière est en érosion à cause de la diminution des apports sédimentaires en provenance de l'Hérault [CEPREL, 1990] et de la réalisation des digues de l'Hérault qui bloquent la dérive littorale [3AME, 2004]. Entre 1850 et 1950 le trait de côte aurait reculé de 200 m. Ces 50 dernières années, la position d'une ligne de rochers marquant le pied de dune en 1946 montre que celui ci a reculé de 100 m.



FIG. I.21 – Vue aérienne du site de la Tamarissière (source : EID-Méditerranée).

Le diamètre médian du sable est en moyenne de  $300 \mu m$  sur la plage émergée. Entre 0 et 20 m de profondeur on trouve des sables fins à très fins dont le diamètre est compris entre 40 et  $250 \mu m$  [3AME, 2004]. La présence des digues perturbe de façon sensible la houle d'orientation Sud-Sud-Est qui atteint la plage orientée Nord-Ouest/Sud-Est. De plus, ces digues bloquent la dérive littorale dirigée vers l'Est. Le débit à l'embouchure de l'Hérault entraîne les eaux vers le large à une vitesse de  $0.5$  à  $1 m.s^{-1}$  [3AME, 2004].

### I.5.1.b Conditions climatiques

#### Vents

A Agde, ville proche du site, les vents dominants sont la Tramontane (Nord-Ouest) et le Marin (Sud-Est). Les vents de Nord (Tramontane et Grec, Nord-Est) représentent environ la moitié des observations de vent et les périodes de calme le quart des observations. Le Marin représente 12% des observations [3AME, 2004].

#### Variations du niveau moyen de la mer

En moyenne, les surcotes lors de vents de Sud-Est sont de  $0.4 m$ . Lors des tempêtes de novembre 1982 et décembre 1997, les surcotes mesurées étaient comprises entre  $1.2$  et  $1.5 m$ . Les décotes maximales dues aux vents de terre sont de l'ordre de  $0.5 m$  [3AME, 2004].

#### Houles

Les houles comprises entre  $85^\circ$  et  $165^\circ$  Nord dominant. Les plus fortes houles proviennent du secteur Sud-Est [SOGREAH, 2005]. Sur la Tamarissière, ces houles provoquent un transit littoral orienté vers l'Ouest. Ponctuellement, cette dérive peut s'inverser à l'occasion de rares tempêtes de secteur Sud-Ouest. Les digues de l'Hérault protègent le site des houles d'orientation Sud-Est à Est. D'après des observations personnelles, l'orientation perpendiculaire à la plage des bancs de sable est responsable de fortes bandes de réfraction quelque soit l'orientation de la houle.

### I.5.1.c Création d'un modèle numérique de terrain

Afin de pouvoir modéliser la circulation sur ce site, nous avons acquis un modèle numérique de terrain de la plage immergée de la Tamarissière le 24 Mai 2005. Contrairement au reste de la cellule Orb-Hérault où les barres sont orientées parallèlement à la côte, la figure I.22 montre que le site de la Tamarissière comprends quatre bancs de sables orientés perpendiculairement au trait de côte. L'orientation de ces bancs est due aux perturbations induites par les digues de l'Hérault et par la forte pénurie locale en sédiment. Pour la création d'un domaine de modélisation, un masque a été rajouté au MNT obtenu permettant de définir toutes les valeurs à terre du domaine (figure I.23). Le trait de côte et les barres sableuses de ce site forment un domaine extrêmement complexe.

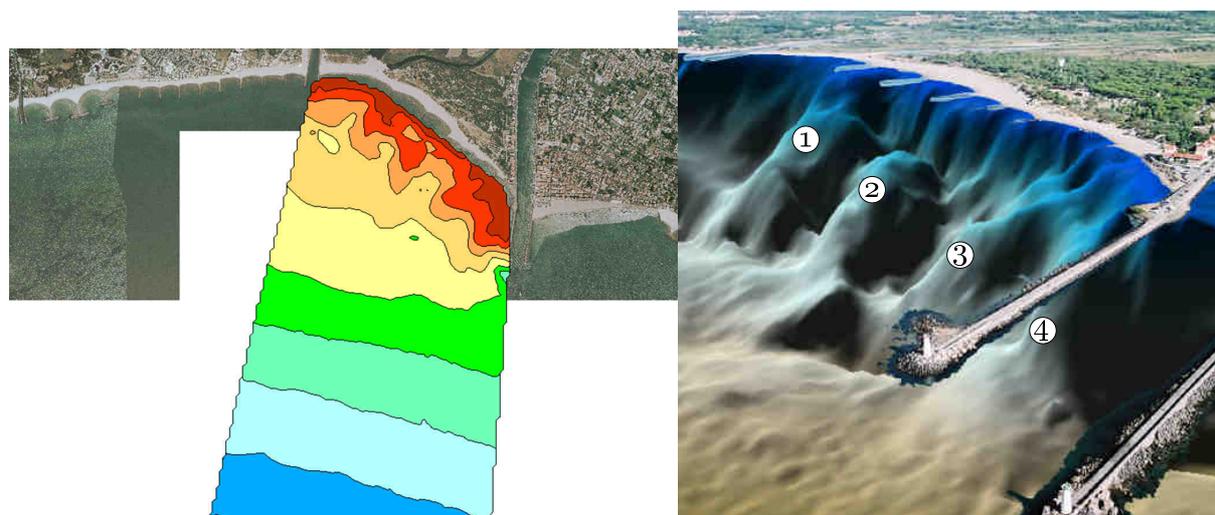


FIG. I.22 – A gauche : représentation bidimensionnelle du MNT acquis. A droite : représentation en trois dimensions du MNT acquis et photo aérienne du site. Des bancs de sable perpendiculaires à la côte sont numérotés près du bord.

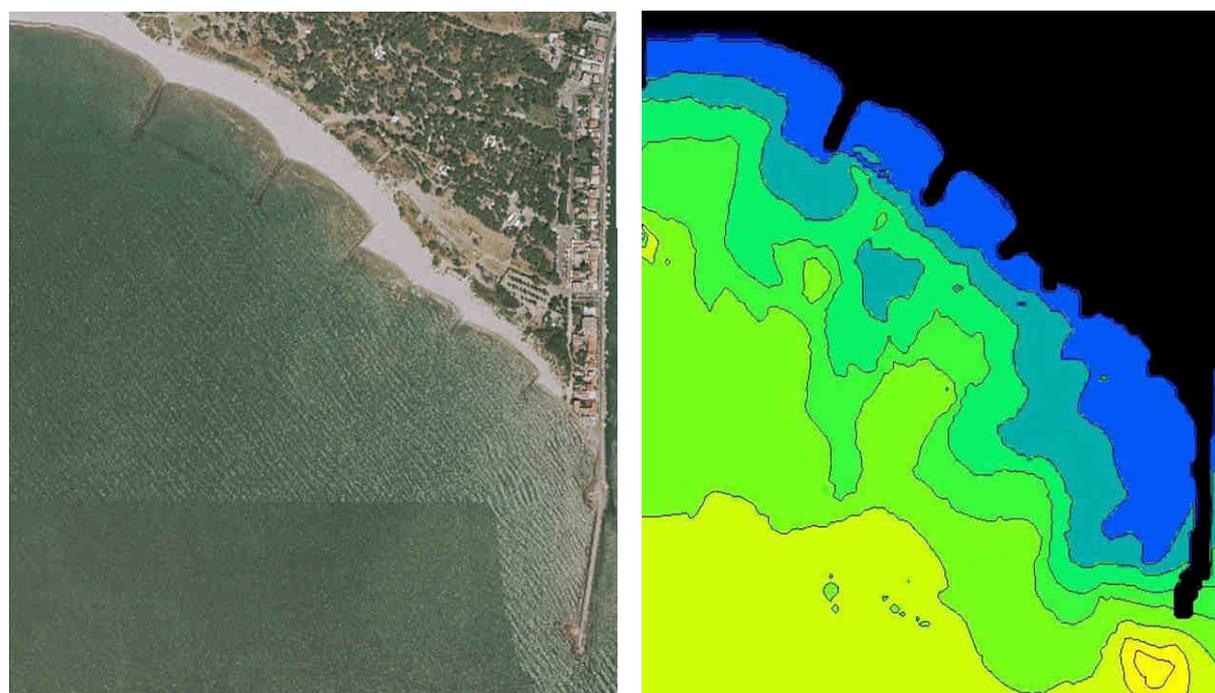


FIG. I.23 – Un masque identifiant les valeurs à terre (en noir) est créé à partir d'orthophotographies du site (à gauche) afin d'être appliqué sur le MNT (à droite).

## I.5.2 Présentation du site de Sète

Le lido de Sète est une portion de plage rectiligne longue de 20 *km* séparant l'étang de Thau de la mer (figure I.24). D'orientation Sud-Ouest/Nord-Est, cette plage est une cellule sédimentaire délimitée par les caps rocheux que forment le Mont Saint Clair à l'Est et le Cap d'Agde à l'Ouest. Des campagnes de mesures hydrodynamiques ont eu lieu à plusieurs reprises sur ce site [Certain, 1999; Certain *et al.*, 2005]. Le transport sédimentaire longitudinal y est principalement dirigé vers le Sud-Ouest. Comme sur les autres plages du Languedoc-Roussillon, le marnage est faible (moins de 0.3 *m*) et les régimes de houles sont liés aux directions de vent prédominantes que sont la Tramontane et le Marin.

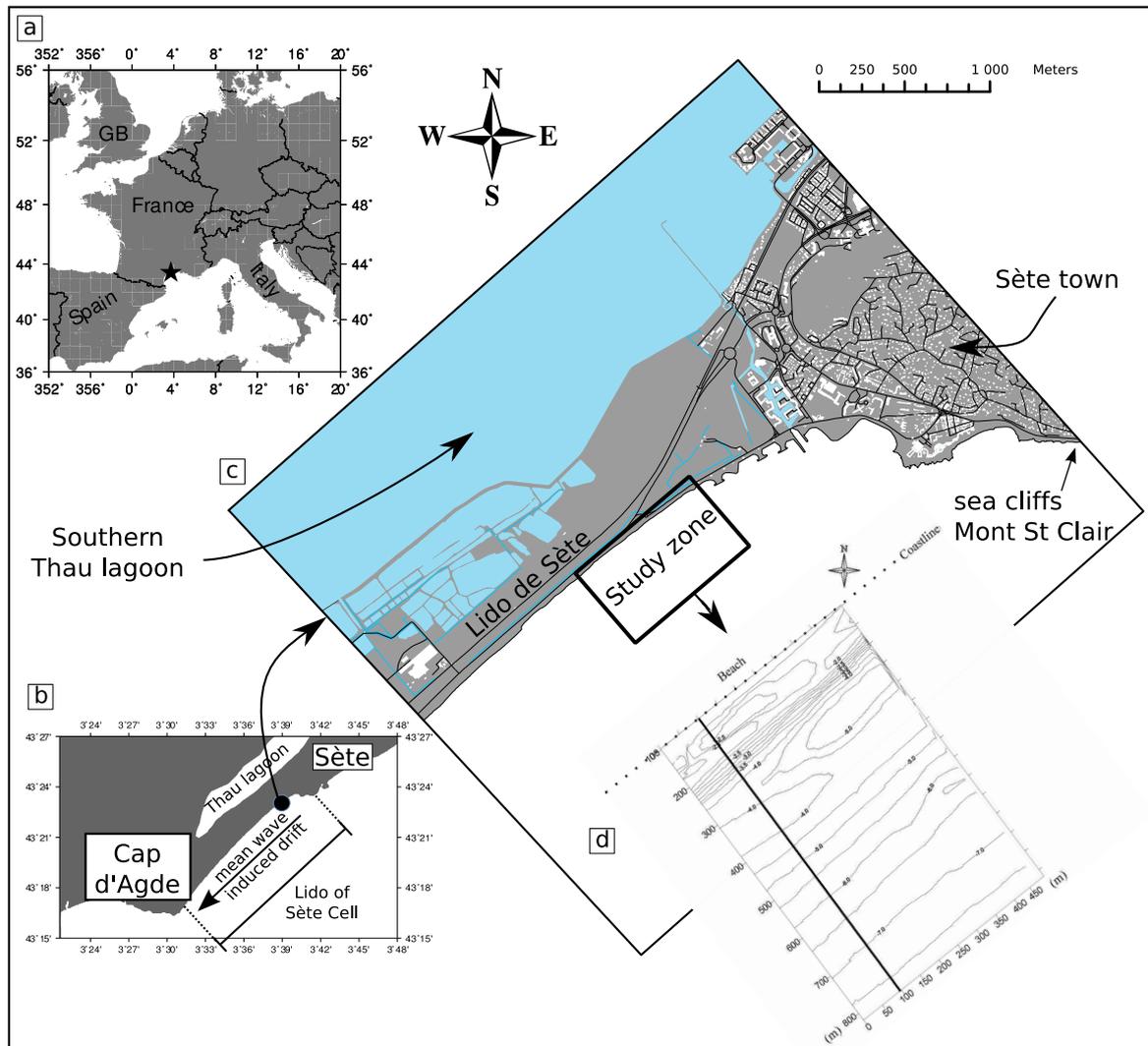


FIG. I.24 – Localisation du site d'étude de la plage de Sète (source : F.Bouchette), *a*) en France, *b*) sur la cellule sédimentaire Agde-Sète, *c*) sur le lido de Sète. *d*) Aperçu de la bathymétrie du site.

### I.5.2.a Caractéristiques du site

L'avant côte comporte deux barres rectilignes sur une pente de 0.1% (figure I.25). Le système interne, de petite dimension (50 à 100 *m*), se trouve très près du trait de côte. La barre interne peut rejoindre le trait de côte et le faire avancer ponctuellement. La barre interne se trouve dans une faible profondeur d'eau (environ 1 *m*) tandis que la fosse peut atteindre 2 *m* de profondeur.

Le système externe se trouve à environ 300 m du bord et est plus large que le système interne (250 à 300 m en moyenne). La fosse se trouve entre 4 et 5 m de profondeur tandis que la crête remonte à 4 m. Plus au large, le glaucis garde une pente régulière de 0.85%. Le sédiment a une taille médiane de 320  $\mu\text{m}$  en haut de plage. La granulométrie décroît jusqu'à 130  $\mu\text{m}$  vers le large.

La plage émergée est étroite (20 à 50 m) et recule régulièrement à la vitesse de 1  $\text{m.an}^{-1}$  [Certain, 2002].

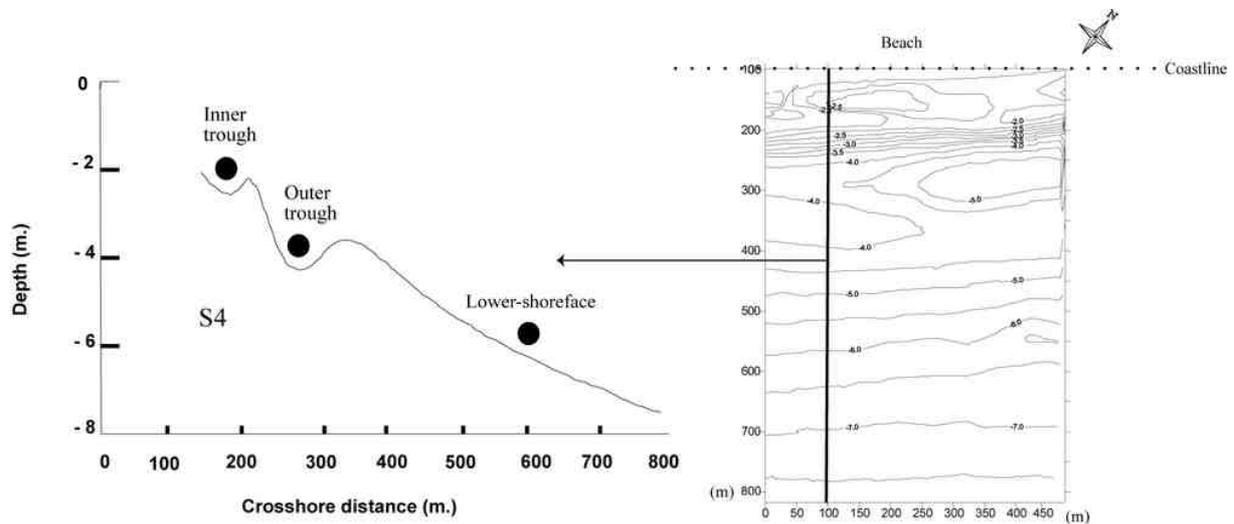


FIG. I.25 – A gauche : profil bathymétrique de la plage de Sète. Les points noirs marquent (de gauche à droite) la position de la barre interne, la barre externe et le glaucis. A droite : carte bathymétrique de la portion de plage étudiée par Certain *et al.* [2005]. La droite noire représente la section utilisée pour tracer le profil bathymétrique visible à gauche (d'après Certain *et al.* [2005]).

### I.5.2.b Conditions climatiques

#### Vents

La Tramontane souffle 60% du temps avec des vitesses moyennes aux alentours de 11  $\text{m.s}^{-1}$ . Le Mistral, moins intense, souffle 20% du temps. Enfin le Marin, responsable des coups de mer, est moins fréquent (moins de 20% des observations), mais peut dépasser les 15  $\text{m.s}^{-1}$  lors des tempêtes.

#### Variations du niveau moyen de la mer

Les surcotes mesurées sur le site peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 0.5 m à une distance de 450 m du rivage [Akouango, 1997] et de l'ordre d'un mètre au bord [Certain, 2002].

#### Houle

La houle atteignant la plage a une direction comprise entre 140 et 220°N, une hauteur moyenne de 0.4 m et une période moyenne de 4 s. Seulement 2% des houles ont une hauteur significative au large supérieure à 4 m, elles sont associées à des tempêtes de Sud-Est, d'Est mais aussi de Sud-Ouest avec des périodes comprises entre 5 et 10 s. Ces tempêtes durent rarement plus de 24 h.

### I.5.3 Présentation du site de Leucate

La plage de Leucate est un lido sableux situé contre l'étang de Salses-Leucate. Il s'étend dans une direction Sud-Nord entre les falaises de Leucate-plage au Nord et la plaine du Roussillon au Sud. La portion de plage étudiée est délimitée par le grau de Leucate au Sud et le Cap Leucate au Nord (figure I.26).

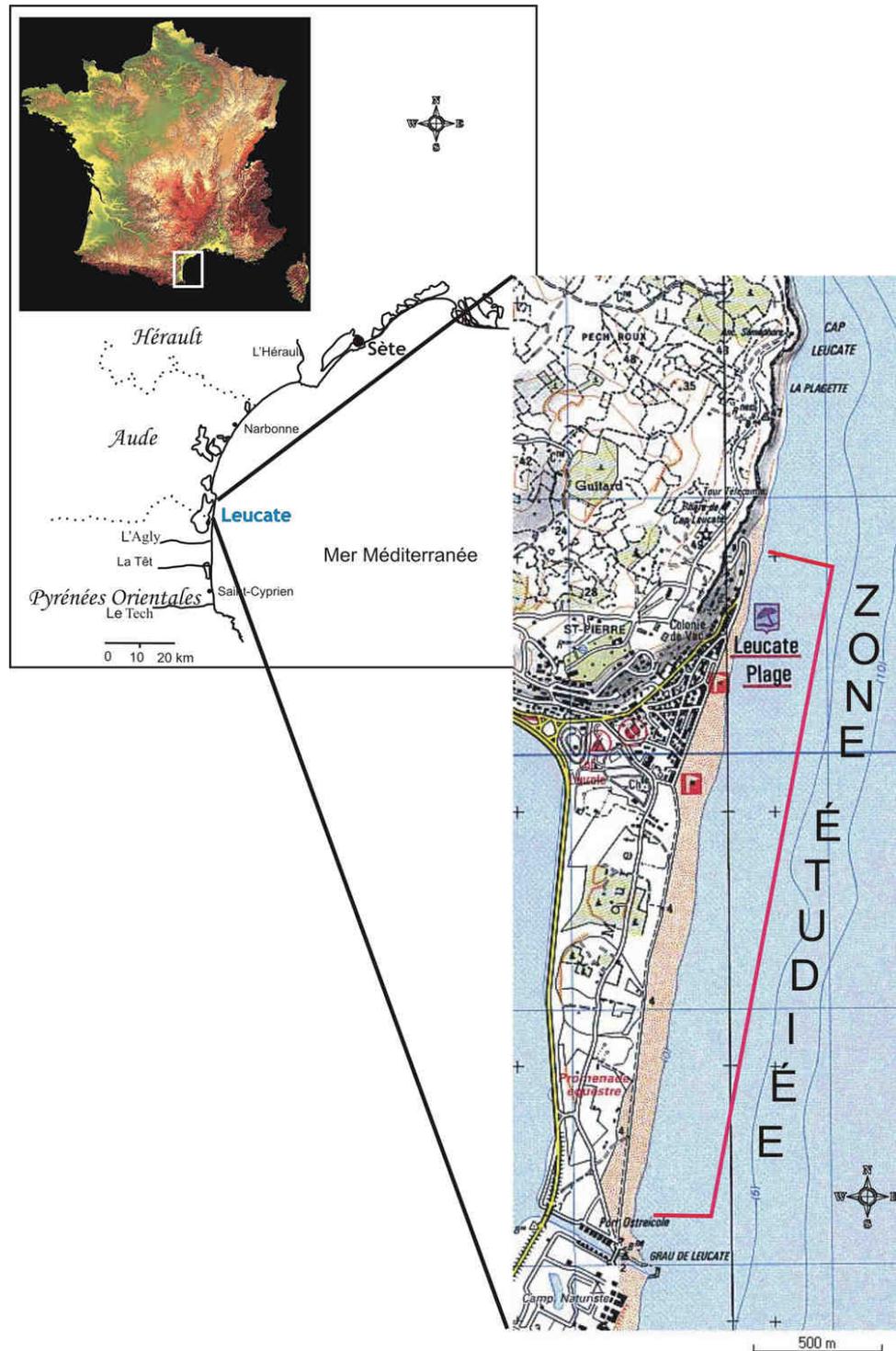


FIG. I.26 – Localisation du site d'étude de Leucate Plage. Tiré de Adloff [2007].

La plage de Leucate est étudiée par l'université de Perpignan dans le cadre de plusieurs programmes (Liteau 2, Beachmed-E) et fait l'objet d'une thèse en morphodynamique côtière en cours [Ferré, 2009].

### I.5.3.a Caractéristiques du site

La particularité du site est de posséder une barre externe festonnée (figure I.27), dont la position longitudinale a peu évolué durant sept années de suivi bathymétrique [Cance, 2007; Ferrer *et al.*, 2007b], alors que la variation de hauteur au niveau des crêtes peut atteindre 1 *m*.

Les barres festonnées existent sur une grande variété de côtes sableuses et sont souvent trouvées dans des environnements microtidaux comme ceux de Méditerranée [Balouin *et al.*, 2004; Van Enkevort *et al.*, 2004].

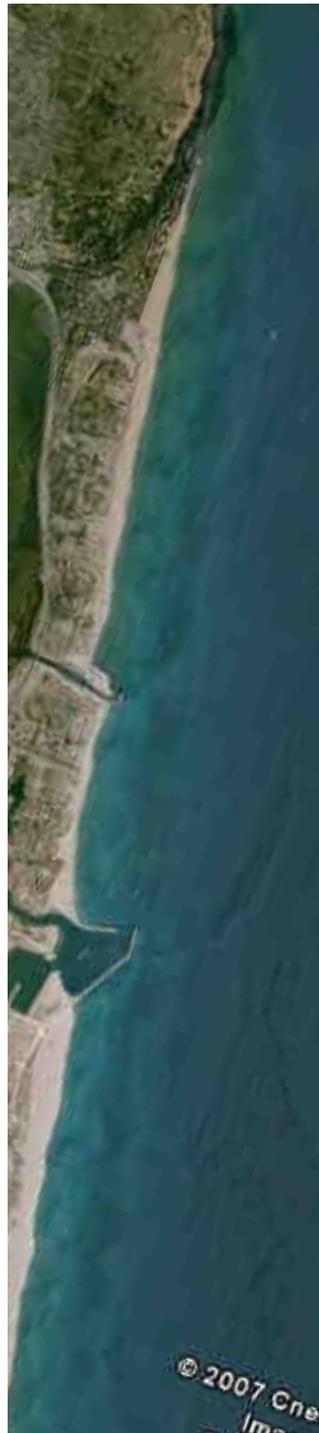


FIG. I.27 – Vue satellite de la plage de Leucate (source : Google Map). Les barres sableuses sont visibles par transparence.

Du large vers le bord, on trouve une pente dissipative (1%) jusqu'au glaciais puis une barre externe en croissant stable (comprise entre 5 et 7  $m$  de profondeur et située entre 300 et 500  $m$  du bord) et une barre interne (comprise entre 2 et 4  $m$  de profondeur et située jusqu'à 200  $m$  du bord) plus mobile et festonnée. La pente moyenne de l'avant côte est aussi de l'ordre de 1% (figure I.28).

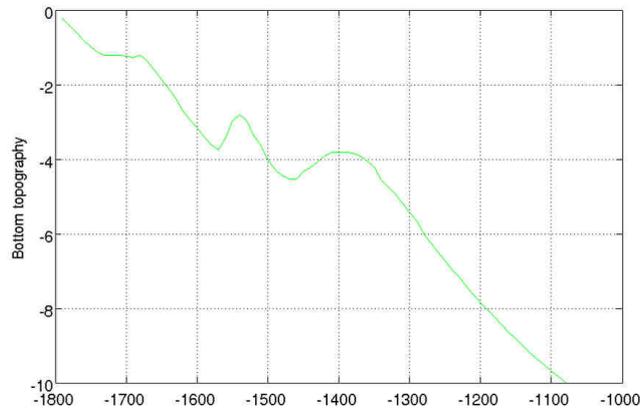


FIG. I.28 – Profil bathymétrique transversal de l'avant côte de la plage de Leucate (les distances sont en mètres). Le profil passe par la corne d'un croissant de la barre externe.

Le trait de côte connaît des variations saisonnières mais est globalement stable. Il présente des avancées rythmiques sous forme de plateaux sableux avançant dans la mer où les variations du trait de côte sont fortes. Les plus grandes avancées du trait de côte font face à la partie Nord des ventres de la barre externe. Les zones où le trait de côte est le plus reculé connaissent peu de variations et font face aux cornes de la barre externe. Cance [2007] et Ferrer *et al.* [2007b] ont utilisé sept années de données bathymétriques du site, couvrant quasiment 3 fois la longueur d'onde (500  $m$ ) de la barre externe, afin de décrire le comportement des barres d'avant côte, présenté ci-dessous.

### Morphodynamique du système interne

Le système interne est fortement mobile et peut prendre trois configurations différentes :

- le système interne peut paraître complètement désorganisé. Une alternance aléatoire de points hauts et bas dans la zone interne remplace la fosse et la barre ;
- la barre interne peut rejoindre le trait de côte et être couplée à des chenaux obliques selon une configuration similaire à celle des systèmes de barres/bâines observables sur la côte atlantique [Castelle *et al.*, 2006b] et correspondant à l'état *Transverse Bar and Rip* de la classification de Wright et Short [1984]. De tels systèmes ont été observés avec une orientation des chenaux soit vers le Sud-Est, soit vers le Nord-Est. Ces chenaux peuvent aussi passer par une position intermédiaire (orientation perpendiculaire à la plage vers l'Est) ;
- lors des périodes de calme prolongé, les chenaux ou les points bas peuvent se colmater. Dans ce cas, la barre interne forme un système continu de croissants festonnés dont la longueur d'onde est de l'ordre de 250  $m$ . Un tel système correspond à l'état *Rhythmic Bar and Beach* de la classification de Wright et Short [1984].

Dans tous les cas de figure, on observe toujours des points hauts faisant face aux cornes de la barre externe. En face des ventres de la barre externe, la morphologie du système interne est plus variable. Dans le sens longitudinal, les positions des creux du système interne sont relativement fixes. Les crêtes des barres sont plus mobiles et sont asymétriques. Les flancs des barres se raidissent lorsqu'elles se rapprochent des creux et lorsque leur hauteur augmente.

Enfin, il est à noter qu'une configuration rectiligne de la barre n'a jamais été observée dans le système interne.

### **Morphodynamique du système externe**

Le système externe a peu bougé durant les 7 années de suivi [Cance, 2007; Ferrer *et al.*, 2007b]. En particulier, le croissant externe étudié n'a connu aucune migration longitudinale significative alors que le site est soumis à une large gamme d'incidence de houles et à une dérive littorale moyenne dirigée du Sud vers le Nord.

Les seules variations morphologiques affectant le système externe sont des périodes d'engraissement ou d'érosion sans migration et ne concernent que les cornes de la barre où du sédiment semble être échangé avec le système interne. Ces variations sont fortes et peuvent atteindre 1 *m*. Le ventre de la barre externe reste plus stable que les cornes.

#### **I.5.3.b Conditions climatiques**

##### **Vents**

Dans la région de Leucate, les vents sont forts tout au long de l'année. La Tramontane (vent de Nord-Ouest) domine (plus de 60% des observations) et souffle en moyenne à 11  $m.s^{-1}$  avec des rafales dépassant les 22  $m.s^{-1}$ . Ce vent est capable de mobiliser l'eau près du rivage et induit un courant de dérive dirigé du Nord vers le Sud [Adloff, 2007].

Le Marin (de direction Est à Sud-Est) souffle en moyenne à 7  $m.s^{-1}$  et est accompagné d'une mer de vent. De part l'orientation de la côte, ce vent induit une dérive littorale du Sud vers le Nord.

##### **Variations du niveau moyen de la mer**

D'après des observations personnelles, lors des plus forts vents de terre, le niveau de la mer peut baisser d'environ 0.2 *m*. Lors des coups de Marin, les vagues et le vent peuvent faire monter le niveau de la mer d'environ 1 *m* (Ferrer, P., communication personnelle). Ces observations correspondent aux variations rencontrées sur d'autres sites en Méditerranée.

##### **Houles**

La houle parvenant sur le site a une direction généralement Est à Sud-Est. Elle est provoquée par les coups de Marin. La hauteur de la houle au large peut dépasser les 3.5 *m* lors des tempêtes et sa période varie entre 5 *s* et 9 *s*. Plus rarement la houle peut avoir une direction d'Est à Nord-Est provenant d'un vent de Nord-Est puissant soufflant entre la Corse et le continent. La période de la houle incidente peut être alors plus longue. De part la situation de la falaise de Cap Leucate, la Tramontane crée des vagues courtes qui peuvent être réfractées en direction du rivage avec une incidence Nord-Nord-Est. Ces vagues sont de faible hauteur ( $Hs = 0.3m$ ) et de courte période (3 *s* à 4 *s*).

# Chapitre II

## Présentation des outils de modélisation numérique

---

Ce chapitre est consacré à la présentation des modèles numériques utilisés dans ce travail :

- le modèle de propagation de la houle REF/DIF (section II.1) ;
- le modèle de circulation quasi-tridimensionnel SHORECIRC (section II.2).

Lors des premiers développements du logiciel SHORECIRC, le forçage par la houle était introduit par l'intermédiaire de fichiers externes de variations des tensions de radiation résultant de modèles linéaires [Van Dongeren et Svendsen, 1997b]. Dans sa version actuelle, SHORECIRC a été couplé au modèle REF/DIF.

Le couplage de ces deux modèles permet de simuler la circulation sur un site à partir de la propagation d'une houle monochromatique.

Le modèle de circulation SHORECIRC a dû être modifié dans le but de pouvoir prendre en compte les plages dont la bathymétrie est complexe.

Bien que le modèle REF/DIF n'ait pas été modifié, ses sorties ont nécessité d'être traitées avant d'être transmises en tant que forçages au modèle SHORECIRC. Les modifications apportées à SHORECIRC ainsi que la méthode de traitement de la houle réalisée sont détaillées dans la section II.3.

---

## Sommaire

---

<b>II.1</b>	<b>Module de propagation de la houle : REF/DIF</b>	<b>51</b>
II.1.1	Introduction	51
II.1.1.a	Présentation	51
II.1.1.b	Variables de sortie du modèle	52
II.1.2	Principes théoriques	52
II.1.2.a	Equation de propagation de la houle en faible pente	52
II.1.2.b	Equation parabolique de la diffraction	53
II.1.2.c	Equation de base du modèle REF/DIF	53
II.1.3	Caractéristiques de la houle modélisée dans REF/DIF	54
II.1.3.a	Type de houle utilisé	54
II.1.3.b	Relation de dispersion de la houle	55
II.1.3.c	Prise en compte des effets des courants sur la houle	55
II.1.3.d	Dissipation de l'énergie de la houle modélisée	56
II.1.3.e	Prise en compte des zones émergées	58
II.1.4	Contraintes et limites du modèle	59
II.1.5	Discussion	61
<b>II.2</b>	<b>Module de circulation quasi-tridimensionnel : SHORECIRC</b>	<b>62</b>
II.2.1	Introduction	62
II.2.1.a	Présentation	62
II.2.1.b	Pourquoi un modèle quasi-tridimensionnel?	62
II.2.1.c	Variables de sorties du modèle	64
II.2.2	Principes théoriques	66
II.2.2.a	Schéma numérique	66
II.2.2.b	Equations de Saint-Venant	66
II.2.2.c	Décomposition de la vitesse instantanée	67
II.2.2.d	Forme des équations de Saint-Venant dans SHORECIRC	69
II.2.2.e	Prise en compte de la variation verticale des courants dans les équations de base du modèle SHORECIRC	70
II.2.2.f	Expression de la composante $V_{d\alpha}$	72
II.2.3	Caractéristiques supplémentaires du modèle SHORECIRC	74
II.2.3.a	Forçage par le modèle de houle REF/DIF	74
II.2.3.b	Prise en compte des forces de friction	76
II.2.3.c	Frontières sur les bords du domaine	77
II.2.3.d	Détermination du trait de côte et prise en compte des zones émergées dans la version originale de SHORECIRC	81
II.2.4	Discussion	82
<b>II.3</b>	<b>Adaptation des modèles numériques à la simulation sur des boîtes littorales réalistes</b>	<b>83</b>
II.3.1	Traitement et transfert du champ de houle modélisé par REF/DIF	83
II.3.2	Modifications apportées au modèle SHORECIRC	85
II.3.2.a	Inclusion de la force de Coriolis	86
II.3.2.b	Inclusion de frontières latérales de type Neumann	88
II.3.2.c	Modification de la prise en compte des zones émergées	91
II.3.3	Discussion du travail apporté aux modèles REF/DIF et SHORECIRC	92
<b>II.4</b>	<b>Conclusion de la présentation des outils de modélisation numérique</b>	<b>93</b>

---

## II.1 Module de propagation de la houle : REF/DIF

Ce chapitre présente les caractéristiques du module de houle REF/DIF ainsi que les avantages et inconvénients de ce modèle dans le cadre de son application à la zone littorale.

### II.1.1 Introduction

#### II.1.1.a Présentation

REF/DIF est développé depuis 1982 au "Center for Applied Coastal Research" de l'université du Delaware (EU) [Kirby et Dalrymple, 1983] et est désormais intégré comme module dans le projet "Nearshore Community Model" (*Nearcom*<sup>1</sup>) qui regroupe plusieurs organismes américains [Kirby, 2005].

Il s'agit d'un modèle de propagation de la houle à résolution de phase basé sur l'approximation parabolique de l'équation de Berkhoff [Liu et Losada, 2002]. En pratique, REF/DIF peut propager une houle à partir de la frontière au large sur un domaine donné en prenant en compte les phénomènes de levée, dissipation, réfraction et diffraction.

REF/DIF ne gère pas la transformation que la houle subit lors de son déferlement. Dans la zone de déferlement, le modèle se contente de propager la houle incidente en dissipant son énergie d'après une loi empirique (voir section II.1.3.d).

Ce modèle est largement répandu en océanographie littorale. Localement, REF/DIF a été utilisé dans le cadre d'une application au bassin du Sud-Est au Jurassique terminal [Bouchette, 2001], d'une application à l'optimisation de forme de dispositifs anti-érosion pour le littoral [Isèbe, 2007; Isèbe *et al.*, 2007] et en tant que module de houle pour le couplage houle/courant tridimensionnel en zone pré-littorale lors du doctorat de Denamiel [2006].

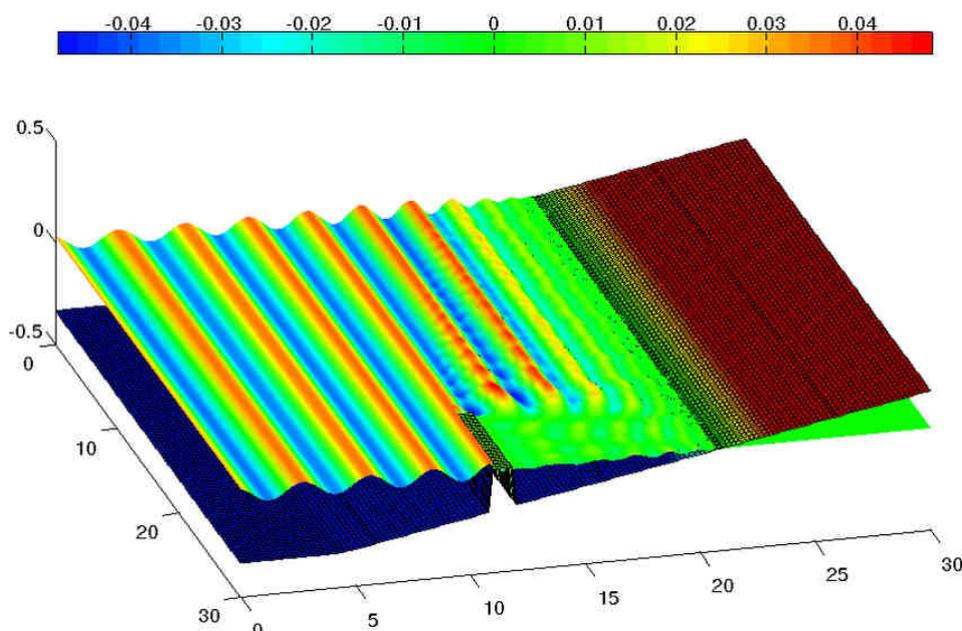


FIG. II.1 – Instantané de la surface libre lors de la propagation d'une houle monochromatique au voisinage d'un brise-lames modélisé par REF/DIF.

<sup>1</sup><http://chinacat.coastal.udel.edu/kirby/programs/nearcom/index.html>

### II.1.1.b Variables de sortie du modèle

Le modèle REF/DIF fournit en chaque point du domaine de modélisation les variables caractérisant la houle monochromatique qui s'y propage (la fréquence  $f$  de la houle est maintenue constante sur tout le domaine) :

- amplitude  $A$ ;
- angle de propagation  $\theta$  par rapport à l'axe  $x$  du domaine;
- nombre d'onde  $k$ .

Ces variables permettent de fournir des cartes du champ de houle sur un domaine de modélisation (figure II.1) et peuvent ensuite être transmises et utilisées par un module de circulation comme SHORECIRC.

## II.1.2 Principes théoriques

La propagation de la houle dans le modèle est basée sur deux équations différentes : l'équation de propagation de la houle en faible pente commune à de nombreux modèles numériques, et, une équation parabolique de la diffraction d'une houle non linéaire par fond constant.

La combinaison de ces deux équations permet d'utiliser une équation parabolique appliquée à une houle non linéaire tout en conservant les caractéristiques de la propagation de la houle sur un fond dont la profondeur varie.

### II.1.2.a Equation de propagation de la houle en faible pente

L'équation de propagation de la houle en faible pente (*mild slope equation*) ou équation de Berkhoff [Berkhoff, 1972], tient compte de la réfraction, de la diffraction et du phénomène de levée de la houle. Cette équation, classiquement utilisée dans les modèles de propagation de la houle, permet de modifier les caractéristiques d'une houle linéaire (du type :  $\eta(x,y,t) = A \exp i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)$ ) lors de son approche de la côte :

$$\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h \eta) + \omega^2 \left( \frac{C_g}{C} \right) \eta = 0 \quad (\text{II.1})$$

$C$  étant la vitesse de phase de la houle, donnée par :

$$C = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kh} \quad (\text{II.2})$$

et  $C_g$  la vitesse de groupe par :

$$C_g = C \frac{\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)}{2} \quad (\text{II.3})$$

$\eta$  est le déplacement instantané de la surface libre et  $k$  et  $\omega$  sont liés par la relation de dispersion linéaire que l'on peut écrire :

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (\text{II.4})$$

Cette relation peut être modifiée en fonction du domaine où la houle se propage (voir section II.1.3.b).

Il est supposé que le fond sur lequel se propage la houle a une pente très faible par rapport à la longueur d'onde de la houle :  $L \ll \frac{h}{\nabla h}$ . Cependant Booij [1981] a montré que l'équation de Berkhoff reste valable sur des domaines ayant une pente significative. Qui plus est, en pratique, cette équation fournit même de meilleurs résultats sur des pentes abruptes que l'approche par tracé de rayons [CECW-EW, 2002].

### II.1.2.b Equation parabolique de la diffraction

L'équation parabolique de la diffraction de Mei et Yue [1980] est l'application à une houle de Stokes non linéaire, de l'équation de la diffraction d'une houle linéaire sur une bathymétrie plane de Mei et Tuck [1980]. Cette équation permet de modifier l'angle de propagation de la houle lorsque celle ci rencontre des obstacles verticaux :

$$2i \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{1}{k} \frac{\partial A^2}{\partial^2 y} - K|A|^2 A = 0 \quad (\text{II.5})$$

$k$  est le nombre d'onde,  $A$  l'amplitude et

$$K = k^3 \left( \frac{C}{C_g} \right) D \quad (\text{II.6})$$

avec

$$D = \frac{\cosh 4kh + 8 - 2 \tanh^2 kh}{8 \sinh^4 kh} \quad (\text{II.7})$$

$h$  étant la profondeur locale.

### II.1.2.c Equation de base du modèle REF/DIF

Kirby et Dalrymple [1983] ont couplé une forme parabolique de l'équation de Berkhoff [1972] à l'équation parabolique de la diffraction de Mei et Yue pour obtenir l'équation de base du modèle REF/DIF, dit "faiblement non linéaire" :

$$2ikCC_g \frac{\partial A}{\partial x} + 2k(k - k_0)(CC_g)A + i \frac{\partial(kCC)}{\partial x} A + \frac{(CC_g \frac{\partial A}{\partial y})}{\partial y} - k(CC_g)K|A|^2 A = 0 \quad (\text{II.8})$$

$k_0$  est la valeur du nombre d'onde moyenné suivant l'axe des  $y$ .

La version utilisée ici, REF/DIF 1 [Kirby et Dalrymple, 1992], appelée simplement REF/DIF dans le reste de ce document, intègre les travaux de Radder [1992] et Booij [1981] qui ont étendu l'angle potentiel de propagation des vagues par rapport à la houle incidente initiale. Cet angle peut atteindre 70°. Si le phénomène de diffraction est correctement modélisable avec une telle valeur, la réflexion de la houle, elle, ne peut pas être prise en compte.

En supplément, une prise en compte de l'interaction de la houle avec des courants intégrés sur la verticale a été implémentée [Booij, 1981; Kirby et Dalrymple, 1984].

Au final, l'équation résolue par le modèle est une fonction dont l'inconnue est l'amplitude complexe de la houle  $A$  et qui a la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 & (C_g + V_{mx}) \frac{\partial A}{\partial x} - 2 \Delta_1 V_{my} \frac{\partial A}{\partial y} + i (k_0 - a_0 k) (C_g + V_{mx}) A + \left( \frac{\omega}{2} \frac{\partial^{C_g+V_{mx}}}{\partial x} - \Delta_1 \omega \frac{\partial V_{my}}{\partial y} \right) A \\
 & + i \Delta' \frac{\partial \left[ (CC_g - V_{my}^2) \left( \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right]}{\partial y} - i \Delta_1 \left[ \frac{\partial \left( V_{mx} V_{my} \frac{\partial A}{\partial y} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( V_{mx} V_{my} \frac{\partial A}{\partial x} \right)}{\partial y} \right] \\
 & + \underbrace{\frac{i \omega k^2}{2} D |A|^2 A}_{\text{terme non linéaire}} - \frac{b_1}{k} \left\{ \frac{\partial \left[ (CC_g - V_{my}^2) \frac{\partial A}{\partial y} \right]}{\partial x \partial y} + 2i \frac{\left( \omega V_{my} \frac{\partial A}{\partial y} \right)}{\partial x} \right\} \\
 & + b_1 F \left\{ 2i \Upsilon V_{mx} \frac{\partial A}{\partial x} + 2i \omega V_{my} \frac{\partial A}{\partial y} - 2 V_{mx} V_{my} \frac{\partial^2 A}{\partial x \partial y} + \frac{\partial \left[ (CC_g - V_{my}^2) \frac{\partial A}{\partial y} \right]}{\partial y} \right\} \\
 & - \frac{i}{k} b_1 \left( \frac{\partial \Upsilon V_{my}}{\partial y} + 3 \frac{\partial \Upsilon V_{mx}}{\partial x} \right) \frac{\partial A}{\partial x} - \Delta_2 \left[ \Upsilon V_{mx} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{1}{2} \Upsilon \frac{\partial V_{mx}}{\partial x} \left( \frac{A}{\omega} \right) \right] \\
 & + ik \Upsilon V_{mx} (a_0 - 1) \left( \frac{A}{\omega} \right) = 0
 \end{aligned} \tag{II.9}$$

avec  $V_{mx}$  la composante selon  $x$  du courant intégré sur la profondeur et  $V_{my}$  la composante selon  $y$  du courant intégré sur la profondeur.  $\Upsilon$  est un facteur de dissipation déterminé selon plusieurs lois (voir section II.1.3.d).

$$F = \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial k (CC_g - V_{mx}^2)}{2k^2 (CC_g - V_{mx}^2)} \tag{II.10}$$

$$\Delta_1 = a_1 - b_1 \tag{II.11}$$

$$\Delta_2 = 1 + 2a_1 - 2b_1 \tag{II.12}$$

$$\Delta' = a_1 - b_1 \frac{\bar{k}}{k} \tag{II.13}$$

$a_0$ ,  $a_1$ ,  $b_1$  sont des coefficients dont la combinaison dépend de l'approximation utilisée (Radder [1992]; Booij [1981]...) qui détermine l'angle maximal potentiel de diffraction. Dans cette étude, la combinaison utilisée correspond à l'approximation de Booij [1981] et autorise un angle de diffraction maximal de  $60^\circ$ .

La non linéarité du modèle vient uniquement du terme en  $A^3$  souligné dans l'équation (II.9), le modèle est donc dit "faiblement non linéaire" [Kirby et Dalrymple, 1983].

## II.1.3 Caractéristiques de la houle modélisée dans REF/DIF

### II.1.3.a Type de houle utilisé

Le modèle REF/DIF ne peut calculer la propagation de la houle que pour une seule fréquence donnée par simulation. Il n'est donc pas possible de propager un spectre de houle comme le font les modèles spectraux. Dans cette thèse, nous ne travaillons par conséquent qu'avec des houles monochromatiques.

Les paramètres des houles monochromatiques utilisées sont la valeur de l'amplitude de la houle  $A_0$ , la période  $T$  (reliée à  $k$  par la relation de dispersion utilisée) et la direction de propagation  $\theta$  (angle entre l'axe  $x$  et la direction de la houle dans le sens horaire, voir section I.1.3) lorsque la houle entre dans le domaine de modélisation par sa frontière au large.

Sur la frontière au large ( $x = 0$ ) parallèle à l'axe  $y$ , l'amplitude de la houle injectée est du type :

$$A(0,y) = A_0 \exp(ik \sin \theta y) \quad (\text{II.14})$$

### II.1.3.b Relation de dispersion de la houle

Les effets de la non linéarité des vagues proviennent ici de la théorie des houles de Stokes au troisième ordre [Kirby et Dalrymple, 1983]. L'hypothèse de faible non linéarité utilisée implique de se trouver en eau profonde dans tout le domaine de modélisation. La relation de dispersion de Stokes est alors utilisée :

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (\text{II.15})$$

Or, cette théorie n'est pas valide en eau peu profonde. Lorsque la houle se propage en eau peu profonde, la relation de dispersion de Hedges [1976], qui est une modification empirique de la théorie de la houle linéaire valide en eau peu profonde est utilisée. Cette relation de dispersion lie  $k$  à la profondeur selon l'équation :

$$\omega^2 = gk \cdot \tanh \left( kh \left( 1 + \frac{|A|}{h} \right) \right) \quad (\text{II.16})$$

Entre les domaines profonds et peu profonds, Kirby et Dalrymple [1986] ont appliqué une transition progressive qui permet de passer de la relation de dispersion de Stokes (valide en eau profonde) à la relation de dispersion de Hedges [1976] (valide en eau peu profonde).

### II.1.3.c Prise en compte des effets des courants sur la houle

REF/DIF offre la possibilité de prendre en compte l'effet des courants intégrés sur la verticale  $V_m$  sur la propagation de la houle. La houle peut en effet être modifiée lors de sa rencontre avec des courants en fonction de la vitesse et de l'angle des courants par rapport à sa direction de propagation. Par exemple, la longueur d'onde de la houle augmente lorsqu'un courant est orienté dans son sens de propagation. Un courant orienté dans le sens opposé à la direction de propagation de la houle peut faire diminuer sa longueur d'onde et augmenter son amplitude.

La pulsation intrinsèque de la houle  $\omega$  est modifiée par un décalage Doppler dû aux courants uniformes sur la verticale (pris en compte dans l'équation (II.9)). On définit la pulsation absolue de la houle modélisée comme étant la somme de la pulsation intrinsèque  $\omega$  et du décalage dû aux courants. Lorsque l'effet des courants est pris en compte, la pulsation absolue remplace  $\omega$  dans les relations de dispersion et vaut :

$$\omega_{absolue} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_m \quad (\text{II.17})$$

### II.1.3.d Dissipation de l'énergie de la houle modélisée lors de sa propagation

Le facteur de dissipation de l'énergie de la houle  $\Upsilon$  est un nombre complexe dont le module est compris entre 0 (aucune atténuation) et 1 (dissipation totale). Il est utilisé dans l'équation (II.9) par REF/DIF. Ce facteur prend en compte cinq phénomènes d'atténuation de la houle [Kirby et Dalrymple, 1992; Bouchette, 2001] :

$$\Upsilon = \Upsilon_{surf\ visqueux} + \Upsilon_{fond\ visqueux} + \Upsilon_{turbulent} + \Upsilon_{poreux} + \Upsilon_{deferlement} \quad (II.18)$$

où les phénomènes d'atténuation sont les suivants :

1. Frottement visqueux dans la couche limite laminaire eau/air [Phillips, 1977] :

$$\Upsilon_{surf\ visqueux} = \frac{\omega k \sqrt{\frac{\nu}{2\omega}} (1 - i)}{\tanh(kh)} \quad (II.19)$$

L'interface entre deux milieux peut être vue comme une couche limite de type laminaire où  $\nu$ , la viscosité cinématique de l'eau, dissipe l'énergie de la houle en fonction de sa pulsation  $\omega$  et de son nombre d'onde  $k$ . L'épaisseur de cette couche limite dépend de  $\sqrt{\frac{\nu}{2\omega}}$  et est généralement faible.

2. Frottement dans la couche limite laminaire eau/fond [Phillips, 1977] :

$$\Upsilon_{fond\ visqueux} = \frac{2\omega k \sqrt{\frac{\nu}{2\omega}} (1 - i)}{\sinh(2kh)} \quad (II.20)$$

Comme pour l'interface eau/air, la couche limite eau/fond est traitée en fonction de la viscosité cinématique  $\nu$  de l'eau, de la pulsation  $\omega$  et du nombre d'onde  $k$  de la houle.  $\Upsilon_{Surf\ visqueux}$  et  $\Upsilon_{fond\ visqueux}$  sont du même ordre de grandeur.

3. Frottement dans la couche limite turbulente sur le fond :

Le facteur qui tient compte de la dissipation par turbulence dans la couche limite à l'interface eau/sédiment est donné par Dean et Dalrymple [1984] et Kirby et Dalrymple [1992] :

$$\Upsilon_{turbulent} = \frac{2\omega k C_{Darcy} |A| (1 - i)}{3\pi \sinh(2kh) \sinh(kh)} \quad (II.21)$$

$C_{Darcy}$  est le coefficient de friction de Darcy-Weisbach et vaut  $C_{Darcy} = 0.01$ .  $\Upsilon_{turbulent}$  est proportionnel à l'amplitude  $|A|$  de la houle.

4. Atténuation due à la porosité du fond :

Les fonds marins de la zone littorale sont souvent sableux. La porosité du sable fait que chaque mouvement des vagues fait circuler une infime quantité d'eau entre les grains qui absorbent ainsi l'énergie de la houle. Cette atténuation est donnée par Kirby et Dalrymple [1992] :

$$\Upsilon_{poreux} = \frac{gk C_p (1 - i)}{\cosh^2(kh)} \quad (II.22)$$

où  $C_p$  est le coefficient de perméabilité ( $C_p = 4.5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$ ).

## 5. Dissipation par le déferlement :

Lorsque les vagues se rapprochent du bord, le modèle considère qu'il y a déferlement si le rapport  $\gamma_b = H/h$ , appelé critère de déferlement, dépasse une valeur qui est fixée à 0.78 selon Fredsoe et Deigaard [1992].

Les vagues sont alors dissipées selon la loi [Kirby et Dalrymple, 1986] :

$$\Upsilon_{\text{deferlement}} = \frac{G_1 C_g \left( 1 - \left( \frac{G_2 h}{2|A|} \right)^2 \right)}{h} \quad (\text{II.23})$$

où  $G_1 = 0.017$  et  $G_2 = 0.4$  sont des constantes empiriques déterminées par Dally *et al.* [1985],  $C_g$  est la vitesse de groupe de la houle.

Si pendant le déferlement, le rapport  $H/h$  est inférieur à  $G_2 = 0.4$ , alors le déferlement cesse et la vague résultante se propage à nouveau sans subir ce type d'atténuation. La figure II.2 illustre la transformation que subit une houle lors de sa propagation. La brusque décroissance de sa hauteur en  $x = 3250 \text{ m}$  provient de la dissipation de son énergie par déferlement.

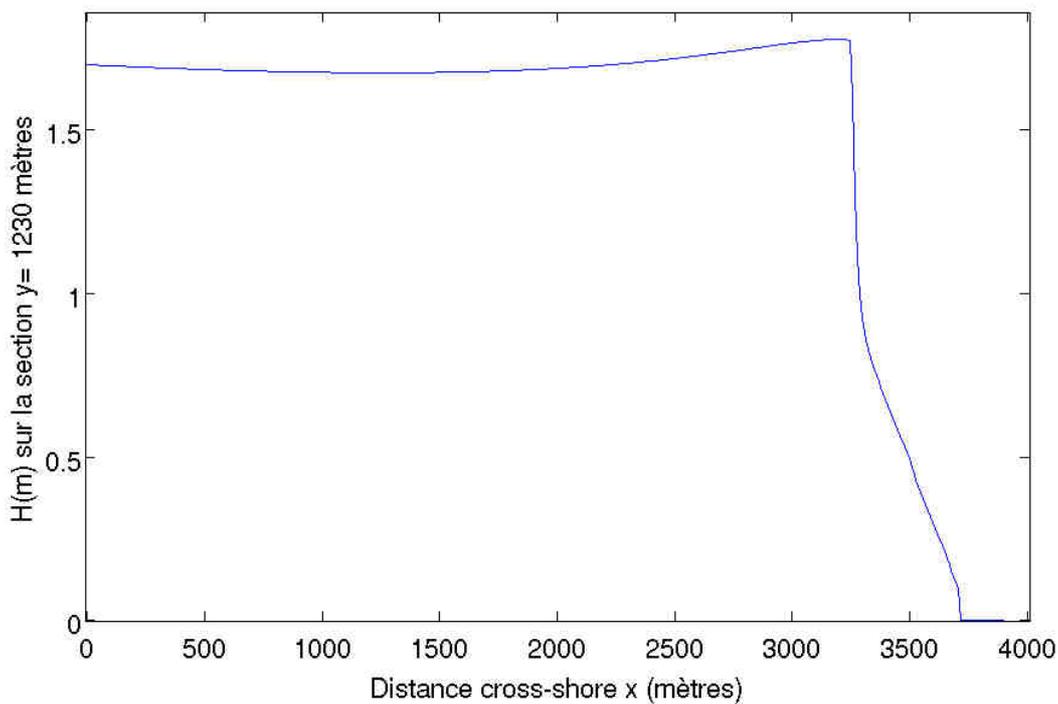


FIG. II.2 – Profil transversal de la hauteur d'une houle lors de sa propagation sur une bathymétrie plane. A partir du large ( $x = 0 \text{ m}$ ) la hauteur de la houle diminue légèrement sous l'effet des facteurs de dissipation de l'énergie calculés puis elle augmente ( $x = 1200 \text{ m}$ ) à cause du phénomène de levée. Enfin en  $x = 3250 \text{ m}$  une brusque diminution de la hauteur matérialise le point de déferlement où la houle est atténuée selon l'équation (II.23).

Pour plus de détails sur ces lois de dissipation, on se reportera aux travaux de Bouchette [2001] qui a effectué une étude de sensibilité de l'atténuation de la houle avec REF/DIF.

### II.1.3.e Prise en compte des zones émergées

Le modèle REF/DIF est déjà applicable sur des zones littorales aménagées puisqu'il est capable de prendre en compte les zones du domaine de modélisation qui se trouvent hors de l'eau. Dalrymple *et al.* [1984] ont montré l'efficacité du modèle pour traiter les phénomènes de réflexion et de diffraction lorsque le champ de houle est perturbé par la présence d'une île.

Numériquement, le traitement des objets émergés est simple : tous les points du domaine se trouvant au dessus de la surface de l'eau sont « tronqués » à une profondeur de 1 centimètre, ainsi une île sera prise en compte comme étant un plateau se trouvant sous une pellicule d'eau de 1 *cm* (figure II.3). La houle arrivant sur une île déferle alors sur le plateau et est immédiatement dissipée selon la loi vue section II.1.3.d. Elle continue malgré tout à se propager (avec une hauteur inférieure au demi centimètre) sur la pellicule d'eau mais son énergie est négligeable et n'affecte pas le reste du domaine.

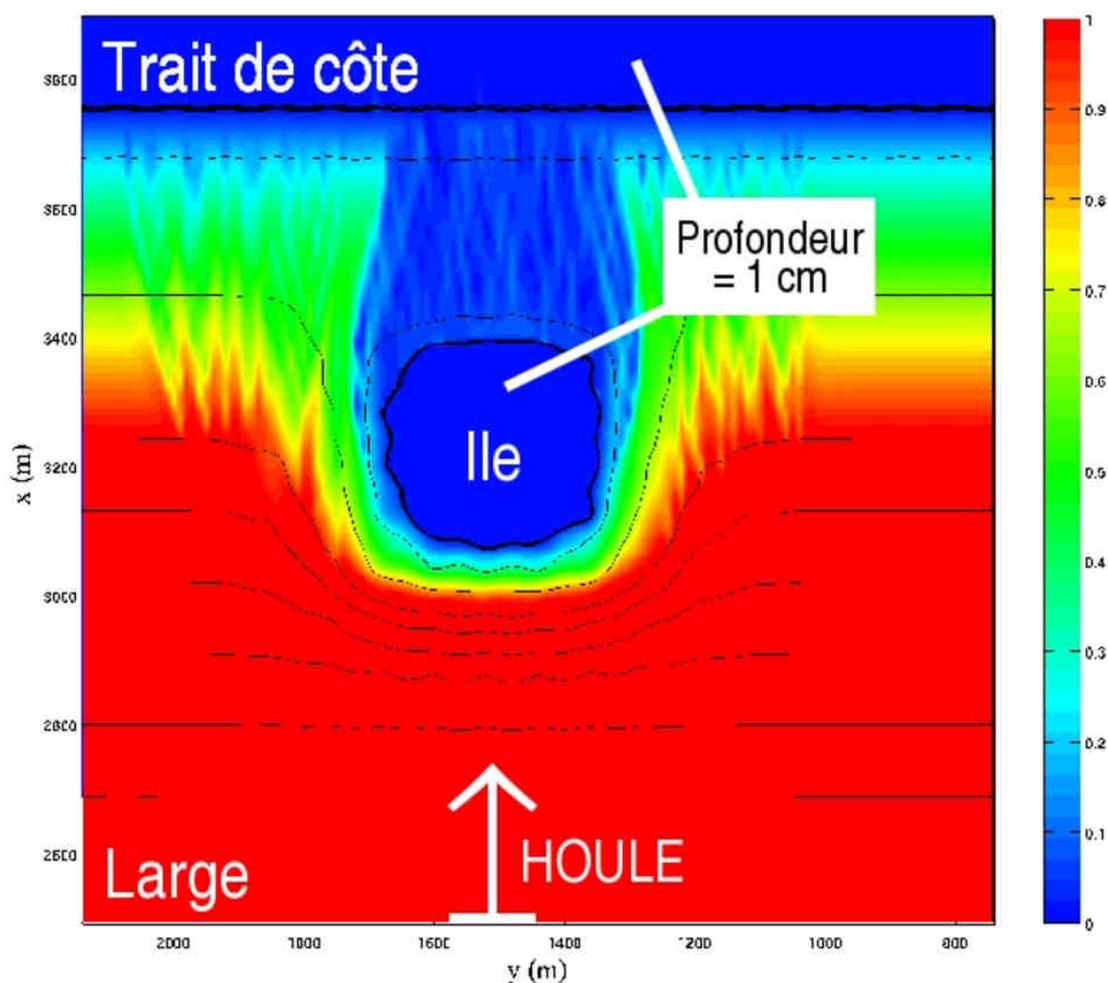


FIG. II.3 – Carte de hauteur de la houle (en *m*) au passage d'une île calculée par REF/DIF. Les isobathes sont représentées. L'isoligne épaisse correspond au zéro marin. Des valeurs de hauteur de houle très faibles (couleur bleue) existent sur l'île et la côte bien que celles-ci soient situées hors de l'eau.

## II.1.4 Contraintes et limites du modèle

Cette section présente l'ensemble des limitations affectant le modèle dans le cadre de notre étude.

**Houle monochromatique** Contrairement à un modèle comme SWAN [Holthuijsen *et al.*, 1993], la prise en compte d'un spectre de houle avec REF/DIF n'est pas routinière, par conséquent nous n'avons travaillé qu'avec des houles monochromatiques. Cette approche présente deux défauts :

- d'abord, l'utilisation d'une onde monochromatique unidirectionnelle exacerbe la focalisation de l'énergie de la houle avec la bathymétrie. Par exemple, en laboratoire il a été observé que la différence de hauteur de houle après réfraction sur un plateau entre une houle monochromatique et une houle spectrale peut être de l'ordre de 100% [CECW-EW, 2002]. De telles exagérations de la focalisation de l'énergie de la houle peuvent induire, par l'intermédiaire des gradients de tension de radiation, des courants dont l'intensité est surestimée par rapport à la réalité;
- ensuite, le fetch limité en Méditerranée fait que lors des tempêtes, la houle atteignant la côte arrive en même temps que la mer du vent. Une tempête sur une plage du Languedoc-Roussillon est donc caractérisée par un spectre de houles courtes, se propageant dans plusieurs directions différentes. L'emploi d'un modèle de houle spectral paraît donc plus indiqué pour simuler un épisode de tempête précis de la façon la plus réaliste.

Néanmoins, le but de notre travail est de pouvoir déterminer les principales caractéristiques des circulations qui peuvent être générées par l'ensemble des conditions de houle affectant un site donné. Dans cette optique, plusieurs auteurs montrent que l'emploi d'une houle monochromatique apporte une précision satisfaisante, même en présence de houles courtes [Chen *et al.*, 1999; Damgaard *et al.*, 2002; Haas *et al.*, 2003]. De plus, pour les travaux de comparaison avec des données mesurées, le choix de simuler un pic de hauteur de houle lors d'une tempête donne plus de pertinence à l'utilisation d'une houle monochromatique.

**Déferlement** Il faut garder en mémoire que le déferlement de la houle n'est pris en compte qu'au niveau de la dissipation de l'énergie et ce de manière empirique [Dally *et al.*, 1985]. Une prochaine génération de modèles de houle résolvant les équations de Navier-Stokes permettra de modéliser le déferlement avec plus de réalisme [Liu et Losada, 2002; Battjes, 2006].

**Influence du vent** Les effets du vent sur la houle ne sont pas pris en compte non plus, or, ceux ci sont importants dans le Languedoc Roussillon : à cause du fetch limité, les coups de mer sont le plus souvent accompagnés de vents soufflant dans la direction des vagues, causant une agitation très irrégulière du plan d'eau.

Contrairement aux zones ouvertes à grand fetch qui reçoivent de la « houle », les plages du Golfe du Lion sont soumises elles à des « mers de vent » où les vagues déferlent le plus souvent en glissant. En général, les vagues arrivent à la côte en même temps que les vents de mer. Toutefois, lors des renverses, les vents de terre modifient l'agitation du plan d'eau et provoquent un déferlement plongeant des vagues. Ces différents types de déferlement possibles ne sont pas différenciés dans la loi d'atténuation par déferlement dans le modèle REF/DIF.

**Absence de prise en compte de la réflexion de la houle** Contrairement à un modèle comme ARTEMIS, l'angle de propagation des vagues par rapport à la houle incidente initiale ne peut pas dépasser  $70^\circ$  dans REF/DIF. La réflexion de la houle et sa propagation vers le large ne peuvent donc pas être modélisés. En l'absence de figures artificielles, la non prise en compte de la réflexion de la houle n'est pas problématique pour notre étude car les sites étudiés possèdent de faibles pentes de plage (de l'ordre de  $0.5\%$ ). Si des structures artificielles existent, les effets de la réflexion sur le transport sont négligeables à l'échelle des sites que nous avons étudiés (échelle de la cellule sédimentaire) [Heurtefeux *et al.*, 2006]. Si l'on s'intéresse à des phénomènes à plus petite échelle (voisinage d'une structure), alors il peut être judicieux de coupler SHORECIRC avec un autre module de houle pouvant prendre en compte la réflexion.

**Contraintes numériques** Numériquement la résolution  $\Delta\alpha$  du domaine utilisé doit être suffisamment fine afin que  $\Delta\alpha \leq \frac{L}{5}$  où  $L$  est la longueur d'onde de la houle utilisée. En pratique nous essayerons d'avoir une résolution  $\Delta\alpha \leq 10 m$ .

**Artefacts numériques** Le calcul du champ de houle dans un domaine peut être affecté par des effets sur les bords (figure II.4). Les conditions aux limites sont un point important pour la modélisation de la houle. Bien que les frontières latérales de REF/DIF soient de type transmissives [Kirby, 1986], des artefacts numériques de réflexion sur ces bords peuvent se produire. Ces effets sont d'autant plus forts que la houle possède un angle d'incidence fort, et ce à la fois par rapport aux bords du domaine et par rapport aux isobathes.

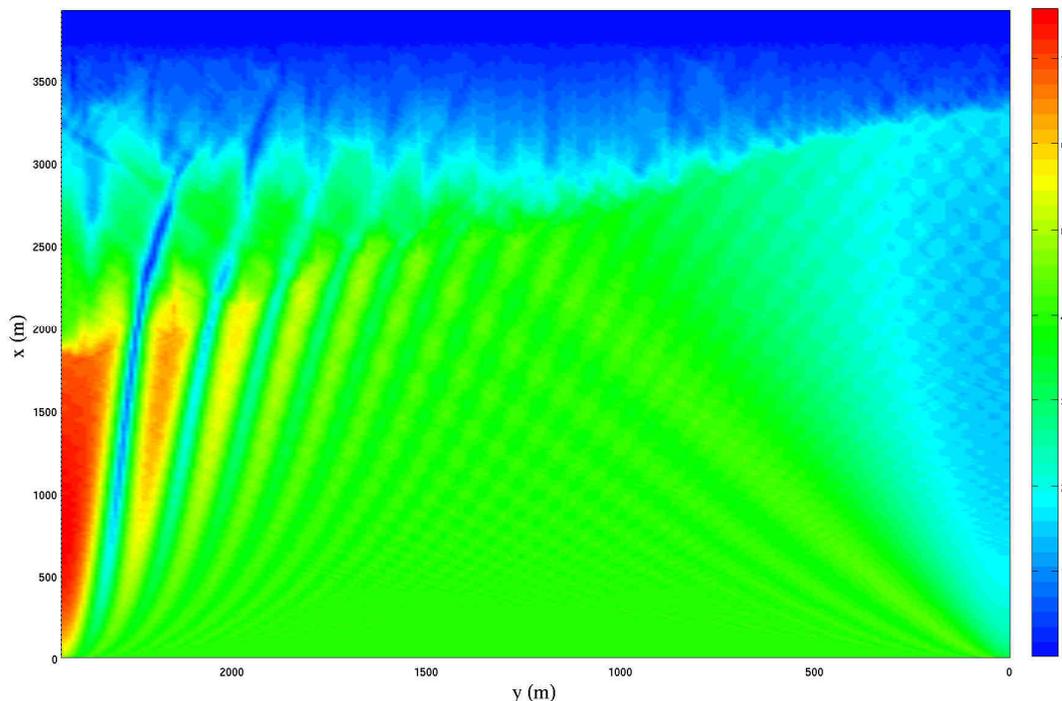


FIG. II.4 – Carte de hauteur de la houle sur une bathymétrie plane avec une houle d'amplitude  $2 m$  et un angle d'incidence au large de  $-15^\circ$  calculée par REF/DIF avec des bords réfléchissants, l'influence des artefacts créés sur les bords est ici ressentie dans tout le domaine.

Pour éviter que ces zones d'artefacts ne soient transmises en tant que forçages dans SHORECIRC et n'induisent des valeurs de courant aberrantes, une chaîne de traitement spécifique a dû être créée (section II.3.1).

### II.1.5 Discussion

Les plages du Languedoc-Roussillon forment un environnement qui justifie la simulation de la propagation de la houle avec REF/DIF :

- les approximations des équations de Berkhoff et de Mei et Yue sont valables sur ces plages à faible pente ;
- les structures émergées sont gérées par l'équation de la diffraction ;
- les variations du niveau de la mer dues à la marée ainsi que les phénomènes de réflexion de la houle sont négligeables ;
- la taille des domaines simulés autorise à la fois une résolution fine et des simulations rapides.

Le modèle REF/DIF n'a donc pas eu à être modifié afin d'être appliqué aux plages du Languedoc-Roussillon. Cependant, afin de fournir des forçages numériquement stables au modèle SHORECIRC, le champ de houle modélisé par REF/DIF, lorsqu'il est trop hétérogène, nécessite un traitement particulier qui est décrit à la section II.3.1.

## II.2 Module de circulation quasi-tridimensionnel : SHORECIRC

### II.2.1 Introduction

#### II.2.1.a Présentation

Le modèle SHORECIRC est un **modèle de circulation quasi-tridimensionnel** qui est développé depuis plus de 10 ans à l'Université du Delaware dans le cadre du projet Nearcom [Kirby, 2005].

Les forçages par la houle peuvent être fournis grâce au couplage avec le modèle REF/DIF décrit au chapitre précédent. Les effets du vent ainsi que les mécanismes non linéaires tels que les mouvements d'ondes infragravitaires sont également inclus [Van Dongeren et Svendsen, 1997b].

SHORECIRC, comme de nombreux autres modèles de circulation, résout numériquement les équations de Navier-Stokes intégrées sur la verticale et sur une période de vague. Il bénéficie en plus des dernières avancées en terme de résolution analytique de la variation des courants avec la profondeur [Putrevu et Svendsen, 1999].

Ce modèle a déjà été validé par des mesures en laboratoire [Haas *et al.*, 1998; Haas et Svendsen, 2000, 2002] et par des mesures acquises sur une portion d'une plage à barre ayant un trait de côte simple à Duck aux États Unis [Svendsen *et al.*, 1997; Van Dongeren *et al.*, 2003]. Ses résultats peuvent être comparés à ceux d'un modèle tridimensionnel (Haas et Warner [2006], voir aussi l'Annexe C).

SHORECIRC a aussi été appliqué avec succès à l'étude et à la simulation :

- des ondes de cisaillement [Zhao et Svendsen, 2003];
- des ondes de bords [Van Dongeren *et al.*, 2003];
- de la circulation sur des structures immergées [Drei, 2001];
- des courants d'arrachement [Haas *et al.*, 2003];
- du transport sédimentaire longitudinal [Check *et al.*, 2004].

Dans le cadre de cette thèse, ce modèle a été adapté au cas des plages sableuses possédant des traits de côte complexes et/ou des structures émergées.

#### II.2.1.b Pourquoi un modèle quasi-tridimensionnel ?

##### Importance de la variation des vitesses horizontales avec la profondeur

- Dans la zone littorale, la modélisation bidimensionnelle des courants est classiquement utilisée car la modélisation tridimensionnelle reste aujourd'hui encore trop coûteuse en puissance de calcul [Péchon *et al.*, 1997; Meulé *et al.*, 2001; Zanuttigh *et al.*, 2005; Castelle *et al.*, 2006b]. Néanmoins cette approche s'avère limitée dans le cadre de l'étude du transport sédimentaire.

En effet, au niveau de la zone de déferlement, la circulation peut être fortement tridimensionnelle. Par exemple, une zone où la vitesse bidimensionnelle semble nulle peut résulter de l'intégration sur la profondeur d'un fort courant dirigé vers la plage en surface et d'un fort courant de retour dirigé vers le large sur le fond (figure II.5).

Des courants intenses et tridimensionnels comme les courants de retour sont capables de transporter de grandes quantités de sédiments. La prise en compte de tels phénomènes à travers la résolution de la circulation sur la verticale est donc d'une grande importance pour l'étude du transport sédimentaire.

Afin de contourner cette faiblesse de la modélisation bidimensionnelle des courants, les utilisateurs des modèles de transports sédimentaires sont obligés d'utiliser des formules de transports empiriques [Camenen et Larroudé, 2003].

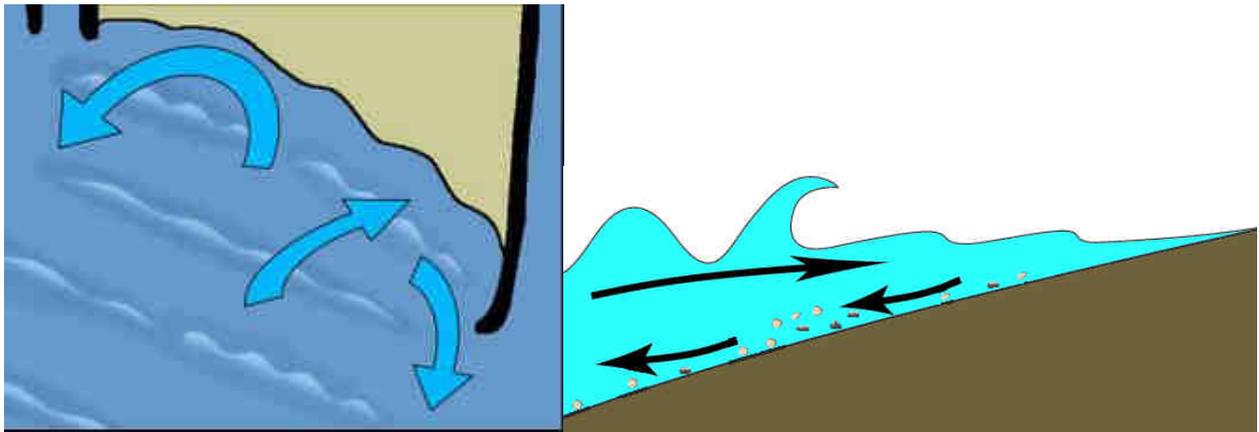


FIG. II.5 – Une modélisation bidimensionnelle de la circulation produit des vitesses horizontales uniformes sur la verticale (schéma vu de dessus à gauche). Dans la zone de déferlement, la vitesse peut varier avec la verticale dans la réalité et ne peut pas être modélisée par des modèles bidimensionnels (schéma coupe transversale à droite).

- Dans les équations de Navier-Stokes classiquement utilisées par les modèles de circulation, la variation des vitesses horizontales avec la profondeur contribue aux termes de diffusion verticale turbulente (*turbulent vertical mixing*). Dans Mellor et Yamada [1982], cette contribution est appelée production d'énergie cinétique de la turbulence par cisaillement vertical des vitesses horizontales.

Or, Putrevu *et al.* [1995] montrent que ce cisaillement vertical des courants contribue aussi de manière non négligeable aux termes de diffusion horizontale turbulente (*turbulent lateral mixing*).

Ces termes de diffusion turbulente sont identifiés dans l'équation II.36.

La prise en compte de cette contribution aux termes de diffusion horizontale turbulente est très importante dans certains cas de circulation. Par exemple, dans le cas d'une plage plane, Putrevu *et al.* [1995] montrent qu'au moins 95% de la contribution aux termes de diffusion horizontale turbulente provient la variation verticale des courants dans la zone de déferlement.

Lorsque la houle déferle et génère des courants longitudinaux, les termes de diffusion horizontale turbulente participent à l'étalement de ces courants dans le sens transversal autour du point de déferlement de la houle [Sancho *et al.*, 1995]. Parce qu'ils ne peuvent pas faire varier les courants sur la verticale, les modèles bidimensionnels ne parviennent pas à modéliser correctement cet étalement par manque de diffusion horizontale turbulente.

## Apports de la modélisation quasi-tridimensionnelle

Par rapport aux modèles classiques, le caractère quasi-tridimensionnel d'un modèle comme SHORECIRC améliore fortement la simulation des processus dans la zone littorale.

Lorsque les termes de diffusion horizontale turbulente comprennent, ce qui n'est pas fait classiquement, les termes dus au cisaillement des courants sur la verticale, ils deviennent un ordre de grandeur plus grands que les termes de diffusion verticale turbulente [Putrevu et Svendsen, 1999]. Les modèles bidimensionnels, par nature, ne peuvent pas intégrer cette contribution du cisaillement vertical aux termes de diffusion horizontale turbulente. La faiblesse de ces termes est donc généralement compensée en augmentant le coefficient de friction sur le fond. Dans SHORECIRC cette compensation n'est plus nécessaire puisque le modèle permet de faire varier les courants sur la verticale [Svendsen et Putrevu, 1994].

Ainsi, Haas *et al.* [2003] ont montré que les tourbillons générés par les courants d'arrachement étaient correctement simulés et dissipés par SHORECIRC grâce à cet apport de la contribution du cisaillement vertical des courants aux termes de diffusion horizontale turbulente alors que les modèles bidimensionnels, par faiblesse de ces termes pour dissiper l'énergie, faisaient exister les tourbillons sur une trop longue durée.

De la même façon, dans le cas des ondes de cisaillement, celles-ci sont moins énergétiques lorsqu'elles sont simulées par SHORECIRC grâce aux plus forts termes de diffusion horizontale turbulente. En conséquence ces ondes restent plus près du bord lorsqu'elles se propagent que dans le cas des simulations bidimensionnelles [Zhao et Svendsen, 2003].

Enfin, le couplage récent d'un modèle de circulation quasi-tridimensionnel avec un modèle de transport sédimentaire a permis de mettre en évidence le rôle du courant de retour dans la formation des barres sableuses et de simuler des morphologies plus réalistes qu'avec les modèles bidimensionnels [Drønen et Deigaard, 2007].

### II.2.1.c Variables de sorties du modèle

Le modèle SHORECIRC, comme les autres modèles bidimensionnels de circulation, peut fournir des cartes de la valeur en chaque point du domaine de modélisation des variables barotropes que sont la valeur moyenne de l'élévation de la surface libre et la vitesse horizontale intégrée sur toute la colonne d'eau.

Grâce à son caractère quasi-tridimensionnel, SHORECIRC peut aussi fournir la valeur de la vitesse horizontale en chaque point de la colonne d'eau, c'est à dire en fonction de la profondeur. On peut ainsi obtenir des cartes de vitesse des courants sur le fond, qui peuvent être utiles à l'étude du transport sédimentaire (figure II.6), ou des profils verticaux des courants, par exemple le long d'une section transverse à la plage (figure II.7).

L'obtention de valeurs de la vitesse dépendantes de la profondeur facilite aussi la comparaison des sorties du modèle avec des données mesurées. Si celles-ci proviennent d'un ADV, on peut extraire la vitesse au point de la colonne d'eau correspondant à la profondeur à laquelle se fait la mesure de l'appareil. Dans le cas de données provenant d'un ADCP, mesures et simulations peuvent être comparées sur l'ensemble d'un profil vertical.

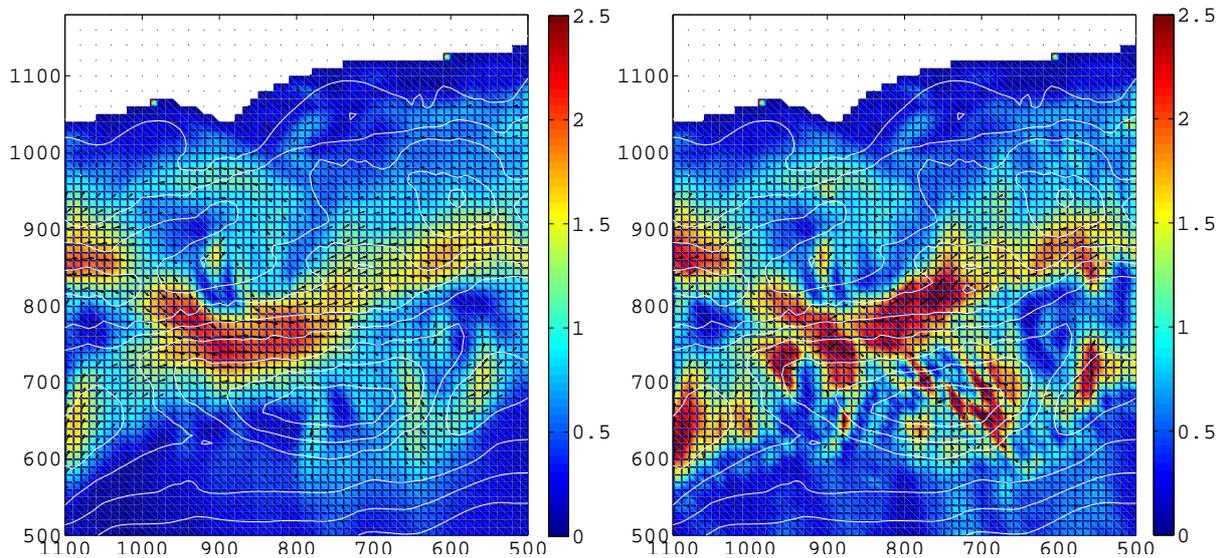


FIG. II.6 – Vitesses modélisées par SHORECIRC sur la plage de Leucate soumise à une houle au large de hauteur  $4\text{ m}$  et d'incidence  $10^\circ$ . Les lignes blanches sont des isobathes. A gauche : carte de la vitesse intégrée sur la verticale. A droite : carte de la vitesse sur le fond.

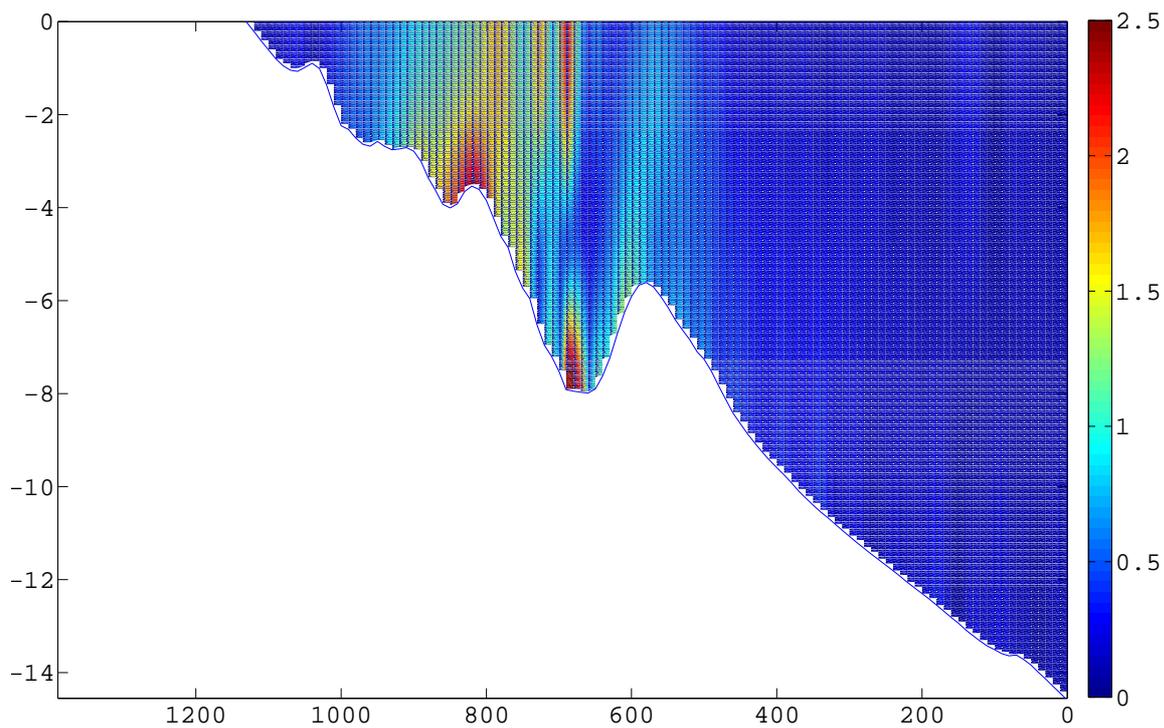


FIG. II.7 – Profil vertical des vitesses modélisées le long d'une section transversale par SHORECIRC sur la plage de Leucate soumise à une houle au large de hauteur  $4\text{ m}$  et d'incidence  $10^\circ$ .

## II.2.2 Principes théoriques

### II.2.2.a Schéma numérique

SHORECIRC fonctionne selon un schéma aux différences finies centrées. Les équations sont résolues par un schéma de type prédicteur-correcteur. Un filtre de Shapiro [Shapiro, 1970] empêche les instabilités dues au signal numérique haute fréquence de se développer. On se reportera à Sancho et Svendsen [1997] pour plus de détails.

### II.2.2.b Equations de Saint-Venant

Traditionnellement, les modèles de circulation dans la zone littorale utilisent les équations de Saint-Venant (ou *shallow water equations*) qui considèrent que les courants sont uniformes sur la verticale [Péchon *et al.*, 1997]. Ils reposent sur l'intégration des équations de Navier-Stokes sur toute la colonne d'eau considérée, moyennées dans le temps avec apparition de termes appelés tensions de Reynolds. Ces équations sont moyennées sur une période de vague afin de ne pas avoir à prendre en compte directement les mouvements complexes de l'eau dus à la houle. On utilise alors dans ces équations des quantités moyennées sur une période de houle comme les tensions de radiation [Longuet-Higgins et Stewart, 1964] et les flux de masse dus aux vagues [Phillips, 1977]. Ces quantités peuvent être fournies par des modules externes tels que le modèle de propagation de la houle REF/DIF.

Les équations à la base du fonctionnement de SHORECIRC sont donc les équations de Saint-Venant qui s'appuient sur les deux équations de conservation suivantes intégrées sur la verticale :

– l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial Q_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (\text{II.24})$$

Où  $Q_\alpha$  est le flux de masse total défini en fonction de la vitesse instantanée du fluide  $u_\alpha$  (on intègre sur toute la colonne d'eau entre  $-h_0$ , le fond et  $\zeta$  la surface moyenne de l'eau) :

$$Q_\alpha = \int_{-h_0}^{\zeta} \overline{u_\alpha} dz \quad (\text{II.25})$$

– l'équation de conservation du mouvement :

$$\frac{dV_{m\alpha}}{dt} = \frac{\partial V_{m\alpha}}{\partial t} + V_{m\beta} \frac{\partial V_{m\alpha}}{\partial x_\beta} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x_\alpha} + \mathcal{F}_\alpha \quad (\text{II.26})$$

Où  $\mathcal{F}_\alpha$  représente les forces agissant sur le fluide (viscosité, forçage par la houle...).

Les forces prises en compte dans l'équation de conservation du mouvement dans les modèles bidimensionnels diffèrent selon les modèles. SHORECIRC traite les forces de viscosité turbulentes (section II.2.3.b), les tensions de cisaillement sur le fond (section II.2.3.b) et en surface via l'action du vent (section II.2.3.b) et les effets de la houle (section II.2.3.a).

### II.2.2.c Décomposition de la vitesse instantanée

L'originalité de SHORECIRC repose dans sa capacité à prendre en compte les variations du courant sur la verticale. Nous montrons comment cette variation peut être incluse dans des équations du type Saint-Venant afin de donner au modèle un caractère quasi-tridimensionnel. Pour cela, il convient d'abord de définir les vitesses considérées.

En suivant Haas et Svendsen [2000] la vitesse instantanée  $u_\alpha$  (voir équation (I.11)) peut être décomposée en :

- une vitesse turbulente  $u'_\alpha$ , dont la moyenne sur une période de houle est nulle ( $\overline{u'_\alpha} = 0$ );
- une vitesse due aux houles de Stokes du premier ordre  $u_{w\alpha}$  telle que

$$\overline{\int_{-h_0}^{\zeta_t} u_{w\alpha} dz} = 0 \quad (\text{II.27})$$

c'est à dire telle que  $\overline{u_{w\alpha}} = 0$  en dessous du niveau de la surface libre correspondant aux creux de la houle  $\zeta_t$  (figure II.8). Cette vitesse est associée à un flux de masse dû aux vagues  $Q_{w\alpha}$  tel que :

$$Q_{w\alpha} = \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} u_{w\alpha} dz} = \overline{\int_{\zeta_t}^{\zeta} u_{w\alpha} dz} \quad (\text{II.28})$$

Dans SHORECIRC, le calcul de  $Q_{w\alpha}$  est effectué d'après les résultats fournis par REF/DIF (voir section II.2.3.a);

- une vitesse de courant  $V_\alpha$  dépendante de la profondeur, moyennée sur une période de houle.

Comme  $\overline{u_{w\alpha}} = 0$  en dessous du niveau du creux des vagues, nous avons sous le creux des vagues  $\overline{u_\alpha} = V_\alpha$ . Par conséquent, la norme du vecteur  $\vec{V}$  correspond à la vitesse du courant acquise par un appareil effectuant des mesures moyennées sur plus d'une période de vague en un point fixe en dessous du niveau du creux des vagues comme cela est le cas pour les ADV et ADCP que nous avons utilisés.

Cette composante peut être séparée en deux parties (figure II.8) :

$$V_\alpha = V_{m\alpha} + V_{d\alpha} \quad (\text{II.29})$$

où :

- $V_{m\alpha}$  est une composante uniforme sur la colonne d'eau définie par :

$$V_{m\alpha} = \frac{\overline{Q_\alpha} - Q_{w\alpha}}{h} \quad (\text{II.30})$$

- $V_{d\alpha}$  est une composante qui varie avec la profondeur et donne à SHORECIRC son caractère tridimensionnel. L'expression de  $V_{d\alpha}$  est donnée en section II.2.2.f.

L'équation (II.30) implique que :

$$\int_{-h_0}^{\zeta} V_{d\alpha} dz = 0 \quad (\text{II.31})$$

Par conséquent l'intégration de la vitesse du courant  $V_\alpha$  sur la colonne d'eau est égale à la composante de la vitesse uniforme sur la verticale  $V_{m\alpha}$ .

$V_{m\alpha}$  est donc l'équivalent des vitesses intégrées sur la verticale que fournissent les modèles bidimensionnels classiques qui résolvent les équations de Saint-Venant :

$$\int_{-h_0}^{\zeta} V_\alpha dz = V_{m\alpha} \quad (\text{II.32})$$

Au final, nous obtenons la décomposition suivante de la vitesse instantanée  $u_\alpha$  :

$$u_\alpha = u'_\alpha + u_{w\alpha} + V_\alpha = u'_\alpha + u_{w\alpha} + \underbrace{V_{m\alpha}}_{\text{vitesse 2D}} + \underbrace{V_{d\alpha}}_{\text{caractère 3D}} \quad (\text{II.33})$$

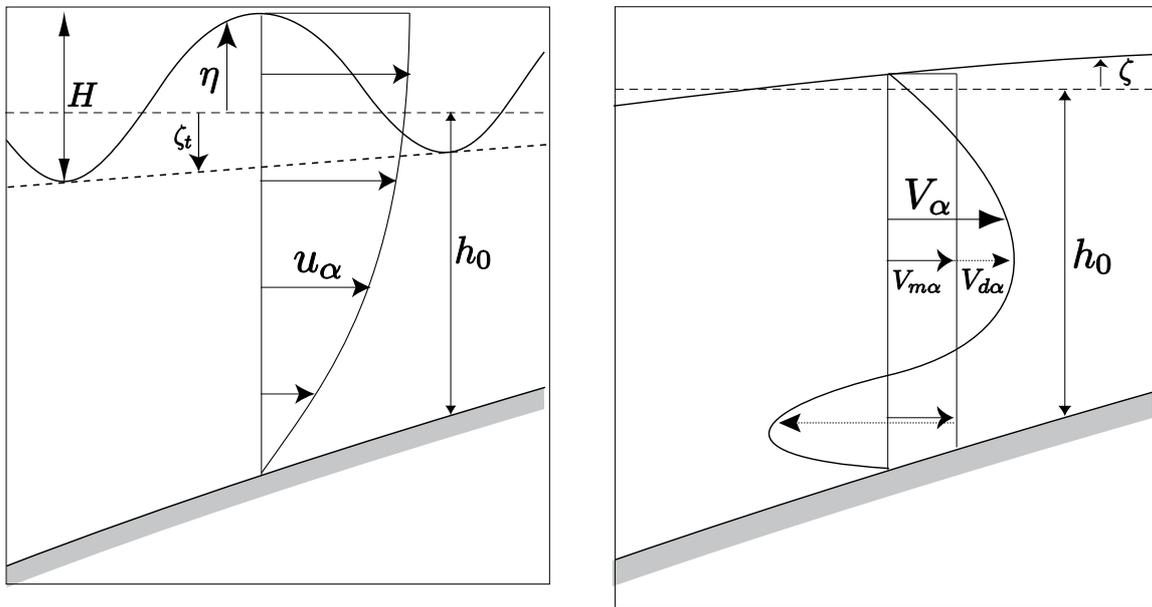


FIG. II.8 – Illustration de la différence de concept entre variables instantanées (à gauche) et variables moyennées à l'échelle d'une période de vague (à droite).  $u_\alpha$  peut être mesurée par un courantomètre haute fréquence de type ADV.  $V_\alpha$  résulterait de la moyenne sur plusieurs dizaines de secondes (une rafale) des mesures du même courantomètre. En pratique, les profils peuvent avoir des formes différentes.

