

N° d'ordre : 1579

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE BORDEAUX I

Par **Florence CAYOCCA**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

Docteur

SPECIALITE : OCEANOGRAPHIE

MODELISATION MORPHODYNAMIQUE D'UNE EMBOUCHURE TIDALE : APPLICATION AUX PASSES D'ENTREE DU BASSIN D'ARCACHON

Soutenu le 28 Novembre 1996

Après avis de :	Monsieur B. Latteux	Rapporteur
	Monsieur M. Mory	Rapporteur
	Monsieur J.A. Roelvink	Rapporteur

Devant la Commission formée de :

Monsieur P. Buat-Ménard	Professeur
Monsieur J.-P. Caltagirone	Professeur
Monsieur P. Castaing	Professeur
Monsieur B. Latteux	Ingénieur Chercheur Senior Laboratoire National d'Hydraulique
Monsieur M. Mory	Chargé de Recherches CNRS
Monsieur J.A. Roelvink	Directeur de Recherches Delft Hydraulics
Monsieur J.-C. Salomon	Docteur Chef de laboratoire Ifremer

RESUME

Soumises à de forts courants de marée et à de rudes conditions de houle, les passes du Bassin d'Arcachon présentent une morphologie particulièrement active. Au cours des 300 dernières années, l'excursion de l'extrémité de la Flèche du Cap Ferret a atteint 8 km tandis qu'alternativement une ou deux passes assuraient la circulation entre l'intérieur du bassin et l'océan.

Un modèle morphodynamique bidimensionnel horizontal a été développé afin de simuler l'évolution du système sous l'action de la marée seule ou de la marée et de la houle combinées. La modélisation à l'échelle de plusieurs décennies requiert la détermination de conditions de houle et de marée annuelles moyennes, représentatives au regard du transport sédimentaire. Les résultats à moyen terme fournissent par conséquent des tendances générales d'évolution. Le modèle permet dans ces conditions de reproduire, à partir d'une topographie initiale de l'embouchure fictive de profondeur constante, la formation d'une passe et d'un système de bancs comparables aux configurations observées par le passé. Les évolutions morphologiques simulées à partir de la situation de 1993 sont moins probantes, par suite des hypothèses limitantes imposées lors du développement du modèle, et par l'absence de représentation des tempêtes principales responsables du remaniement des passes.

ABSTRACT

The Arcachon tidal inlet exhibits a particularly active morphology due to strong tidal currents and rough wave conditions. During the past 300 years, maximum and minimum extents of the Cap Ferret sand spit have resulted in a difference of 8 km while two channels have alternatively allowed circulation between the lagoon and the ocean.

A bidimensional horizontal morphodynamic model was developed in order to simulate the system evolution under tidal forcing alone or under combined tide and wave action. Modelling at a scale of decades requires the definition of mean annual wave and tide conditions which are representative with respect to sediment transport. Medium term results thus give general trends of evolution. Driven by these average conditions and starting from a hypothetical initial topography where the tidal inlet is of constant depth, the model allows the reproduction of a channel and bar system comparable to actual observations. Morphological evolutions simulated from the 1993 bathymetry are less convincing given the restrictive assumptions imposed by the model development and by the lack of representation of extreme events that play a major role in reshaping the tidal inlet.

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été financé conjointement par la Région Aquitaine et l'Ifremer, que je remercie pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce sujet de recherche.

J'exprime ici ma gratitude envers les personnes qui m'ont aidée à mener à bien ce travail de thèse :

Patrice Castaing, que je remercie sincèrement pour son soutien et ses encouragements tout au long de ce travail. J'ai beaucoup apprécié ses conseils et ses remarques scientifiques pertinentes ... ainsi que son dévouement pour me décharger des tâches administratives.

Jean-Claude Salomon, pour m'avoir accueillie dans son laboratoire et m'avoir fourni l'environnement nécessaire au développement de mon travail et à la rédaction de ce manuscrit.

Marguerite Breton, qui a patiemment consacré un temps considérable à m'aider à affronter l'outil informatique. Ce fut sans doute la personne la plus indispensable à la poursuite de mon travail quotidien. Je serais sans doute encore en train de me débattre avec programmes de tracés et insultes incompréhensibles de ma machine sans son secours. Je la remercie pour la gentillesse qui a toujours accompagné les services qu'elle m'a rendus et qu'elle me rend encore.

Pierre Le Hir avec qui les discussions scientifiques ont toujours été très instructives, qui a orienté ma démarche bibliographique au début de mon travail et m'a suggéré de nombreuses idées. Je le remercie sincèrement pour avoir consacré de son temps précieux à cette recherche.