Lorsque tous ces termes sont moyennés à l'échelle d'une période de vague, les termes turbulents ( $\overline{u'_\alpha}$ ) deviennent nuls. De plus, comme  $\overline{u_{w\alpha}} = 0$  en dessous de  $\zeta_t$  (le niveau de la surface libre correspondant aux creux de la houle),  $V_\alpha$  est la seule vitesse existante entre le fond et  $\zeta_t$  à l'échelle de plusieurs périodes de houle.

Comme les données mesurées par les appareils que nous utilisons sont moyennées à l'échelle de plusieurs périodes de houle (voir section I.4), les vitesses mesurées moyennées sont donc directement comparables avec la vitesse  $V_\alpha$  (figure II.8).

### II.2.2.d Forme des équations de Saint-Venant dans SHORECIRC

En écrivant le flux moyenné sur une période de houle :

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \int_{-h_0}^{\zeta} \overline{(u'_\alpha + u_{w\alpha} + V_\alpha)} dz \\ &= \int_{-h_0}^{\zeta} V_\alpha dz + Q_{w\alpha} \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

l'équation de continuité moyennée sur une période de houle devient :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \int_{-h_0}^{\zeta} V_\alpha dz + Q_{w\alpha} \right) = 0 \quad (\text{II.35})$$

Pour aboutir à l'équation de la conservation du mouvement horizontal, Van Dongeren et Svendsen [1997b] partent des équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps où apparaissent les tensions de Reynolds (les tensions dues à la viscosité moléculaire sont négligées par rapport aux tensions de Reynolds) :

$$\frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial u_\alpha u_\beta}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\alpha w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \delta_{\alpha\beta} \frac{\partial p}{\partial x_\beta} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \tau_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \tau_{z\alpha}}{\partial z} \right) \quad (\text{II.36})$$

$w$  est la composante verticale de la vitesse instantanée.

$\tau_{\alpha\beta}$  sont les tensions de cisaillement de Reynolds définies par :

$$\tau_{\alpha\beta} = -\rho u'_\alpha u'_\beta \quad (\text{II.37})$$

Les termes  $\frac{\partial \tau_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta}$  et  $\frac{\partial \tau_{z\alpha}}{\partial z}$  correspondent respectivement aux termes de diffusion horizontale et verticale turbulente dans l'équation (II.36).

Après intégration sur la verticale et sur une période de vague et en séparant les termes d'advection  $u_\alpha u_\beta$  en une composante de courant  $V_\alpha$  et une composante de vague  $u_{w\alpha}$  (d'après l'équation (II.33)) de façon à avoir :

$$\begin{aligned} \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} u_\alpha u_\beta dz} &= \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} (V_\alpha + u_{w\alpha}) (V_\beta + u_{w\beta}) dz} = \\ &= \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} V_\alpha V_\beta dz} + \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} u_{w\alpha} u_{w\beta} dz} + \overline{\int_{\zeta_t}^{\zeta} (u_{w\alpha} V_\beta + u_{w\beta} V_\alpha) dz} \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

On obtient la forme suivante de l'équation de conservation du mouvement intégrée sur la verticale et moyennée sur une période de vague :

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} V_\alpha V_\beta dz} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \overline{\int_{\zeta_t}^{\zeta} (u_{w\alpha} V_\beta + u_{w\beta} V_\alpha) dz} = \\ -g(h_0 + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left[ \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} (p \delta_{\alpha\beta} + \rho u_{w\alpha} u_{w\beta}) dz} - \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{2} \rho g h^2 \right] + \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{\alpha\beta} dz} + \frac{\tau_\alpha^S}{\rho} - \frac{\tau_\alpha^B}{\rho} \end{aligned} \quad (\text{II.39})$$

$\tau_\alpha^B$  et  $\tau_\alpha^S$  sont les tensions de frottement sur le fond et en surface respectivement déterminées par les limites de l'intégration sur la colonne d'eau et  $p$  est la pression exercée sur la colonne d'eau.

Le terme entre crochets correspond aux tensions de radiation :

$$S_{\alpha\beta} = \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} (p\delta_{\alpha\beta} + \rho u_{w\alpha} u_{w\beta}) dz} - \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{2} \rho g h^2 \quad (\text{II.40})$$

Cette formulation ressemble à celle de Mei [1989] à la différence près que dans Mei [1989]  $u_{w\alpha}$  est tel que  $\int_{-h_0}^{\zeta} u_{w\alpha} dz = 0$  tandis que nous utilisons ici l'équation (II.27).

### II.2.2.e Prise en compte de la variation verticale des courants dans les équations de base du modèle SHORECIRC

En séparant  $V_\alpha$  en ses composantes uniformes et non uniformes sur la profondeur (équation (II.29)) nous obtenons une équation que l'on peut résoudre si on connaît la variation des courants avec la profondeur (les termes en gras font apparaître la composante du courant dépendant de la profondeur  $V_{d\alpha}$ ) :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left( \frac{Q_\alpha Q_\beta}{h} \right) - \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left( \frac{Q_{w\alpha} Q_{w\beta}}{h} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \int_{-h_0}^{\zeta} \mathbf{V}_{d\alpha} \mathbf{V}_{d\beta} dz + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \int_{\zeta_t}^{\zeta} (u_{w\alpha} \mathbf{V}_{d\beta} + u_{w\beta} \mathbf{V}_{d\alpha}) dz = \\ & -g(h_0 + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left[ S_{\alpha\beta} - \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{\alpha\beta} dz} \right] + \frac{\tau_\alpha^S}{\rho} - \frac{\tau_\alpha^B}{\rho} \end{aligned} \quad (\text{II.41})$$

En faisant passer le terme  $\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left( \frac{Q_{w\alpha} Q_{w\beta}}{h} \right)$  pour l'ajouter aux tensions de radiation dans l'expression entre crochets de l'équation (II.41), nous obtenons une expression plus précise des tensions de radiation qui est celle de Phillips [1977] :

$$S_{\alpha\beta} = \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} (p\delta_{\alpha\beta} + \rho u_{w\alpha} u_{w\beta}) dz} - \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{2} \rho g h^2 - \rho \frac{Q_{w\alpha} Q_{w\beta}}{h} \quad (\text{II.42})$$

A partir de l'équation (II.41), de l'équation de continuité obtenue plus haut (équation (II.35)) et sur la base des travaux de Svendsen et Putrevu [1994], Van Dongeren *et al.* [1994] et Van Dongeren et Svendsen [1997b] ont proposé une résolution analytique de la composante de la vitesse dépendant de la profondeur  $V_d$  qui permet de résoudre tous les termes des équations suivantes. C'est cette résolution analytique de la variation verticale de la vitesse qui donne au modèle SHORECIRC son caractère quasi-tridimensionnel.

Les équations régissant le modèle s'écrivent alors en fonction des variables barotropes que sont l'élévation de la surface  $\zeta$  et les flux  $Q_x$  et  $Q_y$  (qui sont résolus numériquement) et de coefficients dépendants de la profondeur (qui sont résolus analytiquement).

Ces équations ont la forme suivante en abandonnant la convention de sommation d'Einstein :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.43})$$

Equation de conservation du mouvement selon x :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q_x^2}{h} + \mathbf{M}_{xx} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q_x Q_y}{h} + \mathbf{M}_{xy} \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial x} h \left[ (2\mathbf{D}_{xx} + \mathbf{B}_{xx}) \frac{\partial Q_x}{\partial x} + 2\mathbf{D}_{xy} \frac{\partial Q_x}{\partial y} + \mathbf{B}_{xx} \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right] - \\ & \frac{\partial}{\partial y} h \left[ (\mathbf{D}_{xy} + \mathbf{B}_{xy}) \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \mathbf{D}_{yy} \frac{\partial Q_x}{\partial y} + \mathbf{D}_{xx} \frac{\partial Q_y}{\partial x} + (\mathbf{D}_{xy} + \mathbf{B}_{xy}) \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right] + \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left( \mathbf{A}_{xxx} \frac{Q_x}{h} + \mathbf{A}_{xxy} \frac{Q_y}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mathbf{A}_{xyx} \frac{Q_x}{h} + \mathbf{A}_{xyy} \frac{Q_y}{h} \right) = \\ & -gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{xx} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{xy} dz \right) + \frac{\tau_x^S - \tau_x^B}{\rho} \end{aligned} \quad (\text{II.44})$$

Equation de conservation du mouvement selon y :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q_x Q_y}{h} + \mathbf{M}_{xy} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q_y^2}{h} + \mathbf{M}_{yy} \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial x} h \left[ (\mathbf{D}_{xy} + \mathbf{B}_{xy}) \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \mathbf{D}_{yy} \frac{\partial Q_x}{\partial y} + \mathbf{D}_{xx} \frac{\partial Q_y}{\partial x} + (\mathbf{D}_{xy} + \mathbf{B}_{xy}) \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right] - \\ & \frac{\partial}{\partial y} h \left[ \mathbf{B}_{yy} \frac{\partial Q_x}{\partial x} + 2\mathbf{D}_{xy} \frac{\partial Q_y}{\partial x} + (2\mathbf{D}_{yy} + \mathbf{B}_{yy}) \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right] + \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left( \mathbf{A}_{xyx} \frac{Q_x}{h} + \mathbf{A}_{xyy} \frac{Q_y}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mathbf{A}_{yyx} \frac{Q_x}{h} + \mathbf{A}_{yyy} \frac{Q_y}{h} \right) = \\ & -gh \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{xy} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{yy} dz \right) + \frac{\tau_y^S - \tau_y^B}{\rho} \end{aligned} \quad (\text{II.45})$$

Les termes dépendant de la profondeur sont en gras (on se référera à la thèse de Van Dongeren [Van Dongeren et Svendsen, 1997b] et au travail de Putrevu et Svendsen [1999] pour le détail de ces équations).

Pour rappel, les flux  $Q_\alpha$  donnés ici par le modèle ne correspondent pas aux vitesses intégrées sur la profondeur qui peuvent être mesurées par des courantomètres de type ADCP. Pour obtenir de telles vitesses il faut d'abord soustraire à ces flux les flux dus aux vagues  $Q_{w\alpha}$  selon l'équation (II.30).

### II.2.2.f Expression de la composante de la vitesse non uniforme sur la profondeur $V_{d\alpha}$

Dans leur travaux sur la variation verticale des courants en milieu littoral, Putrevu et Svendsen [1999] parviennent à une expression analytique de  $V_{d\alpha}$  grâce à une méthode des perturbations. Ils décomposent cette vitesse en une valeur approchée  $V_{d\alpha}^{(0)}$  à laquelle s'ajoutent des termes correspondant à des perturbations :

$$V_{d\alpha} = V_{d\alpha}^{(0)} + V_{d\alpha}^{(1)} + V_{d\alpha}^{(2)} + \dots \quad (\text{II.46})$$

Si la vitesse  $V_{d\alpha}$  a une importance physique (voir équation (II.33)), elle n'est décomposée que pour des raisons analytiques. Cette décomposition n'entre pas dans le cadre de notre description du modèle SHORECIRC et est détaillée dans la section 5 de Putrevu et Svendsen [1999]. Ces auteurs affirment que tous les termes autres que  $V_{d\alpha}^{(0)}$  peuvent en pratique être négligés dans la décomposition de  $V_{d\alpha}$  sans que cela n'induisse d'erreurs significatives sur les résultats du profil vertical de la vitesse résolu.

En se basant sur ces travaux théoriques de Putrevu et Svendsen [1999], les développeurs de SHORECIRC ont donc choisi de n'utiliser que la composante  $V_{d\alpha}^{(0)}$  de la vitesse verticale dans les équations de fonctionnement du modèle [Haas et Svendsen, 2000].

Dans les équations II.43 à II.45, les seules variables non barotropes sont les coefficients de dispersion tridimensionnels  $A_{\alpha\beta\gamma}$ ,  $B_{\alpha\beta}$ ,  $D_{\alpha\beta}$  et  $M_{\alpha\beta}$  [Putrevu et Svendsen, 1999].

Ces quatre coefficients sont exprimés en fonction de la viscosité turbulente  $\nu_t$  (voir section II.2.3.b) et de la composante de la vitesse dépendante de la profondeur  $V_{d\alpha}^{(0)}$  (les autres termes de la décomposition de  $V_{d\alpha}$  étant négligés numériquement) [Haas et Svendsen, 2000] :

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta\gamma}(z) = & - \int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{\nu_t} \left[ \left( \int_{-h_0}^z \frac{\partial V_{d\alpha}^{(0)}}{\partial x_\gamma} - \frac{\partial \frac{Q_{w\alpha}}{h}}{\partial x_\gamma} - \frac{\partial h_0}{\partial x_\gamma} \frac{\partial V_{d\alpha}^{(0)}}{\partial z} \right) \left( \int_{-h_0}^z V_{d\beta}^{(0)} - \frac{Q_{w\beta}}{h} dz' \right) \right. \\ & \left. + \left( \int_{-h_0}^z \frac{\partial V_{d\beta}^{(0)}}{\partial x_\gamma} - \frac{\partial \frac{Q_{w\beta}}{h}}{\partial x_\gamma} - \frac{\partial h_0}{\partial x_\gamma} \frac{\partial V_{d\beta}^{(0)}}{\partial z} \right) \left( \int_{-h_0}^z V_{d\alpha}^{(0)} - \frac{Q_{w\alpha}}{h} dz' \right) \right] dz \end{aligned} \quad (\text{II.47})$$

$$\begin{aligned} B_{\alpha\beta}(z) = & - \int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{h\nu_t} \left[ \int_{-h_0}^z (h_0 + z') \frac{\partial V_{d\alpha}^{(0)}}{\partial z} dz' \left( \int_{-h_0}^z V_{d\beta}^{(0)} - \frac{Q_{w\beta}}{h} dz' \right) \right. \\ & \left. + \int_{-h_0}^z (h_0 + z') \frac{\partial V_{d\beta}^{(0)}}{\partial z} dz' \left( \int_{-h_0}^z V_{d\alpha}^{(0)} - \frac{Q_{w\alpha}}{h} dz' \right) \right] dz \end{aligned} \quad (\text{II.48})$$

$$D_{\alpha\beta}(z) = \int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{h\nu_t} \left( \int_{-h_0}^z V_{d\alpha}^{(0)} - \frac{Q_{w\alpha}}{h} dz' \right) \left( \int_{-h_0}^z V_{d\beta}^{(0)} - \frac{Q_{w\beta}}{h} dz' \right) dz \quad (\text{II.49})$$

$$M_{\alpha\beta}(z) = \int_{-h_0}^{\zeta} V_{d\alpha}^{(0)} V_{d\beta}^{(0)} dz + V_{d\beta}^{(0)}(\zeta) Q_{w\alpha} + V_{d\alpha}^{(0)}(\zeta) Q_{w\beta} \quad (\text{II.50})$$

Le terme  $V_{d\alpha}^{(0)}$  dépendant de  $z$  retenu dans l'équation (II.46) est donné analytiquement par Svendsen *et al.* [2004] :

$$V_{d\alpha}^{(0)} = d_{1\alpha}\xi^2 + e_{1\alpha}\xi + f_{1\alpha} + f_{2\alpha} \quad (\text{II.51})$$

avec

$$\xi = z + h_0 \quad (\text{II.52})$$

$$d_{1\alpha} = -\frac{F_\alpha}{2\nu_t} \quad (\text{II.53})$$

$$e_{1\alpha} = \frac{\tau_\alpha^B}{\rho\nu_t} \quad (\text{II.54})$$

$$f_{1\alpha} = -\frac{h\tau_\alpha^B}{2\rho\nu_t} \quad (\text{II.55})$$

$$f_{2\alpha} = \frac{h^2 F_\alpha}{6\rho\nu_t} \quad (\text{II.56})$$

$$F_\alpha = \frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \frac{\tau_\alpha^B}{\rho h} - f_\alpha \quad (\text{II.57})$$

et

$$f_\alpha = \frac{\partial \overline{u_{w\alpha} u_{w\beta}}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial \overline{u_{w\alpha} u_{w\beta}}}{\partial z} \quad (\text{II.58})$$

En pratique, à chaque pas de temps, le modèle calcule d'abord analytiquement le profil vertical de  $V_{d\alpha}^{(0)}$  puis l'utilise pour résoudre les équations (II.43) à (II.45). Ainsi les variables barotropes ( $Q_\alpha$  et  $\zeta$ ) sont constamment liées au profil vertical de la vitesse.

Une conséquence importante de ce calcul est que les particularités quasi-tridimensionnelles du modèle sont exploitées même si l'on ne s'intéresse qu'aux variables intégrées sur la verticale.

Une option du modèle est de pouvoir désactiver le fonctionnement quasi-tridimensionnel décrit précédemment. Le modèle fonctionne alors en mode bidimensionnel comme les modèles bidimensionnels classiques (MIKE 21 HD, DELFT-2D, PISCES, MARS 2DH..). Pour cela les coefficients de dispersion tridimensionnels ne sont pas utilisés dans les équations (II.43) à (II.45). Les courants calculés sont alors uniformes sur la colonne d'eau.

Cependant, même en fonctionnement bidimensionnel, le modèle SHORECIRC peut tirer parti de la décomposition de la vitesse que nous avons effectuée dans l'équation (II.29). En effet, les modèles bidimensionnels classiques utilisent la formulation des tensions de radiation de Mei [1989] que nous avons vu à dans l'équation (II.40). Dans SHORECIRC, la décomposition de la vitesse  $V_\alpha$  sur la verticale fait que le terme  $\rho \frac{Q_{w\alpha} Q_{w\beta}}{h}$  est rajouté dans la définition de la formule des tensions de radiation à l'équation (II.42).

SHORECIRC utilise donc la formulation des tensions de radiation de Phillips [1977] grâce à cette décomposition de la vitesse, et ce même lorsque les coefficients tridimensionnels sont mis à zéro, c'est à dire lorsque le modèle fonctionne en mode bidimensionnel.

Or, dans les modèles bidimensionnels classiques, les termes de diffusion horizontale turbulente ont parfois besoin d'être augmentés pour pallier à l'absence de prise en compte du cisaillement vertical des courants.

Dans la version bidimensionnelle de SHORECIRC, [Svendsen *et al.*, 2002] ont montré que le terme supplémentaire dans la formulation des tensions de radiation compense en partie les effets de cette absence de prise en compte du cisaillement vertical des courants, ce qui constitue une amélioration par rapport aux autres modèles bidimensionnels.

## II.2.3 Caractéristiques supplémentaires du modèle SHORECIRC

### II.2.3.a Forçage par le modèle de houle REF/DIF

#### Vitesse de phase de la houle

A partir de la pulsation et du nombre d'onde de la houle fournies par REF/DIF (section II.1.1.b), SHORECIRC calcule la vitesse de phase de la houle en chaque point du domaine selon la définition classique :

$$C = \frac{\omega}{k} \quad (\text{II.59})$$

où  $\omega = 2\pi f$ .

#### Vitesse orbitale de la houle sur le fond

Une variable importante pour le transport sédimentaire est la vitesse orbitale instantanée que la houle exerce sur le fond. Moyennée à l'échelle d'une période de vague, cette vitesse est nulle. Mais lors du passage d'une crête de vague, les vitesses induites sur un court laps de temps jouent un rôle primordial pour la remise en suspension du sédiment et pour les tensions de frottements sur le fond.

$u_0$  le module de la vitesse orbitale sur le fond utilisé par SHORECIRC est calculé à partir de l'amplitude, du nombre d'onde et de la pulsation de la houle fournies par REF/DIF :

$$u_0 = \frac{A\omega}{\sinh(kh)} \quad (\text{II.60})$$

#### Prise en compte de la houle par SHORECIRC à travers les forçages fournis par REF/DIF

SHORECIRC est forcé par la houle à travers les variables moyennées à l'échelle d'une vague que sont la hauteur, le nombre d'onde, la longueur d'onde, la vitesse de phase, l'angle d'incidence et la période de la houle monochromatique fournis par REF/DIF ou bien directement par l'utilisateur.

Dans la pratique, les deux options sont utilisées. REF/DIF calcule d'abord un champ de houle sur un domaine plus large que celui de la zone d'intérêt. Les résultats sont alors traités (selon la section II.3.1) sur un domaine réduit afin de s'affranchir de l'influence des effets de bord sur les frontières latérales. Le champ de houle traité est ensuite transmis à SHORECIRC en tant que forçage imposé par l'utilisateur.

Cette façon de procéder empêche toutefois le champ de houle d'être remis à jour en prenant en compte la circulation (voir section II.3.1).

Le forçage par la houle est exprimé dans les équations du modèle SHORECIRC par :

- Les tensions de radiation  $S_{\alpha\beta}$  où :

$$S_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta}S_m + \delta_{\alpha\beta}S_p \quad (\text{II.61})$$

avec

$$e_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (\text{II.62})$$

et  $\delta_{\alpha\beta}$  le symbole de Kronecker,  $\theta$  est l'angle de propagation de la houle par rapport à l'axe  $x$ .

$S_m$  et  $S_p$  sont définis hors de la zone de déferlement par :

$$\begin{cases} S_m = \frac{1}{16}\rho g H^2 (1 + G) \\ S_p = \frac{1}{16}\rho g H^2 G \end{cases} \quad (\text{II.63})$$

avec  $G = \frac{2kh}{\sinh 2kh}$

Dans la zone de déferlement, ces termes deviennent [Svendsen, 1984] :

$$\begin{cases} S_m = \rho g H^2 \frac{C^2}{gh} \left( B_0 + \frac{B_1 h}{H^2 C T} \right) \\ S_p = \frac{1}{2} \rho g H^2 B_0 \end{cases} \quad (\text{II.64})$$

avec  $B_0 = \frac{1}{8}$  le paramètre de forme de la vague d'après Hansen [1990] et  $B_1$  la "surface" du rouleau qui vaut  $B_1 = 0.06 H C T$  [Okayasu *et al.*, 1986].

- Le flux d'eau  $Q_{w\alpha}$  dû aux vagues (intégrale sur la profondeur de la vitesse horizontale due à la houle moyennée sur une longueur d'onde) :

Hors de la zone de déferlement  $Q_{w\alpha}$  vaut :

$$Q_{w\alpha} = B_0 \frac{g H^2}{C} \frac{k_\alpha}{\|\vec{k}\|} \quad (\text{II.65})$$

Dans la zone de déferlement, toujours d'après Svendsen [1984] :

$$Q_{w\alpha} = \frac{H^2 C}{h} \left( B_0 + \frac{B_1 h}{H^2 C T} \right) \frac{k_\alpha}{\|\vec{k}\|} \quad (\text{II.66})$$

Entre la zone de levée et la zone de déferlement, une transition continue est appliquée entre ces différentes définitions des tensions de radiation et du flux d'eau du aux vagues. Cette transition se fait sur une distance égale à 5 fois la profondeur divisée par la taille d'une maille du modèle à partir du point de déferlement vers la terre afin de simuler la croissance du rouleau après le déferlement.

### II.2.3.b Prise en compte des forces de friction

**Expression des tensions de cisaillement de Reynolds** Les tensions turbulentes de Reynolds sont définies à partir de la viscosité turbulente  $\nu_t$  et de la composante de la vitesse uniforme sur la colonne d'eau  $V_{m\alpha}$  :

$$\tau_{\alpha\beta} = \rho\nu_t \left( \frac{\partial V_{m\alpha}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial V_{m\beta}}{\partial x_\alpha} \right) \quad (\text{II.67})$$

La viscosité turbulente est exprimée par Svendsen *et al.* [2004] :

$$\nu_t = C_1\kappa\sqrt{\frac{C_w}{2}}u_0h + Mh \left( \frac{D}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} + \nu_{t,large} + \nu_s \quad (\text{II.68})$$

Où  $\kappa$  est la constante de Von Karman ( $\kappa = 0.4$ ),  $C_w$  est le coefficient de friction sur le fond dû à la houle et est choisi à 0.012.

$u_0$  est le module de la vitesse orbitale due à la houle sur le fond et  $D$  est le coefficient donné par l'équation (II.7) dans REF/DIF.

$C_1$  et  $M$  sont des constantes prises respectivement à 0.08 et 0.05.  $\nu_{t,large}$  est une mesure empirique de la viscosité turbulente au large prise à  $2.10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

$\nu_s$  est la viscosité turbulente de Smagorinsky où :

$$\nu_s = \left( C_s \sqrt{\Delta x \Delta y} \right)^2 \sqrt{2g_{\alpha\beta}g_{\alpha\beta}} \quad (\text{II.69})$$

avec :

$$g_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_{m\alpha}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial V_{m\beta}}{\partial x_\alpha} \right) \quad (\text{II.70})$$

$C_s$  est le coefficient de Smagorinsky pris à 0.2.

Bien que  $\nu_t$  soit uniforme sur la profondeur, il joue un grand rôle dans la détermination du profil vertical de vitesse  $V_{d\alpha}$  à travers sa présence dans la définition des coefficients de dispersion tridimensionnels. Par rapport à un modèle bidimensionnel classique, ce sont ces coefficients tridimensionnels qui permettent de ne pas sous évaluer les termes de diffusion horizontale turbulente dans les équations de fonctionnement du modèle [Putrevu *et al.*, 1995; Sancho *et al.*, 1995].

**Force de friction sur le fond** La tension de frottement sur le fond est moyennée à l'échelle d'une période de houle et est définie dans SHORECIRC par Svendsen et Putrevu [1990] :

$$\tau_\alpha^B = \frac{1}{2}\rho C_w u_0 (J_1 V_{-h_0,\alpha} + J_2 u_{0\alpha}) \quad (\text{II.71})$$

où :

$$J_1 = \sqrt{\frac{4}{\pi} + \left( \frac{\|V_{-h_0}\|}{u_0} \right)^2} \quad (\text{II.72})$$

et :

$$J_2 = \frac{1}{2} \cos \mu \tanh \left( \frac{4\|V_{-h_0}\|}{\pi u_0} \right) \quad (\text{II.73})$$

$\mu$  est l'angle entre la direction de la houle et le vecteur vitesse du fluide sur le fond  $V_{-h_0}$ .

**Force de friction à la surface, prise en compte des effets du vent** Les vents de terre (Mistral et Tramontane), puissants et fréquents dans la région, jouent un rôle important dans la circulation à l'échelle pré-littorale et ce même en l'absence de vagues [Denamiel, 2006].

A l'échelle littorale, les vents sont également importants car leur action peut selon les cas freiner ou exacerber les phénomènes dus à l'action des vagues (surcote, dérive littorale...).

Par exemple lors des coups de mer, l'arrivée des vagues à la côte est le plus souvent accompagnée d'un vent de même direction que la houle qui a pour effet de pousser plus encore la masse d'eau vers la côte et ainsi d'augmenter les risques de submersion.

Dans SHORECIRC, le vent est pris en compte par l'intermédiaire d'une tension de frottement à la surface de l'eau  $\vec{\tau}^S$  selon la formule [Church et Thornton, 1993] :

$$\tau_{\alpha}^S = C_{10}\rho_{air}\|\vec{W}\|W_{\alpha} \quad (\text{II.74})$$

$C_{10}$  est le coefficient de traînée sur la surface de l'eau relatif à un vent conventionnellement mesuré à 10 mètres de hauteur,  $\rho_{air}$  la masse volumique de l'air et  $\vec{W}$  est la vitesse horizontale du vent mesurée à une hauteur de 10 mètres au dessus de la surface de l'eau et  $W_{\alpha}$  est sa composante suivant  $\alpha$ .

Le coefficient de traînée de surface est donné par la relation suivante [Wamdi Group, 1988] afin de prendre en compte le fait que les vents modifient la rugosité de l'eau à sa surface (les vents forts font "moutonner", *whitecapping* en anglais, la surface de l'eau) :

$$C_{10} \simeq \begin{cases} 1.2875 * 10^{-3} & \|\vec{W}\| < 7.5 \text{ m.s}^{-1} \\ (0.8 + 0.065\|\vec{W}\|) * 10^{-3} & \|\vec{W}\| \geq 7.5 \text{ m.s}^{-1} \end{cases} \quad (\text{II.75})$$

Cette paramétrisation simple est indispensable pour traiter de la façon la plus réaliste possible la dynamique des plages du Languedoc. Toutefois les domaines de calcul utilisés dans le cadre de cette thèse ne sont pas assez grands pour que l'influence des vents puisse être complète. En effet Denamiel [2006] a observé que lorsqu'un modèle côtier comme SYMPHONIE-SWELL est utilisé sur un domaine littoral de l'ordre de  $1 \text{ km}^2$  la dynamique (courants et surcote) créée par les vents est sous estimée car le domaine de calcul n'est pas assez large. Pour prendre en compte correctement les effets du vent à ces faibles échelles spatiales, il serait nécessaire d'imbriquer le domaine de calcul avec des résultats obtenus sur des domaines plus grands.

### II.2.3.c Frontières sur les bords du domaine

Comme pour les modèles de propagation de la houle, le type des frontières choisies sur les bords du domaine de modélisation est d'une importance première pour les modèles de circulation.

## Frontières latérales du domaine

L'utilisateur peut choisir entre 3 types de frontières sur les bords du domaine :

1. Les flux à travers la frontière sont spécifiés par l'utilisateur :

On définit alors en chaque point des bords du domaine une valeur pour le flux  $Q_y$  qui sera lue dans un fichier (Ce type de frontière est appelée une condition à la limite ouverte active (*Active Open Boundary Condition*)).

Cette option nécessite une connaissance des flux sur ces frontières du domaine (par la mesure ou par la modélisation dans un domaine à plus grande échelle).

2. Les frontières latérales sont périodiques :

Dans le cas où l'on désire répéter une bathymétrie indéfiniment dans le sens longitudinal du domaine, on peut utiliser des conditions latérales périodiques.

Celles ci ne peuvent être utilisées que si les profils transversaux en  $y = 0$  et en  $y = ny$  sont strictement identiques. Les mouvements sur un bord du domaine sont alors copiés sur l'autre bord. On peut donc considérer que le fluide traverse les bords ou bien qu'il circule sur un domaine de largeur infinie.

En pratique les valeurs des flux  $Q_x$ ,  $Q_y$  et de la surface libre  $\zeta$  sur la frontière du côté  $y = ny$  sont à chaque pas de temps reproduites et imposées sur la frontière du côté  $y = 0$ .

3. Les bords du domaine sont considérés comme des murs :

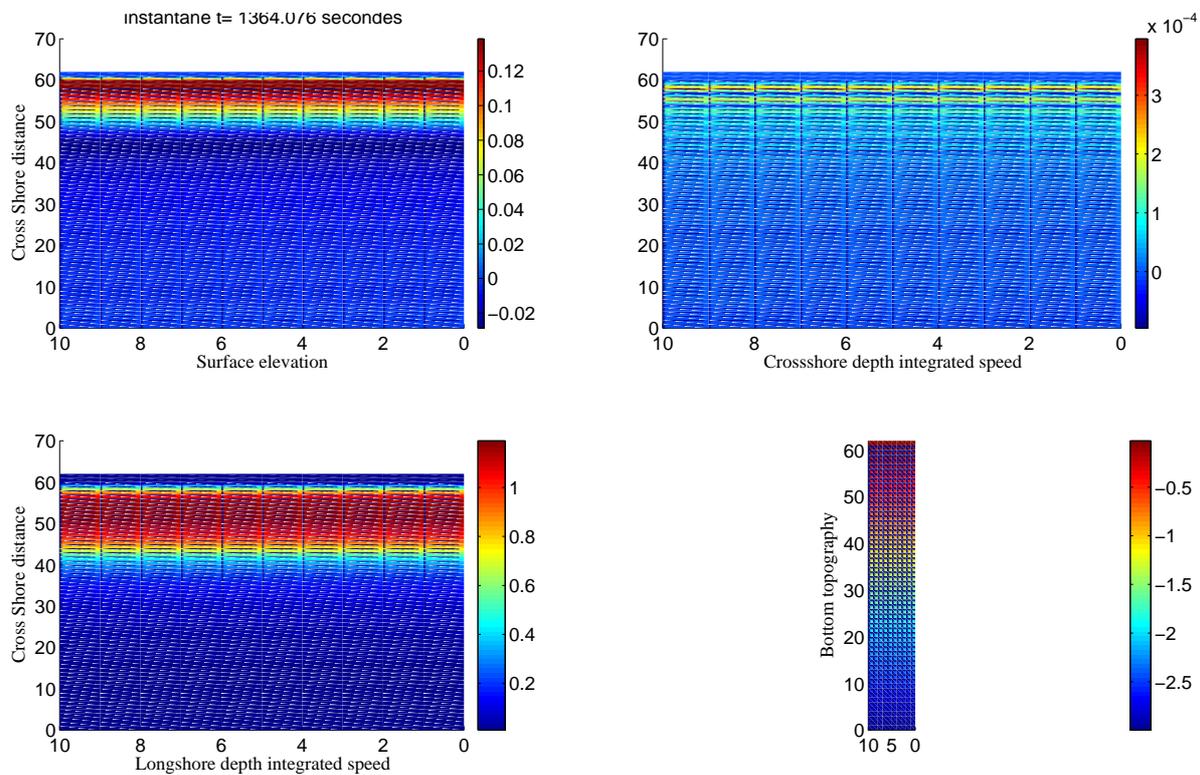
Aucun mouvement n'a alors lieu sur et à travers les frontières latérales. Cela revient numériquement à imposer  $Q_y$  et  $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$  égaux à zéro en  $y = 0$  et  $y = ny$ .

Cette option crée des artefacts dès lors qu'il y a des mouvements longitudinaux proches des frontières latérales comme on peut le voir pour un cas simple où la houle se propage sur une bathymétrie plane avec un angle d'incidence de  $22^\circ$  (figure II.9). L'eau peut s'accumuler contre ces murs, provoquant des valeurs aberrantes de la surface libre et des vitesses qui en découlent. Ce type de frontière n'est donc pas indiqué pour l'étude des boîtes littorales où des écoulements longitudinaux peuvent avoir lieu.

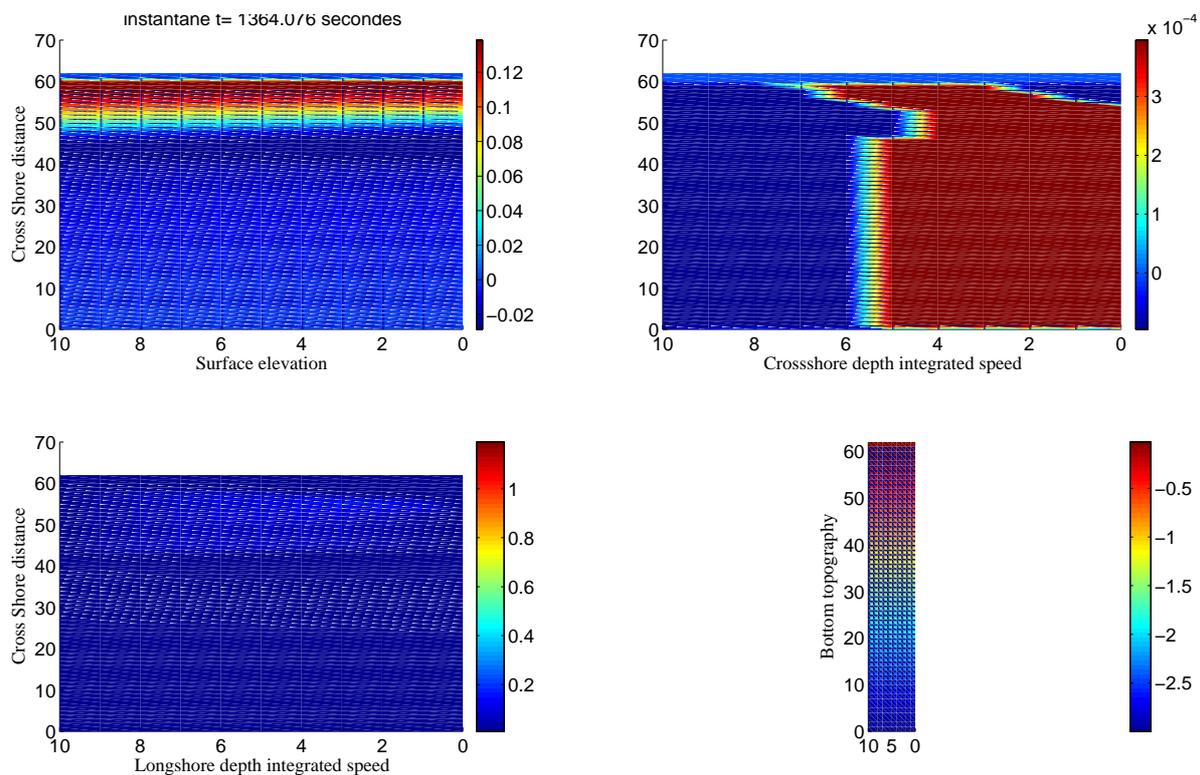
## Frontière au large du domaine

Au large, la frontière du domaine est aussi de type condition à la limite ouverte. C'est une frontière qui à la fois génère la houle et absorbe les ondes qui s'échappent du domaine sans les réfléchir à chaque pas de temps. Pour cela les variables barotropes  $Q_\alpha$  et  $\zeta$  des équations de Saint-Venant du modèle sont résolues sur la frontière en tant que variables de Riemann entrantes et sortantes d'après la méthode des caractéristiques. Cette méthode est détaillée dans un article de Van Dongeren et Svendsen [1997a] ainsi que dans la thèse de Van Dongeren [Van Dongeren et Svendsen, 1997b].

Adaptée à la génération d'ondes incidentes et à l'absorption d'ondes sortantes du domaine, la frontière au large de SHORECIRC n'a pas fait l'objet de modifications au cours de ce travail.



Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à  $t = 1364 s$ , le domaine possède des frontières latérales périodiques.



Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à  $t = 1364 s$ , le domaine possède des frontières latérales fermées.

FIG. II.9 – Comparaison à l'état stationnaire des variables barotropes (élévation de la surface, vitesse transversale intégrée sur la verticale et vitesse longitudinale intégrée sur la verticale) obtenues sur une plage plane soumise à une houle d'incidence  $22^\circ$  avec des frontières latérales de type périodiques (en haut) et fermées (en bas).

## Frontière terre/mer du domaine

**Le paramètre *depthmin*.** Parmi les paramètres que l'utilisateur doit fournir à SHORECIRC, le paramètre *depthmin* a une grande importance. Il spécifie la profondeur minimum que doit avoir une maille pour que le modèle y effectue des calculs. Comme les nombreuses vitesses utilisées dans les calculs du modèle résultent de la division de flux par une profondeur, SHORECIRC ne peut pas fonctionner dans des profondeurs d'eau trop faibles par crainte de faire diverger numériquement les résultats.

En pratique sur des bathymétries planes idéalisées, ce paramètre est de l'ordre de 0.001 *m* à l'échelle du laboratoire et de 0.01 *m* sur le terrain.

Dans SHORECIRC, toute maille du domaine de modélisation dont la profondeur est inférieure au paramètre *depthmin* est donc considérée comme faisant partie du domaine terrestre et les flux sur cette maille sont fixés à zéro.

**Condition limite à la frontière terre/mer** Au niveau du traitement de la frontière terre/mer par le modèle deux types de frontières sont possibles :

- Une frontière de type "mur à la côte" où le trait de côte consiste en un mur rectiligne parallèle à l'axe *y* dont la position est déterminée par l'utilisateur (figure II.10). Sur les mailles se trouvant le long de ce mur les flux perpendiculaires à la côte sont interdits ( $Q_x = 0$ ) mais les flux parallèles  $Q_y$  peuvent exister. Cette condition a pour avantage d'affecter peu les mailles adjacentes du domaine mais peut être source d'erreurs sur la frontière [Prasad et Svendsen, 2003]. Ce type de frontière n'a pas été utilisé dans cette thèse car il ne présente pas d'intérêt pour des simulations réalistes où le trait de côte n'est pas rectiligne.

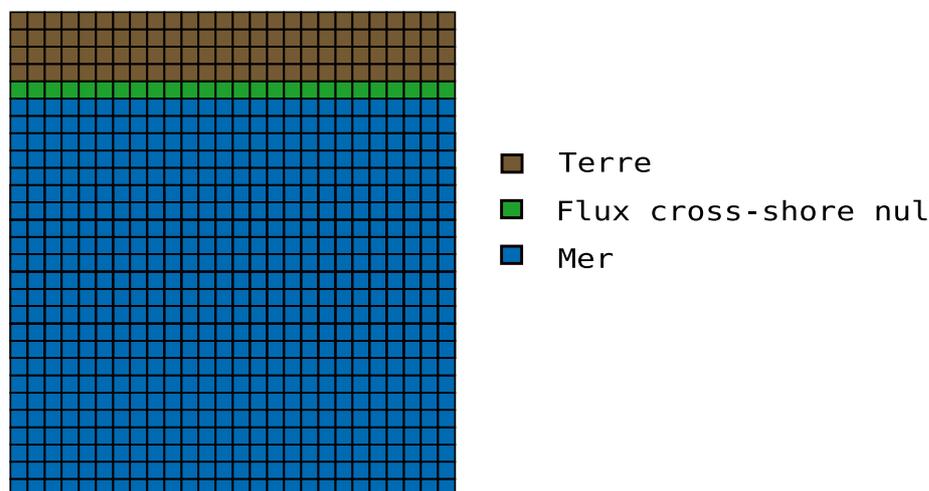


FIG. II.10 – Représentation d'un domaine dont la frontière terre/mer est du type "mur" : le flux  $Q_x$  est nul le long des mailles qui composent le trait de côte rectiligne en vert.

- Une frontière de type "sans glissement" où les flux (en *x* et *y*) sont nuls le long du trait de côte (figure II.11). Il n'y a pas de contrainte sur la valeur de l'élévation de la surface.

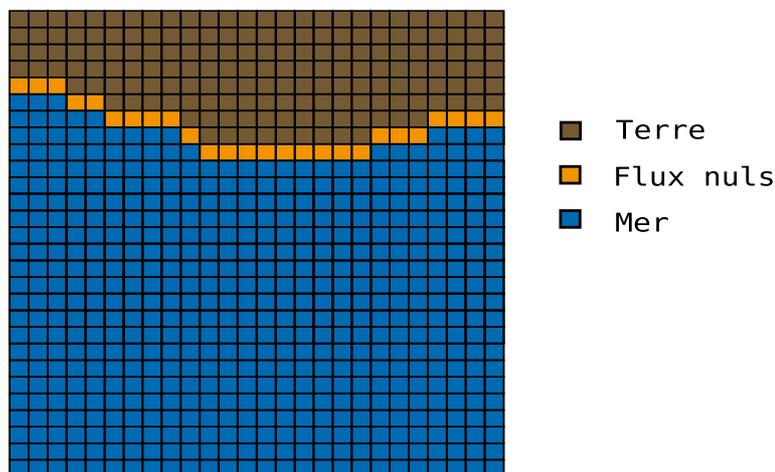


FIG. II.11 – Représentation d’un domaine dont la frontière terre/mer est du type ”sans glissement” : les flux  $Q_x$  et  $Q_y$  sont nuls sur les mailles qui composent le trait de côte en orange.

### II.2.3.d Détermination du trait de côte et prise en compte des zones émergées dans la version originale de SHORECIRC

Le trait de côte est détecté par le modèle de la façon suivante : en chaque rangée de mailles correspondant à un indice  $j$  donné, une boucle repère du large vers la côte la dernière maille en mer qui précède les mailles à terre. Le modèle attribue alors à cette maille un indice particulier qui fait d’elle le trait de côte. Dans cette configuration, pour un indice  $j$  donné, il ne peut exister qu’une seule maille faisant office de frontière terre/mer et ce même si des îles se trouvent en mer. En effet SHORECIRC tronque la valeur de toutes les zones à terre qui précèdent le trait de côte à la valeur  $depthmin$  comme on le voit schématiquement à la figure II.12. Ainsi une circulation est créée sur ces zones dans la pellicule d’eau ayant pour profondeur  $depthmin$ .

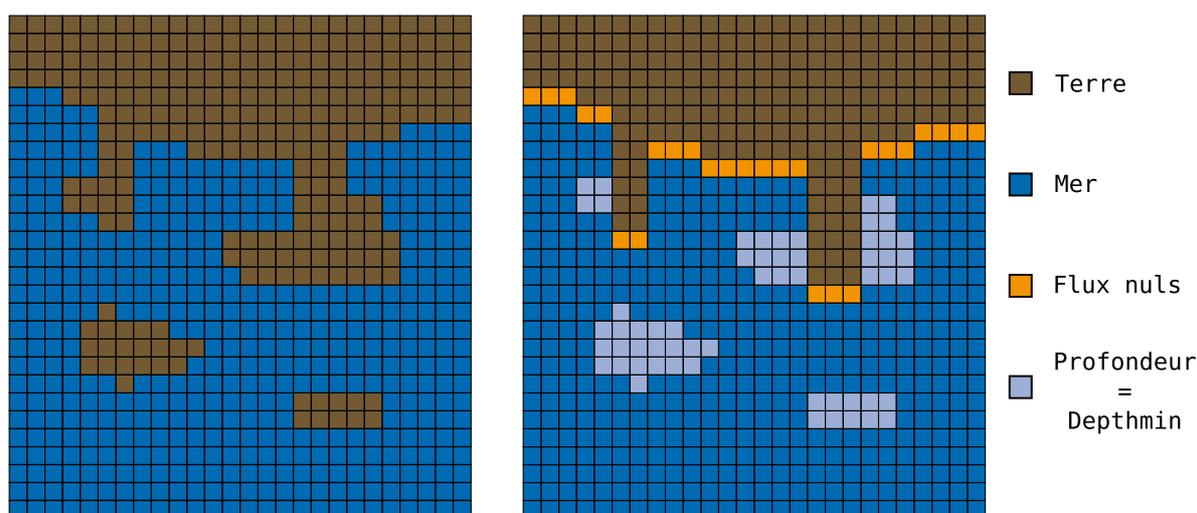


FIG. II.12 – Lorsque la bathymétrie utilisée comporte un trait de côte complexe et des objets émergés (exemple à gauche), SHORECIRC, dans sa version originale, ne prend en compte que la dernière valeur à terre détectée dans le sens large-côte en chaque indice  $j$  du domaine (figure de droite). Toutes les mailles à terre se trouvant avant le trait de côte ainsi créé (en orange) sont alors tronquées à la profondeur  $depthmin$  (en bleu clair).

Cette prise en compte des valeurs émergées n'est pas satisfaisante dans le cadre de l'étude de bathymétries complexes et fait que le modèle doit être modifié pour pouvoir être appliqué à des études d'ingénierie. Par exemple, avec ce traitement, une île sera transformée en un plateau de faible profondeur dans le domaine de modélisation et les courants y seront localement accélérés par effet Venturi alors qu'ils ne devraient pas exister.

## II.2.4 Discussion

Le modèle SHORECIRC possède à la fois l'efficacité numérique des modèles de circulation bidimensionnels et la pertinence (pour les études appliquées au transport sédimentaire par exemple) des modèles de circulation tridimensionnels. Néanmoins, dans sa version d'origine, SHORECIRC est inadapté à la modélisation de la circulation en zone littorale sur des cas réalistes. Cette faiblesse est due à la méthode de prise en compte des mailles du domaine se trouvant à terre dans le modèle et a fait l'objet de modifications apportées au modèle. Ces modifications sont décrites à la section II.3.2.

## II.3 Adaptation des modèles numériques à la simulation sur des boîtes littorales réalistes

Cette section présente le travail apporté aux modèles REF/DIF et SHORECIRC afin qu'ils puissent simuler la circulation induite par la houle sur des plages réalistes possédant des bathymétries complexes.

### II.3.1 Traitement par l'utilisateur du champ de houle modélisé par REF/DIF et transfert vers SHORECIRC

Sur les bathymétries réalistes, les résultats de REF/DIF doivent être découpés dans le domaine de calcul afin que seules les zones où la houle est correctement modélisée soient incluses dans SHORECIRC.

Nous avons créé dans ce but une chaîne d'outils permettant les tâches suivantes :

1. Lorsque la houle fournie au modèle entre dans le domaine avec un angle d'incidence non nul avec la frontière au large alors le domaine de modélisation subi une rotation correspondant à l'angle d'incidence de la houle. De cette façon, on peut faire entrer la houle dans le nouveau domaine de calcul avec un angle d'incidence nul (la houle entre dans le domaine en suivant l'axe  $x$ ) quelle que soit son angle d'incidence à l'origine (figure II.13).

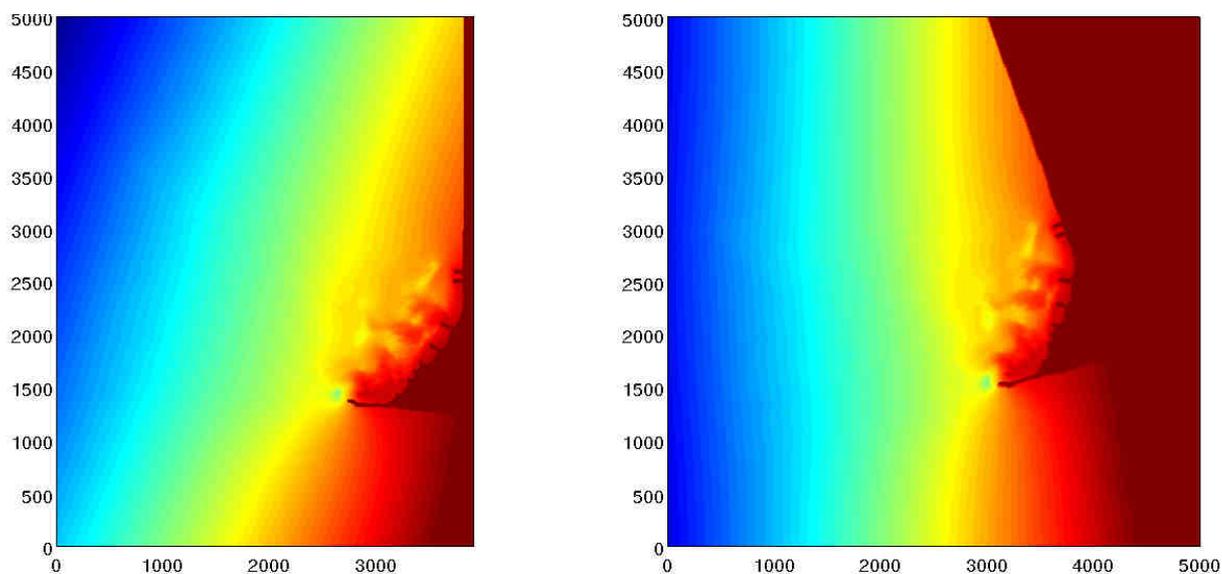


FIG. II.13 – A gauche, domaine de calcul correspondant à une houle d'incidence nulle. A droite, le même domaine est tourné de  $20^\circ$ . Cette rotation permet à une houle de  $20^\circ$  d'incidence par rapport au domaine original d'entrer dans le nouveau domaine avec une incidence nulle. Dans les deux cas la houle arrive par la gauche en suivant l'axe  $x$  des abscisses et la côte se trouve sur la droite.

2. La simulation de la propagation de la houle est alors calculée avec une houle d'incidence nulle sur la bathymétrie ainsi tournée.
3. S'il existe encore des effets sur les bords du domaine dus à la configuration de la bathymétrie, un outil permet à l'utilisateur d'extraire une sous-zone dans laquelle les résultats sont valides et de créer des fichiers contenant les forçages de la houle extraits de cette sous-zone (figure II.14).

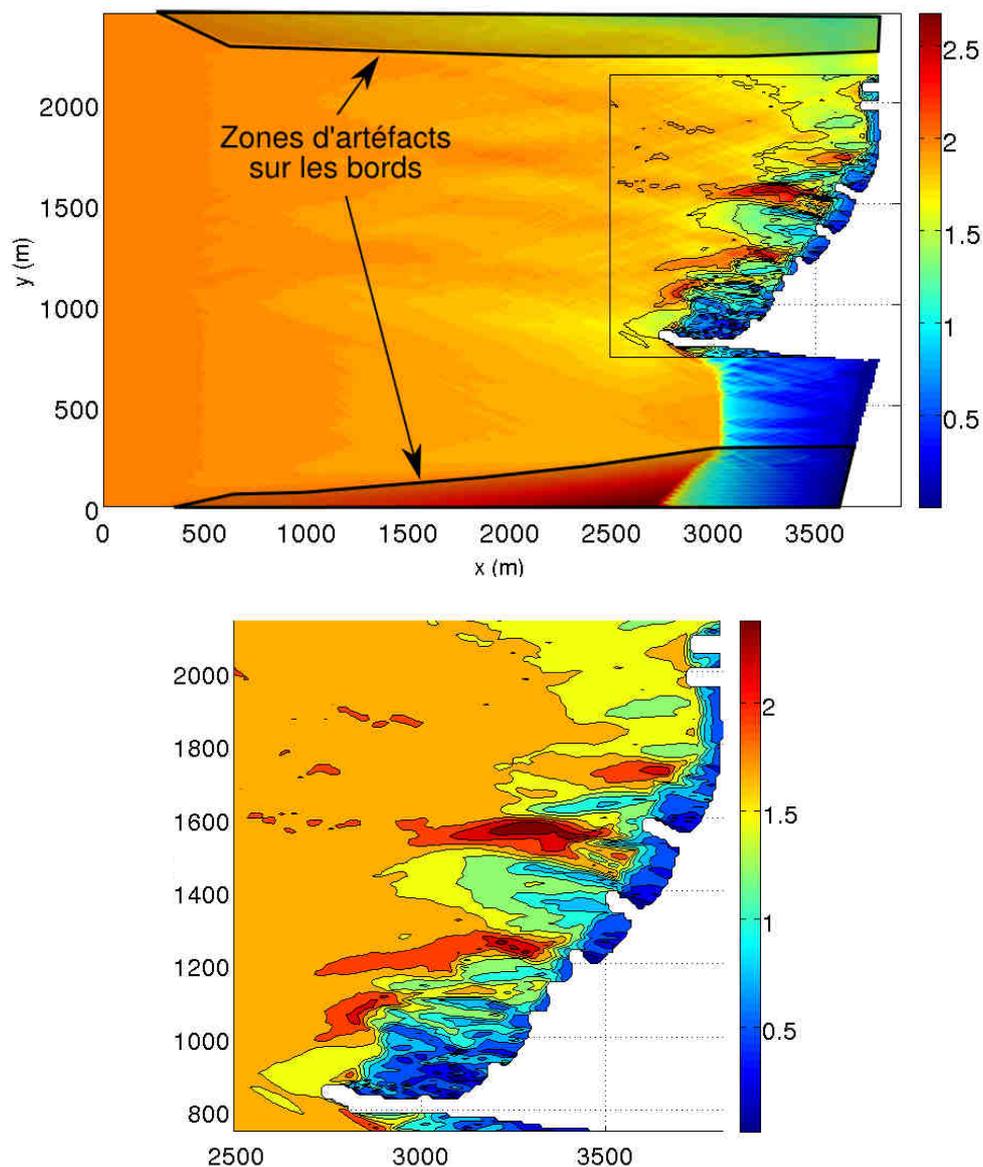


FIG. II.14 – En haut : champ de houle fourni par REF/DIF. Des zones d'artefacts sont visibles sur les bords du domaine. En bas : un nouveau domaine de calcul est extrait du domaine précédant. Ce nouveau champ de houle forme une zone où les forçages sont considérés comme valides.

4. Enfin, lorsque des franges de réfraction/diffraction sont simulées, le champ de houle obtenu peut parfois être trop hétérogène pour permettre la stabilité numérique du modèle. Dans ces cas là, nous avons inclus la possibilité de lisser le champ de houle (figure II.15). Toutes les caractéristiques de celui-ci sont alors dégradées en résolution puis re-interpolées sur la grille d'origine avec un algorithme de courbure continue de la surface avec tension ajustable [Smith et Wessel, 1990].

Lors du calcul des courants avec SHORECIRC, les résultats sont sensibles à l'intensité du lissage effectué. Plus le lissage est fort et plus le modèle est stable numériquement. En contrepartie la circulation obtenue perd en réalisme. Chaque configuration étudiée pour laquelle le champ de houle calculé par REF/DIF est fortement hétérogène, nécessite une étude de sensibilité de la circulation en fonction du lissage apporté à la houle afin d'obtenir le meilleur compromis entre le réalisme de la circulation et la stabilité numérique du modèle.

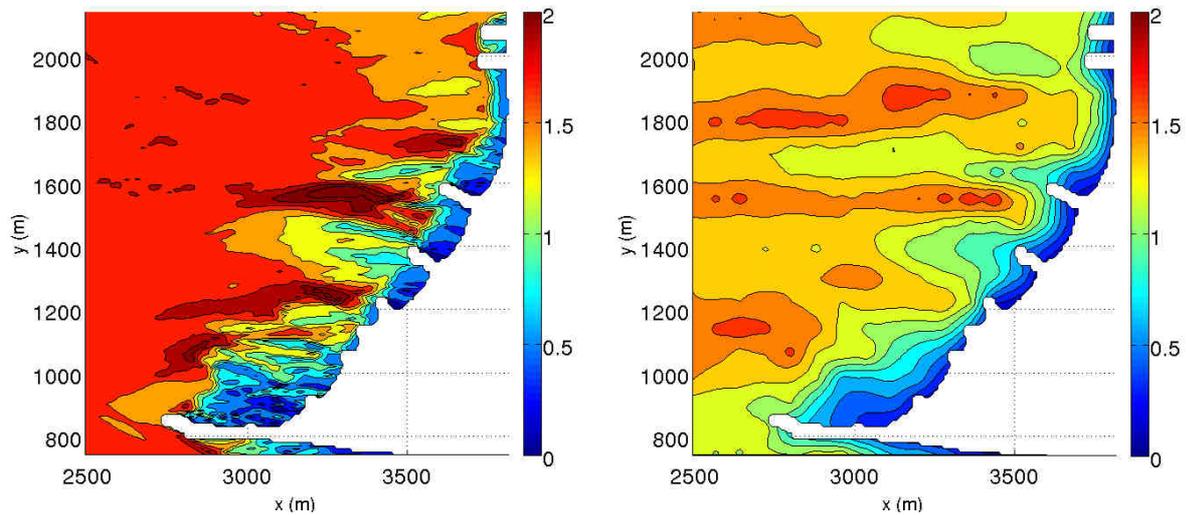


FIG. II.15 – Portion d'un champ de houle calculé par REF/DIF (à gauche) et dégradé en résolution d'un facteur 8 puis lissé par un algorithme de courbure continue de la surface avec tension ajustable (à droite).

Les fichiers ainsi travaillés par cette chaîne sont transmis au modèle SHORECIRC en tant que forçages de houle créés par l'utilisateur.

La correction des artefacts sur les bords conduit à « découper » une partie du domaine de modélisation. Il faut donc travailler à l'origine sur des domaines plus larges que celui sur lequel ont compte simuler la circulation. Ce choix de « découper » le domaine de modélisation implique de ne pas pouvoir modifier le champ de houle en prenant en compte les effets de courants. En effet, cela impliquerait de refaire fonctionner REF/DIF sur le domaine réduit, ce qui aurait pour conséquence de créer de nouveaux artefacts sur les bords de ce domaine.

L'application de SHORECIRC et REF/DIF sur des bathymétries complexes se fait donc au prix de la non prise en compte des effets des courants sur la houle. Cette prise en compte n'était déjà pas prévue dans le cadre de ce travail, car l'intensité des franges de réfraction calculées par REF/DIF sur des bathymétries réalistes est de toute façon trop forte pour permettre une rétroaction houle/courants stable. Si les effets des courants sur la houle étaient pris en compte sur des bathymétries complexes, l'instabilité créée par la forte hétérogénéité du champ de houle serait amplifiée par la rétroaction du courant sur la houle et ferait diverger numériquement les simulations.

### II.3.2 Modifications apportées au modèle SHORECIRC

Jusqu'à maintenant, SHORECIRC ne pouvait être appliqué qu'à des domaines possédant un trait de côte simple et en l'absence d'objets hors de l'eau. Une grande partie de ce travail de thèse a donc consisté à modifier la structure du modèle afin qu'il soit capable de prendre en compte à la fois des traits de côte complexes et des structures émergées dans le but de pouvoir étudier les plages du Languedoc où se trouvent de nombreux épis et brise lames (voir section I.2.4.b).

Parallèlement à ces modifications, nous avons rajouté dans le modèle la prise en compte de la force de Coriolis.

Enfin, nous avons ajouté un nouveau type de frontière latérale plus adapté à notre utilisation du modèle.

### II.3.2.a Inclusion de la force de Coriolis

A grande échelle, la circulation océanique est principalement induite par les vents et les gradients de pression dus aux différences de niveaux marins et de masses volumiques, elles-mêmes induites par les différences de température et de salinité. Cette circulation est alors fortement influencée par le mouvement de rotation de la Terre par l'intermédiaire de la force de Coriolis qui dévie les fluides vers leur droite dans l'hémisphère nord et vers leur gauche dans l'hémisphère sud.

Cette force se rajoute à celles agissant sur le fluide dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement et s'écrit :

$$\vec{F}_{Coriolis} = 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} = \begin{pmatrix} 0 \\ 2\Omega \cos \lambda \\ 2\Omega \sin \lambda \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \quad (\text{II.76})$$

$\vec{\Omega}$  est le vecteur vitesse de rotation angulaire de la Terre et sa norme vaut  $\Omega = 0.00007292 \text{ rad.s}^{-1}$ ,  $\lambda$  étant la latitude du lieu d'observation.

Durant cette thèse, la force de Coriolis a été simplement implémentée dans SHORE-CIRC en ne rajoutant que les termes prépondérants dans les équations de conservation du mouvement comme cela est classiquement fait dans les modèles de circulation océanique à plus grande échelle où la prise en compte de cette force est primordiale.

Les équations de conservation du mouvement II.44 et II.45 se réécrivent (les termes rajoutés sont en gras) :

– selon x

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_x}{\partial t} - \mathbf{2\Omega \sin \lambda Q_y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q_x^2}{h} + M_{xx} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q_x Q_y}{h} + M_{xy} \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial x} h \left[ (2D_{xx} + B_{xx}) \frac{\partial Q_x}{\partial x} + 2D_{xy} \frac{\partial Q_x}{\partial y} + B_{xx} \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right] - \\ & \frac{\partial}{\partial y} h \left[ (D_{xy} + B_{xy}) \frac{\partial Q_x}{\partial x} + D_{yy} \frac{\partial Q_x}{\partial y} + D_{xx} \frac{\partial Q_y}{\partial x} + (D_{xy} + B_{xy}) \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right] + \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left( A_{xxx} \frac{Q_x}{h} + A_{xxy} \frac{Q_y}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( A_{xyx} \frac{Q_x}{h} + A_{xyy} \frac{Q_y}{h} \right) = \\ & -gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{xx} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{xy} dz \right) + \frac{\tau_x^S - \tau_x^B}{\rho} \end{aligned} \quad (\text{II.77})$$

– selon  $y$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial Q_y}{\partial t} + 2\Omega \sin \lambda Q_x + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q_x Q_y}{h} + M_{xy} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q_y^2}{h} + M_{yy} \right) - \\
 & \frac{\partial}{\partial x} h \left[ (D_{xy} + B_{xy}) \frac{\partial \frac{Q_x}{h}}{\partial x} + D_{yy} \frac{\partial \frac{Q_x}{h}}{\partial y} + D_{xx} \frac{\partial \frac{Q_y}{h}}{\partial x} + (D_{xy} + B_{xy}) \frac{\partial \frac{Q_y}{h}}{\partial y} \right] - \\
 & \frac{\partial}{\partial y} h \left[ B_{yy} \frac{\partial \frac{Q_x}{h}}{\partial x} + 2D_{xy} \frac{\partial \frac{Q_y}{h}}{\partial x} + (2D_{yy} + B_{yy}) \frac{\partial \frac{Q_y}{h}}{\partial y} \right] + \\
 & \frac{\partial}{\partial x} \left( A_{xyx} \frac{Q_x}{h} + A_{xyy} \frac{Q_y}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( A_{yyx} \frac{Q_x}{h} + A_{yyy} \frac{Q_y}{h} \right) = \\
 & -gh \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{xy} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h_0}^{\zeta} \tau_{yy} dz \right) + \frac{\tau_y^S - \tau_y^B}{\rho}
 \end{aligned} \tag{II.78}$$

Ces nouveaux termes modifient la trajectoire du fluide à chaque pas de temps et peuvent devenir non négligeables par rapport aux vitesses engendrées par la propagation et le déferlement de la houle si le temps de simulation et l'étendue de la grille de calcul le permettent. Pour cela, les modélisations de la circulation effectuées doivent simuler des durées supérieures à 10000 s sur des domaines d'étendue supérieure à plusieurs  $km^2$ .

Par exemple, le plus grand domaine sur lequel nous avons pu modéliser la circulation est une bathymétrie académique plane longue de 50 km et large de 2 km. L'envoi d'une houle de 4 m de hauteur au large et d'incidence frontale crée à l'état quasi-stationnaire une vitesse intégrée sur la verticale dirigée vers le large sur l'ensemble du domaine. En l'absence de prise en compte de la force de Coriolis, la vitesse longitudinale est nulle. Lorsque la force de Coriolis est prise en compte, on observe que la circulation dirigée vers le large est légèrement déviée vers la droite, créant ainsi une vitesse longitudinale positive (figure II.16).

Cependant, même à cette échelle spatiale qui est grande par rapport aux autres domaines étudiés dans ce travail, la vitesse longitudinale créée par la force de Coriolis reste faible (inférieure à  $0.01 m.s^{-1}$ ).

Pour les études que nous avons menées sur la zone littorale, la durée typique des simulations (quelques heures) et de la taille du domaine de calcul (moins de  $4 km^2$ ) ne permettent pas une expression suffisante des termes de Coriolis. Ces effets d'échelle ne sont pas problématiques dans le cadre de cette thèse puisque les mouvements géostrophiques n'ont pas d'influence à l'échelle de la zone littorale seule [Sanchez-Arcilla et Davies, 2002]. La prise en compte de la force de Coriolis par SHORECIRC reste cependant une étape qui se révélera utile à la fois lors d'un élargissement du domaine de modélisation vers le domaine côtier, pour simuler la circulation à l'échelle du Golfe d'Aiguemortes par exemple, et lors de l'imbrication future du modèle avec des modèles à plus grande échelle comme SYMPHONIE-SWELL [Denamiel, 2006].

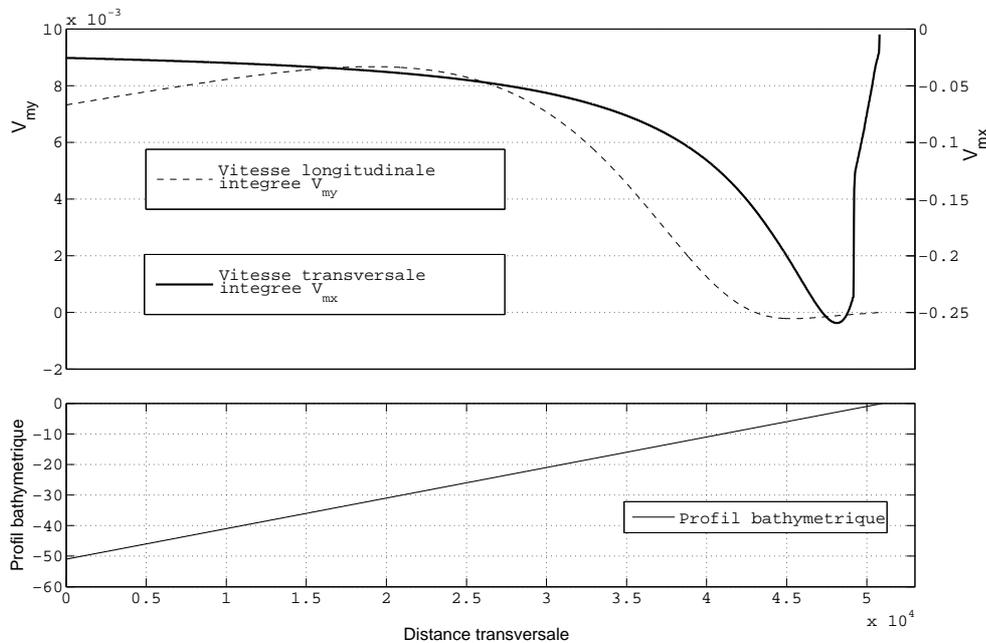


FIG. II.16 – En haut : profils transversaux des composantes de la vitesse intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC sur une plage plane longue de 50 km et large de 2 km soumise à une houle frontale de hauteur 4 m et de période 10 s. En bas : profil transversal de la bathymétrie. La convention des axes utilisée est celle de la figure I.2.

### II.3.2.b Inclusion de frontières latérales de type Neumann

Pour les études de boîtes littorales réalistes, la bathymétrie n'est pas périodique et les frontières latérales du domaine ne sont pas des murs. De plus, on ne possède souvent pas de forçages de la circulation à une échelle supérieure. Par conséquent, aucun des trois types de conditions limites pour les bords latéraux du domaine de modélisation vus en section II.2.3.c n'est satisfaisant.

Nous avons donc implémenté dans SHORECIRC la possibilité supplémentaire d'utiliser des frontières latérales de type Neumann. Ce type de frontière est une condition ouverte aux limites passive, c'est à dire une frontière telle que les perturbations qui sont créées dans le domaine de calcul doivent pouvoir traverser la frontière et partir sans perturber l'état du domaine.

Parmi les nombreux types de conditions ouvertes aux limites passives, la condition de Neumann est à la fois simple et performante. Elle consiste à imposer que le gradient des variables barotropes suivant la direction perpendiculaire aux frontières latérales soit nul, c'est à dire :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \text{ sur les frontières,}$$

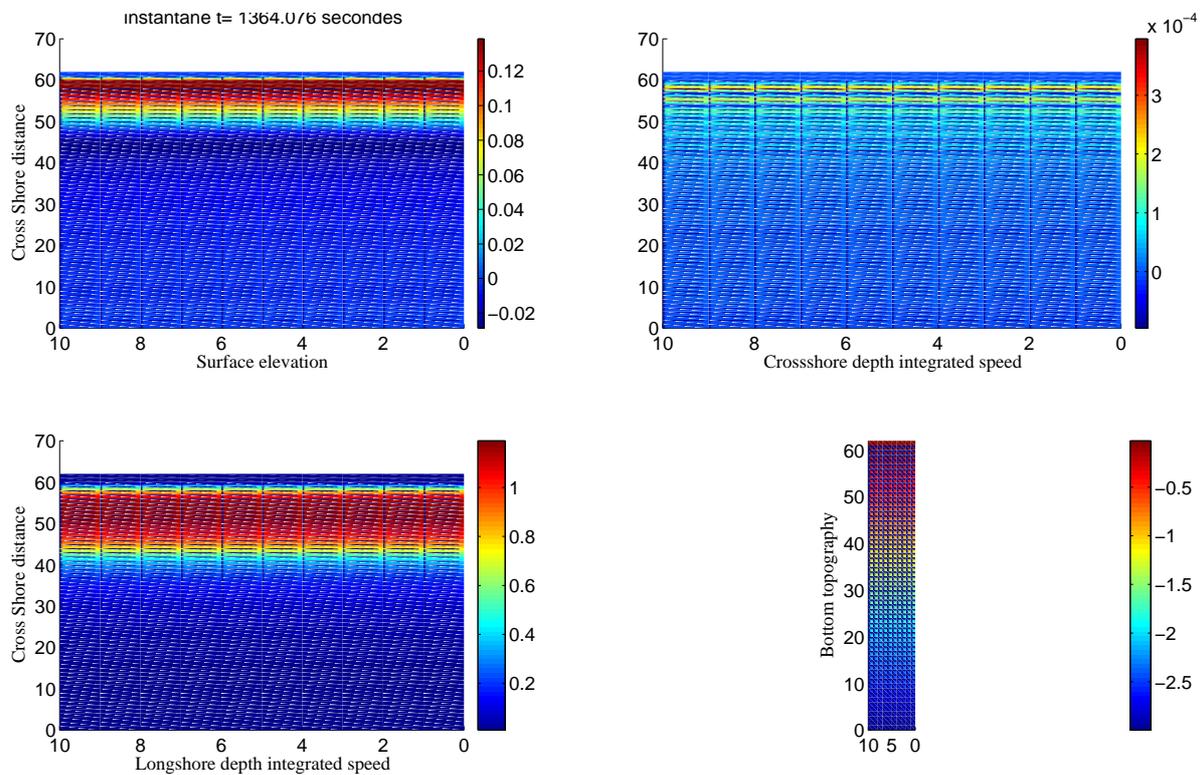
où  $\Phi$  représente soit  $Q_\alpha$  (flux intégré sur la verticale) soit  $\zeta$  l'élévation moyenne de la surface libre,  $y$  étant la direction normale aux frontières latérales.

Numériquement, cette condition s'écrit :

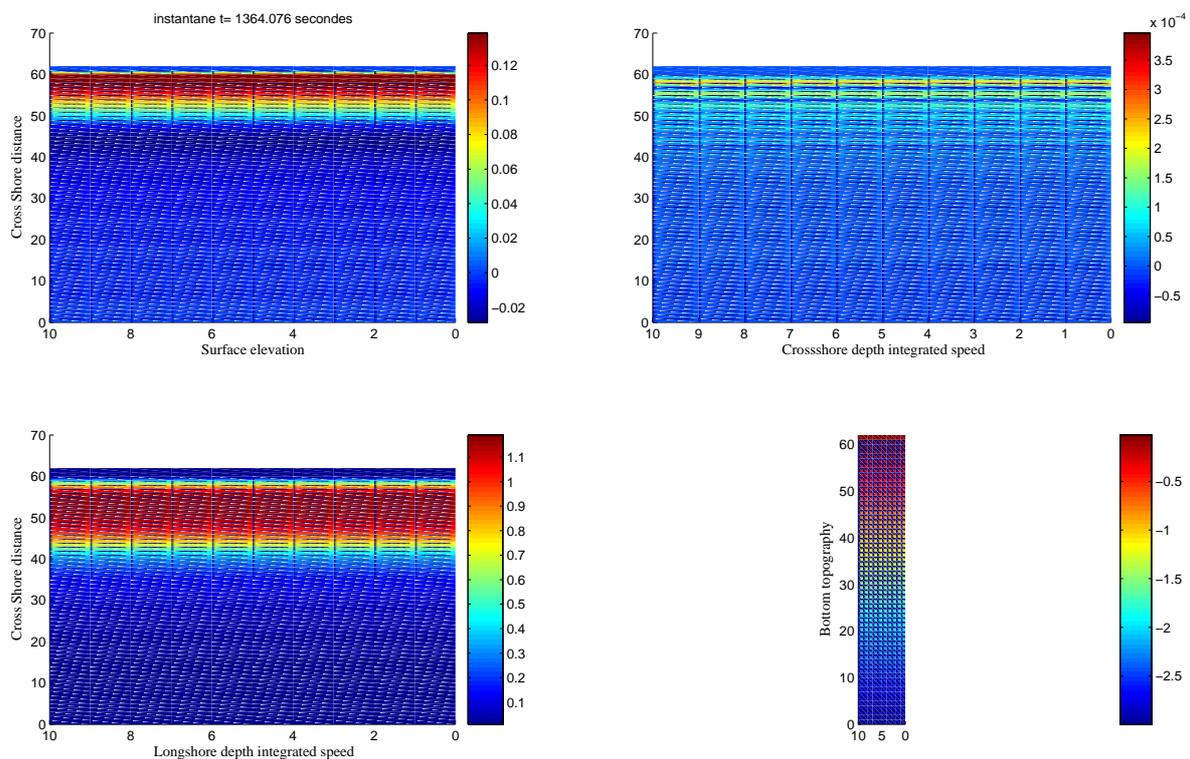
$$\Phi_B^{t+1} = \Phi_{B\pm 1}^{t+1}$$

où  $t + 1$  est un pas de temps,  $B$  est un point d'une frontière (égal à  $y = 0$  ou  $y = ny$ ) et  $B \pm 1$  est un point précédant la frontière (égal à  $y = 1$  ou  $y = ny - 1$ ).

Sur des bathymétries périodiques, ce type de frontière donne des résultats similaires à ceux obtenus avec des conditions latérales périodiques (figure II.17).



Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à  $t = 1364 s$ , le domaine possède des frontières latérales périodiques.



Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à  $t = 1364 s$ , le domaine possède des frontières latérales de Neumann.

FIG. II.17 – Comparaison à l'état stationnaire des variables barotropes (élévation de la surface, vitesse transversale intégrée sur la verticale et vitesse longitudinale intégrée sur la verticale) obtenues par SHORECIRC sur une plage plane soumise à une houle d'incidence  $22^\circ$  avec des conditions latérales périodiques (en haut) et de Neumann (en bas).

Les conditions sur les frontières latérales dites de Neumann sont particulièrement adaptées à la simulation de la circulation sur la zone littorale. Bourret *et al.* [2005] ont testé plusieurs types de conditions ouvertes aux limites incluses dans le modèle de circulation tridimensionnel MOBEEHDYCS : condition de Neumann, condition de gradient constant, conditions de radiations dérivées de la condition de Sommerfeld et méthode caractéristique. Dans le cas où un courant côtier parallèle à la côte est simulé, les auteurs montrent que la condition de Neumann donne les meilleurs résultats. Le choix de cette condition pour la simulation de la circulation en zone littorale, où la houle peut fréquemment induire des courants de dérive parallèles à la côte est donc justifié.

Par exemple, sur la bathymétrie réaliste et non périodique de la plage de Leucate soumise à une houle de 4 mètres de hauteur, l'utilisation de conditions de Neumann permet d'obtenir une circulation principalement longitudinale qui n'est pas restreinte par les frontières latérales (figure II.18).

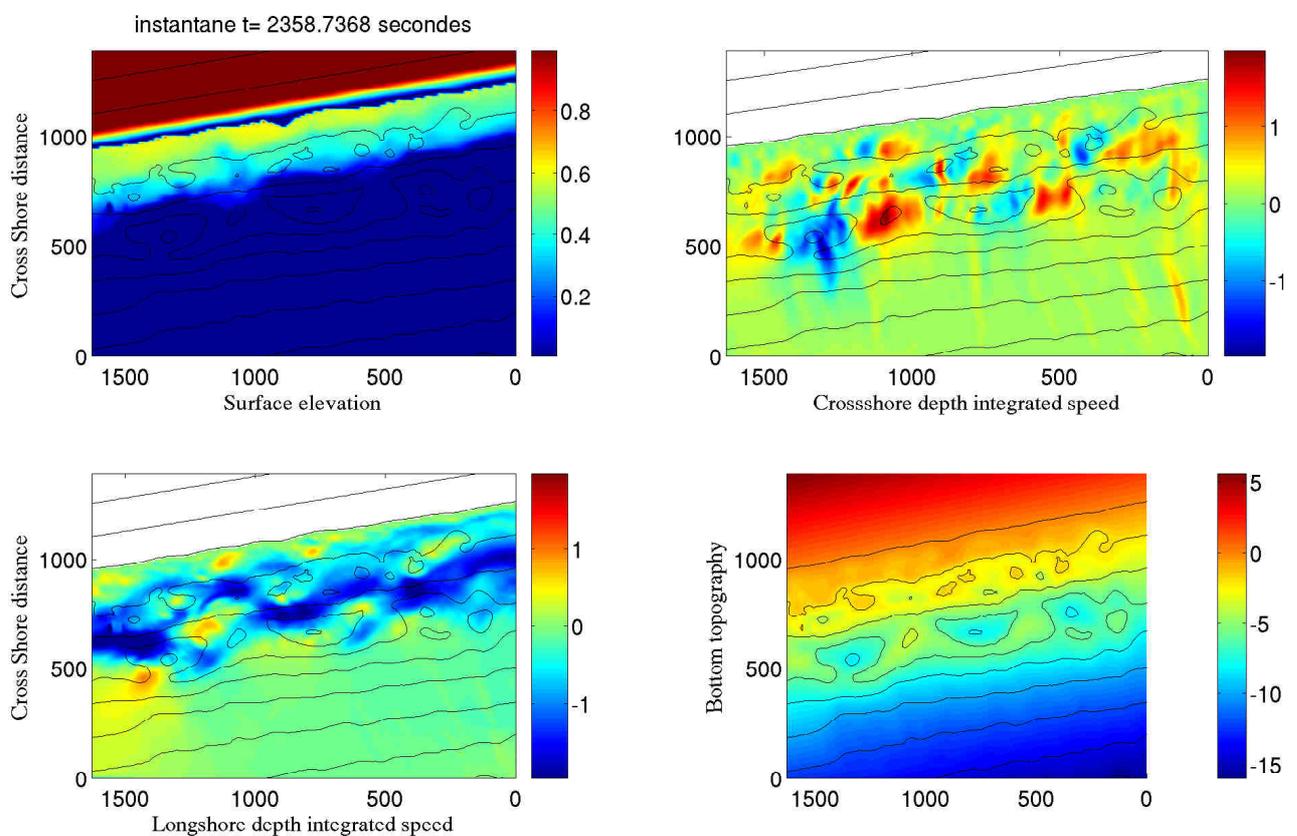


FIG. II.18 – Variables barotropes obtenues à l'état stationnaire par SHORECIRC sur la plage de Leucate avec des frontières latérales de type Neumann. Les isolignes représentent les contours de la bathymétrie. Les vitesses sont en  $m.s^{-1}$ . La profondeur et l'élévation moyenne de la surface sont en  $m$ .

D'une manière générale, Bourret *et al.* [2005] estiment que les conditions de Neumann sont les meilleures conditions ouvertes aux limites passives à utiliser pour les cas de modélisation hydrodynamique barotrope, comme cela est le cas dans SHORECIRC.

### II.3.2.c Modification du modèle pour une prise en compte des zones émergées

Une grande partie de ce travail a consisté à modifier la prise en compte des valeurs à terre par SHORECIRC afin de pouvoir modéliser la circulation sur des bathymétries réalistes qui possèdent un trait de côte complexe.

#### Principe

Afin que SHORECIRC puisse considérer toutes les valeurs à terre d'un domaine comme telles, nous nous sommes basés sur la condition à la frontière terre/mer du type "sans glissement" qui existe déjà dans le modèle. Selon cette condition, les flux  $Q_x$  et  $Q_y$  sont imposés comme nuls sur les mailles qui composent le trait de côte. Nous avons appliqué cette condition à toutes les mailles faisant office de frontière terre/mer que comporte une bathymétrie.

De plus nous nous sommes inspirés des calculs de dérivées spécifiques existant déjà pour les coins et bords du domaine pour le schéma numérique (Annexe A).

Pour identifier le traitement particulier à apporter en chaque maille du domaine, quatre types de "masques" sont créés lors de la lecture de la bathymétrie :

- Un premier test sépare les mailles en mer des mailles à terre. Une maille est considérée comme étant "en mer" lorsque sa profondeur est supérieure au paramètre *depthmin*. Si la profondeur est inférieure ou égale à ce paramètre alors la maille est considérée comme étant à terre. Dans les calculs, les variables des mailles à terre ainsi déterminées sont automatiquement mises à zéro.
- Ensuite les mailles se trouvant à la frontière entre la terre et la mer sont identifiées, trois masques sont alors créés sur chaque point du domaine en fonction de la nature des mailles se trouvant à proximité de la maille considérée.
- Deux masques déterminent le type de dérivée première et seconde devant être utilisé dans le schéma aux différences centrales finies dans le sens de l'axe  $\vec{x}$  et de l'axe  $\vec{y}$ .
- Enfin un dernier masque détermine le type de dérivée croisée ( $\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$ ) à utiliser sur les frontières terre/mer.

La création de ces masques est détaillée dans l'Annexe A.

En empêchant la circulation d'exister sur les mailles à terre et en tenant compte de la géométrie de la frontière terre/mer pour les calculs de dérivées, les modifications apportées à SHORECIRC permettent de prendre en compte tous les objets émergés ainsi que les traits de côte complexes en appliquant une condition de "non glissement" à la frontière terre/mer (figure II.19).

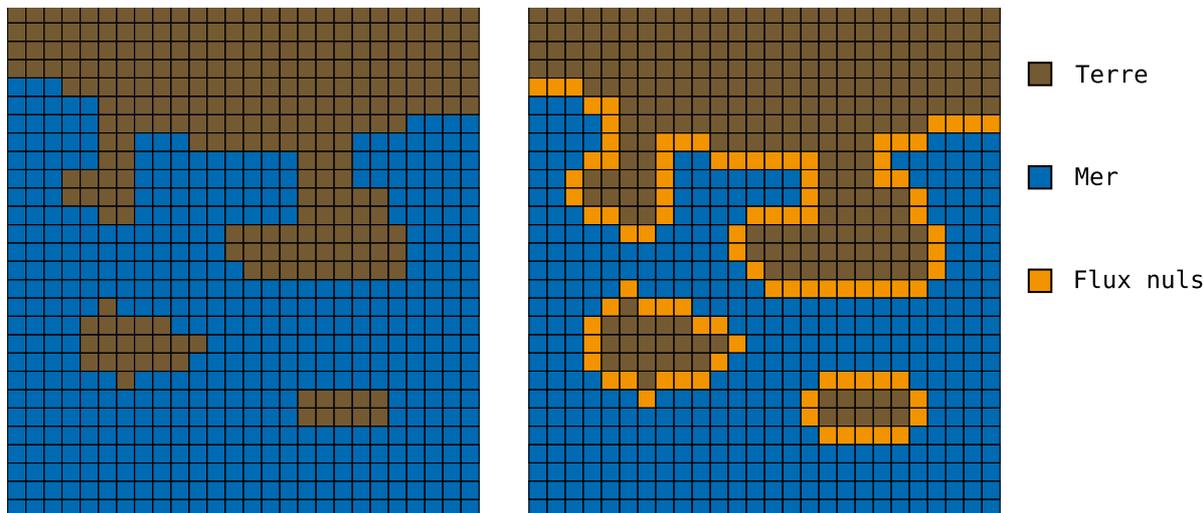


FIG. II.19 – Contrairement à la version originale (figure II.12), la version modifiée de SHORECIRC est capable de prendre en compte un trait de côte complexe et des objets émergés (exemple sur la figure de gauche) en imposant des flux nuls sur les mailles situées à la limite terre/mer .

### Contraintes

Les modifications apportées rajoutent les contraintes suivantes nécessaires à des calculs corrects sur les différentes dérivées :

- Afin d'éviter des divisions par zéro, une profondeur ne peut pas être strictement nulle. Les valeurs à zéro d'une bathymétrie sont donc remplacés par la valeur  $-0.01$ .
- Sur une même ligne, deux mailles en mer ne peuvent pas être entourées par des mailles à terre, une bathymétrie doit donc toujours comporter au moins trois mailles en mer consécutives entre deux zones émergées.
- Une valeur de  $Depth_{min}$  de l'ordre du centimètre est trop faible pour des calculs sur des bathymétries réalistes. Après validation, nous avons fixé  $Depth_{min}$  à une valeur comprise entre  $0.1$  et  $0.2$   $m$  selon les cas.

Le modèle est désormais utilisable sur les bathymétries réalistes et les objets que l'on peut rencontrer en zone littorale : épis, brise-lames, digues, tombolo..

### II.3.3 Discussion du travail apporté aux modèles REF/DIF et SHORECIRC

L'hétérogénéité du champ de houle simulé par REF/DIF nous a conduit à développer une série d'outils de traitement afin de pouvoir transmettre les forçages de la houle au modèle SHORECIRC. Le but de ce traitement est de supprimer les artefacts sur les bords du domaine de modélisation et de prévenir l'apparition d'instabilités numériques. Le fonctionnement du modèle REF/DIF n'a pas été modifié.

Les modifications apportées à SHORECIRC permettent une prise en compte réaliste des valeurs émergées se trouvant dans le domaine de modélisation. Grâce à l'ajout de frontières latérales de type Neumann, le modèle est désormais capable de simuler la circulation dans la zone littorale au même titre que les modèles utilisés classiquement en ingénierie littorale.

Les limites des modèles sont désormais la résolution et la taille du domaine nécessaire à des modélisations correctes. En effet, un compromis doit être recherché par l'utilisateur entre une résolution fine, nécessaire pour rendre compte des processus ayant lieu à petite échelle (courants dans la fosse interne, courant d'affouillement au voisinage de structures), et une grande taille du domaine de modélisation, nécessaire pour une bonne prise en compte des vents et de la force de Coriolis.

Pour un domaine de  $5 \text{ km}^2$  par exemple, la résolution la plus fine de la grille de calcul pouvant être utilisée est de  $10 \text{ m}$  et ne permet que des temps de simulation courts (moins d'une heure de temps simulé).

## II.4 Conclusion de la présentation des outils de modélisation numérique

Les fonctionnements des modèles de houle (REF/DIF) et de circulation (SHORECIRC) utilisés dans le cadre de cette thèse ont été présentés. Un traitement des résultats du champ de houle est nécessaire pour assurer la stabilité numérique de la circulation résultante.

La première étape de cette thèse a consisté à modifier la façon dont les mailles à terre sont prises en compte dans le modèle de circulation. La prise en compte de la force de Coriolis et des frontières latérales de type Neumann ont aussi été ajoutées.

La nouvelle version de SHORECIRC ainsi obtenue permet le calcul de la circulation sur des domaines réalistes qui peuvent comprendre des traits de côte complexes et/ou des structures émergées. L'avantage de ce modèle par rapport aux modèles d'ingénierie classiques est son caractère quasi-tridimensionnel.

# Chapitre III

## Validation des modifications apportées aux outils numériques sur une plage comportant un brise-lames

---

Ce chapitre décrit le travail de validation de la version modifiée du modèle SHORECIRC. Une étape préliminaire de la validation, consistant à vérifier si le modèle modifié fonctionne comme le modèle d'origine sur une bathymétrie plane se trouve en Annexe C.

Nous avons utilisé les résultats d'une étude en bassin à houle qui présente des mesures et des résultats de plusieurs autres modèles numériques de circulation en présence d'un brise-lames [Péchon *et al.*, 1997]. La comparaison de notre version modifiée de SHORECIRC avec les résultats de cette étude permet de valider la possibilité pour le modèle de prendre en compte des objets émergés dans le domaine de modélisation (section III.1).

Ensuite, une étude similaire de Nicholson *et al.* [1997] est utilisée afin d'élargir la validation de la prise en compte des objets émergés par la version modifiée de SHORECIRC. Dans cette section, la bathymétrie considérée est à l'échelle du terrain et la comparaison des résultats se fait avec d'autres modèles numériques (section III.2).

---

## Sommaire

---

<b>III.1 Validation des modifications apportées au modèle SHORE-CIRC par comparaison avec des données mesurées et modélisées sur une bathymétrie de bassin à houle comportant un objet émergé . . . . .</b>	<b>96</b>
III.1.1 Introduction . . . . .	96
III.1.1.a Configuration de l'expérience . . . . .	96
III.1.1.b Présentation des modèles mis en oeuvre . . . . .	97
III.1.2 Comparaison des résultats obtenus par REF/DIF et SHORE-CIRC avec les données de Péchon <i>et al.</i> [1997] et Mory et Hamm [1997] . . . . .	97
III.1.2.a Modélisation du champ de houle par REF/DIF et comparaison . . . . .	97
III.1.2.b Modélisation de la circulation par SHORECIRC et comparaison . . . . .	99
III.1.3 Discussion . . . . .	103
<b>III.2 Validation des modifications apportées au modèle SHORE-CIRC par comparaison avec des modèles bidimensionnels sur une bathymétrie réaliste comportant un objet émergé . .</b>	<b>104</b>
III.2.1 Introduction . . . . .	104
III.2.1.a Présentation des modèles mis en oeuvre . . . . .	104
III.2.1.b Configuration de la modélisation . . . . .	104
III.2.2 Comparaison des résultats obtenus par REF/DIF et SHORE-CIRC avec les modèles présentés dans Nicholson <i>et al.</i> [1997] . .	105
III.2.2.a Modélisation du champ de houle par REF/DIF et comparaison . . . . .	105
III.2.2.b Modélisation de la circulation par SHORECIRC et comparaison . . . . .	107
III.2.3 Etude de sensibilité selon l'article de Nicholson <i>et al.</i> [1997] . .	107
III.2.3.a Rétroaction des courants sur la houle . . . . .	107
III.2.3.b Relation de dispersion de la houle . . . . .	107
III.2.3.c Critère de déferlement de la houle . . . . .	112
III.2.3.d Effet de la viscosité turbulente . . . . .	113
III.2.3.e Prise en compte de la dissipation de l'énergie de la houle	113
III.2.4 Apport du caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC . .	115
III.2.5 Discussion . . . . .	118
<b>III.3 Conclusion . . . . .</b>	<b>119</b>

---

## III.1 Validation des modifications apportées au modèle SHORECIRC par comparaison avec des données mesurées et modélisées sur une bathymétrie de bassin à houle comportant un objet émergé

### III.1.1 Introduction

La modélisation de la circulation sur des domaines comprenant des structures émergées étant désormais possible, nous avons voulu valider la version modifiée de SHORECIRC en comparant ses résultats à des mesures en laboratoire qui mettent en oeuvre de telles structures, et aux résultats d'autres modèles de circulation appliqués à ces mêmes données.

Mory et Hamm [1997] ont mesuré en bassin la circulation induite par la présence d'un brise-lames sur une plage de pente régulière soumise à une houle monochromatique stationnaire ou non. Péchon *et al.* [1997] ont ensuite modélisé cette expérience avec 7 modèles différents permettant de simuler la circulation induite par la houle en zone littorale afin d'en comparer les résultats avec les mesures de Mory et Hamm [1997].

#### III.1.1.a Configuration de l'expérience

La bathymétrie utilisée aussi bien en laboratoire que dans les modélisations consiste en un bassin de  $30 * 30 m$ . Au large, un fond plat profond de  $0.33 m$  et large de  $4.4 m$  débouche sur une pente de  $2\%$ . Un brise-lames est accolé à l'un des bords et se trouve à  $11 m$  de la frontière au large. Il mesure  $6.66 m$  de long et  $0.87 m$  de large (figure III.1). La résolution utilisée par les modèles dans l'article n'est pas indiquée. Sauf mention contraire, les résultats dans cette section ont été obtenus avec une résolution spatiale de  $0.2 m$ .

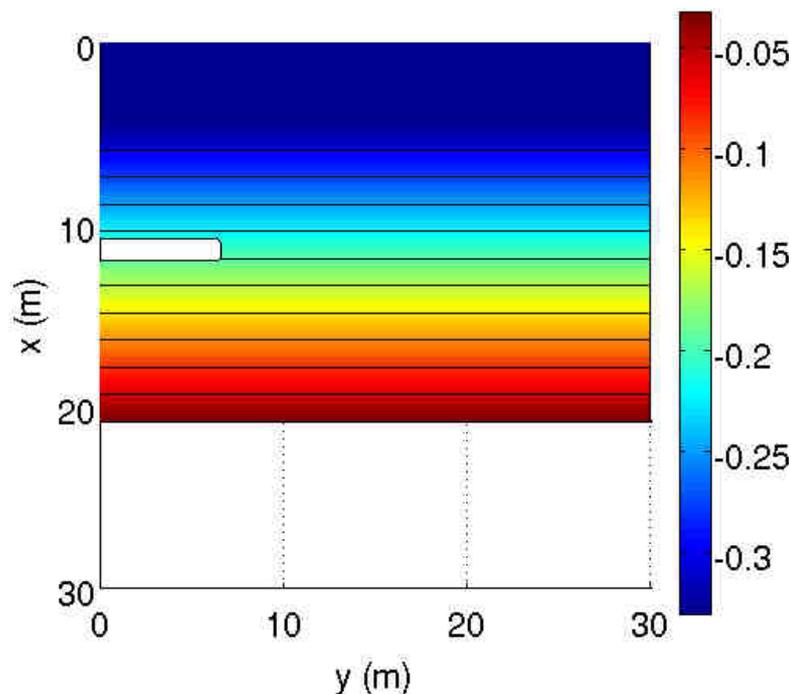


FIG. III.1 – Bathymétrie du bassin à houle utilisé dans Péchon *et al.* [1997], le trait de côte se trouve en bas.

Dans tous les modèles numériques, les frontières latérales sont de type « mur » (section II.2.3.c). Le domaine comprend ainsi la moitié d'un brise-lames et la circulation sur l'autre moitié peut être obtenue par symétrie. La houle employée est une houle monochromatique de  $0.075\text{ m}$  de hauteur et de période  $1.7\text{ s}$ .

### III.1.1.b Présentation des modèles mis en oeuvre

Les modèles utilisés dans l'article de Péchon *et al.* [1997] sont des modèles couplés houle/circulation. Les principales caractéristiques de ces modèles sont présentées section I.3.2, on se reportera à l'article de Péchon *et al.* [1997] pour plus de détails. Les modèles sont repérés par les lettres W pour la houle et C pour la circulation dans les figures reprises de l'article de Péchon *et al.* [1997] :

ARTEMIS et TELEMAC-3D de EDF (W1 et C1, France), PROPS et CIRCO de LIM-UPC (W2 et C2, Espagne), MIKE 21 PMS et MIKE 21 HD de DHI (W3 et C3, Danemark), FDWAVE et TIDEFLOW-2D de HR Wallingford (W4 et C4, Angleterre), un modèle développé par le Maritime group de l'Université de Liverpool (W5 et C5, Angleterre), un modèle du Service Technique Central des Ports Maritimes et des Voies Navigables, STCPMVN (W6 et C6, France) et un modèle de Aristotle University of Thessaloniki (W7 et C7, Grèce).

Afin de comparer ces modèles et les mesures de Mory et Hamm [1997] à la version de SHORECIRC que nous avons développée, nous avons appliqué les modèles REF/DIF et SHORECIRC sur la configuration décrite précédemment. Les figures présentées dans ce chapitre sont à comparer directement à celles obtenues par Péchon *et al.* [1997] et qui sont incluses ici.

## III.1.2 Comparaison des résultats obtenus par REF/DIF et SHORECIRC avec les données de Péchon *et al.* [1997] et Mory et Hamm [1997]

### III.1.2.a Modélisation du champ de houle par REF/DIF et comparaison

La figure III.2 montre les résultats du calcul du champ de houle sur la bathymétrie comprenant le brise-lames par le modèle REF/DIF (à gauche) et par le modèle ARTEMIS (à droite). Les deux modèles sont basés sur l'équation de propagation de la houle en faible pente.

Contrairement à ARTEMIS, REF/DIF ne prend pas en compte la réflexion contre la paroi du brise-lames. Par contre, on retrouve l'effet de réfraction/diffraction du brise-lames mesuré par Mory et Hamm [1997] dans le bassin et observé sur les autres modèles : l'énergie de la houle modélisée par REF/DIF se focalise sur une bande lors du passage du brise-lames et on observe une zone d'ombre derrière celui-ci sur la figure III.2. De telles bandes de diffraction sont typiques des structures émergées de type brise-lames. Ces bandes peuvent engendrer des figures de circulation tourbillonnaires.

Dans toute la suite de ce chapitre, on négligera les conséquences de l'incapacité de REF/DIF à prendre en compte la réflexion de la houle sur le brise-lames. En effet, nous focaliserons nos comparaisons sur la zone du domaine située entre le brise-lames et la côte, où les phénomènes de réflexion ont une importance moindre par rapport aux phénomènes de réfraction et diffraction.

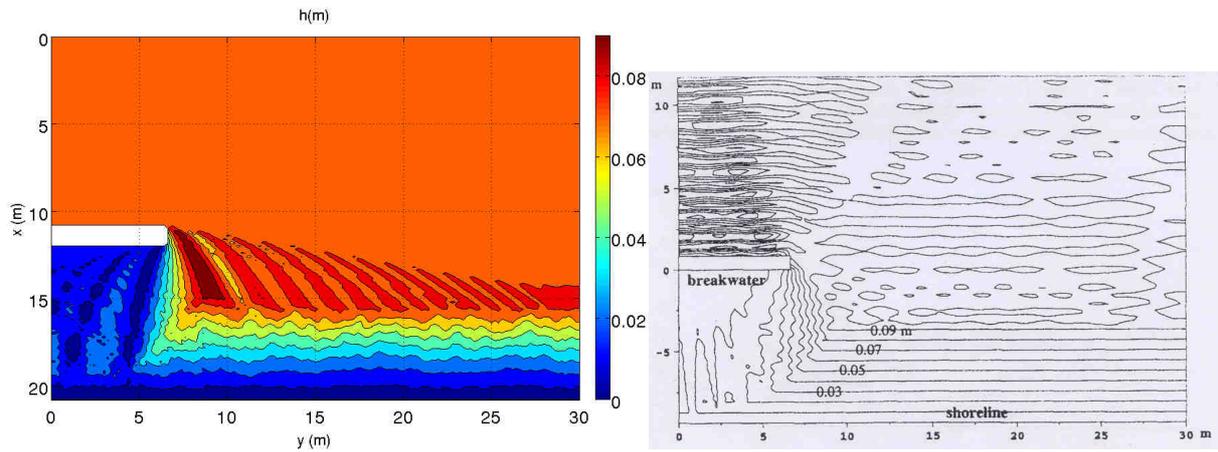


FIG. III.2 – Contours de la hauteur de la houle en mètres modélisée sur la bathymétrie de Péchon *et al.* [1997]. A gauche : résultat de REF/DIF. De fortes bandes de diffraction sont créées au passage du brise-lames. L'origine de l'axe  $x$  se trouve au large du bassin. A droite : résultat du modèle ARTEMIS utilisé par Péchon *et al.* [1997]. L'origine de l'axe  $x$  se trouve au niveau du brise-lames.

Péchon montre que les résultats des différents modèles de houle qu'il compare sont qualitativement en accord avec les hauteurs de houle mesurées par Mory et Hamm [1997] utilisées dans son article. Conformément à ces observations, REF/DIF donne lui aussi des résultats similaires pour la position du point de déferlement et la hauteur de la houle (figure III.3 et figure III.4).

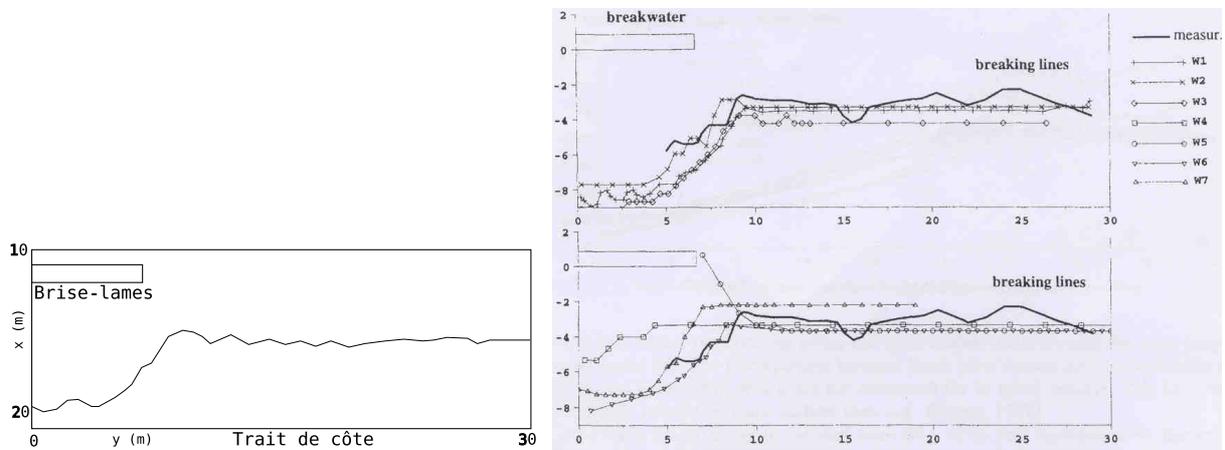


FIG. III.3 – Position de la ligne de déferlement de la houle dans le bassin. A gauche : calcul par REF/DIF. A droite : résultats des modèles et de la mesure présentés par Péchon *et al.* [1997]. L'origine de l'axe  $x$  se trouve au niveau du brise-lames sur la figure de droite.

Avant le déferlement, la figure III.4 montre que les hauteurs calculées par REF/DIF sont sous estimées par rapport à la réalité. Cette différence vient des termes non linéaires qui ne sont pas pris en compte dans les équations utilisées par un modèle faiblement non linéaire comme REF/DIF (voir section II.1). Après le déferlement, la dissipation de la houle est correctement modélisée. La comparaison avec les modèles utilisés par Péchon *et al.* [1997] montre que les résultats de REF/DIF sont très proches de ceux obtenus avec les modèles ARTEMIS, MIKE 21 PMS et STCPMVN qui utilisent eux aussi l'équation de Berkhoff [1972] pour modéliser la houle.

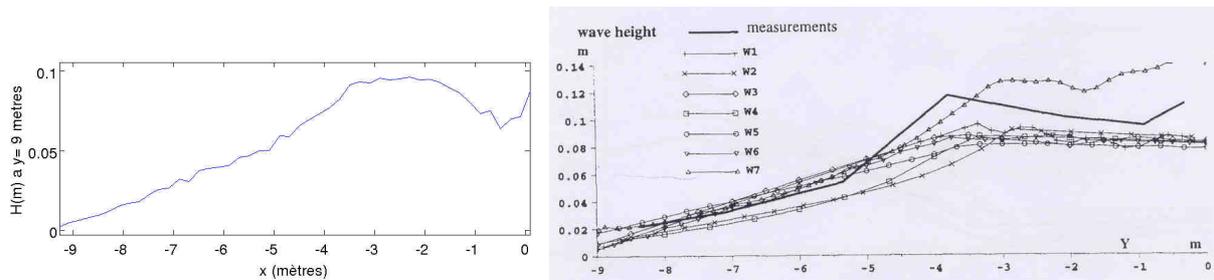


FIG. III.4 – Coupe transversale de la hauteur de la houle en  $y = 10 \text{ m}$ . À gauche : calcul par REF/DIF, l'axe  $x$  correspond ici à l'axe  $y$  de la figure de droite. À droite : résultats des modèles et de la mesure présentés par Péchon *et al.* [1997].

### III.1.2.b Modélisation de la circulation par SHORECIRC et comparaison

Grâce aux modifications apportées au code, SHORECIRC peut désormais modéliser l'élévation moyenne de la surface libre et la circulation sur une bathymétrie comportant un brise-lames comme celle proposée par Péchon. En ce qui concerne l'élévation moyenne de la surface libre (figure III.5), on trouve en dehors de la zone d'influence du brise-lames un gradient d'élévation perpendiculaire à la côte. Ce gradient est dû au déferlement des vagues qui se fait parallèlement aux isobathes. Dans la zone d'ombre du brise-lames, l'élévation est moindre car la hauteur de la houle  $y$  est faible. Par rapport au modèle présenté dans l'article de Péchon (figure III.5), les gradients d'élévation sont plus resserrés, ce qui peut générer une circulation plus forte, et, une fine bande d'élévation négative est visible en aval du brise-lames.

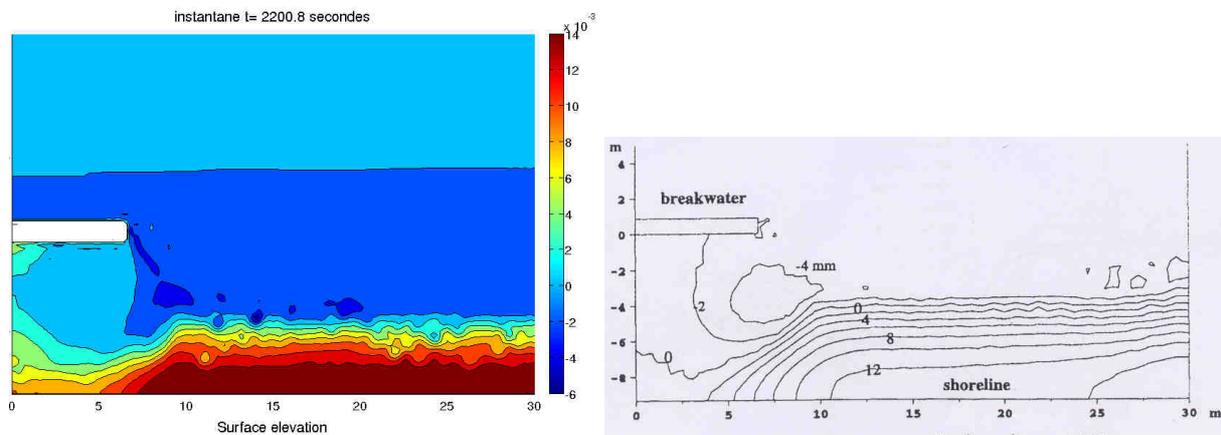


FIG. III.5 – Contours de l'élévation de la surface calculés par SHORECIRC (en  $m$  à gauche) et TELEMAC-3D (en  $mm$  à droite) sur la bathymétrie de Péchon *et al.* [1997]. L'origine de l'axe  $x$  se trouve au niveau du brise-lames sur la figure de droite.

Sur une coupe transversale (en  $y = 9 \text{ m}$ ) de l'élévation de la surface (figure III.6), on observe dans les résultats de SHORECIRC une décote depuis le passage du brise-lames (dont la position sur la figure correspond à  $x=0$ ) jusqu'au point de déferlement ( $x=-3$ ) où elle atteint  $-0.003 \text{ m}$  comme cela est observé sur les mesures en laboratoire. Ensuite, l'eau s'accumule contre le rivage où la surcote atteint  $0.017 \text{ m}$ . Cette surcote au rivage, comme la plupart des surcotes calculées par les modèles utilisés par Péchon, est supérieure à celle observée ( $0.008 \text{ m}$ ). Ce profil calculé par SHORECIRC est très semblable à celui fourni par le modèle STCPMVN et dans une moindre mesure au modèle MIKE 21 HD, qui utilisent eux aussi les gradients des tensions de radiation comme moteur de la circulation. L'utilisation des tensions de radiation (et donc des gradients de la hauteur de la houle) dans les équations de Saint-Venant est ici responsable de la surestimation de la surcote.

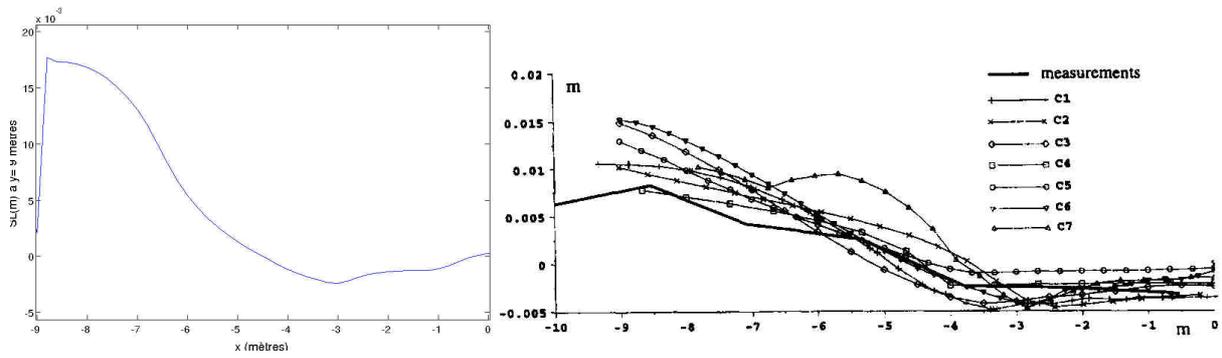


FIG. III.6 – Coupe transversale de l’élévation de la surface en  $y = 9 \text{ m}$ . A gauche : calcul par SHORECIRC (l’axe  $x$  correspond ici à l’abscisse de la figure de droite). A droite : résultats des modèles et mesure présentés par Péchon *et al.* [1997].

En ce qui concerne la modélisation des vitesses par SHORECIRC, la circulation entre le brise-lames et la côte révèle la figure classique d’un tourbillon, créé par les différences d’élévation à la côte et canalisé par les trois frontières fermées que sont la côte, le bord latéral du domaine et le brise-lames (figure III.7).

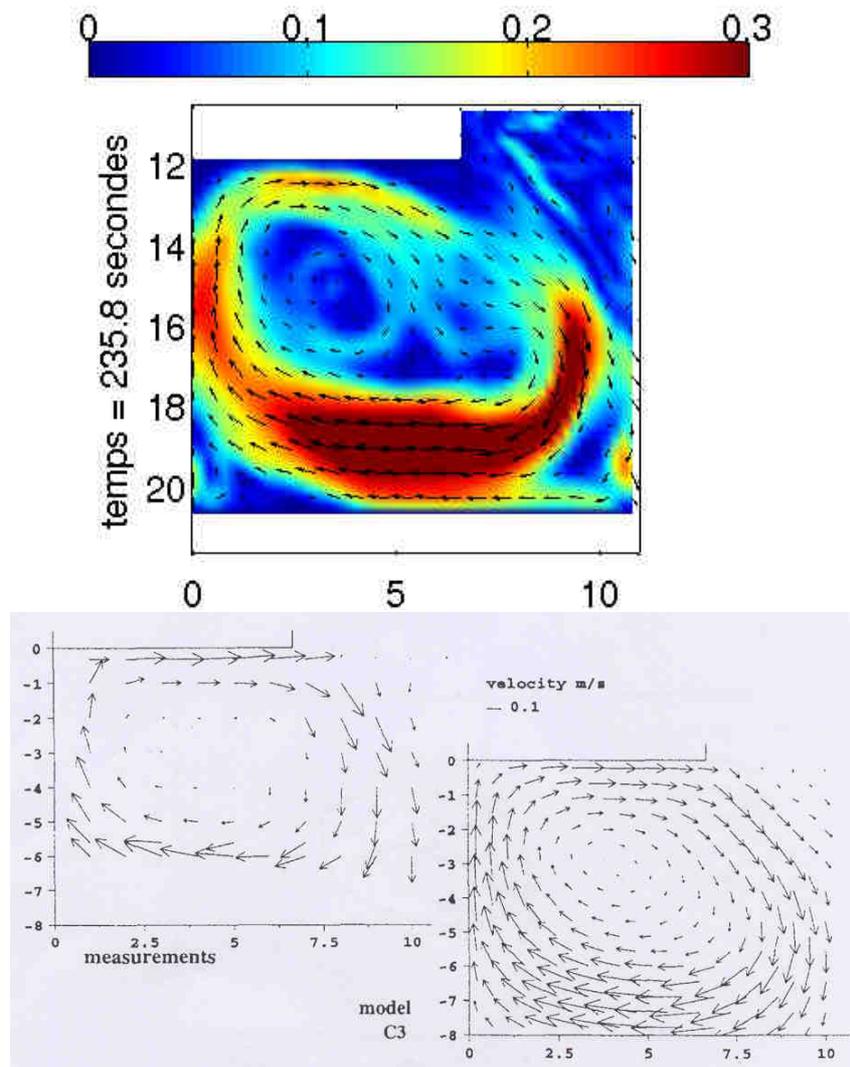


FIG. III.7 – Champ des vitesses intégrées sur la verticale entre le brise lame et la côte. En haut : calcul par SHORECIRC (l’échelle des vitesses est en  $m.s^{-1}$ ). En bas : mesure dans le bassin à houle et calcul par MIKE21 HD présenté par Péchon *et al.* [1997].

Les vitesses sont en accord avec les observations et, à l'instar des autres modèles, la zone de calme à l'intérieur du tourbillon (zone où les courants sont inférieurs à  $0.02 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) est très réduite par rapport à la réalité.

Enfin une figure originale n'est pas observée dans la réalité ni dans le modèle présenté par Péchon : SHORECIRC a modélisé deux boucles de recirculation de petite échelle au sein du tourbillon, dans la zone de calme.

Nous avons refait la simulation en utilisant des résolutions de domaine différentes. Il en résulte que la circulation en aval du brise-lames est très sensible au champ de houle initial, lequel dépend de la résolution spatiale du domaine de calcul employé. Par exemple, en dégradant la résolution des mailles du modèle à  $0.4 \text{ m}$  (figure III.8), la boucle de recirculation précédemment observée à l'intérieur du tourbillon disparaît. A  $0.6 \text{ m}$  de résolution (figure III.9), la taille du tourbillon est réduite et l'intensité des vitesses est moindre.

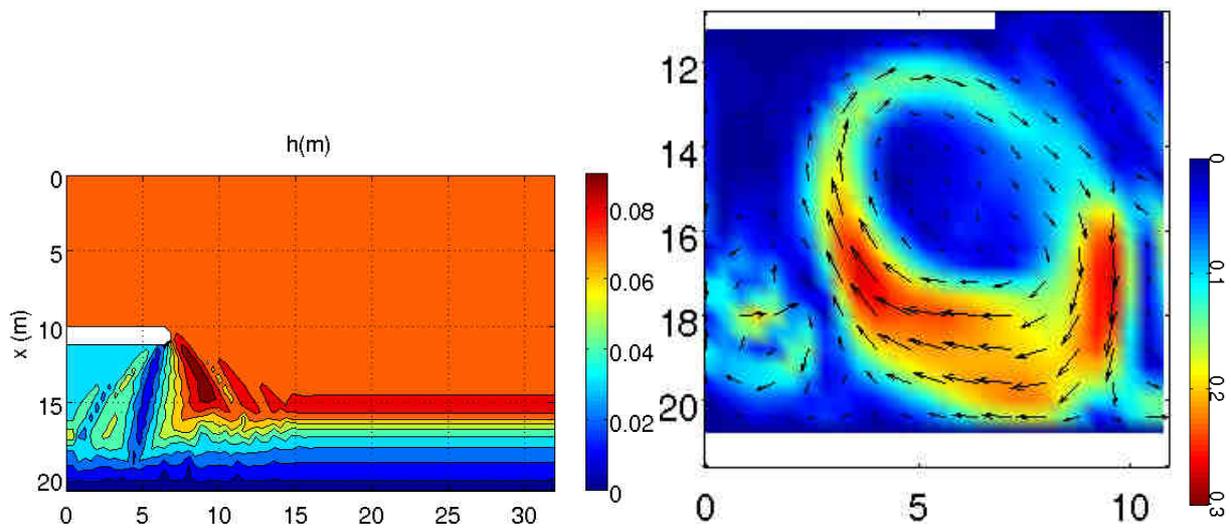


FIG. III.8 – A gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution spatiale de  $0.4 \text{ m}$ . A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC.

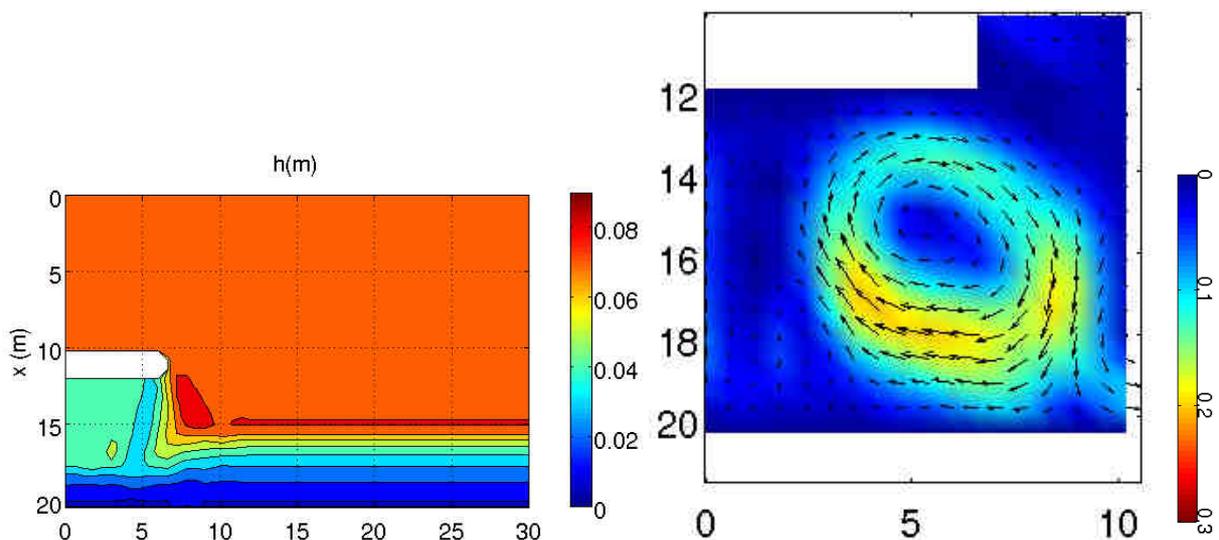


FIG. III.9 – A gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution spatiale de  $0.6 \text{ m}$ . A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC.

Si de telles résolutions permettent de ne plus avoir de boucle de recirculation et de rapprocher les résultats de la figure mesurée, elles ne peuvent pas être utilisées car elles sont supérieures à deux fois la profondeur où la houle déferle qui est d'environ  $0.1\text{ m}$  ici (voir section B.1.4). Les seules simulations où le tourbillon reste collé à la frontière « mur » du domaine sont celles dont la résolution est de  $0.2\text{ m}$ . A partir de  $0.4\text{ m}$  de résolution spatiale le tourbillon modélisé se détache de la frontière. Nous considérons alors que les résultats ne sont plus valides.

La différence entre la forme du tourbillon dans SHORECIRC et dans les données de Péchon s'explique donc par le fait que REF/DIF a créé une forte frange de diffraction au voisinage du brise-lames (figure III.2). Cette frange a induit une décote de la surface très localisée (figure III.5) qui à son tour est responsable d'un contre courant qui vient empêcher la fermeture du tourbillon en son coin haut-droit (figure III.7). Cette non fermeture du tourbillon est à l'origine de la recirculation à l'intérieur du tourbillon observée.

Ces observations mettent en avant une particularité de REF/DIF par rapport à d'autres modèles de houle :

REF/DIF fourni un champ de houle plus hétérogène dans l'espace que d'autres modèles en favorisant de fortes bandes de réfraction/diffraction. De telles hétérogénéités peuvent avoir un impact fort sur la circulation que SHORECIRC calcule à partir du champ de houle.

Il est donc apparu nécessaire dans certains cas de pouvoir diminuer l'hétérogénéité du champ de houle en fonction du but de la modélisation. Dans ce but, un lissage (section II.3.1) permet d'homogénéiser le champ de houle afin de diminuer l'importance de la frange de diffraction en aval du brise-lames. Ce lissage permet à la boucle du tourbillon de mieux se refermer tout en lui permettant de rester collé à la frontière « mur » du domaine (exemple avec un lissage par un facteur 4 à la figure III.10 et par un facteur 8 à la figure III.11). En parallèle, nous gardons la résolution spatiale de  $0.2\text{ m}$  nécessaire pour que les modèles fonctionnent correctement. Les figures de tourbillon obtenues grâce au lissage sont alors plus proches des figures rapportées par Péchon *et al.* [1997].

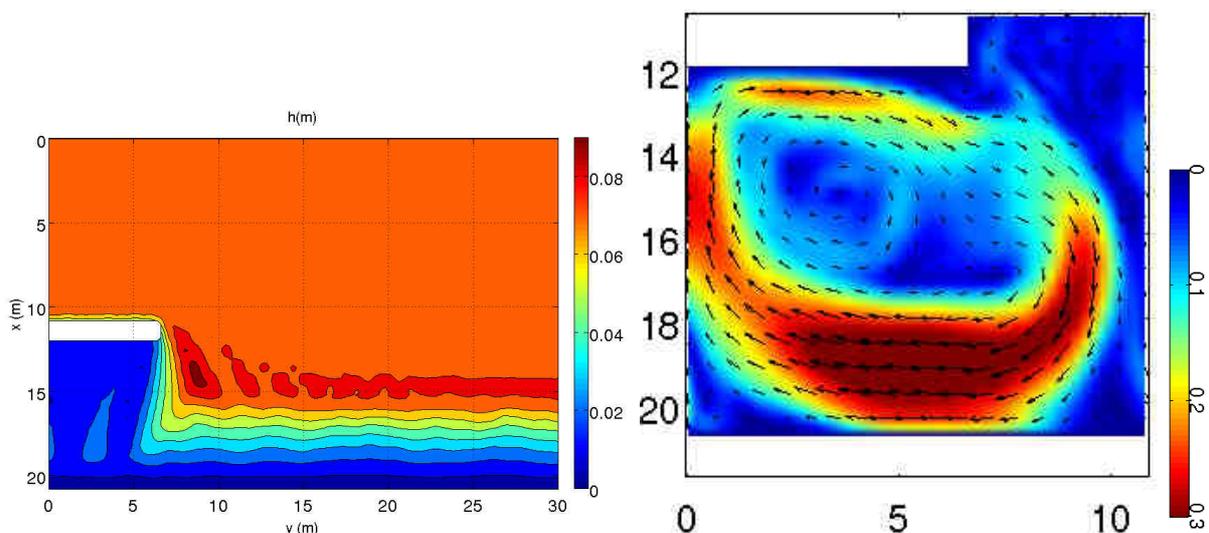


FIG. III.10 – A gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution de  $0.2\text{ m}$  puis lissé par un facteur 4. A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC.

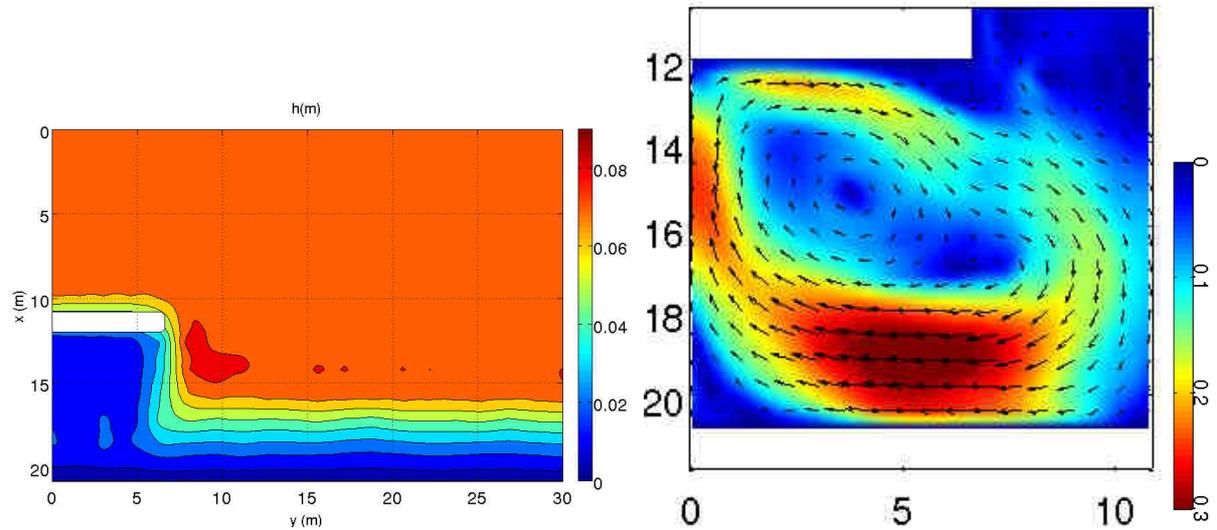


FIG. III.11 – A gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution de  $0.2\text{ m}$  puis lissé par un facteur 8. A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC.

### III.1.3 Discussion

Le modèle SHORECIRC, modifié pour pouvoir prendre en compte des bathymétries réalistes, a été comparé à des observations en bassin à houle et à d'autres modèles numériques capables de simuler la houle et les courants en zone littorale. Les données utilisées pour la comparaison sont présentées dans l'article de Péchon *et al.* [1997]. Sans qu'aucun paramétrage n'ait été apporté au modèle, celui-ci a correctement reproduit les caractéristiques de la houle et de la circulation induites par un brise-lames observées lors de l'expérience.

Au niveau quantitatif, les biais observés sont communs à toute la gamme des modèles utilisés dans l'article de Péchon *et al.* [1997]. Ces résultats montrent que la version modifiée de SHORECIRC est capable de prendre en compte des bathymétries comportant des objets émergés à l'échelle de la modélisation analogique en laboratoire au même titre que les modèles de recherche et d'ingénierie présentés par Péchon *et al.* [1997].

Nous ne pouvons pas ici étendre la validité de notre modèle à l'échelle de la plage car des effets d'échelle existent avec le bassin à houle que nous avons considéré. Par exemple, l'énergie des bulles d'air lors du déferlement est transformée en turbulence lors du mouvement ascendant des bulles, ce qui crée un effet d'échelle. Cet effet est cependant réduit car le fond du bassin à houle était en béton brut afin que la tension de cisaillement sur le fond soit totalement turbulente.

Une validation du modèle à une échelle de terrain réaliste est donc aussi nécessaire et est effectuée à la section suivante.

Une particularité de REF/DIF par rapport aux autres modèles considérés ici est que REF/DIF peut créer des bandes de réfraction/diffraction intenses capables de faire varier fortement la hauteur de la houle localement. Une frange de hauteur de houle forte créée par REF/DIF est à l'origine de la non fermeture d'un tourbillon situé à l'aval du brise-lames en sortie du modèle SHORECIRC. Un lissage adéquat du champ de houle permet de diminuer l'intensité de telles franges et d'améliorer les résultats sans avoir à modifier la résolution spatiale du modèle.

## III.2 Validation des modifications apportées au modèle SHORECIRC par comparaison avec des modèles bidimensionnels sur une bathymétrie réaliste comportant un objet émergé

### III.2.1 Introduction

Poursuivant la comparaison de la version modifiée de SHORECIRC à d'autres modèles effectuée dans la section précédente, nous nous sommes intéressés au cas considéré dans un article de Nicholson *et al.* [1997]. Ces auteurs comparent 5 modèles numériques capables de simuler la houle, la circulation et le transport sédimentaire sur une bathymétrie semblable à celle utilisée par Péchon *et al.* [1997]. La bathymétrie utilisée comporte toujours un brise-lames mais est à une échelle de terrain et non plus de laboratoire.

#### III.2.1.a Présentation des modèles mis en oeuvre

Nicholson *et al.* [1997] ont comparé 5 modèles sur une bathymétrie plane pourvue d'un brise-lames. Les modèles ont pour nom (leur symbole sur les figures reprises de l'article est indiqué entre parenthèses) :

MIKE 21 HD et MIKE 21PMS du Danish Hydrolic Institute (DHI), DELFT2D-MOR de Delft Hydrolics (DH), PISCES de HR Wallingford (HR), un modèle fourni par le Service Technique Central des Ports Maritimes et des Voies Navigables (STC) et un modèle fourni par le Civil Engineering Department of the University of Liverpool (UL).

Les principales caractéristiques des modèles sont données en section I.3.2. Alors que Péchon *et al.* [1997] s'intéressaient à une expérience de bassin à houle, les simulations sont ici effectuées sur un domaine de la taille d'une plage réelle.

#### III.2.1.b Configuration de la modélisation

La bathymétrie utilisée par Nicholson consiste en une plage à pente régulière de 2% pourvue d'un brise-lames large de 150 *m* situé à 220 *m* du trait de côte (figure III.12). Le domaine total forme un carré de 500 *m* de coté. Tous les paramètres utilisés n'étant pas clairement précisés dans l'article, la bathymétrie que nous avons recréée reste une approximation.

Une houle monochromatique d'incidence nulle entre par la frontière au large avec une hauteur de 2 *m* et une période de 8 *s*.

Les domaines de modélisation utilisés par les modèles de circulation dans l'article ont une résolution spatiale allant de 10 à 15 *m*. Pour SHORECIRC nous avons fixé une résolution spatiale de 10 *m* pour pouvoir comparer nos résultats à ceux des autres modèles. Cependant, il faut noter que cette résolution est déjà supérieure à la résolution conseillée de deux fois la profondeur de déferlement de la houle (qui vaut ici environ 2 *m*).

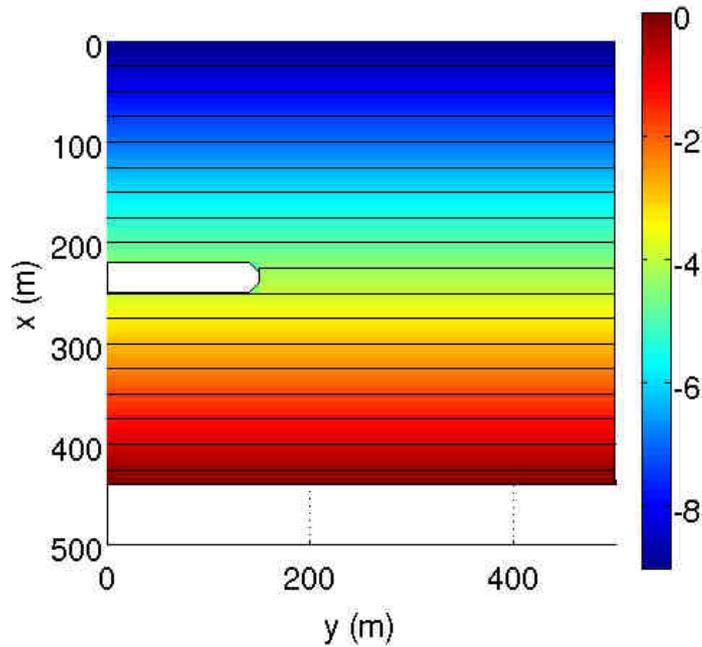


FIG. III.12 – Domaine de modélisation utilisé dans l'étude de Nicholson *et al.* [1997]. La bathymétrie est en  $m$ . Le trait de côte est en bas.

### III.2.2 Comparaison des résultats obtenus par REF/DIF et SHORECIRC avec les modèles présentés dans Nicholson *et al.* [1997]

Dans l'article de Nicholson *et al.* [1997], les 5 modèles utilisés calculent un champ de houle chacun de manière spécifique (section I.3.2) puis, modélisent la circulation à partir des équations de Saint-Venant. Entre le brise-lames et la côte, les courants forment des tourbillons comme dans les modélisations en bassin à houle vues précédemment. Le type de vitesse utilisé pour les représentations n'étant pas précisé, nous avons choisi de représenter les champs de vitesse comprenant la composante de la vitesse due à la houle modélisée par SHORECIRC (voir section II.2.2.c).

#### III.2.2.a Modélisation du champ de houle par REF/DIF et comparaison

Le champ de houle calculé par REF/DIF représenté dans la figure III.13 crée une frange de diffraction en aval de la pointe du brise-lames. Cette frange est aussi modélisée, avec moins d'intensité par les autres modèles.

Cette configuration semble reproduire les mêmes caractéristiques que celles observées sur la bathymétrie de Péchon *et al.* [1997] dans la section précédente. Toutefois, le rapport entre les dimensions utilisées dans les deux cas n'est pas proportionnel : la résolution utilisée ici est de 10  $m$  pour un domaine de 500 \* 500  $m$  tandis que la bathymétrie de Péchon *et al.* [1997] a une résolution de 0.2  $m$  pour un domaine de 30 \* 30  $m$ . Pour garder une résolution proportionnelle à celle de Péchon *et al.* [1997], il nous faudrait travailler avec une résolution de 3  $m$ , ce que nous ne faisons pas pour travailler à la même résolution que les modèles de l'article de Nicholson *et al.* [1997].

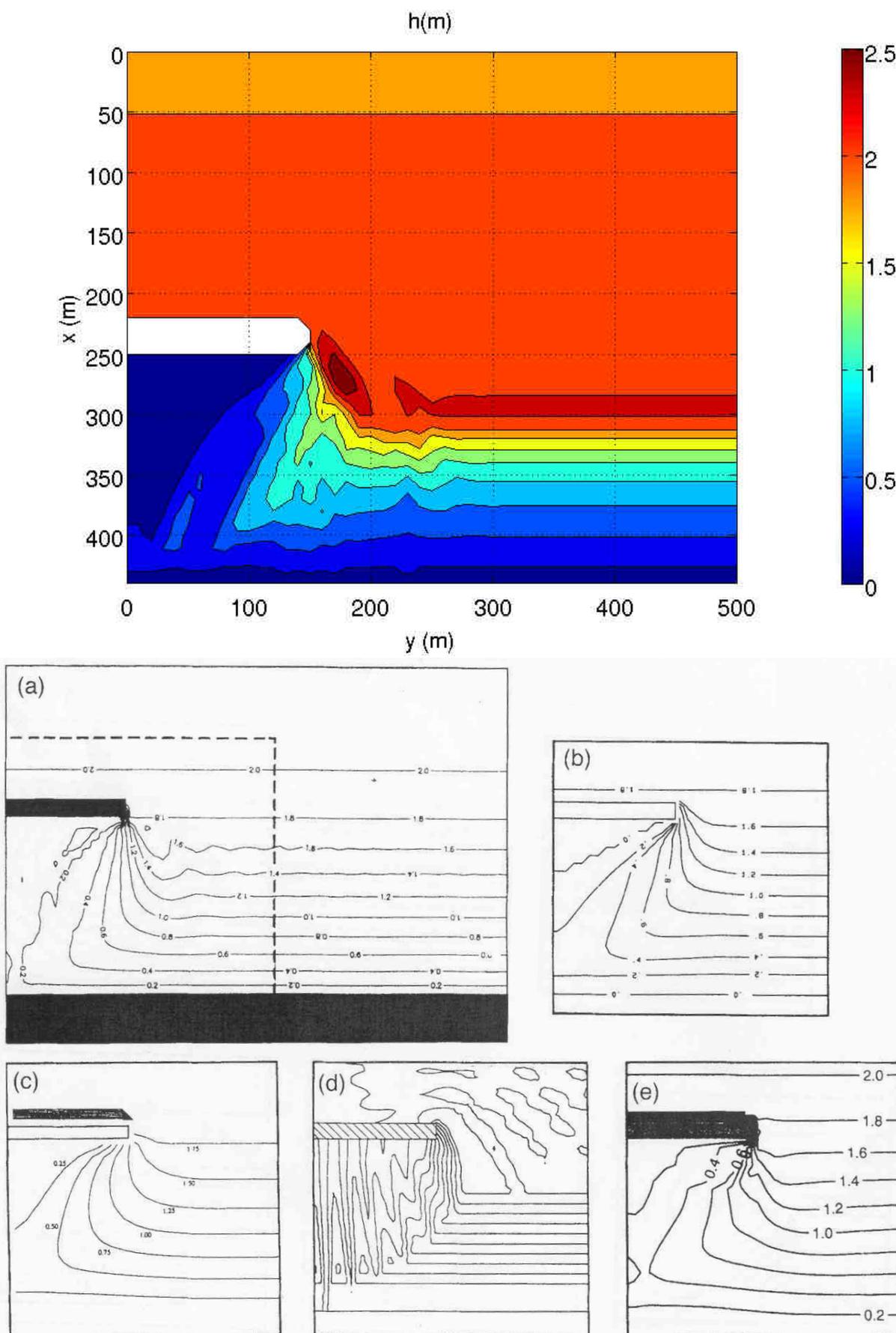


FIG. III.13 – Cartes de la hauteur de la houle calculée sur la bathymétrie de Nicholson *et al.* [1997]. En haut : calcul par REF/DIF avec une résolution de 10 m. En bas : calcul par les modèles a) DHI, b) DH, c) HR, d) STC et e) UL.

### III.2.2.b Modélisation de la circulation par SHORECIRC et comparaison

La figure III.14 montre la circulation résultant des champs de houle modélisés à la figure III.13. La circulation obtenue par SHORECIRC en aval du brise-lames décrit un tourbillon comme le font les autres modèles. Le tourbillon simulé sur cette bathymétrie réaliste se ferme plus nettement que le tourbillon observé figure III.7 sur la bathymétrie de laboratoire de Péchon *et al.* [1997].

Afin de comprendre la cause de ces différences, nous avons refait la simulation sur la bathymétrie réaliste en abaissant la résolution spatiale de 10 m à 5 m (voir figure III.15). Comme sur le tourbillon de la figure III.7, le tourbillon obtenu pour une résolution spatiale de 5 m est « ouvert » au voisinage de la pointe du brise-lames. Cette ouverture correspond à l'endroit où se trouve la frange de diffraction la plus forte en aval du brise-lames.

Nous retrouvons ici l'importance de l'effet de la résolution spatiale du modèle sur la modélisation du champ de houle. En effet, la différence entre la figure III.7 et la figure III.14 est due au fait que proportionnellement à la bathymétrie de laboratoire utilisée dans Péchon *et al.* [1997], la résolution de 10 m utilisée ici est dégradée. Ainsi, l'effet de la frange de diffraction nette décrit au chapitre précédent qui empêche la fermeture du tourbillon est atténué par une résolution de 10 m. En raffinant la résolution à 5 m, nous retrouvons les effets gênants d'un champ de houle trop hétérogène simulé par REF/DIF.

### III.2.3 Etude de sensibilité selon l'article de Nicholson *et al.* [1997]

Suivant la démarche de l'article de Nicholson *et al.* [1997], nous avons étudié la sensibilité à certains paramètres de la circulation dans les environs du brise-lames (figure III.16). Cette étude est complétée par une étude de sensibilité générale des modèles REF/DIF et SHORECIRC dont les résultats sont donnés en Annexe B.

#### III.2.3.a Rétroaction des courants sur la houle

Dans le cas présent, l'utilisation de frontières latérales de type « mur » et d'une houle d'incidence frontale ne nécessite pas de traiter les forçages de la houle afin de les transmettre à SHORECIRC. Nous pouvons donc recalculer le champ de houle modélisé en prenant en compte les courants dans le domaine de modélisation.

En l'absence de rétroaction courant/houle, la circulation atteint rapidement l'état quasi stationnaire. Par contre, si on prend en compte l'effet des courants sur la houle selon l'équation (II.9), alors le tourbillon évolue continuellement sans toutefois diverger (figure III.17). Le tourbillon modélisé est moins large, avec une zone de calme très réduite et les vitesses des courants sont plus faibles qu'en l'absence de rétroaction courant/houle.

#### III.2.3.b Relation de dispersion de la houle

La houle obtenue jusqu'ici a été calculée en utilisant la relation de dispersion de la section II.1.3.b permettant de passer d'une houle de Stokes à une variante selon Hedges [1976]. Il est intéressant de noter qu'en utilisant une houle linéaire sur la bathymétrie de Nicholson *et al.* [1997], les résultats semblent meilleurs (figure III.18). En effet, la houle linéaire est moins réfractée et pénètre moins dans la zone d'ombre du brise-lames et ses contours sont plus homogènes. Par conséquent la circulation hors du tourbillon ainsi que dans la zone d'ombre est plus calme.

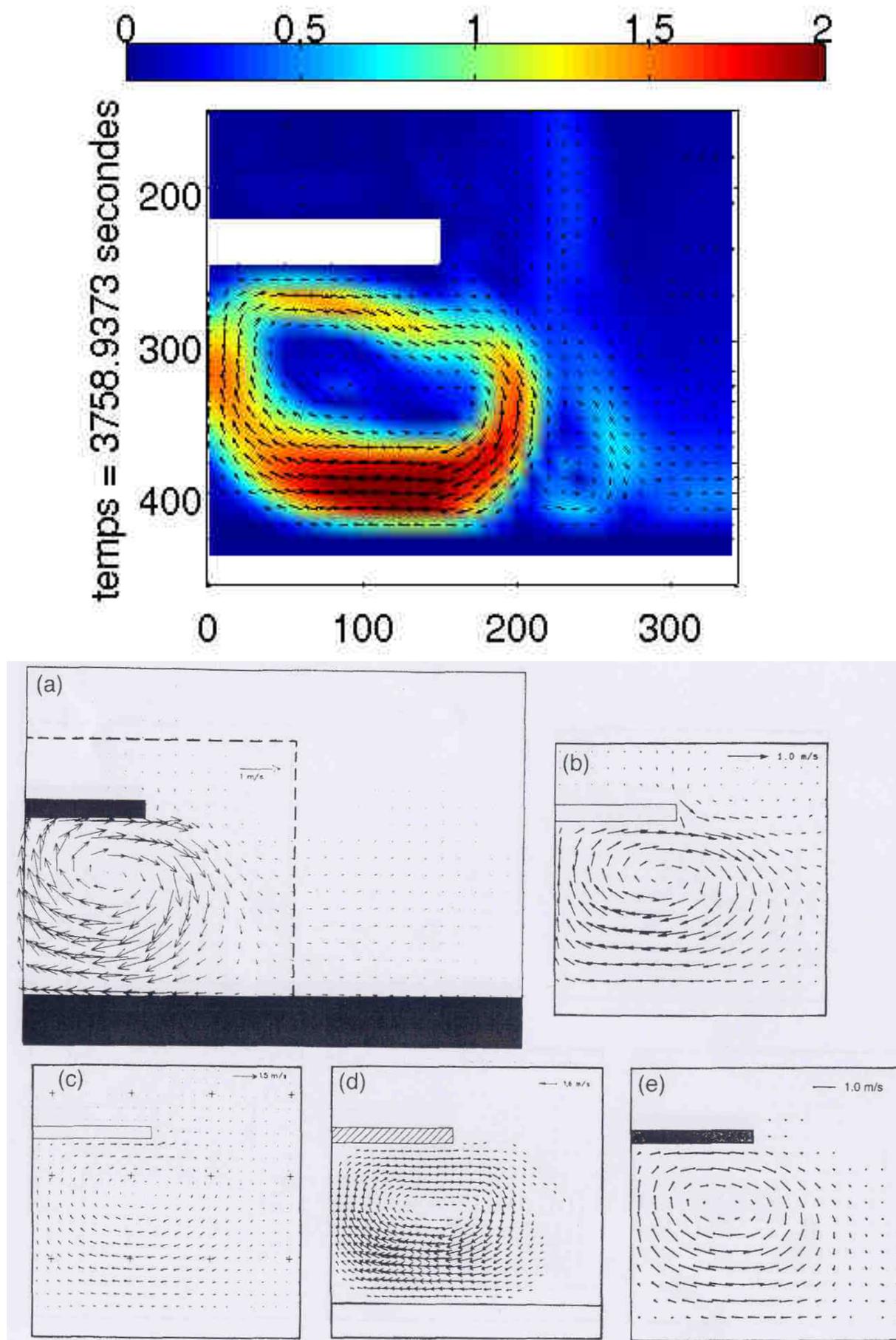


FIG. III.14 – Cartes des courants calculés sur la bathymétrie de Nicholson. En haut : calcul par SHORECIRC avec une résolution de 10 m. L'échelle des vitesses est en  $m.s^{-1}$ . En bas : calcul par les modèles a) DHI, b) DH, c) HR, d) STC et e) UL.

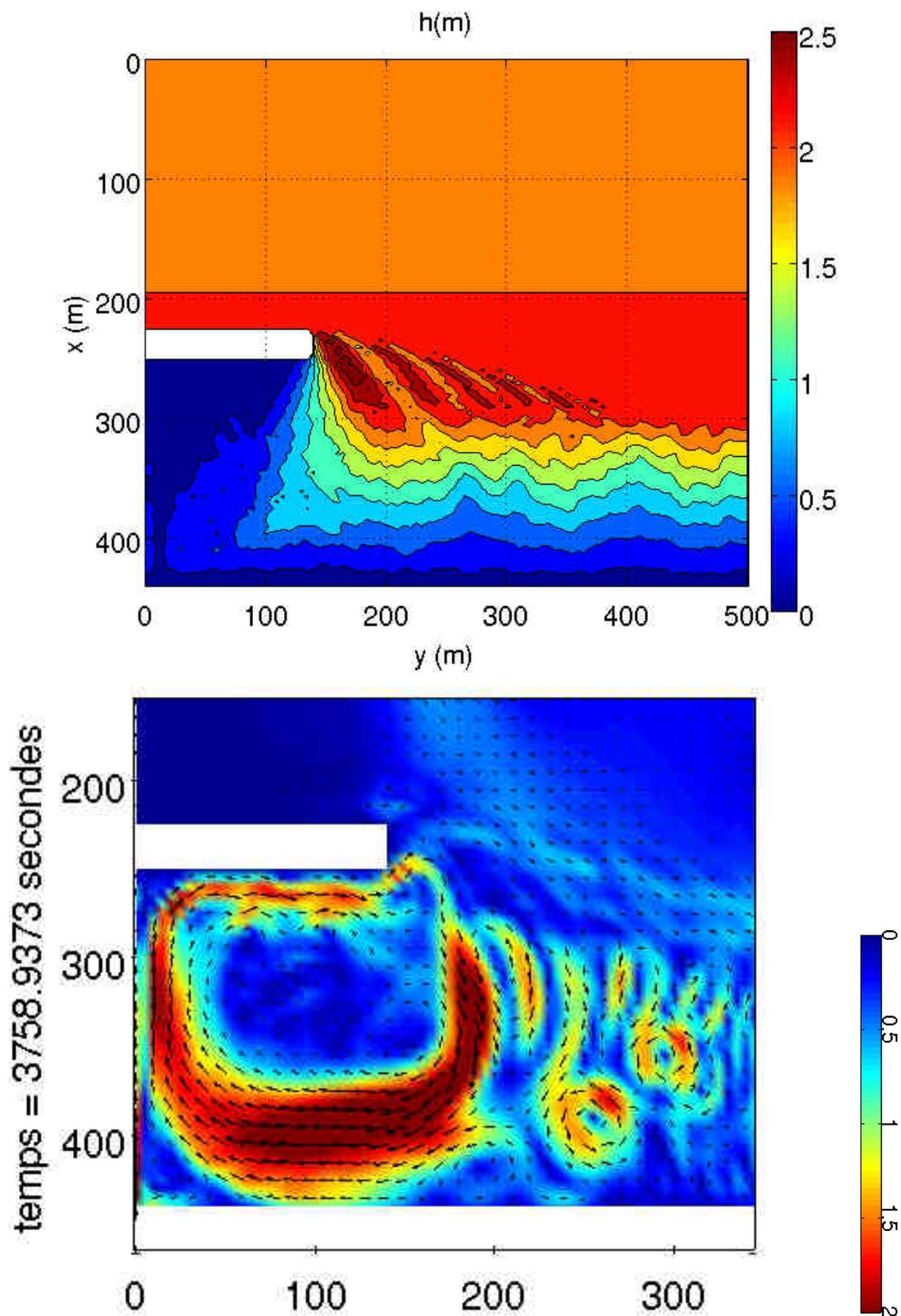


FIG. III.15 – Champ de houle fourni par REF/DIF (en haut) et circulation résultante fournie par SHORECIRC (en bas) calculés avec une résolution de 5 m.

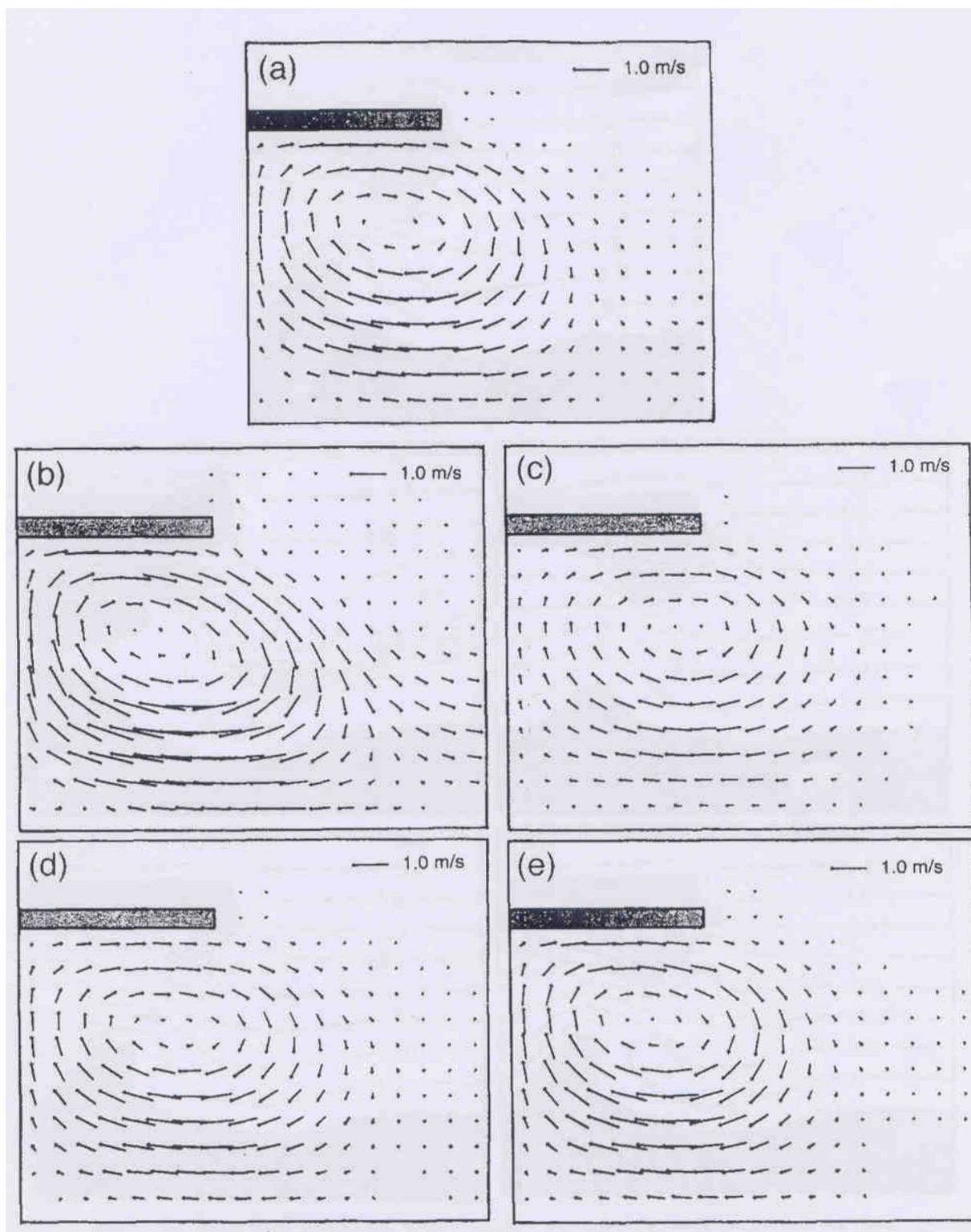


FIG. III.16 – Cartes de la circulation calculée par le modèle UL sur la bathymétrie de Nicholson selon diverses conditions : *a)* mode standard, *b)* houle régulière *c)* friction plus forte *d)* viscosité turbulente constante *e)* absence d'interaction houle/courant.

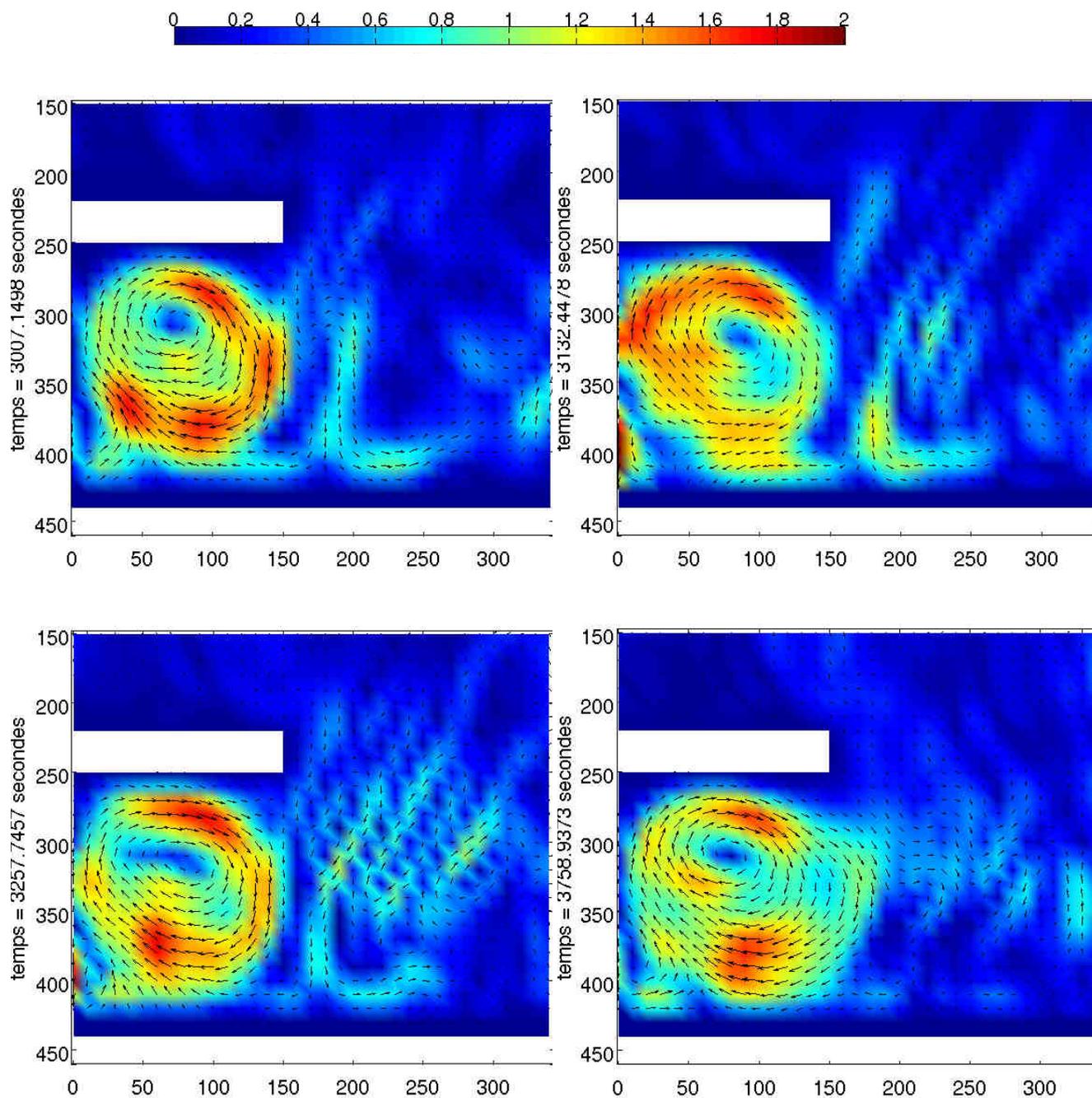


FIG. III.17 – Circulation non stationnaire obtenue par SHORECIRC sur la bathymétrie de Nicholson *et al.* [1997] à différents instants en prenant en compte l'action des courants sur la houle.

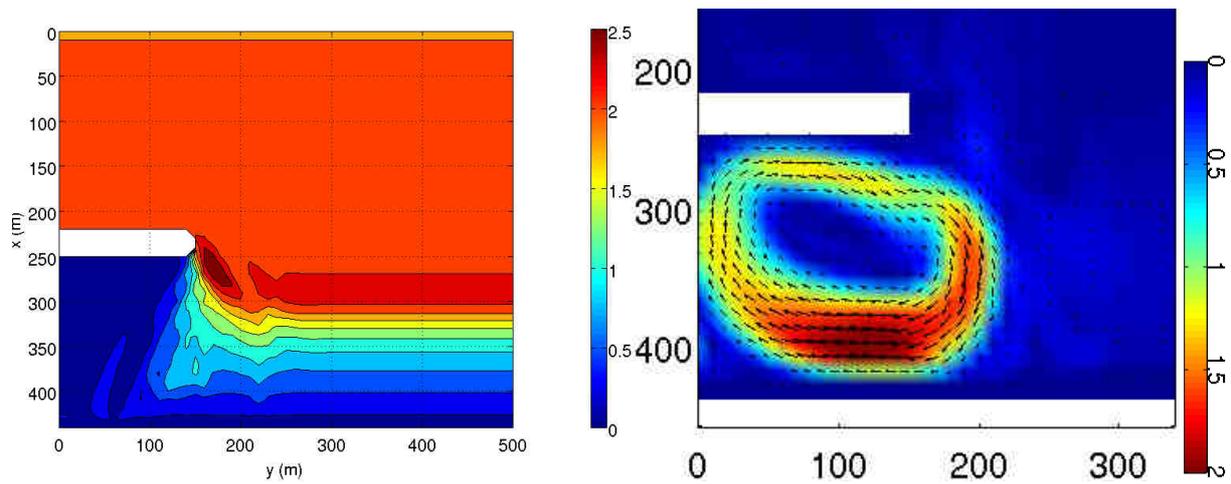


FIG. III.18 – Champ de houle calculé par REF/DIF avec une houle linéaire (à gauche) et circulation résultante fournie par SHORECIRC (à droite) sur la bathymétrie de Nicholson *et al.* [1997].

### III.2.3.c Critère de déferlement de la houle

Dans la section B.1.3 nous avons fixé le rapport  $H/h = 0.78$  comme critère de déferlement. Dans la figure III.19, nous avons utilisé le rapport  $H/h = 0.55$  qu'utilisent Haas *et al.* [2003] pour la simulation de la houle et des courants sur la bathymétrie de Nicholson *et al.* [1997].

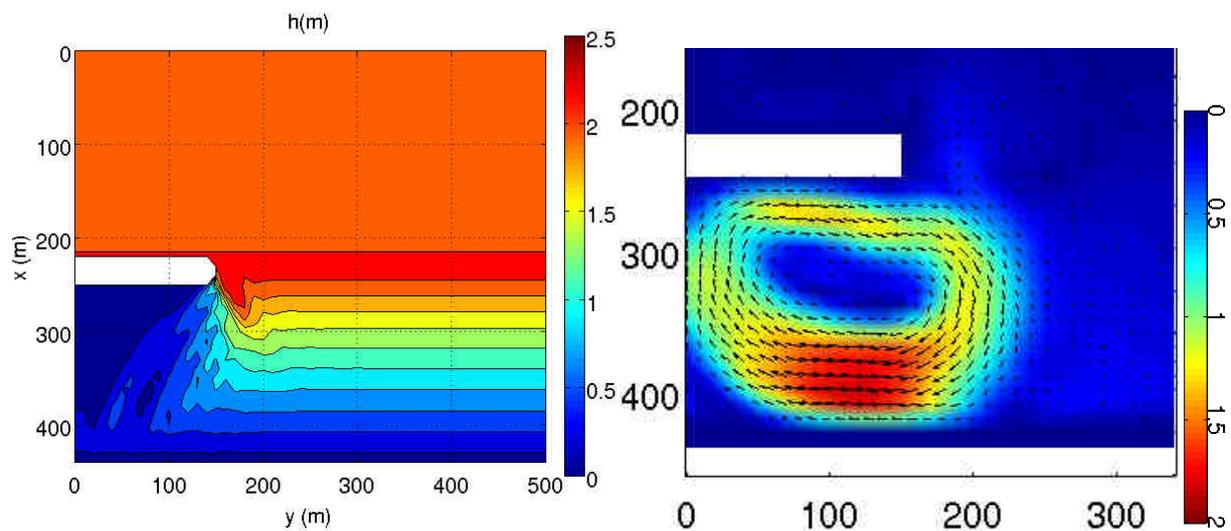


FIG. III.19 – Champ de houle calculé par REF/DIF avec un critère de déferlement  $H/h = 0.55$  (à gauche) et circulation résultante fournie par SHORECIRC (à droite).

Cette diminution du critère de déferlement a pour effet de faire déferler la houle plus tôt, la bande de diffraction dans le champ de houle est alors nettement moins marquée. Il en résulte un tourbillon qui se referme totalement, dans lequel la zone de calme est plus réduite et dont les bords sont plus larges et ont des vitesses moins intenses. Le critère de déferlement de la houle est donc un paramètre important agissant sur la régularité de la circulation, sans en modifier les caractéristiques générales.

### III.2.3.d Effet de la viscosité turbulente

On peut voir l'effet de la valeur de la viscosité turbulente  $\nu_t$  (voir section II.2.3.b) sur la circulation en faisant varier par exemple le coefficient de frottement sur le fond  $C_w$  qui vaut par défaut 0.012.

Si celui-ci est diminué (passage de 0.012 à 0.008), les vitesses sur les bords du tourbillon gagnent en intensité (figure III.20 à gauche). Si  $C_w$  décroît encore (figure III.21 à gauche), le centre du tourbillon est coupé en deux.

Si  $C_w$  augmente et passe de 0.012 à 0.020 (figure III.20 à droite), les vitesses deviennent plus faibles et les bords du tourbillon s'épaississent. Pour des valeurs supérieures de  $C_w$  (figure III.21 à droite), le tourbillon s'ouvre et la circulation est dirigée vers le large au niveau de la pointe du brise-lames.

Si  $C_w$  vaut 0.020 et qu'on abaisse la valeur de  $H/h$  à 0.55, on retrouve un tourbillon dont le centre est décalé vers la droite et dont les vitesses vers la base du brise-lames sont faibles (figure III.22). La figure III.22 est alors semblable à la figure III.16c qui correspond à une simulation où on a augmenté la rugosité.

Il semble probable à la vue de ces résultats que certains des modèles présentés par Nicholson *et al.* [1997] utilisent une valeur du critère de déferlement plus faible que celui que nous utilisons. Toutefois les différentes valeurs de ce critère ne sont pas précisées dans le travail publié par ces auteurs.

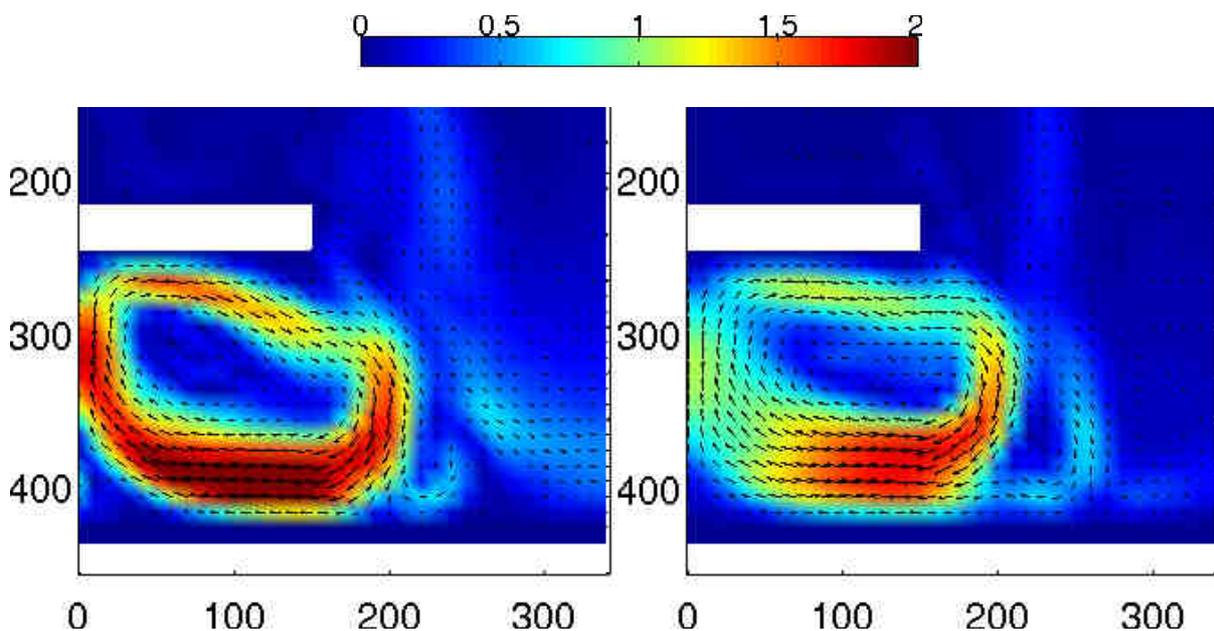


FIG. III.20 – Circulation calculé par SHORECIRC avec un coefficient de frottement sur le fond  $C_w = 0.008$  à gauche et  $C_w = 0.020$  à droite.

### III.2.3.e Prise en compte de la dissipation de l'énergie de la houle

La figure III.23 montre les circulations obtenues si on ne prend pas en compte tout les types possibles de dissipation de l'énergie de la houle dans REF/DIF (voir section II.1.3.d). On voit que la forme du tourbillon obtenue est mauvaise lorsque on ne prend en compte que la dissipation de l'énergie de la houle par déferlement (figure III.23 à droite).

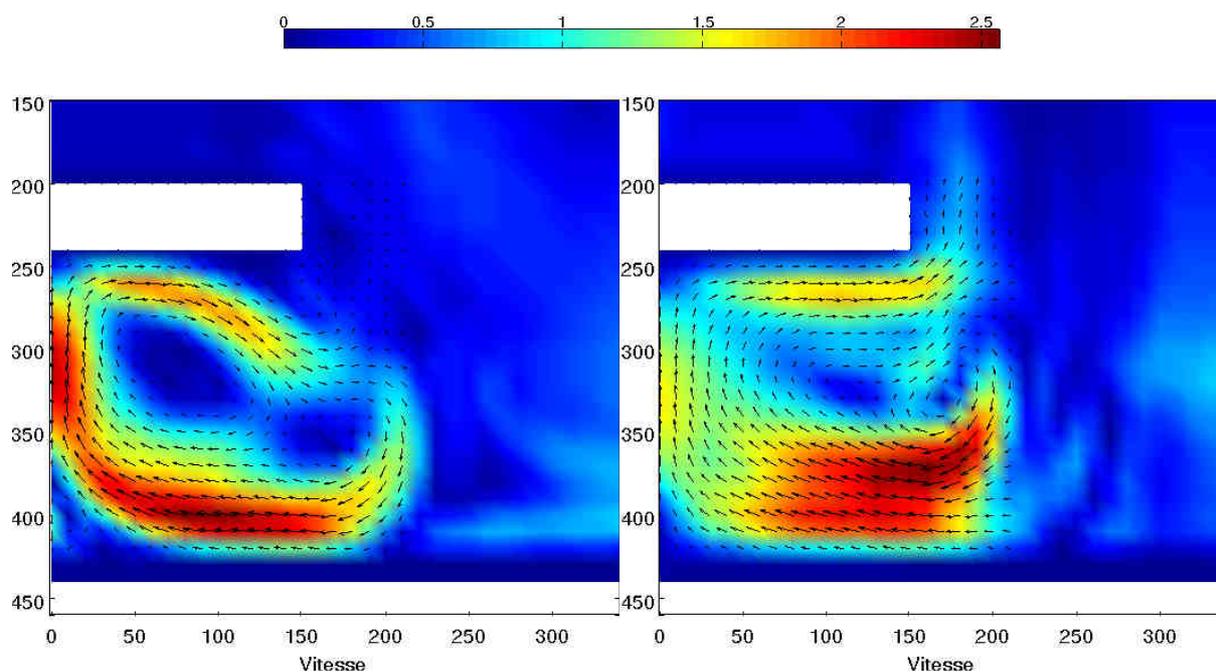


FIG. III.21 – Circulation calculé par SHORECIRC avec un coefficient de frottement sur le fond  $C_w = 0.005$  à gauche et  $C_w = 0.030$  à droite.

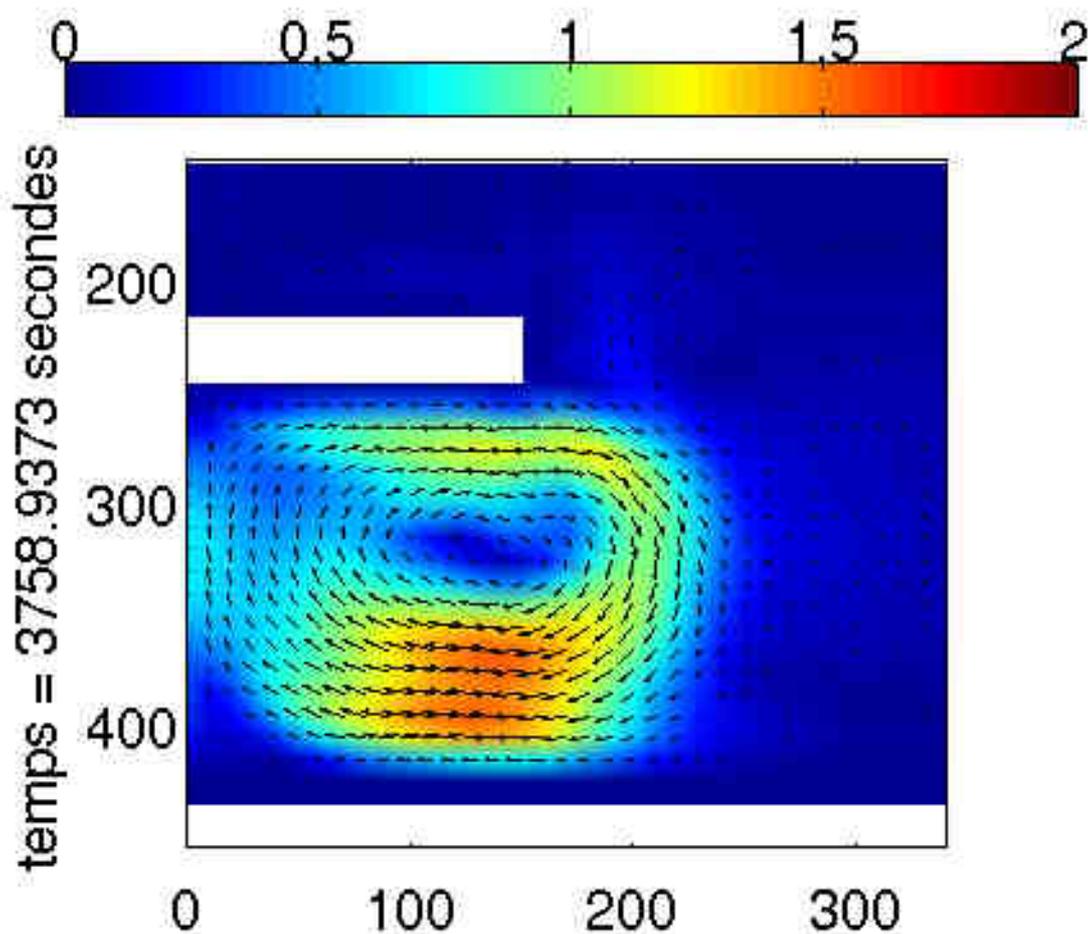


FIG. III.22 – Circulation calculé par SHORECIRC avec un coefficient de frottement sur le fond  $C_w = 0.020$  et avec un critère de déferlement  $H/h = 0.55$ .

Dans le cas où on ne prend pas en compte les frottements visqueux dans les couches limites laminaires à la surface et sur le fond ni l'atténuation due à la porosité du fond (figure III.23 à gauche), les différences avec le cas où tous les types de dissipation sont pris en compte (figure III.14) sont faibles. Ceci vient du fait que la contribution de ces facteurs à la dissipation de l'énergie de la houle est d'un ordre de grandeur plus faible que la contribution du frottement dans la couche limite turbulente sur le fond ou du déferlement [Bouchette, 2001]. Néanmoins, lorsque tout les types de dissipation sont pris en compte, la circulation hors du tourbillon est moins intense et semble alors plus proche des circulations modélisées par Nicholson *et al.* [1997].

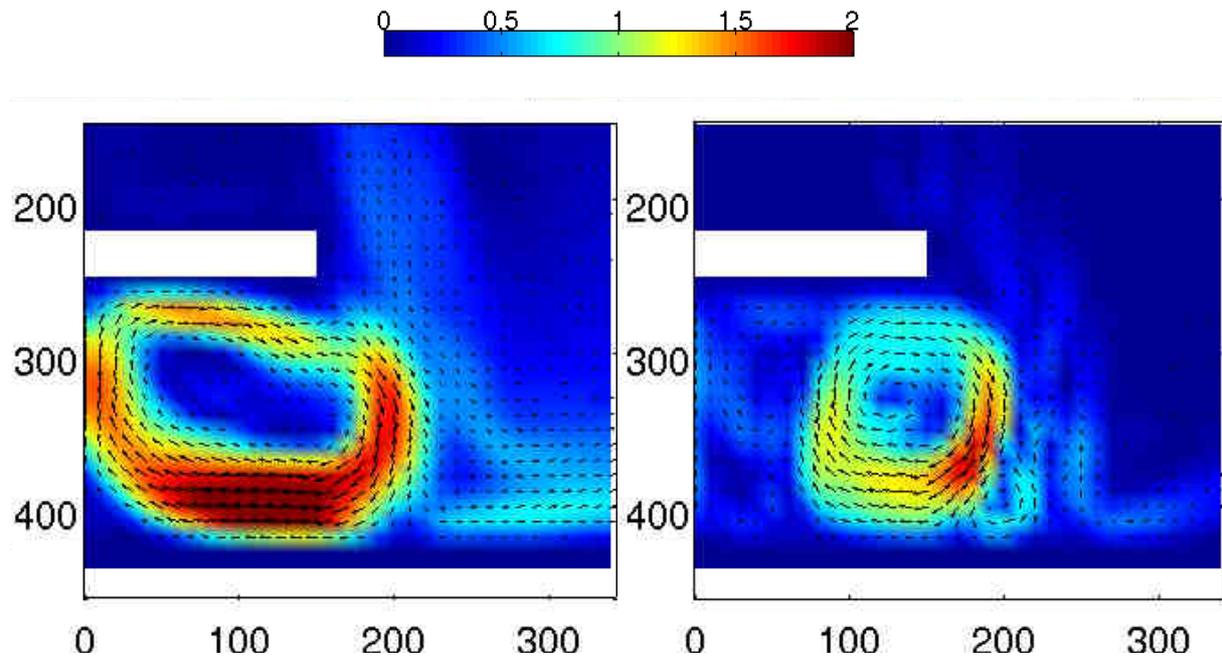


FIG. III.23 – Circulation calculée par SHORECIRC en ne prenant en compte que la dissipation de l'énergie de la houle par frottement dans la couche limite turbulente sur le fond et la dissipation par déferlement (à gauche) et seulement la dissipation par déferlement (à droite).

### III.2.4 Apport du caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC

Lorsque le fonctionnement quasi-tridimensionnel de SHORECIRC est désactivé (voir section II.2.2.f page 73), les différences avec la circulation calculée avec le fonctionnement quasi-tridimensionnel sont faibles mais existent : sur la figure III.24, on note une faible bande de courant dirigée vers le large en face de la pointe du brise-lames. La zone de calme à l'intérieur du tourbillon est moins large que dans le cas où la fonction quasi-tridimensionnelle du modèle est activée.

Si l'on s'intéresse aux vitesses en enlevant la composante due à la houle (d'après la section II.2.2.c), on observe mieux la circulation dirigée vers le large (figure III.25). Ce courant dirigé vers le large existe aussi dans certains modèles bidimensionnels présentés par Nicholson (le modèle PISCES de HR Wallingford en particulier).

Enfin, Nicholson *et al.* [1997] discutent de la difficulté de simuler la circulation locale (*near field*) au niveau de la pointe du brise-lames avec les modèles bidimensionnels. En effet, les figures d'affouillement sont caractéristiques d'un champ de vitesse non uniforme verticalement que des vitesses intégrés sur la verticale ne peuvent prendre en compte.

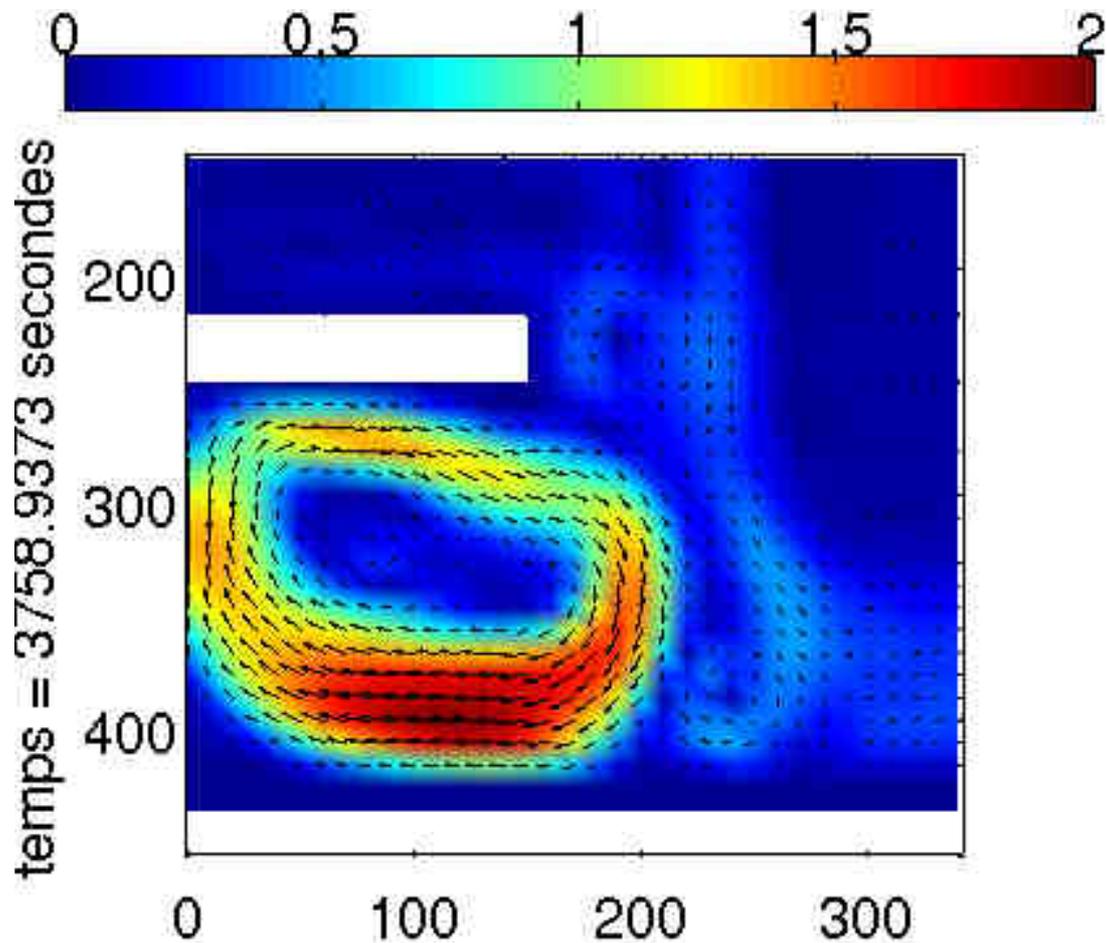


FIG. III.24 – Circulation calculé par SHORECIRC en désactivant la fonction quasi-tridimensionnelle du modèle (les vitesses calculées sont uniformes sur la colonne d'eau).

La version quasi-tridimensionnelle de SHORECIRC modifiée pour prendre en compte des structures émergées améliore les résultats de la circulation intégrée sur la verticale au niveau de la pointe d'un brise-lames (figure III.25). Mais aussi, comme suggéré par Nicholson *et al.* [1997], ce fonctionnement quasi-tridimensionnel est capable de simuler des vitesses locales créées par ces structures.

La figure III.26 est une carte de la vitesse sur le fond calculée de façon semi-analytique par SHORECIRC (selon la section II.2.2.f). On y observe des zones ponctuelles de forte vitesse sur le fond situées juste à la pointe du brise-lames. De telles vitesses sont typiquement responsables du phénomène d'affouillement sur les extrémités de structures émergées.

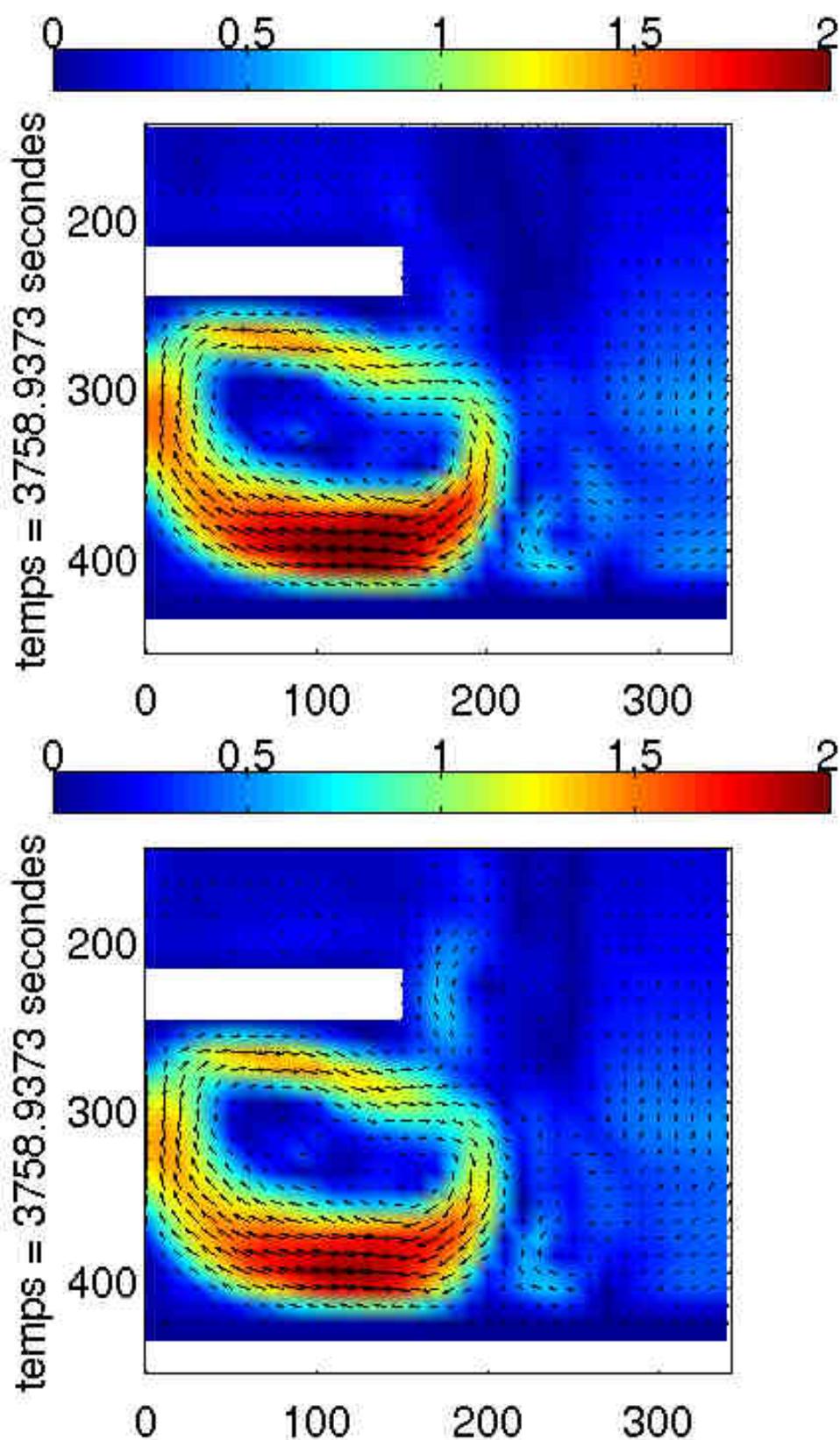


FIG. III.25 – Carte du module de la vitesse intégrée sur la verticale calculée par SHO-RECIRC à laquelle on a retiré la composante de la vitesse due à la houle. En haut : résultat avec le fonctionnement quasi-tridimensionnel du modèle. En bas : résultat avec le fonctionnement bidimensionnel.