Dano Roelvink et Bernard Latteux, qui se sont intéressés à cette étude, m'ont conseillée et encouragée aux instants les plus critiques de cette thèse. Je leur exprime toute ma gratitude et ne peux que regretter que la distance ait limité une interaction que j'ai beaucoup estimée. Je les remercie également d'avoir été rapporteurs de ce travail, et je remercie particulièrement Bernard Latteux pour ses nombreux commentaires constructifs qui m'ont permis d'apporter corrections et, j'espère, améliorations à ce manuscrit.

Mathieu Mory, rapporteur, qui a lui aussi illustré son rapport de commentaires insistant sur les légendes incompréhensibles de nombreuses figures ; j'espère que cette version sera plus claire, autant pour lui que pour d'éventuels lecteurs!

Dominique Obaton, pour son amitié, son enthousiasme pour la recherche qui motiverait les plus découragés, et pour le soin qu'elle a porté à relire une partie de cet ouvrage.

Pascal Lazure, pour sa curiosité scientifique et les idées qu'il m'a souvent données à la suite de réflexions qui lui semblaient toutes naturelles! Je lui dois en particulier de nombreux commentaires critiques sur le chapitre 4 qui ont sans aucun doute enrichi (et allongé ...) cette partie. Je le remercie également de la bonne humeur que sa présence confère au laboratoire.

Pierre Garreau que je remercie de sa disponibilité et d'avoir accepté de relire à la dernière minute une partie de ce manuscrit. Du moins ai-je appris quelques choses de la vie civique durant les quelques trajets de bus que nous avons effectués ensemble!

Ricardo Silva Jacinto qui m'a enseigné le pourquoi du comment d'HISWA et m'a conseillée pour l'introduction de la houle dans le modèle morphodynamique.

Jackie L'Yavanc et Denis Michel pour le temps qu'ils ont consacré à réaliser divers documents sur le Bassin d'Arcachon, et pour m'avoir fait partager leurs connaissances sur le site qu'ils ont étudié ou étudient encore.

Jean-Marie Bouchet, pour sa promptitude à me fournir des documents et pour son inépuisable savoir sur « les choses d'Arcachon ». Je regrette aujourd'hui de ne pas plus avoir appris avec lui.

Anne-Marie Jégou et Denise Guillerm pour l'entrain, l'humour et le dynamisme qu'elles procurent au quotidien.

Je remercie particulièrement Serge Berné qui a soutenu et encouragé ma formation scientifique depuis plusieurs années, et m'a communiqué sa passion de la recherche et des sciences de la mer. Je lui exprime ici mon affectueuse reconnaissance.

J'espère que tous les amis qui ont rendu plus précieuses les heures passées hors du laboratoire savent toute l'affection que je leur porte. Je pense particulièrement à :

Serge et Isabelle, pour les fou-rires de Palo Alto à Plouzané (Isabelle, écoute les bulles!), et pour m'avoir toujours fait sentir « at home » chez eux et avec eux, même lorsque mon « home » était encore outre-Atlantique,

Yann-Hervé et Nane, pour leurs talents de bricoleurs, de cuisiniers, les bains dans l'eau gelée de Trégastel ou de Bréhat (mais non, elle n'est pas froide), les tours de Cavale et le plaisir de voir les belettes et le petit lapin qui poussent, qui poussent, qui poussent ...

Gilles et Annie, pour leurs passions, les petits mots gentils quand la journée s'annonçait mal, les déjeuners à la plage, les araignées sur les cailloux, le fromage et les chocolats chauds. Une pensée aussi pour Bambi et Tarafal ...

Dominique, pour m'avoir convaincue d'investir dans le néoprène, pour m'avoir accompagnée dans les premières ascensions cyclistes de la côte de Sainte-Anne (lâcheuse!), pour le plaisir des spectacles qu'on a vus ensemble, pour son rire et son énergie, et pour toutes les choses que j'oublie.

Pierre et Elisabeth pour m'avoir envoyé des bouquets du jardin pendant que d'autres s'adonnaient aux plaisirs du bois, pour leur accueil toujours chaleureux ... et pour m'avoir permis de voir Brest 96 *sur* l'eau entre le chapitre 5 et le chapitre 6!

Isabelle, pour sa gaieté et le sourire qu'elle met sur son visage pour proposer tant de services, pour m'éviter de ne savoir que faire de mes beaux timbres, et pour m'avoir épargné le désespoir en partageant avec moi 3 semaines de feuilletés à la feta au pied de l'Acropole. Bon courage pour la fin, Isabelle.

Thierry et Ricardo, malheureux concurrents dont le nom de l'embarcation reflète les performances. Je les remercie pour leurs considérations philosophiques parfois obscures et pour m'avoir fait rire souvent.

Ces années de thèse achèvent une formation longue de 10 ans que je n'aurais pu poursuivre sans le concours d'Irma Danjean, ma grand-mère que je remercie affectueusement.

Je tiens à exprimer ici toute la tendresse que je porte à mes parents qui ont fait naître en moi l'amour de la nature et de la science, et ont toujours été présents pour m'écouter et me conseiller ... et corriger les fautes d'orthographe.

Kelly Cayocca deserves my heartiest gratefulness, for having left his country, boat, friends and family for allowing me to pursue this thesis. I thank him for the fascinating rhythm to which I listened by a wet fire place, for having taught me to juggle on deserted islands, for having taken me away hiking, skiing, camping, sailing, for having made me sing, dance, laugh and more ... I would certainly not have finished in time without his tremendous help for formatting the whole text, cutting and taping the figures ... and I might not have finished at all without his support and encouragements. Thank you Little CF of the Seas for having revealed the road not taken.

à ma grand-mère et mes parents,

to my husband Kelly Cayocca

AVANT-PROPOS

Un intérêt croissant est porté à l'étude de l'environnement côtier et de sa dynamique : sous l'influence des processus naturels ou suite à des interventions humaines, la morphologie des côtes sableuses est constamment remaniée. La modélisation morphodynamique, discipline encore récente, constitue l'outil numérique destiné à simuler les évolutions futures. Peu de laboratoires s'y consacrent aujourd'hui en France, et il faut reconnaître l'avance manifeste des Pays-Bas et du Royaume-Uni dans ce domaine - particulièrement pour l'étude d'embouchures tidales. La complexité des phénomènes naturels à représenter et la multiplicité des compétences requises pour le développement d'un modèle morphodynamique sont un défi lancé à la communauté scientifique française.

Deux ou trois années sont bien courtes pour approfondir ses connaissances en des domaines aussi variés que peuvent l'être la houle, le transport sédimentaire ou l'analyse numérique ; assurément trop courtes ne serait-ce que pour s'approcher de l'état de l'art. La bibliographie concernant la morphodynamique et ses divers aspects est encore éparpillée et l'apprentissage en est d'autant plus ardu. Aussi cet ouvrage ne se limite-t-il pas à la description de ma modeste contribution, mais reflète-t-il mes acquis concernant les embouchures tidales et leur modélisation. J'espère qu'il contribuera à faciliter la tâche de ceux qui voudront poursuivre des recherches dans ce domaine.

TABLE DES MATIERES

Résumé	3
Remerciements	5
Avant-propos	9
Introduction	25

I - Présentation générale

Introduction	25
1 - Présentation morphologique du Bassin d’Arcachon	25
1 - 1 - Morphologie actuelle	25
1 - 1 - 1 - Le domaine lagunaire	27
1 - 1 - 2 - La Flèche du Cap Ferret	27
1 - 1 - 3 - La zone des passes.....	27
1 - 2 - Evolution historique.....	28
1 - 2 - 1 - Evolution générale.....	28
1 - 2 - 2 - Evolution de la Flèche du Cap Ferret.....	29
1 - 2 - 3 - Evolution des passes.....	31
1 - 3 - Hydrodynamique	32
2 - Techniques d’étude de la morphodynamique d’une embouchure tidale.....	34
2 - 1 - Echelles des modèles	35
2 - 2 - Modèles empiriques.....	36
2 - 2 - 1 - Modèles géostatistiques.....	36
2 - 2 - 2 - Relations d'équilibre	36
2 - 3 - Modèles semi-empiriques	37
2 - 4 - Modèles de processus	37
2 - 5 - Etudes morphodynamiques du Bassin d’Arcachon.....	38
Références Bibliographiques Chapitre 1	39

II - Modèle hydrodynamique

Introduction	43
1 - Description et résultats du modèle hydrodynamique	43
1 - 1 - Description du modèle	44
1 - 1 - 1 - Schéma numérique	45