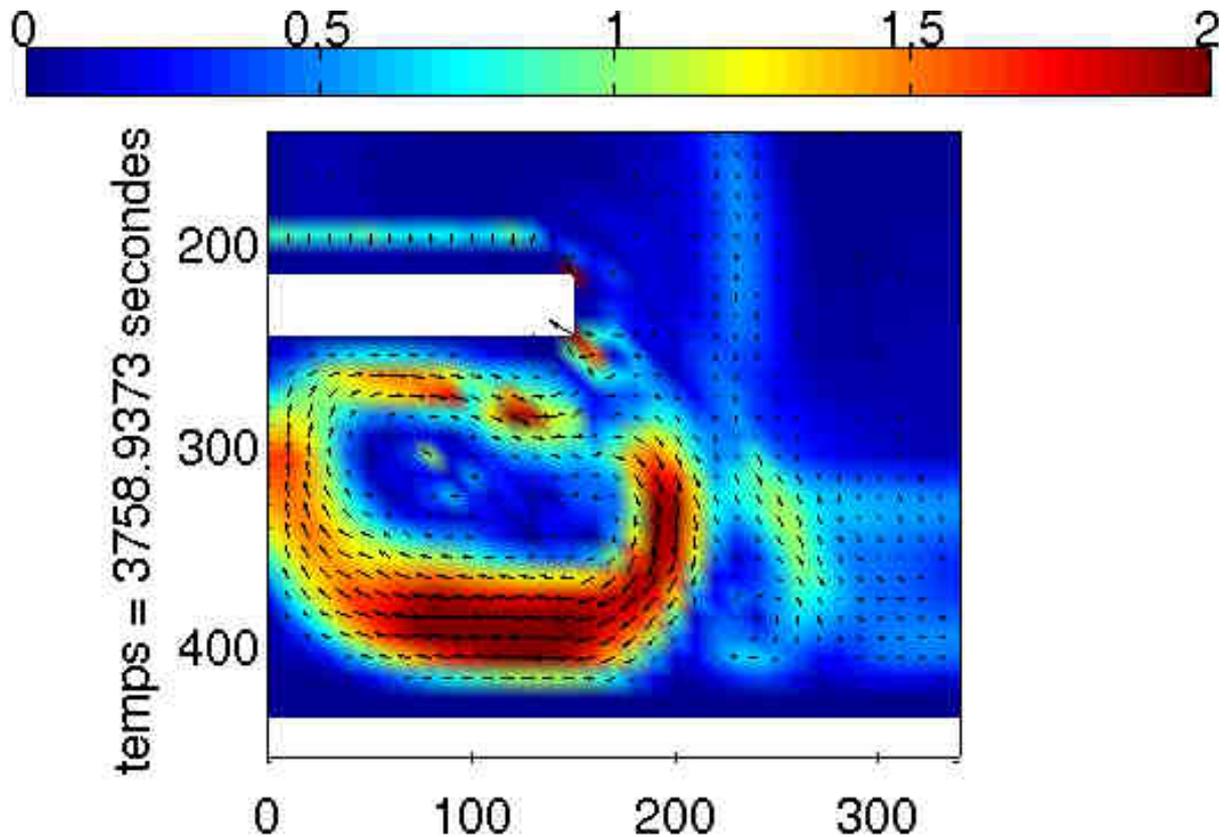


FIG. III.26 – Champ de la vitesse (en  $m.s^{-1}$ ) sur le fond calculé par SHORECIRC sur la bathymétrie de Nicholson *et al.* [1997]. Au niveau de l'extrémité du brise-lames des zones de fortes vitesses (supérieures à  $1.5 m.s^{-1}$ ) sont visibles.

### III.2.5 Discussion

Sans modifier le moindre paramètre, SHORECIRC a été capable de simuler un tourbillon créé par l'arrivée de vagues sur une bathymétrie de terrain où se trouve un brise-lames. La qualité des résultats est supérieure à celle obtenue pour une bathymétrie de bassin à houle à cause de la différence de résolution dans la simulation du champ de houle par REF/DIF.

Grâce à une comparaison avec des modèles de circulation bidimensionnels sur des bathymétries comprenant un brise-lames, nous avons vu que les modifications apportées au modèle SHORECIRC lui permettaient de simuler la circulation sur un domaine de taille réaliste ( $500 m^2$ ) où se trouve des objets émergés. Les résultats obtenus sont robustes et peuvent être améliorés en modifiant des paramètres de modélisation importants comme la résolution spatiale du domaine de modélisation ou le critère de déferlement de la houle.

Par ailleurs, nous avons vu comment le caractère quasi-tridimensionnel du modèle apportait une amélioration aux résultats par rapport aux modèles bidimensionnels classiques. En effet, la zone de calme du tourbillon modélisée est plus grande lorsque la circulation intégrée sur la verticale intègre les effets du fonctionnement quasi-tridimensionnel de SHORECIRC.

Enfin, le fonctionnement quasi-tridimensionnel permet la prise en compte des effets locaux créés par des structures comme les courants d'affouillement. De tels effets locaux ne peuvent pas être pris en compte par les modèles bidimensionnels.

### III.3 Conclusion

Le modèle SHORECIRC, modifié pour pouvoir prendre en compte des bathymétries réalistes comprenant des objets émergés, a été validé à l'aide de plusieurs exemples analogiques et numériques.

Les résultats du modèle SHORECIRC sur un domaine comprenant un brise-lames ont été comparés à des observations en bassin à houle ainsi qu'à des simulations d'autres modèles numériques capables de simuler la houle et les courants à l'échelle d'une expérience en laboratoire (section III.1) et d'un littoral (III.2). Le champ de houle ainsi que la circulation caractéristique induits par la présence d'un brise-lames dans le domaine ont été correctement reproduits. Les résultats obtenus ont pu être directement comparés avec les données mesurées et modélisées utilisées pour la validation à deux échelles différentes.

Le fonctionnement quasi-tridimensionnel de SHORECIRC apporte une amélioration des résultats par rapport aux modèles bidimensionnels classiques. Ce fonctionnement, en permettant par exemple l'étude de processus locaux créés par des structures artificielles comme le phénomène d'affouillement, est d'une importance première pour les études d'aménagement du littoral.

## Chapitre IV

# Application des modifications apportées aux outils numériques dans le cadre de l'étude des plages sableuses du Languedoc-Roussillon

---

Dans ce chapitre, nous poursuivons le travail de validation de la version modifiée de SHORECIRC en comparant les sorties du modèle à des mesures de la circulation sur des plages du Languedoc-Roussillon.

D'abord, nous avons effectué une campagne de mesure en Novembre 2005 sur une plage à bathymétrie complexe dans le but de valider les modifications apportées au modèle SHORECIRC (section IV.1). Si le modèle modifié est effectivement capable de prendre en compte les bathymétries réalistes complexes, cette campagne s'est révélée insuffisante en nombre de points de mesure et en intensité des forçages pour une validation définitive.

Nous avons alors choisi d'exploiter une campagne utilisant plusieurs points de mesure et durant laquelle ont été mesurées des conditions significatives. Cette campagne a été effectuée par Certain [1999] sur la plage de Sète dont le trait de côte est rectiligne. Nous avons utilisé les données mesurées afin de valider définitivement le modèle SHORECIRC sur les plages du Languedoc-Roussillon et aussi de vérifier si les modifications apportées au modèle n'ont pas altéré sa validité sur des plages réalistes simples (section IV.2).

---

## Sommaire

---

<b>IV.1 Comparaison des résultats de la version modifiée du modèle SHORECIRC avec des données mesurées sur une plage à bathymétrie complexe : la Tamarissière . . . . .</b>	<b>122</b>
IV.1.1 Descriptif de la campagne de mesures sur la plage de la Tamarissière . . . . .	122
IV.1.2 Modélisation des conditions observées le 4 Novembre 2005 . . . . .	125
IV.1.2.a Résultats de la modélisation de la houle . . . . .	125
IV.1.2.b Résultats de la modélisation du courant . . . . .	127
IV.1.2.c Résultats de la modélisation de l'élévation de la surface	130
IV.1.2.d Incertitudes liées à la variation verticale des vitesses .	132
IV.1.3 Conclusion . . . . .	133
<b>IV.2 Comparaison des résultats de la version modifiée du modèle SHORECIRC avec des données mesurées sur une plage à bathymétrie simple : Sète . . . . .</b>	<b>134</b>
IV.2.1 Présentation des données mesurées par Certain [1999] . . . . .	134
IV.2.2 Descriptif de la simulation de la tempête observée à Sète le 17 Janvier 1999 . . . . .	136
IV.2.2.a Choix du domaine de modélisation . . . . .	136
IV.2.2.b Choix des paramètres de modélisation . . . . .	136
IV.2.2.c Résultats de la simulation d'une tempête sur le site de Sète avec SHORECIRC . . . . .	137
IV.2.3 Discussion des résultats . . . . .	138
IV.2.4 Conclusion . . . . .	140
<b>IV.3 Conclusion de la validation des outils numériques dans le cadre de l'étude des plages sableuses du Languedoc-Roussillon</b>	<b>141</b>

---

## IV.1 Comparaison des résultats de la version modifiée du modèle SHORECIRC avec des données mesurées sur une plage à bathymétrie complexe : la Tamarissière

Dans le cadre des campagnes CALAMAR (*Coastal And Lagoonal Measurement for Academic Research*), un courantomètre ADV a été déployé sur le site de la Tamarissière (commune d'Agde) entre le 3 et le 5 Novembre 2005 afin d'établir les protocoles de mesure utilisés ensuite systématiquement. Les données obtenues dans cet environnement complexe ont permis de poser les bases de la validation des modifications apportées durant cette thèse. Bien que les données n'aient pas été suffisantes en nombre pour valider totalement le modèle, nous avons pu montrer la possibilité pour la version modifiée de SHORECIRC de fonctionner sur des plages possédant des objets émergés et des bathymétries complexes.

### IV.1.1 Descriptif de la campagne de mesures sur la plage de la Tamarissière

Lors de cette campagne réalisée en collaboration avec le laboratoire LEGEM de l'université de Perpignan, deux courantomètres acoustiques (ADV) ont été mouillés sur le site de la Tamarissière. Les conditions de houle lors des mesures ont été non significatives hormis le 4 Novembre 2005 où une houle de 0.7 m a été enregistrée par l'un des ADV. Lors de cette journée, l'autre appareil n'a pas fonctionné.

Nous disposons au final de 6 heures de mesures fiables provenant d'un seul ADV. Pour des raisons techniques celui-ci a été mouillé très près du bord dans 1.7 m d'eau, à mi-chemin de deux épis (figure IV.1). L'ADV a mesuré les composantes Nord et Est de la vitesse du courant et l'épaisseur de la colonne d'eau située au dessus des capteurs à 0.7 m du fond. L'appareil a fonctionné le 4 Novembre de 11h à 16h30 avec des rafales de 9600 échantillons toutes les 30 minutes. Sur les graphiques suivants, l'heure 0 correspond donc à 11h le 4 Novembre 2005.

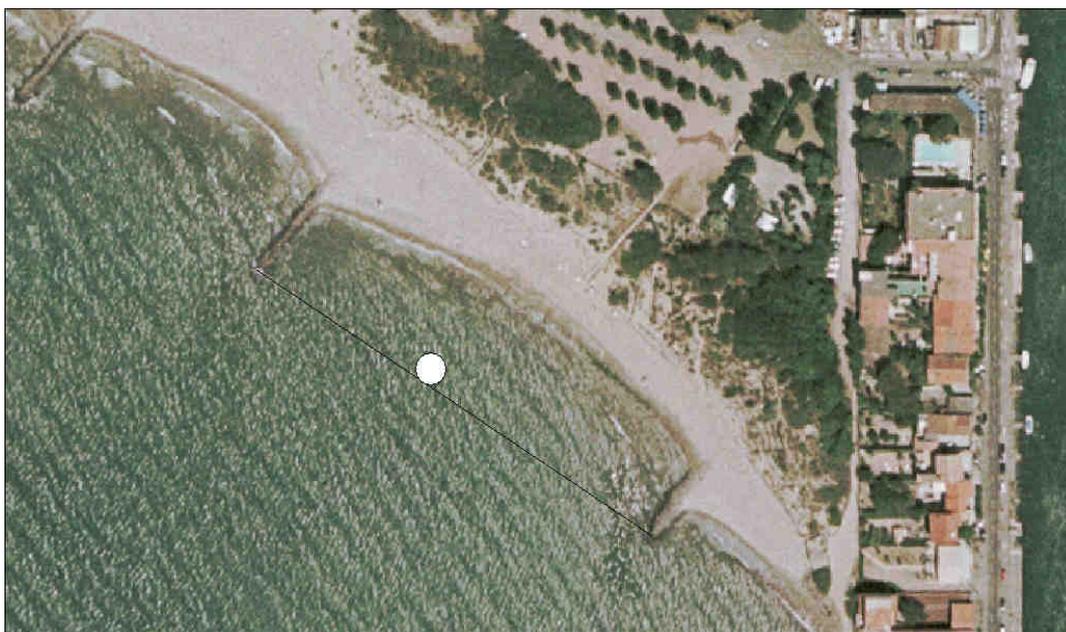


FIG. IV.1 – Position de l'ADV utilisé sur le site de la Tamarissière le 4 novembre 2005. Le Nord est situé vers le haut de la figure.

Dans la nuit qui précédait les mesures (du 3 au 4 novembre) le vent a soufflé de direction Sud à une vitesse de  $10.2 \text{ m.s}^{-1}$ , créant des vagues dans la même direction estimées visuellement (le houlographe de Sète ne fonctionnant pas) à  $0.5 \text{ m}$  lors du déferlement. Au point de mesure de l'appareil, la houle a une hauteur de  $0.7 \text{ m}$  et une période de  $6 \text{ s}$  (figure IV.2). L'ADV a enregistré une houle supérieure à  $0.5 \text{ m}$  car il se trouvait sur une des franges de réfraction provoquées par les barres sableuses visibles figure I.22 orientées perpendiculairement au trait de côte. Les franges de réfraction étaient suffisamment développées pour être observables de visu. La direction des vagues pendant les mesures a évolué entre  $20$  et  $45^\circ \text{N}$ . Vers midi, le vent s'est renversé progressivement (en passant par l'Ouest) au Nord-Ouest et a soufflé autour de  $7.7 \text{ m.s}^{-1}$  tandis que l'orientation de la houle au large passait du Sud au Sud-Est en diminuant à partir de 14h.

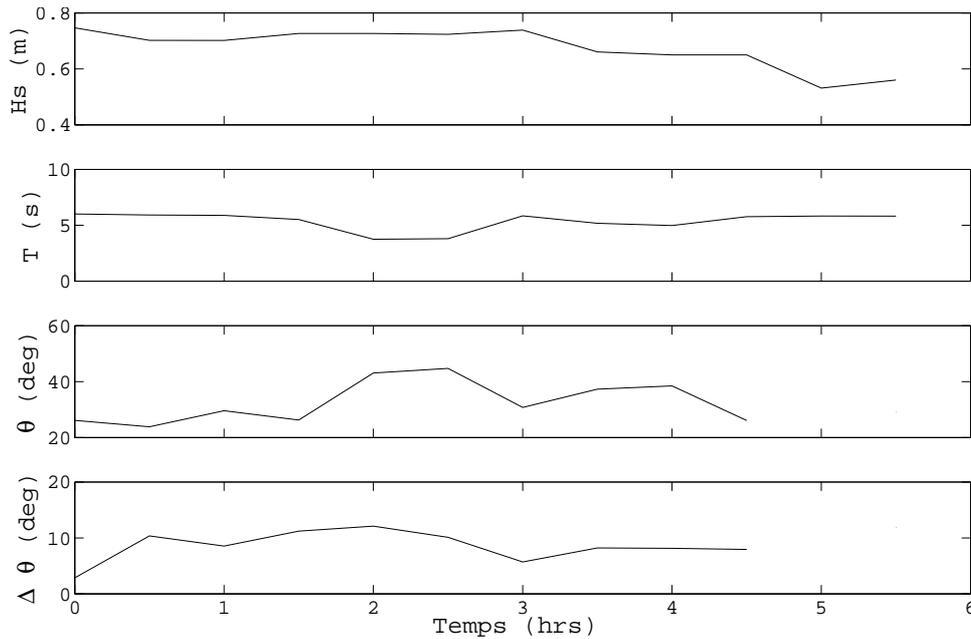


FIG. IV.2 – Evolution de la hauteur significative, de la période, de la direction et de l'étalement directionnel de la houle mesurée par l'ADV sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005.

Les amplitudes des variables mesurées restent faibles ; les vitesses (figure IV.3) sont de l'ordre de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$  tandis que l'amplitude des variations du niveau de la mer (figure IV.4) ne dépasse pas  $0.1 \text{ m}$  lors de la période considérée. Les directions des vitesses présentées au niveau de l'ADV sont décomposées en une vitesse transversale  $U$  (positive vers le Nord-Est) et une vitesse longitudinale  $V$  (positive vers le Nord-Ouest). La composante transversale de la vitesse est en général positive durant les 2.5 premières heures de mesure puis devient ensuite négative, résultat de la renverse du vent.

Le niveau de la mer au dessus de l'appareil (figure IV.4) monte brusquement de  $0.1 \text{ m}$  en l'espace d'une heure, puis augmente ensuite à la vitesse de  $0.01 \text{ m}$  par heure.

La géométrie très complexe du site, avec ses nombreux épis, ses bancs de sables dégénérés et la présence des digues de l'Hérault font que la circulation n'a jamais de caractère quasi-stationnaire et que les variables mesurées dépendent fortement de l'endroit où se trouve l'appareil sur la plage. De plus, dans ce cas, l'ADV se trouve très près du bord, qui plus est entre deux épis. Nous avons voulu utiliser ces enregistrements réalisés dans des conditions limites afin de vérifier dans quelle mesure SHORECIRC, grâce aux modifications apportées, est capable de reproduire qualitativement la circulation sur ce site.

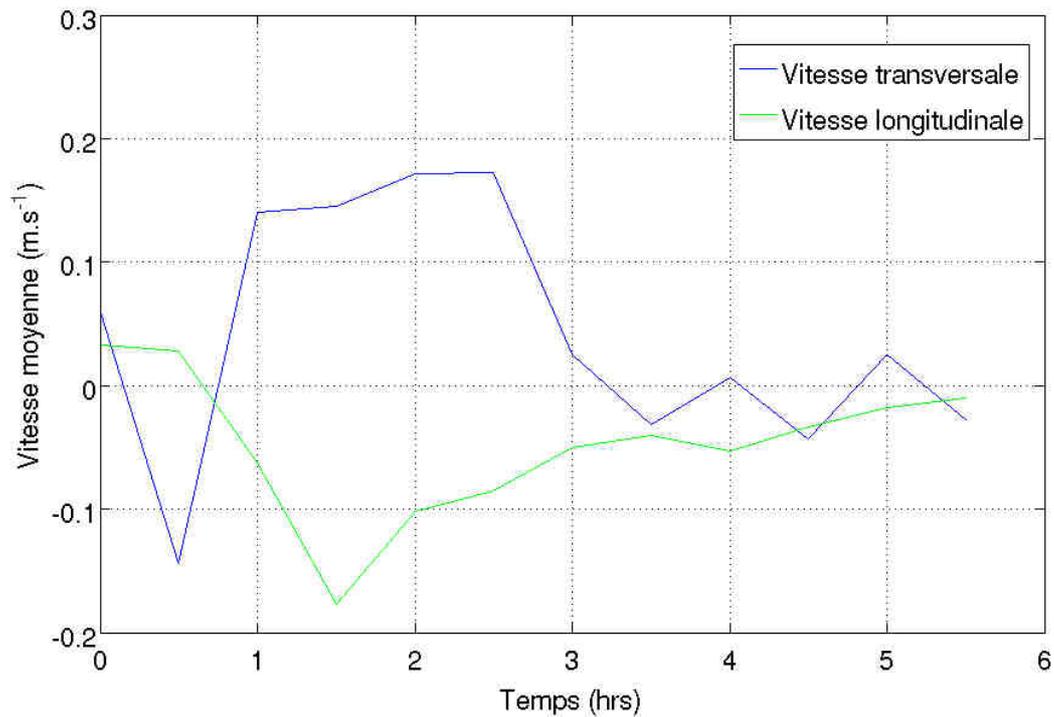


FIG. IV.3 – Evolution de la vitesse mesurée par l'ADV moyennée sur chaque rafale sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005 à 0.7 m du fond. La composante Est est en bleu et la composante Nord est en vert.

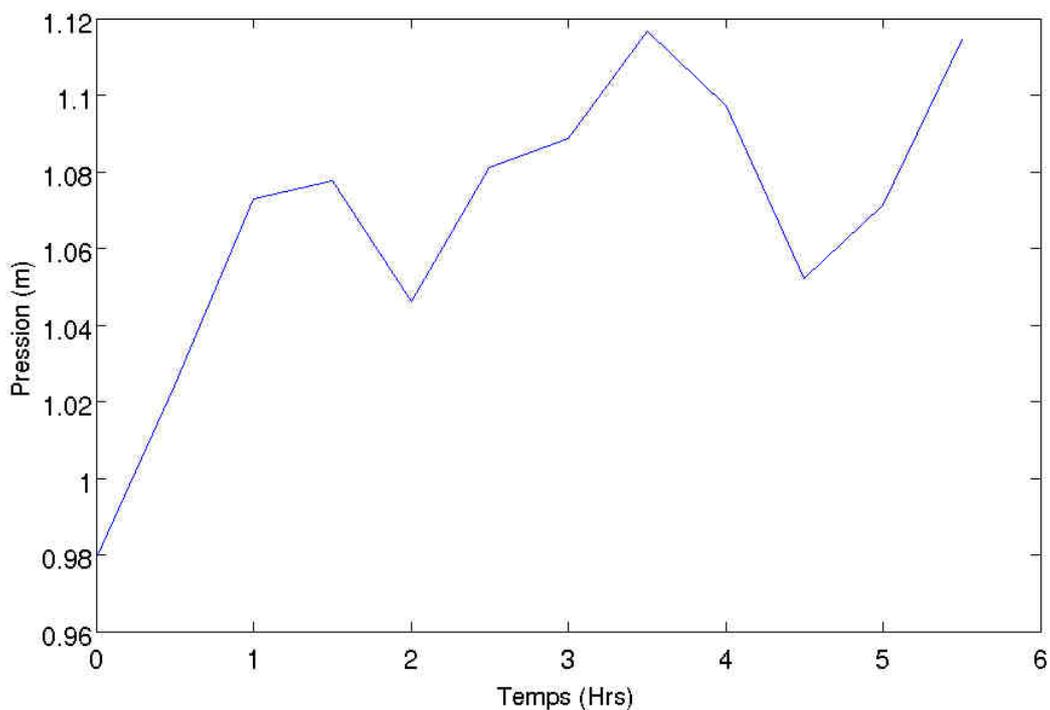


FIG. IV.4 – Evolution de la hauteur de la colonne d'eau située au dessus de l'ADV mesurée sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005 à 0.7 m du fond (le signal dû à la marée a été enlevé).

## IV.1.2 Descriptif de la simulation des conditions observées sur la Tamarissière le 4 Novembre 2005

Afin de valider les modifications apportées à SHORECIRC sur un cas très appliqué (des études d'ingénierie ont lieu sur ce site [Heurtefeux et Bujan, 2007]), nous avons reproduit de manière simplifiée les forçages (vent et houle) observés le 4 novembre 2005 sur la Tamarissière.

Les conditions de houle choisies au large immédiat du site (10 m de profondeur) consistent en une houle de hauteur significative 0.6 m, de période 6 s et d'orientation 155°N.

Tout d'abord nous avons simulé la circulation induite par ces vagues pendant 6 heures et demi en présence d'un vent de Sud ayant une vitesse de 10.2 m.s<sup>-1</sup>. Ensuite, en gardant les mêmes conditions de houle, nous avons appliqué sur le résultat obtenu un vent de Nord-Ouest soufflant à 7.7 m.s<sup>-1</sup> pendant six autres heures.

La bathymétrie utilisée ayant été acquise plusieurs mois avant les mesures, le point du MNT qui correspond aux coordonnées de l'ADV dans la réalité se trouve à une profondeur de 1.45 m alors que l'appareil a été mouillé dans 1.7 m d'eau (figure IV.5).

Afin d'éviter des effets de bord, nous avons d'abord calculé les forçages sur un domaine extrapolé plus large que le MNT acquis. Les forçages ont ensuite été découpés sur le domaine visible figure IV.5 où les effets sur les bords ne sont plus susceptibles d'influencer la circulation modélisée.

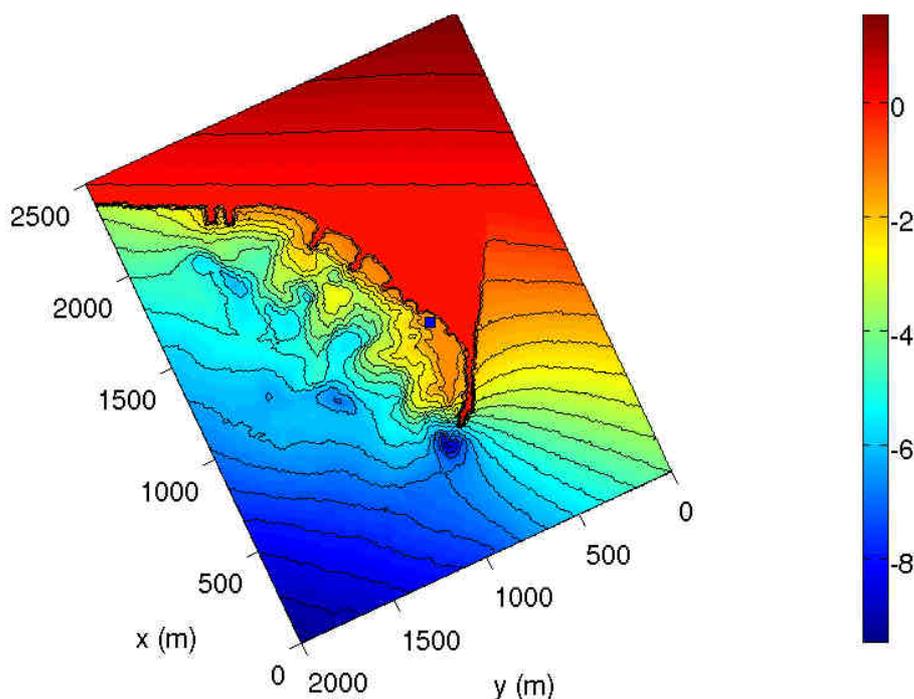


FIG. IV.5 – Bathymétrie du MNT choisi pour la modélisation et localisation du point (carré bleu) correspondant à la position de l'ADV utilisé pour les mesures de vitesse et de pression. Le Nord est orienté vers le haut sur la figure.

### IV.1.2.a Résultats de la modélisation de la houle

Le champ de houle obtenu sur le domaine est présenté figure IV.6. Entre les digues de l'Ardaillon à gauche et la digue de l'Hérault à droite, le champ de houle est fortement hétérogène. On observe en particulier quatre bandes de réfraction qui correspondent à la position des bancs de sable perpendiculaires à la plage visibles sur la figure I.22. Ces franges sont espacées par des zones de faible amplitude de la houle.

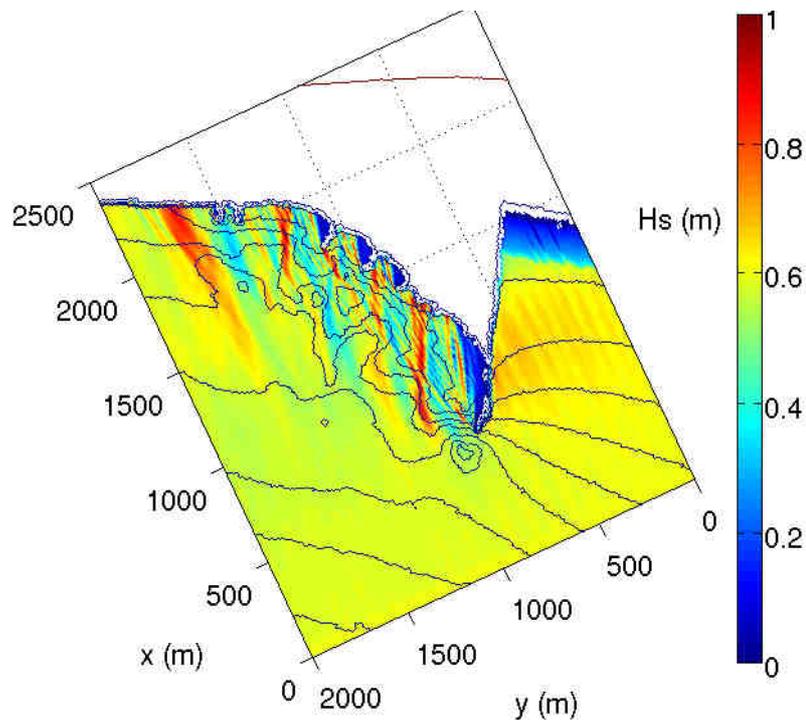


FIG. IV.6 – Champ de houle calculé par REF/DIF sur le site de la Tamarissière et contours de la bathymétrie.  $H_s = 0.6 \text{ m}$ .  $T = 6 \text{ s}$ .  $\theta = 155^\circ N$

Dans une zone où les hauteurs de houle sont aussi hétérogènes, les résultats mesurés en un point peuvent être très dépendant de la position de ce point. Par exemple la circulation sera orientée différemment selon que l'on se trouve sur une zone de forte houle où pas. La figure IV.7 témoigne de cette sensibilité à la position du point choisi. Avec seulement  $10^\circ$  de différence dans l'orientation de la houle au large, le point correspondant à l'emplacement de l'ADV peut se trouver sur une frange de réfraction de la houle ou se trouver dans une zone de faible agitation.

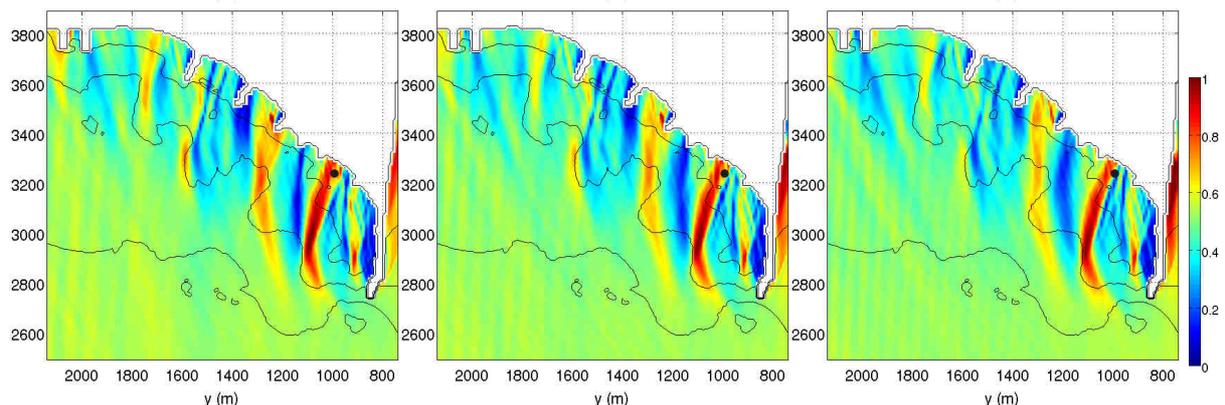


FIG. IV.7 – Illustration de la sensibilité des données à la position du point de mesure (en noir). Champs de houle obtenus avec une hauteur de  $0.6 \text{ m}$  et une direction de la houle au large de  $20^\circ$  (à gauche),  $25^\circ$  (au centre) et  $30^\circ$  (à droite).

Comme nous n'avons pas de renseignements sur les forçages de la houle au large du site, nous ne pouvons qu'essayer de reproduire approximativement le champ de houle qui existait sur la plage de la Tamarissière le 4 Novembre 2005. D'une part, nous n'avons pas de précisions sur la valeur de l'angle d'incidence au large du site. D'autre part, cet angle d'incidence a évolué durant la période de mesure (la houle a tourné de Sud-Est à Sud lors de la renverse du vent), ce que nous ne pouvons pas reproduire.

#### IV.1.2.b Résultats de la modélisation du courant

La circulation résultant du champ de houle modélisé par REF/DIF est elle aussi hétérogène et est complexe sur l'ensemble du domaine de modélisation.

La figure IV.8 montre un instantané du champ de vitesse près de la côte à 0.7 m de profondeur. On y observe de nombreuses bandes de circulation où la vitesse peut atteindre  $1 \text{ m.s}^{-1}$  qui alternent avec des zones de calme où la vitesse ne dépasse pas  $0.3 \text{ m.s}^{-1}$ . Un courant de dérive est dirigé du Sud-Est vers le Nord-Ouest au niveau de la côte et plus au large et des contre circulations existent. Enfin, les courants à la côte semblent fortement perturbés par les épis qui sont capables de créer des tourbillons.

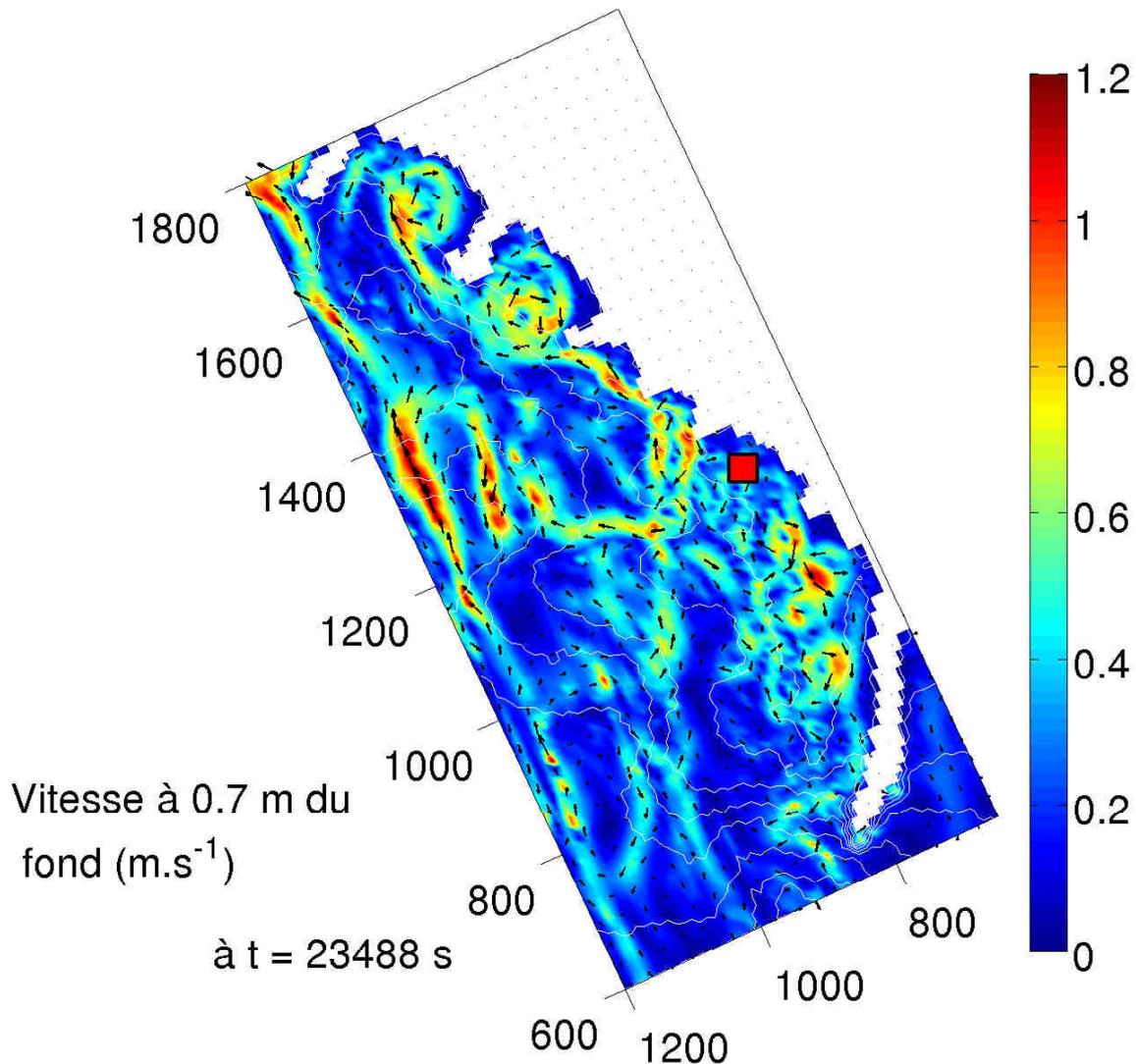


FIG. IV.8 – Champ des vitesses modélisées par SHORECIRC sur le site de la Tamarissière à 0.7 m de profondeur et contours de la bathymétrie. Le carré rouge indique la position de l'ADV.  $H_s = 0.6 \text{ m}$ .  $T = 6 \text{ s}$ .  $\theta = 155^\circ N$ .

La figure IV.9 est une carte de la circulation modélisée entre les deux épis où se trouve l'ADV utilisé pour les mesures. Cette carte montre que la vitesse du courant au voisinage de l'ADV est à la fois peu intense et variable en direction. Les résultats extraits dans cette zone dépendent donc fortement de la position du point choisi pour comparer la modélisation à la mesure.

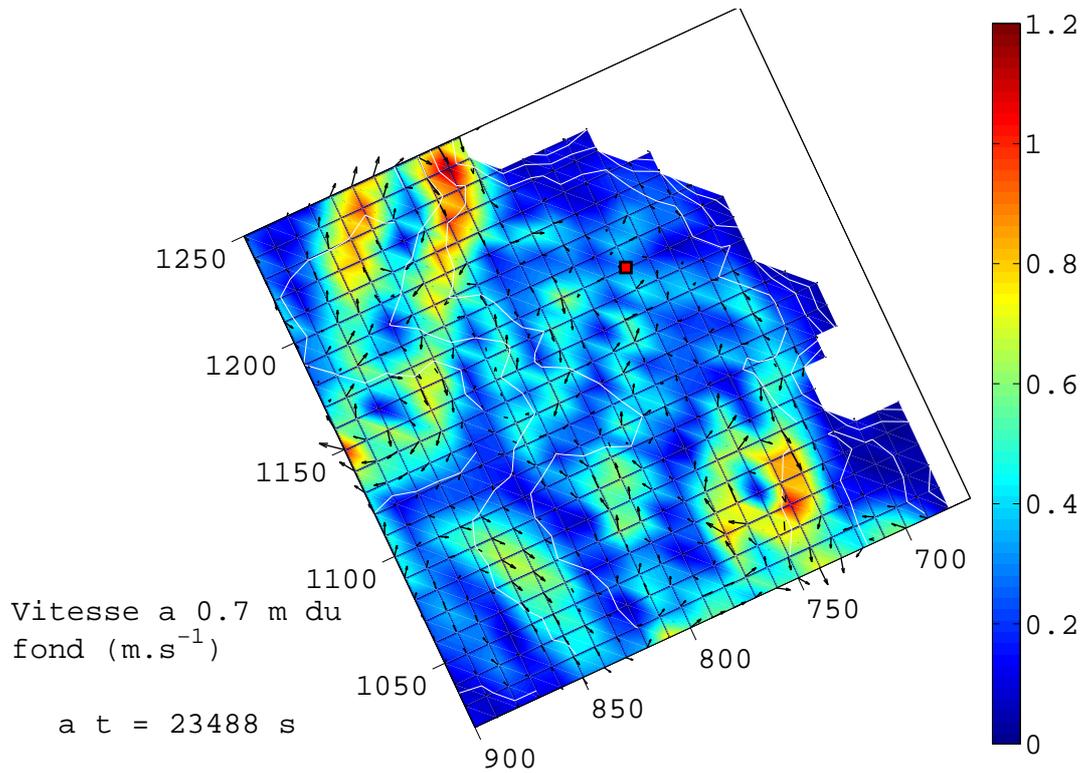


FIG. IV.9 – Champ des vitesses modélisées par SHORECIRC au voisinage de l'ADV à 0.7 m de profondeur et contours de la bathymétrie. Le carré rouge indique la position de l'ADV.  $H_s = 0.6 m$ .  $T = 6 s$ .  $\theta = 155^\circ N$

La figure IV.10 montre l'évolution des vitesses simulées par SHORECIRC à 0.7 m du fond au niveau du point correspondant à la position de l'ADV visible figure IV.5. La simulation des conditions observées est séparée en deux parties : la figure de gauche montre le début de la modélisation où en supplément du forçage par une houle de 0.6 m, un vent de Sud d'une intensité de  $10.2 m.s^{-1}$  a été simulé sur le domaine pendant six heures et demi. Ensuite (figure de droite), la simulation a porté sur la modélisation des six heures et demi suivantes en incluant cette fois un vent de Nord-Ouest de  $7.7 m.s^{-1}$ . Les courbes visibles sur la figure IV.10 ont été lissées par moyenne glissante à l'échelle de la demi heure afin d'être directement comparables au résultats de la figure IV.3.

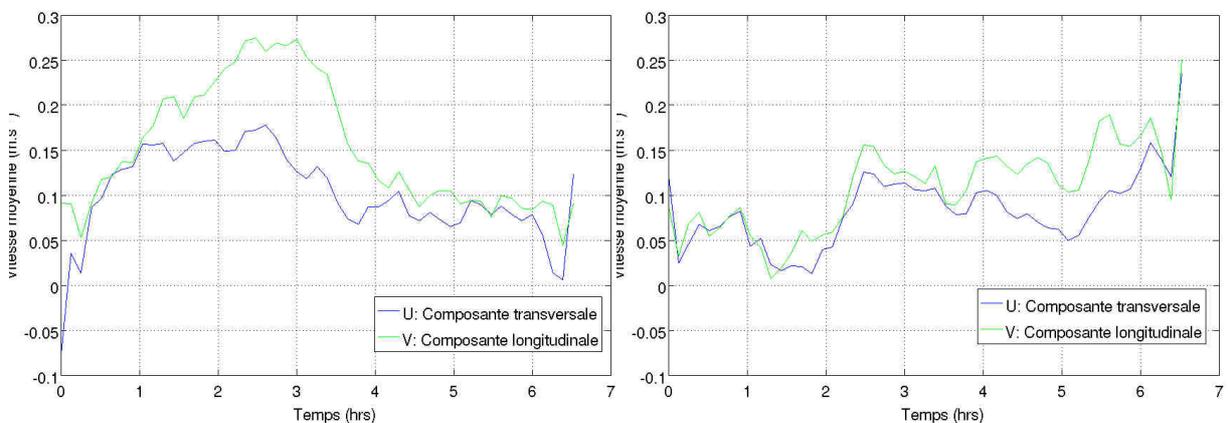


FIG. IV.10 – Composantes de la vitesse calculées par SHORECIRC sur la position de l'ADV à 0.7 m du fond. Sur les deux figures, la circulation est forcée par une houle de hauteur 0.6 m. La simulation commence à gauche avec un vent de Sud de  $10.2 m.s^{-1}$  puis se poursuit à droite avec un vent de Nord-Ouest de  $7.7 m.s^{-1}$ .

Sur la figure IV.3 le début des mesures correspond au moment où le vent a tourné du Sud-Est vers le Nord-Ouest. L'image de gauche sur la figure IV.10 témoigne de l'établissement d'une circulation par une houle et un vent de Sud-Est. Il faut quatre heures à la circulation pour devenir quasi-stationnaire sur le point étudié. La composante transversale de la vitesse simulée est positive et son intensité ne dépasse pas  $0.15 \text{ m.s}^{-1}$ . La composante longitudinale de la vitesse simulée est positive (dirigée vers le Nord-Ouest) et passe par un maximum à  $0.3 \text{ m.s}^{-1}$  en régime transitoire avant de se stabiliser autour de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ .

L'image de droite sur la figure IV.10 correspond au moment où la direction du vent passe de Sud-Est à Nord-Est. Elle est directement comparable aux mesures sur la figure IV.3. On observe que les composantes longitudinale et transversale de la vitesse sont de même intensité en première moitié de simulation (direction vers le Nord-Est) tandis que dans les dernières heures la composante longitudinale devient plus forte. Les intensités restent cependant faibles aux environs de  $-0.1 \text{ m.s}^{-1}$ .

La figure IV.3 et l'image de droite sur la figure IV.10 ont été regroupées sur la figure IV.11. Les ordres de grandeurs des vitesses simulées, très faibles (de l'ordre de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ ), sont globalement en accord avec les ordres de grandeur des vitesses mesurées.

Au niveau des directions la vitesse transversale modélisée est positive tout comme la vitesse transversale mesurée lors de son pic d'intensité vers 1h30 sur le graphique.

Par contre, au niveau de la composante longitudinale, vitesse mesurée et vitesse modélisée affichent des directions constamment opposées.

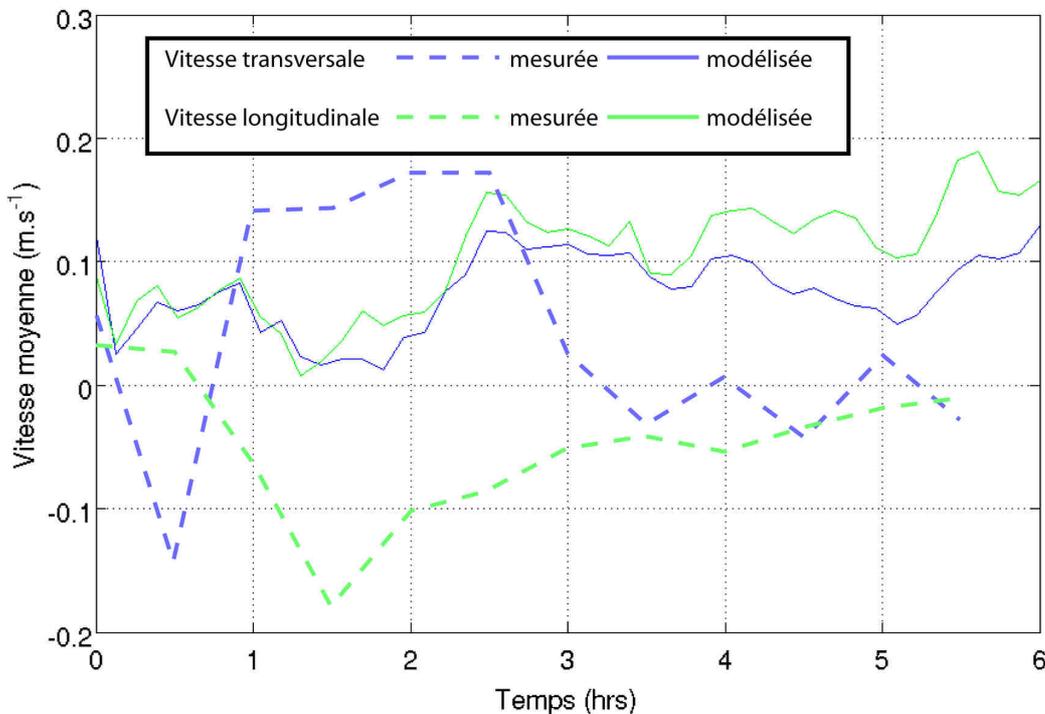


FIG. IV.11 – Evolution de la vitesse moyenne sur la position de l'ADV sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005 à  $0.7m$  du fond. En pointillés : vitesse mesurée par l'ADV moyennée sur chaque rafale. En traits pleins : vitesse modélisée par SHORECIRC lissée à l'échelle de la demi heure. La composante transversale est en bleu et la composante longitudinale est en vert.

### IV.1.2.c Résultats de la modélisation de l'élévation de la surface

La figure IV.12 montre l'évolution de l'élévation de la surface simulée durant les deux périodes de vent différentes. Au démarrage de la simulation (figure IV.12 à gauche), l'élévation de la surface diminue de  $0.05\text{ m}$  puis augmente au bout de quatre heures lorsque les vitesses deviennent quasi-stationnaires. Cette augmentation est cohérente avec l'accumulation d'eau contre la côte provoquée par le vent de Sud-Est durant cette simulation.

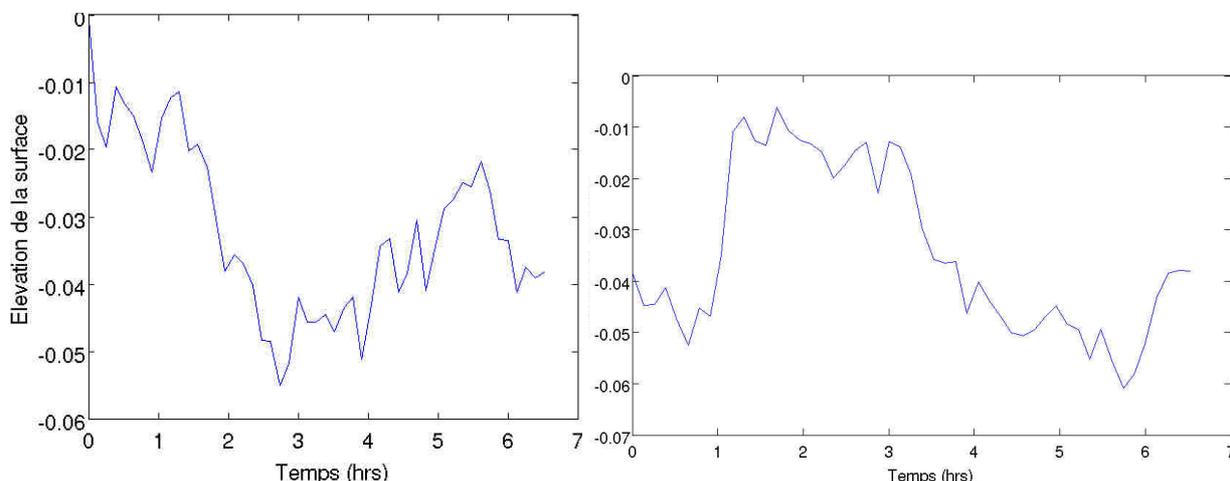


FIG. IV.12 – Evolution de l'élévation de la surface libre par rapport au niveau de la mer initial calculée par SHORECIRC à l'emplacement de l'ADV avec un vent de Sud de  $10.2\text{ m.s}^{-1}$  (à gauche) puis par un vent de Nord-Ouest de  $7.7\text{ m.s}^{-1}$  (à droite). La houle utilisée a une hauteur de  $0.6\text{ m}$ .

Sur la figure IV.12 à droite, le vent souffle du Nord-Ouest et les résultats peuvent être directement comparés à la figure IV.4. Dans la donnée mesurée comme dans la simulation, la renverse du vent a pour effet immédiat de faire augmenter l'élévation de la surface. En l'espace d'une heure, cette élévation est d'environ  $0.04\text{ m}$  dans le modèle et de  $0.10\text{ m}$  dans les mesures. Ensuite, après un plateau de trois heures, le vent chasse l'eau vers le large et le niveau de l'eau décroît encore d'environ  $0.05\text{ m}$  dans la mesure et la modélisation. Le niveau de l'eau remonte à la fin des mesures et de la simulation. Compte tenu des nombreuses approximations utilisées pour la simulation, la modélisation de l'élévation de la surface par SHORECIRC est cohérente.

Afin de séparer la variation de la surface de l'eau due aux vagues de celle due au vent nous avons refait tourner le modèle avec une houle de hauteur  $0.6\text{ m}$  pendant 13 heures sans inclure de vent cette fois.

La figure IV.13 montre les résultats obtenus pour les composantes de la vitesse dans cette configuration. Les vitesses semblent atteindre un régime quasi-stationnaire dès 3 heures de simulations.

On y voit que les valeurs évoluent peu, les composantes de la vitesse restent constamment positives et oscillent autour de  $0.1\text{ m.s}^{-1}$  pendant les 13 heures de simulations.

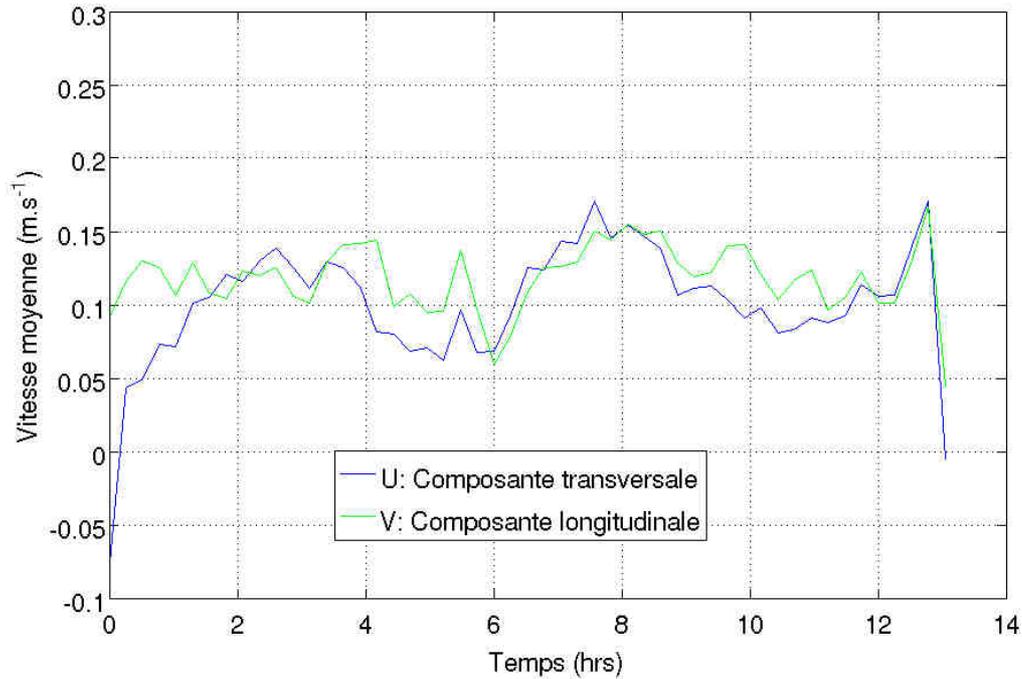


FIG. IV.13 – Evolution des composantes de la vitesse calculées par SHORECIRC sur la position de l'ADV à 0.7 m du fond pendant 13 heures avec une houle de hauteur 0.6 m et en l'absence de vent.

En ce qui concerne l'élévation de la surface, la figure IV.14 reproduit la baisse du niveau de 0.05 m due au démarrage de la simulation observée précédemment. Néanmoins, dès deux heures de simulations, lorsque le régime quasi-stationnaire des vitesses est atteint, l'élévation de la surface n'évolue plus. Sa valeur reste autour de -0.05 m.

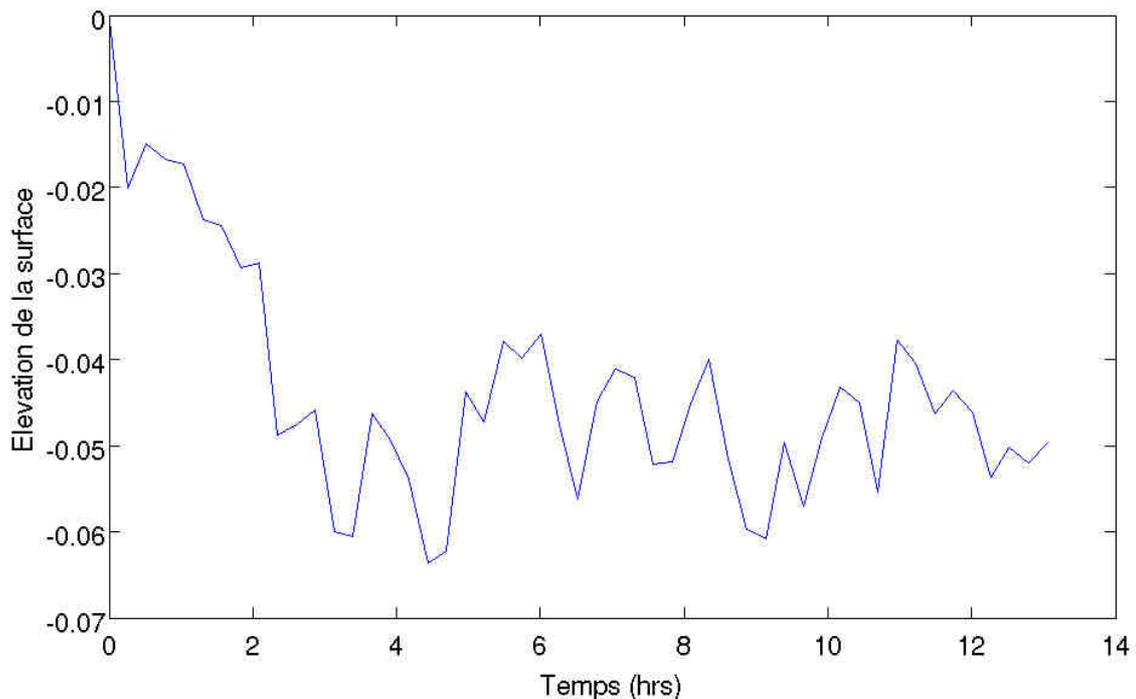


FIG. IV.14 – Evolution de l'élévation de la surface libre par rapport au niveau de la mer initial calculée par SHORECIRC à l'emplacement de l'ADV durant 13 heures en l'absence de vent. La houle utilisée a une hauteur de 0.6 m.

La comparaison des résultats des deux simulations (avec et sans vent) montre que le vent est responsable de la variation du niveau de la mer qui a été observée durant les mesures. Ce résultat témoigne de l'importance de la prise en compte des vents par SHORECIRC comme forçages de la circulation. Compte tenu de la taille du domaine de modélisation utilisé, les variations du niveau de la mer mesurées sont sous estimées dans le modèle comme cela est expliqué dans la section II.2.3.b.

#### IV.1.2.d Incertitudes liées à la variation verticale des vitesses

Lorsque le profil vertical de la vitesse varie fortement avec la profondeur, la position d'un appareil de mesure dans la colonne d'eau peut être une source d'erreur. Le profil vertical modélisé de la vitesse par SHORECIRC au point de mesure est représenté figure IV.15.

Ici, les vitesses modélisées ne sont pas uniformes sur la verticale mais gardent les mêmes orientations. La composante longitudinale de la vitesse modélisée évolue entre  $0.09 \text{ m.s}^{-1}$  en surface et  $0.16 \text{ m.s}^{-1}$  sur le fond. L'amplitude de la composante transversale de la vitesse est plus faible (environ  $0.05 \text{ m.s}^{-1}$ ) et varie moins avec la profondeur. Même si le profil de vitesse varie peu selon la verticale comme ici, selon les cas, la profondeur à laquelle on observe des résultats de simulation pour comparaison avec des données mesurées peut être aussi une source d'erreur.

De plus, dans notre cas, la mesure a eu lieu à  $0.7 \text{ m}$  du fond dans une profondeur de  $1.8 \text{ m}$  tandis que les résultats des simulations ont été obtenus à  $0.7 \text{ m}$  du fond sur une maille profonde de  $1.45 \text{ m}$ . Ces différences (dues au décalage temporel entre l'acquisition de la bathymétrie et des mesures) ajoutent une source d'incertitude supplémentaire sur les résultats.

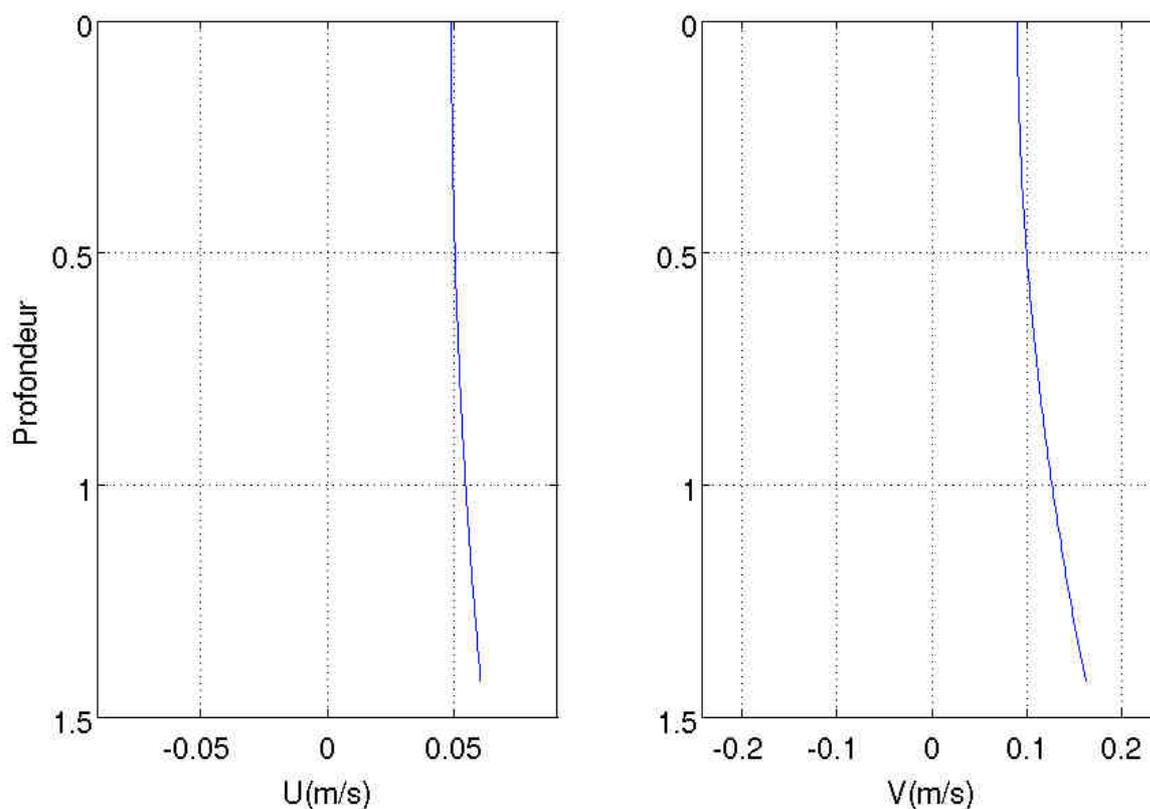


FIG. IV.15 – Profil vertical instantané de la vitesse à l'emplacement de l'ADV par une houle de  $0.6 \text{ m}$  et un vent de sud de  $10.2 \text{ m.s}^{-1}$  modélisé par SHORECIRC au bout de 5 heures d'évolution simulée.

### IV.1.3 Conclusion

Les mesures visant à valider le modèle ont eu lieu très près du bord. Les forçages enregistrés sont restés très faibles durant toute la campagne de mesure. Lorsque la houle a été la plus forte le 4 Novembre 2005, l'un des deux ADV n'a pas fonctionné. L'ADV restant ayant été positionné sur une bande potentielle de réfraction de la houle. La donnée mesurée était donc difficilement représentative de toute la zone. De plus la morphologie du site entre l'acquisition du MNT pour la modélisation et la campagne mesure a évolué.

Malgré ces difficultés et en l'absence de mesure des forçages au large du site, l'intensité des vitesses mesurées et les variations du niveau de l'eau dues à la renverse des vents ont pu être approchées qualitativement.

Une mesure des forçages (houle et vents) détaillée, une bathymétrie correspondant à l'état de la plage lors des mesures et une calibration des paramètres du modèle permettraient d'améliorer ces résultats. Il faut aussi noter que dans la zone de mesure visible figure IV.1, l'ADV se trouvait au voisinage direct du trait de côte. Or, la réflexion, qui n'est pas prise en compte par le modèle, a pu jouer un rôle non négligeable sur la circulation (un ressac ou *backwash* a été observé dans cette zone pendant la période de mesure).

Les résultats présentés dans cette section montrent que grâce aux modifications apportées, SHORECIRC est désormais capable de modéliser la circulation sur des domaines complexes réalistes comportant un trait de côte irrégulier comme le site de la Tamarissière. Néanmoins, la campagne de mesure effectuée s'est révélée insuffisante pour valider quantitativement le modèle. D'autres travaux sont nécessaires afin de valider le modèle avec des données significatives et des forçages plus efficaces. Une telle validation est présentée dans la suite de ce chapitre.

## IV.2 Comparaison des résultats de la version modifiée du modèle SHORECIRC avec des données mesurées sur une plage à bathymétrie simple : Sète

La campagne de mesure qui s'est déroulée à la Tamarissière du 3 au 5 novembre 2005 n'a pas enregistré d'évènement de tempête permettant une comparaison des données satisfaisante avec la modélisation (section IV.1). Afin de valider SHORECIRC avec des données in-situ en Languedoc-Roussillon, nous avons utilisé une campagne de mesure ayant eu lieu sur le site de Sète et durant laquelle des évènements de tempêtes ( $H \geq 1 m$ ) ont été enregistrés.

La campagne en question a été réalisée par Certain [1999] entre le 6 et le 31 Janvier 1999 et a permis l'enregistrement de données de courants lors du passage d'une houle de hauteur significative au large supérieure à 2.5  $m$ .

Contrairement à la plage de la Tamarissière, la plage de Sète est une plage à barres rectilignes (figure I.25). Or, Svendsen *et al.* [1997] et Van Dongeren *et al.* [2003] ont déjà validé le modèle SHORECIRC sur des plages à barres rectilignes.

Par conséquent, le but de la présente comparaison ne porte que sur deux points :

- vérifier que les modifications apportées au modèle n'ont pas altéré son fonctionnement d'origine ;
- valider le modèle sur des données mesurées sur une plage du Languedoc Roussillon lors de conditions de tempête.

### IV.2.1 Présentation des données mesurées par Certain [1999]

Plusieurs coups de mer ont été enregistrés entre le 6 et le 31 Janvier 1999 ; nous nous sommes uniquement intéressés à l'épisode le plus intense (zone grisée sur la figure IV.16). Il s'agit de l'arrivée d'une dépression générant un fort vent de mer (jusqu'à 14  $m.s^{-1}$  avec une direction de  $145^\circ N$ ) et une houle de Sud-Sud-Est (environ  $160^\circ N$ ) dont le pic de hauteur significative a atteint 2.75  $m$  dans la nuit du 17 Janvier.

Cette tempête a été choisie pour son intensité, mais aussi pour sa facilité à être modélisée. En effet, la tempête survient alors que le plan d'eau était calme et qu'il n'y avait pas de vent durant les deux jours de mesure précédant son arrivée. L'établissement d'une circulation sur un plan d'eau initialement au repos à partir d'une houle monochromatique est donc pertinent.

Lors de la tempête, une station météo a mesuré les caractéristiques du vent sur le site. Dans l'eau, des appareils ont été positionnés dans la fosse interne à 1.7  $m$  de profondeur, dans la fosse externe à 4.3  $m$  de profondeur et sur le glaciais à une profondeur de 6  $m$  (voir les points noirs sur la figure I.25). Ces courantomètres/houlographes de type ADV mesurent le courant à 0.73  $m$  au dessus du fond dans la colonne d'eau.

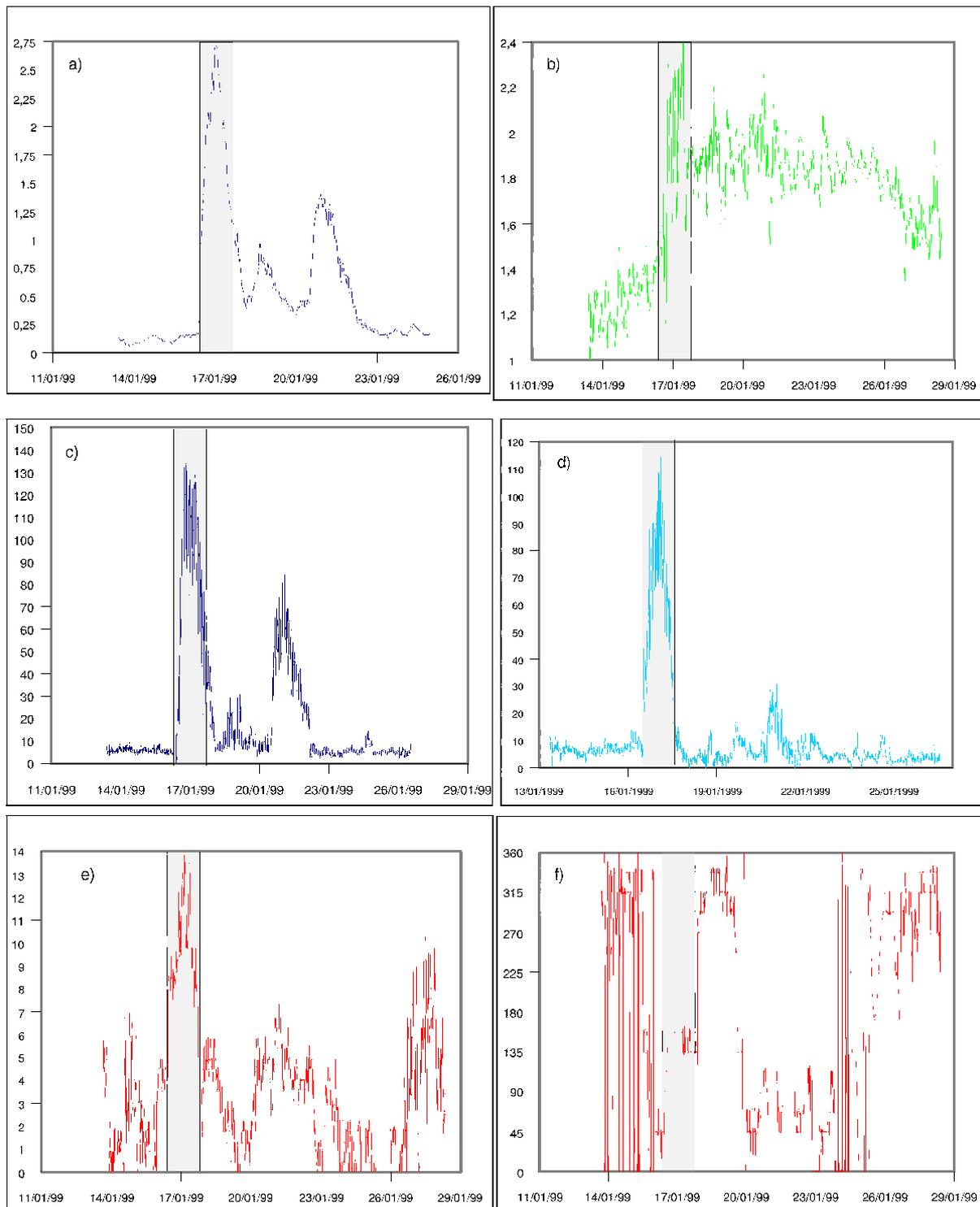


FIG. IV.16 – Données relevées lors de la campagne de mesure à Sète du 6 au 31 Janvier 1999. *a)* Hauteur significative de la houle sur le glacis ( $m$ ). *b)* Variations de la hauteur d'eau au dessus de la fosse interne ( $m$ ). *c)* Vitesse du courant moyen dans la fosse interne ( $cm.s^{-1}$ ). *d)* Vitesse du courant moyen dans la fosse externe ( $cm.s^{-1}$ ). *e)* Vitesse du vent ( $m.s^{-1}$ ). *f)* Direction du vent ( $^{\circ}$ ). La zone encadrée correspond à la durée du plus fort coup de mer enregistré durant la nuit du 17 Janvier.

Nous avons cherché à reproduire par la modélisation le courant moyen mesuré dans les fosses lorsque la houle arrivant à la côte était la plus forte. Les fourchettes de direction et d'intensité des courants mesurés lors du pic de la tempête sont données dans le tableau IV.1. La surcote enregistrée au niveau de la fosse interne, c'est à dire à une dizaine de mètres du bord, est de  $0.7\text{ m}$ .

Localisation	Fosse interne	Fosse externe
Intensité ( $m.s^{-1}$ )	0.85 – 1.2	0.7 – 1
Direction ( $^{\circ}N$ )	50 – 75	50 – 65
Surcote ( $m$ )	0.7	

TAB. IV.1 – Intensité et direction des vitesses enregistrées à  $0.73\text{ m}$  du fond dans les fosses interne et externe lors de la tempête du 17 Janvier. Élévation moyenne du niveau de la mer enregistrée dans la fosse interne durant la tempête.

## IV.2.2 Descriptif de la simulation de la tempête observée à Sète le 17 Janvier 1999

### IV.2.2.a Choix du domaine de modélisation

Le domaine de modélisation choisi consiste en l'extrapolation en 3 dimensions d'un profil bathymétrique acquis 3 jours avant la tempête et passant par les positions des instruments de mesure (figure I.25). Bien que le site de Sète soit considéré comme une plage à barre rectiligne, le passage d'une bathymétrie réaliste à une bathymétrie strictement uniforme dans le sens longitudinal constitue une forte approximation. Cette approximation apporte deux avantages :

- l'utilisation de frontières latérales de type périodique est possible et permet d'utiliser un domaine de modélisation de faible largeur, accélérant ainsi la vitesse de calcul ;
- l'uniformité du domaine permet de ne pas avoir à utiliser le protocole de traitement du champ de houle décrit en section II.3.1. Comme ce traitement implique des choix de la part de l'utilisateur, nous ne nous en servons pas dans le cadre de cette validation afin de ne pas influencer les résultats.

La houle est appliquée au large du domaine dans une profondeur de  $7\text{ m}$ , correspondant à la profondeur de fermeture sur le site d'après Certain [2002], et se propage sur plus de  $650\text{ m}$ . La résolution spatiale du domaine est  $\Delta x = \Delta y = 5\text{ m}$ .

### IV.2.2.b Choix des paramètres de modélisation

Nous n'avons pas cherché à agir sur les paramètres de SHORECIRC afin d'améliorer les résultats, la comparaison s'est donc faite avec la configuration par défaut du modèle. Par exemple, nous avons gardé le même critère de déferlement choisi dans cette thèse ( $H/h = 0.78$ ), même si Certain *et al.* [2005] l'estiment à 0.4 sur le site.

La houle monochromatique simulée a les propriétés suivantes :  $H = 2.7\text{ m}$ ,  $T = 7.5\text{ s}$ ,  $\theta = 25^{\circ}$  (soit  $160^{\circ}N$ ). En même temps un vent de direction  $145^{\circ}N$  et soufflant à  $11\text{ m.s}^{-1}$  a été utilisé.

### IV.2.2.c Résultats de la simulation d'une tempête sur le site de Sète avec SHORECIRC

En moins d'une heure de temps simulé, l'état quasi-stationnaire est atteint. Lors de sa propagation, la houle déferle une première fois sur la barre externe, puis se reforme pour déferler à nouveau sur la barre interne. Un courant de dérive dirigé vers le Nord-Est s'établit entre la première ligne de déferlement de la houle et le rivage. Ce courant est le plus intense ( $\geq 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) sur les crêtes des barres, c'est à dire dans la zone de déferlement, et est plus faible au niveau des fosses des barres (figure IV.17).

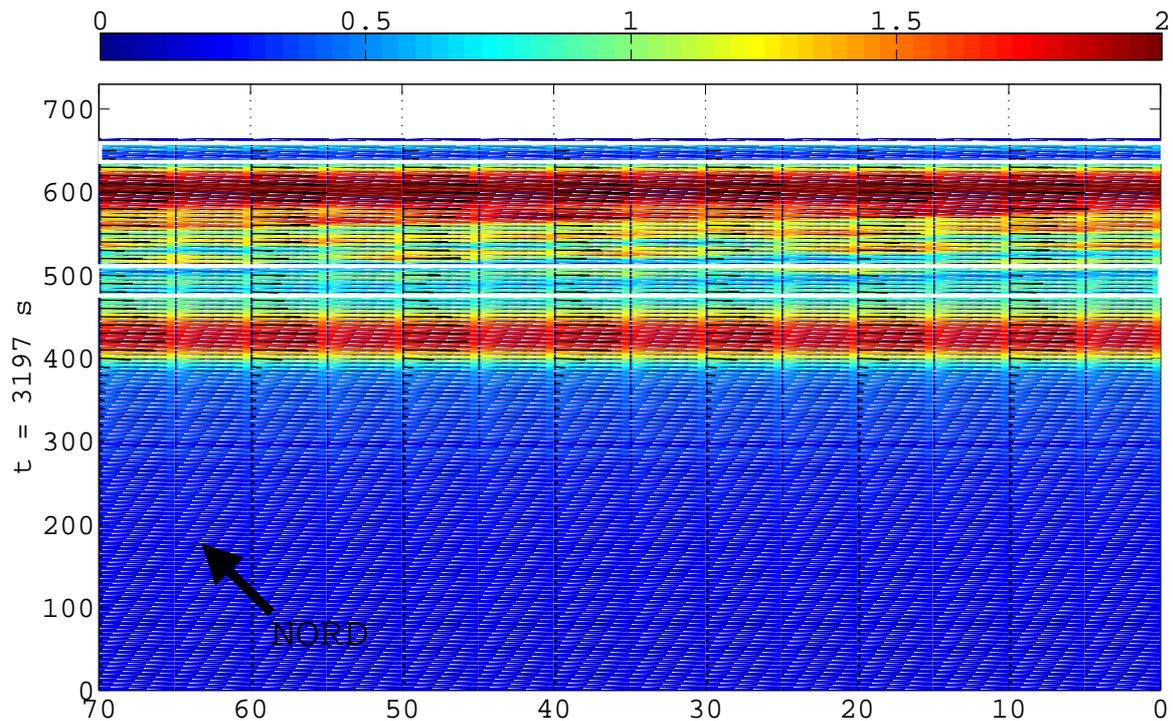


FIG. IV.17 – Carte de la vitesse modélisée par SHORECIRC à  $0.73 \text{ m}$  du fond selon les conditions de la tempête du 17 Janvier 1999. Les zones correspondant aux fosses interne et externe sont encadrées en blanc.

Au niveau de la position des capteurs situés dans les fosses, les vitesses moyennes modélisées à  $0.73 \text{ m}$  du fond et la surcote ont les propriétés données dans le tableau IV.2.

Localisation	Fosse interne	Fosse externe
Intensité ( $\text{m.s}^{-1}$ )	0.65	0.85
Direction ( $^{\circ}\text{N}$ )	46	51
Surcote ( $\text{m}$ )	0.5	

TAB. IV.2 – Intensité et direction des vitesses modélisées par SHORECIRC à  $0.73 \text{ m}$  du fond dans les fosses interne et externe selon les conditions de la tempête du 17 Janvier 1999. Élévation du niveau de la mer modélisée dans la fosse interne durant la tempête.

La figure IV.18 permet de comparer les vitesses mesurées et les vitesses modélisées au niveau des capteurs situés dans les fosses. Les flèches en pointillés correspondent aux vitesses mesurées moyennes et les zones grisées indiquent la fourchette d'intensités et de directions mesurées. Les flèches noires correspondent aux vitesses modélisées par SHORECIRC au niveau des capteurs à  $0.73 \text{ m}$  au dessus du fond.

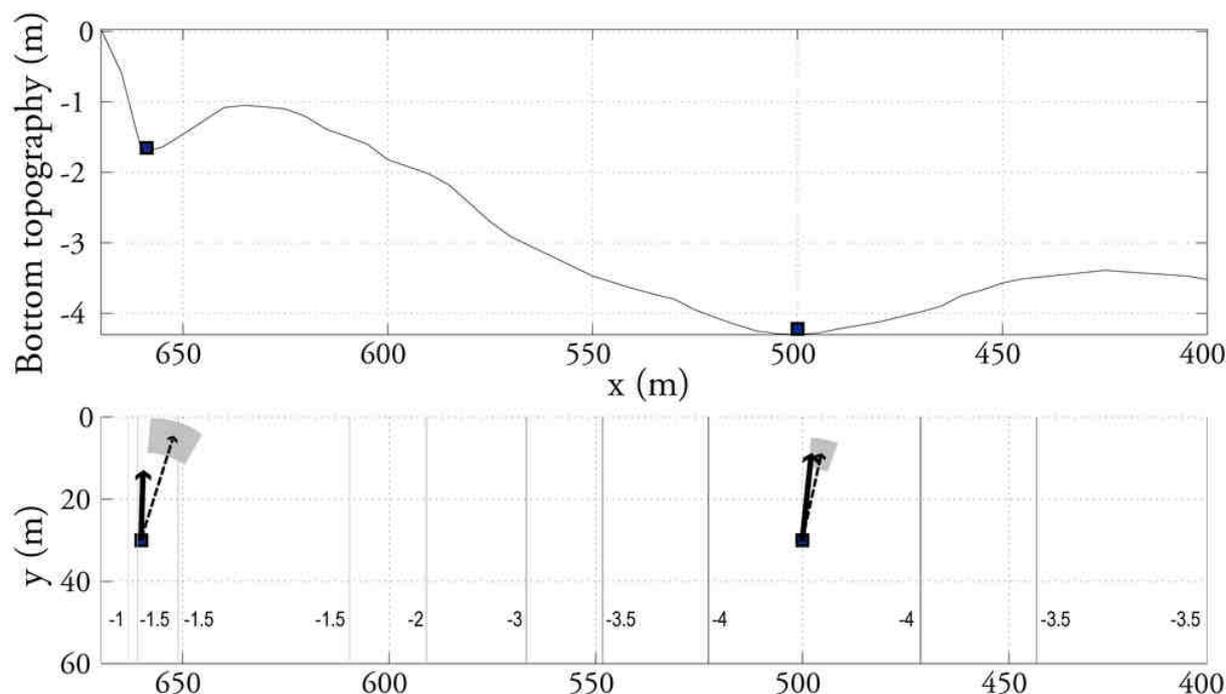


FIG. IV.18 – En haut : profil bathymétrique du site de Sète et position des appareils de mesure situés dans les fosses. En bas : Comparaison entre vitesses moyennes mesurées (flèches en pointillés : valeur moyenne; zones grisées : écart type) et modélisées à l'état stationnaire (flèches noires) au niveau des capteurs à  $0.73\text{ m}$  du fond. Les isobathes sont indiquées. La résolution spatiale du domaine de modélisation est de  $5\text{ m}$ .

Au niveau du capteur de la fosse externe, la vitesse modélisée est en accord avec les observations.

Dans la fosse interne, le modèle ne reproduit pas exactement l'intensité des vitesses mesurées.

Dans les deux cas, la direction des vitesses modélisées est faiblement dirigée vers le large et correspond aux vitesses observées dont la composante vers le large est la plus faible. En ce qui concerne la surcote, la valeur modélisée au niveau du capteur de la barre interne est de  $0.5\text{ m}$ . Il manque donc  $0.2\text{ m}$  pour pouvoir reproduire l'élévation observée.

### IV.2.3 Discussion des résultats

En ce qui concerne les vitesses, les résultats fournis par SHORECIRC dans la fosse externe sont satisfaisants. Le biais en intensité observé dans la fosse interne provient de la résolution spatiale choisie pour la simulation. En effet, avec la résolution de  $5\text{ m}$  utilisée le point du domaine correspondant à la position du capteur dans la fosse ne se trouve qu'à 2 mailles de la frontière terre/mer du modèle car la fosse est située à une dizaine de mètres du trait de côte. Le domaine correspondant au système interne n'est alors pas assez détaillé spatialement pour rendre compte de la circulation dans la fosse.

En passant à une résolution de  $2\text{ m}$  ce problème est résolu et la vitesse modélisée dans la fosse interne atteint une intensité de  $0.9\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  en moyenne sans changer de direction. Cette valeur est comprise dans la fourchette des intensités mesurées (tableau IV.1). En contrepartie une résolution de  $2\text{ m}$  amplifie les instabilités numériques dues à l'incidence de la houle dans le domaine en l'absence de traitement (figure IV.19). Ces instabilités peuvent être enlevées avec le traitement vu en section II.3.1.

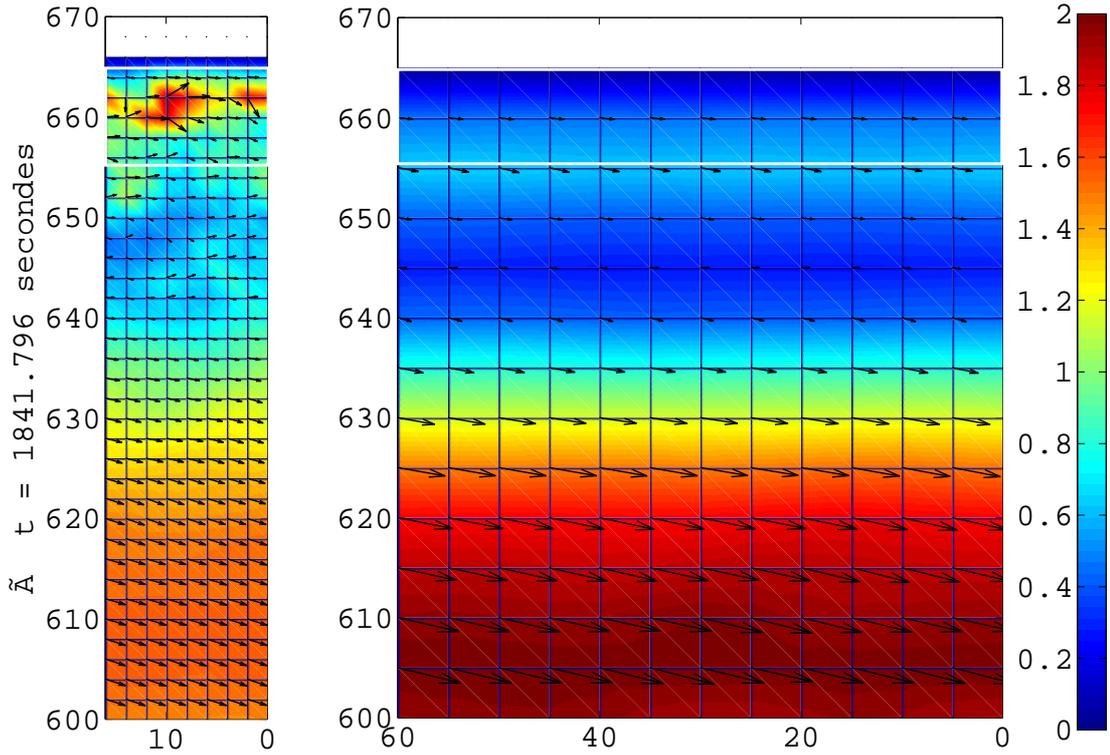


FIG. IV.19 – Cartes de la vitesse modélisée par SHORECIRC à 0.73 m du fond selon les conditions de la tempête du 17 Janvier 1999 au bout de 30 minutes de temps simulé avec une résolution spatiale de 2 m (à gauche) et 5 m (à droite). La zone encadrée en blanc indique la fosse interne.

L'élévation du niveau de la mer modélisée au niveau de la fosse est de 0.5 m que la prise en compte du vent soit activée ou non dans le modèle, et ce même pour de longues durées (18 h) de simulation. Le modèle n'a donc pas pris en compte l'élévation potentielle du niveau de la mer due au vent.

Nous avons utilisée une formule analytique simple de calcul de la surcote créée par un vent de mer (équation (IV.1), d'après Csanady [1982]) afin de voir quelle est la contribution du vent à l'élévation du niveau de la mer lors de la tempête du 17 Janvier 1999.

$$\zeta = \frac{\tau_{\alpha}^S}{C f_{coriolis}} \exp \frac{x}{R} \quad (IV.1)$$

$x$  est la distance à la côte,  $f_{coriolis}$  est le paramètre de Coriolis,  $\tau_{\alpha}^S$  est défini par l'équation (II.74) et  $R$  est le rayon de Rossby :

$$R = \sqrt{\frac{gh}{f_{coriolis}}} \quad (IV.2)$$

L'équation (IV.1) montre que pour un vent de mer de 11 m.s<sup>-1</sup> et un coefficient de traînée à la surface de l'eau égal à 2.5 \* 10<sup>-3</sup>, la surcote obtenue à 10 m du bord dans une profondeur de 1.7 m est de 0.18 m. Cette valeur ajouté à la surcote calculée par SHORECIRC permet d'atteindre la surcote mesurée de 0.7 m. Nous en concluons que le modèle a correctement modélisé la surcote due à la houle mais n'a pas pris en compte la contribution du vent. Ce défaut n'est pas surprenant compte tenu de la taille du domaine de modélisation utilisé (700 \* 60 m). Comme cela a été discuté en section II.2.3.b, une faible étendue du domaine de modélisation ne permet pas une prise en compte correcte des effets du vent.

## IV.2.4 Conclusion

Le modèle SHORECIRC a simulé l'arrivée d'un coup de mer réaliste (vent et houle) sur une bathymétrie idéalisée de la plage de Sète afin de comparer les résultats avec des données enregistrées par tempête lors d'une campagne de mesure. De nombreuses approximations ont dues être prises en compte :

- si la barre externe est restée stable pendant la campagne de mesure, la forme, le volume et la distance au rivage de la barre interne ont fortement variés [Certain, 1999]. La hauteur de l'appareil de mesure dans la colonne d'eau a donc varié en conséquence. On ne peut alors pas dire si le fait d'étudier les vitesses modélisées à  $0.73\text{ m}$  du fond est réellement pertinent ou pas. Par exemple, les vitesses modélisées par SHORECIRC au niveau de la fosse interne sont plus intenses près du fond et leur composante transversale peut atteindre  $0.2\text{ m.s}^{-1}$  vers le large, ce qui correspond aux valeurs du courant transversal enregistrées par le capteur ;
- le passage d'une bathymétrie réaliste à un domaine de modélisation uniforme dans le sens longitudinal uniformise aussi les courants longitudinaux pouvant être modélisés qui deviennent des courants bidimensionnels. Ceci peut expliquer le biais observé au niveau des directions qui sont dirigées plus vers le large dans les données mesurées. En effet, Certain [1999], en étudiant les différences de directions de courants données par deux capteurs situés longitudinalement dans les fosses lors de la campagne, indique que les appareils que nous avons utilisés se trouvaient au voisinage d'un courant d'arrachement. Ce courant d'arrachement ne pouvant pas être reproduit avec une bathymétrie uniforme dans le sens longitudinal, il est normal de trouver dans nos simulations des courants ayant une composante vers le large plus faible ;
- l'absence de traitement de la houle selon la section II.3.1 nous a empêché d'utiliser une résolution spatiale inférieure à  $5\text{ m}$ , ce qui n'était pas assez fin pour bien rendre compte de la dynamique dans le système interne. Le passage à une résolution plus fine, bien qu'instable numériquement a permis de modéliser des intensités de vitesses en accord avec les observations.

La comparaison des données observées et modélisées de vitesses lors d'une tempête permet de valider le modèle SHORECIRC sur un site réaliste du Languedoc Roussillon possédant une bathymétrie simple. Une résolution spatiale suffisamment fine du modèle est cependant nécessaire pour prendre en compte les phénomènes les plus localisés. SHORECIRC simule correctement l'élévation du niveau de la mer à la côte due à la houle. Par contre, le modèle ne parvient pas à prendre en compte la contribution du vent au phénomène de surcote à cause de la taille réduite du domaine de modélisation choisi.

### IV.3 Conclusion de la validation des outils numériques dans le cadre de l'étude des plages sableuses du Languedoc-Roussillon

Nous avons fait fonctionner SHORECIRC sur deux plages du Languedoc-Roussillon afin de comparer les résultats des simulations à des données mesurées. Comme les données mesurées sont ponctuelles dans la colonne d'eau, la comparaison est assurée grâce au caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC qui permet d'obtenir des valeurs de vitesses à la profondeur souhaitée.

Sur la plage de Sète dont le trait de côte est rectiligne, le modèle a pu reproduire les courants mesurés lors d'un coup de mer significatif (section IV.2). Le modèle a toutefois péché en ce qui concerne la prise en compte du vent et sa participation à l'élévation de la surface libre moyenne.

Enfin, la comparaison, bien que insuffisante, avec des données réalistes mais peu significatives en terme d'intensité sur le site complexe de la Tamarissière (section IV.1), affirme le potentiel de la version modifiée de SHORECIRC à pouvoir modéliser la circulation sur des bathymétries réalistes complexes.

Les modifications apportées à SHORECIRC nous ont permis d'obtenir un modèle de recherche (de part son caractère quasi-tridimensionnel) qui est désormais capable d'être exploité afin de fournir des informations sur la circulation dans des boîtes littorales réalistes au même titre que les modèles d'ingénierie.

# Chapitre V

## Application de SHORECIRC à la dynamique de la plage de Leucate

---

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la dynamique du site de Leucate présenté en section I.5.3.

Une campagne de mesures sur ce site a d'abord permis de comparer les données mesurées à des résultats de modélisation de SHORECIRC (section V.1).