1 - 1 - 2 - Bathymétrie	46
1 - 1 - 3 - Conditions aux limites.....	48
1 - 1 - 4 - Paramètres du modèle	50
1 - 2 - Caractéristiques hypsométriques du bassin	50
1 - 2 - 1 - Surface du bassin.....	51
1 - 2 - 2 - Volume du bassin.....	51
1 - 2 - 3 - Section mouillée.....	51
1 - 2 - 4 - Influence d'une variation du niveau moyen	52
1 - 3 - Résultats.....	53
1 - 3 - 1 - La marée	53
1 - 3 - 2 - Les courants de marée	57
2 - Comparaisons modèle - mesures.....	64
2 - 1 - L'onde de marée	65
2 - 1 - 1 - Marnage et dissymétrie flot-jusant	65
2 - 1 - 2 - Courbes de marée	68
2 - 1 - 3 - Conclusion.....	72
2 - 2 - Propagation de la marée.....	72
2 - 2 - 1 - Décalages en temps	73
2 - 2 - 2 - Décalages en hauteur	76
2 - 3 - Courants de marée	77
2 - 3 - 1 - Courants à l'extérieur des passes.....	78
2 - 3 - 2 - Courants à l'intérieur des passes	79
2 - 3 - 3 - Courants dans le bassin	88
2 - 4 - Conclusion générale sur la validité du modèle	91
Références Bibliographiques Chapitre 2	92

III - Comportement et stabilité des embouchures tidales

Introduction	95
1 - Morphologie et Comportement.....	95
1 - 1 - Origine	95
1 - 2 - Classification	96
1 - 2 - 1 - Classification géométrique	97
1 - 2 - 2 - Classification hydrodynamique.....	100
1 - 3 - Morphologie	103
1 - 3 - 1 - Le delta de jusant.....	103
1 - 3 - 2 - Le delta de flot.....	104
1 - 3 - 3 - La flèche	105
1 - 4 - Mécanismes de transport des sédiments dans une embouchure tidale .	105
1 - 4 - 1 - Rôle du delta de jusant	105
1 - 4 - 2 - Dissymétrie flot-jusant et influence des bancs découvrants.....	106
1 - 4 - 3 - La lagune piège à sédiments.....	107
1 - 4 - 4 - Franchissement de l'embouchure (« by-passing »).....	107
2 - Hydraulique.....	110

3 - Concepts de stabilité	113
3 - 1 - Principe de stabilité d'Escoffier	114
3 - 2 - Relation Section - prisme de marée	116
3 - 3 - Rapport prisme de marée de vive eau / dérive littorale	118
3 - 4 - Coefficient de remplissage ("repletion coefficient")	120
3 - 5 - Vitesse maximale	121
3 - 6 - Contrainte de stabilité	122
3 - 7 - Stabilité d'embouchures multiples	123
4 - Application au cas d'Arcachon	124
4 - 1 - Evolution des paramètres influant la Stabilité	124
4 - 1 - 1 - Cartes	124
4 - 1 - 2 - Dérive littorale	125
4 - 1 - 3 - Section d'entrée	125
4 - 1 - 4 - Prisme de marée	127
4 - 1 - 5 - V_{mm} et Débits instantanés maximaux	130
4 - 2 - Calculs de Stabilité	131
4 - 2 - 1 - Relation section - prisme de marée	131
4 - 2 - 2 - Rapport Ω/M_{tot}	132
4 - 2 - 3 - Vitesses et Contraintes de stabilité	134
4 - 2 - 4 - Stabilité de deux passes	135
4 - 3 - Conclusion	136
Références Bibliographiques Chapitre 3	139

IV - Modèle morphodynamique : marée seule

Introduction	139
1 - Description générale du modèle morphodynamique	139
1 - 1 - Structure générale	139
1 - 2 - Modules constitutifs d'un modèle morphodynamique	142
1 - 2 - 1 - Modèle hydrodynamique	142
1 - 2 - 2 - Module de transport sédimentaire	142
1 - 2 - 3 - Module de changement de topographie	143
1 - 3 - Hypothèses simplificatrices du modèle morphodynamique développé pour Arcachon	143
2 - Calculs de transport sédimentaire	144
2 - 1 - Modes de transport	144
2 - 2 - Paramètres de calcul et incertitudes	145
2 - 2 - 1 - Seuil de mise en mouvement	146
2 - 2 - 2 - Contrainte sur le fond	148
2 - 3 - Méthodes de calcul et approximations	151
2 - 3 - 1 - Formules de transport	152
a) Formule de Bagnold (1963, 1966)	152
b) Formule de Einstein (1950)	153
c) Formule de Engelund-Hansen (1967)	154
d) Formule de Yalin (1963)	154
e) Formule de Ackers-White (1973)	155

f) Formule de Bijker (1967)	155
2 - 3 - 2 - Comparaison des méthodes	156
2 - 4 - Application à Arcachon	160
3 - Marée représentative	162
3 - 1 - Introduction.....	162
3 - 2 - Méthodes de schématisation du cycle annuel des marées	163
3 - 2 - 1 - Méthode de Steijn.....	164
3 - 2 - 2 - Méthode de Latteux.....	164
3 - 3 - Détermination de la marée représentative pour Arcachon.....	165
3 - 3 - 1 - Estimation du transport de référence.....	165
3 - 3 - 2 - Méthode de Steijn.....	169
3 - 3 - 3 - Méthode de Latteux.....	169
3 - 3 - 4 - Comparaison des méthodes.....	170
3 - 4 - Champs de transport initiaux	172
4 - Module d'évolution des fonds.....	174
4 - 1 - Introduction de l'effet de pente.....	175
4 - 1 - 1 - De la nécessité d'introduire les effets de pente	175
a) nécessité numérique	175
b) nécessité physique.....	176
4 - 1 - 2 - Principes des diverses méthodes	177
4 - 1 - 3 - Ajustement du transport sur fond horizontal.....	178
a) Watanabe (1982), Watanabe et al. (1986), Maruyama (1988).....	178
b) De Vriend et al. (1993)	179
c) Struiksmas et al. (1985).....	179
d) Bailard (1981).....	181
4 - 1 - 4 - Modification de la contrainte limite d'érosion	182
a) Hamm et al. (1994)	182
b) Soulsby (1994).....	183
c) Van Rijn (1989).....	184
4 - 1 - 5 - Comparaison des méthodes	185
a) Description des tests.....	185
b) Résultats.....	185
4 - 1 - 6 - Conclusion.....	188
4 - 2 - Equation de conservation du sable.....	189
4 - 2 - 1 - Analyse de l'équation.....	189
4 - 2 - 2 - Résolution.....	190
a) Introduction de la pente.....	190
b) Méthode de Wang (1991)	191
c) Schéma de Lax-Wendroff	192
4 - 2 - 3 - Accès aux hauteurs sur les frontières des mailles et conditions aux limites	195
4 - 2 - 4 - Conclusion.....	198
5 - Techniques de calcul à long terme	199
5 - 1 - Ajustement de l'écoulement après modification topographique	201
5 - 2 - Allongement du pas de temps morphologique	201
5 - 2 - 1 - Extrapolation simple des résultats obtenus sur une marée	201
5 - 2 - 2 - Extrapolation centrée en temps	202

5 - 2 - 3 - Allongement de la marée.....	202
5 - 2 - 4 - Développement du transport en fonction des évolutions du fond.....	203
5 - 2 - 5 - Comparaison des méthodes.....	205
5 - 3 - Analyse de sensibilité appliquée à la région des passes	205
5 - 3 - 1 - Extrapolation centrée.....	206
5 - 3 - 2 - Allongement de la marée.....	208
5 - 4 - Comparaison des méthodes appliquées à Arcachon	209
5 - 5 - Conclusion	210
6 - Evolution morphologique à moyen terme.....	214
6 - 1 - Evolution d'un bassin initialement sans passes	215
6 - 2 - Evolution du bassin actuel	219
6 - 2 - 1 - Ouverture d'une passe au droit du Cap Ferret.....	219
6 - 2 - 2 - Evolution du Banc d'Arguin et des passes internes	223
6 - 2 - 3 - Intérieur du bassin	223
6 - 3 - Conclusion	225
Références Bibliographiques Chapitre 4	227

V - Représentation de la houle

Introduction	233
1 - Nécessité d'introduction de la houle et statistiques sur le littoral aquitain	233
1 - 1 - Nécessité d'introduire la houle et complexité de la représentation	233
1 - 2 - Statistiques.....	234
1 - 2 - 1 - Hauteurs significatives	235
1 - 2 - 2 - Direction.....	236
1 - 2 - 3 - Période.....	236
2 - Estimations du transport littoral.....	238
2 - 1 - Origine physique du transport littoral sur une plage rectiligne	239
2 - 2 - Formules de transport littoral.....	239
2 - 2 - 1 - Formules fondées sur le flux d'énergie de houle.....	239
2 - 2 - 2 - Formule de Deigaard et al., 1986	242
2 - 2 - 3 - Formule de Kamphuis, 1991	244
2 - 2 - 4 - Formule du LCHF	244
2 - 2 - 5 - Conclusion.....	245
2 - 3 - Estimations du transport littoral annuel a partir du climat de houle.....	246
2 - 4 - Conclusion	246
3 - Modélisation du courant littoral.....	247
3 - 1 - Profil du courant littoral dans la zone de déferlement	247
3 - 2 - Principaux résultats de la théorie linéaire	248
3 - 3 - Modélisation des courants induits par la houle : contraintes de radiation et équations du mouvement.....	250
3 - 3 - 1 - Contraintes de radiation.....	250
3 - 3 - 2 - Equations du mouvement	252