Ensuite, le modèle SHORECIRC est utilisé afin d'étudier la dynamique générale du site de Leucate sous l'action de différents types de forçages (section V.2).

Nous présentons les différentes caractéristiques de la propagation de la houle et de la circulation sur le site. Puis, nous mettons en évidence l'importance d'un seuil de hauteur de la houle au large sur le fonctionnement hydrodynamique du site et la présence de courants d'arrachement en fonction des forçages.

Les résultats obtenus concernent principalement l'hydrodynamique du site, et, sont complémentaires de la thèse en cours de Ferrer [2009] qui porte sur la morphodynamique de la plage de Leucate. Nous introduisons des résultats préliminaires qui concernent la morphodynamique du site. Ces résultats ne sont pas définitifs et ont pu être modifiés par Ferrer [2009].

---

## Sommaire

---

<b>V.1 Comparaison des résultats de SHORECIRC aux données mesurées lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007 sur le site de Leucate</b>	<b>145</b>
V.1.1 Descriptif de la campagne de mesures sur la plage de Leucate	145
V.1.1.a Disposition des appareils de mesure	146
V.1.1.b Coups de mer observés	146
V.1.2 Données mesurées par les appareils lors des coups de mer	147
V.1.2.a Coup de mer du 22 Janvier 2007	147
V.1.2.b Coup de mer du 25 Janvier 2007	148
V.1.2.c Coup de mer du 30 Janvier 2007	149
V.1.3 Modélisation de la circulation induite par les coups de mer observés	150
V.1.3.a Coup de mer du 22 Janvier 2007	150
V.1.3.b Coup de mer du 25 Janvier 2007	152
V.1.3.c Coup de mer du 30 Janvier 2007	154
V.1.4 Comparaison des profils verticaux de la vitesse mesurés et modélisés	156
V.1.4.a Coup de mer du 22 Janvier 2007	156
V.1.4.b Coup de mer du 25 Janvier 2007	158
V.1.4.c Coup de mer du 30 Janvier 2007	160
V.1.5 Discussion de la comparaison entre données mesurées et modélisées lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007 sur le site de Leucate	160
<b>V.2 Etude de la dynamique de la plage de Leucate par modélisation numérique</b>	<b>164</b>
V.2.1 Etude de la propagation de la houle sur la plage de Leucate	166
V.2.1.a Caractéristiques de la propagation de la houle modélisée dans le domaine	166
V.2.1.b Sensibilité du champ de houle à la période de la houle au large	167
V.2.1.c Sensibilité du champ de houle à la hauteur de la houle au large	168
V.2.1.d Modélisation de la vitesse orbitale sur le fond due à la houle	171
V.2.1.e Conclusion	171
V.2.2 Etude de la dynamique de l'élévation moyenne de la surface libre sur la plage de Leucate	172
V.2.2.a Etude des cartes d'élévation moyenne du niveau de la mer	172
V.2.2.b Etude de profils transversaux de l'élévation moyenne de la surface libre	173
V.2.2.c Etude des extremums	176
V.2.2.d Conclusion	178
V.2.3 Etude de la dynamique de la circulation sur la plage de Leucate	179
V.2.3.a Sensibilité de la circulation modélisée aux paramètres de la houle	179
V.2.3.b Caractéristiques de la circulation sur le domaine de modélisation	184
V.2.3.c Conclusion	190

V.2.4	Modélisation des courants d'arrachement sur la plage de Leucate	193
V.2.4.a	Courants d'arrachement dans le système interne . . .	193
V.2.4.b	Courants d'arrachement dans le système externe . . .	197
V.2.4.c	Conclusion . . . . .	199
V.2.5	Interprétation morphodynamique . . . . .	201
V.2.5.a	La houle au large est inférieure à 4 <i>m</i> . . . . .	201
V.2.5.b	La houle au large est supérieure à 4 <i>m</i> . . . . .	202
V.2.6	Conclusion de l'étude de la dynamique de la plage de Leucate avec le modèle SHORECIRC . . . . .	204

---

## V.1 Comparaison des résultats de SHORECIRC aux données mesurées lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007 sur le site de Leucate

Dans le chapitre IV, les mesures acquises par les appareils de type ADV ne proviennent que d'un seul point dans la colonne d'eau. Dans le cadre de l'étude de la plage de Leucate, nous avons effectué une campagne de mesure à l'échelle d'une barre en feston en utilisant en plus des appareils de type ADCP. L'avantage des ADCP est de pouvoir acquérir des données sur une grande partie de la colonne d'eau qui se trouve au dessus de l'appareil. Cette caractéristique est particulièrement importante lorsqu'il s'agit de comparer ces données aux résultats d'un modèle quasi-tridimensionnel comme SHORECIRC qui peut fournir des profils verticaux de la vitesse.

Dans cette section, nous présentons les caractéristiques de la circulation mesurées lors des coups de mer les plus significatifs. Ensuite, nous essayons de reproduire numériquement les données mesurées en modélisant la circulation induite par ces coups de mer. Les données mesurées et les résultats de la modélisation sont alors comparés pour juger de la pertinence de l'application de SHORECIRC sur le site de Leucate.

### V.1.1 Descriptif de la campagne de mesures sur la plage de Leucate

Du 22 janvier au 12 février 2007, l'hydrodynamique sur la plage de Leucate a été étudiée grâce au déploiement de 3 ADV et de 4 ADCP de la plateforme GLADYS sur le fond de la plage immergée (campagne FEST1). La zone d'étude ainsi que la position et le nom des appareils sont visibles sur la figure V.1. Ci-après les termes ADV1, ADV2 et ADV3 pour les ADV et G1, G2, G3 et G4 pour les ADCP font référence aux appareils utilisés et à leur positions sur la carte.

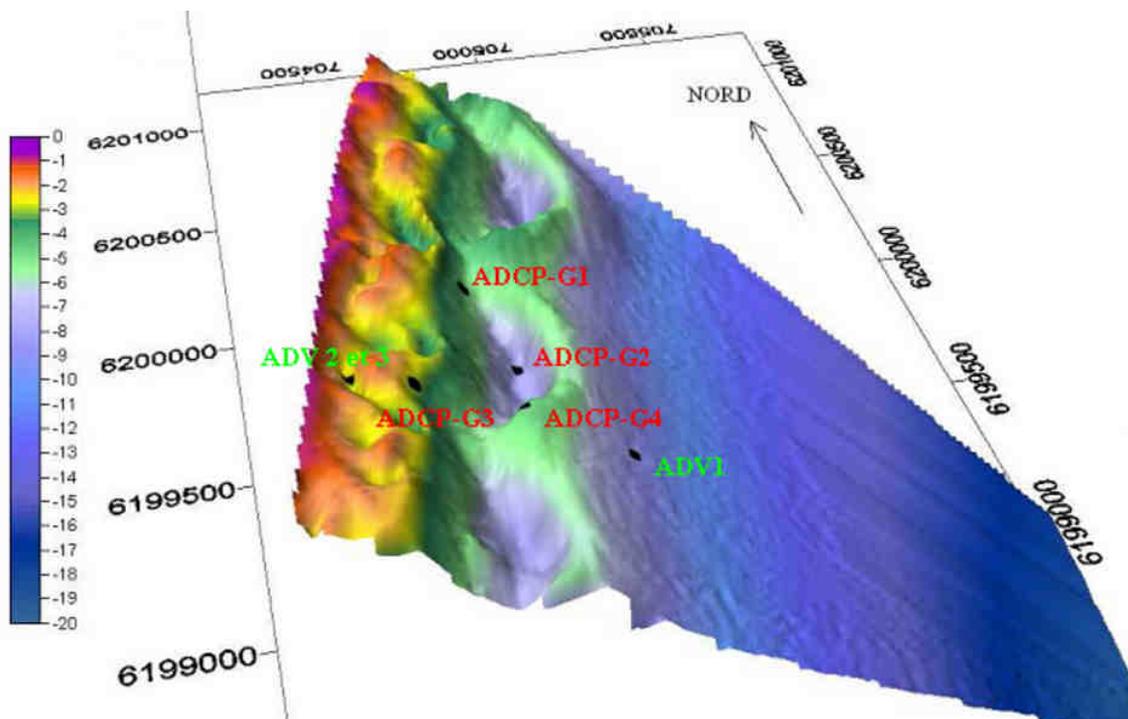


FIG. V.1 – Carte bathymétrique tridimensionnelle du site et emplacement des appareils de mesure. Trois longueurs d'onde de croissant de la barre externe sont visibles. Les ADV (en vert) et les ADCP (en rouge) sont nommés.

### V.1.1.a Disposition des appareils de mesure

2 ADV (ADV2 et ADV3) ont été mouillés ensemble dans la fosse interne à 2.91 m de profondeur pour mesurer respectivement à 0.36 m et 0.13 m du fond. Le troisième ADV (ADV1) se trouve sur le glacis par 9.42 m de profondeur et mesure à 0.73 m du fond.

Les ADCP ont été repartis sur le revers de la barre interne (G3, 2.8 m de profondeur), au sommet de la corne du feston externe (G4, 4.6 m de profondeur), sur le ventre de la barre externe (G2, 7.8 m de profondeur) et dans la fosse entre la barre interne et la corne de la barre externe (G1, 5 m de profondeur). G2, G3 et G4 ont fonctionné à 1200kHz en mesurant les vitesses sur l'ensemble de la colonne d'eau à partir de 0.27 m du fond. L'ADCP G1 a fonctionné à 600kHz en mesurant les vitesses à partir de 0.48 m du fond.

### V.1.1.b Coups de mer observés

Adloff [2007] et Ferrer *et al.* [2007a] ont analysé les données recueillies et ont mis en évidence les différents événements enregistrés. Durant la période de mesure, il y a eu peu d'événements énergétiques et la hauteur significative de la houle enregistrée par l'ADV posé sur le glacis n'a dépassé 1 m qu'à 2 reprises.

Adloff [2007] et Ferrer *et al.* [2007a] ont détaillé 3 épisodes significatifs :

- un coup de mer de Sud-Est le **22 janvier** ( $H_s=1.1$  m,  $T=6$  s) accompagné d'un vent de Sud-Sud-Est à  $10$  m.s<sup>-1</sup> ;
- un coup de mer d'Est-Nord-Est le **25 janvier** ( $H_s=1.5$  m,  $T=6$  s) avec un fort vent de mer (Est-Nord-Est,  $14$  m.s<sup>-1</sup>) ;
- un coup de mer faible d'Est-Nord-Est le **30 janvier** ( $H_s=0.7$  m,  $T=5$  s) avec un vent de terre léger (Ouest-Nord-Ouest,  $3$  m.s<sup>-1</sup>).

Afin de comparer modélisation et mesures sur le site de Leucate plage, nous avons tenté de reproduire avec SHORECIRC les conditions observées lorsque la houle a été significative. A savoir, les 2 coups de mer de Est-Nord-Est (25 et 30 Janvier) et le coup de mer de Sud-Est (22 Janvier). Les résultats obtenus sont comparés ci-après événement par événement et sont récapitulés dans le tableau V.1.

## V.1.2 Données mesurées par les appareils lors des coups de mer

Pour chaque coup de mer, un graphique indique l'intensité et la direction des vitesses mesurées par les appareils.

### V.1.2.a Coup de mer du 22 Janvier 2007

Le premier coup de mer survenu pendant la campagne est une houle courte de Sud-Est de faible amplitude ( $H_s=1.1\text{ m}$ ,  $T=6\text{ s}$ ) accompagnée d'un vent fort soufflant dans la même direction à  $10\text{ m.s}^{-1}$ .

Les vitesses mesurées par les appareils lors du coup de mer sont représentées sur les graphiques de la figure V.2. On observe à 18h et 21h sur la figure V.2 que l'arrivée de la houle dans la zone des barres sédimentaire induit un transport homogène sur toute la colonne d'eau dirigé du Sud vers le Nord. A minuit, la houle mesurée par l'ADV le plus au large ne vaut plus que  $0.73\text{ m}$ , on ne considère donc pas les mesures acquises à cette heure qui ne concernent que la fin du coup de mer.

Les vitesses mesurées sont faibles au niveau de chaque appareil (autour de  $0.15\text{ m.s}^{-1}$ ). L'intensité des vitesses varie légèrement avec la profondeur et faiblit de la surface vers le fond. Par contre, il est difficile de trouver un lien entre les intensités observées, qui sont homogènes sur le domaine, et la position des points de mesure.

Au niveau de l'appareil G4 situé sur la corne de la barre externe, les vitesses mesurées ont une composante dirigée vers le large significative. Les vitesses mesurées par les autres appareils comportent elles aussi une composante dirigée vers le large, mais celle-ci est moindre et est négligeable par rapport à la composante de la vitesse dirigée vers le Nord parallèlement au rivage.

Il semble ici que les conditions de vent fort et la houle associé ont créé un courant de dérive de faible intensité dirigé vers le Nord qui a les mêmes caractéristiques dans le système interne et dans le système externe.

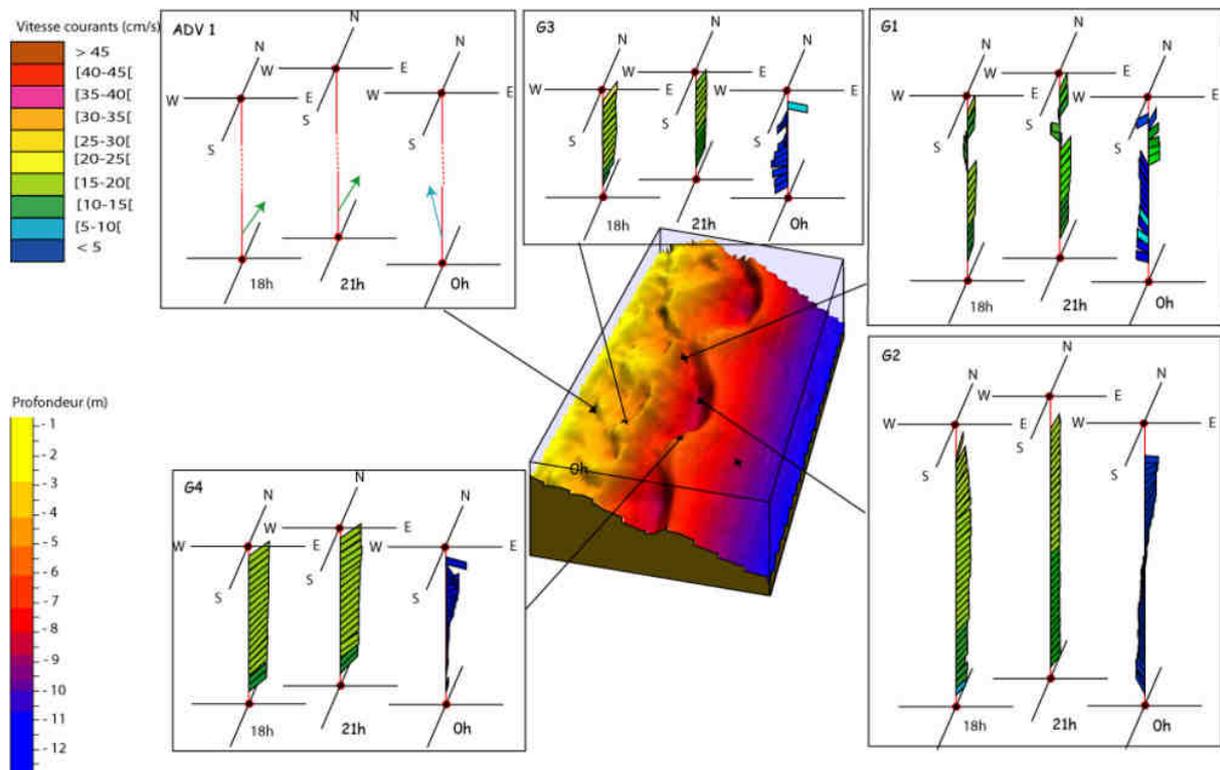


FIG. V.2 – Profil verticaux des courants mesurés le 22 janvier 2007 de 18h à minuit. Adloff [2007].

V.1.2.b Coup de mer du 25 Janvier 2007

Le 25 janvier, le coup de mer le plus important de la campagne a été observé avec un pic de hauteur de houle à 1.5 m, une période de 6 s et une direction d'Est-Nord-Est. Pendant la durée du coup de mer, un vent fort ( $14 m.s^{-1}$ ) a soufflé dans la même direction.

Les courants mesurés par les appareils pendant 12 heures sont tous dirigés vers le Sud et sont globalement uniformes sur la colonne d'eau (figure V.3). L'intensité des vitesses décroît légèrement de la surface vers le fond.

Les intensités les plus fortes sont observées entre 9h et 12h pendant le pic de hauteur de houle enregistré. Ce pic d'intensité est aussi le moment où les profils des courants sont les plus uniformes dans la colonne d'eau.

Contrairement aux observations du 22 Janvier 2007, l'hydrodynamique n'est ici pas la même dans les compartiments interne et externe. Les intensités des vitesses sont aux alentours de  $0.15 m.s^{-1}$  dans le système externe et de  $0.3 m.s^{-1}$  dans le système interne en moyenne. Dans le système interne, un pic de vitesse à  $0.5 m.s^{-1}$  est enregistré par l'ADCP G3 situé sur la barre (figure V.3).

Au niveau des ADV2 et ADV3, les vitesses enregistrées possèdent une forte composante dirigée vers le large pendant toute la durée du coup de mer. Au niveau des autres appareils, la composante vers le large des vitesses enregistrées est quasiment inexistante lors du pic du coup de mer vers 12h.

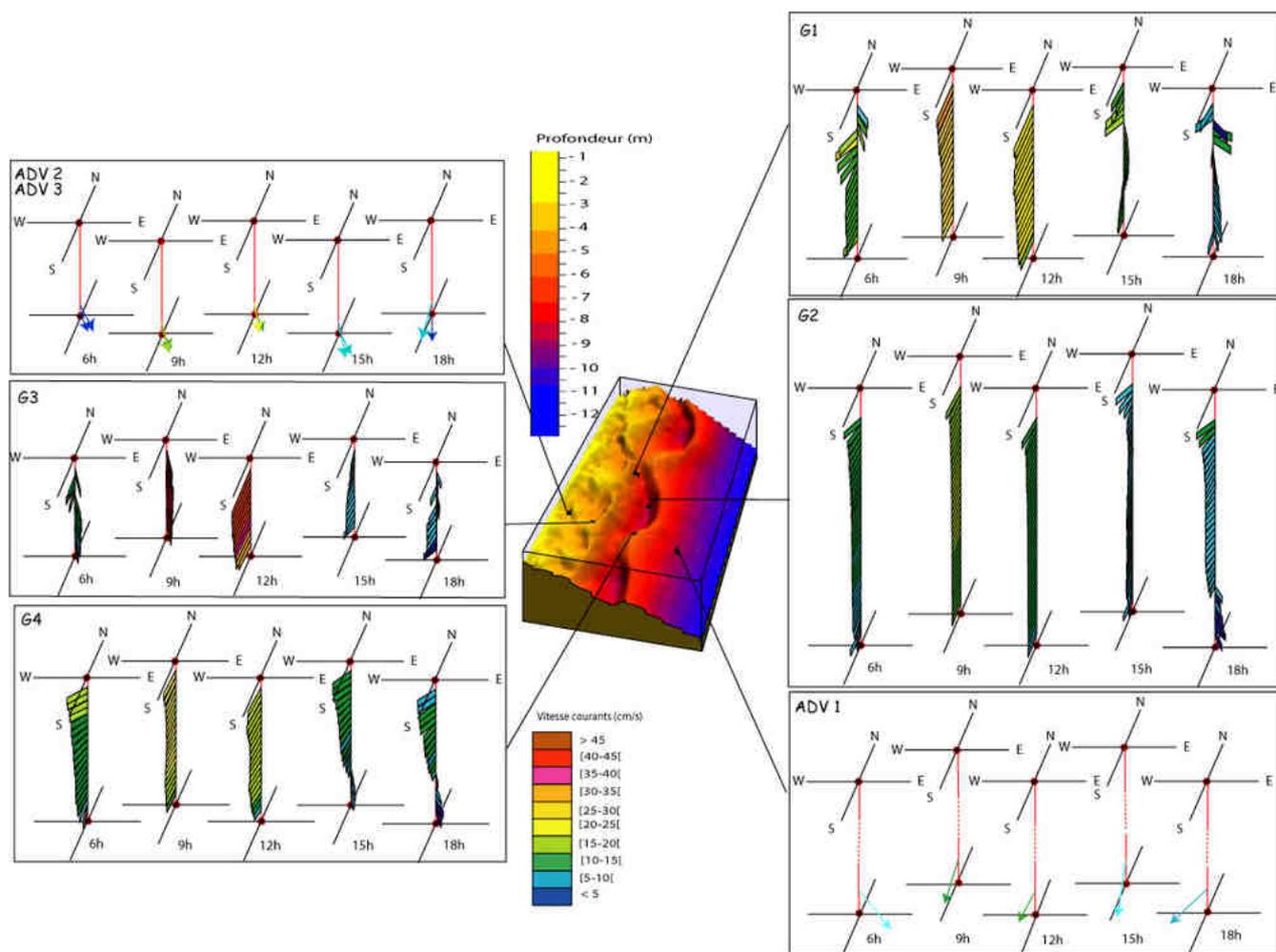


FIG. V.3 – Profil verticaux des courants mesurés le 25 janvier 2007 entre 6h et 18h. Adloff [2007].

La différence observée entre les systèmes interne et externe fait ici ressortir l'action de la houle qui est suffisamment forte pour créer des courants significatifs dans le système interne. Ceux-ci ne sont cependant pas assez intenses pour se propager et être mesurés jusque dans le système externe. La singularité des directions des vitesses mesurées par les ADV2 et ADV3 peut provenir de la proximité de leur position avec la zone de déferlement de la houle et de l'influence potentielle de courants de retour ou d'arrachement.

### V.1.2.c Coup de mer du 30 Janvier 2007

Le 30 janvier 2007 à 6 heures, une houle de faible amplitude ( $H_s=0.7\text{ m}$ ,  $T=5\text{ s}$ ) et d'orientation Est-Nord-Est a atteint la côte où le vent soufflait légèrement du Nord-Nord-Ouest ( $W = 3\text{ m.s}^{-1}$ ).

Les appareils ont enregistré des courants très faibles (de l'ordre de  $0.1\text{ m.s}^{-1}$ ) sur toute la zone. Ces courants sont aussi légèrement moins uniformes sur la verticale par rapport aux autres coups de mer étudiés. Les vitesses sont principalement dirigées vers le sud parallèlement à la côte (figure V.4).

Sur la corne de la barre externe (G4), la vitesse près du fond possède une faible composante dirigée vers le large. Près du bord, les vitesses enregistrées par les ADV2 et ADV3 situés dans la fosse interne ont une forte composante dirigée vers le large.

Compte tenu de la faible intensité du coup de mer, l'ensemble des appareils de mesure n'a pas enregistré de vitesses significatives. Dans une telle configuration, il aurait fallu positionner les appareils plus près du trait de côte pour mesurer la circulation créée.

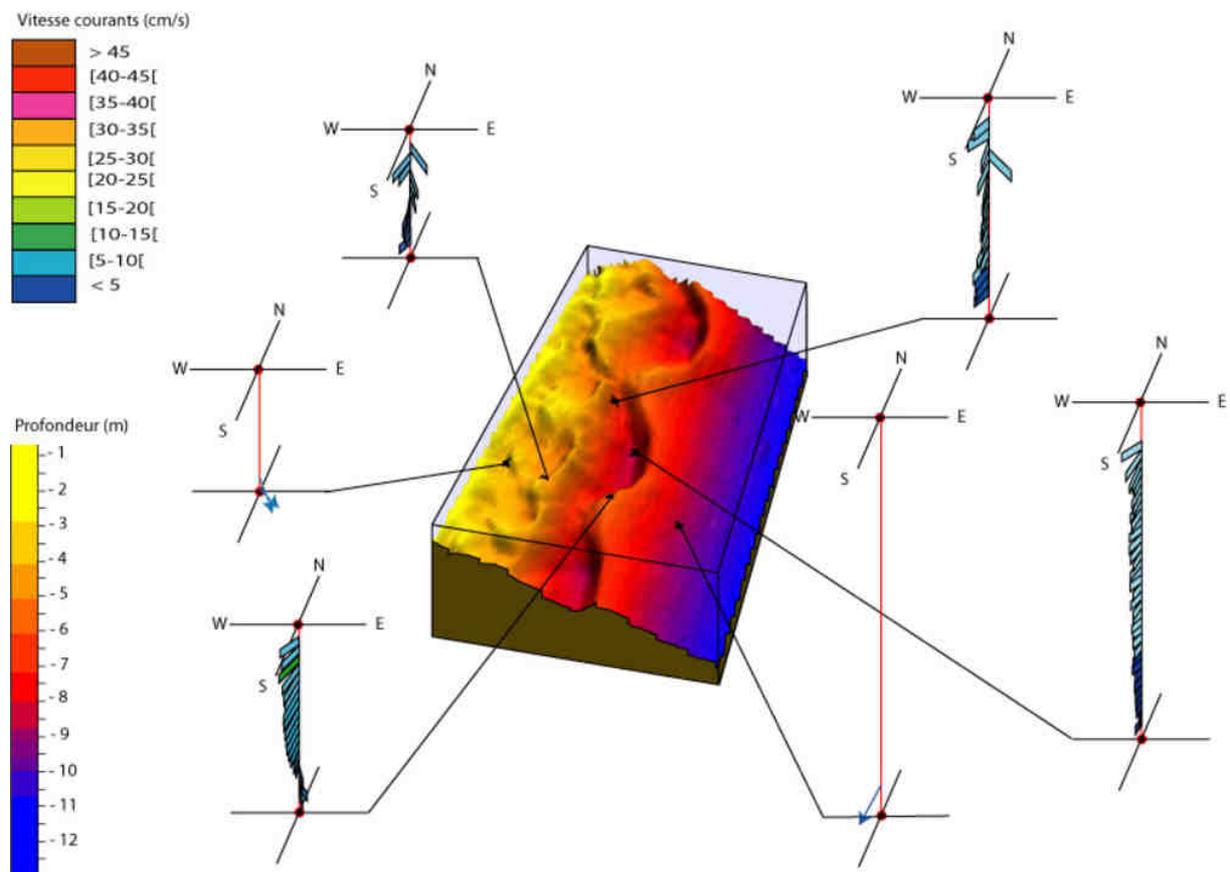


FIG. V.4 – Profil vertical des courants mesurés le 30 janvier 2007 à 6h. Adloff [2007].

### V.1.3 Modélisation de la circulation induite par les coups de mer observés lors de la campagne FEST1

Pour chaque coup de mer observé, le champ de houle et la circulation intégrée sur la verticale sont modélisés par REF/DIF et SHORECIRC à partir des forçages de houle et de vent mesurés lors de la campagne de mesure.

#### V.1.3.a Coup de mer du 22 Janvier 2007

Le champ de houle et la circulation résultante correspondant aux conditions du 22 janvier 2007 ont été modélisés par REF/DIF et SHORECIRC sur la figure V.5.

La houle modélisée commence à être réfractée dès son passage au niveau de la barre externe. Les bandes de focalisation de l'énergie de la houle par réfraction apparaissent entre les milieux des cornes et des ventres de la barre externe et non pas sur les sommets des cornes. Les plus fortes bandes de réfraction se trouvent sur les cotés Sud des cornes. Les bandes de plus faible hauteur de la houle passent par les centres des ventres de la barre externe.

Le courant de dérive modélisé par SHORECIRC est dirigée du Sud vers le Nord, son intensité est périodiquement plus forte dans le sens longitudinal en face des bandes de forte hauteur de houle. Ces bandes coïncident avec les sinuosités du trait de côte qui ont la même longueur d'onde que les croissants externes.

La carte des courants modélisés montre que les positions des appareils G1, ADV1 et en particulier G2 se trouvent le long d'une bande étroite de courant due à la présence d'une forte frange de réfraction créée par REF/DIF (figure V.5). Ce type de circulation est favorisé par l'utilisation d'une houle monochromatique dans le modèle. Les vitesses modélisées le long de cette frange peuvent par conséquent être plus intenses que celles qui ont été mesurées.

D'après la figure V.5, seuls les ADV 2 et ADV3 situés près du bord, se trouvent à proximité de la zone où le courant de dérive modélisé est établi (courants  $> 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les autres appareils semblent trop éloignés pour rendre compte de la dynamique des courants induits par les vagues. Les vagues modélisées ne déferlent en effet qu'à une centaine de mètres du bord après avoir dépassé la barre interne. La circulation induite par la houle reste donc confinée dans une bande d'une centaine de mètres près du bord.

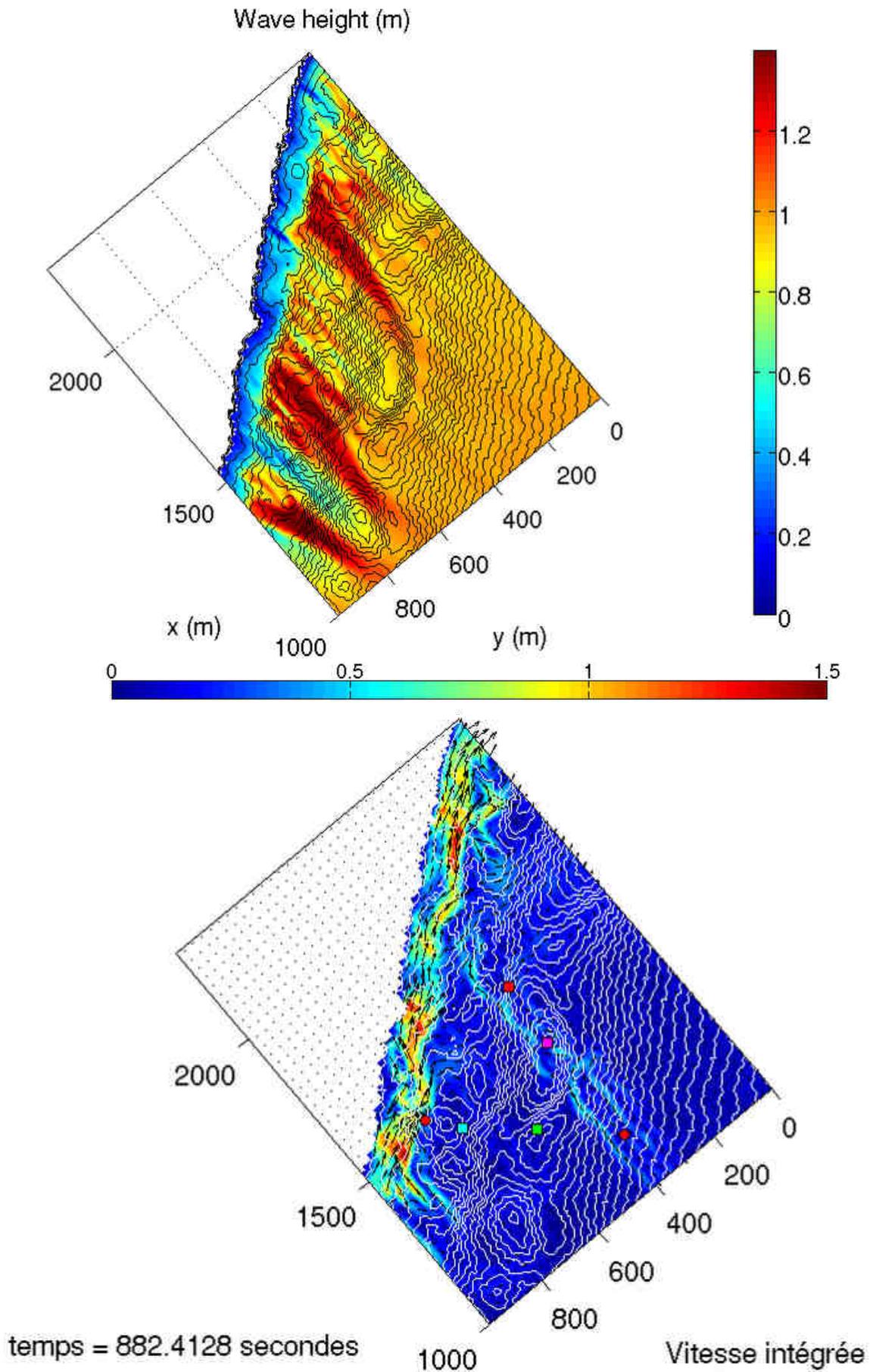


FIG. V.5 – Simulation du coup de mer du 22 janvier 2007 sur Leucate. En haut : champ de houle calculé par REF/DIF. En bas : circulation intégrée sur la verticale résultante calculée par SHORECIRC (les points représentent la position des appareils de mesure lors de la campagne FEST1).

### V.1.3.b Coup de mer du 25 Janvier 2007

Nous avons ici modélisé les conditions de pic du coup de mer du 25 janvier 2007. Nous utilisons donc les valeurs les plus fortes mesurées par les appareils, c'est à dire celles obtenues vers 12h.

La figure V.6 montre que la houle modélisée par REF/DIF est fortement réfractée lors de son passage sur la barre externe. L'énergie de la houle est concentrée de part et d'autre des cornes des festons de la barre externe (et en particulier au niveau du Nord des cornes). On trouve des bandes de plus faible amplitude de la houle au niveau des ventres. La différence de hauteur de la houle modélisée entre les bandes de faible et de forte amplitude peut atteindre un mètre.

Le déferlement a lieu au plus tôt sur la barre interne mais survient majoritairement entre la fosse interne et le trait de côte à environ 100 m du bord.

La circulation modélisée est confinée dans une bande de 200m à partir du trait de côte. C'est dans cette bande que se trouvent les vitesses intégrées sur la verticale dont l'intensité est comprise entre  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $1.5 \text{ m.s}^{-1}$ .

On observe un courant de dérive dirigé du Nord vers le Sud dont l'intensité est maximale dans la fosse de la barre interne. Les apports d'eau créés par les zones de plus forte hauteur de houle face aux cornes de la barre externe perturbent ce courant de dérive en créant des boucles de recirculation et des départs d'eau vers le large.

Hormis sur la position des ADV2 et ADV3, les points correspondants aux positions des appareils ne se trouvent pas dans des zones où la circulation bidimensionnelle modélisée est significative alors que le coup de mer du 25 Janvier est le plus intense observé pendant la campagne de mesure. La disposition spatiale des appareils n'est donc pas adaptée à la faible intensité des coups de mer qui ont touché le site pendant la période d'observation.

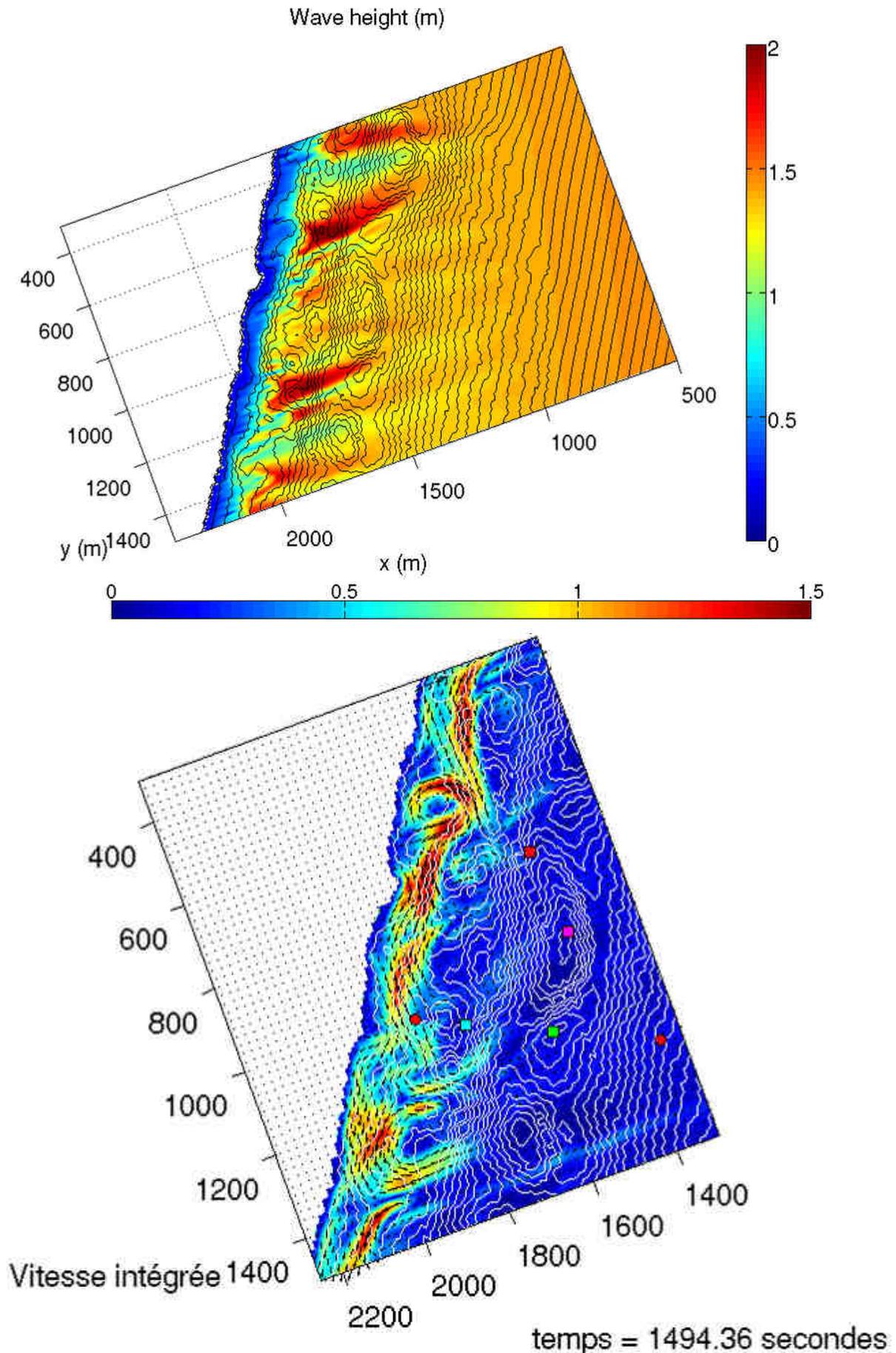


FIG. V.6 – Simulation du coup de mer du 25 janvier 2007 sur Leucate. En haut : champ de houle calculé par REF/DIF. En bas : circulation intégrée sur la verticale résultante calculée par SHORECIRC (les points représentent la position des appareils de mesure lors de la campagne FEST1).

### V.1.3.c Coup de mer du 30 Janvier 2007

Le coup de mer du 30 Janvier 2007 est le plus faible que nous avons modélisé.

D'après la carte du champ de houle modélisé figure V.7, tous les appareils de mesure sont situés hors de la zone de déferlement qui se trouve entre le bord et la fosse interne. Malgré sa faible hauteur, la houle est fortement réfractée dès son passage au niveau de la barre externe.

Comme pour la simulation de l'épisode du 25 janvier, les plus fortes bandes de réfraction se trouvent sur les faces Nord des cornes des festons externes où la hauteur de la houle avoisine 1 *m*. A l'inverse, la houle a une hauteur plus faible après être passée par les ventres des festons externes.

Au niveau de la carte des vitesses intégrés sur la verticale, la circulation modélisée n'est significative que dans une zone étroite s'étendant du trait de côte jusqu'à 150m du bord où la vitesse varie entre 0.5 *m.s*<sup>-1</sup> et 1 *m.s*<sup>-1</sup>.

Le courant de dérive est visible et est orienté du Nord vers le Sud le long du trait de côte. Ce courant est cependant coupé périodiquement par des courants opposés au niveau des zones faisant face aux cornes de la barre externe. Ces courants dirigés du Sud vers le Nord proviennent du surplus d'eau créé par les bandes de réfraction qui focalisent l'énergie de la houle. Ces bandes de fortes hauteurs de houle poussent l'eau vers le bord où les courants divergent localement. Au niveau du point de rencontre entre un courant dirigé vers le Nord et le courant de dérive l'eau est évacuée vers le large et passe préférentiellement par les zones où la surcote due à la houle est faible.

On observe que l'ensemble des appareils « rate » la circulation en place car ceux-ci se trouvent dans une zone où les courants ne sont pas significatifs. Ils sont en effet trop éloignés du bord d'après la carte des courants modélisés figure V.7.

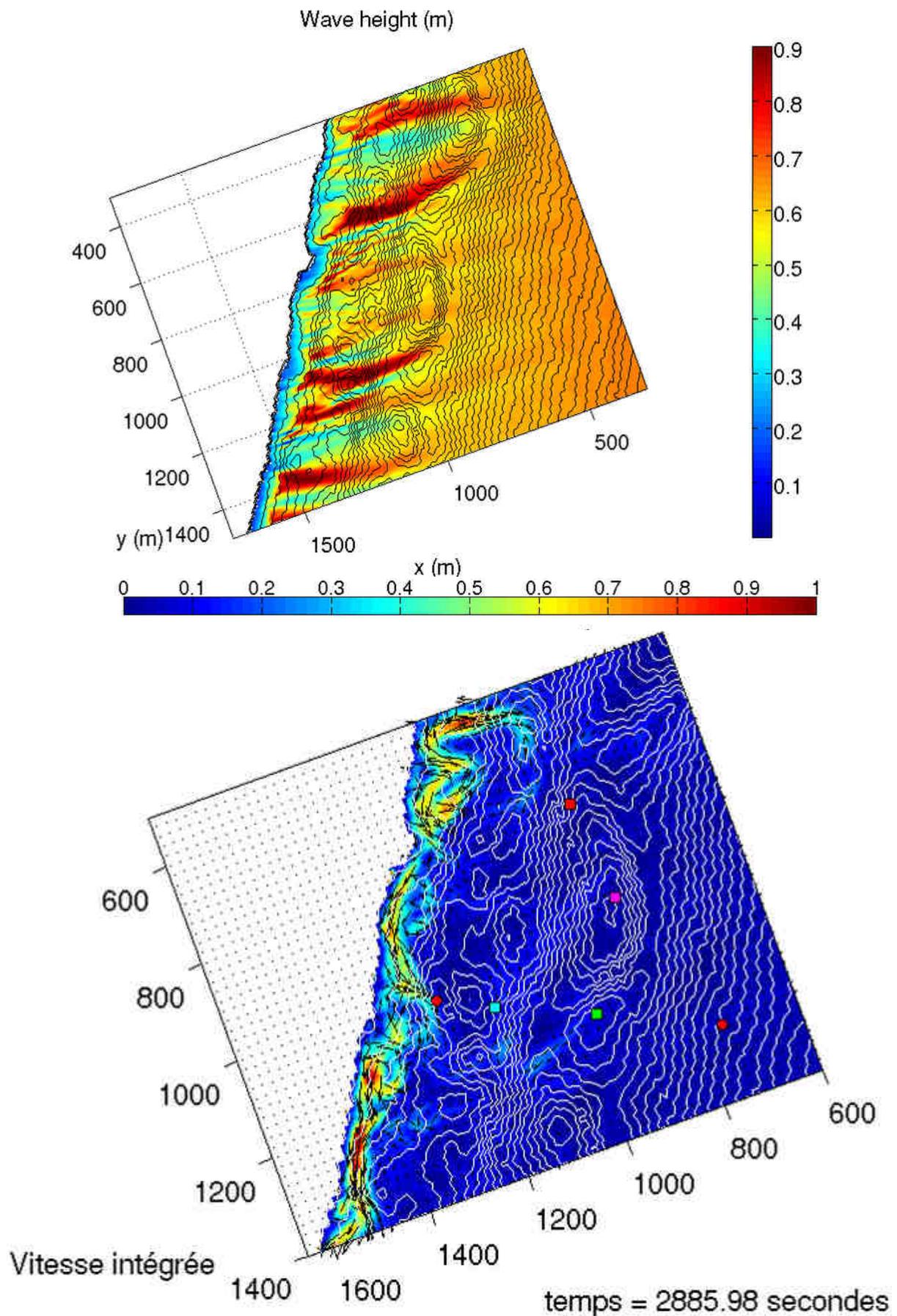


FIG. V.7 – Simulation du coup de mer du 30 janvier 2007 sur Leucate. En haut : champ de houle calculé par REF/DIF. En bas : circulation intégrée sur la verticale résultante calculée par SHORECIRC (les points représentent la position des appareils de mesure lors de la campagne FEST1).

### V.1.4 Comparaison des profils verticaux de la vitesse mesurés et modélisés

Grâce au caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC, nous avons extrait pour chaque coup de mer considéré des profils verticaux de la vitesse au niveau des positions des appareils de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. Ces profils sont comparés aux données mesurées par les appareils.

#### V.1.4.a Coup de mer du 22 Janvier 2007

La figure V.8 regroupe les profils verticaux de la vitesse modélisée par SHORECIRC (en rouge) et mesurée (en bleu) au niveau de la position correspondant à chacun des appareils de mesure disposés selon la figure V.1. Nous comparons mesure et modélisation au niveau de chaque appareil :

Les vitesses modélisées au niveau de l'ADV1 au large sont dirigées vers le Sud en surface puis vers le Nord à partir de 3m de profondeur avec une intensité qui augmente vers le fond pour atteindre  $0.15 \text{ m.s}^{-1}$  avec une faible composante vers l'Ouest. La vitesse mesurée est aussi dirigée vers le Nord avec la même intensité mais sa composante transversale est légèrement dirigée vers l'Est.

Au niveau des ADV2 et 3 les vitesses sont aux alentours des  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$  avec une composante Nord uniforme sur la colonne d'eau et une composante Est nulle sur le fond et augmentant jusqu'à  $0.15 \text{ m.s}^{-1}$  en surface. Il n'y a pas eu de mesure par ces appareils lors de cet épisode.

En G1, le courant est orienté Est-Est-Nord en surface et devient Nord-Nord-Ouest sur le fond pour des vitesses de l'ordre de  $0.05 \text{ m.s}^{-1}$ . Les vitesses mesurées sont aussi dirigées vers le Nord et sont plus intenses.

La composante Est modélisée au niveau de l'ADCP G2 est positive en surface et décroît à partir de 5m de profondeur. La composante Nord est positive en surface et s'inverse vers 3m de profondeur pour être fortement négative ( $0.4 \text{ m.s}^{-1}$ ) sur le fond. Un tel comportement n'est pas observé sur les mesures où le profil reste orienté uniformément vers le Nord.

Sur la barre interne au niveau de G3, les courants modélisés sont dirigés vers le Sud-Sud-Est et leur intensité augmente vers le fond autour de  $0.05 \text{ m.s}^{-1}$  alors que les vitesses mesurées sont orientées vers le Nord-Nord-Est.

Au point G4 sur la corne de la barre externe, le courant est dirigé vers le Nord-Est et s'atténue près du fond comme cela est observé sur le profil mesuré. Ce point est le seul où une composante significative vers le large a été mesurée. Cette composante est reproduite par SHORECIRC. Les vitesses sont de l'ordre de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ .

La comparaison entre profils mesurés et modélisés montre que SHORECIRC parvient globalement à modéliser la circulation observée par les appareils. L'ordre de grandeur des intensités des vitesses est correctement reproduit. Seul le profil au niveau de l'appareil G2 simule des vitesses trop élevées car il se trouve sur une frange de réfraction nette créée par REF/DIF (figure V.5).

En ce qui concerne les directions des courants, des vitesses non réalistes dirigées vers le Sud (qui ne sont pas observées dans les mesures) sont modélisées à la position des appareils G2 et G3.

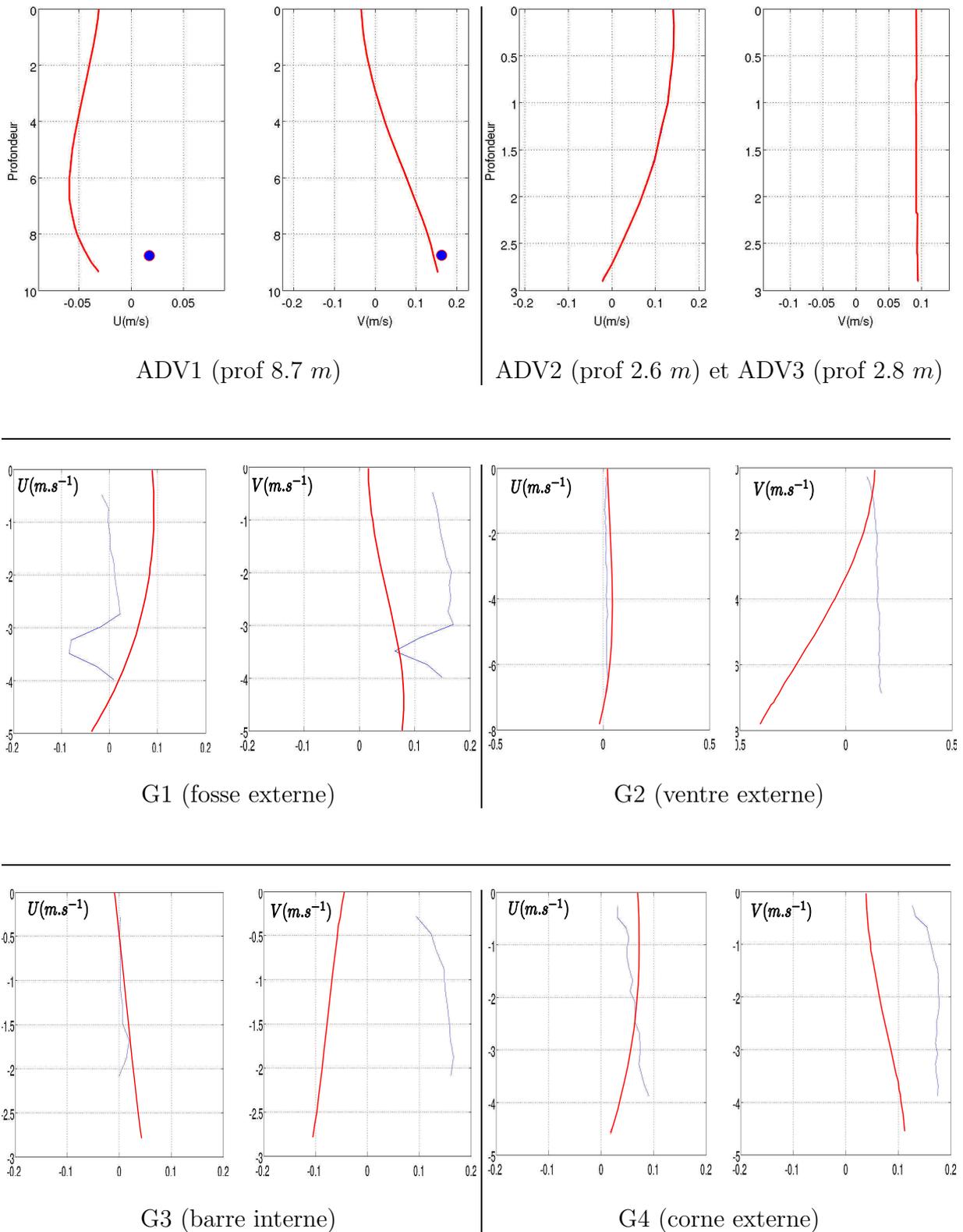


FIG. V.8 – Profils verticaux de la vitesse des courants lors du coup de mer du 22 janvier 2007 sur les points correspondant à la position des instruments de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. En bleu : données mesurées par les appareils. En rouge : profils modélisés par SHORECIRC.

#### V.1.4.b Coup de mer du 25 Janvier 2007

La figure V.9 regroupe les profils verticaux de la vitesse modélisée par SHORECIRC (en rouge) et mesurée (en bleu) au niveau de la position correspondant à chacun des appareils de mesure disposés selon la figure V.1. Cet épisode est celui où les vitesses les plus fortes ont été enregistrées. Nous comparons les résultats de la mesure et de la modélisation pour chaque appareil :

Au niveau de l'ADV 1, la vitesse modélisée et mesurée à 0.73 m du fond est de l'ordre de 0.1  $m.s^{-1}$ . Par contre, une composante dirigée vers le Nord est présente en permanence dans la donnée modélisée tandis que l'ADV indique une vitesse dirigée vers le Sud.

Près du bord, les vitesses modélisées au niveau des ADV2 et ADV3 sont dirigées vers le Sud-Sud-Est en accord avec les vitesses mesurées. Le profil de la vitesse est homogène sur la verticale vers le Sud mais augmente vers l'Est près du fond. La vitesse calculée entre 0.13 m et 0.36 m du fond (positions des appareils) est aux alentours de 0.3  $m.s^{-1}$  tandis que la vitesse mesurée par les ADV est aux alentours de 0.2  $m.s^{-1}$ .

Le point correspondant à G1 se trouve influencé par l'évacuation d'eau vers la large face à la corne de la barre externe modélisée figure V.6. Le courant simulé est fortement cisailé avec des vitesses de l'ordre de 0.1  $m.s^{-1}$  orientées vers le Sud-Est en surface et des vitesses de l'ordre de 0.4  $m.s^{-1}$  orientées vers le Nord sur le fond. Les vitesses mesurées par G1 sont de l'ordre de 0.2  $m.s^{-1}$  et ne font pas état d'un tel cisaillement près du fond. La direction mesurée reste orientée vers le Sud.

En G2 le courant modélisé est orienté Est avec une composante Nord qui augmente vers la surface. On ne retrouve pas le courant uniforme dirigé vers le Sud qui est mesuré. Les vitesses modélisées et mesurées sont de l'ordre de 0.1  $m.s^{-1}$ .

Le point correspondant à G3 dans le modèle se trouve dans une zone calme malgré sa proximité avec le bord. Les vitesses modélisées sont orientées vers le Nord-Ouest sur le fond et faiblissent vers la surface. Les vitesses simulées sont de l'ordre de 0.15  $m.s^{-1}$  alors que les vitesses mesurées atteignent 0.4  $m.s^{-1}$  et sont dirigées vers le Sud.

Sur la corne de la barre externe en G4, la vitesse modélisée peut atteindre 0.4  $m.s^{-1}$ . Elle est dirigée vers le Nord en surface et vers le Sud sur le fond. Le changement de sens a lieu vers 3 m de profondeur. La vitesse mesurée reste uniforme sur toute la colonne d'eau et est dirigée vers le Sud aux alentours de 0.2  $m.s^{-1}$ .

Ici, seules les données modélisées sur la position des ADV2 et ADV3 sont en accord avec les mesures. Les ADV2 et ADV3 étant d'après la figure V.6 les seuls appareils qui se trouvaient dans la zone où la circulation était significative le 25 Janvier 2007.

Sur les autres positions, bien que les ordres de grandeurs de l'intensité des vitesses soient globalement corrects, tous les profils modélisés affichent une composante vers le Nord qui n'est pas mesurée dans la réalité.

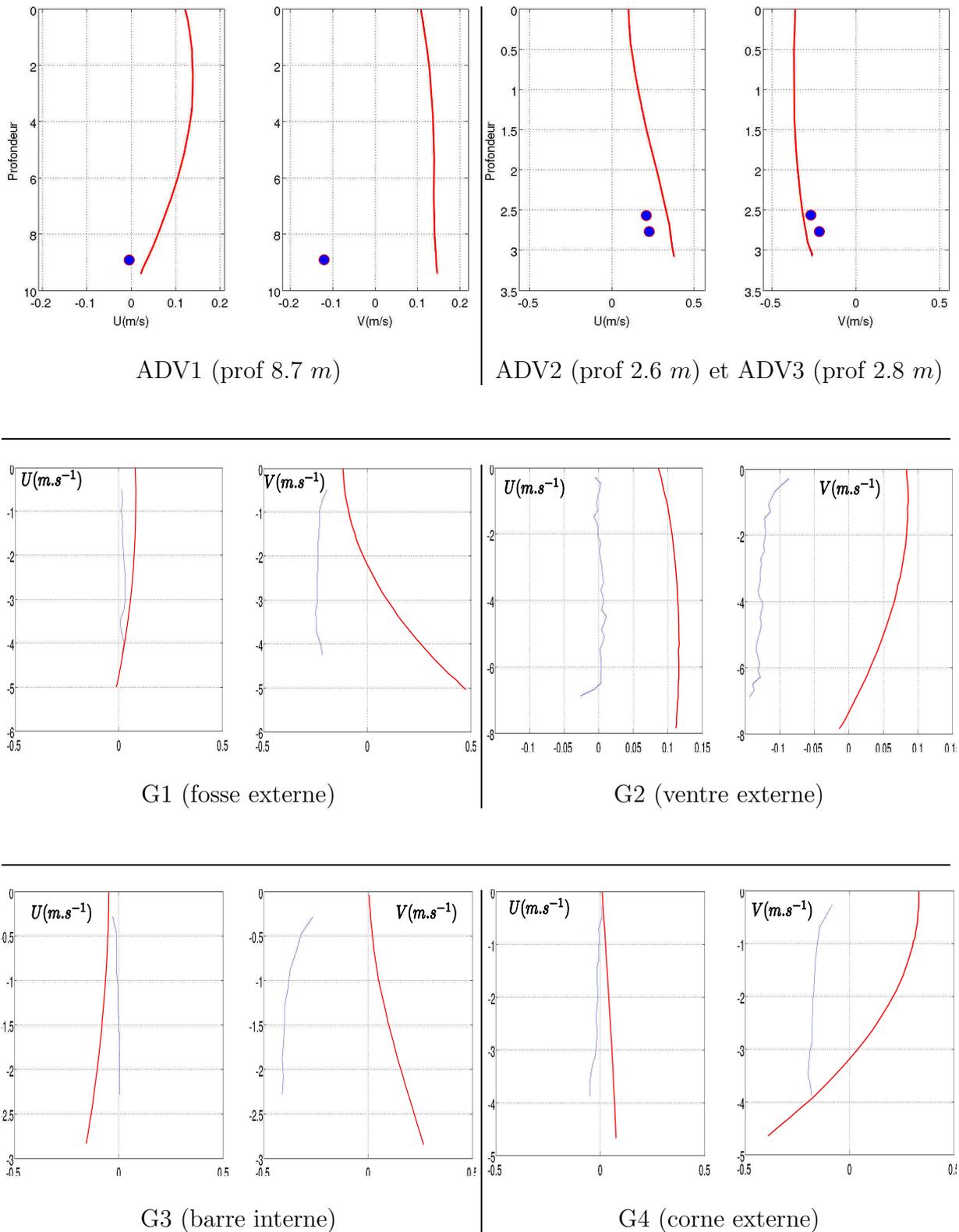


FIG. V.9 – Profils verticaux de la vitesse des courants lors du coup de mer du 25 janvier 2007 sur les points correspondant à la position des instruments de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. En bleu : données mesurées par les appareils. En rouge : profils modélisés par SHORECIRC.

#### V.1.4.c Coup de mer du 30 Janvier 2007

En comparant les profils verticaux des vitesses mesurées avec ceux des vitesses modélisées sur la figure V.10, on voit que les ordres de grandeur des vitesses sur l'ensemble des profils sont très similaires (autour de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ ). Par contre, l'orientation des vitesses modélisées est beaucoup plus variable que celle mesurée et est clairement influencée par le champ de houle très hétérogène calculé par REF/DIF.

Seuls les appareils ADV2 et ADV3 qui sont situés le plus près du bord se trouvent juste à la limite de la zone où la circulation modélisée est significative. Ils se trouvent à la limite du courant dirigé vers le large selon la figure V.7.

Ce courant vers le large existe dans la réalité, puisque les ADV2 et ADV3 ont mesuré un courant dirigé vers le Sud et ayant une composante vers le large. Le modèle reproduit cette observation avec sur le point correspondant à la position des ADV2 et ADV3 un courant dirigé vers le Sud-Est dont l'intensité diminue vers le fond.

Tous les autres profils modélisés, qui se trouvent en dehors de la zone où la circulation est établie, comprennent une composante dirigée vers le Nord qui n'est pas observée dans la réalité.

#### V.1.5 Discussion de la comparaison entre données mesurées et modélisées lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007 sur le site de Leucate

Le tableau V.1 récapitule les données moyennes mesurées et modélisées pour chaque coup de mer analysé jusqu'ici.

Le déploiement des appareils durant la campagne FEST1 avait été initialement prévu pour étudier la dynamique du système externe durant une période d'hiver où les coups de mer de hauteur significative supérieure à  $2 \text{ m}$  sont fréquents. La plus forte hauteur de houle survenue pendant la campagne n'a pas dépassé  $1.5 \text{ m}$ . Par conséquent, aucun des appareils présents ne s'est jamais trouvé à l'intérieur de la zone de déferlement où les courants sont les plus forts.

Les cartes des courants modélisés dans ces conditions de houles faibles montrent en effet que les instruments sont situés hors de la zone confinée près du bord où les vitesses modélisées sont significatives (figures V.5, V.6 et V.7).

La position pour laquelle l'accord entre données mesurées et modélisées est le meilleur est celle des ADV2 et ADV3 qui sont les appareils situés le plus près de la côte (tableau V.1). A cet endroit, mesures et modélisation correspondent, que les vitesses soient significatives (le 25 Janvier 2007) ou non (le 30 Janvier 2007). Ce résultat indique que la validité de la circulation modélisée par SHORECIRC est meilleure à l'intérieur de la zone de déferlement qu'au dehors. La validation du modèle avec des données mesurées dans la zone de déferlement n'a été possible que sur ce seul point.

Néanmoins, malgré cette faiblesse des courants hors zone de déferlement (les courants mesurés étaient en moyenne de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ ) les intensités des vitesses modélisées au niveau des instruments sont en accord avec les données mesurées (tableau V.1).

En ce qui concerne les directions de ces vitesses, le modèle ne parvient pas à reproduire les observations qui font état d'une dérive générale et homogène de la masse d'eau selon la direction dictée par la houle incidente. Par exemple, lors du coup de mer du 25 janvier 2007, toutes les vitesses des profils mesurés sont dirigées vers le Sud tandis que 5 des 6 profils modélisés font état d'une composante dirigée vers le Nord (figure V.9).

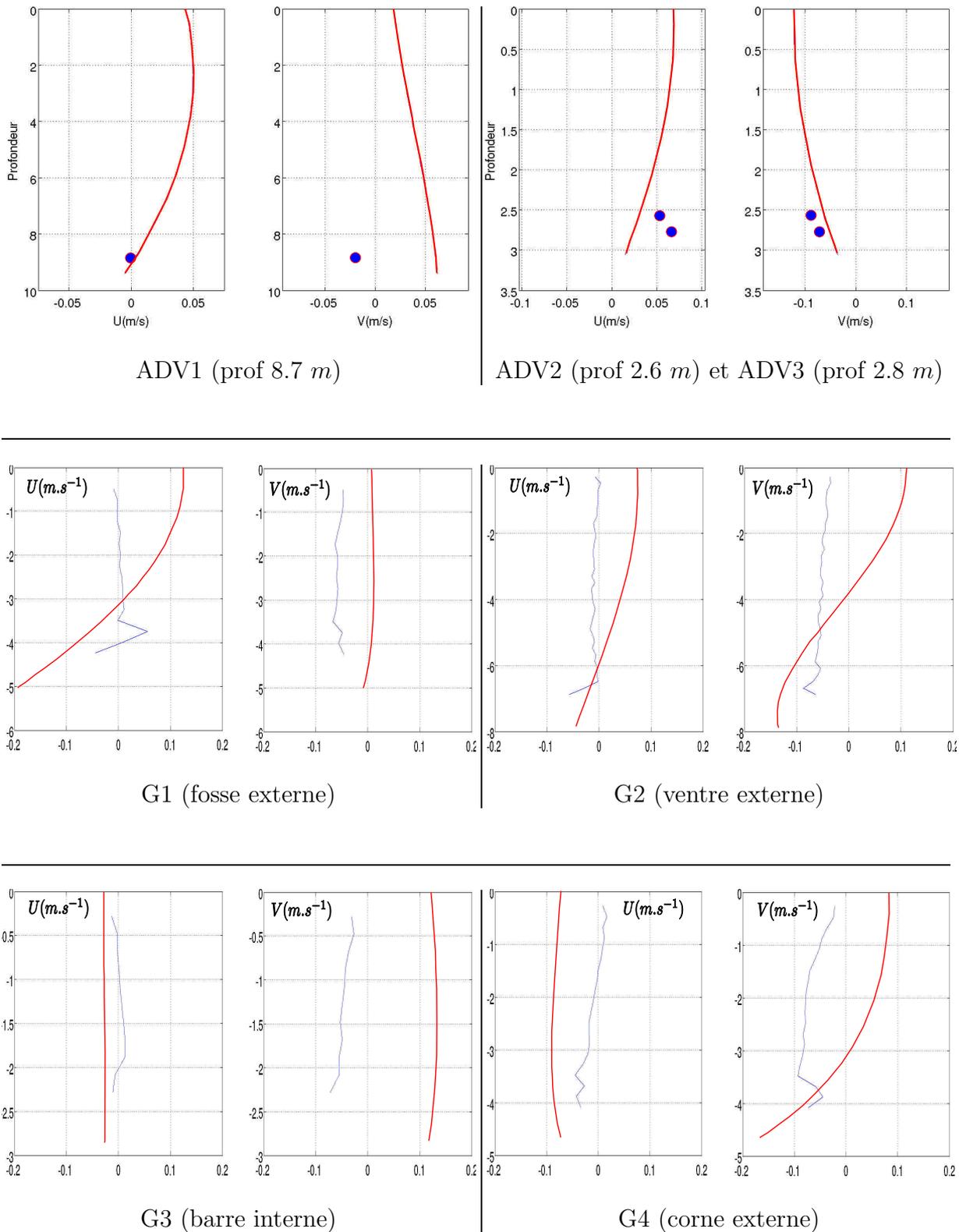


FIG. V.10 – Profils verticaux de la vitesse des courants lors du coup de mer du 25 janvier 2007 sur les points correspondant à la position des instruments de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. En bleu : données mesurées par les appareils. En rouge : profils modélisés par SHORECIRC.

Ces biais dans la direction des vitesses modélisées peuvent avoir plusieurs origines :

- d’abord, on peut trouver dans la circulation locale les effets des fortes franges de réfraction d’une houle monochromatique que peut créer REF/DIF. Ces franges peuvent, via l’action de la dissipation de la houle, induire des bandes de courants irréalistes se propageant jusqu’au large du domaine de modélisation comme on peut en voir sur la carte des courants de la figure V.5. Un traitement par lissage du champ de houle (section II.3.1) permet de minimiser les effets de ces franges sans toutefois pouvoir les faire disparaître totalement ;
- ensuite, nous avons déjà vu que le modèle SHORECIRC ne pouvait pas prendre correctement en compte l’action du vent à l’échelle spatiale que nous utilisons. Dans des situations où un courant de dérive est établi et en dehors de la zone de déferlement, le vent peut avoir une influence non négligeable sur la circulation que nous ne pouvons reproduire ici ;
- enfin, dans le cas présent, la circulation mesurée par les instruments n’est pas seulement une résultante du champ de houle local mais fait partie d’une circulation plus globale. Cette circulation globale dépend d’une mise en mouvement de la masse d’eau à la côte à une grande échelle dans le sens longitudinal. Or, malgré ses frontières latérales de type Neumann, le domaine de modélisation reste un espace fermé tant que l’on n’injecte pas à travers ces frontières des flux mesurés. Il est donc normal dans les situations modélisées ici de trouver une circulation moins homogène que celle mesurée en dehors de la zone de déferlement. Cela d’autant plus que l’intensité de la circulation considérée est faible ( $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ ) et que le domaine de modélisation est large de seulement  $2 \text{ km}$ .

De par le placement des appareils sur la zone d’étude, la validation du modèle sur la plage de Leucate est rendue difficile par des vitesses mesurées très faibles et une dynamique (courants de dérive) résultant aussi bien du champ de houle local que de la circulation à grande échelle créée par le vent qui ne peut pas être modélisée. Les ordres de grandeur des intensités des vitesses mesurées sont malgré tout correctement reproduits et les résultats près de la zone de déferlement (au niveau de la position des ADV2 et ADV3) coïncident avec les données mesurées.

La simulation de la circulation sur le site induite par des coups de mer nous semble justifiée lorsque la houle est le forçage dynamique principal. Lorsque la houle est faible et que l’influence du vent ou de la circulation à grande échelle est significative l’utilisation de SHORECIRC n’est pas adaptée.

En ne considérant que les situations où le moteur de la mise en mouvement de l’eau est la houle, la circulation dans la zone de déferlement peut être correctement modélisée. On peut s’attendre à une surestimation des intensités des courants due à l’utilisation d’une houle monochromatique par REF/DIF.

Coup de mer considéré	Position	Intensité moyenne mesurée	Intensité moyenne modélisée	Direction moyenne mesurée	Direction moyenne modélisée
22 Janvier 2007	ADV1	0.15	0.15	Nord-Nord-Est	Nord-Nord-Ouest
	ADV2-3		0.1		Nord-Est
	G1	0.1	0.05	Nord-Nord-Est	Nord-Est
	G2	0.1	0.2	Nord	Variable
	G3	0.15	0.05	Nord-Nord-Est	Sud-Sud-Est
	G4	0.1	0.05	Nord-Est	Nord-Est
25 Janvier 2007	ADV1	0.1	0.1	Sud	Nord-Nord-Est
	ADV2-3	0.2	0.3	Sud-Sud-Est	Sud-Sud-Est
	G1	0.2	0.2	Sud	Variable
	G2	0.1	0.1	Sud	Nord-Est-Nord
	G3	0.4	0.15	Sud	Nord-Ouest
	G4	0.2	0.2	Sud	Variable
30 Janvier 2007	ADV1	0.05	0.05	Sud	Nord-Est
	ADV2-3	0.05	0.05	Sud-Est	Sud-Est
	G1	0.05	0.1	Sud-Sud-Ouest	Variable
	G2	0.05	0.1	Sud-Sud-Ouest	Variable
	G3	0.05	0.1	Sud	Nord-Ouest
	G4	0.05	0.1	Sud	Nord-Ouest

TAB. V.1 – Récapitulatif de la comparaison entre vitesses modélisées par SHORECIRC et observées sur les points correspondant aux instruments de mesures utilisés à Leucate lors de la campagne FEST1 en Janvier 2007.

## V.2 Etude de la dynamique de la plage de Leucate par modélisation numérique

Considérant que SHORECIRC peut donner des résultats pertinents sur la dynamique du site dans la zone de déferlement (section précédente), nous avons utilisé ce modèle afin d'étudier l'effet des différentes conditions de houle qui peuvent affecter le site de Leucate, mais qui n'ont pas été observées lors de la campagne de mesure FEST1.

Pour cela nous avons simulé la circulation résultante d'un éventail de houles allant de 0.3 à 9 mètres de hauteur significative au large et dont la période peut varier entre 5 et 10 secondes pour obtenir plus de 800 cartes disponibles à l'interprétation. Les cartes présentées sur les figures ci-après ont été choisies parmi cet éventail de cartes existantes pour leur représentativité des phénomènes étudiés.

Parmi les forçages utilisés, 3 directions d'incidence de la houle ont été considérées en détail :

- une direction d'incidence Est-Nord-Est qui est la direction des coups de mer enregistrés par les appareils de mesure les 25 et 30 Janvier 2007. La houle arrive avec un angle d'incidence de  $30^\circ$  par rapport au rivage ;
- une direction d'incidence Sud-Est qui est la direction du coup de mer enregistrée par les appareils le 22 Janvier 2007. La houle arrive avec un angle d'incidence de  $-35^\circ$  par rapport au rivage ;
- une direction d'incidence frontale où la houle arrive perpendiculairement au rivage.

Toutes les cartes présentées dans cette partie sont orientées vers le Nord à l'exception :

- des cartes des zones de déferlement de la houle, qui sont orientées dans le sens perpendiculaire à l'incidence de la houle au large ;
- des cartes concernant les résultats de simulations par houle frontale qui sont tournées de  $10^\circ$  pour une meilleure visibilité.

L'ensemble des directions, périodes et hauteurs de houle utilisées couvre le spectre des houles qui peuvent atteindre la plage à l'exception des situations de Tramontane. En effet, lorsque la Tramontane souffle suffisamment fort une houle courte (3-4 s) de Nord est réfractée en direction du rivage est peut atteindre 0.3 m. De part sa courte période et sa forte incidence par rapport au rivage ( $70^\circ$ ), ce type de houle ne peut pas être modélisé par REF/DIF.

Le vent n'est pas inclus dans l'éventail des conditions simulées dans cette section, compte tenu de la difficulté du modèle à prendre en compte les effets du vent sur un domaine de modélisation aussi réduit. La figure V.11 montre en effet que la prise en compte du vent par SHORECIRC ne parvient pas à induire de différence significative dans la circulation simulée à l'échelle du domaine de modélisation utilisé.

Les résultats présentés dans cette section nous ont permis de décrire les champs de houle, les surcotes et les circulations caractérisant la plage de Leucate. Nous avons aussi pu étudier la dynamique des courants d'arrachement et proposer une première interprétation de la morphodynamique du site.

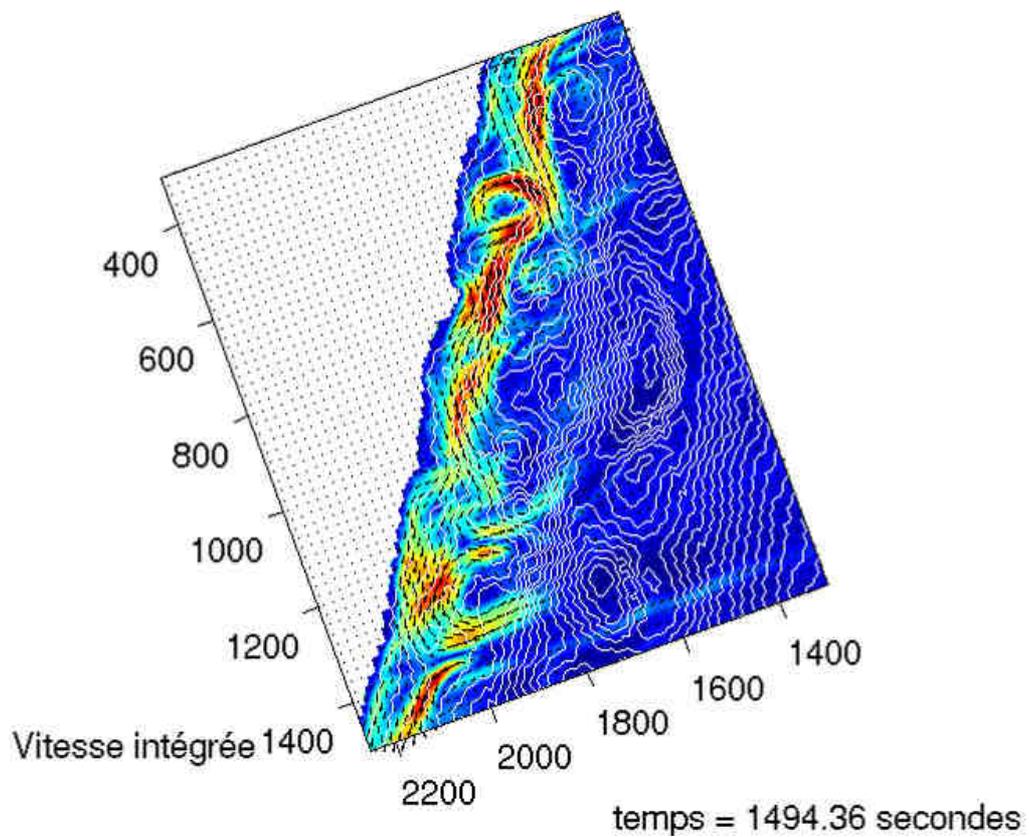
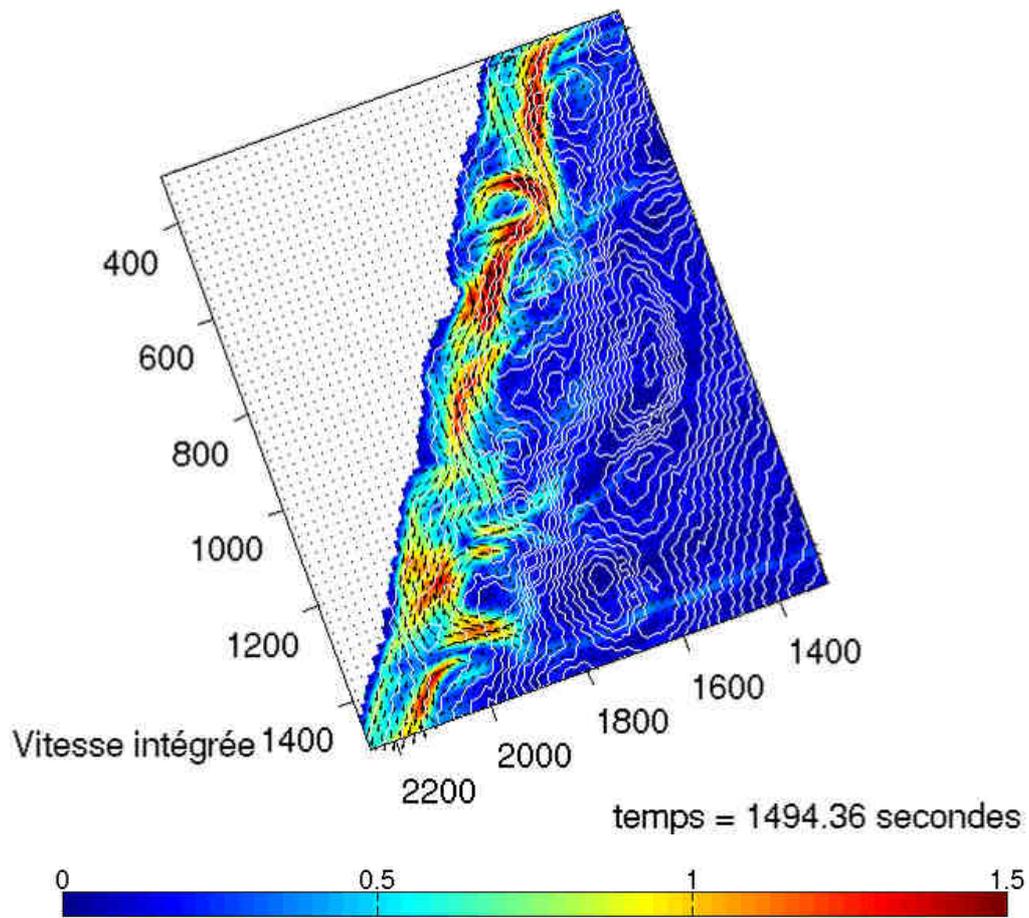


FIG. V.11 – Circulation intégrée sur la verticale calculée par SHORECIRC pour une houle de Est-Nord-Est ( $\theta = 30^\circ$ ) de hauteur 1.5 m et de période 6 s. En haut : sans inclusion des effets du vent. En bas : avec inclusion des effets d'un vent d'Est-Nord-Est soufflant à 14  $m.s^{-1}$ .

## V.2.1 Etude de la propagation de la houle sur la plage de Leucate

Nous avons étudié grâce à REF/DIF les transformations que subit une houle lors de sa propagation sur la plage de Leucate en fonction de ses caractéristiques au large (hauteur, incidence, période). Cette étude est illustrée par des cartes de la hauteur de la houle, des zones de déferlement et de la vitesse orbitale sur le fond.

### V.2.1.a Caractéristiques de la propagation de la houle modélisée dans le domaine

Quelle que soit la hauteur, période ou incidence considérée, les houles modélisées sur le site de Leucate sont fortement influencées par la bathymétrie lors de leur propagation vers le bord. En particulier, la houle est réfractée dès son passage sur la barre externe même lorsque sa hauteur est faible.

Par exemple, lors de sa propagation, la hauteur d'une houle de hauteur au large  $0.3\text{ m}$  est relativement homogène parallèlement à la plage entre le large est les premières barres sableuses. Lors de son passage sur les barres externe puis interne, cette houle est suffisamment réfractée par la bathymétrie pour que l'écart de hauteur de la houle sur une section longitudinale de la plage dépasse sa hauteur au large (figure V.12, image de gauche). Cette importance de la réfraction sur la plage de Leucate est confirmée par des observations personnelles de visu de houles de hauteurs et périodes semblables qui sont tellement réfractées lors du passage sur les barres sableuses que, comme on le voit sur l'image de droite de la figure V.12, il existe des zones où la houle ne déferle pas avant d'avoir atteint le bord.

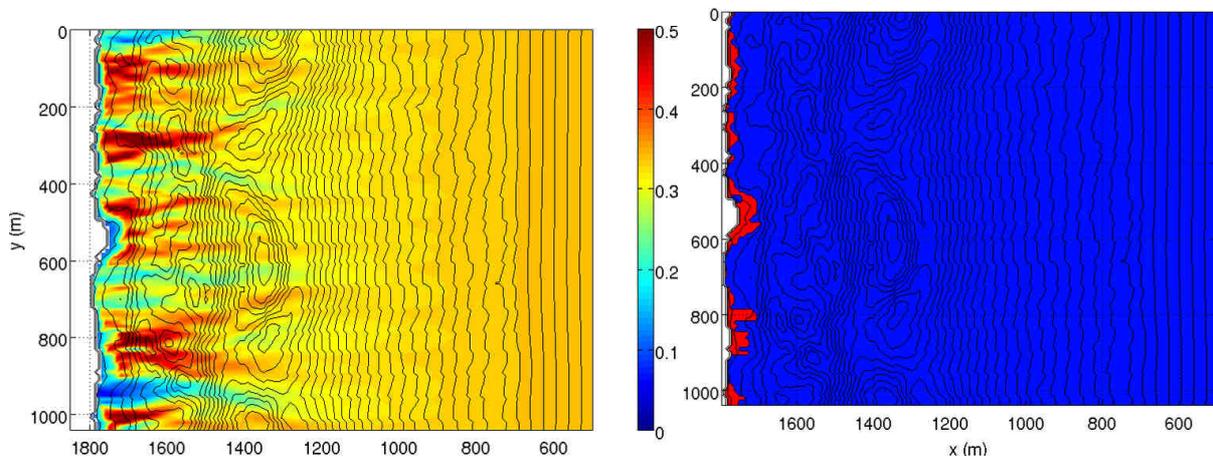


FIG. V.12 – Modélisation par REF/DIF de la propagation d'une houle frontale de hauteur  $0.3\text{ m}$  et de période  $5\text{ s}$  sur la plage de Leucate. A gauche : carte de la hauteur de la houle (m). A droite : en rouge, zones où la houle déferle.

Comme la houle se réfracte sur les festons de la barre externe, sa hauteur augmente lors de son passage sur les cornes de la barre externe. A l'inverse, la hauteur de la houle décroît au niveau du ventre de la barre externe.

L'énergie d'une houle d'incidence non frontale a tendance à être focalisée le long de la crête de la barre externe en feston. La plus forte bande de réfraction passe alors non pas par le milieu des cornes mais par leur côté le plus exposé à la houle. Par exemple, sur la figure V.13, les plus fortes bandes de réfraction de la houle se trouvent sur les parties Nord des cornes de la barre externe.

De la même façon, dans le système interne, les points hauts de la bathymétrie focalisent l'énergie de la houle. A l'inverse, la hauteur de la houle est plus faible au niveau des fosses (figures V.12 et V.13).

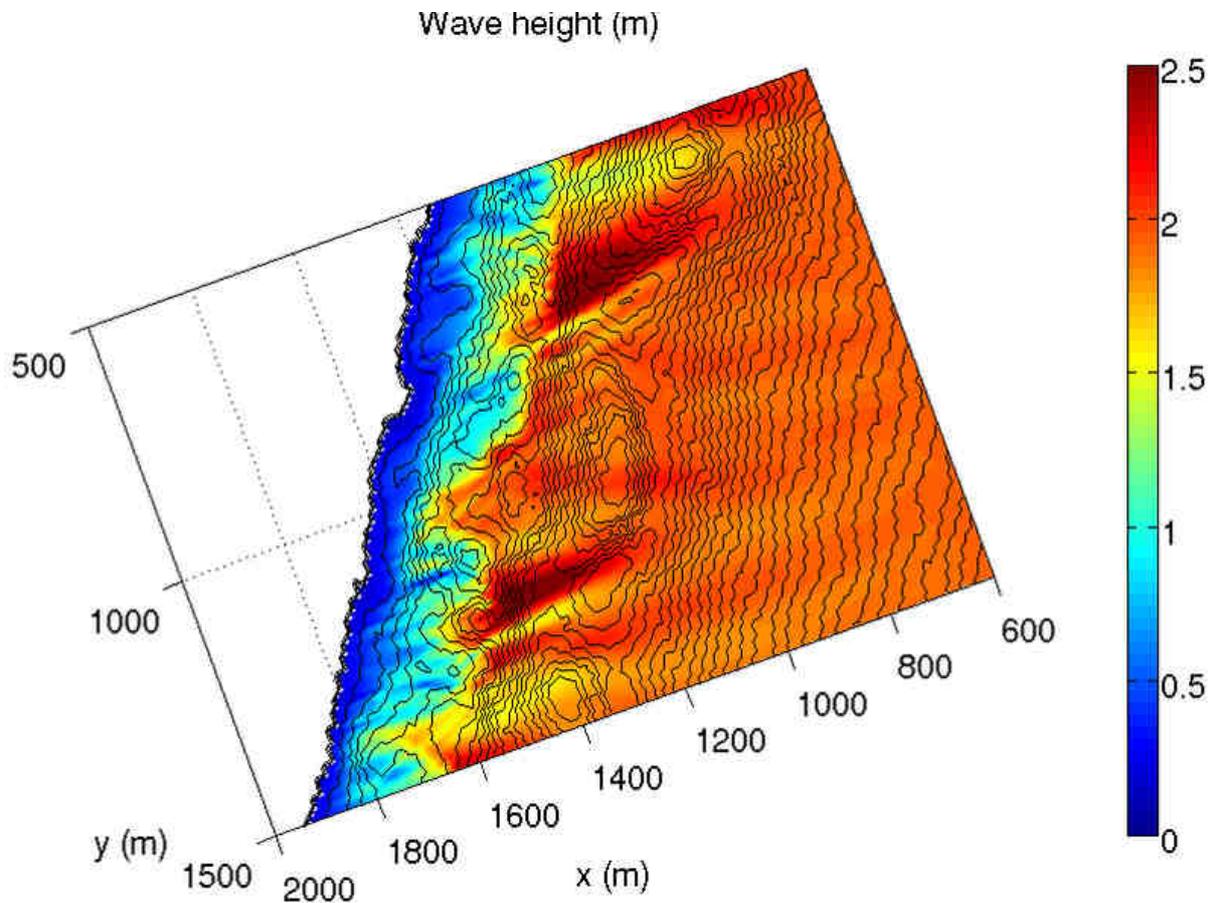


FIG. V.13 – Carte de la hauteur de la houle simulée par REF/DIF sur la plage de Leucate.  $H = 2 \text{ m}$ ,  $T = 7 \text{ s}$ ,  $\theta = 30^\circ$ .

### V.2.1.b Sensibilité du champ de houle à la période de la houle au large

Les champs de houle modélisés sont très sensibles à la période choisie. Des périodes de 6 s, 8 s et 10 s sont à la fois réalistes et couvrent les différents comportements que peut avoir la houle lors de sa propagation jusqu'à la plage.

En effet, sur la plage de Leucate, pour une période de 6 s et avec les paramètres de modélisation choisis, plus une houle sera forte et plus son énergie sera dissipée lors de sa propagation du large jusqu'au point de déferlement (figure V.14). A l'inverse, la hauteur du large jusqu'au point de déferlement d'une houle de période 8 s restera constante, tandis qu'une houle de 10 s sera fortement levée le temps de sa propagation.

Cette différence vient du fait que plus la période d'une houle est grande et plus celle-ci est longue spatialement. Les houles longues sont plus sensibles aux phénomènes de levée, réfraction et diffraction. Pour une hauteur au large donnée, une houle sera donc influencée par la bathymétrie d'autant plus fortement que sa période est grande.

A Leucate, pour une hauteur de houle au large donnée, en dessous de 7 s de période les différents facteurs de dissipation de l'énergie de la houle dominant et la houle perd de la hauteur en se propageant. Au delà de 7 s de période, le phénomène de levée prend le pas sur la dissipation et la hauteur de la houle augmente lors de la propagation. Cette période de 7 s correspond à une longueur d'onde de 76 m.

Ainsi, par rapport à la hauteur qu'elles ont en entrant dans le domaine de modélisation, les houles de courtes périodes arrivent au point de déferlement avec une hauteur inférieure tandis que les houles plus longues peuvent déferler avec une hauteur plus forte. Une conséquence est que la zone de déferlement des vagues sur le domaine s'étend vers le large lorsque la période augmente. La figure V.15 illustre cette sensibilité du point de déferlement de la houle à la période.

La position du point de déferlement dépend aussi de l'angle d'incidence de la houle. En effet, on observe que plus l'incidence de la houle au large est forte plus le point de déferlement de la houle se rapproche légèrement du bord conformément aux prévisions de Hsu *et al.* [2006]. Toutefois l'influence de l'angle d'incidence sur la position du point de déferlement est mineure par rapport à celle de la période de la houle.

### V.2.1.c Sensibilité du champ de houle à la hauteur de la houle au large

Indépendamment de l'incidence de la houle, on peut distinguer différentes zones du domaine où la houle peut déferler en fonction de sa hauteur au large. La localisation de ces zones est évidemment modulée par la sensibilité de la position de la zone de déferlement par rapport à la période de la houle (figure V.15).

L'étude des différents cas modélisés met en évidence plusieurs seuils de hauteur de la houle au large concernant l'établissement du déferlement sur les différentes zones de la plage de Leucate :

- en dessous de 2 m de hauteur, la houle déferle entre la fosse interne et le trait de côte ;
- à partir de 2 m, le déferlement s'établit sur la barre interne ;
- à partir de 3 m et 8 s, les premières vagues déferlent sur la corne Nord (la moins profonde) du système externe ;
- à partir de 5 m, les vagues déferlent sur l'ensemble de la barre externe.

Pour une houle donnée, les zones de déferlement sont inégalement réparties dans le sens longitudinal. Ainsi le déferlement cesse lors du passage de la houle dans la fosse au niveau du ventre de la barre externe et dans la fosse interne. Au contraire, le déferlement peut être continu jusqu'au bord lorsque la houle passe par les cornes de la barre externe (figure V.15).

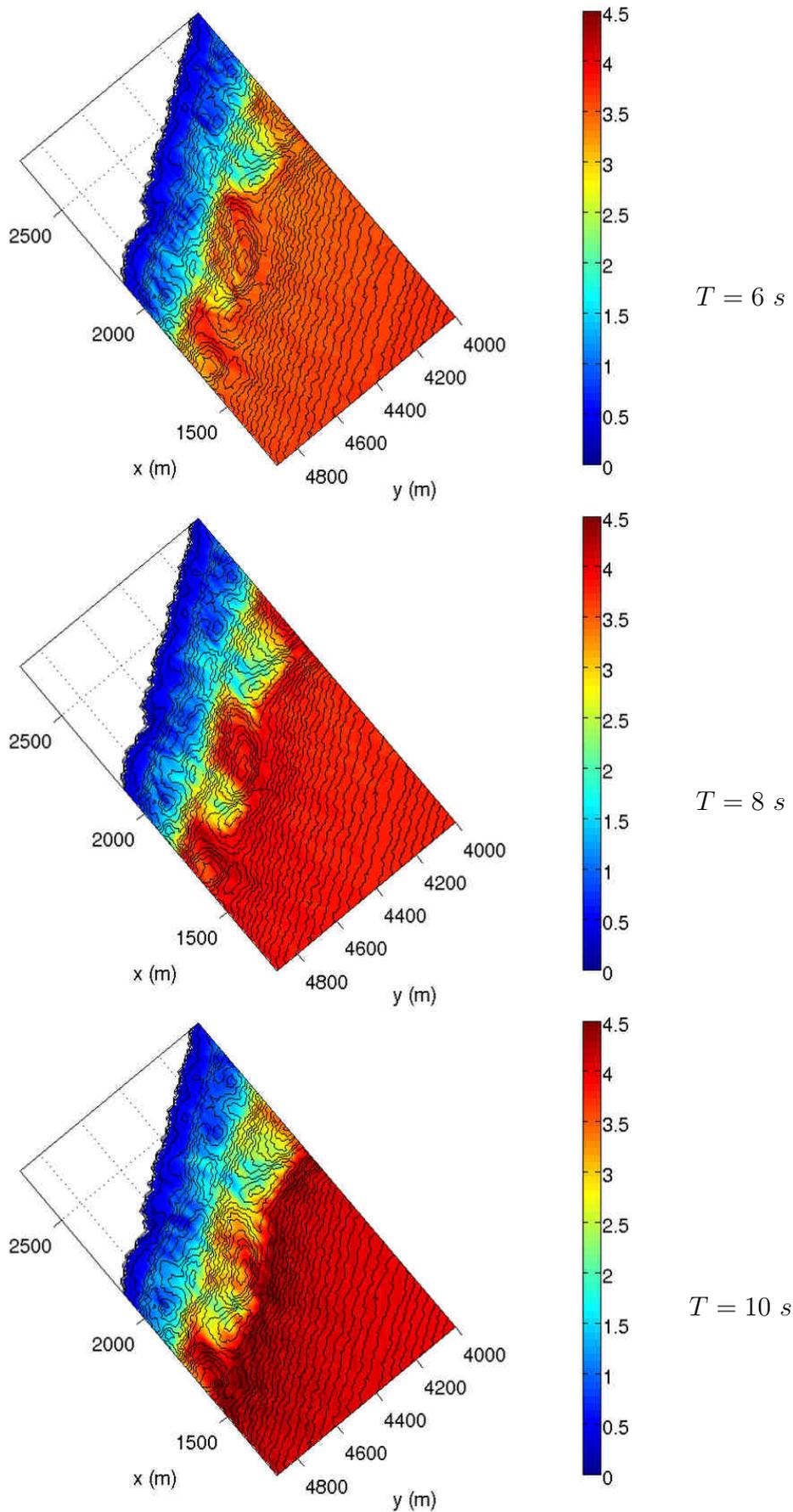


FIG. V.14 – Cartes de la hauteur de la houle modélisée par REF/DIF pour une houle au large de hauteur  $4\text{ m}$ , d'incidence  $35^\circ$  et de période  $6\text{ s}$  (en haut),  $8\text{ s}$  (au milieu) et  $10\text{ s}$  (en bas).

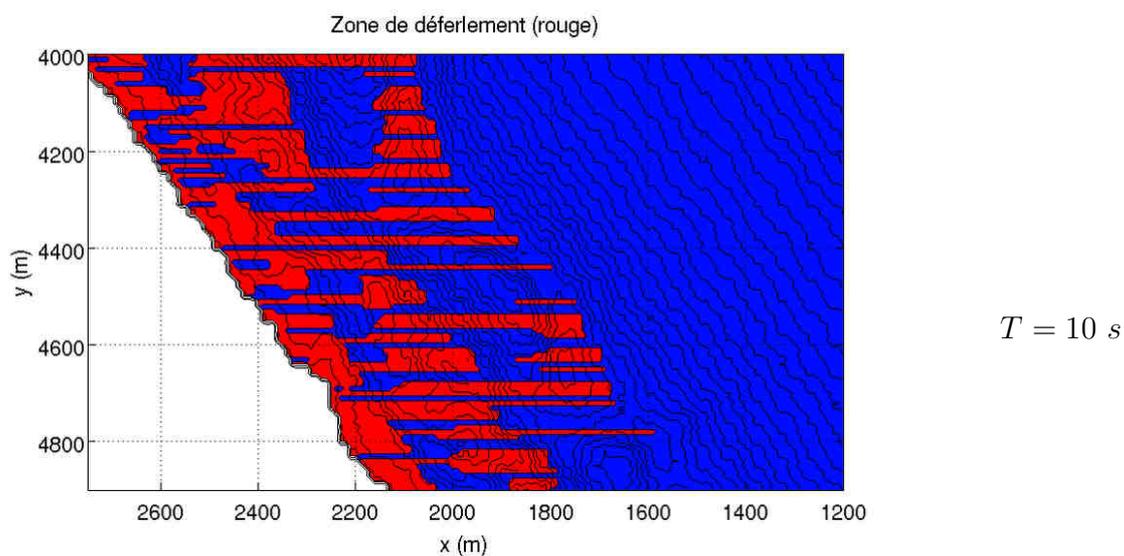
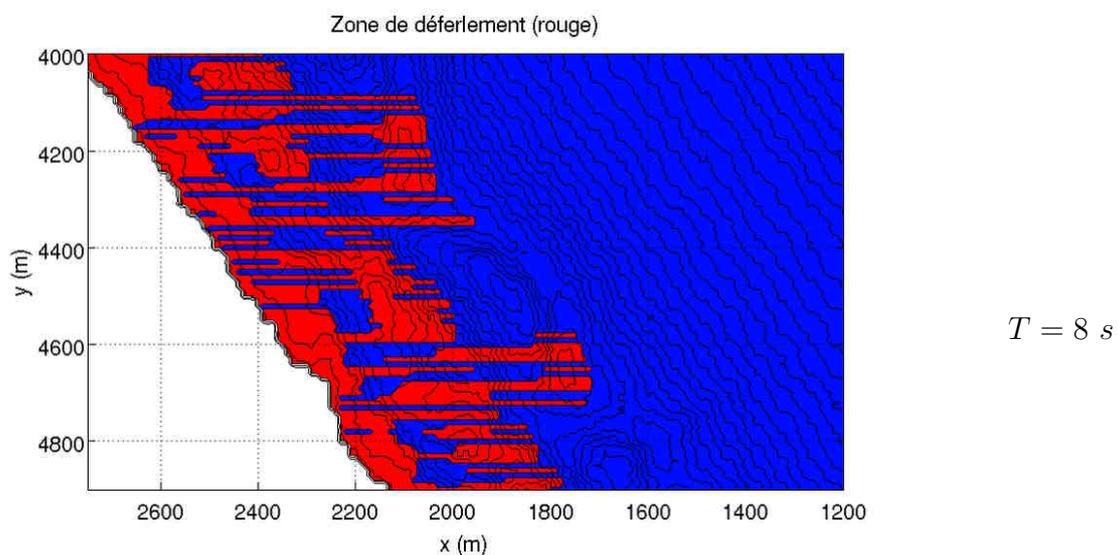
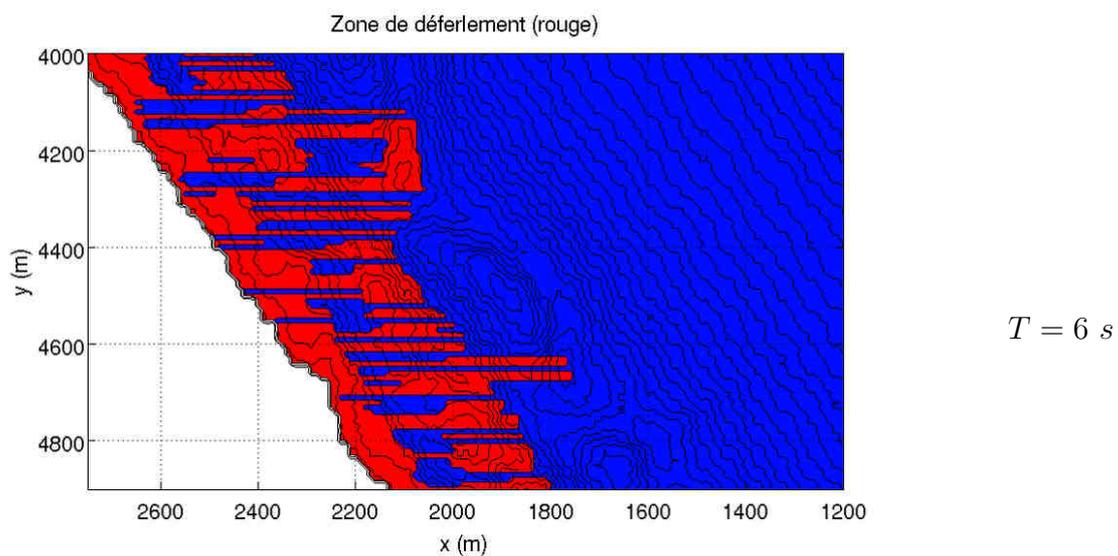


FIG. V.15 – Cartes des zones où la houle déferle (en rouge), modélisées par REF/DIF pour une houle au large de hauteur 4 m, d'incidence 35° et de période 6 s (en haut), 8 s (au milieu) et 10 s (en bas).

### V.2.1.d Modélisation de la vitesse orbitale sur le fond due à la houle

L'étude des cartes de la vitesse orbitale due à la houle sur le fond fait apparaître que la remise en suspension du sédiment dans la zone interne est possible même pour des houles faiblement énergétiques. Celles-ci peuvent alors transporter le sédiment vers le bord de la plage comme le font classiquement les houles de beau temps dans la région [Heurtefeux et Bujan, 2005b].

Dès que la hauteur de la houle au large atteint  $H = 0.3 \text{ m}$ , la vitesse orbitale sur le fond peut atteindre  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  au niveau de la barre interne. A cause de la forte réfraction de la houle sur les cornes de la barre externe, la remise en suspension du sédiment y devient rapidement significative lorsque la hauteur de la houle au large augmente (exemple figure V.16 avec une hauteur de la houle au large de  $0.7 \text{ m}$ ).

A partir de  $1.5 \text{ m}$  de hauteur de houle au large, la vitesse orbitale devient significative aussi dans le ventre de la barre externe (plus de  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$ ), autorisant le transport du sable dans toute la zone des barres d'avant côte.

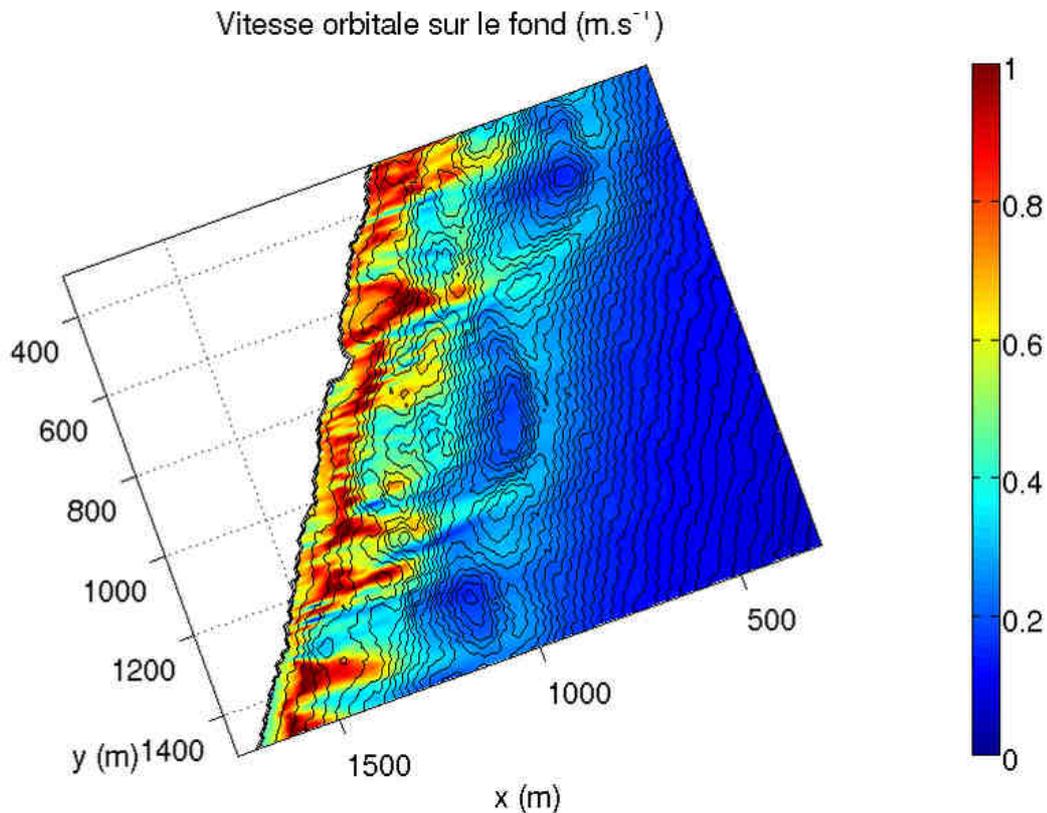


FIG. V.16 – Carte de la vitesse orbitale sur le fond modélisée par REF/DIF.  $H_s = 0.7 \text{ m}$ ,  $T = 5 \text{ s}$  et  $\theta = 30^\circ$ .

### V.2.1.e Conclusion

Sur la plage de Leucate, la morphologie tridimensionnelle des barres sous-marines perturbe fortement la propagation de la houle dont l'énergie est d'abord focalisée sur les cornes de la barre externe puis sur les points haut du système interne. Cette focalisation de l'énergie de la houle par les fonds est à l'origine de gradients de hauteur de la houle dans le sens longitudinal qui ont le potentiel de générer une circulation liée à la bathymétrie des fonds.

Dès son arrivée sur la barre externe et même pour des faibles hauteurs au large la houle est capable de mettre en suspension le sédiment et de le déplacer vers le bord.

## V.2.2 Etude de la dynamique de l'élévation moyenne de la surface libre sur la plage de Leucate

La propagation et le déferlement de la houle vers la côte provoquent des mouvements d'eau qui font varier le niveau moyen de la mer. Dans SHORECIRC, cet apport d'eau est produit par les gradients des termes des tensions de radiation créées par la houle. Ces gradients sont traduits en mouvements horizontaux (courants) et verticaux (variation de hauteur de la surface libre moyenne) de l'eau (section II.2.3.a).

Avant que la houle ne déferle, les gradients des tensions de radiation augmentent (si les phénomènes de dissipation de la houle prédominent sur le phénomène de levée) et provoquent une diminution du niveau de la surface de l'eau (*set down*). Après le déferlement, ces gradients diminuent et sont compensés par la pression hydrostatique ce qui fait augmenter la surface libre moyenne (*set up*, [Longuet-Higgins et Stewart, 1964]).

La modélisation de l'élévation moyenne de la surface libre sous différents forçages sur la plage de Leucate nous a permis d'étudier la sensibilité de cette élévation à la bathymétrie à l'aide de cartes et de profils transversaux. Nous avons aussi pu comparer les résultats du modèle aux résultats figurant dans des travaux antérieurs déjà publiés.

### V.2.2.a Etude des cartes d'élévation moyenne du niveau de la mer

La figure V.17 montre un exemple de modélisation de l'élévation de la surface libre moyenne sur la plage de Leucate. On retrouve les caractéristiques générales de la surface libre moyenne sur une plage soumise à la houle : le niveau de la mer décroît lors de la propagation de la houle pour être minimal avant le déferlement puis augmente dans la zone de déferlement jusqu'à être maximal à la côte.

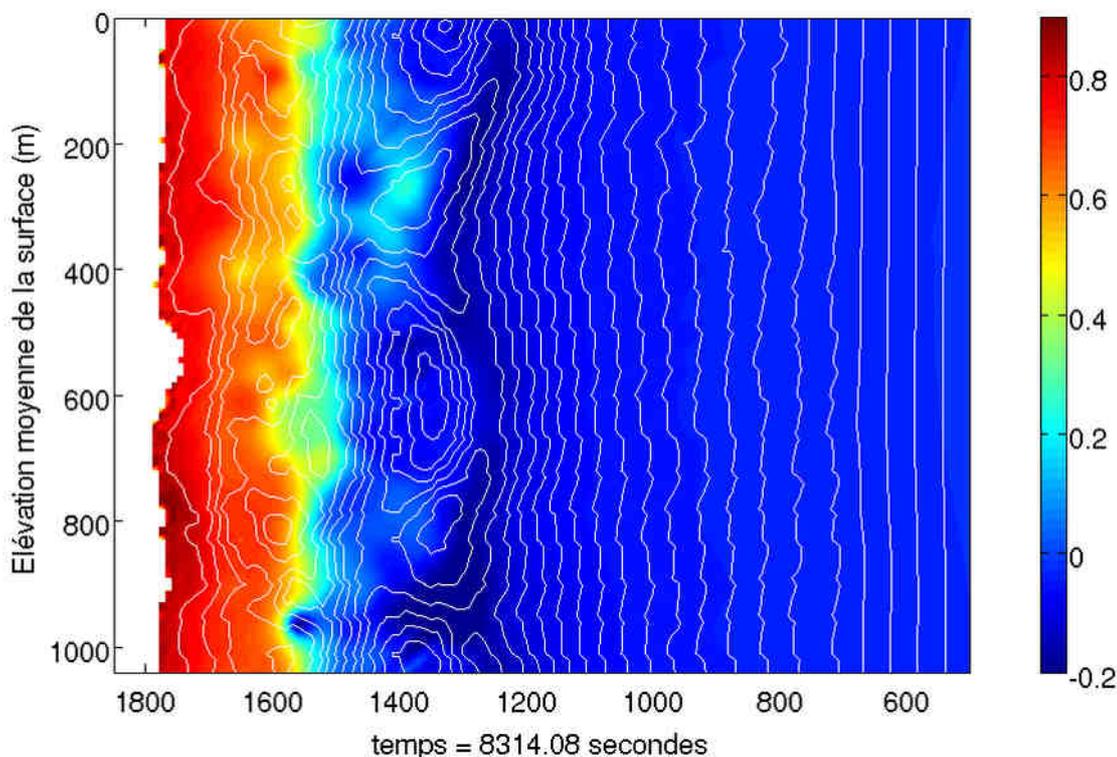


FIG. V.17 – Carte de l'élévation de la surface libre moyenne calculée par SHORECIRC pour une houle frontale de hauteur 4m et de période 8s.

A hauteur de houle au large égale, les surcotes maximales à la côte sont obtenues pour une incidence de houle frontale et pour une grande période. En effet, une houle arrivant perpendiculairement à la plage pousse plus efficacement l'eau vers le bord. Avec des houles non frontales, une partie des gradients des tensions de radiation poussant l'eau vers le bord est traduite en un mouvement de l'eau parallèle à la côte, la surcote à la plage est alors d'autant plus faible que l'angle d'incidence est fort [Hsu *et al.*, 2006].

La surcote augmente aussi avec la période, par conséquence de l'augmentation induite de la hauteur de la houle au niveau du point de déferlement (voir section V.2.1.b).

Sur le bord, la seule tendance significative au niveau de la surcote est que dans tous les cas de figure l'élévation est localement plus forte au niveau de la portion du trait de côte se trouvant face au point haut (voir section I.5.3.a) qui se trouve entre la côte et la corne Sud de la barre externe (ce point est visible en  $y = 800\text{ m}$  sur la figure V.17). En effet, un point haut dans le système interne peut focaliser fortement la houle et maintenir en permanence une circulation dirigée vers la plage. Ce type de point haut doit donc pouvoir être relié spatialement à des zones facilement submersibles sur la plage émergée.

### V.2.2.b Etude de profils transversaux de l'élévation moyenne de la surface libre

Nous avons étudié l'évolution de la surface libre moyenne le long du domaine à travers deux sections passant respectivement par la corne Nord (section 1) et le ventre du croissant externe (section 2) situé au centre du domaine. Ces sections sont décrites sur la figure V.18.

Une étude des profils transversaux de l'élévation moyenne de la surface libre confirme que celle-ci augmente vers la plage dans la zone de déferlement et que la surcote est maximum à la côte. En dehors de la zone de déferlement, la houle peut créer une légère décote en fonction de l'équilibre entre dissipation et levée de la houle. Le niveau de la mer le plus bas est observé au niveau du point où la houle déferle.

La figure V.19 montre des profils transversaux de la surface libre moyenne modélisée le long de la section qui passe par le ventre du croissant de la barre externe (section 1) en fonction de la hauteur de la houle au large. La forme des profils sur la figure V.19 montre que l'augmentation du niveau de la mer depuis le point de déferlement jusqu'au bord n'est pas linéaire mais que les profils semblent influencés par la bathymétrie.

Par exemple, en partant du bord vers le large et en considérant tous les profils existants le long de la section passant par la corne Nord de la barre externe (figure V.18), pour des houles frontales et quelque soit leur période, il est possible de généraliser les caractéristiques suivantes pour l'intérieur de la zone de déferlement :

Du bord vers le large, le profil passe par un plateau lorsque la bathymétrie stagne vers  $1\text{ m}$  de profondeur (figure V.18, image du milieu), puis décroît lorsque la profondeur augmente et passe par un autre plateau au niveau de la fosse interne. Après le passage de la barre interne, le profil décroît à nouveau et marque un plateau au passage de la fosse puis de la barre externe.

Au delà de la barre externe le profil diminue à nouveau, il est concave juste après la barre externe comme l'est le profil bathymétrique, puis devient légèrement convexe tout comme la pente de la plage vers  $8\text{ m}$  de profondeur (figure V.19).

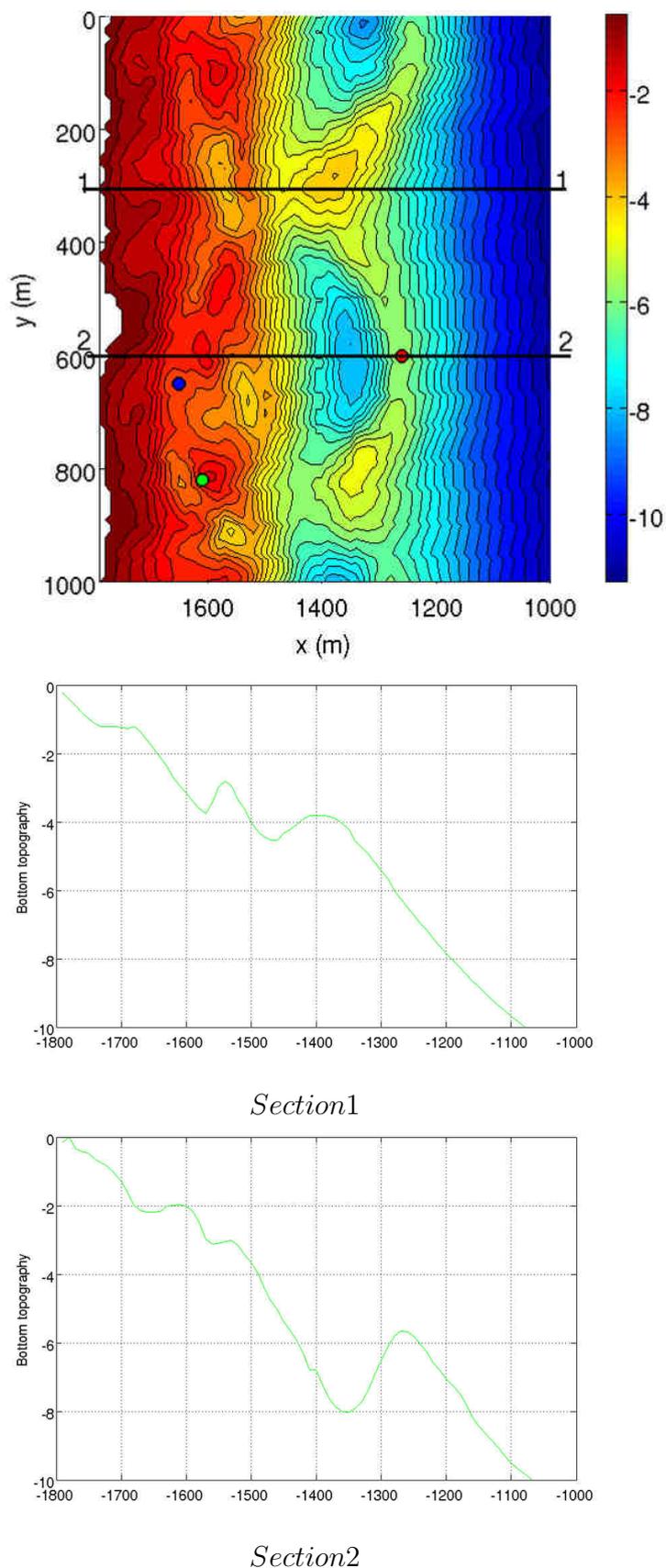


FIG. V.18 – En haut : Bathymétrie de la zone d'étude tournée de  $10^\circ$  par rapport au Nord. La section 1 passe par la corne Nord de la barre externe. La section 2 passe par le ventre du croissant de la barre externe. Au milieu : Profil transversal de la bathymétrie le long de la section 1 passant par la corne Nord du croissant de la barre externe. En bas : Profil transversal de la bathymétrie le long de la section 2 passant par le ventre du croissant de la barre externe.

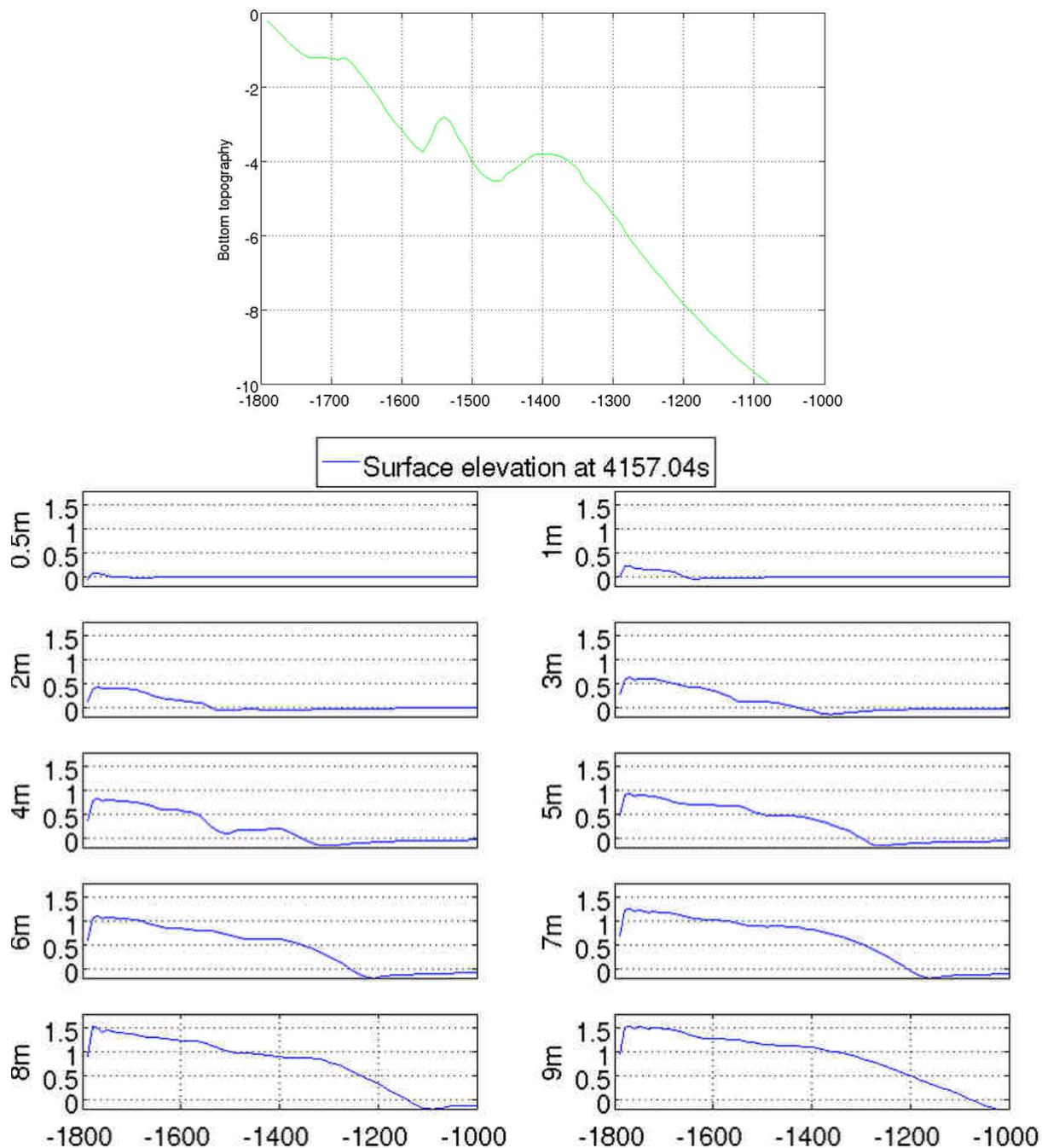


FIG. V.19 – Profils transversaux de la surface libre moyenne le long de la section 1 (passant par la corne Nord du croissant de la barre externe) en fonction de la hauteur de la houle au large pour une période de 8 s.

L'étude des profils situés sur une section passant par le ventre de la barre externe révèle des caractéristiques similaires. Ces éléments nous permettent de conclure sur le comportement général du profil de la surface libre moyenne en fonction du profil bathymétrique dans la zone de déferlement :

La surface libre moyenne augmente lorsque la profondeur diminue. Lorsque la pente est très faible ou au dessus d'une fosse, le profil passe par un plateau. Si une barre est nettement marquée, sa concavité se retrouve sur le profil de la surface libre. De même, en pied de barre ou dans une fosse la convexité d'un profil bathymétrique peut se retrouver sur le profil de la surface libre moyenne.

Globalement, les zones où le profil de la surface libre est le plus concave correspondent à la face coté large des barres sableuses, tandis que les zones où le profil est convexe concordent avec les fosses des barres et les portions convexes du profil bathymétrique.

Ces résultats sont en accord avec les hypothèses de Hsu *et al.* [2006], qui montrent de façon analytique que sur des profils sans barre et à l'intérieur de la zone de déferlement, le profil transversal de l'élévation de la surface de l'eau évolue en suivant globalement la même forme que le profil bathymétrique, selon que celui-ci soit concave, rectiligne ou convexe.

Cette influence de la bathymétrie est aussi visible dans Aagaard *et al.* [1998] où des profils transversaux de l'élévation moyenne de la surface libre sur une bathymétrie réaliste à barres sont calculés d'après la relation entre houle et surface moyenne de Thornton et Guza [1983] qui utilisent, comme notre modèle, le concept des tensions de radiation. Aagaard *et al.* [1998] ont paramétré la formule de Thornton et Guza [1983] afin de caler leurs profils analytiques sur les mesures d'une ligne transversale de 5 pressiomètres, extrapolant ainsi l'évolution de l'élévation moyenne de la surface libre mesurée à l'ensemble d'un profil transversal.

Les profils calculés par Aagaard *et al.* [1998] à partir de données mesurées présentent les mêmes caractéristiques (sensibilité du profil de l'élévation à la bathymétrie) que nos résultats, validant ainsi la capacité de SHORECIRC à simuler les variations de la surface moyenne du niveau de la mer sur des sites réalistes.

### V.2.2.c Etude des extremums

Pour chaque type de forçage étudié, nous avons extrait les valeurs maximales et minimales de l'élévation moyenne de la surface de l'eau. Par exemple, les extremums obtenus en fonction de la hauteur de la houle au large pour une période de 6 s sur la section passant par le ventre du croissant externe (section 2) sont visibles sur la figure V.20.

On peut observer que le niveau minimal de l'eau, qui est atteint au niveau du point de déferlement de la houle, est quasiment constant pour tous les cas de figures autour de  $-0.2\text{ m}$ .

La surcote maximale atteinte à la côte évolue de façon quasi linéaire avec la hauteur de la houle et est aussi sensible à la période. Par exemple, pour une houle de 9 m de hauteur, la surcote vaut 1.3, 1.5 et 1.75 m pour des périodes de respectivement 6, 8 et 10 s.

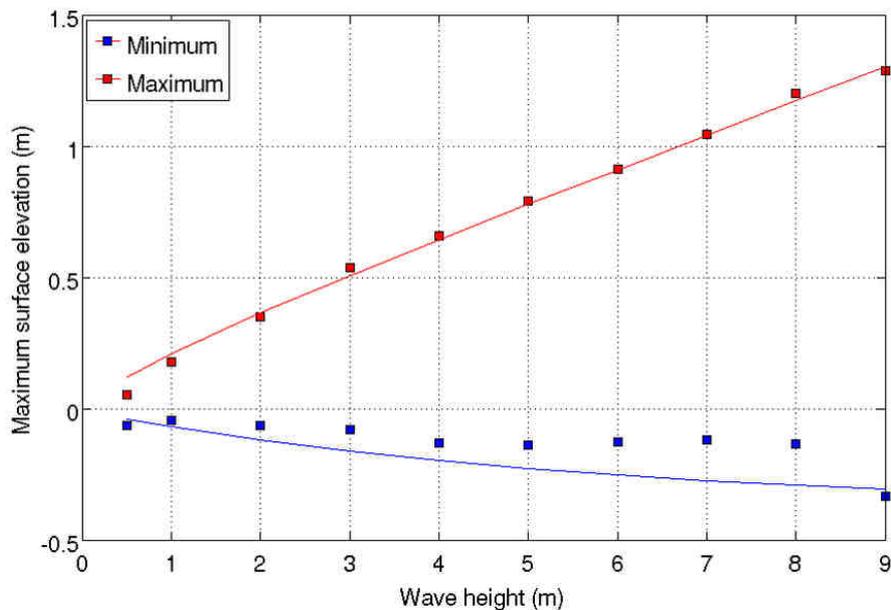


FIG. V.20 – Points : extremums du niveau de l’eau modélisés par SHORECIRC en fonction de la hauteur de la houle au large utilisée en régime quasi-stationnaire sur une section passant par le ventre du croissant externe. Courbes : évolution de la surcote à la plage (en rouge) et de la décote au niveau du point du déferlement (en bleu) en fonction de la hauteur de la houle au large d’après les équations (V.1) et (V.2) pour une plage de pente 1% et un critère de déferlement correspondant de 0.82. La période des houles considérées est de 6 s.

Sur la figure V.20 des courbes de surcote à la plage ( $\zeta_{max}$ ) et de décote au point de déferlement ( $\zeta_b$ ) fournies par les formules analytiques extraites de CECW-EW [2003] sont superposées aux résultats du modèle afin de vérifier leur qualité.

Ces valeurs sont obtenues en fonction des paramètres de la houle au large de la façon suivante :

$$\zeta_{max} = \zeta_b + \frac{H_b}{\left(1 + \frac{8}{3\gamma_b^2}\right)} \quad (V.1)$$

$$\zeta_b = -\frac{1}{8} \frac{H_b^2 \frac{2\pi}{L}}{\sinh \frac{4\pi h_b}{L}} \quad (V.2)$$

où la longueur d’onde est reliée à la période en eau peu profonde par

$$L = T\sqrt{gh} \quad (V.3)$$

$H_b$  la hauteur de la houle au point de déferlement est liée à  $H$  la hauteur de la houle au large selon Komar et Gaughan [1973] :

$$H_b = 0.56H \left(\frac{H}{L}\right)^{-\frac{1}{5}} \quad (V.4)$$

et la profondeur au point de déferlement vaut

$$h_b = \frac{H_b}{\gamma_b} \quad (V.5)$$

La surcote modélisée est en très bon accord avec la courbe analytique (en rouge sur la figure V.20). La valeur du critère de déferlement a été choisie à 0.82 pour correspondre à la pente de la plage selon Weggel [1972]. Avec une valeur de ce critère à 0.78 la courbe affiche des valeurs légèrement plus faibles mais qui restent en accord avec celles de la modélisation.

En ce qui concerne la décote au point de déferlement, la différence observée entre la modélisation et la solution analytique peut être en partie expliquée par la taille finie du domaine de modélisation qui peut gêner le déplacement de l'eau du large vers le bord à cause de la proximité de la frontière au large du domaine de modélisation.

#### V.2.2.d Conclusion

Sur la plage de Leucate, les variations de l'élévation moyenne de la surface libre sous l'effet de la houle sont correctement modélisées.

La sensibilité du champ de l'élévation de la surface à la bathymétrie rejoint les observations de Aagaard *et al.* [1998] et celles de Hsu *et al.* [2006].

Les extremums modélisés correspondent à ceux de la littérature et sont cohérents avec les surcotes observées sur la plage. Lorsque la houle dépasse les 4 m, la surcote à la plage dépasse les 0.7 m et une tempête exceptionnellement forte ( $H \geq 6$  m) peut induire une surcote dépassant 1 m.

Néanmoins, SHORECIRC ne peut pas reproduire la surcote supplémentaire induite par la poussée d'un vent soufflant du large vers la côte. Dans la réalité, les vents de mer forts accompagnant les houles de tempête ont le potentiel d'augmenter la surcote à la plage de plusieurs dizaines de centimètres. En ajoutant en plus les effets de la pression atmosphérique sur l'élévation moyenne de la surface libre, l'effet de la surcote due à la houle peut être doublé. Par exemple, la plus forte surcote observée en Languedoc-Roussillon a été de 2.2 m. Comme on le voit sur la figure V.20, une telle valeur ne peut pas être atteinte grâce aux seuls effets de la houle.

Si SHORECIRC reproduit correctement l'élévation moyenne de la surface libre provoquée par l'arrivée de la houle sur la plage, la non prise en compte des effets du vent empêche le modèle de simuler de façon réaliste les surcotes créées par les tempêtes sur la plage de Leucate.

### V.2.3 Etude de la dynamique de la circulation sur la plage de Leucate

Nous avons vu à la section V.2.1 que le champ de houle était fortement influencé par la bathymétrie. Quelques soient les conditions de hauteur de houle, d'incidence ou de période sur le site, certaines régions comme les cornes de la barre externe ou les points hauts du système interne focalisent l'énergie de la houle. A l'inverse, d'autres zones comme les fosses des barres sont soumises à une énergie plus faible.

Ces différences dans les gradients de tensions de radiation créent une répartition de l'énergie de la houle capable de créer des courants. Ainsi, l'influence de la bathymétrie agit sur les circulations engendrées par la houle. Les zones de focalisation de l'énergie de la houle étant des zones potentielles d'accélération des courants.

Les nombreux forçages que nous avons simulés peuvent générer une grande variété de situations. Si, dans tous les cas, l'effet de la bathymétrie sur la circulation est évident, celle-ci reste aussi modulée par les paramètres de la houle dont nous étudions l'influence ci-dessous.

Les résultats obtenus nous permettent ensuite de présenter les caractéristiques de la circulation sur la plage de Leucate.

#### V.2.3.a Sensibilité de la circulation modélisée aux paramètres de la houle

##### Influence de l'angle d'incidence de la houle au large

Le plus fort contrôle exercé sur les caractéristiques de la circulation modélisée provient de l'angle d'incidence de la houle.

En effet, indépendamment de la bathymétrie, une compétition existe en permanence entre les courants de dérive, favorisés par les houles de fortes incidence [Ruessink *et al.*, 2000; Aagaard *et al.*, 2004; Lafon *et al.*, 2005], et les courants d'arrachement et de retour, favorisés par les houles frontales [Masselink et Black, 1995; Damgaard *et al.*, 2002], en fonction de l'angle d'incidence de la houle à la plage [Feddersen et Guza, 2003].

Nos résultats montrent que les houles arrivant avec une incidence forte par rapport à la plage ont tendance à créer une circulation principalement parallèle à la plage. Néanmoins, de part le caractère tridimensionnel des barres de la plage de Leucate, cette circulation parallèle à la côte n'est pas uniforme en intensité et en direction dans le sens longitudinal.

La figure V.21 illustre par exemple cette non uniformité longitudinale des courants :

- pour une houle faiblement incidente ( $\theta = 10^\circ$ , image du haut), un courant de dérive est déjà établi parallèlement à la plage et circule du Nord vers le Sud. Cette dérive montre cependant quelques méandres et une forte augmentation de son intensité qui passe de  $1.5$  à  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  en aval des cornes de la barre externe ;
- pour une houle de même hauteur au large mais de plus forte incidence ( $\theta = 30^\circ$ , image du bas), le courant de dérive est plus intense (autour de  $2 \text{ m.s}^{-1}$ ) et plus uniforme. Ce courant reste néanmoins influencé par la bathymétrie. On peut voir des accélérations de la dérive (au delà de  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$ ) sous l'effet d'une augmentation des vitesses par effet Venturi, à la fois au passage des cornes de la barre externe et au niveau des points hauts de la barre interne.

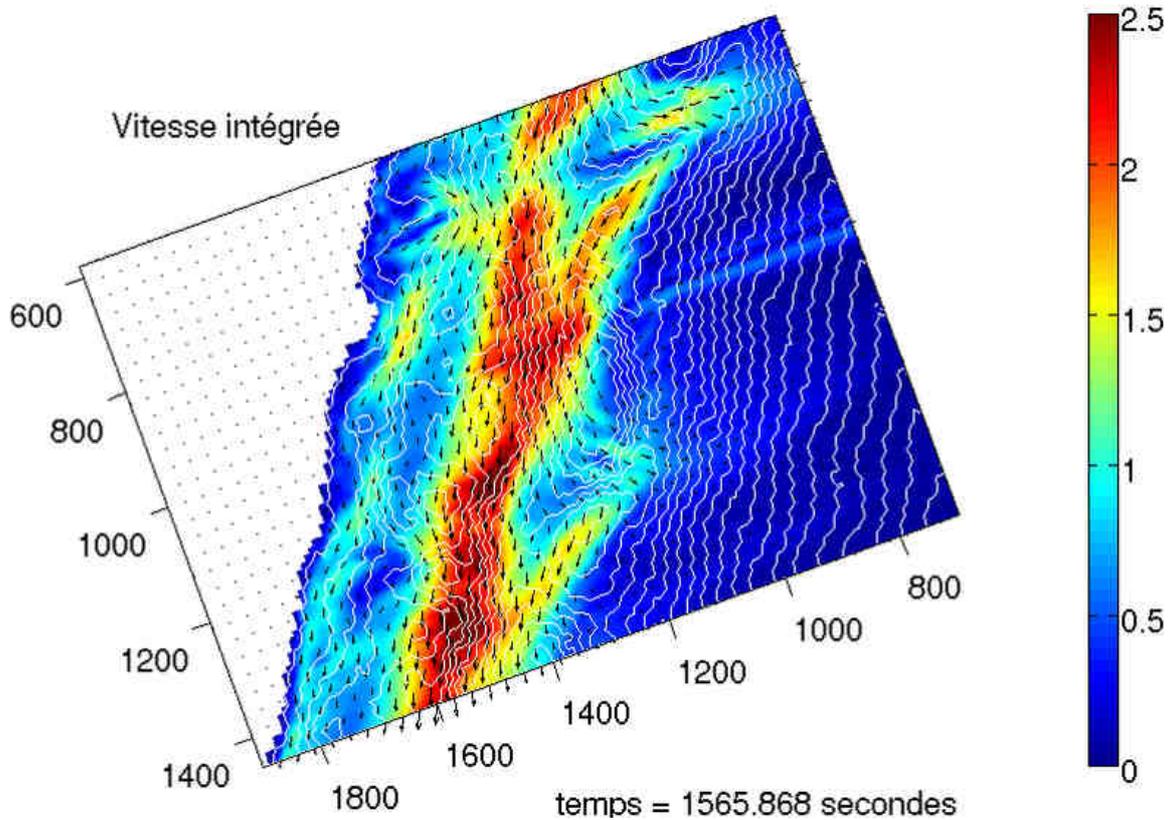
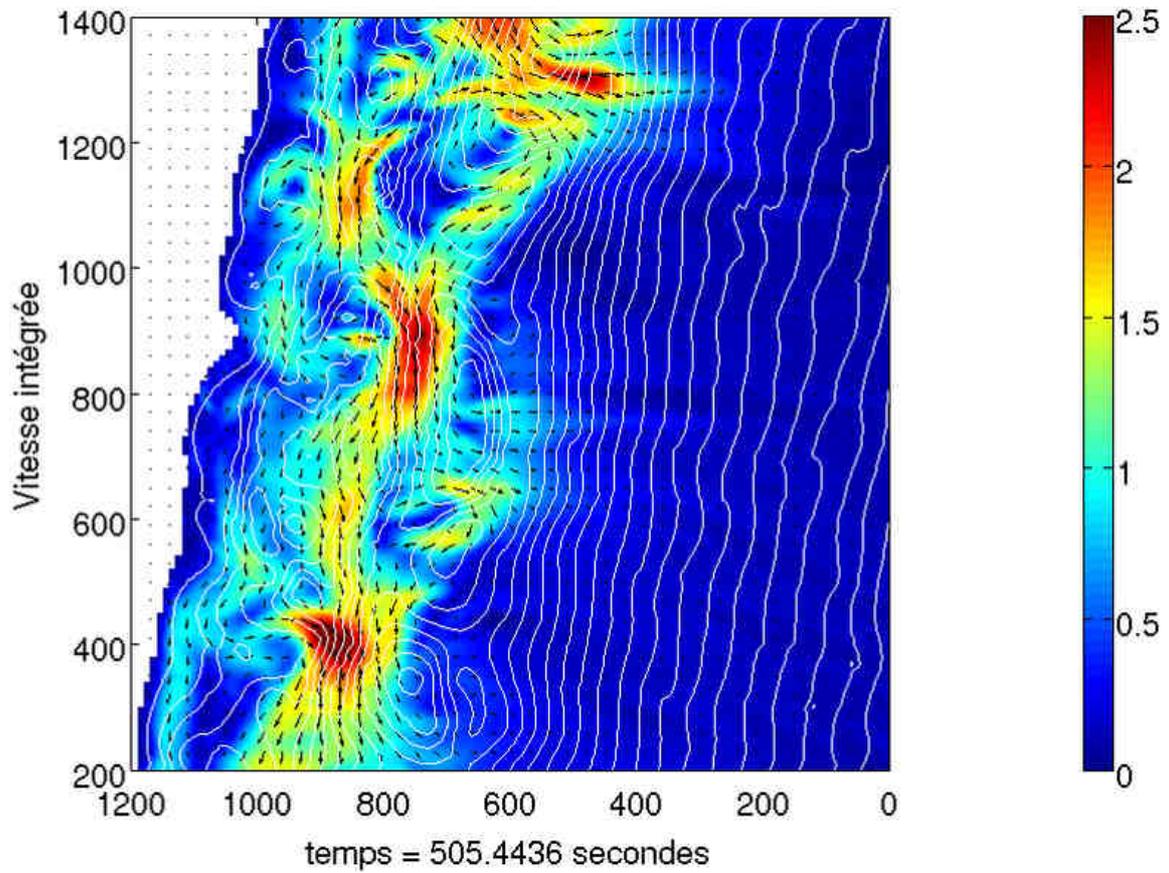


FIG. V.21 – Carte des courants modélisés par SHORECIRC sur la plage de Leucate pour une houle au large de hauteur :  $H = 4\text{ m}$ . En haut :  $\theta = 10^\circ$ ,  $T = 7\text{ s}$ . En bas :  $\theta = 30^\circ$ ,  $T = 8\text{ s}$ .

Pour une incidence donnée, la prépondérance du courant de dérive augmente avec la hauteur de la houle car les gradients transversaux des tensions de radiation augmentent et deviennent plus forts que les gradients longitudinaux des tensions de radiation capables de générer des boucles de circulation.

Lorsque la houle est suffisamment faible par contre, les gradients des tensions de radiation peuvent être équivalents dans les deux directions. Nos simulations montrent qu'une houle au large inférieure à 1 m de hauteur est suffisamment réfractée lors de sa propagation pour que près du bord l'écart de hauteur de la houle sur une section parallèle à la plage dépasse sa hauteur au large, générant ainsi des gradients longitudinaux de tensions de radiation du même ordre que les gradients transversaux.

La figure V.22 illustre cette situation où courants longitudinaux et transversaux influencent de façon égale la circulation. L'image du haut montre la circulation créée par une houle frontale au large où  $H = 0.5\text{ m}$  et  $T = 6\text{ s}$ . On observe que la circulation est à la fois collée et parallèle à la côte sans direction particulière et que des départs d'eau vers le large existent et sont perpendiculaires à la côte (courants d'arrachement).

L'image du bas montre la circulation créée par la même hauteur de houle au large avec une incidence de  $30^\circ$ . Malgré la forte incidence de la houle, on observe le même type de circulation que sur l'image du haut. Le courant de dérive dirigé vers le Sud est faible et est inversé à plusieurs reprises sur le domaine.

Cette situation montre l'importance que la bathymétrie peut avoir sur la circulation malgré une forte incidence de la houle [Chickadel, 2007]. Cette influence de la bathymétrie est d'autant plus significative que la houle est faible.

### **Influence de la hauteur de la houle au large**

Etant le moteur de la mise en mouvement de l'eau dans notre modèle, la houle induit une circulation dont l'échelle spatiale est d'autant plus grande que la hauteur de la houle au large est grande. Par conséquent, plus la distance du point de déferlement par rapport à la côte est grande et plus les figures de circulation modélisées sont grandes.

Le principal résultat de l'étude des diverses conditions de houles existant à Leucate, est la mise en évidence de l'existence d'un seuil de hauteur de houle au large concernant l'activation de la circulation sur le système externe :

ce seuil correspond à l'établissement du déferlement sur le système externe, qui débute toujours sur la corne Nord qui est la moins profonde. La largeur de la zone de déferlement avant l'établissement du déferlement sur le système externe vaut 150 m. Dès que le déferlement se produit sur le système externe, cette largeur passe à 250 m et la géométrie des boucles de circulation sur le domaine change de façon très nette (figure V.23).

La figure V.23 illustre l'existence de ce seuil à travers la circulation créée par une houle frontale de période 6 s. Pour une hauteur de la houle au large de 3 m (image du haut), la circulation, malgré de nombreux tourbillons et des intensités supérieures à  $1.5\text{ m.s}^{-1}$ , reste cantonnée au sein du système interne. Avec une hauteur de la houle au large de 4 m (image du bas), la houle commence à déferler sur les cornes de la barre externe. Les courants sont alors significatifs du trait de côte jusqu'à la pente coté large de la barre externe et les boucles de circulation sont plus grandes spatialement.

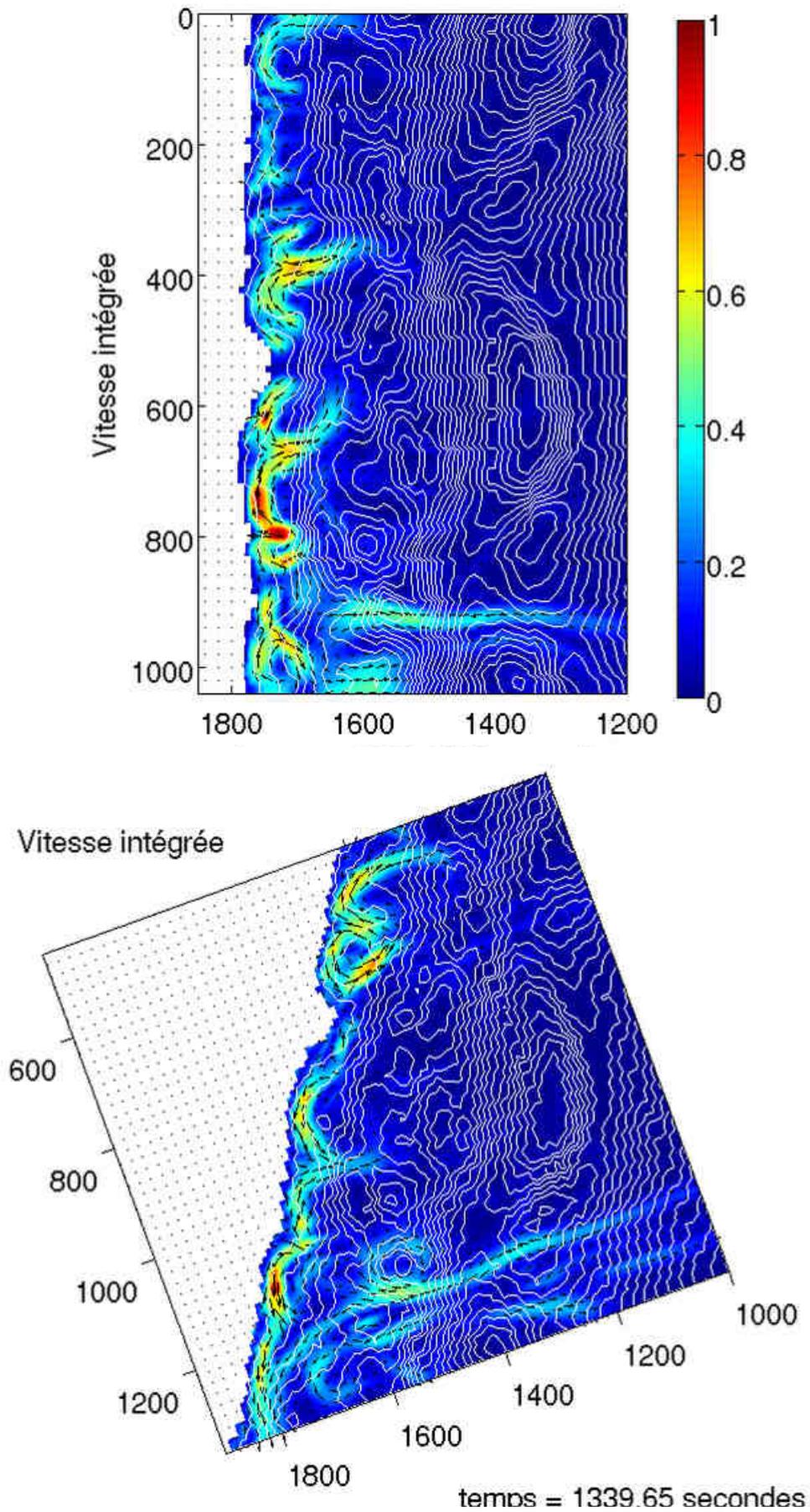


FIG. V.22 – Carte des courants calculés par SHORECIRC sur la plage de Leucate.  $H = 0.5\text{ m}$ ,  $T = 6\text{ s}$ . En haut :  $\theta = 0^\circ$ . En bas :  $\theta = 30^\circ$ .

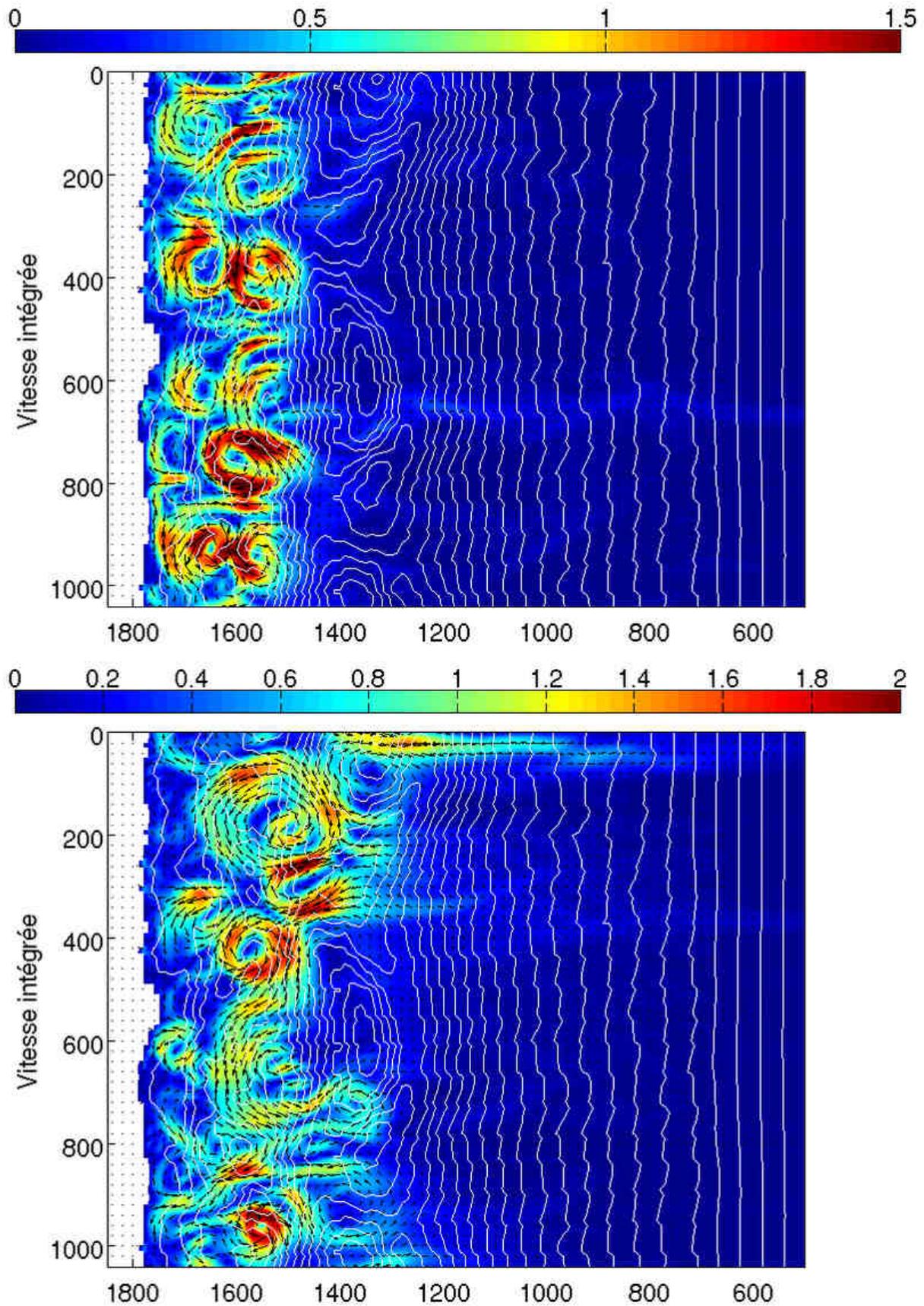


FIG. V.23 – Carte des courants calculés par SHORECIRC sur la plage de Leucate.  $\theta = 0^\circ$ ,  $T = 6\text{ s}$ . En haut :  $H = 3\text{ m}$ . En bas :  $H = 4\text{ m}$ .

Le seuil d'établissement de la circulation sur le système externe est aussi sensible, dans une moindre mesure, à la période et à l'incidence de la houle au large puisque l'augmentation de ces paramètres fait migrer le point de déferlement respectivement vers le large et vers le bord.

Pour une houle frontale, le seuil de déferlement de la houle sur la corne Nord du système externe est une houle dont les caractéristiques au large sont  $H = 3 \text{ m}$  et  $T = 8 \text{ s}$ .

Les résultats obtenus nous ont conduit à partitionner la plage immergée de Leucate en deux compartiments distincts au niveau de l'hydrodynamique (systèmes interne et externe).

Comme les houles arrivant sur la plage de Leucate ont souvent une incidence non nulle et une période voisine de  $6 \text{ s}$ , nous pouvons conclure que pour pouvoir établir la circulation sur le système externe, une houle doit avoir une hauteur au large supérieure à  $H = 4 \text{ m}$ .

### **Influence de la période de la houle au large**

Comme les houles de période élevée lèvent lors de leur propagation, lorsque la période de la houle au large augmente, la circulation évolue comme si la hauteur de la houle augmentait.

Sur la figure V.24, on retrouve donc la tendance vue à la figure V.23, à savoir une augmentation de l'intensité des courants et de la taille des boucles de circulation.

Lorsque les autres paramètres sont constants, l'augmentation de la période de la houle au large favorise les gradients longitudinaux des tensions de radiation et par conséquent la non uniformité des courants dans le sens longitudinal.

#### **V.2.3.b Caractéristiques de la circulation sur le domaine de modélisation**

Nous venons de voir que d'une façon générale, l'hydrodynamique sur la plage de Leucate est un intermédiaire entre une situation où la houle est frontale et crée des boucles de circulation contrôlées par la bathymétrie, et une situation où la circulation consiste en un courant de dérive dont l'uniformité augmente avec la hauteur et l'angle d'incidence de la houle au large mais décroît lorsque que la période de la houle augmente.

Certaines zones de la plage exercent un contrôle fort sur la circulation, et ce même pour les situations où le courant de dérive domine, en particulier :

- les fosses du système interne qui, jusqu'à ce que la circulation s'établisse sur le système externe, restent les zones privilégiées pour les départs d'eau de la côte vers le large ;
- les cornes du système externe qui, dès que la houle déferle sur le système externe, focalisent les afflux d'eau du large vers la côte ;
- les centres des ventres des croissants de la barre externe, qui sont des points privilégiés pour l'évacuation de l'eau vers le large lorsque la houle déferle sur le système externe.

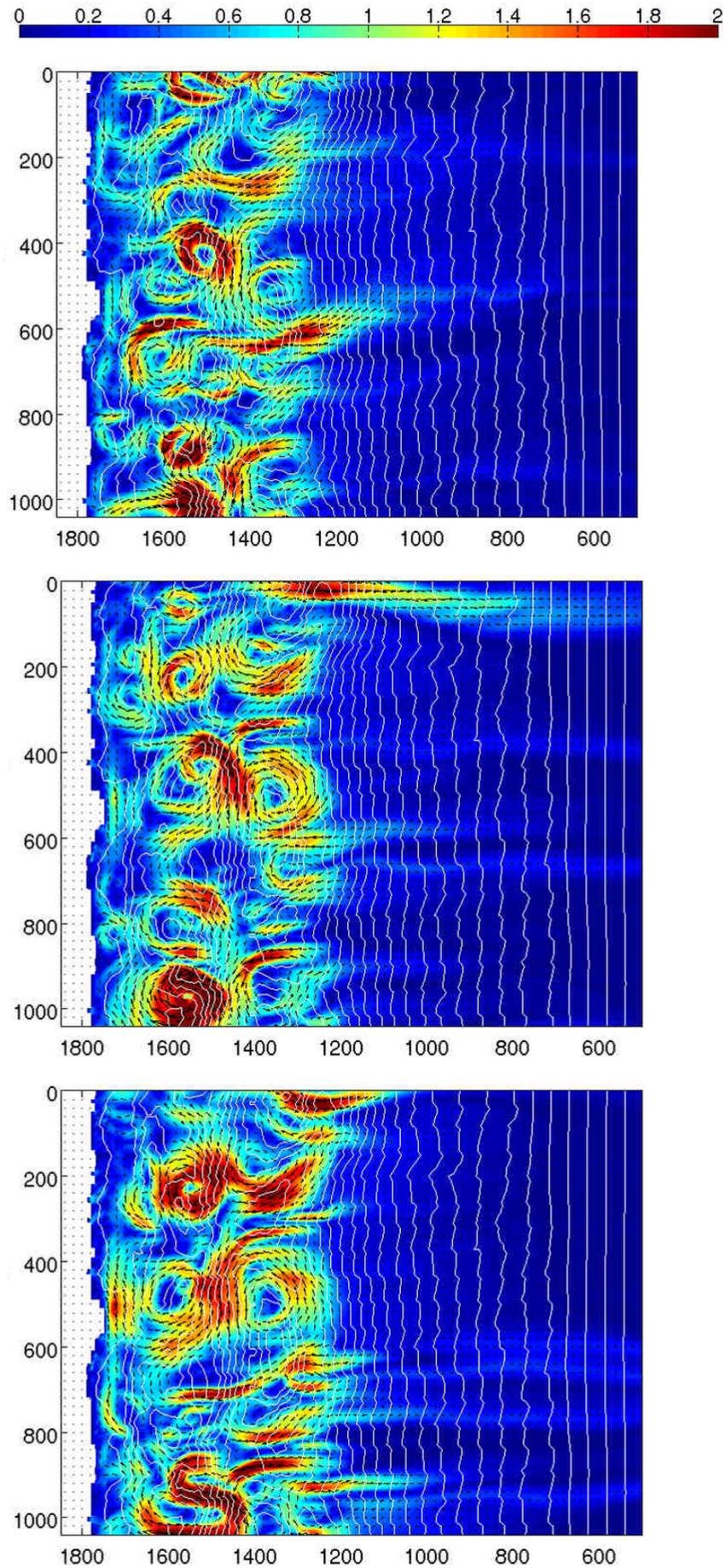


FIG. V.24 – Carte des courants calculés par SHORECIRC sur la plage de Leucate.  $H = 5$  m,  $\theta = 0^\circ$ . En haut :  $T = 6$  s. Au milieu :  $T = 8$  s. En bas :  $T = 10$  s.

Ces caractéristiques sont en accord avec les résultats de Castelle [2004], qui montre, avec un modèle de circulation bidimensionnel sur une bathymétrie semblable à celle de Leucate, que la houle se focalise sur les cornes des croissants et crée une circulation vers la plage tandis que l'eau est évacuée préférentiellement vers le large au niveau des ventres des croissants.

Afin de mettre en évidence les différences entre la circulation sur les cornes et au niveau du ventre de la barre externe, nous nous sommes intéressés à des profils de la vitesse intégrée sur la verticale, des extremums de la vitesse en fonction de la hauteur de la houle au large et des profils verticaux de la vitesse le long des sections passant par la corne Nord et le ventre de la barre externe visibles figure V.18.

### **Caractéristiques de la circulation intégrée sur la verticale le long de deux sections transversales.**

Au niveau de la section passant par la corne Nord de la barre externe, la seule constante dans les profils de la vitesse transversale est une fine bande de courant dirigée vers le bord contre la côte quelque soit la période ou la hauteur de la houle. Les profils de la vitesse intégrée sur la verticale ne permettent pas de voir d'autres caractéristiques.

Au niveau de la section passant par le ventre de la barre externe, une étude des profils de la vitesse intégrée sur la verticale montre que la vitesse transversale est systématiquement dirigée vers le large dans la fosse externe dès que la circulation est activée sur le système externe ( $H \geq 4 \text{ m}$ , exemple sur la figure V.25). Avant l'activation ( $H < 4 \text{ m}$ ), la vitesse dans la fosse externe est quasiment nulle, elle est dirigée vers le large au niveau de la barre et de la fosse interne et est dirigée vers la côte près du bord.

### **Caractéristiques des extremums de la circulation intégrée sur la verticale le long de deux sections transversales.**

L'étude des extremums le long des profils des vitesses intégrées sur la verticale en fonction de la hauteur de la houle au large met en évidence la différence de fonctionnement de la dynamique des courants sur les cornes et les ventres du système externe.

- Au niveau de la section passant par la corne Nord du croissant externe, les vitesses transversales maximales modélisées évoluent peu en fonction de la hauteur de la houle et dépassent rarement  $2 \text{ m.s}^{-1}$  quelle que soit la période.  
Par exemple, pour une période de  $10 \text{ s}$  (figure V.26, image du haut), les extremums de la vitesse transversale intégrée sur la verticale évoluent peu avec la hauteur de la houle au large. On n'arrive pas non plus à trouver de tendance en étudiant la forme des profils de la vitesse transversale intégrée sur la verticale le long de cette section.
- Au niveau de la section passant par le ventre de la barre externe, les extremums des vitesses transversales intégrées sur la verticale ne dépassent jamais  $1 \text{ m.s}^{-1}$  tant que la circulation n'est pas établie sur le système externe. Lorsque la circulation existe sur le système externe, c'est à dire lorsque la hauteur de la houle au large atteint  $4 \text{ m}$ , les extremums de la vitesse transversale sont en permanence supérieurs à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ .

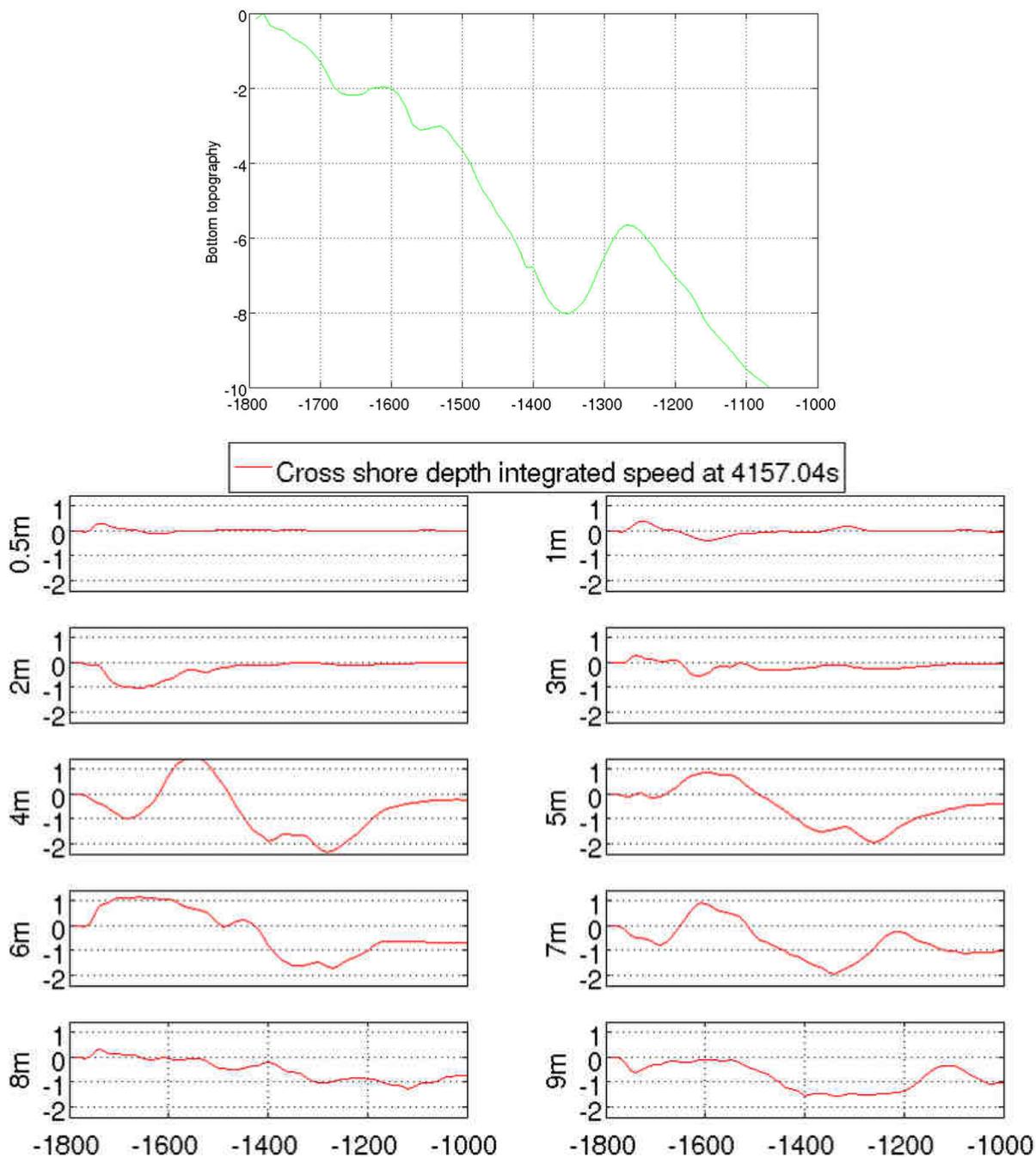


FIG. V.25 – Profils transversaux de la vitesse transversale intégrée sur la verticale le long de la section 2 (passant par le ventre du croissant de la barre externe) en fonction de la hauteur de la houle au large avec  $T = 8 \text{ s}$  et  $\theta = 0^\circ$ .

Par exemple avec une houle frontale de période  $8 \text{ s}$  (figure V.26), les vitesses transversales sont inférieures à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  jusqu'à  $3 \text{ m}$  de hauteur de houle au large. Entre  $3$  et  $4 \text{ m}$ , les valeurs des extremums augmentent brusquement. Les vitesses les plus fortes sont observées pour une hauteur de  $4 \text{ m}$  ( $2.3 \text{ m.s}^{-1}$ ), puis décroissent régulièrement entre  $4 \text{ m}$  et  $9 \text{ m}$  pour atteindre  $1.5 \text{ m.s}^{-1}$ .

Ce passage de la vitesse transversale intégrée sur la verticale maximale par un plateau puis sa décroissance lorsque la hauteur de la houle au large augmente, correspond à la croissance de la zone de déferlement en amont de la barre externe. Cette augmentation de la largeur de la zone de déferlement au delà de la barre externe a pour effet de réduire les gradients des tensions de radiation apportées par la houle.

Par conséquent, l'intensité du courant de retour qui compense l'apport d'eau dû à la houle au niveau du ventre de la barre externe est réduite.

Ce phénomène a déjà été observé sur une plage à barres par Houser et Greenwood [2005a]. Il n'est pas observé au niveau de la corne, car la circulation y est majoritairement dirigée vers le bord tandis que le ventre de la barre externe est en permanence le siège de départs d'eau vers le large.

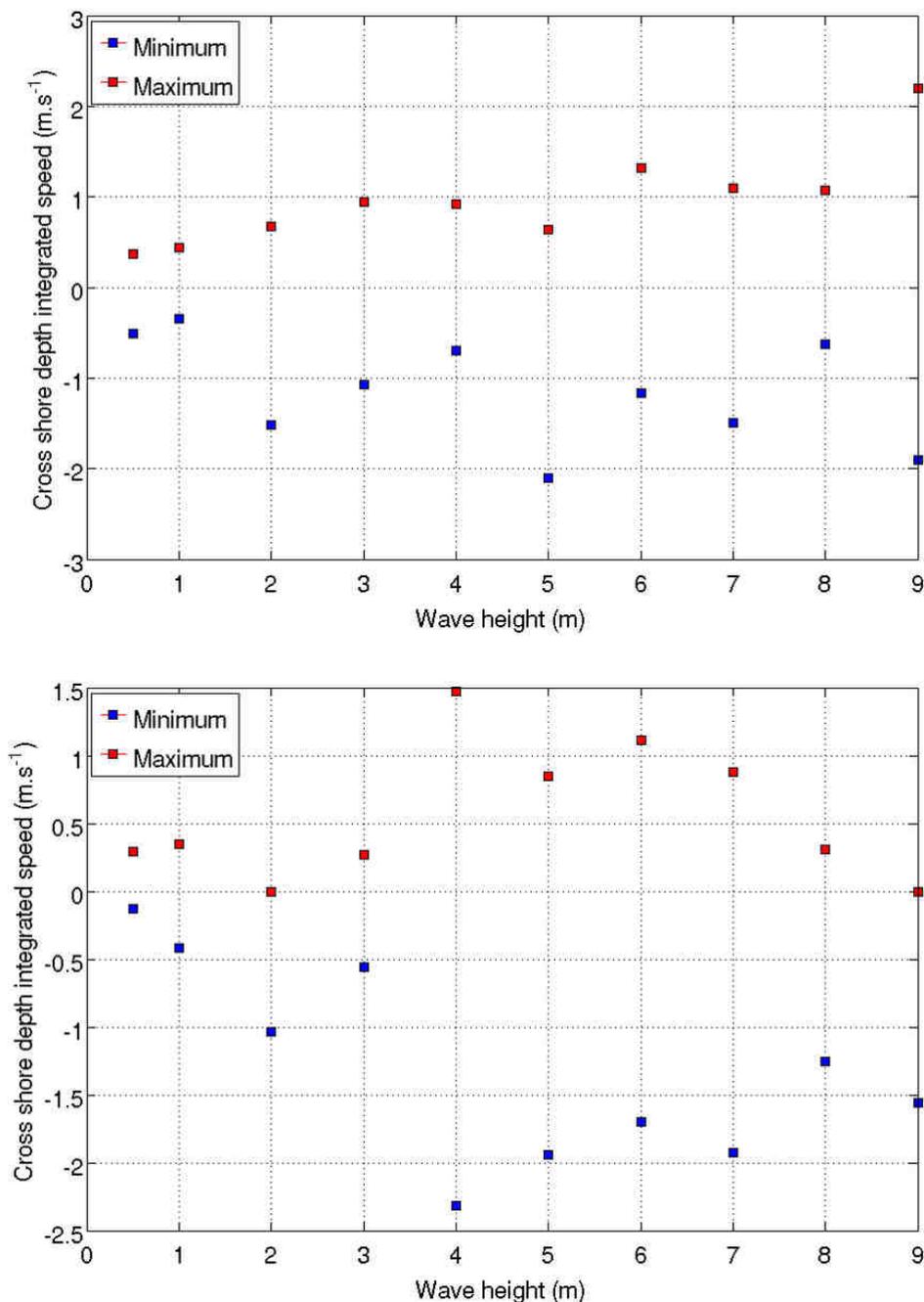


FIG. V.26 – Extremums de la vitesse transversale intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC en fonction de la hauteur de la houle au large en régime quasi-stationnaire. En haut : section passant par la corne Nord du croissant externe.  $T = 10$  s. En bas : section passant par le ventre du croissant externe.  $T = 8$  s. La houle arrive frontalement à la côte.

### Caractéristiques des profils verticaux de la vitesse le long de deux sections transversales.

Les valeurs intégrées sur la verticale au niveau de la section passant par la corne de la barre externe n'ont pas permis de mettre en évidence un seuil de hauteur de houle au large. Les profils quasi-tridimensionnels de la vitesse sur la verticale, calculés par SHORECIRC, offrent une profondeur supplémentaire à notre étude.

Par exemple, une étude des profils de la vitesse transversale sur la verticale en fonction de la hauteur de la houle au large permet de mettre en évidence le seuil de l'établissement de la circulation sur le système externe :

Au niveau de la section passant par la corne de la barre externe (figure V.27, image du haut), les coupes verticales de la vitesse transversale montrent qu'avant l'établissement du déferlement sur la corne les vitesses sont faibles au niveau de la barre externe.

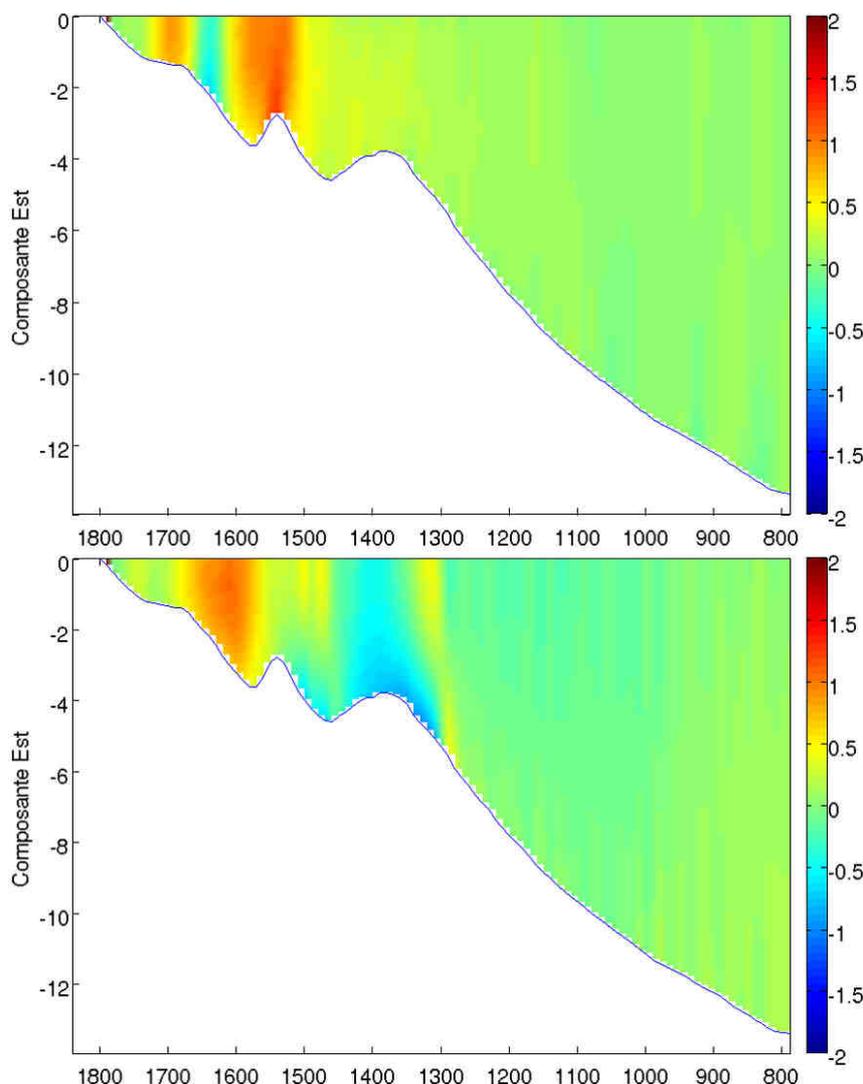


FIG. V.27 – Coupes verticales de la composante Est de la vitesse modélisée par SHORECIRC le long de la section 1 passant par la corne Nord de la barre externe (les vitesses négatives sont dirigées vers la côte). En haut :  $H = 2 \text{ m}$ ,  $T = 6 \text{ s}$ ,  $\theta = 0^\circ$ . En bas :  $H = 4 \text{ m}$ ,  $T = 10 \text{ s}$ ,  $\theta = 0^\circ$ .

Dès que la houle déferle sur la barre externe, les vitesses transversales sur la corne sont dirigées vers le bord à des intensités supérieures à  $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (figure V.27, image du bas). De telles vitesses sont en théorie capables de provoquer la migration de la barre externe en direction du bord.

Les vitesses sur la corne de la barre externe étant fortement cisailées sur la verticale, cette caractéristique de la circulation n'a pas pu être découverte par l'étude seule de la vitesse intégrée sur la verticale.

Le seuil de mise en place de la circulation sur le système externe est aussi visible sur des coupes verticales passant par le milieu du croissant de la barre externe.

Par rapport à la coupe passant par la corne du système externe, les vitesses sur une coupe verticale passant par le milieu du croissant de la barre externe ont un profil légèrement plus cisailé (figure V.28).

En dessous de  $4 \text{ m}$  de hauteur de houle au large, les vitesses significatives restent cantonnées à la zone interne (image du haut).

Lorsque la houle commence à déferler sur la barre externe ( $H = 4 \text{ m}$ , image du milieu), les vitesses deviennent significatives sur la barre externe et les vitesses transversales sont dirigées vers le large et sont maximales sur le fond dans la fosse et plus en surface au niveau de la crête de la barre.

Au delà de  $4 \text{ m}$  (image du bas), la composante transversale est en permanence intense (entre  $1$  et  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ), et dirigée vers le large sur la fosse ( $8 \text{ m}$  de profondeur) et la crête ( $6 \text{ m}$  de profondeur) du croissant externe. Pour une houle de tempête décennale ( $H = 6 \text{ m}$ ,  $T = 8 \text{ s}$ ), les vitesses sur le fond dirigées vers le large sont de l'ordre de  $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  jusqu'à  $12 \text{ m}$  de profondeur.

### V.2.3.c Conclusion

Il existe un seuil de hauteur de houle au large en dessous duquel la circulation hydrodynamique n'est pas activée sur la barre externe. Ce seuil de hauteur de houle au large est estimé à  $4 \text{ m}$ .

- En deçà de ce seuil, la barre externe peut échanger du sédiment avec le système interne via les cornes du feston externe sur lesquelles la focalisation des vagues crée de fortes vitesses orbitales (figure V.29).
- Au delà de ce seuil, la circulation est activée dans la zone externe. Les courants sur le fond sont alors suffisamment intenses pour permettre la migration de la barre externe vers le large au niveau de son ventre, et vers le bord au niveau des cornes.

L'existence de ce seuil rejoint les observations de *Castelle et al.* [2007], qui, sur la plage à barres festonnées du Truc Vert en Gironde, estiment que la hauteur au large de la houle minimale pour mettre la barre externe en mouvement est de  $3 \text{ m}$  (la barre externe du Truc Vert est moins profonde que celle de Leucate).

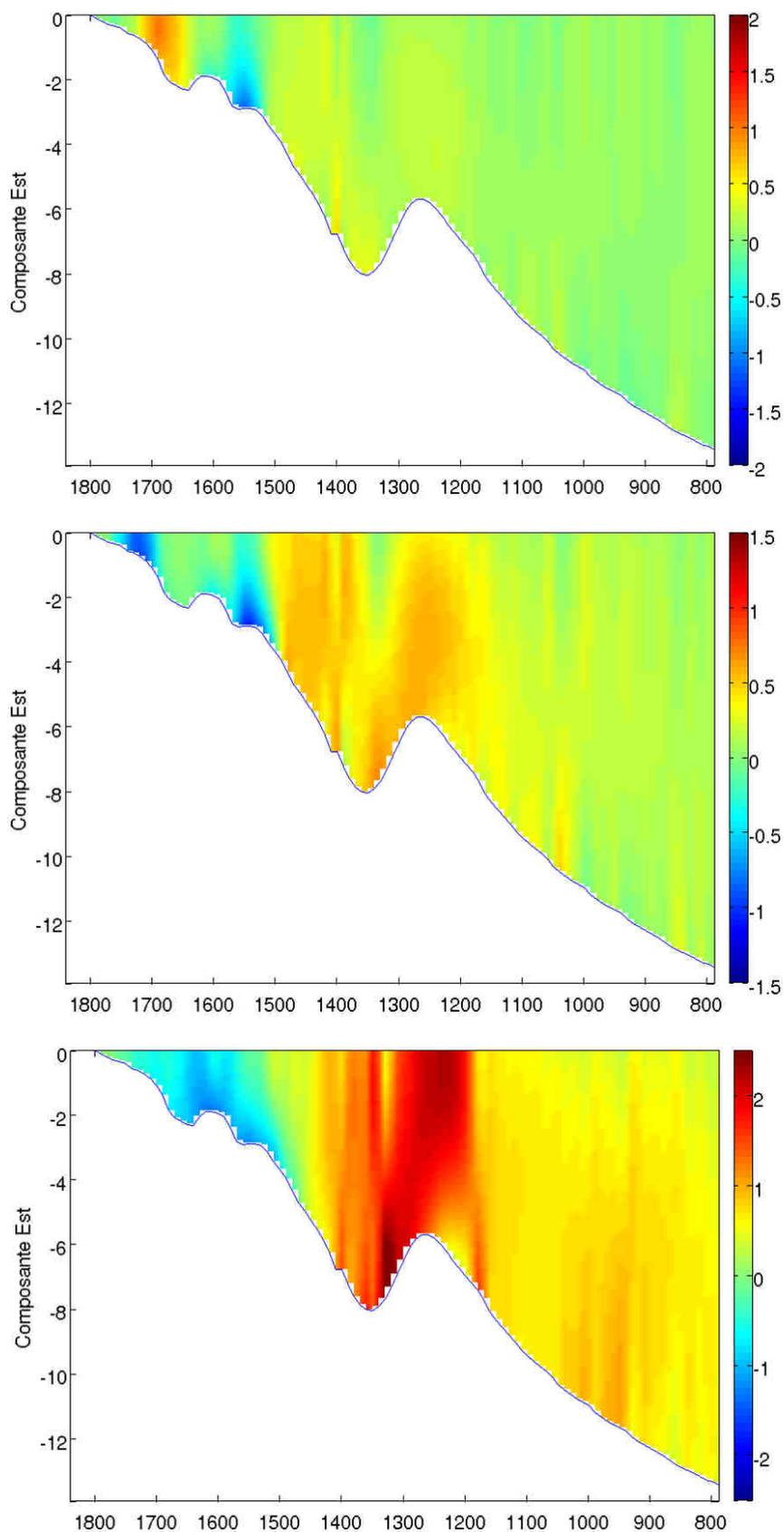


FIG. V.28 – Coupes verticales de la composante Est de la vitesse modélisée par SHORECIRC le long de la section 2 passant par le ventre de la barre externe (les vitesses négatives sont dirigées vers la côte).  $\theta = 0^\circ$ . En haut :  $H = 3\text{ m}$ ,  $T = 6\text{ s}$ . Au milieu :  $H = 4\text{ m}$ ,  $T = 6\text{ s}$ . En bas :  $H = 6\text{ m}$ ,  $T = 8\text{ s}$ .

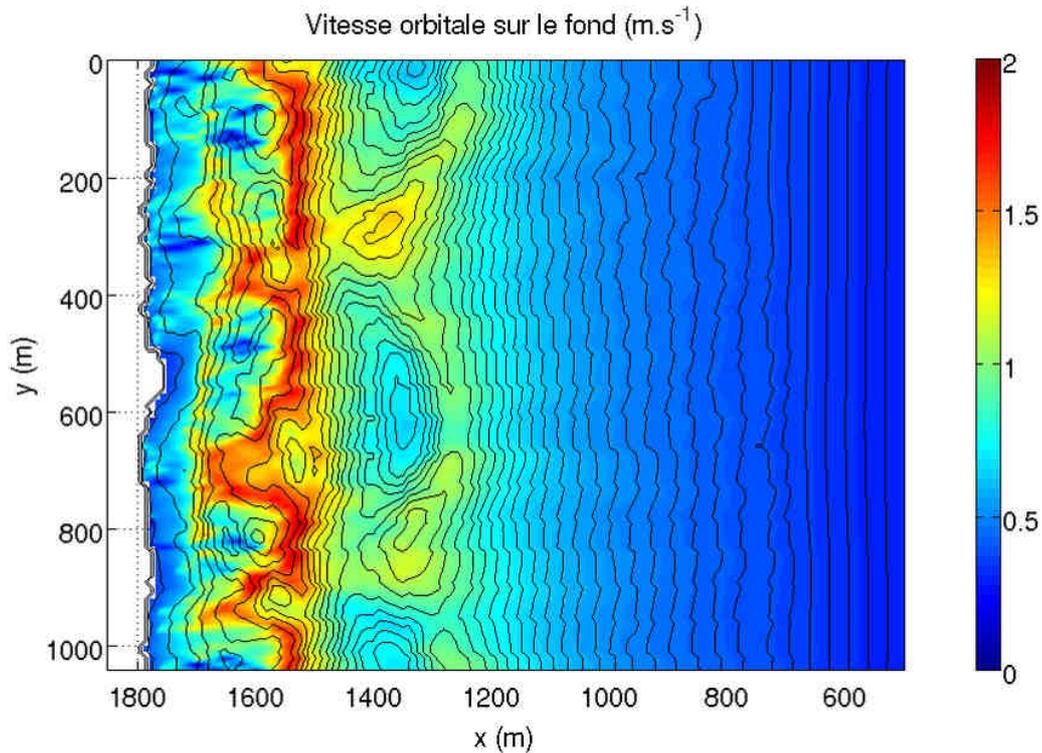


FIG. V.29 – Carte de la vitesse orbitale sur le fond modélisée par REF/DIF.  $H = 2\text{ m}$ ,  $T = 6\text{ s}$  et  $\theta = 0^\circ$ .

Ce seuil d'activation du système interne a aussi été observé lors de modélisations morphodynamiques par Castelle [2004] avec le modèle MORPHODYN [Saint-Cast, 2002]. Castelle [2004] parvient à former des barres subtidales en croissant à partir d'une bathymétrie comportant deux barres rectilignes soumises à la marée et à une houle de hauteur  $4\text{ m}$  et de période  $10\text{ s}$  par auto-organisation. La formation des croissants qu'il obtient par la modélisation est conditionnée par un seuil minimal de hauteur de houle.

A partir de petites perturbations initiales de la bathymétrie, des cellules de circulation se mettent en place et amplifient certaines perturbations qui à leur tour intensifient la circulation. Lorsque la houle n'est pas assez forte, la barre subtidale modélisée reste rectiligne tandis que la barre intertidale évolue en barres transverses semblables au système barre/baïne des plages de Gironde. Si la houle est assez forte, des courants d'arrachement apparaissent, capables de faire migrer des portions de la barre subtidale vers le large tandis que d'autres portions de la barre focalisent l'énergie de la houle et migrent vers le bord. Castelle [2004] a aussi montré que la variation du plan d'eau pour reproduire la marée dans ses simulations agissait sur le temps de réponse morphodynamique du modèle mais n'avait pas d'influence sur le mécanisme de formation et d'évolution des barres en croissant. Ses conclusions sont donc valables aussi pour des environnements microtidaux.

En faisant le parallèle entre la zone subtidale des modélisations de Castelle [2004] et notre site d'étude, nous pouvons affirmer qu'il existe un contrôle morphodynamique « distinct » des zones interne et externe gouverné par la hauteur de la houle au large.

Cette existence d'un seuil de hauteur de houle est aussi confirmée par Caballeira *et al.* [2002], qui associent les houles peu énergétiques à la formation de barres transverses et les houles énergétiques à la formation des barres en croissant.

## V.2.4 Modélisation des courants d'arrachement sur la plage de Leucate

De part la configuration tridimensionnelle et périodique des fonds, et, d'après des observations personnelles, des courants d'arrachement peuvent être générés sur le site de Leucate. Lors de la campagne FEST1 de Janvier 2007, les courants mesurés par les ADV2 et ADV3, situés dans une fosse du système interne, ont présenté des composantes dirigées vers le large qui peuvent être apparentées à des courants d'arrachement (section V.1.2).

La modélisation de la circulation sur la plage de Leucate par SHORECIRC permet de montrer que des courants d'arrachement peuvent exister dans certaines conditions dans le système interne.

De plus, en simulant l'arrivée de houles de fortes amplitudes sur le site, nous avons aussi étudié les caractéristiques de la circulation au niveau du ventre de la barre externe en feston et mis en évidence l'existence d'un courant d'arrachement dans le système externe.

### V.2.4.a Courants d'arrachement dans le système interne

Nous nous intéressons à la portion du système interne de la plage de Leucate faisant face à la corne Sud de la barre externe visible figure V.30 (image du haut). Cette configuration du système interne montre 3 zones de profondeurs inférieures à 2 m, entrecoupées par 2 fosses de profondeur supérieures à 3 m le long de la section passant par  $x = 1600$  m sur la figure V.30.

Cette configuration est typique de l'état barre transverse/fosse de lévigation (*Transverse Bar and Rip*) de Wright et Short [1984] associé à des circulations du type courant d'arrachement.

Cette bathymétrie est aussi similaire à celle du site étudié par MacMahan *et al.* [2005] où des courants d'arrachement ont été mesurés durant 44 jours. Sur les deux bathymétries visibles figure V.30 on trouve 3 plateaux situés près du bord et séparés par deux fosses. La différence majeure entre les deux figures est la différence de pente des deux plages (environ 1% à Leucate contre 2% pour la bathymétrie de MacMahan *et al.* [2005]) et la présence dans le cas de la plage de Leucate de la corne de la barre externe au large des plateaux.

Tout le long de la campagne de mesure de MacMahan *et al.* [2005], le site étudié est resté soumis à des houles très frontales avec une hauteur de houle au large toujours en dessous de 3 m. Leurs observations ont montré la permanence d'une cellule de circulation où le flot a été constamment dirigé vers le bord au niveau des barres transverses et vers le large au niveau des fosses.

Nous retrouvons ce type de circulation sur la plage de Leucate dans les résultats modélisés par SHORECIRC lorsque la houle au large est faiblement incidente et tant qu'il n'y a pas de déferlement sur le système externe. L'eau est transportée par la houle vers le rivage au niveau des plateaux et repart vers le large dans les fosses du système interne. Une telle figure de circulation est caractéristique de courants d'arrachement.

Lorsque la circulation est en place sur le système externe, les boucles de circulation restent influencées par la présence de ces barres et fosses dans le système interne. Mais comme l'échelle spatiale des boucles dépasse la longueur d'onde longitudinale de ces figures, les chemins pris par les courants sont moins sensibles au relief du fond (voir par exemple les boucles de circulation sur la figure V.24).

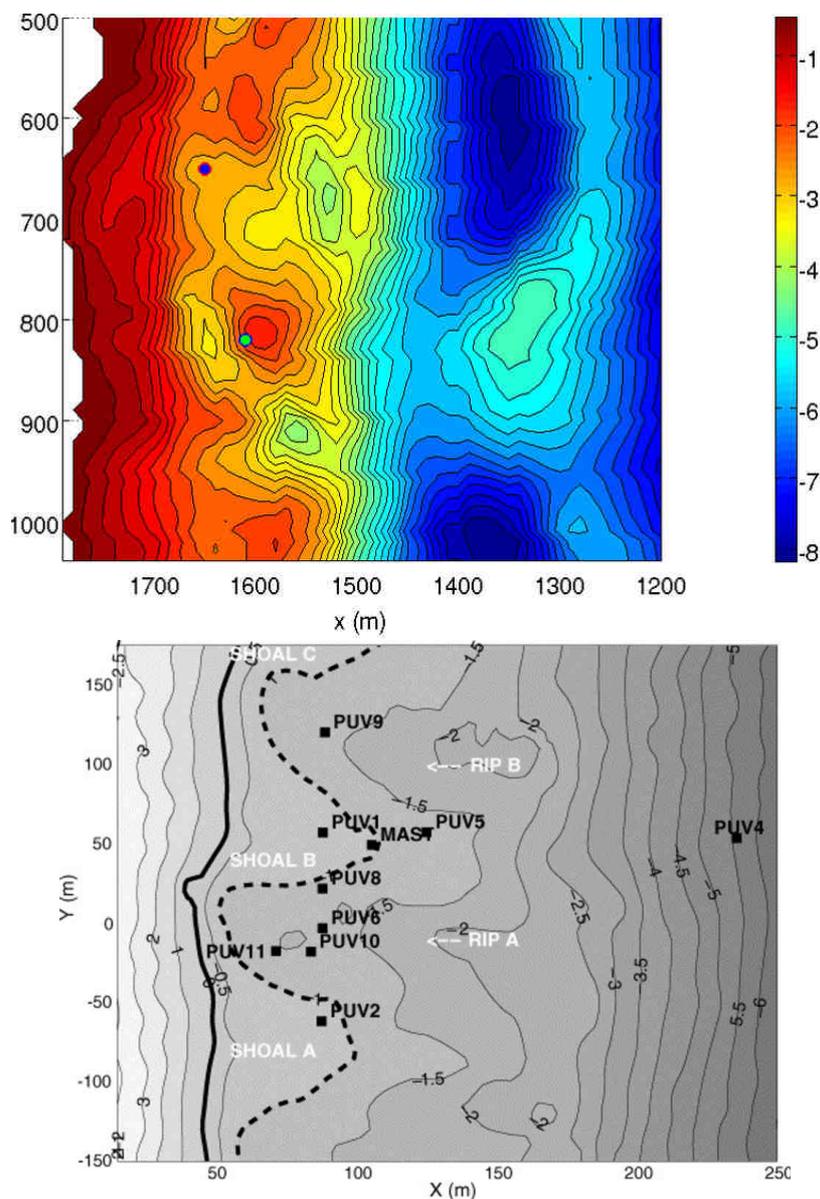


FIG. V.30 – Cartes bathymétriques. En haut : zoom sur la portion du système interne faisant face à la corne Sud de la barre externe du domaine sur la plage de Leucate. En bas : vue des trois barres et des deux fosses étudiées par MacMahan *et al.* [2005]. Le trait de côte est à gauche sur les deux cartes.

La figure V.31 montre les courants d'arrachement résultants de l'arrivée à la plage d'une houle frontale de période  $6\text{ s}$  pour des hauteurs au large de respectivement  $1\text{ m}$  (image du haut) et  $2\text{ m}$  (image du bas).

On observe sur les deux images un flux d'eau dirigé vers le bord au niveau du point haut situé au milieu du domaine, puis une divergence des courants à la côte qui repartent vers le large en passant par les deux fosses du système interne. Le courant dirigé vers le bord n'est visible que sur le point haut du centre du domaine à cause de l'influence de la barre externe sur le champ de houle. En effet, avant de déferler dans le système interne, la houle est réfractée lors de son passage sur la barre externe. Dans notre zone d'étude, une grande partie de l'énergie de la houle est focalisée au niveau de la corne Sud du croissant externe. La houle arrive alors sur le point haut qui fait face à cette corne avec une plus forte hauteur que dans le reste du domaine, provoquant un courant intense lors de son déferlement.

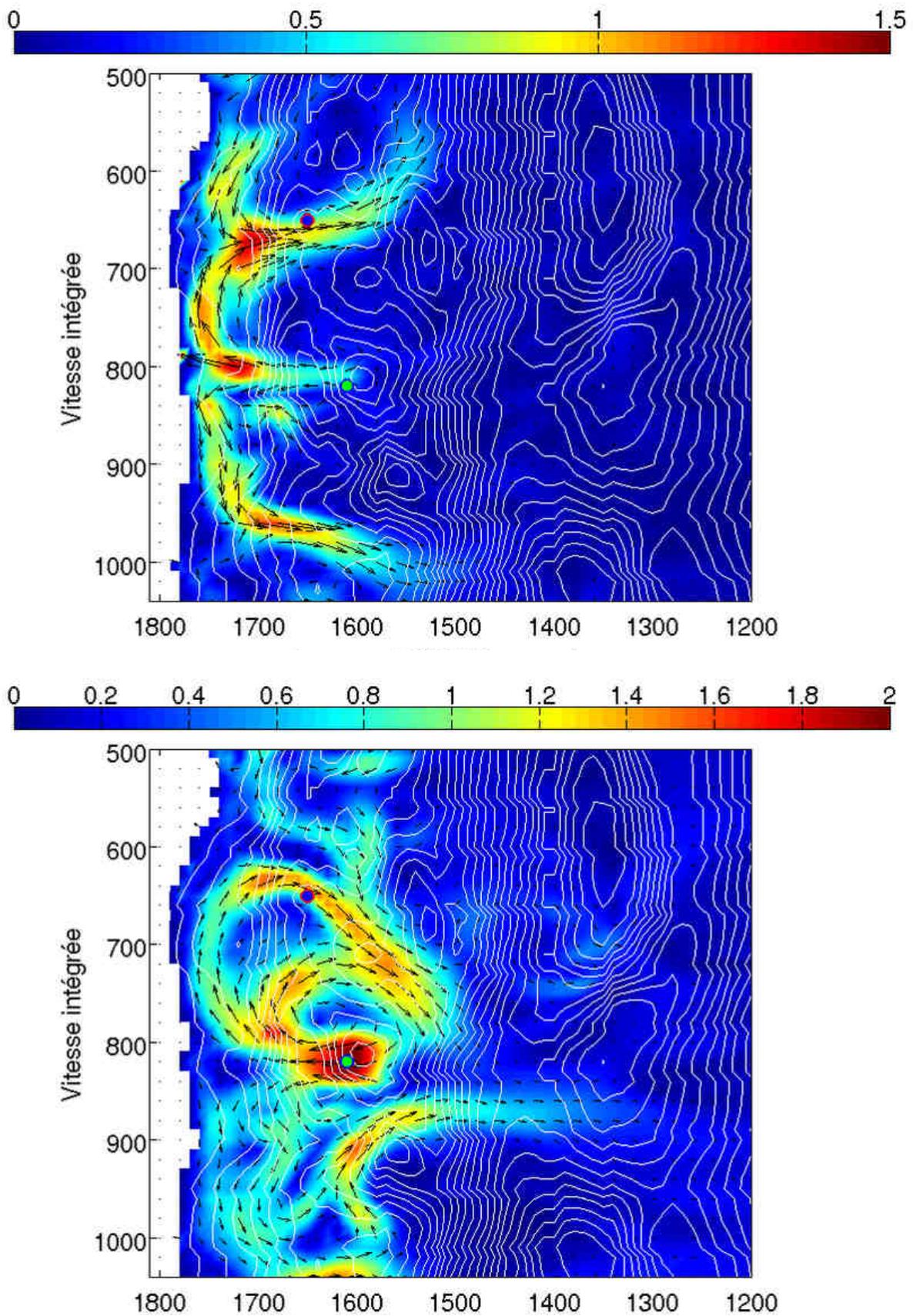


FIG. V.31 – Cartes de la circulation bidimensionnelle modélisée par SHORECIRC sur la plage de Leucate pour une houle au large frontale de période 6 s. En haut :  $H = 1\text{ m}$ . En bas :  $H = 2\text{ m}$ .

Grâce au caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC, des profils verticaux de la vitesse ont été réalisés dans la fosse du système interne faisant face au ventre de la barre externe (point bleu sur la figure V.30,  $x = 1650 \text{ m}$ ,  $y = 650 \text{ m}$ ). Pour des hauteurs de houle au large inférieures à  $4 \text{ m}$ , on y observe que le courant dans la fosse est dirigé vers le large à une forte intensité sur l'ensemble de la colonne d'eau (figure V.32). Au delà de  $4 \text{ m}$ , le profil de la vitesse transversale est légèrement moins homogène sur la verticale mais reste intense. La direction du courant n'est alors plus dictée par la bathymétrie mais par la forme générale de la boucle de circulation passant dans la fosse.

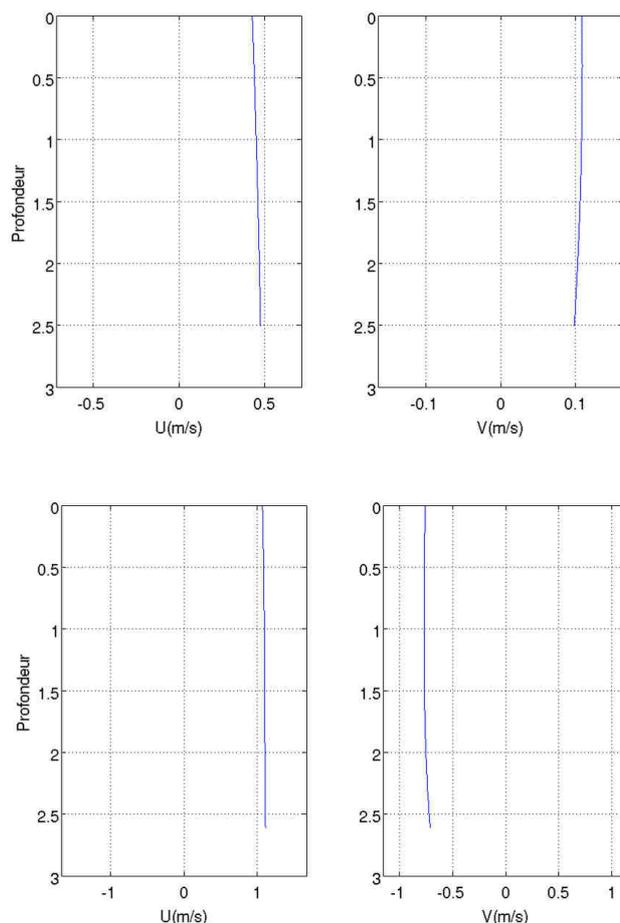


FIG. V.32 – Profils verticaux des vitesses transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) modélisées par SHORECIRC sur un point situé dans une fosse du système interne.  $\theta = 0^\circ$ ,  $T = 6 \text{ s}$ . En haut :  $H = 1 \text{ m}$ . En bas :  $H = 2 \text{ m}$ .

Nous avons aussi étudié des profils verticaux de la vitesse au niveau d'un point situé sur le point haut du système interne visible figure V.30 (point vert,  $x = 1620 \text{ m}$ ,  $y = 820 \text{ m}$ ). En dessous d'une hauteur de houle au large de  $H = 4 \text{ m}$ , le courant dû à la focalisation et au déferlement de la houle sur ce point est intense et homogène sur la verticale et la vitesse maximale est atteinte sur le fond (figure V.33).

Sur ce point haut le courant de retour ne s'exprime donc pas. Cette particularité des barres qui focalisent la houle venant alimenter un courant d'arrachement a déjà été observée dans la réalité sur une configuration similaire par MacMahan *et al.* [2006].

Au delà de  $H = 4 \text{ m}$ , le profil vertical de la vitesse est variable et dépend de la position des boucles de circulation existant sur le domaine.

Les profils verticaux des courants d'arrachement dans le système interne montrent donc que les vitesses modélisées par SHORECIRC sont uniformes sur la verticale à la fois sur les barres/points hauts où la houle pousse l'eau vers le bord et dans les fosses où l'eau est évacuée vers le large.

Ces résultats confortent les simulations de tels courants faites avec SHORECIRC sur des bathymétries académiques par Haas *et al.* [2003].

Les profils verticaux des courants d'arrachement simulés par SHORECIRC sont en accord avec les structures observées de façon détaillée en laboratoire au niveau d'une fosse par Haas et Svendsen [2002] et aussi sur le terrain où MacMahan *et al.* [2006] ont pu étudier les profils verticaux de ces courants à l'aide d'ADCP positionnés à la fois sur la barre et dans la fosse de la bathymétrie visible figure V.30 (image du bas).

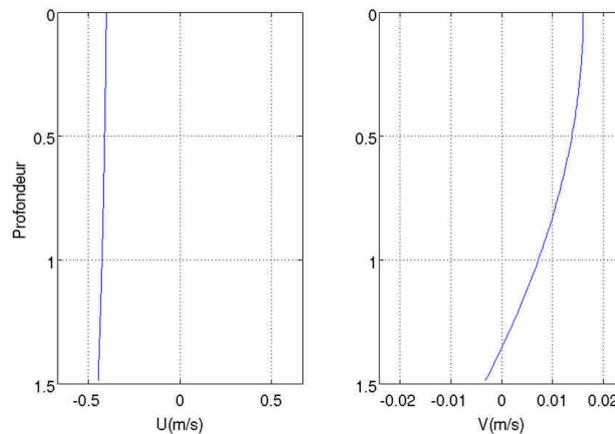


FIG. V.33 – Profils verticaux des vitesses transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) modélisées par SHORECIRC sur un point situé sur un point haut du système interne.  $\theta = 0^\circ$ ,  $T = 6$  s,  $H = 1$  m.

#### V.2.4.b Courants d'arrachement dans le système externe

Comme nous l'avons vu, les barres en croissant focalisent l'énergie de la houle sur leur cornes. Lorsque la houle déferle sur les cornes, l'apport d'eau amené vers le bord au niveau des cornes est en partie évacué vers le large par le ventre des croissants. Ce comportement a déjà été modélisé sur des bathymétries académiques avec un modèle de courant bidimensionnel par Castelle *et al.* [2006a] et avec un modèle de courant quasi-tridimensionnel par Drønen et Deigaard [2007].

Néanmoins, il n'existe pas encore de mesure de courants significatifs passant par le ventre d'une barre externe en feston, à notre connaissance, à cause de la difficulté d'instrumentation des barres les plus éloignées du bord. Les barres externes en festons comme celles de Leucate présentent pourtant des caractéristiques similaires aux configurations tridimensionnelles de barres du système interne capables d'engendrer des courants d'arrachement. Les courants mesurés dans le système externe lors de la campagne FEST1 sont trop faibles pour être interprétés dans ce sens. Nous avons donc utilisé SHORECIRC pour étudier la structure du courant passant par le centre du ventre de la barre externe afin de déterminer sa dynamique et de la comparer à celle des courants d'arrachement classiques, qui se trouvent sur des configurations de type barre transverse/fosse de lévigation dans le système interne.

L'étude des différentes cartes de la circulation simulée par SHORECIRC montre que la forme des boucles de circulation modélisées passant par le ventre de la barre externe est très variable. Néanmoins, la vitesse transversale  $y$  est toujours dirigée vers le large quelles que soient les conditions de houle au large (hauteur, période et incidence). Le ventre de la barre externe en feston de Leucate est donc un lieu privilégié d'évacuation de l'eau vers le large que la circulation soit activée ou non sur le système externe. Par exemple, les cartes des figures V.21 et V.24 ainsi que les coupes verticales de la figure V.28 montrent des départs d'eaux vers le large passant par le ventre de la barre externe.

Le caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC, en modélisant la structure verticale de la vitesse en un point au milieu du ventre de la barre externe (point rouge sur la bathymétrie de la figure V.18), donne plusieurs informations (exemple sur la figure V.34) :

- la vitesse transversale est maximale au milieu de la colonne d'eau lorsque la houle ne déferle pas sur la barre externe ( $H < 4 m$ ). Lorsque la circulation est établie sur le système externe ( $H \geq 4 m$ ), le profil vertical de la vitesse transversale devient plus cisailé et la vitesse vers le large devient maximale en surface pour faiblir voir s'inverser sur le fond ;
- en ce qui concerne la structure verticale du courant longitudinal, on trouve encore un seuil de hauteur de houle au large avec un profil fortement cisailé tant que la houle ne déferle pas sur la barre externe et un profil très homogène sur la colonne d'eau dès que la circulation est significative sur la barre externe.

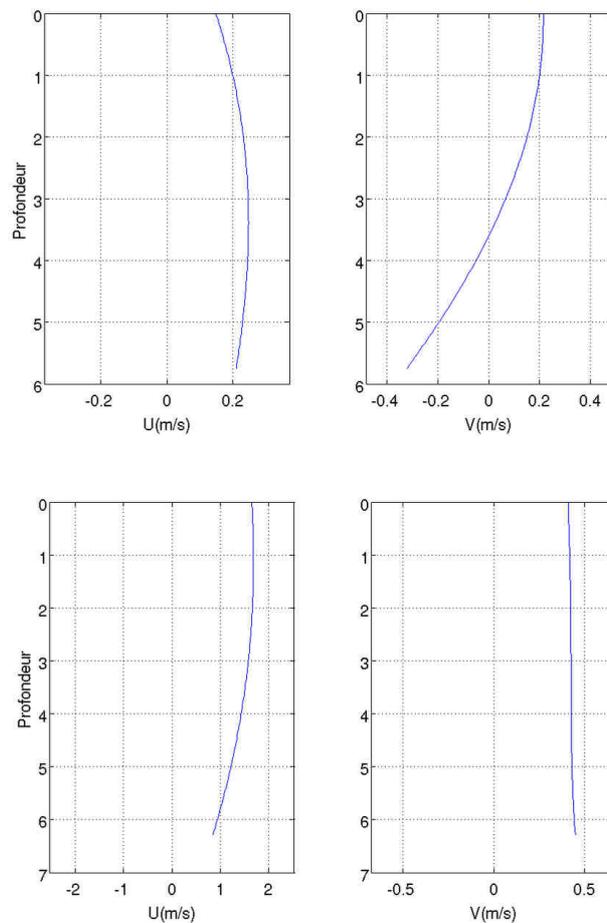


FIG. V.34 – Profils verticaux des vitesses transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) modélisées par SHORECIRC sur un point situé au niveau du centre du ventre de la barre externe.  $\theta = 0^\circ$ ,  $T = 6 s$ . En haut :  $H = 3 m$ . En bas :  $H = 8 m$ .

Le centre de la barre externe est traversé par un courant intense et dirigé vers le large lorsque la circulation est établie dans le système externe. La structure verticale de ce courant passant par le ventre est caractéristique de l'évolution d'un courant d'arrachement qui s'éloigne de la côte : la vitesse transversale est dirigée vers le large et est maximale en surface tandis qu'elle faiblit vers le fond.

#### V.2.4.c Conclusion

Ferrer [2009] dispose de 23 cartes bathymétriques de la zone acquises entre 2000 et 2007. L'ensemble de ces cartes présente des configurations du système interne capables de produire des courants d'arrachement. Nous avons vu que des courants d'arrachement caractéristiques des zones où la morphologie de la plage est tridimensionnelle étaient modélisables sur la plage de Leucate pour des houles à faible incidence lorsque la circulation n'est établie que dans le système interne.

Lorsque la hauteur de la houle au large est inférieure à 4 m sur Leucate, c'est à dire lorsque la circulation n'est significative que dans le système interne, les vagues ne déferlent pas sur la barre externe et se focalisent sur les points hauts du système interne pour y déferler. Si la houle est faiblement incidente, l'eau amenée est alors évacuée dans les fosses vers le large par des courants d'arrachement semblables à ceux décrits dans la littérature [Brander et Short, 2000; Ranasinghe *et al.*, 2004; Castelle *et al.*, 2006a] (exemple figure V.35).

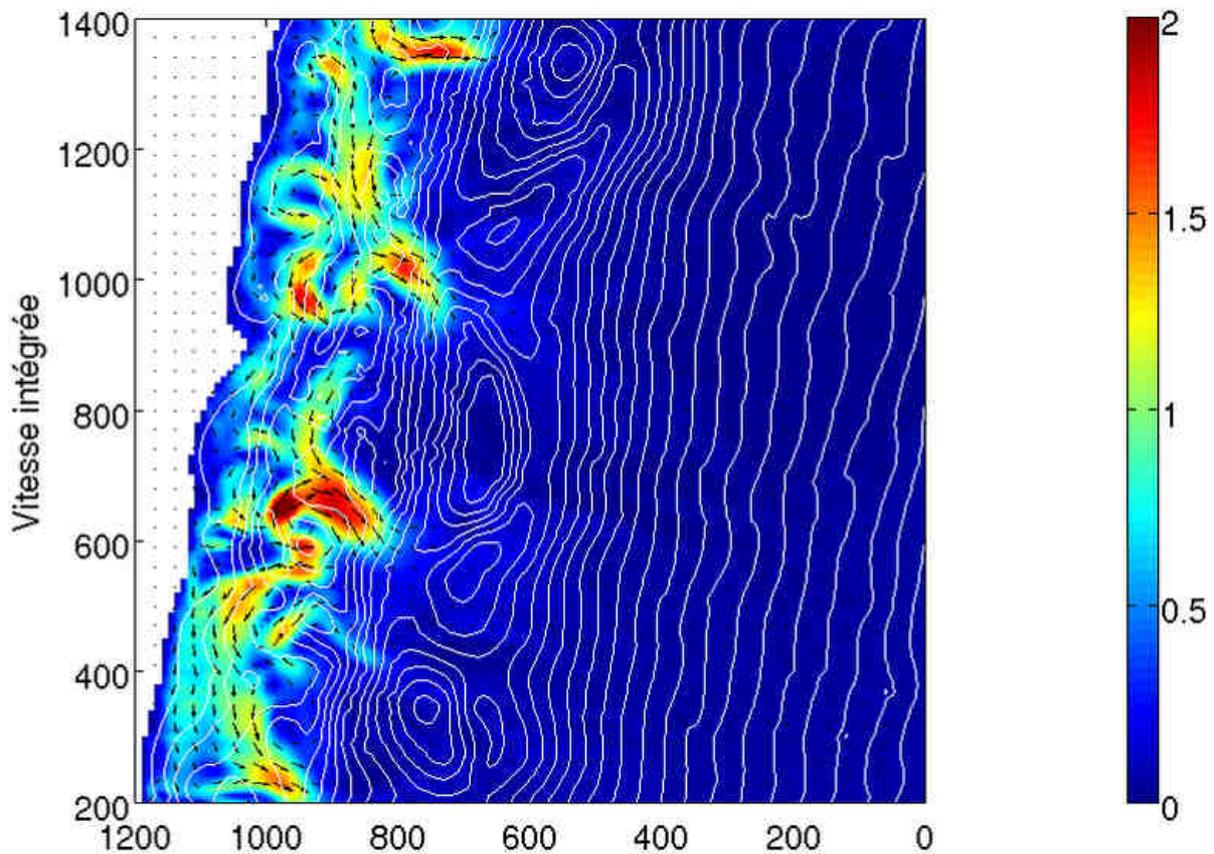


FIG. V.35 – Carte de la vitesse intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC sur la plage de Leucate.  $\theta = 10^\circ$ ,  $T = 7\text{ s}$ ,  $H = 1.7\text{ m}$ .

Lorsque l'incidence de la houle devient forte, les courants d'arrachement entrent en compétition avec le courant de dérive et deviennent moins marqués.

Castelle [2004] a montré par la modélisation que sur une bathymétrie académique du type barre/baïne le courant d'arrachement pouvait disparaître et laisser place à une dérive littorale homogène pour des houles d'incidence supérieures à  $20^\circ$ . Dans le cas de notre bathymétrie réaliste et fortement tridimensionnelle, l'influence de la bathymétrie reste ressentie sur la circulation dans le système interne même à des incidences de  $35^\circ$  et pour des houles de  $4\text{ m}$ .

Pour les conditions de houle au large les plus courantes sur le site de Leucate (hauteur de houle inférieure à  $0.5\text{ m}$  et incidence non frontale), les courants d'arrachement existent en permanence sur les cartes modélisées (figure V.22). Le caractère quasi-tridimensionnel de SHORECIRC nous a permis d'étudier la structure verticale de ces courants et de confirmer leur homogénéité sur la colonne d'eau [MacMahan *et al.*, 2006].

Nous avons aussi mis en évidence l'existence d'un courant d'arrachement dirigé en permanence vers le large dans le ventre des croissants de la barre externe lorsque la houle au large est supérieure à  $4\text{ m}$ . Ce courant intense est contrôlé par la forme festonnée de la barre externe et, son profil vertical des vitesses possède les caractéristiques d'un courant d'arrachement éloigné du bord.

La différence entre les profils verticaux modélisés dans la fosse du système interne et ceux modélisés dans le ventre du système externe vient de trois facteurs dus à la différence d'échelle entre système externe et interne :

- d'abord la grandeur de la section du ventre qui guide le courant vers le large : un courant d'arrachement dans le système interne est canalisé et accéléré dans une étroite section d'eau (moins de  $50\text{ m}$ ), ce qui contribue à rendre son profil vertical des vitesses homogène. A l'inverse, la section par laquelle passe le courant d'arrachement à travers le ventre de la barre externe est très large (plus de  $100\text{ m}$ ) et ne canalise pas autant le courant ;
- ensuite le ventre de la barre externe se trouve à  $6\text{ m}$  de profondeur tandis que la fosse du système interne que nous avons étudié est à  $3\text{ m}$  de profondeur, le courant partant vers le large au niveau de la barre externe est donc moins contraint par les fonds ;
- enfin, les courants étudiés dans le système interne sont guidés par le bord de la plage avant de repartir vers le large. Au niveau du système externe, le flux d'eau apporté au niveau des cornes est séparé en une partie qui continue vers la côte et une partie qui repart vers le large.

La différence entre les courants d'arrachement dans le système interne et les courants d'arrachement dans le système externe s'explique donc par les plus fortes contraintes exercées par la bathymétrie sur la circulation au niveau du système interne.

En ce qui concerne les intensités des courants, pour des hauteurs de houle au large équivalentes, nos résultats montrent des valeurs systématiquement supérieures aux valeurs moyennes des courants d'arrachement observés sur le terrain par MacMahan *et al.* [2006]. Cette surestimation était prévisible et est due à l'utilisation d'une houle au large monochromatique par REF/DIF, qui exacerbe la focalisation de l'énergie de la houle par la bathymétrie (voir section II.1.4).

## V.2.5 Interprétation morphodynamique

Bien que n'ayant modélisé que l'hydrodynamique de la plage de Leucate, nous disposons d'assez d'éléments pour émettre certaines hypothèses concernant le fonctionnement morphodynamique de cette plage. Les hypothèses formulées ci-après s'appuient sur les résultats précédents et sur les cartes de vitesse des courants sur le fond et de vitesse orbitale sur le fond extraites des différents forçages étudiés.

Nous avons vu que la plage immergée pouvait être séparée en 2 compartiments que seraient le système interne et le système externe.

L'existence d'un seuil de hauteur de houle au large pour le déferlement de la houle sur la barre externe permet de distinguer 2 fonctionnements morphodynamiques distincts :

### V.2.5.a La houle au large est inférieure à 4 m ( $H < 4$ m)

La morphodynamique du système externe est désactivée. La circulation et le transport de sédiment restent cantonnés au système interne. La barre externe ne migre pas. Toutefois, des échanges de sédiment de faible ampleur peuvent avoir lieu entre le système interne et les cornes et, dans une moindre mesure, le ventre de la barre externe grâce au transport par dérive de Stokes.

Plus l'incidence et la hauteur au large de la houle sont fortes et plus l'évolution morphodynamique du système interne est relativement découplée de l'influence du système externe. La circulation et le transport des sédiments sont alors essentiellement dictés par le courant de dérive et les figures morphologiques du système interne tendent à s'uniformiser dans le sens longitudinal si les forçages durent assez longtemps. Par exemple, la figure V.36 (image du milieu) montre une vue de barres internes, proches du site de Leucate, peu festonnées.

En théorie, la barre interne peut alors tendre vers une morphologie rectiligne et le système interne peut évoluer de façon totalement déconnectée du système externe [Castelle *et al.*, 2007]. Toutefois, cet état n'est jamais atteint en pratique à cause de la durée brève des tempêtes et du couplage qui subsiste avec les caractères tridimensionnels du trait de côte et de la barre externe.

De Melo Apoluceno [2003] a proposé un modèle conceptuel montrant l'évolution d'un système de barres crescentiques vers un système du type *Low Tide Terrace*, sous l'effet d'un courant de dérive dans un environnement macrotidal. L'évolution du système interne à Leucate lors d'épisodes de houle ayant une incidence non nulle par rapport à la plage peut être mise en parallèle avec ce modèle : en considérant le même type de modèle conceptuel sur un domaine subtidal, le courant de dérive pourrait permettre le passage d'une morphologie festonnée (résultante de précédentes conditions de houle frontales) à une morphologie du type *Transverse Bar and Rip*.

En pratique, c'est un état intermédiaire entre les barres transverses et les barres crescentiques qui est observé dans la zone interne, l'évolution morphologique du système étant limité par la durée des tempêtes.

A l'inverse, lorsque la houle à une incidence et une hauteur au large faibles, la dynamique du système interne est influencée par la morphologie du système externe via l'action que ce dernier exerce sur le champ de houle.

Par fort couplage (houle frontale), et pour des houles faibles sur une période de temps suffisamment longue, le champ de houle modifié par son passage sur la barre externe devrait être capable en théorie de créer des festons ou des barres transverses dans le système interne totalement couplés avec le système externe.

C'est à dire avec une longueur des festons internes égale à la moitié de celle des festons externes.

Cette hypothèse est appuyée par le modèle morphodynamique de Castelle [2004], qui, à partir d'une plage comportant une barre en feston et avec une houle d'incidence  $10^\circ$ , arrive à former deux systèmes de barre transverse/fosse de lévigation par auto organisation entre la barre en feston et la côte. La longueur d'onde du système barre transverse/fosse de lévigation obtenu étant égale à la moitié de celle de la barre en feston.

Ce type de couplage entre barres internes et externes est observé sur certaines portions de la plage de Leucate par photographie satellite (figure V.36, image de droite).

Lors des coups de mer les plus fréquents sur la plage de Leucate, la houle est faible mais non frontale, l'influence du système externe existe (la position de certains points hauts est fixe, comme celui qui fait face à la corne Sud du croissant externe, [Cance, 2007]), mais les barres internes peuvent migrer dans le sens longitudinal.

### V.2.5.b La houle au large est supérieure à 4 m ( $H \geq 4$ m)

La morphodynamique du système externe est activée. La circulation générale tend à faire migrer les cornes de la barre externe vers la côte et à faire migrer le ventre vers le large. La circulation dans le système interne dépend principalement des boucles créées par le déferlement sur la barre externe.

Lorsque la houle est frontale, le croissant externe peut tendre vers une forme symétrique. La morphologie de la barre exerce une rétroaction positive sur les courants et le transport sédimentaire qui contribue au maintien de la structure en feston. Dans le système interne, la barre interne ou les points hauts peuvent reculer vers le large sous l'effet du courant de retour [Houser et Greenwood, 2005a].

Par forte incidence de la houle au large, la barre externe devient dissymétrique et la corne située sous la dérive devient la plus haute comme cela a déjà été observé sur la plage du Truc Vert en Gironde par Lafon *et al.* [2005], ou sur une plage à barres festonnées en Italie soumise à une houle d'incidence non nulle par Balouin *et al.* [2004]. Une telle dissymétrie est visible sur les barres externes de la figure V.36.

Lors d'évènements extrêmes, le courant de dérive s'établit sur le flanc de la barre externe et peut en théorie rendre le système externe rectiligne. La figure V.36 (image de gauche) montre une barre externe très peu festonnée sur la partie Sud de l'image, qui prend la place de la barre interne dans la partie Nord de l'image où se trouve une barre externe très festonnée plus au large. La barre externe la plus au large semble disparaître vers le large en allant vers le Sud, il semble donc possible que selon l'incidence de la houle des évènements extrêmes soient aussi capables de faire migrer la barre externe vers le large jusqu'à ce qu'elle disparaisse.

Ce comportement lors des plus fortes houles rejoindrait alors les hypothèses de Castelle *et al.* [2007] sur la plage du Truc Vert, qui suggèrent que selon l'incidence de la houle la barre externe festonnée peut devenir rectiligne (si le courant de dérive domine), ou disparaître vers le large (si le courant de retour domine), durant un épisode de houle décennale.



FIG. V.36 – Vue satellite de la morphologie des plages sur le secteur d'étude. A gauche : portion Bacarès-Leucate. Au milieu : plage de Sainte-Marie. A droite : Plage de Leucate. Source : Google Map.

## V.2.6 Conclusion de l'étude de la dynamique de la plage de Leucate avec le modèle SHORECIRC

La simulation de la circulation sur la plage de Leucate par un éventail de conditions de houle non observées lors de la campagne de mesure FEST1, a permis de mettre en évidence les caractéristiques de l'hydrodynamique du site.

Compte tenu de l'existence de courants de dérive fréquents dès que la houle n'est pas frontale (figure V.21), l'utilisation de la version modifiée de SHORECIRC était nécessaire pour exploiter les conditions latérales de type Neumann.

La morphologie tridimensionnelle des barres sous marines joue un rôle important sur l'hydrodynamique à travers son influence sur la propagation de la houle et la circulation résultante. Les autres facteurs importants pour l'hydrodynamique sont la hauteur de la houle au large, qui détermine si la circulation est significative ou pas dans le système externe, et l'incidence de la houle, qui entre en jeu dans la compétition entre courants d'arrachement et courants de dérive dans les figures de circulation.

Comme les effets du vent n'ont pas été pris en compte, nous n'avons pas pu reproduire les surcotes caractéristiques des tempêtes observées dans la réalité. Ce problème sera résolu dans le futur par l'utilisation de domaines de calculs plus étendus spatialement.

Nous avons pu établir un parallèle au niveau de la circulation entre notre site d'étude et les plages à barres festonnées de Gironde. La présence de courants d'arrachement lors de conditions de houles faiblement incidentes dans le système interne et le départ privilégié de l'eau vers le large au niveau du ventre des festons dans le système externe sont des caractéristiques communes à ces deux environnements.

Les éléments fournis par les simulations nous ont aussi permis d'avancer les premières hypothèses concernant le fonctionnement morphodynamique du site de Leucate. Ces hypothèses seront complétées par l'étude de Ferrer [2009] à venir.

# Chapitre VI

## Conclusions générales

## VI.1 Bilan

A l'heure actuelle, les modèles de circulation quasi-tridimensionnels comme SHORECIRC sont exploités pour étudier la structure verticale des courants ou pour être couplé à des modèles morphodynamiques (Haas et Warner [2006], Kuroiwa *et al.* [2006], Drønen et Deigaard [2007]). De tels modèles sont avantageux en terme de précision car leurs résultats sont comparables aux modèles de circulation complètement tridimensionnels tout en permettant des calculs plus rapides. Pourtant, jusqu'à présent, un modèle quasi-tridimensionnel comme SHORECIRC n'a été utilisé que dans le cadre de la recherche académique.

Le premier objectif de cette thèse était de modifier le modèle SHORECIRC, couplé au modèle de propagation de la houle REF/DIF, afin de permettre son utilisation sur des cas appliqués dans le domaine de l'ingénierie littorale. Pour cela, les modifications ont porté principalement sur la prise en compte des mailles du domaine de modélisation qui se trouvent hors de l'eau, et, des outils de traitement ont été créés pour pouvoir transmettre des forçages de houle réalistes de REF/DIF vers SHORECIRC.

La communauté scientifique dispose maintenant d'un outil de modélisation de la circulation utilisant les dernières avancées théoriques pour la résolution des courants sur la verticale qui est capable de fonctionner pour des études d'aménagement du littoral en tenant compte de toutes les structures émergées potentielles.

Cet outil a été validé par des comparaisons avec des données déjà existantes de terrain ou provenant d'autres modèles numériques. Nous montrons que l'utilisation de SHORECIRC est adaptée à la modélisation de la circulation sur les plages du Languedoc-Roussillon et à la simulation des processus dynamiques créés par une structure émergée telle qu'un brise-lames.

Le second objectif de ce travail était d'utiliser le modèle SHORECIRC modifié, afin d'étudier la dynamique de la circulation sur la plage de Leucate en simulant l'ensemble des forçages de houle pouvant survenir sur le site. Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence les différentes caractéristiques hydrodynamiques du site : la sensibilité de la circulation aux forçages, l'existence d'un seuil de hauteur de houle pour l'établissement de la circulation sur le système externe et la présence de courants d'arrachement.

Ces informations ont contribué à établir une interprétation préliminaire du fonctionnement morphodynamique du site. L'ensemble de ces éléments montre la capacité du modèle SHORECIRC à fournir des renseignements exhaustifs sur la dynamique d'une plage et sa pertinence dans le cadre d'une utilisation pour la gestion d'un littoral. Par exemple, sur la plage de Leucate, la connaissance :

- de la contribution de la houle à la surcote à la plage permet d'anticiper les risques de submersion des terres ;
- des courants sur le fond peut aider à trouver la zone la plus appropriée pour faire un rechargement en sédiment ;
- des zones de courants d'arrachement permet de délimiter des zones de baignades sécurisées..

## VI.2 Perspectives

### Exploitation des modifications apportées à SHORECIRC

La version modifiée dans cette thèse du modèle SHORECIRC est désormais applicable sur des plages réalistes et/ou des bathymétries comportant des objets émergés. Cette version convient donc à de nombreuses utilisations.

Au niveau appliqué, elle est proposée en tant qu'outil d'évaluation de l'impact sur l'hydrodynamique d'aménagements du littoral dans le cadre de réponses à appels d'offres lancés par plusieurs communes du littoral du Languedoc-Roussillon (Frontignan, Vias). Pour cela, l'ensemble des conditions de houles pouvant affecter la plage sont simulées sur une portion du site que l'on projette d'aménager. Ensuite, les simulations sont refaites cette fois-ci sur la même bathymétrie où on a rajouté numériquement l'ouvrage proposé pour l'aménagement. Ces modélisations avec et sans ouvrage permettent d'anticiper l'impact que peut avoir une structure sur la circulation et aident à sa réalisation. En fonction des résultats de l'étude, on peut décider par exemple de modifier les dimensions ou la position de l'ouvrage en question.

Au niveau académique, SHORECIRC est actuellement exploité pour la modélisation des courants d'arrachement dans un système barre/baïne idéalisé de la Gironde (figure VI.1). Grâce à la prise en compte des objets émergés apportée dans ce travail, la circulation à marée basse, c'est-à-dire lorsque la barre considérée se retrouve hors de l'eau, est modélisable. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une comparaison avec des données in-situ et les résultats d'autres modèles de circulation (projet MODLIT).

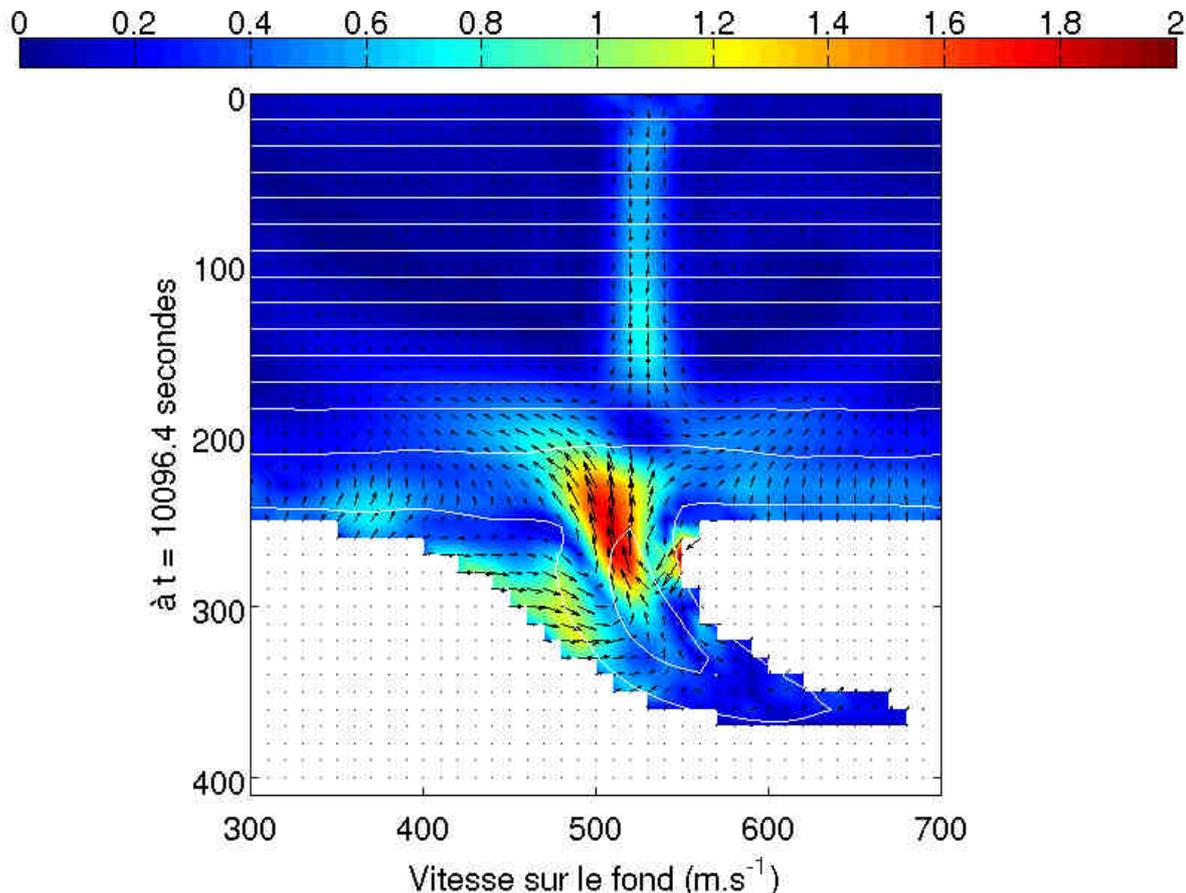


FIG. VI.1 – Carte de la vitesse sur le fond calculée par SHORECIRC sur un système barre/baïne à marée basse.  $H = 1\text{ m}$ ,  $T = 8\text{ s}$ ,  $\theta = 0^\circ$ .

Le modèle est aussi utilisé sur la plage de Sète pour le projet COPTER qui vise à coupler des outils de modélisation des processus hydrodynamiques littoraux à des méthodes d'optimisation de forme pour les aménagements côtiers. L'utilisation de SHORECIRC permet ici de vérifier si le rajout de structures optimisées sur la plage immergée modifie de la façon souhaitée la circulation sur le site (figure VI.2). Cette modélisation a été rendue possible grâce à l'ajout des frontières latérales de type Neumann.

## Améliorations potentielles

Si l'efficacité de SHORECIRC pour la modélisation de la circulation a été montrée dans ce travail, il existe plusieurs développements envisageables pour le modèle et pour le module de houle qui l'accompagne pour améliorer les résultats des simulations.

### Couplage numérique

Comme les modules REF/DIF et SHORECIRC sont numériquement couplés dans la version que nous utilisons, la plus forte contrainte rencontrée lors des simulations est celle de la résolution spatiale. D'un côté, il faut avoir une résolution assez fine afin que les résultats de SHORECIRC et de REF/DIF ne soient pas dégradés. De l'autre côté, sur des grands domaines, seule une résolution la plus lâche possible peut permettre à SHORECIRC de fonctionner sur les calculateurs à notre disposition. Un développement futur important pour l'efficacité des simulations serait donc de permettre à REF/DIF et SHORECIRC de fonctionner avec des résolutions indépendantes. Ce type de découplage numérique a par exemple déjà été réalisé entre les modèles REF/DIF et SYMPHONIE par Denamiel [2006] afin d'améliorer la rapidité des simulations.

### Type de houle utilisée

L'étude de la circulation simulée au voisinage d'un brise-lames a montré comment l'utilisation d'une houle monochromatique ainsi que sa transformation par le modèle REF/DIF pouvait créer des figures de réfraction/diffraction exagérées capables de perturber la circulation (section III).

L'utilisation d'un modèle de houle spectral doit pouvoir diminuer l'importance de ces figures de réfraction/diffraction.

De plus, un spectre de houle permet de simuler de façon plus réaliste les mers de vent accompagnant les coups de mer en Languedoc-Roussillon.

Enfin, si le modèle de houle utilisé ne nécessite pas de traitement du champ de houle qui diminue l'emprise du domaine de modélisation comme cela est le cas pour REF/DIF (voir section II.3.1), alors la prise en compte de la rétroaction entre la houle et les courants est possible.

C'est dans cette optique que SHORECIRC est actuellement couplé au modèle de houle spectral SWAN par le Naval Research Laboratory (EU) pour l'étude des courants d'arrachement.

### Prise en compte du vent

Nous avons vu que le modèle SHORECIRC ne pouvait pas modéliser correctement les effets du vent à cause de la trop faible étendue des domaines de modélisation. Or, en Languedoc-Roussillon, les vents ont une influence non négligeable à la fois sur la circulation et sur l'élévation moyenne de la surface libre.

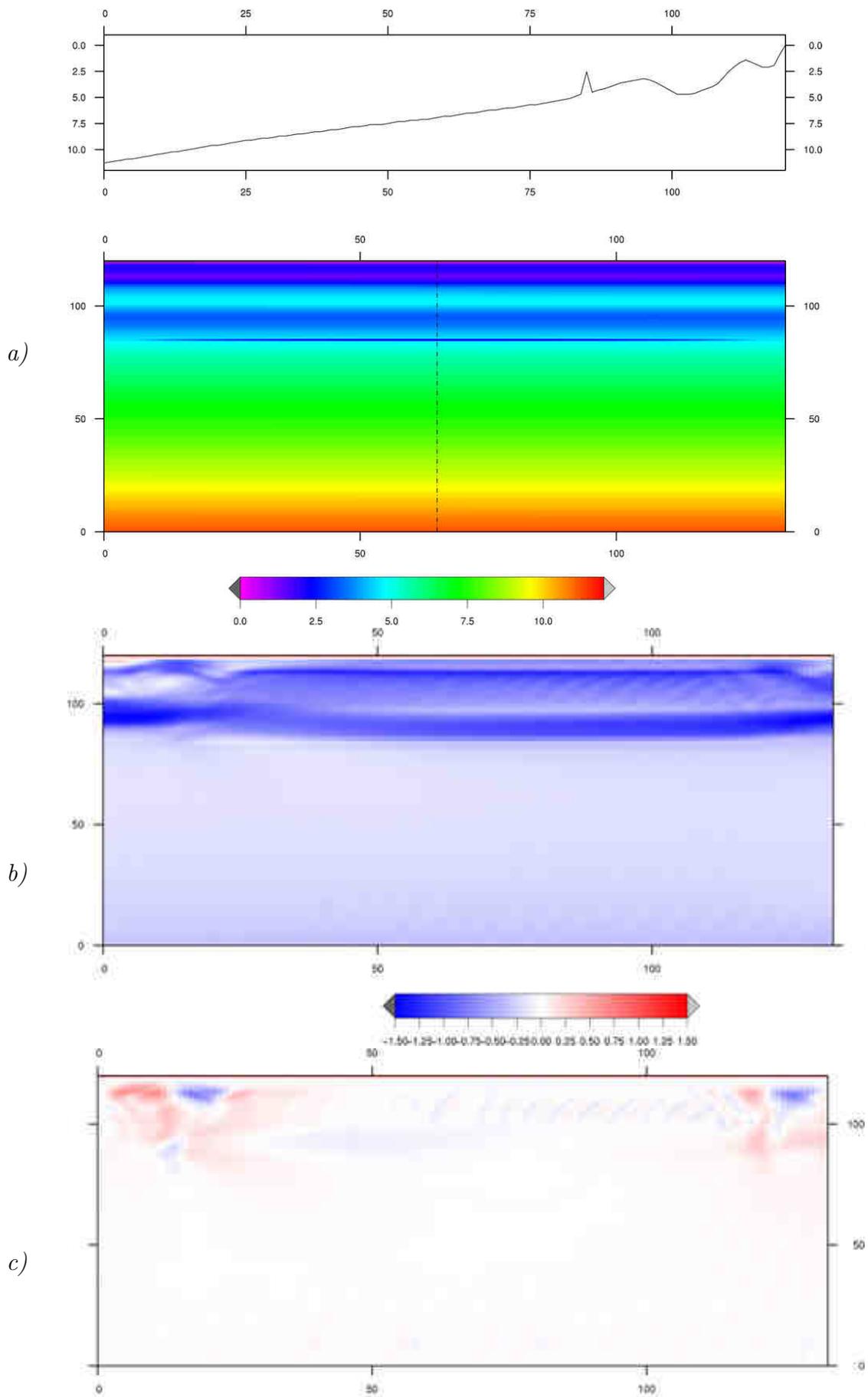


FIG. VI.2 – a) Profil et carte bathymétrique idéalisés de la plage de Sète. Un tube géotextile optimisé est rajouté à environ 30 m du bord. Cartes de la composante longitudinale (b) et transversale (c) de la vitesse intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC sur cette bathymétrie.  $\theta = -15^\circ$ ,  $T = 6$  s,  $H = 3$  m. Source : Projet COPTER, F. Bouchette.

En ce qui concerne la simulation des surcotes sur le rivage, dont la connaissance est primordiale pour les études d'aménagement du littoral, SHORECIRC n'a par exemple été efficace qu'en ce qui concerne les surcotes uniquement causées par le déferlement de la houle. Les surcotes additionnelles dû au vent ne pouvant être modélisées. Il est indispensable dans le futur de palier à la faiblesse du modèle : soit par l'utilisation de domaines de calculs plus étendus spatialement, soit par l'imbrication de SHORECIRC avec d'autres modèles à plus grande échelle afin de pouvoir transmettre les effets du vent sur la circulation globale.

# Bibliographie

- 3AME (2004). Ouvrages de protection du rivage du grau d'agde et de la tamarissière - cap d'agde -. Rapport technique, Communauté d'Agglomération Hérault Méditerranée.
- AAGAARD, T., NIELSEN, J. et GREENWOOD, B. (1998). Suspended sediment transport and nearshore bar formation on a shallow intermediate-state beach. *Marine Geology*, 148:203–225.
- AAGAARD, T., NIELSEN, J., JENSEN, S. G. et FRIDERICHSEN, J. (2004). Longshore sediment transport and coastal erosion at skallingen, denmark geografisk tidsskrift/danish , 104(1) : *Journal of Geography*, 104(1):5–14.
- ADLOFF, F. (2007). Hydrodynamique de la zone de déferlement d'un système de barres d'avant-côte festonnées. Mémoire de D.E.A., Université de Perpignan.
- AKOUGO, E. (1997). *Morphodynamique et dynamique sédimentaire dans le golfe du Lion. Contribution à l'étude de la zone côtière dans l'actuel et le quaternaire récent*. Thèse de doctorat, Univ. de Perpignan.
- BALOUIN, Y., CIAVOL, O., ANFUSO, G., CORBAU, C. et TESSARI, U. (2004). Morphodynamics of intertidal sand bars : field studies in the northern adriatic, ne italy. *Journal of Coastal Research*, SI 39.
- BATTJES, J. et JANSSEN, J. (1978). Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In ASCE, éditeur : *Proc. 16th Int. Conf. on Coastal Eng.*, pages 569–587.
- BATTJES, J. et STIVE, M. (1985). Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 90 (C5):9159–9167.
- BATTJES, J. A. (2006). Developments in coastal engineering research. *Coastal Engineering*, 53:121–132.
- BERKHOFF, J. (1972). Computation of combined refraction-diffraction. In *Proc. 13th Int. Conf. Coastal Engrg, ASCE*, Vancouver.
- BOOIJ, N. (1981). *Gravity waves on water with non-uniform depth and current*. Thèse de doctorat, Technical University of Delft, The Netherlands. 131 pp.
- BOUCHETTE, F. (2001). *Interaction houle/sédiments - La rampe carbonatée du bassin du Sud-Est au Jurassique terminal*. Thèse de doctorat, Institut des Sciences de la Terre de l'Eau et de l'Espace de Montpellier, Université Montpellier II. 250 pp.
- BOURRET, A., DEVENON, J. et CHEVALIER, C. (2005). Investigation on passive open boundary conditions adapted to the conjunction of strong currents, standing tidal wave and high stratification : Application to the french guiana continental shelf. *Continental Shelf Research*, 25:1353–1373.
- BRANDER, R. et SHORT, A. (2000). Morphodynamics of a large-scale rip current system at muriwai beach, new zealand. *Marine Geology*, 165:27–39.
- BRGM (1978). Carte géologique de la france à 1/50000, agde. Rapport technique, Bureau de Recherches Géologiques et Minières.
- BRUNEAU, N. (2009). *Modélisation morphodynamique des plages sableuses*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, France.
- BRUNN, P. (1962). Sea level rise as a cause of shore erosion. *Journal of Waterways and Harbor Division*, 88:117–130.

- BUJAN, N., BOUCHETTE, F., LEREDDE, Y. et HEURTEFEUX, H. (2005). Etude du transport sédimentaire sur une plage sableuse microtidale en régression : bathymétrie haute résolution et modélisation hydrodynamique. In ASF, éditeur : *10ème Congrès Français de Sédimentologie*, Presqu'île du GIENS.
- CABALLEIRA, M., COCO, G., FALQUÈS, A. et HUNTLEY, D. (2002). Self-organization mechanism for the formation of nearshore crescentic and transverse bar. *J. Fluid Mech.*, 465:379–410.
- CAMENEN, B. et LARROUDÉ, P. (2003). Comparison of sediment transport formulae for the coastal environment. *Coastal Engineering*, 48:111–132(22).
- CAMENEN, B. et LARSON, M. (2005). A general formula for non-cohesive bed load sediment transport. *Estuarine, Coastal, and Shelf Sciences*, 63:249–260.
- CANCE, L. (2007). Morphodynamique conjointe de l'avant-cote et de la plage émergée. implication des variations du trait de cote à l'aménagement littoral. Mémoire de D.E.A., Université de Perpignan.
- CASTELLE, B. (2004). *Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle - Application à la côte aquitaine*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I.
- CASTELLE, B., BONNETON, P. et BUTEL, R. (2006a). Modélisation du festonnage des barres sableuses d'avant-côte : application à la côte aquitaine, france. *C.R. Geoscience*, 338:795–801.
- CASTELLE, B., BONNETON, P., DUPUIS, H. et SENECHAL, N. (2007). Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal french aquitanian coast : A review. *Marine Geology*, 245:141–159.
- CASTELLE, B., BONNETON, P., SENECHAL, N., DUPUIS, H., BUTEL, R. et MICHEL, D. (2006b). Dynamics of wave-induced currents over a multi-barred beach on the aquitanian coast. *Continental Shelf Research*, 26:113–131.
- CECW-EW (2002). *Coastal Engineering Manual - Part II*. U.S. Army Corps of Engineers, em 1110-2-1100 édition.
- CECW-EW (2003). *Coastal Engineering Manual - Part II*. U.S. Army Corps of Engineers, em 1110-2-1100 édition.
- CEPREL (1990). *Schéma directeur pour la restauration et la gestion du littoral du département de l'Hérault*.
- CERTAIN, R. (1999). Etude d'un environnement microtidal à barres (sète. golfe du lion). Mémoire de D.E.A., Université de Perpignan. 29 p.
- CERTAIN, R. (2002). *Morphodynamique d'une côte sableuse macrotidale à barres : le golfe du lion (Languedoc-Rousillon)*. Thèse de doctorat, Université de Perpignan, France.
- CERTAIN, R. et BARUSSEAU, J.-P. (2005). Modélisation conceptuelle de l'évolution morphodynamique des barres sédimentaires d'une plage microtidale (sète, france). *Bulletin de la Société Géologique de France*, 176:343–354.
- CERTAIN, R., MEULÉ, S., REY, V. et PINAZO, C. (2005). Wave transformation on a microtidal barred beach (sète, france). *JOURNAL OF MARINE SYSTEMS*, 38:19–34.
- CHECK, L., HAAS, K. et HANES, D. (2004). Studying the effect of wave shape and beach geometry on longshore sediment transport with the nearcom nearshore model. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages 12–13.
- CHEN, Q., DALRYMPLE, R. A., KIRBY, J. T., KENNEDY, A. B. et HALLER, M. C. (1999). Boussinesq modeling of a rip current system. *Journal Geophysical Research*, 104(C9):20617–20637.
- CHICKADEL, C. C. (2007). *Remote Measurements of Waves and Currents over Complex Bathymetry*. Thèse de doctorat, Oregon State University.
- CHURCH, J. et THORNTON, E. (1993). Effects of breaking wave induced turbulence within a longshore current model. *Coastal engineering*, 20:1–28.
- COPELAND, G. (1985a). A practical alternative to mild-slope wave equation. *Coast. Eng.*, 9:125–149.

- COPELAND, G. (1985b). Practical radiation stress calculations connected with equations of wave propagation. *Coast. Eng.*, 9:195–219.
- COURANT, R., FRIEDRICHS, K. et LEWY, H. (1967). On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11:215–234.
- CSANADY, G. T. (1982). *Circulation in the Coastal Ocean*. D. Reidel Publishing Compagny, Woods Hole Oceanographic Institution. 279 pp.
- DALLY, W. R., DEAN, R. G. et DALRYMPLE, R. A. (1985). Wave height variations across beaches of arbitrary profile. *J. Geophysical Research*, 90:11917–11927.
- DALRYMPLE, R., KIRBY, J. et MANN, D. (1984). Wave propagation in the vicinity of islands. *In Proc. of the 16th Offshore Tech. Conf.*, page No. 4675, Houston.
- DAMGAARD, J., DODD, N., HALL, L. et CHESHER, T. (2002). Morphodynamic modelling of rip channel growth. *Coastal Engineering*, 45:199–221.
- DE MELO APOLUCENO, D. (2003). *Morpho-hydrodynamique des plages à barres en domaine méso à macrotidal : exemple de la plage du Truc Vert - Gironde*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I.
- DEAN, R. G. et DALRYMPLE, R. A. (1984). *Water wave mechanics for engineers and scientists*, volume 2 de *Advanced series on ocean engineering*. World Scientific.
- DENAMIEL, C. (2006). *Modélisation hydrodynamique 3D en zone pré-littorale : Caractérisation des effets des houles de tempête sur la circulation océanique*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II.
- DINGEMANS, M., RADDER, A. et de VRIEND, H. (1987). Computation of the driving forces of wave-induced currents. *Coast. Eng.*, 11:539–563.
- DOLATA, L. F. et ROSENTHAL, W. (1984). Wave setup and wave-induced currents in coastal zones. *J. Geophysical Research*, 89(C2):1973–1982.
- DREI, E. (2001). *Hydrodynamics of submerged breakwaters and morphological effects*. Thèse de doctorat, Politecnico di Milano.
- DRØNEN, N. et DEIGAARD, R. (2007). Quasi-three-dimensional modelling of the morphology of longshore bars. *Coastal Engineering*, 54-3:197–215.
- FEDDERSEN, F. et GUZA, R. (2003). Observation of nearshore circulation : alongshore uniformity. *Journal of Geophysical Research*, 108:15667–15676.
- FEDDERSEN, F., GUZA, R., ELGAR, S. et HERBERS, T. (1998). Alongshore momentum balances in the nearshore. *J. Geophys. Res.*, 103:15667–15676.
- FERRER, P. (2009). *Morphodynamique à multiéchelles du cordon sableux littoral du Golfe du Lion depuis le dernier optimum climatique*. Thèse de doctorat, Université de Perpignan Via Domitia.
- FERRER, P., ADLOFF, F., CERTAIN, R., MEULÉ, S., BOUCHETTE, F. et LEREDDE, Y. (2007a). Hydrodynamique à l'échelle événementielle d'un système de barres festonnées dans le golfe du lion (leucate-plage, aude). *In 11ième Congrès Français de Sédimentologie*, Caen.
- FERRER, P., CANCE, L., CERTAIN, R. et BARUSSEAU, J.-P. (2007b). Morphodynamique pluriannuelle d'un système de barres d'avant-côte festonnées en milieu microtidal (sud du golfe du lion). *In 11ième Congrès Français de Sédimentologie*.
- FREDSOE, J. et DEIGAARD, R. (1992). *Mechanics of coastal sediment transport*. World scientific.
- GOODWIN, I. D., STABLES, M. A. et OLLEY, J. M. (2006). Wave climate, sand budget and shoreline alignment evolution of the iluka-woody bay sand barrier, northern new south wales, australia, since 3000 yr bp. *Marine Geology*, 226:127–144.
- HAAS, K. et SVENDSEN, I. (2002). Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents. *Journal of Geophysical Research*, 107:3047.

- HAAS, K., SVENDSEN, I. et HALLER, M. (1998). Numerical modeling of nearshore circulation on a barred beach with rip channels. *In 26th Int. Conf. on Coast. Eng., ASCE*, pages 801–814.
- HAAS, K. et SVENDSEN, I. A. (2000). 3-d modeling of rip currents. *In ICCE2000, Sydney, Australia*.
- HAAS, K. et WARNER, J. (2006). Comparison of a quasi-three dimensional and a fully three dimensional nearshore circulation model. *In American Geophysical Union Fall Meeting, San Francisco, Calif.*
- HAAS, K. A., SVENDSEN, I., HALLER, M. C. et ZHAO, Q. (2003). Quasi-three-dimensional modeling of rip current systems. *Journal of geophysical research*, 108(3217):3217.
- HALLERMEIER, R. (1981). A profile zonation for seasonal sand beaches from wave climate. *Coastal Engineering*, 4:253–277.
- HANSEN, J. (1990). Periodic waves in the surf zone : Analysis of experimental data. *Coastal Engineering*, 14:19–41.
- HASSELMANN, K. (1971). On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger scale motions. *J. Fluid Mech.*, 50:189–205.
- HASSELMANN, K. et et AL. (1973). Measurements of wind wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (jonswap). *Ergan. Dtsch. Hydrogr. Z.*, 1.
- HAXEL, J. H. et HOLMAN, R. A. (2004). The sediment response of a dissipative beach to variations in wave climate. *Marine Geology*, 206:73–99.
- HEDGES, T. (1976). An empirical modification to linear wave theory. *Proc. Inst. Civ. Eng.*, 61:575–579.
- HEURTEFEUX, H. et BUJAN, N. (2005a). Bilan sédimentaire sur 20 ans d’une zone infra-littorale à matériel hétérogène (lido de villeneuve les maguelone, hérault, france). *In ASF, éditeur : 10ème Congrès Français de Sédimentologie, Presqu’île de Giens., Presqu’île du GIENS.*
- HEURTEFEUX, H. et BUJAN, N. (2005b). Littoral des orpellières à la tamarissière. lido de villeneuve-lès-maguelone. analyse de profils et bilan sédimentaire. Rapport technique, EID Méditerranée.
- HEURTEFEUX, H. et BUJAN, N. (2006). Suivi morphologique du littoral de portiragnes, de vias et d’agde. Rapport technique, EID Méditerranée.
- HEURTEFEUX, H. et BUJAN, N. (2007). Suivi morphologique du littoral de portiragnes, de vias et d’agde. année 2006. Rapport technique, EID Méditerranée.
- HEURTEFEUX, H., BUJAN, N., SIRE, E., RICHARD, P. et MATTHIEU, S. (2006). La protection et la gestion du littoral héraultais. rapport d’activité 2005-2006. Rapport technique, EID Méditerranée.
- HOLTHUIJSEN, L., BOOIJ, N. et HERBERS, T. (1989). A prediction model for stationary, short-crested waves in shallow water with ambient currents. *Coastal Eng.*, 13:23–54.
- HOLTHUIJSEN, L., BOOIJ, N. et RIS, R. (1993). A spectral wave model for the coastal zone. *In Proc. of 2nd Int. Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis, New Orleans, USA*, pages 630–641.
- HOUSER, C. et GREENWOOD, B. (2005a). Hydrodynamics and sediment transport within the inner surf zone of a lacustrine multiple barred nearshore. *Marine Geology*, 218:37–63.
- HOUSER, C. et GREENWOOD, B. (2005b). Profile response of a lacustrine multiple barred nearshore to a sequence of storm events. *Geomorphology*, 69:118 – 137.
- HSU, T.-W., HSU, J. R.-C., WENG, W.-K., WANG, S.-K. et OU, S.-H. (2006). Wave setup and setdown generated by obliquely incident waves. *Coastal Engineering*, 53:865–877.
- HÉQUETTE, A. (2001). Courants et transports sédimentaires dans la zone littorale : le rôle des courants orbitaux et de downwelling. *Géomorphologie*, 1:5–16.
- HÉQUETTE, A. et HILL, P. R. (1993). Storm-generated currents and offshore sediment transport on a sandy shoreface, tibjak beach, canadian beaufort sea. *Marine geology*, 113:283–304.

- ISÈBE, D. (2007). *Modélisation, simulation numérique et optimisation en Génie Côtier : Applications à la protection de zones portuaires et la protection de la plage du Lido de Sète (Mer Méditerranée, France)*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II.
- ISÈBE, D., AZERAD, P., MOHAMMADI, B. et BOUCHETTE, F. (2007). Optimal shape design of coastal structures minimizing water waves impact. *Coastal Engineering*, 55:35–46.
- KERRY, E., SUNDARARAJAN, R. et WILLIAMS, J. (2008). Hurricanes and global warming : Results from downscaling ipcc ar4 simulations. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 89:347–367.
- KIRBY, J. T. (1986). Open boundary condition in parabolic equation method. *J. Waterway, Port, Coast. and Ocean Eng.*, 112:460–465.
- KIRBY, J. T. (2003). Boussinesq models and applications to nearshore wave propagation, surfzone processes and wave-induced currents. In LAKHAN, V. C., éditeur : *Advances in Coastal Engineering*, pages 1–41. Elsevier.
- KIRBY, J. T. (2005). An overview of the nearcom model system : Philosophy, sample configurations and testing. Rapport technique, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware.
- KIRBY, J. T. et DALRYMPLE, R. A. (1983). A parabolic equation for the combined refraction-diffraction of stokes waves by mildly varying topography. *J. Fluid Mech.*, 136:543–566.
- KIRBY, J. T. et DALRYMPLE, R. A. (1984). Verification of a parabolic equation for propagation of weakly non-linear waves. *Coastal Engineering*, 10:355–378.
- KIRBY, J. T. et DALRYMPLE, R. A. (1986). Higher-order approximations in the parabolic equation method for water waves. *J. Geophysical Research*, 91:933–952.
- KIRBY, J. T. et DALRYMPLE, R. A. (1992). Refdif 1 v2.5 refraction diffraction model. Rapport technique, CACR.
- KIRBY, J. T. et DALRYMPLE, R. A. (1994). Combined refraction diffraction model reddyf 1, version 2.5, documentation and user's manual. Research report CACR-94-22, Department of civil Engineering, University of Delaware.
- KOMAR, P. et GAUGHAN, M. (1973). Airy wave theories and breaker height prediction. In ASCEM, éditeur : *Proc. 13th Coastal Engineering Conf.*, pages 405–418.
- KUROIWA, M., KUCHIISHI, T., MATSUBARA, Y. et NODA, H. (2006). A quasi three-dimensional coastal area model with shoreline change for mixed-size sands. In *COASTAL ENGINEERING 2006 Proceedings of the 30th International Conference*.
- LAFON, V., DUPUIS, H., BUTEL, R., CASTELLE, B., MICHEL, D., HOWA, H. et DE MELO APOLUCENO, D. (2005). Morphodynamics of nearshore rhythmic sandbars in a mixed-energy environment (sw france) : II. physical forcing analysis. *Estuar. Coast. Shelf Sci.*, 65:449–462.
- LEE, G.-h., NICHOLLS, R. et BIRKMEIER, W. (1998). Storm-driven variability of the beach-nearshore profile at duck north carolina usa 1981-1991. *Marine Geology*, 148:163–177.
- LIU, P. et LOSADA, I. (2002). Wave propagation modeling in coastal engineering. *Journal of Hydraulic Research. IAHR*, 40(3):229–240.
- LONGUET HIGGINS, M. (1970). Longshore currents generated by obliquely incident sea waves. *J. Geophys. Res.*, 33:203–248.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. et STEWART, R. W. (1964). Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications. *Deep-Sea Research*, 11:529–562.
- MACMAHAN, J. H., THORNTON, E. B. et RENIERS, A. J. (2006). Rip current review. *Coastal Engineering*, 53:191–208.
- MACMAHAN, J. H., THORNTON, E. B., STANTON, T. P. et RENIERS, A. J. (2005). Ripex : Observations of a rip current system. *Marine Geology*, 218:113–134.

- MASSELINK, G. et BLACK, K. P. (1995). Magnitude and cross-shore distribution of bed return flow measured on natural beaches. *Coastal Engineering*, 25:165–190.
- MASSELINK, G., KROON, A. et DAVIDSON-ARNOTT, R. (2006). Morphodynamics of intertidal bars in wave-dominated coastal settings - a review. *Geomorphology*, 73:33–49.
- MEI, C. et TUCK, E. (1980). Forward scattering by thin bodies. *SIAM J. Appl. Math.*, 39:178–191.
- MEI, C. et YUE, D. (1980). Forward diffraction of stokes waves by a thin wedge. *J. Fluid Mech.*, 99(1):33–52.
- MEI, C. C. (1989). *The applied dynamics of the ocean surface waves*. World Scientific.
- MELLOR, G. et YAMADA, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys.*, 20:851–875.
- MEULÉ, S., PINAZO, C., DEGIOVANNI, C., BARUSSEAU, J. et LIBES, M. (2001). Numerical study of sedimentary impact of a storm on a sand beach simulated by hydrodynamic and sedimentary models. *Oceanol. Acta*, 24(5):417–424.
- MORY, M. et HAMM, L. (1997). Wave height, setup and currents around a detached breakwater submitted to regular or random wave forcing. *Coastal Eng.*, 31:77–96.
- NICHOLSON, J., BROKER, I., ROELVINK, J., PRICE, D., TANGUY, J. et MORENO, L. (1997). Intercomparison of coastal area morphodynamic models. *Coastal Engineering*, 31:97–123.
- OKAYASU, A., SHIBAYAMA, T. et MIMURA, N. (1986). Velocity field under plunging breakers. *In Proc. 20th Int. Conf. Coast. Eng., ASCE*, pages 660–674.
- PHILLIPS, O. M. (1977). *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, 2 d édition. 328 pp.
- PRASAD, R. S. et SVENDSEN, I. A. (2003). Moving shoreline boundary condition for nearshore models. *Coastal engineering*, 49(4):239–261.
- PUTREVVU, U., OLTMAN-SHAY, J. et SVENDSEN, I. (1995). Effect of alongshore non uniformities of longshore current predictions. *Journal of Geophysical Research*, 100:119–130.
- PUTREVVU, U. et SVENDSEN, I. A. (1999). Three-dimensional dispersion of momentum in wave-induced nearshore currents. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 18:83–101.
- PÉCHON, P., RIVERO, F., JOHNSON, H., CHESHER, T., O’CONNOR, B., TANGUY, J.-M., KARAMBAS, T., MORY, M. et HAMM, L. (1997). Intercomparison of wave-driven current models. *Coastal Engineering*, 31:199–215.
- RADDER, A. (1992). Efficient elliptic solvers for the mild-slope equation using the multigrid method, by b. li, k. anastasiou : comments. *Coastal Eng.*, 18:347–352.
- RANASINGHE, R., SYMONDS, G., BLACK, K. et HOLMAN, R. (2004). Morphodynamics of intermediate beaches : a video imaging and numerical modelling study. *Coastal Engineering*, 51:629–655.
- RIVERO, F. et ARCILLA, A. (1993). Propagation of linear gravity waves over slowly varying depth and currents. *In Proc. Waves’93 Symp*, pages 518–532.
- RUSSINK, B., van ENCKEVORT, I., KINGSTON, K. et DAVIDSON, M. (2000). Analysis of observed two- and three-dimensional nearshore bar behaviour. *Marine Geology*, 169:161–183.
- SABATIER, F. (2001). *Fonctionnement et dynamiques morpho-sédimentaires du littoral du delta du Rhône*. Thèse de doctorat, Aix-Marseille III University.
- SABATIER, F., STIVE, M. et PONS, F. (2004). Longshore variation of depth of closure on a micro-tidal wave dominated coast. *In ICCE 2004*, numéro 304.
- SAINT-CAST, F. (2002). *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*. Thèse de doctorat, Iniversité Bordeaux I.

- SAMAT, O. (2009). *Efficacité et impact des ouvrages en enrochement sur les plages microtidales*. Thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille I, France.
- SANCHEZ-ARCILLA, A., COLLADO, F. et RODRIGUEZ, A. (1992). Vertically varying velocity field in 3d nearshore circulation. In ENG, A. S. C., éditeur : *Proc. 22th Conference on Coastal Engineering*, pages 2811–2824, New York.
- SANCHEZ-ARCILLA, A. et DAVIES, A. M. (2002). The narrow shelf concept : couplings and fluxes. *Continental Shelf Research*, 22:153–172.
- SANCHO, F. et SVENDSEN, I. (1997). Unsteady nearshore currents on longshore varying topographies. Rapport technique Res. Report CACR-97-10, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware.
- SANCHO, F., SVENDSEN, I., VAN DONGEREN, A. et PUTREUVU, U. (1995). Longshore nonuniformities of nearshore currents. In *Coastal Dynamics '95*.
- SHAPIRO, R. (1970). Smoothing, filtering, and boundary effects. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 8:359.
- SHORT, A. et AAGAARD, T. (1993). Single and multi-bar beach model. *Journal of Coastal Research*, 15:141–157.
- SMITH, W. et WESSEL, P. (1990). Gridding with continuous curvature splines in tension. *Geophysics*, 55:293–305.
- SOGREAH (2005). Etude générale pour la protection du littoral entre l'orb et l'hérault. Rapport technique, Communauté d'Agglomération Hérault Méditerranée.
- SOUTHGATE, H. (1989). A nearshore profile model of wave and tidal current interaction. *Coast. Eng.*, 13:219–246.
- STEETZEL, H. (1993). *Cross-shore transport during storm surges*. Thèse de doctorat, Technical University Delft.
- STÉPANIAN, A. (2002). *Evolution morphodynamique d'une plage macrotidale à barres : Omaha beach (Normandie)*. Thèse de doctorat, Université de Caen.
- SVENDSEN, I. (1984). Mass flux and undertow in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8:347–365.
- SVENDSEN, I. et PUTREUVU, U. (1990). Nearshore circulation with 3-d profiles. In *Proc 22th Int. Conf. Coastal Engrg. , ASCE*, pages 241–254.
- SVENDSEN, I., SANCHO, F., OLTMAN-SHAY, J. et THORNTON, E. (1997). Modelling nearshore circulation under field conditions. In *Proceedings ASCE Waves'97 conference*, pages 765–776, Virginia Beach.
- SVENDSEN, I. A., HAAS, K. et ZHAO, Q. (2002). Shorecirc- the quasi-3d nearshore circulation model. Rapport technique CACR-02-01, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware.
- SVENDSEN, I. A., HAAS, K. et ZHAO, Q. (2004). Quasi-3d nearshore circulation model shorecirc : Version 2.0. Rapport technique, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware.
- SVENDSEN, I. A. et PUTREUVU, U. (1994). Nearshore mixing and dispersion. In *Proc. Roy. Soc. Lond A*, volume 445, pages 561–576.
- THORNTON, E. et GUZA, R. (1983). Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88:5925–5938.
- TITUS, J. (1986). Greenhouse effect, sea level rise, and coastal zone management. *Coastal Zone Management*, 14(3):147–171.
- van DONGEREN, A., RENIERS, A., BATTJES, J. et SVENDSEN, I. (2003). Numerical modeling of infragravity wave response during delilah. *Journal of Geophysical Research*, 108:4–1.
- van DONGEREN, A., SANCHO, F., SVENDSEN, I. et PUTREUVU, U. (1994). Shorecirc : A quasi 3-d nearshore model. In *24th Int. Conf. on Coast. Eng., ASCE*, pages 2741–2754.

- van DONGEREN, A. et SVENDSEN, I. (1997a). An absorbing-generating boundary condition for shallow water models. *Coastal, and Ocean Eng.*, 123(6):303–313.
- van DONGEREN, A. et SVENDSEN, I. (1997b). Quasi 3-d modeling of nearshore hydrodynamics. Rapport technique CACR-97-04, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware.
- van ENCKEVORT, I., RUESSINK, B., COCO, G., SUZUKI, K., TURNER, I., PLANT, N. et HOLMAN, R. (2004). Observations of nearshore crescentic sandbars. *Journal of Geophysical Research (Oceans)*, 109:6028.
- WAMDI GROUP, T. (1988). The wam model. a third generation ocean wave prediction model. *Journal of Physical Oceanography*, 18(12):1775–1810.
- WEGGEL, J. (1972). Maximum breaker height. *ASCE J Waterw Harbors Coastal Eng Div*, 98:529–548.
- WHITFORD, D. et THORNTON, E. (1993). Comparison of wind and wave forcing of longshore currents. *Cont. Shelf Res.*, 103:1205–1218.
- WIJNBERG, K. et KROON, A. (2002). Barred beaches. *Geomorphology*, 48(103-120):103–120.
- WILSON, K. C. (1966). Bed-load transport at high shear stress. In *J. Hydraul. Div., ASCE*. 92 (HY6), 49-59.
- WIND, H. et VREUGDENHIL, C. (1986). Rip-current generation near structures. *J. Fluid Mech.*, 171:459–476.
- WRIGHT, L. et SHORT, A. (1984). Morphodynamic variability of surf zones and beaches : A synthesis. *Marine Geology*, 56:93–118.
- YOO, D. et O’CONNOR, B. (1986). Mathematical modelling of wave-induced nearshore circulations. In ENG, A. S. C., éditeur : *Proceedings 20th International Conference on Coastal Engineering*, pages 1667–1682, New York.
- YOO, D. et O’CONNOR, B. (1988). Turbulence transport modelling of wave-induced currents. In *Proc. Intl. Conference on Computer Modelling in Ocean Eng.*
- ZANUTTIGH, B., MARTINELLI, L., LAMBERTI, A., MOSCHELLA, P., HAWKINS, S., MARZETTI, S. et UGO CECCHERELLI, V. (2005). Environmental design of coastal defence in lido di dante, italy. *Coastal Engineering*, 52:1089–1125.
- ZHANG, K., DOUGLAS, B. et LEATHERMAN, S. (2002). Do storms cause long-term beach erosion along the u.s. east barrier coast? *The Journal of Geology*, 110:493–502.
- ZHAO, Q. et SVENDSEN, I. (2003). Three-dimensional effects in shear waves. *Journal of Geophysical research*, 108(3270):3270.

# Annexes

# Annexe A

## Gestion des zones émergées et des dérivées dans la version modifiée de SHORECIRC

Les algorithmes de cette section ont été rajoutés dans le code du modèle SHORECIRC en fortran. Ils permettent de prendre en compte les bathymétries complexes lors du calcul de variables et de leur différentes dérivées en chaque maille du domaine de modélisation.

### A.1 Création de masques lors de la lecture d'une bathymétrie

La double boucle suivante crée quatre masques lors du chargement en mémoire de la bathymétrie au démarrage du modèle.  $ht(i,j)$  est la valeur de la profondeur à la maille  $(i,j)$ ,  $depthmin$  est la valeur minimum de la profondeur en une maille pour que celle-ci soit considérée comme étant en « mer ».

$mdepth$ ,  $msplinux$ ,  $mspliney$  et  $mdemixed$  sont les masques servant à déterminer respectivement en chaque maille du domaine : les valeurs à terre, le type de dérivée première et seconde à utiliser selon  $x$ , le type de dérivée première et seconde à utiliser selon  $y$  et le type de dérivée mixte à utiliser.

```
0 629      CONTINUE
1
2      do j=1,ny
3          do i=1,nx
4
5              if (ht(i,j).le.depthmin) then
6
7                  mdepth(i,j)=0
8                  mdemixed(i,j)=11
9
10             else if (ht(i+1,j).gt.depthmin.and.ht(i,j+1)
11 & .gt.depthmin.and.ht(i-1,j).gt.depthmin.and.
12 & ht(i,j-1).gt.depthmin) then
13
14                 mdemixed(i,j)=0
15                 msplinux(i,j)=0
16                 mspliney(i,j)=0
```

```

17         mdepth(i , j)=1
18
19         else if (ht(i , j+1).le.depthmin.and.ht(i , j-1).le.depthmin.or.
20         & ht(i+1,j).le.depthmin.and.ht(i-1,j).le.depthmin) then
21 c test pour repérer des mailles singulières:
22         write(* ,*) ''
23         write(* ,*) 'Maille non gérée!', (i-1)*dx, (j-1)*dy,' mise à terre
24         write(* ,*) ''
25         ht(i , j)=-0.01
26         mdemixed(i , j)=11
27         mdepth(i , j)=0
28
29         GOTO 629
30
31     else
32         mdepth(i , j)=1
33         if ((ht(i+1,j).le.depthmin).or.(i.eq.nx)) then
34         msplines(i , j)=1
35         mdemixed(i , j)=2
36         else if (ht(i-1,j).le.depthmin.or.(i.eq.1)) then
37         msplines(i , j)=2
38         mdemixed(i , j)=4
39         else
40         msplines(i , j)=0
41         mdemixed(i , j)=0
42         end if
43
44         if ((ht(i , j+1).le.depthmin).or.(j.eq.ny)) then
45         mspliney(i , j)=1
46         mdemixed(i , j)=1+mdemixed(i , j)
47         else if (ht(i , j-1).le.depthmin.or.(j.eq.1)) then
48         mspliney(i , j)=2
49         mdemixed(i , j)=6+mdemixed(i , j)
50         else
51         mspliney(i , j)=0
52         end if
53     end if

```

## A.2 Type de dérivée appliquée en fonction des masques *msplinux*, *mspliney* et *mdemixed*

Dans les portions de code suivantes, en chaque maille  $(i,j)$  du domaine de calcul, le type de dérivée utilisé pour calculer la dérivée  $fxdata$  de la variable  $fdata$  est choisi en fonction des valeurs des paramètres *msplinux* et *mspliney*.

La variable *ndata* a pour valeur la dernière rangée de maille du domaine selon le sens considéré (*nx* ou *ny*). La condition *iperi.eq.1* est vraie lorsque les frontières latérales du domaine sont de type périodique.

### A.2.1 Gestion des dérivées premières

La figure A.1 lie les portions de code correspondant aux cas de figure illustrés.

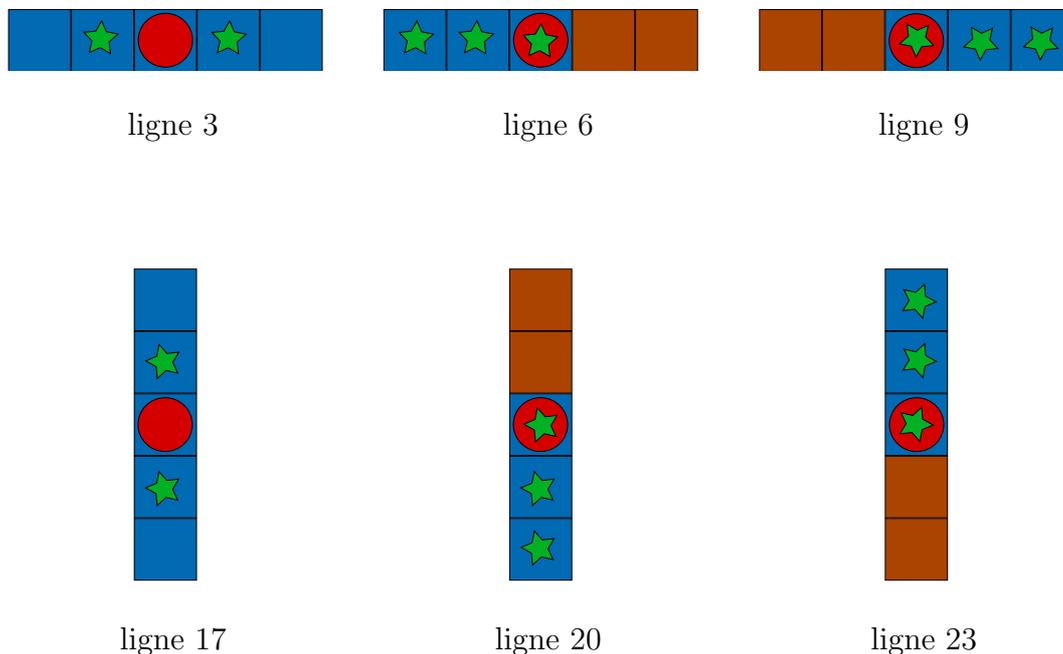


FIG. A.1 – Schémas des différents types de dérivées premières pouvant être calculées et ligne du code fortran correspondant selon  $x$  (en haut) et selon  $y$  en bas. Mailles marrons : terre. Mailles bleues : mer. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée.

#### A.2.1.a Suivant l'axe X

```

0  do jj = 1,ny
1      do i = 1,ndata
2
3          if (msplinux(i,jj).eq.0) then
4              dernum = fdata(i+1) - fdata(i-1)
5              fxdata(i) = dernum/(2.d0*dx)
6          else if (msplinux(i,jj).eq.1) then
7              dernum = 3.d0*fdata(i) - 4.d0*fdata(i-1) + fdata(i-2)
8              fxdata(i) = dernum/(2.d0*dx)
9          else if (msplinux(i,jj).eq.2) then
10             dernum = -3.d0*fdata(i) + 4.d0*fdata(i+1) - fdata(i+2)

```

```

11         fxdata(i) = dernum/(2.d0*dx)
12
13     end do
14 end do

```

### A.2.1.b Suivant l'axe Y

```

14 do ii = 1,nx
15     do j = 2,ndata-1
16
17         if (mspliney(ii,j).eq.0) then
18             dernum = fdata(j+1) - fdata(j-1)
19             fxdata(j) = dernum/(2.d0*dy)
20         else if (mspliney(ii,j).eq.1) then
21             dernum = 3.d0*fdata(j) - 4.d0*fdata(j-1) + fdata(j-2)
22             fxdata(j) = dernum/(2.d0*dy)
23         else if (mspliney(ii,j).eq.2) then
24             dernum = -3.d0*fdata(j) + 4.d0*fdata(j+1) - fdata(j+2)
25             fxdata(j) = dernum/(2.d0*dy)
26         end if
27
28     end do
29
30     if (ipery.eq.1) then
31         dernum = fdata(2) - fdata(ndata-1)
32         fxdata(1) = dernum/(2.d0*dy)
33         fxdata(ndata) = fxdata(1)
34     else
35         j=1
36         dernum = -3.d0*fdata(j) + 4.d0*fdata(j+1) - fdata(j+2)
37         fxdata(1) = dernum/(2.d0*dy)
38         j = ndata
39         dernum = 3.d0*fdata(j) - 4.d0*fdata(j-1) + fdata(j-2)
40         fxdata(j) = dernum/(2.d0*dy)
41     end if
42
43 end do

```

## A.2.2 Gestion des dérivées secondes

La figure A.2 lie les portions de code correspondant aux cas de figure illustrés.

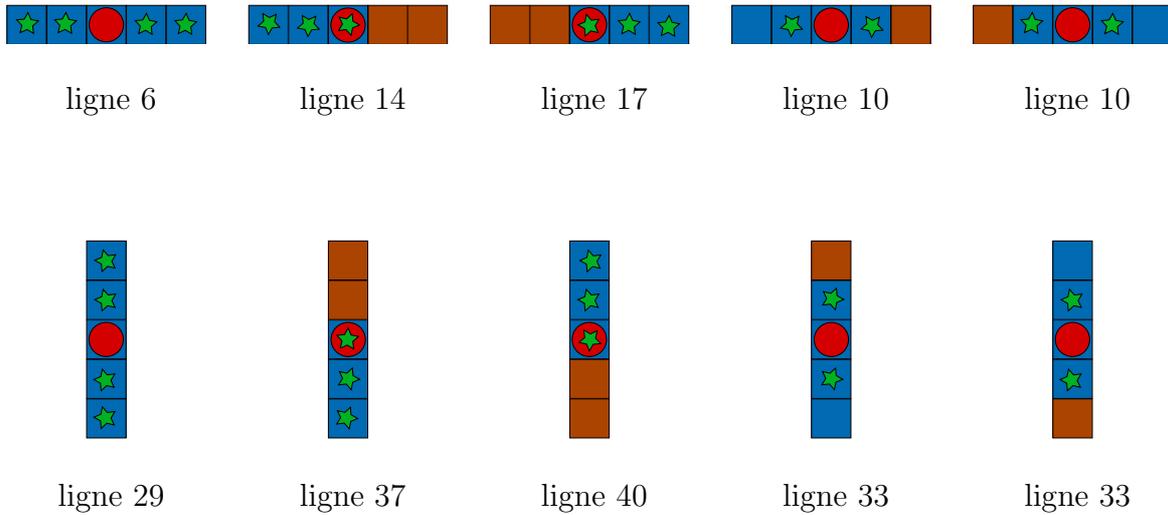


FIG. A.2 – Schémas des différents types de dérivées secondes pouvant être calculées et ligne du code fortran correspondant selon  $x$  (en haut) et selon  $y$  en bas. Mailles marrons : terre. Mailles bleues : mer. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée.

### A.2.2.a Suivant l'axe X

```

0      aux1 = 1.d0/(12.d0*dx)
1      aux2 = 1.d0/(2.d0*dx)
2  do  jj = 1,ny
3      do  i = 1,ndata
4
5          if (msplinx(i,jj).eq.0) then
6              if ((msplinx(i-1,jj).eq.0).and.(msplinx(i+1,jj).eq.0)) then
7                  dernum = -fdata(i+2)+8.d0*fdata(i+1)-8.d0*fdata(i-1)+
8                  & fdata(i-2)
9                  fxdata(i) = dernum *aux1
10             else
11                 dernum = fdata(i+1) - fdata(i-1)
12                 fxdata(i) = dernum *aux2
13             end if
14         else if (msplinx(i,jj).eq.1) then
15             dernum = 3.d0*fdata(i) - 4.d0*fdata(i-1) + fdata(i-2)
16             fxdata(i) = dernum *aux2
17         else if (msplinx(i,jj).eq.2) then
18             dernum = -3.d0*fdata(i) + 4.d0*fdata(i+1) - fdata(i+2)
19             fxdata(i) = dernum *aux2
20         end if
21
22     end do
23 end do

```

### A.2.2.b Suivant l'axe Y

```

23     aux1 = 1.d0/(12.d0*dy)
24     aux2 = 1.d0/(2.d0*dy)
25     do ii = 1,nx
26         do j = 1,ndata
27
28             if (mspliney(ii , j).eq.0) then
29                 if ((mspliney(ii , j-1).eq.0).and.(mspliney(ii , j+1).eq.0)) then
30                     dernum = -fdata(j+2)+8.d0*fdata(j+1)-8.d0*fdata(j-1)+
31 & fdata(j-2)
32                     fxdata(j) = dernum *aux1
33                 else
34                     dernum = fdata(j+1) - fdata(j-1)
35                     fxdata(j) = dernum *aux2
36                 end if
37             else if (mspliney(ii , j).eq.1) then
38                 dernum = 3.d0*fdata(j) - 4.d0*fdata(j-1) + fdata(j-2)
39                 fxdata(j) = dernum *aux2
40             else if (mspliney(ii , j).eq.2) then
41                 dernum = -3.d0*fdata(j) + 4.d0*fdata(j+1) - fdata(j+2)
42                 fxdata(j) = dernum *aux2
43             end if
44
45         end do
46
47         if (ipery.eq.1) then
48             j = 1
49             dernum = -fdata(j+2)+8.d0*fdata(j+1)-8.d0*fdata(ndata-1)
50             .       +fdata(ndata-2)
51             fxdata(j) = dernum *aux1
52             j = 2
53             dernum = -fdata(j+2)+8.d0*fdata(j+1)-8.d0*fdata(j-1)
54             .       +fdata(ndata-1)
55             fxdata(j) = dernum *aux1
56
57             fxdata(ndata) = fxdata(1)
58             j = ndata-1
59             dernum = -fdata(2)+8.d0*fdata(j+1)-8.d0*fdata(j-1)+fdata(j-2)
60             fxdata(j) = dernum *aux1
61         end if
62
63     end do

```

### A.2.3 Gestion des dérivées mixtes

Le type de dérivée mixte employé en chaque maille ( $dqxdxdy(i,j)$  et  $dqydxdy(i,j)$ ) est déterminé en fonction du paramètre *mdemixed* et de tests sur les mailles avoisinantes. La portion de code ci-dessous recense tout les cas de figure que le modèle peut rencontrer à la frontière entre l'eau et la terre. Lorsque la maille considéré ne se trouve pas à proximité du trait de côte (figure A.3), la dérivée mixte est calculée selon la ligne 34 du code.

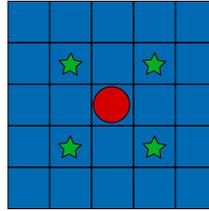


FIG. A.3 – Schéma utilisé pour le calcul d'une dérivée mixte hors de la frontière terre/mer. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée.

Pour une meilleure lisibilité la figure A.4 montre le schéma utilisé et la ligne du code correspondant à chaque cas de figure. On remarquera pour les cas visibles à la troisième rangée de schémas de la figure A.4 que si la dérivé mixte calculée se trouve bien dans la maille (*i,j*) elle n'y est pas exactement centrée. Ceci n'affecte cependant pas les résultats des simulations.

```

0      do j = 1,ny
1      do i = 1,nx
2          if (mdemixed(i,j).eq.0) then
3
4              if (ht(i+1,j+1).le.depthmin) then
5                  dernum = -qx(i-1,j+1)+qx(i,j+1)-qx(i-1,j)+qx(i+1,j)
6                  .      +2d0*qx(i-1,j-1)-qx(i,j-1)-qx(i+1,j-1)
7                  dqxdxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
8                  dernum = -qy(i-1,j+1)+qy(i,j+1)-qy(i-1,j)+qy(i+1,j)
9                  .      +2d0*qy(i-1,j-1)-qy(i,j-1)-qy(i+1,j-1)
10                 dqydxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
11                 else if (ht(i+1,j-1).le.depthmin) then
12                     dernum = -2d0*qx(i-1,j+1)+qx(i,j+1)+qx(i-1,j)-qx(i+1,j)
13                     .      +qx(i-1,j-1)-qx(i,j-1)-qx(i+1,j+1)
14                     dqxdxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
15                     dernum = -2d0*qy(i-1,j+1)+qy(i,j+1)+qy(i-1,j)-qy(i+1,j)
16                     .      +qy(i-1,j-1)-qy(i,j-1)-qy(i+1,j+1)
17                     dqydxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
18                     else if (ht(i-1,j-1).le.depthmin) then
19                         dernum = -qx(i-1,j+1)-qx(i,j+1)+qx(i-1,j)+qx(i+1,j)
20                         .      +qx(i,j-1)+2d0*qx(i+1,j+1)-qx(i+1,j-1)
21                         dqxdxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
22                         dernum = -qy(i-1,j+1)-qy(i,j+1)+qy(i-1,j)+qy(i+1,j)
23                         .      +qy(i,j-1)+2d0*qy(i+1,j+1)-qy(i+1,j-1)
24                         dqydxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
25                         else if (ht(i-1,j+1).le.depthmin) then
26                             dernum = -qx(i,j+1)-qx(i-1,j)+qx(i+1,j)+qx(i-1,j-1)
27                             .      +qx(i,j-1)+qx(i+1,j+1)-2d0*qx(i+1,j-1)
28                             dqxdxdy(i,j) = dernum/(dx*dy*4)
29                             dernum = -qy(i,j+1)-qy(i-1,j)+qy(i+1,j)+qy(i-1,j-1)

```

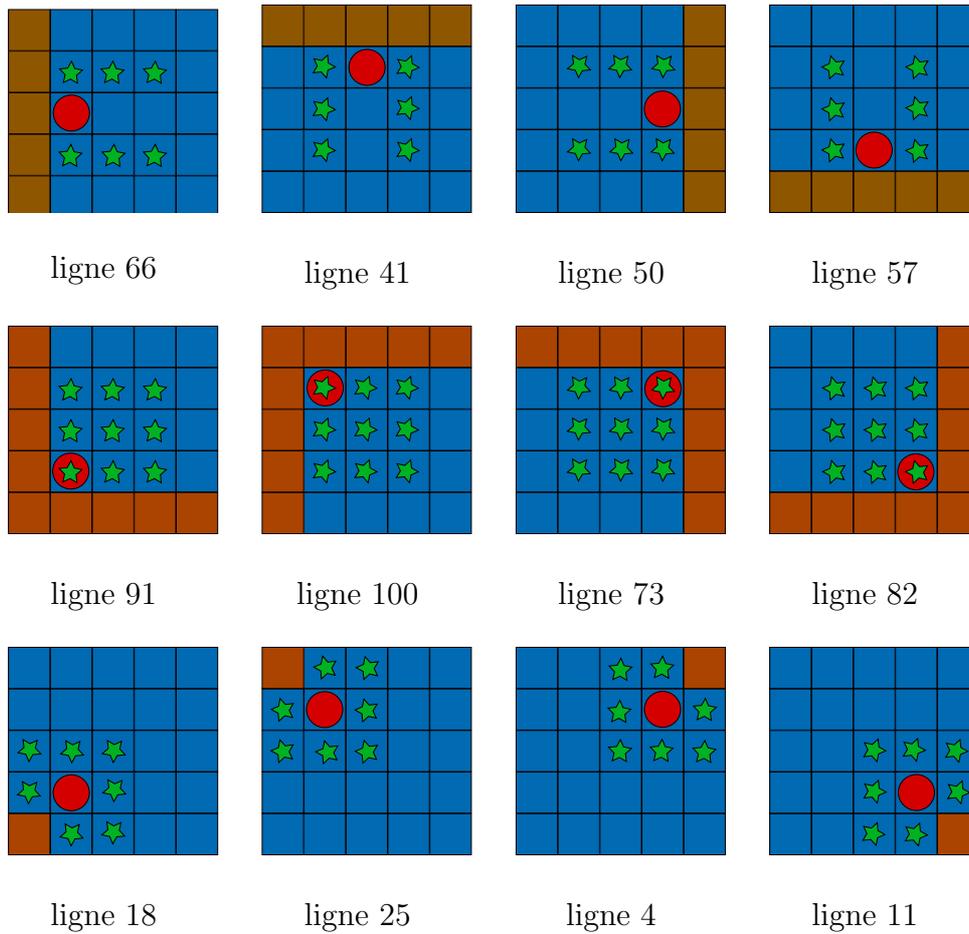


FIG. A.4 – Schémas des différents types de dérivées mixtes à la frontière terre (mailles marrons)/mer (mailles bleues) et ligne du code fortran correspondant. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée.

```

30      .      +qy ( i , j -1)+qy ( i +1, j +1)-2d0*qy ( i +1, j -1)
31      dqydxdy ( i , j ) = dernum / ( dx * dy * 4)
32      else
33
34      dernum = qx ( i +1, j +1)+qx ( i -1, j -1)-qx ( i -1, j +1)-qx ( i +1, j -1)
35      dqxdxdy ( i , j ) = dernum / ( dx * dy * 4)
36      dernum = qy ( i +1, j +1)+qy ( i -1, j -1)-qy ( i -1, j +1)-qy ( i +1, j -1)
37      dqydxdy ( i , j ) = dernum / ( dx * dy * 4)
38
39      end if
40
41      else if ( mdemixed ( i , j ). eq .1) then
42          dernum=3d0*(qx ( i +1, j )-qx ( i -1, j ))
43          .      -4d0*(qx ( i +1, j -1)-qx ( i -1, j -1))
44          .      +(qx ( i +1, j -2)-qx ( i -1, j -2))
45          dqxdxdy ( i , j ) = dernum / ( dx * dy * 4)
46          dernum=3d0*(qy ( i +1, j )-qy ( i -1, j ))
47          .      -4d0*(qy ( i +1, j -1)-qy ( i -1, j -1))
48          .      +(qy ( i +1, j -2)-qy ( i -1, j -2))
49          dqydxdy ( i , j ) = dernum / ( dx * dy * 4)
50      else if ( mdemixed ( i , j ). eq .2) then

```

```

51     dernum =3d0*(qx(i , j+1)-qx(i , j -1))-4d0*(qx(i -1, j+1)-qx(i -1, j -1))
52     .      +(qx(i -2, j+1)-qx(i -2, j -1))
53     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
54     dernum =3d0*(qy(i , j+1)-qy(i , j -1))-4d0*(qy(i -1, j+1)-qy(i -1, j -1))
55     .      +(qy(i -2, j+1)-qy(i -2, j -1))
56     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
57     else if (mdemixed(i , j).eq.6) then
58     .      dernum=-3d0*(qx(i +1, j)-qx(i -1, j))
59     .      +4d0*(qx(i +1, j+1)-qx(i -1, j+1))
60     .      -(qx(i +1, j+2)-qx(i -1, j+2))
61     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4)
62     .      dernum=-3d0*(qy(i +1, j)-qy(i -1, j))
63     .      +4d0*(qy(i +1, j+1)-qy(i -1, j+1))
64     .      -(qy(i +1, j+2)-qy(i -1, j+2))
65     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4)
66     else if (mdemixed(i , j).eq.4) then
67     .      dernum = -3d0*(qx(i , j+1)-qx(i , j -1))+4d0*(qx(i +1, j+1)-qx(i +1, j -1))
68     .      -(qx(i +2, j+1)-qx(i +2, j -1))
69     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
70     .      dernum = -3d0*(qy(i , j+1)-qy(i , j -1))+4d0*(qy(i +1, j+1)-qy(i +1, j -1))
71     .      -(qy(i +2, j+1)-qy(i +2, j -1))
72     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
73     else if (mdemixed(i , j).eq.3) then
74     .      dernum =9d0*qx(i , j)+16d0*qx(i -1, j -1)+qx(i -2, j -2)
75     .      -12d0*(qx(i , j -1)+qx(i -1, j))+3d0*(qx(i , j -2)+qx(i -2, j))
76     .      -4d0*(qx(i -1, j -2)+qx(i -2, j -1))
77     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
78     .      dernum =9d0*qy(i , j)+16d0*qy(i -1, j -1)+qy(i -2, j -2)
79     .      -12d0*(qy(i , j -1)+qy(i -1, j))+3d0*(qy(i , j -2)+qy(i -2, j))
80     .      -4d0*(qy(i -1, j -2)+qy(i -2, j -1))
81     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
82     else if (mdemixed(i , j).eq.8) then
83     .      dernum =-9d0*qx(i , j)-16d0*qx(i -1, j+1)-qx(i -2, j+2)
84     .      +12d0*(qx(i , j+1)+qx(i -1, j))-3d0*(qx(i , j+2)+qx(i -2, j))
85     .      +4d0*(qx(i -1, j+2)+qx(i -2, j+1))
86     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
87     .      dernum =-9d0*qy(i , j)-16d0*qy(i -1, j+1)-qy(i -2, j+2)
88     .      +12d0*(qy(i , j+1)+qy(i -1, j))-3d0*(qy(i , j+2)+qy(i -2, j))
89     .      +4d0*(qy(i -1, j+2)+qy(i -2, j+1))
90     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
91     else if (mdemixed(i , j).eq.10) then
92     .      dernum =9d0*qx(i , j)+16d0*qx(i +1, j+1)+qx(i +2, j+2)
93     .      -12d0*(qx(i , j+1)+qx(i +1, j))+3d0*(qx(i , j+2)+qx(i +2, j))
94     .      -4d0*(qx(i +1, j+2)+qx(i +2, j+1))
95     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
96     .      dernum =9d0*qy(i , j)+16d0*qy(i +1, j+1)+qy(i +2, j+2)
97     .      -12d0*(qy(i , j+1)+qy(i +1, j))+3d0*(qy(i , j+2)+qy(i +2, j))
98     .      -4d0*(qy(i +1, j+2)+qy(i +2, j+1))
99     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
100    else if (mdemixed(i , j).eq.5) then
101    .      dernum =-9d0*qx(i , j)-16d0*qx(i +1, j -1)-qx(i +2, j -2)
102    .      +12d0*(qx(i , j -1)+qx(i +1, j))-3d0*(qx(i , j -2)+qx(i +2, j))
103    .      +4d0*(qx(i +1, j -2)+qx(i +2, j -1))
104    dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)

```

```

105     dernum =-9d0*qy(i , j)-16d0*qy(i+1,j-1)-qy(i+2,j-2)
106     .       +12d0*(qy(i , j-1)+qy(i+1,j))-3d0*(qy(i , j-2)+qy(i+2,j))
107     .       +4d0*(qy(i+1,j-2)+qy(i+2,j-1))
108     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
109     else
110         dqxdxdy(i , j)=0.d0
111         dqydxdy(i , j)=0.d0
112     end if
113
114
115     end do
116     end do
117
118 c           cas où les frontières latérales sont périodiques
119     if (ipery.eq.1) then
120     i=1
121     j=1
122     dernum =-3d0*(qx(i , j+1)-qx(i , ny-1))
123     .       +4d0*(qx(i+1,j+1)-qx(i+1,ny-1))
124     .       -(qx(i+2,j+1)-qx(i+2,ny-1))
125     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
126     dernum =-3d0*(qy(i , j+1)-qy(i , ny-1))
127     .       +4d0*(qy(i+1,j+1)-qy(i+1,ny-1))
128     .       -(qy(i+2,j+1)-qy(i+2,ny-1))
129     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
130     i=1
131     j=ny
132     dernum =3d0*(qx(i , j-1)-qx(i , 2))
133     .       -4d0*(qx(i+1,j-1)-qx(i+1,2))
134     .       +(qx(i+2,j-1)-qx(i+2,2))
135     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
136     dernum =3d0*(qy(i , j-1)-qy(i , 2))
137     .       -4d0*(qy(i+1,j-1)-qy(i+1,2))
138     .       +(qy(i+2,j-1)-qy(i+2,2))
139     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
140     j=ny
141     i=nxj(j)
142     dernum =-3d0*(qx(i , j-1)-qx(i , 2))
143     .       +4d0*(qx(i-1,j-1)-qx(i-1,2))
144     .       -(qx(i-2,j-1)-qx(i-2,2))
145     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
146     dernum =-3d0*(qy(i , j-1)-qy(i , 2))
147     .       +4d0*(qy(i-1,j-1)-qy(i-1,2))
148     .       -(qy(i-2,j-1)-qy(i-2,2))
149     dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
150     j=1
151     i=nxj(j)
152     dernum =3d0*(qx(i , j+1)-qx(i , ny-1))
153     .       -4d0*(qx(i-1,j+1)-qx(i-1,ny-1))
154     .       +(qx(i-2,j+1)-qx(i-2,ny-1))
155     dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
156     dernum =3d0*(qy(i , j+1)-qy(i , ny-1))
157     .       -4d0*(qy(i-1,j+1)-qy(i-1,ny-1))
158     .       +(qy(i-2,j+1)-qy(i-2,ny-1))

```

```

159         dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4d0)
160
161         j=1
162         do i=2,nxj(j)-1
163             dernum = qx(i+1,j+1)+qx(i-1,ny-1)-qx(i-1,j+1)-qx(i+1,ny-1)
164             dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4)
165             dernum = qy(i+1,j+1)+qy(i-1,ny-1)-qy(i-1,j+1)-qy(i+1,ny-1)
166             dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4)
167         end do
168         j=ny
169         do i=2,nxj(j)-1
170             dernum = qx(i+1,2)+qx(i-1,j-1)-qx(i-1,2)-qx(i+1,j-1)
171             dqxdxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4)
172             dernum = qy(i+1,2)+qy(i-1,j-1)-qy(i-1,2)-qy(i+1,j-1)
173             dqydxdy(i , j) = dernum/(dx*dy*4)
174         end do
175
176     end if

```

# Annexe B

## Tests de sensibilité des modèles REF/DIF et SHORECIRC

Nous avons étudié la sensibilité des modèles REF/DIF et SHORECIRC aux paramètres d'entrée les plus importants afin de choisir les conditions de modélisation les plus adaptées dans le cadre de ce travail.

### B.1 Paramètres du modèle REF/DIF

#### B.1.1 Choix du modèle de génération de la houle

Nous avons testé les différentes relations de dispersion proposées section II.1.3.b. Sur des bathymétries réalistes le modèle de Stokes donne de mauvais résultats au niveau de la zone de déferlement (exemple figure B.1).

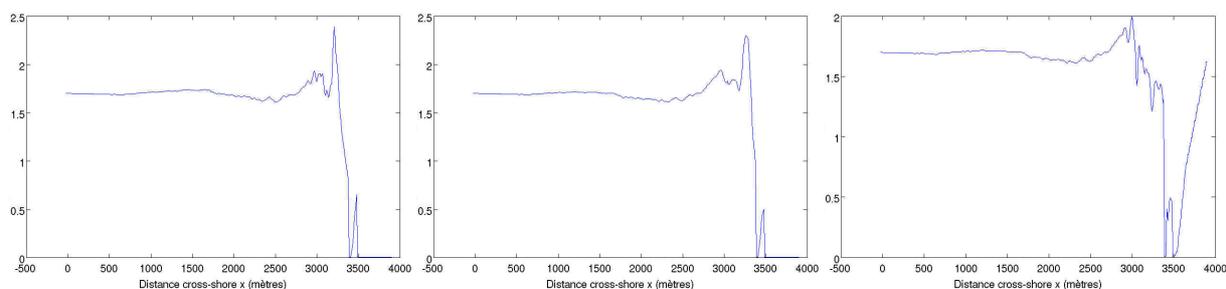


FIG. B.1 – Coupes transversales de la hauteur de la houle lors de sa propagation sur une bathymétrie réaliste modélisée par REF/DIF avec une relation de dispersion de la houle linéaire (à gauche), hybride (au centre) et de Stokes (à droite).

Compte tenu de l'importance des termes non linéaires dans la relation de dispersion [Kirby et Dalrymple, 1994] nous avons choisi de n'utiliser que le modèle hybride. Celui-ci est supérieur par rapport au modèle linéaire dans les zones où la réfraction est importante.

#### B.1.2 Paramètres de dissipation de la houle

La version de REF/DIF utilisée ici contient toutes les modifications apportées par Bouchette [2001] au niveau du paramétrage des différentes lois d'atténuation de la houle.

### B.1.3 Déferlement de la houle

D'après Fredsoe et Deigaard [1992] nous avons choisi le rapport  $H/h = 0.78$  comme condition pour que la houle commence à déferler. Toutefois, dans son article sur la modélisation des courants d'arrachement, Haas *et al.* [2003] fixe ce rapport à  $H/h = 0.55$  ce qui a pour effet de faire déferler la houle plus « tôt ». Ceci aiderait à compenser le fait que la théorie faiblement non-linéaire de REF/DIF sous estime la hauteur des vagues au point de déferlement. Ce rapport semble faible par rapport aux mesures de Battjes et Stive [1985] qui ont trouvé que le critère de déferlement variait entre 0.6 et 0.83 et valait 0.73 en moyenne. En pratique la détermination de ce paramètre de déferlement devrait être effectuée in-situ par la mesure sur chaque portion de plage que l'on désire modéliser et pour chaque type de conditions de houle. Par exemple ce rapport sera sur un même site plus faible pour une houle de grande longueur d'onde accompagnée d'un fort vent de mer que pour une houle plus courte accompagnée d'un vent de terre.

Les tests de sensibilité sur ce paramètre ont montré que l'utilisation d'un rapport  $H/h$  élevé comme critère de déferlement donnait les simulations les plus stables numériquement. Avec un rapport  $H/h = 0.55$ , SHORECIRC peut diverger plus rapidement dans des situations de circulation intense. De plus, vu que les houles dans le golfe d'Aigues-Morte ont des périodes faibles, il semble cohérent que le paramètre  $H/h$  fasse déferler la houle « tard », la valeur  $H/h = 0.78$  semble donc appropriée.

### B.1.4 Résolution

Au niveau de la résolution du domaine il est suggéré dans le manuel de l'utilisateur [Kirby et Dalrymple, 1994] de travailler à une résolution comprise entre 1 et 2 fois la profondeur de déferlement des vagues. Pour un  $\Delta\alpha$  supérieur, les résultats de la houle calculée par REF/DIF se détériorent et ce en particulier dans la zone de déferlement (figure B.2).

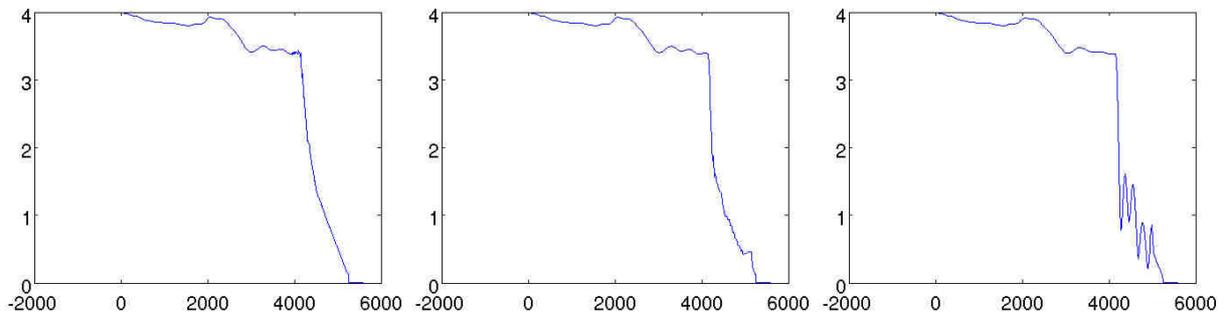


FIG. B.2 – Coupes transversales en  $y = 1010m$  de la hauteur de la houle (en ordonnée) lors de la propagation d'une houle de 4m de hauteur sur une bathymétrie réaliste (axe  $x$  en abscisse) modélisée par REF/DIF pour une résolution de 5m (à gauche), 10m (au centre) et 20m (à droite). La houle déferle dans une profondeur d'eau d'environ 5m. A 20m de résolution des oscillations irréalistes de la hauteur de la houle apparaissent dans la zone de déferlement.

Sur la figure B.3, on peut voir des motifs qui apparaissent dans la zone de déferlement lors du calcul de la houle sur le domaine où  $\Delta\alpha = 20m$ . De tels artefacts sont capables de perturber la circulation calculée à partir de tels forçages de houle. Notons qu'à hauteur de houle et à résolution constante, la houle est plus correctement modélisée dans REF/DIF si sa période est élevée, c'est à dire lorsque sa longueur d'onde est grande.

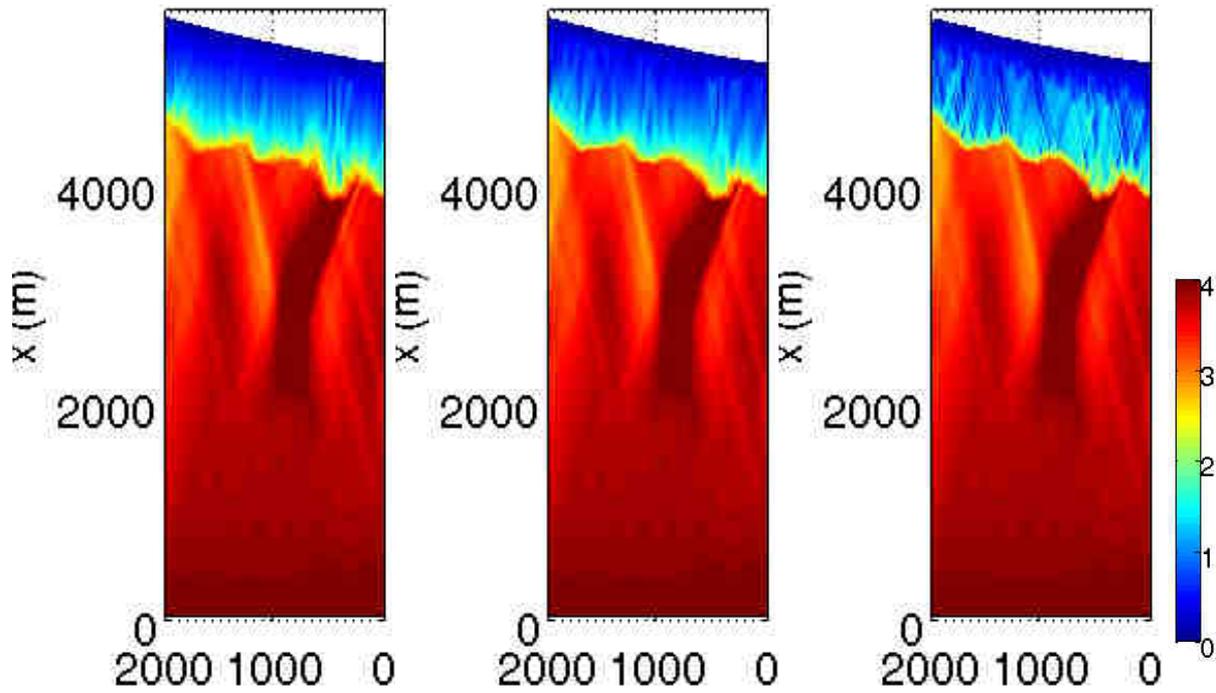


FIG. B.3 – Cartes de la hauteur de la houle lors de la propagation d’une houle de 4m de hauteur sur une bathymétrie réaliste modélisée par REF/DIF pour une résolution de 5m (à gauche), 10m (au centre) et 20m (à droite).

## B.2 Paramètres du modèle SHORECIRC

### B.2.1 Nombre de courant

La condition de convergence des équations aux dérivées partielles de nombreux schémas numériques dépend du nombre de Courant (ou *Courant*, *Friedrichs*, *Lewy condition* [Courant *et al.*, 1967]). Ce nombre contrôle directement le pas de temps utilisé par le modèle selon la formule ( $h_{max}$  est la profondeur maximale du domaine de modélisation) :

$$\Delta t = \frac{N_{courant} \Delta \alpha}{\sqrt{gh_{max}}} \quad (\text{B.1})$$

Les résultats de SHORECIRC ne sont pas altérés par la variation de ce paramètre. Le nombre de courant que nous avons utilisé varie autour de 0.25 selon la résolution du domaine utilisée.

### B.2.2 Paramètre *Depthmin*

Le paramètre *Depthmin* (profondeur minimum) conditionne désormais le calcul de variables en une maille, si la hauteur d’eau sur une maille est inférieure à cette profondeur minimum alors la maille est considérée comme faisant partie du domaine terrestre. Lorsque la frontière terre/mer n’est pas rectiligne, une valeur trop faible de *Depthmin* peut créer artificiellement des vitesses fortes près du bord. De l’autre côté, une valeur trop forte de ce paramètre créerait une ”marche d’escalier” irréaliste au niveau du trait de côte. En plus de son influence sur le calcul des vitesses près du bord, *Depthmin* influe sur l’emprise du domaine de calcul. Ainsi pour un profil variant faiblement un changement de la valeur de *Depthmin* peut induire un recul du trait de côte de plusieurs mailles.

Les tests de sensibilité sur ce paramètre nous ont conduit à choisir une valeur de *Depthmin* variant entre 0.1 et 0.2m pour les simulations sur des bathymétries réalistes.

# Annexe C

## Comparaison de SHORECIRC avec des modèles numériques côtiers sur une bathymétrie plane

### C.1 Introduction

La première étape de la validation de la version modifiée de SHORECIRC a été de comparer les résultats des simulations avec ceux de la version originale du modèle sur des bathymétries planes. Le long du développement du modèle, la comparaison s'est faite sur des bathymétries planes ayant un trait de côte rectiligne avec une frontière terre/mer de type « sans glissement » (section II.2.3.c) dans les deux versions.

L'une des bathymétries planes choisie pour le développement est celle utilisée par Denamiel [2006] pour la validation de son modèle tridimensionnel SYMPHONIE-SWELL. Denamiel [2006] a utilisée cette bathymétrie pour comparer les résultats de son modèle à ceux d'un modèle utilisé par Dolata et Rosenthal [1984]. En prévision de l'application future de SHORECIRC dans la zone pré-littorale, nous avons fait tourner le modèle sur cette bathymétrie. Les résultats de Denamiel [2006] et de Dolata et Rosenthal [1984] sont reproduits ici et comparés aux résultats obtenus par SHORECIRC.

### C.2 Configuration

Le modèle SYMPHONIE-SWELL couple en trois dimensions les modèles SYMPHONIE pour la circulation et REF/DIF pour la propagation de la houle. Le modèle utilisé par Dolata et Rosenthal [1984] couple un modèle de circulation bidimensionnel intégré sur la verticale [Phillips, 1977] à une formule analytique d'atténuation de la houle de Hasselmann (Hasselmann [1971]; Hasselmann et al. [1973]).

Pour l'occasion l'orientation de la vitesse transversale fournie par SHORECIRC a été modifiée afin de correspondre à celle indiquée dans les figures de Denamiel [2006].

Le domaine choisi fait 50 *km* de long pour une pente linéaire de 0.1%. La profondeur au large est de 51 *m* et les frontières latérales sont périodiques. La profondeur *depth<sub>min</sub>* a été ici choisie à 0.2 *m* et la résolution du domaine est de 10 *m* pour SHORECIRC.

Le cas simulé est forcé par une houle d'incidence nulle ayant une hauteur de 4 *m* et une période de 10 *s*. Il a été numériquement impossible de simuler l'envoi de houles ayant un angle d'incidence non nul.

En effet, l'envoi d'une houle d'incidence non nulle nécessite une modélisation préalable du champ de houle sur un domaine de calcul nettement plus grand que la zone que nous voulons considérer à cause du traitement décrit en section II.3.1. Dans notre cas, compte tenu de la longueur du domaine choisi, la largeur du domaine de calcul nécessaire avant le traitement est au minimum de 50 *km* aussi. Un tel domaine est trop grand pour la puissance de calcul dont nous disposons, qui ne permet pas de simuler sur des surfaces supérieures à 5 *km*<sup>2</sup>.

## C.3 Résultats et comparaison

### C.3.1 Variables intégrées sur la verticale

La figure C.1 présente une coupe transversale des variables barotropes obtenues par le modèle de Denamiel [2006] et de Dolata et Rosenthal [1984] au bout de 12h de simulation. La figure C.2 présente les mêmes résultats obtenus par SHORECIRC au bout de 4h. On observe que les vitesses barotropes calculées par SHORECIRC sont très faibles comme dans les modèles de la figure C.1.

La vitesse transversale devient légèrement négative en s'approchant du bord. La vitesse transversale ne varie pas alors que dans les autres modèles, elle augmente près du bord. Cette différence est due à l'influence de la force de Coriolis qui a pu créer une circulation longitudinale positive au bout de 12h dans les autres modèles. Dans SHORECIRC, cette influence n'est pas ressentie au bout de 4h de temps simulé, la puissance de calcul disponible ne permettant pas de simuler sur de plus longues durées.

En ce qui concerne la surcote près du bord, les différences entre les modèles sont plus marquées. L'élévation au bord fournie par le modèle de Dolata et Rosenthal [1984] (0.1 *m*) est très faible. Cela est dû au fait que le modèle utilisé ne prend pas en compte le déferlement de la houle, qui est le principal moteur de la surcote en zone littorale [Longuet-Higgins et Stewart, 1964].

La surcote fournie par SYMPHONIE-SWELL est de l'ordre de 0.25 *m*, ce qui est insuffisant pour une houle au large de 4 *m* de hauteur [Hsu *et al.*, 2006]. Cette sous estimation de la surcote a deux origines. D'une part SYMPHONIE-SWELL n'a pas fonctionné dans des profondeurs inférieures à 2 *m* sur cette simulation. On ne connaît donc pas la valeur de la surcote qui serait obtenue près du bord.

D'autre part, la résolution utilisée par le module de circulation de SYMPHONIE-SWELL est de l'ordre de 500 *m*. Si une telle résolution est adaptée à la modélisation en domaine côtier, la bonne prise en compte des phénomènes ayant lieu en domaine littoral nécessite une résolution plus fine.

La valeur de la surcote fournie par SHORECIRC (0.9 *m*) est largement supérieure. Elle semble plus proche de la réalité. En effet, les surcotes obtenues lors de tempêtes sur les cotes de l'Hérault peuvent atteindre le mètre. Contrairement aux autres modèles, SHORECIRC est un modèle adapté pour la zone littorale qui prend en compte tout le domaine jusqu'à la côte [Svendsen *et al.*, 1997].

Durée de la simulation : 12 heures  
 Profils crossshore

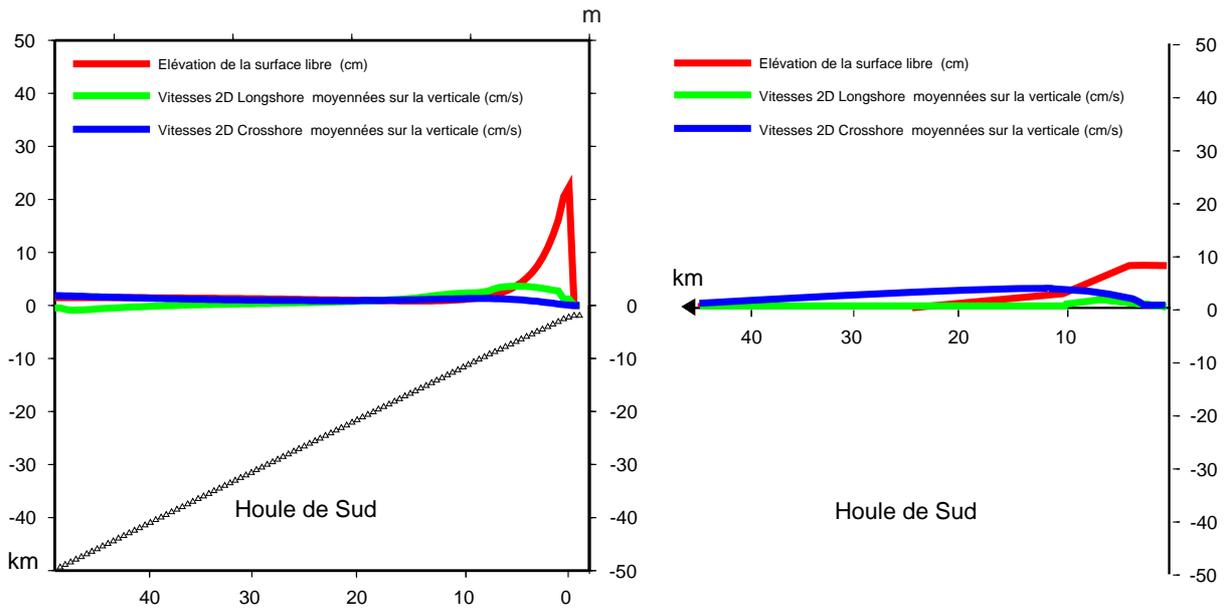


FIG. C.1 – Coupe transversale des variables barotropes obtenues sur une plage plane avec une houle de hauteur 4 m par les modèles de Denamiel [2006] (à gauche) et de Dolata et Rosenthal [1984] (à droite). Les abscisses sont en km. D’après Denamiel [2006].

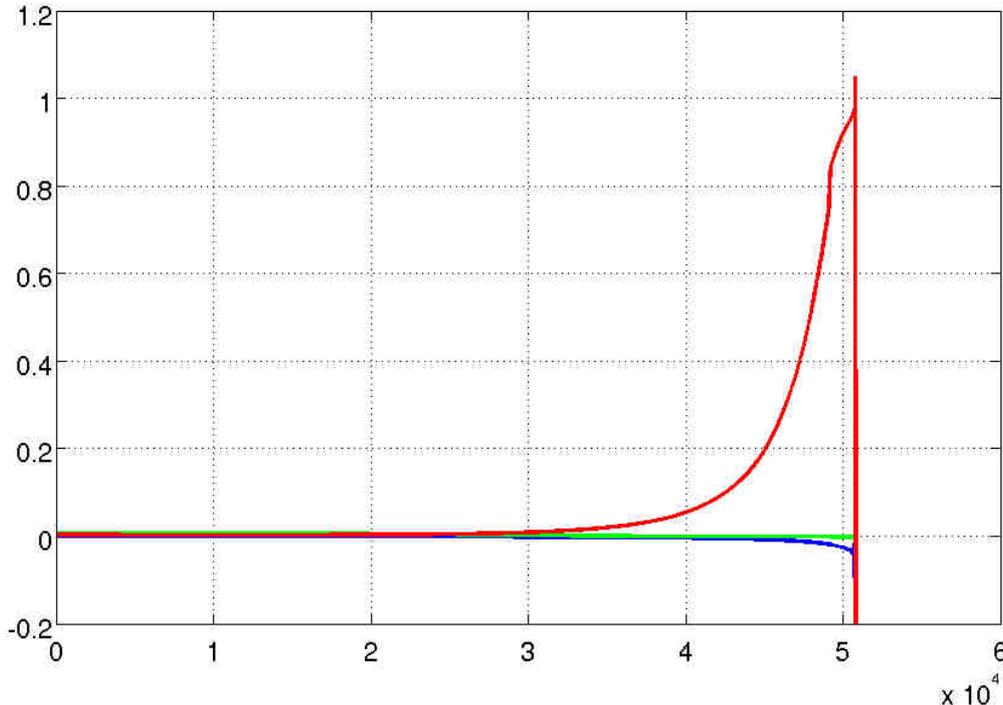


FIG. C.2 – Coupe transversale des variables barotropes obtenues sur une plage plane avec une houle de hauteur 4 m par SHORECIRC : vitesse longitudinale (en vert), vitesse transversale (en bleu) et élévation de la surface (en rouge). L’abscisse est donnée en km. L’ordonnée est en m ou m.s<sup>-1</sup>. L’orientation de la vitesse longitudinale a été modifiée pour être comparable aux figures de Denamiel [2006].

### C.3.2 Profils verticaux des vitesses

Le modèle SYMPHONIE-SWELL est un modèle tridimensionnel. En comparant des profils verticaux des vitesses transversales et longitudinales pris à 15, 20, 35 et 50 *m* de profondeur sur le domaine, nous sommes en mesure de comparer le fonctionnement quasi-tridimensionnel de SHORECIRC à celui d'un modèle complètement tridimensionnel.

La figure C.4 montre que SHORECIRC reproduit correctement les caractéristiques d'une circulation barocline sur une plage plane :

- Au niveau de la vitesse longitudinale, les profils sont positifs et l'intensité des vitesses augmente avec la profondeur du point considéré. Au large, cette vitesse longitudinale, induite par la force de Coriolis (selon la section II.3.2.a), atteint  $0.07m.s^{-1}$ .

Dans les résultats de SYMPHONIE-SWELL (figure C.3), l'intensité des profils de vitesse longitudinale ne varie pas selon les points considérés. L'ensemble des profils affichent une vitesse positive en surface et négative sur le fond.

- En ce qui concerne les mouvements transversaux calculés par SHORECIRC, on observe sur l'ensemble des profils un courant de surface dirigé vers le bord (figure C.4). Ce courant faiblit lorsque l'on s'éloigne vers le large. Près du fond, on retrouve en chaque point le profil caractéristique du courant de retour. Celui-ci est maximum à quelques mètres au dessus du fond et son intensité ainsi que le cisaillement du profil diminue vers le large.

Les résultats de SYMPHONIE-SWELL (figure C.3) pour les profils transversaux sont plus homogènes. En effet, les profils montrent une vitesse en surface qui ne varie pas selon le point considéré. De même, la valeur maximale du courant de retour diminue peu lorsque l'on s'éloigne vers le large, ce qui semble peu réaliste.

## C.4 Conclusion

Dans le cas que nous venons d'étudier, le fonctionnement quasi-tridimensionnel du modèle SHORECIRC permet d'obtenir des résultats directement comparables à ceux du modèle SYMPHONIE-SWELL qui fonctionne numériquement en trois dimensions.

Les différences observées entre les modèles viennent du fait que SYMPHONIE-SWELL est un modèle adapté à la zone côtière avec une résolution de 500 *m*. SYMPHONIE-SWELL peut donc montrer des limites pour modéliser la circulation en zone pré-littorale comme nous l'avons vu.

Cette étude montre que SHORECIRC est capable de reproduire les phénomènes tridimensionnels, dus principalement au déferlement de la houle, qui existent dans la zone littorale.

Profils verticaux

Durée de la simulation : 12 heures

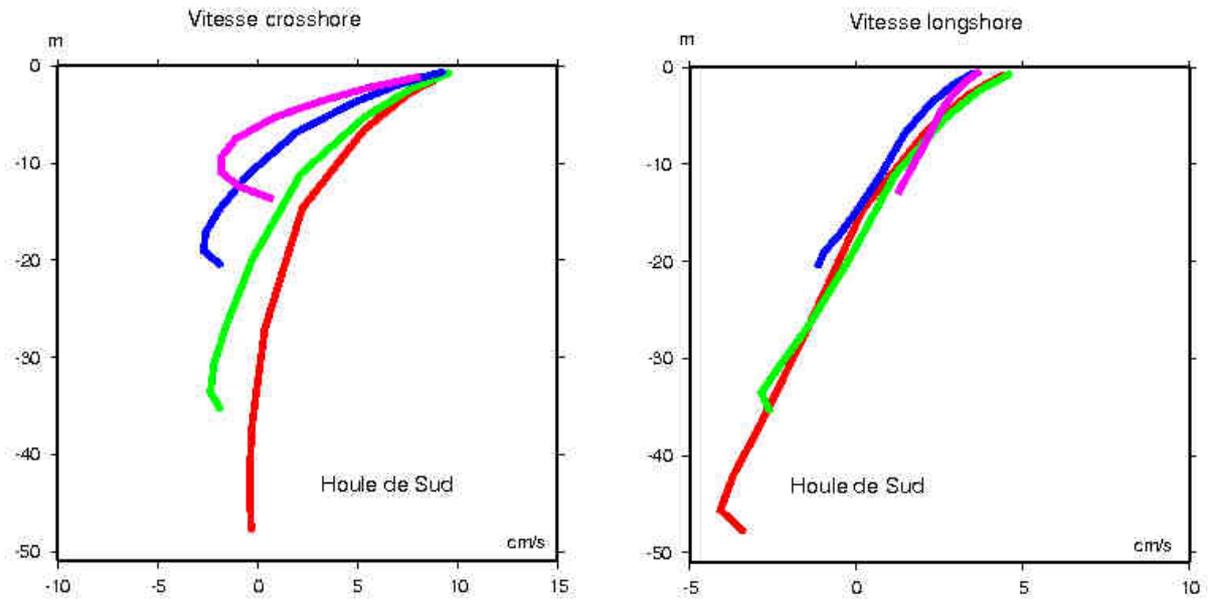


FIG. C.3 – Profils verticaux des vitesses cross-shore (à gauche) et longshore (à droite) calculées par SYMPHONIE-SWELL à 15 *m* (en rose), 20 *m* (en bleu), 35 *m* (en vert) et 50 *m* (en rouge) de profondeur. D’après Denamiel [2006].

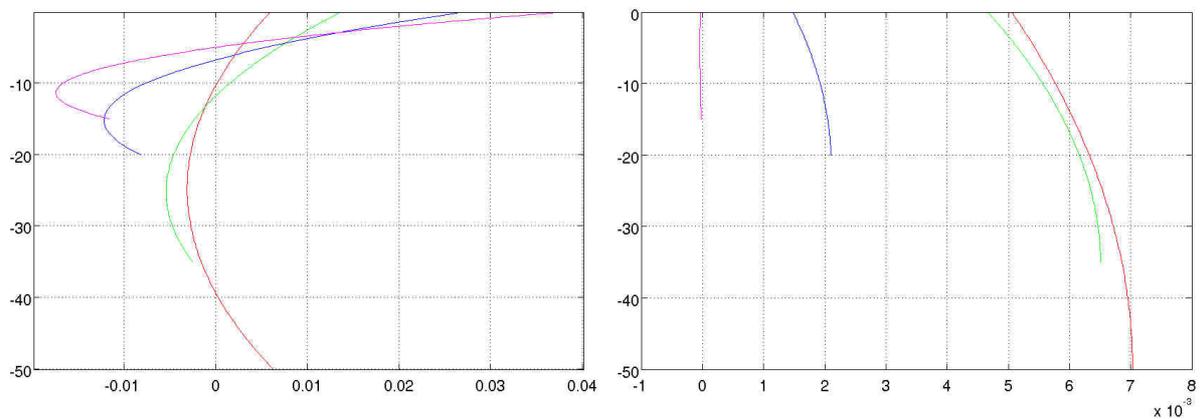


FIG. C.4 – Profils verticaux des vitesses cross-shore (à gauche) et longshore (à droite) calculées par SHORECIRC à 15 *m* (en rose), 20 *m* (en bleu), 35 *m* (en vert) et 50 *m* (en rouge) de profondeur. La vitesse est en *m/s*.

# Table des figures

I.1	Evolution schématique d'un profil de plage soumis à une élévation du niveau marin selon la règle de Bruun [1962]. Le recul du trait de côte est sensible à la pente globale du profil qui s'adapte à l'élévation du niveau marin. Source : Titus [1986]. . . . .	12
I.2	Schéma du domaine de modélisation utilisé dans cette thèse. . . . .	14
I.3	Orthophotographie du lido de Villeneuve-lès-Maguelone (source : IGN). La portion de plage émergée ayant disparue par érosion entre 1962 et 2001 est indiquée par la surface en blanc. Des cônes de débordement de tempêtes sont visibles coté étang. . . . .	16
I.4	Schéma de la propagation d'une houle monochromatique en zone littorale. . . . .	19
I.5	Schématisation du transport de sédiment par dérive littorale. . . . .	23
I.6	Schématisation du transport de sédiment vers le large. . . . .	24
I.7	Schématisation du transport de sédiment par submersion. . . . .	24
I.8	Morphologie de la zone litorale. Source : EID-Méditerranée. . . . .	25
I.9	Exemple de barre sédimentaire rectiligne visible par transparence sur une ortho-photographie de 2003 de la plage de l'Héliopolis à Agde. Source : IGN. . . . .	26
I.10	Mise en évidence des festons de la barre interne de la plage du Grand Travers (commune de Mauguio, Hérault) sur une ortho-photographie d'Avril 2007. La crête de la barre interne est surlignée en noir. Source : BeachMed-E. . . . .	26
I.11	Vue aérienne d'une portion de la plage de Palavas-les-Flots. Source : EID-Méditerranée. . . . .	27
I.12	MNT de la plage de Palavas-les-Flots obtenu par technique LIDAR. . . . .	28
I.13	Ortho-photographie d'une zone littorale complexe soumise à l'influence de la houle : la plage de la Tamarissière dans l'Hérault. Source : IGN. . . . .	30
I.14	Carte de la hauteur de la houle simulée sur le site de la Tamarissière par REF/DIF pour une houle au large d'incidence nulle, de hauteur 2 m et de période 6 s. . . . .	32
I.15	Cartes de la circulation simulée par la version modifiée dans ce travail du modèle SHORE-CIRC pour une houle au large d'incidence nulle, de hauteur 2 m et de période 6 s sur le site de la Tamarissière. A gauche : vitesse intégrée sur la profondeur. A droite : vitesse sur le fond. . . . .	33
I.16	Vue de l'extrémité d'un ADV et de ses 3 capteurs (source : F. Bouchette, campagne Leucate 2008). . . . .	36
I.17	Exemple de dispositif de mesure de la vitesse en deux profondeurs différentes. Deux ADV et leurs batteries externes sont fixés sur une cage submersible (source : F. Bouchette, campagne Leucate 2008). . . . .	37
I.18	Vue de trois ADCP insérés dans des cages anti-chalutage lestées. Les capteurs sont les cercles rouges dirigés vers le haut (source : F. Bouchette, campagne Leucate 2008). . . . .	38
I.19	Localisation des plages étudiées dans le Golfe du Lion. . . . .	39
I.20	Cellule littorale Orb-Hérault et sous-cellule Ardaillon-Hérault. . . . .	40
I.21	Vue aérienne du site de la Tamarissière (source : EID-Méditerranée). . . . .	41
I.22	A gauche : représentation bidimensionnelle du MNT acquis. A droite : représentation en trois dimensions du MNT acquis et photo aérienne du site. Des bancs de sable perpendiculaires à la côte sont numérotés près du bord. . . . .	42
I.23	Un masque identifiant les valeurs à terre (en noir) est créé à partir d'ortho-photographies du site (à gauche) afin d'être appliqué sur le MNT (à droite). . . . .	42
I.24	Localisation du site d'étude de la plage de Sète (source : F.Bouchette), a) en France, b) sur la cellule sédimentaire Agde-Sète, c) sur le lido de Sète. d) Aperçu de la bathymétrie du site. . . . .	43
I.25	A gauche : profil bathymétrique de la plage de Sète. Les points noirs marquent (de gauche à droite) la position de la barre interne, la barre externe et le glaciais. A droite : carte bathymétrique de la portion de plage étudiée par Certain <i>et al.</i> [2005]. La droite noire représente la section utilisée pour tracer le profil bathymétrique visible à gauche (d'après Certain <i>et al.</i> [2005]). . . . .	44

I.26	Localisation du site d'étude de Leucate Plage. Tiré de Adloff [2007]. . . . .	45
I.27	Vue satellite de la plage de Leucate (source : Google Map). Les barres sableuses sont visibles par transparence. . . . .	46
I.28	Profil bathymétrique transversal de l'avant côte de la plage de Leucate (les distances sont en mètres). Le profil passe par la corne d'un croissant de la barre externe. . . . .	47
II.1	Instantané de la surface libre lors de la propagation d'une houle monochromatique au voisinage d'un brise-lames modélisé par REF/DIF. . . . .	51
II.2	Profil transversal de la hauteur d'une houle lors de sa propagation sur une bathymétrie plane. A partir du large ( $x = 0 m$ ) la hauteur de la houle diminue légèrement sous l'effet des facteurs de dissipation de l'énergie calculés puis elle augmente ( $x = 1200 m$ ) à cause du phénomène de levée. Enfin en $x = 3250 m$ une brusque diminution de la hauteur matérialise le point de déferlement où la houle est atténuée selon l'équation (II.23). . . . .	57
II.3	Carte de hauteur de la houle (en $m$ ) au passage d'une île calculée par REF/DIF. Les isobathes sont représentées. L'isoligne épaisse correspond au zéro marin. Des valeurs de hauteur de houle très faibles (couleur bleue) existent sur l'île et la côte bien que celles-ci soient situées hors de l'eau. . . . .	58
II.4	Carte de hauteur de la houle sur une bathymétrie plane avec une houle d'amplitude $2 m$ et un angle d'incidence au large de $-15^\circ$ calculée par REF/DIF avec des bords réfléchitifs, l'influence des artefacts créés sur les bords est ici ressentie dans tout le domaine. . . . .	60
II.5	Une modélisation bidimensionnelle de la circulation produit des vitesses horizontales uniformes sur la verticale (schéma vu de dessus à gauche). Dans la zone de déferlement, la vitesse peut varier avec la verticale dans la réalité et ne peut pas être modélisée par des modèles bidimensionnels (schéma coupe transversale à droite). . . . .	63
II.6	Vitesse modélisées par SHORECIRC sur la plage de Leucate soumise à une houle au large de hauteur $4 m$ et d'incidence $10^\circ$ . Les lignes blanches sont des isobathes. A gauche : carte de la vitesse intégrée sur la verticale. A droite : carte de la vitesse sur le fond. . . . .	65
II.7	Profil vertical des vitesses modélisées le long d'une section transversale par SHORECIRC sur la plage de Leucate soumise à une houle au large de hauteur $4 m$ et d'incidence $10^\circ$ . . . . .	65
II.8	Illustration de la différence de concept entre variables instantanées (à gauche) et variables moyennées à l'échelle d'une période de vague (à droite). $u_\alpha$ peut être mesurée par un courantomètre haute fréquence de type ADV. $V_\alpha$ résulterait de la moyenne sur plusieurs dizaines de secondes (une rafale) des mesures du même courantomètre. En pratique, les profils peuvent avoir des formes différentes. . . . .	68
	Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à $t = 1364 s$ , le domaine possède des frontières latérales périodiques. . . . .	79
	Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à $t = 1364 s$ , le domaine possède des frontières latérales fermées. . . . .	79
II.9	Comparaison à l'état stationnaire des variables barotropes (élévation de la surface, vitesse transversale intégrée sur la verticale et vitesse longitudinale intégrée sur la verticale) obtenues sur une plage plane soumise à une houle d'incidence $22^\circ$ avec des frontières latérales de type périodiques (en haut) et fermées (en bas). . . . .	79
II.10	Représentation d'un domaine dont la frontière terre/mer est du type "mur" : le flux $Q_x$ est nul le long des mailles qui composent le trait de côte rectiligne en vert. . . . .	80
II.11	Représentation d'un domaine dont la frontière terre/mer est du type "sans glissement" : les flux $Q_x$ et $Q_y$ sont nuls sur les mailles qui composent le trait de côte en orange. . . . .	81
II.12	Lorsque la bathymétrie utilisée comporte un trait de côte complexe et des objets émergés (exemple à gauche), SHORECIRC, dans sa version originale, ne prend en compte que la dernière valeur à terre détectée dans le sens large-côte en chaque indice $j$ du domaine (figure de droite). Toutes les mailles à terre se trouvant avant le trait de côte ainsi créé (en orange) sont alors tronquées à la profondeur $depth_{min}$ (en bleu clair). . . . .	81
II.13	A gauche, domaine de calcul correspondant à une houle d'incidence nulle. A droite, le même domaine est tourné de $20^\circ$ . Cette rotation permet à une houle de $20^\circ$ d'incidence par rapport au domaine original d'entrer dans le nouveau domaine avec une incidence nulle. Dans les deux cas la houle arrive par la gauche en suivant l'axe $x$ des abscisses et la côte se trouve sur la droite. . . . .	83
II.14	En haut : champ de houle fourni par REF/DIF. Des zones d'artefacts sont visibles sur les bords du domaine. En bas : un nouveau domaine de calcul est extrait du domaine précédant. Ce nouveau champ de houle forme une zone où les forçages sont considérés comme valides. . . . .	84

II.15	Portion d'un champ de houle calculé par REF/DIF (à gauche) et dégradé en résolution d'un facteur 8 puis lissé par un algorithme de courbure continue de la surface avec tension ajustable (à droite). . . . .	85
II.16	En haut : profils transversaux des composantes de la vitesse intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC sur une plage plane longue de 50 km et large de 2 km soumise à une houle frontale de hauteur 4 m et de période 10 s. En bas : profil transversal de la bathymétrie. La convention des axes utilisée est celle de la figure I.2. . . . .	88
	Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à $t = 1364$ s, le domaine possède des frontières latérales périodiques. . . . .	89
	Cartes des variables barotropes calculées par SHORECIRC à $t = 1364$ s, le domaine possède des frontières latérales de Neumann. . . . .	89
II.17	Comparaison à l'état stationnaire des variables barotropes (élévation de la surface, vitesse transversale intégrée sur la verticale et vitesse longitudinale intégrée sur la verticale) obtenues par SHORECIRC sur une plage plane soumise à une houle d'incidence $22^\circ$ avec des conditions latérales périodiques (en haut) et de Neumann (en bas). . . . .	89
II.18	Variables barotropes obtenues à l'état stationnaire par SHORECIRC sur la plage de Leucate avec des frontières latérales de type Neumann. Les isolignes représentent les contours de la bathymétrie. Les vitesses sont en $m.s^{-1}$ . La profondeur et l'élévation moyenne de la surface sont en m. . . . .	90
II.19	Contrairement à la version originale (figure II.12), la version modifiée de SHORECIRC est capable de prendre en compte un trait de côte complexe et des objets émergés (exemple sur la figure de gauche) en imposant des flux nuls sur les mailles situées à la limite terre/mer .	92
III.1	Bathymétrie du bassin à houle utilisé dans Péchon <i>et al.</i> [1997], le trait de côte se trouve en bas. . . . .	96
III.2	Contours de la hauteur de la houle en mètres modélisée sur la bathymétrie de Péchon <i>et al.</i> [1997]. A gauche : résultat de REF/DIF. De fortes bandes de diffraction sont créées au passage du brise-lames. L'origine de l'axe $x$ se trouve au large du bassin. A droite : résultat du modèle ARTEMIS utilisé par Péchon <i>et al.</i> [1997]. L'origine de l'axe $x$ se trouve au niveau du brise-lames. . . . .	98
III.3	Position de la ligne de déferlement de la houle dans le bassin. A gauche : calcul par REF/DIF. A droite : résultats des modèles et de la mesure présentés par Péchon <i>et al.</i> [1997]. L'origine de l'axe $x$ se trouve au niveau du brise-lames sur la figure de droite. . . . .	98
III.4	Coupe transversale de la hauteur de la houle en $y = 10$ m. A gauche : calcul par REF/DIF, l'axe $x$ correspond ici à l'axe $y$ de la figure de droite. A droite : résultats des modèles et de la mesure présentés par Péchon <i>et al.</i> [1997]. . . . .	99
III.5	Contours de l'élévation de la surface calculés par SHORECIRC (en m à gauche) et TELEMAC-3D (en mm à droite) sur la bathymétrie de Péchon <i>et al.</i> [1997]. L'origine de l'axe $x$ se trouve au niveau du brise-lames sur la figure de droite. . . . .	99
III.6	Coupe transversale de l'élévation de la surface en $y = 9$ m. A gauche : calcul par SHORECIRC (l'axe $x$ correspond ici à l'abscisse de la figure de droite). A droite : résultats des modèles et mesure présentés par Péchon <i>et al.</i> [1997]. . . . .	100
III.7	Champ des vitesses intégrées sur la verticale entre le brise lame et la côte. En haut : calcul par SHORECIRC (l'échelle des vitesses est en $m.s^{-1}$ ). En bas : mesure dans le bassin à houle et calcul par MIKE21 HD présenté par Péchon <i>et al.</i> [1997]. . . . .	100
III.8	A gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution spatiale de 0.4 m. A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC. . . .	101
III.9	A gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution spatiale de 0.6 m. A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC. . . .	101
III.10A	gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution de 0.2 m puis lissé par un facteur 4. A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC. . . . .	102
III.11A	gauche, champ de houle obtenu par REF/DIF avec une résolution de 0.2 m puis lissé par un facteur 8. A droite, circulation résultante entre le brise lame et la côte fournie par SHORECIRC. . . . .	103
III.12	Domaine de modélisation utilisé dans l'étude de Nicholson <i>et al.</i> [1997]. La bathymétrie est en m. Le trait de côte est en bas. . . . .	105
III.13	Cartes de la hauteur de la houle calculée sur la bathymétrie de Nicholson <i>et al.</i> [1997]. En haut : calcul par REF/DIF avec une résolution de 10 m. En bas : calcul par les modèles a) DHI, b) DH, c) HR, d) STC et e) UL. . . . .	106

III.14	Cartes des courants calculés sur la bathymétrie de Nicholson. En haut : calcul par SHORECIRC avec une résolution de 10 m. L'échelle des vitesses est en $m.s^{-1}$ . En bas : calcul par les modèles a) DHI, b) DH, c) HR, d) STC et e) UL. . . . .	108
III.15	Champ de houle fourni par REF/DIF (en haut) et circulation résultante fournie par SHORECIRC (en bas) calculés avec une résolution de 5 m. . . . .	109
III.16	Cartes de la circulation calculée par le modèle UL sur la bathymétrie de Nicholson selon diverses conditions : a) mode standard, b) houle régulière c) friction plus forte d) viscosité turbulente constante e) absence d'interaction houle/courant. . . . .	110
III.17	Circulation non stationnaire obtenue par SHORECIRC sur la bathymétrie de Nicholson <i>et al.</i> [1997] à différents instants en prenant en compte l'action des courants sur la houle. . . . .	111
III.18	Champ de houle calculé par REF/DIF avec une houle linéaire (à gauche) et circulation résultante fournie par SHORECIRC (à droite) sur la bathymétrie de Nicholson <i>et al.</i> [1997].	112
III.19	Champ de houle calculé par REF/DIF avec un critère de déferlement $H/h = 0.55$ (à gauche) et circulation résultante fournie par SHORECIRC (à droite). . . . .	112
III.20	Circulation calculé par SHORECIRC avec un coefficient de frottement sur le fond $C_w = 0.008$ à gauche et $C_w = 0.020$ à droite. . . . .	113
III.21	Circulation calculé par SHORECIRC avec un coefficient de frottement sur le fond $C_w = 0.005$ à gauche et $C_w = 0.030$ à droite. . . . .	114
III.22	Circulation calculé par SHORECIRC avec un coefficient de frottement sur le fond $C_w = 0.020$ et avec un critère de déferlement $H/h = 0.55$ . . . . .	114
III.23	Circulation calculée par SHORECIRC en ne prenant en compte que la dissipation de l'énergie de la houle par frottement dans la couche limite turbulente sur le fond et la dissipation par déferlement (à gauche) et seulement la dissipation par déferlement (à droite).	115
III.24	Circulation calculé par SHORECIRC en désactivant la fonction quasi-tridimensionnelle du modèle (les vitesses calculées sont uniformes sur la colonne d'eau). . . . .	116
III.25	Carte du module de la vitesse intégrée sur la verticale calculée par SHORECIRC à laquelle on a retiré la composante de la vitesse due à la houle. En haut : résultat avec le fonctionnement quasi-tridimensionnel du modèle. En bas : résultat avec le fonctionnement bidimensionnel. . . . .	117
III.26	Champ de la vitesse (en $m.s^{-1}$ ) sur le fond calculé par SHORECIRC sur la bathymétrie de Nicholson <i>et al.</i> [1997]. Au niveau de l'extrémité du brise-lames des zones de fortes vitesses (supérieures à $1.5 m.s^{-1}$ ) sont visibles. . . . .	118
IV.1	Position de l'ADV utilisé sur le site de la Tamarissière le 4 novembre 2005. Le Nord est situé vers le haut de la figure. . . . .	122
IV.2	Evolution de la hauteur significative, de la période, de la direction et de l'étalement directionnel de la houle mesuré par l'ADV sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005. . . . .	123
IV.3	Evolution de la vitesse mesurée par l'ADV moyennée sur chaque rafale sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005 à 0.7 m du fond. La composante Est est en bleu et la composante Nord est en vert. . . . .	124
IV.4	Evolution de la hauteur de la colonne d'eau située au dessus de l'ADV mesurée sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005 à 0.7 m du fond (le signal dû à la marée a été enlevé). . . . .	124
IV.5	Bathymétrie du MNT choisi pour la modélisation et localisation du point (carré bleu) correspondant à la position de l'ADV utilisé pour les mesures de vitesse et de pression. Le Nord est orienté vers le haut sur la figure. . . . .	125
IV.6	Champ de houle calculé par REF/DIF sur le site de la Tamarissière et contours de la bathymétrie. $H_s = 0.6 m$ . $T = 6 s$ . $\theta = 155^\circ N$ . . . . .	126
IV.7	Illustration de la sensibilité des données à la position du point de mesure (en noir). Champs de houle obtenus avec une hauteur de 0.6 m et une direction de la houle au large de $20^\circ$ (à gauche), $25^\circ$ (au centre) et $30^\circ$ (à droite). . . . .	126
IV.8	Champ des vitesses modélisées par SHORECIRC sur le site de la Tamarissière à 0.7 m de profondeur et contours de la bathymétrie. Le carré rouge indique la position de l'ADV. $H_s = 0.6 m$ . $T = 6 s$ . $\theta = 155^\circ N$ . . . . .	127
IV.9	Champ des vitesses modélisées par SHORECIRC au voisinage de l'ADV à 0.7 m de profondeur et contours de la bathymétrie. Le carré rouge indique la position de l'ADV. $H_s = 0.6 m$ . $T = 6 s$ . $\theta = 155^\circ N$ . . . . .	128
IV.10	Composantes de la vitesse calculées par SHORECIRC sur la position de l'ADV à 0.7 m du fond. Sur les deux figures, la circulation est forcée par une houle de hauteur 0.6 m. La simulation commence à gauche avec un vent de Sud de $10.2 m.s^{-1}$ puis se poursuit à droite avec un vent de Nord-Ouest de $7.7 m.s^{-1}$ . . . . .	128

IV.11	Evolution de la vitesse moyenne sur la position de l'ADV sur le site de la Tamarissière entre 11h et 17h le 4 Novembre 2005 à 0.7m du fond. En pointillés : vitesse mesurée par l'ADV moyennée sur chaque rafale. En traits pleins : vitesse modélisée par SHORECIRC lissée à l'échelle de la demi heure. La composante transversale est en bleu et la composante longitudinale est en vert. . . . .	129
IV.12	Evolution de l'élévation de la surface libre par rapport au niveau de la mer initial calculée par SHORECIRC à l'emplacement de l'ADV avec un vent de Sud de 10.2 $m.s^{-1}$ (à gauche) puis par un vent de Nord-Ouest de 7.7 $m.s^{-1}$ (à droite). La houle utilisée a une hauteur de 0.6 m. . . . .	130
IV.13	Evolution des composantes de la vitesse calculées par SHORECIRC sur la position de l'ADV à 0.7 m du fond pendant 13 heures avec une houle de hauteur 0.6 m et en l'absence de vent. . . . .	131
IV.14	Evolution de l'élévation de la surface libre par rapport au niveau de la mer initial calculée par SHORECIRC à l'emplacement de l'ADV durant 13 heures en l'absence de vent. La houle utilisée a une hauteur de 0.6 m. . . . .	131
IV.15	Profil vertical instantané de la vitesse à l'emplacement de l'ADV par une houle de 0.6 m et un vent de sud de 10.2 $m.s^{-1}$ modélisé par SHORECIRC au bout de 5 heures d'évolution simulée. . . . .	132
IV.16	Données relevées lors de la campagne de mesure à Sète du 6 au 31 Janvier 1999. a) Hauteur significative de la houle sur le glacis (m). b) Variations de la hauteur d'eau au dessus de la fosse interne (m). c) Vitesse du courant moyen dans la fosse interne ( $cm.s^{-1}$ ). d) Vitesse du courant moyen dans la fosse externe ( $cm.s^{-1}$ ). e) Vitesse du vent ( $m.s^{-1}$ ). f) Direction du vent ( $^{\circ}$ ). La zone encadrée correspond à la durée du plus fort coup de mer enregistré durant la nuit du 17 Janvier. . . . .	135
IV.17	Carte de la vitesse modélisée par SHORECIRC à 0.73 m du fond selon les conditions de la tempête du 17 Janvier 1999. Les zones correspondant aux fosses interne et externe sont encadrées en blanc. . . . .	137
IV.18	En haut : profil bathymétrique du site de Sète et position des appareils de mesure situés dans les fosses. En bas : Comparaison entre vitesses moyennes mesurées (flèches en pointillés : valeur moyenne; zones grisées : écart type) et modélisées à l'état stationnaire (flèches noires) au niveau des capteurs à 0.73 m du fond. Les isobathes sont indiquées. La résolution spatiale du domaine de modélisation est de 5 m. . . . .	138
IV.19	Cartes de la vitesse modélisée par SHORECIRC à 0.73 m du fond selon les conditions de la tempête du 17 Janvier 1999 au bout de 30 minutes de temps simulé avec une résolution spatiale de 2 m (à gauche) et 5 m (à droite). La zone encadrée en blanc indique la fosse interne. . . . .	139
V.1	Carte bathymétrique tridimensionnelle du site et emplacement des appareils de mesure. Trois longueurs d'onde de croissant de la barre externe sont visibles. Les ADV (en vert) et les ADCP (en rouge) sont nommés. . . . .	145
V.2	Profil verticaux des courants mesurés le 22 janvier 2007 de 18h à minuit. Adloff [2007]. . .	147
V.3	Profil verticaux des courants mesurés le 25 janvier 2007 entre 6h et 18h. Adloff [2007]. . .	148
V.4	Profil verticaux des courants mesurés le 30 janvier 2007 à 6h. Adloff [2007]. . . . .	149
V.5	Simulation du coup de mer du 22 janvier 2007 sur Leucate. En haut : champ de houle calculé par REF/DIF. En bas : circulation intégrée sur la verticale résultante calculée par SHORECIRC (les points représentent la position des appareils de mesure lors de la campagne FEST1). . . . .	151
V.6	Simulation du coup de mer du 25 janvier 2007 sur Leucate. En haut : champ de houle calculé par REF/DIF. En bas : circulation intégrée sur la verticale résultante calculée par SHORECIRC (les points représentent la position des appareils de mesure lors de la campagne FEST1). . . . .	153
V.7	Simulation du coup de mer du 30 janvier 2007 sur Leucate. En haut : champ de houle calculé par REF/DIF. En bas : circulation intégrée sur la verticale résultante calculée par SHORECIRC (les points représentent la position des appareils de mesure lors de la campagne FEST1). . . . .	155
	ADV1 (prof 8.7 m) . . . . .	157
	ADV2 (prof 2.6 m) et ADV3 (prof 2.8 m) . . . . .	157
	G1 (fosse externe) . . . . .	157
	G2 (ventre externe) . . . . .	157
	G3 (barre interne) . . . . .	157
	G4 (corne externe) . . . . .	157

V.8	Profils verticaux de la vitesse des courants lors du coup de mer du 22 janvier 2007 sur les points correspondant à la position des instruments de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. En bleu : données mesurées par les appareils. En rouge : profils modélisés par SHORECIRC. . . . .	157
	ADV1 (prof 8.7 m) . . . . .	159
	ADV2 (prof 2.6 m) et ADV3 (prof 2.8 m) . . . . .	159
	G1 (fosse externe) . . . . .	159
	G2 (ventre externe) . . . . .	159
	G3 (barre interne) . . . . .	159
	G4 (corne externe) . . . . .	159
V.9	Profils verticaux de la vitesse des courants lors du coup de mer du 25 janvier 2007 sur les points correspondant à la position des instruments de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. En bleu : données mesurées par les appareils. En rouge : profils modélisés par SHORECIRC. . . . .	159
	ADV1 (prof 8.7 m) . . . . .	161
	ADV2 (prof 2.6 m) et ADV3 (prof 2.8 m) . . . . .	161
	G1 (fosse externe) . . . . .	161
	G2 (ventre externe) . . . . .	161
	G3 (barre interne) . . . . .	161
	G4 (corne externe) . . . . .	161
V.10	Profils verticaux de la vitesse des courants lors du coup de mer du 25 janvier 2007 sur les points correspondant à la position des instruments de mesure utilisés lors de la campagne FEST1. En bleu : données mesurées par les appareils. En rouge : profils modélisés par SHORECIRC. . . . .	161
V.11	Circulation intégrée sur la verticale calculée par SHORECIRC pour une houle de Est-Nord-Est ( $\theta = 30^\circ$ ) de hauteur 1.5 m et de période 6 s. En haut : sans inclusion des effets du vent. En bas : avec inclusion des effets d'un vent d'Est-Nord-Est soufflant à $14 m.s^{-1}$ . . .	165
V.12	Modélisation par REF/DIF de la propagation d'une houle frontale de hauteur 0.3 m et de période 5 s sur la plage de Leucate. A gauche : carte de la hauteur de la houle (m). A droite : en rouge, zones où la houle déferle. . . . .	166
V.13	Carte de la hauteur de la houle simulée par REF/DIF sur la plage de Leucate. $H = 2 m$ , $T = 7 s$ , $\theta = 30^\circ$ . . . . .	167
	$T = 6 s$ . . . . .	169
	$T = 8 s$ . . . . .	169
	$T = 10 s$ . . . . .	169
V.14	Cartes de la hauteur de la houle modélisée par REF/DIF pour une houle au large de hauteur 4 m, d'incidence $35^\circ$ et de période 6 s (en haut), 8 s (au milieu) et 10 s (en bas). . . . .	169
	$T = 6 s$ . . . . .	170
	$T = 8 s$ . . . . .	170
	$T = 10 s$ . . . . .	170
V.15	Cartes des zones où la houle déferle (en rouge), modélisées par REF/DIF pour une houle au large de hauteur 4 m, d'incidence $35^\circ$ et de période 6 s (en haut), 8 s (au milieu) et 10 s (en bas). . . . .	170
V.16	Carte de la vitesse orbitale sur le fond modélisée par REF/DIF. $Hs = 0.7 m$ , $T = 5 s$ et $\theta = 30^\circ$ . . . . .	171
V.17	Carte de l'élévation de la surface libre moyenne calculée par SHORECIRC pour une houle frontale de hauteur 4m et de période 8s. . . . .	172
	Section1 . . . . .	174
	Section2 . . . . .	174
V.18	En haut : Bathymétrie de la zone d'étude tournée de $10^\circ$ par rapport au Nord. La section 1 passe par la corne Nord de la barre externe. La section 2 passe par le ventre du croissant de la barre externe. Au milieu : Profil transversal de la bathymétrie le long de la section 1 passant par la corne Nord du croissant de la barre externe. En bas : Profil transversal de la bathymétrie le long de la section 2 passant par le ventre du croissant de la barre externe. . . . .	174
V.19	Profils transversaux de la surface libre moyenne le long de la section 1 (passant par la corne Nord du croissant de la barre externe) en fonction de la hauteur de la houle au large pour une période de 8 s. . . . .	175

V.20	Points : extremums du niveau de l'eau modélisés par SHORECIRC en fonction de la hauteur de la houle au large utilisée en régime quasi-stationnaire sur une section passant par le ventre du croissant externe. Courbes : évolution de la surcote à la plage (en rouge) et de la décote au niveau du point du déferlement (en bleu) en fonction de la hauteur de la houle au large d'après les équations (V.1) et (V.2) pour une plage de pente 1% et un critère de déferlement correspondant de 0.82. La période des houles considérées est de 6 s.	177
V.21	Carte des courants modélisés par SHORECIRC sur la plage de Leucate pour une houle au large de hauteur : $H = 4 m$ . En haut : $\theta = 10^\circ$ , $T = 7 s$ . En bas : $\theta = 30^\circ$ , $T = 8 s$ .	180
V.22	Carte des courants calculés par SHORECIRC sur la plage de Leucate. $H = 0.5 m$ , $T = 6 s$ . En haut : $\theta = 0^\circ$ . En bas : $\theta = 30^\circ$ .	182
V.23	Carte des courants calculés par SHORECIRC sur la plage de Leucate. $\theta = 0^\circ$ , $T = 6 s$ . En haut : $H = 3 m$ . En bas : $H = 4 m$ .	183
V.24	Carte des courants calculés par SHORECIRC sur la plage de Leucate. $H = 5 m$ , $\theta = 0^\circ$ . En haut : $T = 6 s$ . Au milieu : $T = 8 s$ . En bas : $T = 10 s$ .	185
V.25	Profils transversaux de la vitesse transversale intégrée sur la verticale le long de la section 2 (passant par le ventre du croissant de la barre externe) en fonction de la hauteur de la houle au large avec $T = 8 s$ et $\theta = 0^\circ$ .	187
V.26	Extremums de la vitesse transversale intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC en fonction de la hauteur de la houle au large en régime quasi-stationnaire. En haut : section passant par la corne Nord du croissant externe. $T = 10 s$ . En bas : section passant par le ventre du croissant externe. $T = 8 s$ . La houle arrive frontalement à la côte.	188
V.27	Coupes verticales de la composante Est de la vitesse modélisée par SHORECIRC le long de la section 1 passant par la corne Nord de la barre externe (les vitesses négatives sont dirigées vers la côte). En haut : $H = 2 m$ , $T = 6 s$ , $\theta = 0^\circ$ . En bas : $H = 4 m$ , $T = 10 s$ , $\theta = 0^\circ$ .	189
V.28	Coupes verticales de la composante Est de la vitesse modélisée par SHORECIRC le long de la section 2 passant par le ventre de la barre externe (les vitesses négatives sont dirigées vers la côte). $\theta = 0^\circ$ . En haut : $H = 3 m$ , $T = 6 s$ . Au milieu : $H = 4 m$ , $T = 6 s$ . En bas : $H = 6 m$ , $T = 8 s$ .	191
V.29	Carte de la vitesse orbitale sur le fond modélisée par REF/DIF. $H = 2 m$ , $T = 6 s$ et $\theta = 0^\circ$ .	192
V.30	Cartes bathymétriques. En haut : zoom sur la portion du système interne faisant face à la corne Sud de la barre externe du domaine sur la plage de Leucate. En bas : vue des trois barres et des deux fosses étudiées par MacMahan <i>et al.</i> [2005]. Le trait de côte est à gauche sur les deux cartes.	194
V.31	Cartes de la circulation bidimensionnelle modélisée par SHORECIRC sur la plage de Leucate pour une houle au large frontale de période 6 s. En haut : $H = 1 m$ . En bas : $H = 2 m$ .	195
V.32	Profils verticaux des vitesses transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) modélisés par SHORECIRC sur un point situé dans une fosse du système interne. $\theta = 0^\circ$ , $T = 6 s$ . En haut : $H = 1 m$ . En bas : $H = 2 m$ .	196
V.33	Profils verticaux des vitesses transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) modélisés par SHORECIRC sur un point situé sur un point haut du système interne. $\theta = 0^\circ$ , $T = 6 s$ , $H = 1 m$ .	197
V.34	Profils verticaux des vitesses transversales (à gauche) et longitudinales (à droite) modélisés par SHORECIRC sur un point situé au niveau du centre du ventre de la barre externe. $\theta = 0^\circ$ , $T = 6 s$ . En haut : $H = 3 m$ . En bas : $H = 8 m$ .	198
V.35	Carte de la vitesse intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC sur la plage de Leucate. $\theta = 10^\circ$ , $T = 7 s$ , $H = 1.7 m$ .	199
V.36	Vue satellite de la morphologie des plages sur le secteur d'étude. A gauche : portion Bacarès-Leucate. Au milieu : plage de Sainte-Marie. A droite : Plage de Leucate. Source : Google Map.	203
VI.1	Carte de la vitesse sur le fond calculée par SHORECIRC sur un système barre/baïne à marée basse. $H = 1 m$ , $T = 8 s$ , $\theta = 0^\circ$ .	207
	a) . . . . .	209
	b) . . . . .	209
	c) . . . . .	209
VI.2	a) Profil et carte bathymétrique idéalisés de la plage de Sète. Un tube géotextile optimisé est rajouté à environ 30 m du bord. Cartes de la composante longitudinale (b) et transversale (c) de la vitesse intégrée sur la verticale modélisée par SHORECIRC sur cette bathymétrie. $\theta = -15^\circ$ , $T = 6 s$ , $H = 3 m$ . Source : Projet COPTER, F. Bouchette.	209
	ligne 3 . . . . .	222

ligne 6 . . . . .	222
ligne 9 . . . . .	222
ligne 17 . . . . .	222
ligne 20 . . . . .	222
ligne 23 . . . . .	222
A.1 Schémas des différents types de dérivées premières pouvant être calculées et ligne du code fortran correspondant selon $x$ (en haut) et selon $y$ en bas. Mailles marrons : terre. Mailles bleues : mer. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée. . . . .	222
ligne 6 . . . . .	224
ligne 14 . . . . .	224
ligne 17 . . . . .	224
ligne 10 . . . . .	224
ligne 10 . . . . .	224
ligne 29 . . . . .	224
ligne 37 . . . . .	224
ligne 40 . . . . .	224
ligne 33 . . . . .	224
ligne 33 . . . . .	224
A.2 Schémas des différents types de dérivées secondes pouvant être calculées et ligne du code fortran correspondant selon $x$ (en haut) et selon $y$ en bas. Mailles marrons : terre. Mailles bleues : mer. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée. . . . .	224
A.3 Schéma utilisé pour le calcul d'une dérivée mixte hors de la frontière terre/mer. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée. . . . .	226
ligne 66 . . . . .	227
ligne 41 . . . . .	227
ligne 50 . . . . .	227
ligne 57 . . . . .	227
ligne 91 . . . . .	227
ligne 100 . . . . .	227
ligne 73 . . . . .	227
ligne 82 . . . . .	227
ligne 18 . . . . .	227
ligne 25 . . . . .	227
ligne 4 . . . . .	227
ligne 11 . . . . .	227
A.4 Schémas des différents types de dérivées mixtes à la frontière terre (mailles marrons)/mer (mailles bleues) et ligne du code fortran correspondant. Le rond rouge représente la maille où est calculée la dérivée. Les étoiles vertes représentent les mailles utilisées pour le calcul de la dérivée. . . . .	227
B.1 Coupes transversales de la hauteur de la houle lors de sa propagation sur une bathymétrie réaliste modélisée par REF/DIF avec une relation de dispersion de la houle linéaire (à gauche), hybride (au centre) et de Stokes (à droite). . . . .	231
B.2 Coupes transversales en $y = 1010m$ de la hauteur de la houle (en ordonnée) lors de la propagation d'une houle de 4m de hauteur sur une bathymétrie réaliste (axe $x$ en abscisse) modélisée par REF/DIF pour une résolution de 5m (à gauche), 10m (au centre) et 20m (à droite). La houle déferle dans une profondeur d'eau d'environ 5m. A 20m de résolution des oscillations irréalistes de la hauteur de la houle apparaissent dans la zone de déferlement. . . . .	232
B.3 Cartes de la hauteur de la houle lors de la propagation d'une houle de 4m de hauteur sur une bathymétrie réaliste modélisée par REF/DIF pour une résolution de 5m (à gauche), 10m (au centre) et 20m (à droite). . . . .	233
C.1 Coupe transversale des variables barotropes obtenues sur une plage plane avec une houle de hauteur 4 m par les modèles de Denamiel [2006] (à gauche) et de Dolata et Rosenthal [1984] (à droite). Les abscisses sont en km. D'après Denamiel [2006]. . . . .	236

---

C.2	Coupe transversale des variables barotropes obtenues sur une plage plane avec une houle de hauteur 4 m par SHORECIRC : vitesse longitudinale (en vert), vitesse transversale (en bleu) et élévation de la surface (en rouge). L'abscisse est donnée en km. L'ordonnée est en m ou $m.s^{-1}$ . L'orientation de la vitesse longitudinale a été modifiée pour être comparable aux figures de Denamiel [2006]. . . . .	236
C.3	Profils verticaux des vitesses cross-shore (à gauche) et longshore (à droite) calculées par SYMPHONIE-SWELL à 15 m (en rose), 20 m (en bleu), 35 m (en vert) et 50 m (en rouge) de profondeur. D'après Denamiel [2006]. . . . .	238
C.4	Profils verticaux des vitesses cross-shore (à gauche) et longshore (à droite) calculées par SHORECIRC à 15 m (en rose), 20 m (en bleu), 35 m (en vert) et 50 m (en rouge) de profondeur. La vitesse est en m/s. . . . .	238

# Liste des symboles

- $A$  Amplitude de la houle [ $m$ ] , page 17
- $A_0$  Amplitude de la houle fournie en entrée par l'utilisateur dans REF/DIF [ $m$ ] , page 52
- $a_0, a_1$  et  $b_1$  Constantes dans l'équation de la propagation de la houle par REF/DIF , page 51
- $A_{\alpha\beta\gamma}, B_{\alpha\beta}, D_{\alpha\beta}$  et  $M_{\alpha\beta}$  Coefficients de dispersion tridimensionnels utilisés par SHORECIRC , page 68
- $\alpha, \beta, \gamma$  Indices utilisés en convention de sommation d'Einstein pour représenter les composantes spatiales  $x$  ou  $y$  , page 16
- $B_1$  Surface du rouleau [ $m^2$ ] , page 70
- $B_0$  Paramètre de forme de la houle , page 70
- $C$  Vitesse de phase de la houle [ $m.s^{-1}$ ] , page 17
- $C_1$  et  $M$  Constantes pour le calcul de la viscosité turbulente , page 71
- $C_{10}$  Coefficient de traînée à la surface de l'eau , voir équation (II.75), page 72
- $C_{Darcy}$  Coefficient de friction de Darcy-Weisbach , page 53
- $C_g$  Vitesse de groupe de la houle [ $m.s^{-1}$ ] , page 17
- $C_p$  Coefficient de perméabilité du sédiment [ $m^2$ ] , page 53
- $C_s$  Coefficient de Smagorinsky , page 71
- $C_w$  Coefficient de friction sur le fond du à la houle , page 71
- $D$  Terme non linéaire de l'équation parabolique de la diffraction , voir équation (II.7), page 50
- $d_{1\alpha}, e_{1\alpha}, f_{\alpha}, f_{1\alpha}, f_{2\alpha}$  et  $F_{\alpha}$  Termes utilisés pour la construction analytique du profil vertical de la vitesse  $V_d$  , page 69
- $\Delta$  Opérateur laplacien , voir équation (I.5), page 16
- $\Delta_1, \Delta_2$  et  $\Delta'$  Coefficients dans l'équation de la propagation de la houle par REF/DIF , voir équation (II.13), page 51
- $\Delta\alpha$  Résolution du domaine selon  $\alpha$  , page 16
- $\Delta t$  pas de temps du modèle numérique [ $s$ ] , page 16
- $\eta$  Déplacement vertical instantané de la surface libre [ $m$ ] , page 17
- $\mathcal{F}$  Forces agissant sur un fluide , page 63
- $F$  Terme pour l'équation de propagation de la houle dans REF/DIF , voir équation (II.13), page 51
- $f$  Fréquence [ $s^{-1}$ ] , page 17
- $\vec{F}_{Coriolis}$  Force de Coriolis [ $m.s^{-2}$ ] , voir équation (II.76), page 81
- $f_{coriolis}$  Paramètre de Coriolis [ $s^{-1}$ ] , page 136
- $g$  Accélération due à la gravité  $g = \|\vec{g}\|$  [ $m.s^{-2}$ ] , page 18
- $G_1$  Coefficient de l'équation de dissipation de la houle par deferlement , page 54
- $G_2$  Coefficient de l'équation de dissipation de la houle par deferlement , page 54

$g_{\alpha\beta}$	Terme utilisé dans le calcul de la viscosité turbulente de Smagorinsky , voir équation (II.70), page 71
$\gamma_b$	Rapport de la hauteur de la houle sur la profondeur lors du déferlement ( $\gamma_b = \frac{H_b}{h_b}$ ) , page 54
$H$	Hauteur de la houle ( $H = 2A$ ) [m] , page 17
$h$	Distance entre le fond et la surface libre moyenne $h = h_0 + \zeta$ [m] , page 15
$H_b$	Hauteur de la houle au point de déferlement [m] , voir équation (V.4), page 174
$h_b$	Distance entre le fond et la surface libre moyenne au point de déferlement [m] , voir équation (V.5), page 174
$h_{max}$	Profondeur maximale du domaine de modélisation [m] , page 230
$h_0$	Distance entre le fond et le niveau de la surface au repos. Profondeur, lorsqu'elle est négative on se trouve au dessus du niveau moyen de la mer [m] , page 63
$i$	Nombre complexe tel que $i^2 = -1$ , page 16
$J_1$ et $J_2$	Termes pour le calcul de la tension de frottement sur le fond , page 72
$K$	Terme non linéaire de l'équation parabolique de la diffraction , voir équation (II.6), page 50
$k$	Nombre d'onde [ $rad.m^{-1}$ ] , page 17
$\vec{k}$	Vecteur d'onde [ $rad.m^{-1}$ ] , page 18
$\kappa$	Constante de Von Karman , page 71
$k_0$	Nombre d'onde moyenné suivant l'axe des y [ $rad.m^{-1}$ ] , page 50
$\delta$	Symbole de Kronecker , voir équation (I.2), page 16
$L$	Longueur d'onde [m] , page 17
$\lambda$	Latitude terrestre [°] , page 81
—	Moyenne temporelle sur une ou plusieurs périodes de houle , page 16
$\mu$	Angle formé par l'axe de propagation de la houle et le vecteur vitesse du courant sur le fond $V$ [°] , page 72
$\nabla$	Opérateur nabla , voir équation (I.3), page 16
$\nabla_h$	Opérateur nabla horizontal , voir équation (I.4), page 16
$Nb_{courant}$	Nombre de courant , page 230
$\nu$	Viscosité cinématique de l'eau [ $m^2.s^{-1}$ ] , page 53
$\nu_s$	Viscosité turbulente de Smagorinsky [ $m^2.s^{-1}$ ] , voir équation (II.69), page 71
$\nu_t$	Viscosité turbulente [ $m^2.s^{-1}$ ] , voir équation (II.68), page 71
$\nu_{t,large}$	Mesure empirique de la viscosité turbulente au large [ $m^2.s^{-1}$ ] , page 71
$\vec{\Omega}$	Vitesse de rotation angulaire de la Terre ( $7,292.10^{-5} rad.s^{-1}$ ) , page 81
$\omega$	Pulsation [ $rad.s^{-1}$ ] , page 17
$\phi$	Potentiel de vitesse [ $m^2.s^{-1}$ ] , page 18
$\Phi$	Variable barotrope , page 84
$p$	Pression totale exercée sur le fluide [ $Kg.m^{-1}.s^{-2}$ ] , page 18
$Q_\alpha$	Flux de masse total [ $m^2.s^{-1}$ ] , voir équation (II.25), page 63
$Q_{w\alpha}$	Flux de masse du à la houle [ $m^2.s^{-1}$ ] , voir équation (II.28), page 63
$\rho$	Densité volumique de l'eau [ $Kg.m^{-3}$ ] , page 18
$\rho_{air}$	Densité volumique de l'air [ $Kg.m^{-3}$ ] , page 72

$R$	Rayon de Rossby [ $m$ ] , voir équation (IV.2), page 136
$S_{\alpha\beta}$	Tension de radiation , voir équation (II.43), page 66
$S_m, S_p, e_{\alpha\beta}$ et $G$	Termes utilisés pour le calcul des tensions de radiation dans SHORECIRC , page 70
$T$	Période de la houle [ $s$ ] , page 17
$\tau_{\alpha}^B$	Tension de frottement sur le fond [ $Kg.m^2.s^{-2}$ ] , voir équation (II.71), page 72
$t$	temps [ $s$ ] , page 16
$\theta$	Angle de propagation de la houle par rapport à l'axe x dans le domaine de modélisation [ $^{\circ}$ ] , page 15
$\tau_{\alpha}^S$	Tension de frottement à la surface de l'eau [ $Kg.m^2.s^{-2}$ ] , voir équation (II.74), page 72
$\tau_{\alpha\beta}$	Tenseur de cisaillement de Reynolds [ $Kg.m^2.s^{-2}$ ] , voir équation (II.38), page 65
$u$	Vitesse instantanée [ $m.s^{-1}$ ] , voir équation (I.11), page 20
$u_0$	$u_0$ est la vitesse orbitale instantanée due à la houle sur le fond [ $m.s^{-1}$ ] , voir équation (II.60), page 69
$u'$	Composante turbulente de la vitesse instantanée [ $m.s^{-1}$ ] , page 63
$\Upsilon$	Facteur de dissipation de l'énergie dans REF/DIF , page 51
$u_w$	Composante de la vitesse instantanée due à la houle [ $m.s^{-1}$ ] , page 63
$V$	Vitesse du courant [ $m.s^{-1}$ ] , voir équation (I.1), page 16
$V_d$	Composante de la vitesse du courant variant avec la verticale [ $m.s^{-1}$ ] , page 64
$V_d^{(0)}$	Composante de $V_{d\alpha}$ d'après la décomposition de van Dongeren et Svendsen [1997b] [ $m.s^{-1}$ ] , voir équation (II.33), page 64
$V_d^{(1)}$	Composante de $V_{d\alpha}$ d'après la décomposition de van Dongeren et Svendsen [1997b] [ $m.s^{-1}$ ] , voir équation (II.33), page 64
$V_{-h_0}$	Vitesse du courant sur le fond $V_{-h_0} = V(-h_0)$ [ $m.s^{-1}$ ] , page 72
$V_m$	Composante de la vitesse du courant intégrée sur la verticale [ $m.s^{-1}$ ] , page 51
$w$	Composante verticale de la vitesse instantanée [ $m.s^{-1}$ ] , page 65
$\vec{W}$	Vecteur vitesse du vent horizontal à 10m de hauteur $\vec{W} = W_x \cdot \vec{x} + W_y \cdot \vec{y}$ [ $m.s^{-1}$ ] , page 72
$\vec{x}$	Vecteur normé orienté du large vers la plage dans le domaine de modélisation, son origine est située sur la frontière au large du domaine , page 15
$\vec{y}$	Vecteur normé et orthogonal à $\vec{x}$ , si la plage se trouve en haut du domaine en vue de dessus il est dirigé de la droite vers la gauche , page 15
$\vec{z}$	Vecteur normé et orienté tel que $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$ forme une base directe, ce vecteur pointe donc vers le haut , page 15
$\zeta_b$	Déplacement vertical moyenné sur une période de vague de la surface libre au niveau du point de déferlement [ $m$ ] , voir équation (V.2), page 174
$\zeta$	Déplacement vertical moyenné sur une période de vague de la surface libre $\zeta = \bar{\eta}$ [ $m$ ] , page 17
$\zeta_{max}$	Déplacement vertical maximum moyenné sur une période de vague de la surface libre [ $m$ ] , voir équation (V.1), page 174
$\zeta_t$	Niveau de la surface libre correspondant aux creux de la houle [ $m$ ] , page 64

# APPLICATION D'UN MODÈLE DE CIRCULATION LITTORAL QUASI-TRIDIMENSIONNEL À LA DYNAMIQUE DES PLAGES DU LANGUEDOC-ROUSSILLON.

**Résumé** : Le modèle numérique de circulation quasi-tridimensionnel SHORECIRC, initialement prévu pour fonctionner sur des bathymétries simples, a été modifié afin de pouvoir prendre en compte les caractéristiques complexes des bathymétries réalistes de la zone littorale : trait de côte irrégulier et présence d'objets émergés. Les modifications apportées ont été validées par comparaison avec des résultats d'autres modèles numériques et avec des données mesurées sur plusieurs configurations. Enfin, le modèle modifié a été appliqué à l'étude de la dynamique de la circulation sur une plage sableuse à barres en festons (Plage de Leucate, Languedoc-Roussillon, FR).

**Mots-clés** : modélisation hydrodynamique, transport sédimentaire, plage, courant, shorecirc, rehdif, houle, érosion, Leucate, Sète, littoral

---

## QUASI-3D NEARSHORE CIRCULATION MODELING APPLIED TO LANGUEDOC-ROUSSILLON (FRANCE) BEACH DYNAMICS.

**Abstract** : Quasi-3D model SHORECIRC simulates circulation on simple nearshore domains. It is modified in order to handle realistic bathymetries : beaches with complex shoreline and/or emerged structures. Added improvements are validated against other models and measurements on various configurations. New SHORECIRC version is then applied to the study of the circulation dynamics of Leucate, a sandy beach of Languedoc-Roussillon (France) with crescentic bars.

**Keywords** : modeling, erosion, current, hydrodynamics, rehdif, shorecirc, beach, wave, Leucate, Sète

---

**DISCIPLINE** : Sciences de la Terre et de l'Univers

**LABORATOIRE** : Géosciences