4 - Modèles de houle	255
4 - 1 - Modèle de réfraction : méthode des rayons	256
4 - 1 - 1 - Description du modèle.....	256
4 - 1 - 2 - Résultats du modèle dans un cas simple	258
4 - 1 - 3 - Application au cas d'Arcachon	259
4 - 2 - Modèle de réfraction HISWA (Holthuijsen et Booij, 1989).....	262
4 - 2 - 1 - Description du modèle HISWA.....	263
4 - 2 - 2 - Critiques et limitations du modèle HISWA citées dans la littérature	266
4 - 2 - 3 - Exemple de calcul à Arcachon	268
4 - 2 - 4 - Conclusion.....	277
5 - Détermination d'un climat de houle représentatif.....	277
5 - 1 - Hauteurs représentatives multiples (Steijn, 1989).....	278
5 - 1 - 1 - Principe général.....	278
5 - 1 - 2 - Méthode.....	279
5 - 2 - Hauteur représentative unique (Chesher et Miles, 1992).....	281
5 - 3 - Climat de houle représentatif à Arcachon.....	283
5 - 3 - 1 - Méthode de Steijn.....	284
5 - 3 - 2 - Méthode de Chesher et Miles.....	286
5 - 3 - 3 - Résultats et comparaisons	286
5 - 3 - 4 - Conclusion.....	287
5 - 4 - Conclusion	288
Références Bibliographiques Chapitre 5	289

VI - Modèle morphodynamique : Houle et Marée

Introduction	295
1 - Introduction des contraintes de radiation dans le modèle hydrodynamique	295
1 - 1 - Répartition des calculs de houle	295
1 - 2 - Action de la houle sur les courants avec ou sans prise en compte de la réfraction par les courants	303
2 - Modification de la contrainte sur le fond	309
2 - 1 - Description physique des effets de la superposition de la houle et du courant sur la contrainte.....	309
2 - 2 - Expression de la contrainte sur le fond en présence de houle et courant	310
2 - 2 - 1 - Modèles fondés sur la théorie de la longueur de mélange.....	310
2 - 2 - 2 - Modèles de viscosité turbulente constante	316
2 - 2 - 3 - Modèles numériques de fermeture d'énergie turbulente : Davies et al. (1988)	322
2 - 2 - 4 - Le modèle de Soulsby	326
2 - 2 - 5 - Conclusion.....	330
2 - 3 - Influence de la modification de contrainte sur les courants à Arcachon.....	331

3 - Transport en présence de houle et courant combinés.....	336
3 - 1 - Mécanismes de transport	336
3 - 2 - Modèles de transport.....	337
3 - 2 - 1 - Formules globales.....	337
3 - 2 - 2 - Formules pour le transport lié au courant.....	337
3 - 2 - 3 - Formules pour le transport lié à la houle (fond ridé).....	338
3 - 2 - 4 - Formules pour le transport lié à la houle (« sheet flow »).....	338
3 - 2 - 5 - Formules de transport en suspension.....	339
3 - 3 - Modèles de transport appliqués à la morphodynamique	342
3 - 3 - 1 - Formule de Watanabe (1986).....	342
3 - 3 - 2 - Formule de Bijker (1971).....	344
3 - 3 - 3 - Formule de Bailard (1981).....	346
3 - 3 - 4 - Formule de Van Rijn (1984-1989).....	348
3 - 3 - 5 - Formule de Soulsby (1993).....	351
3 - 3 - 6 - Conclusion.....	351
4 - Résultats hydrodynamiques et champs de transport initiaux	353
4 - 1 - Résultats hydrodynamiques	353
4 - 2 - Transport sédimentaire	358
4 - 2 - 1 - Formule de Bijker.....	358
4 - 2 - 2 - Formule de Bailard.....	362
4 - 2 - 3 - Formule de Van Rijn	362
4 - 2 - 4 - Conclusion.....	372
5 - Simulations à moyen terme	373
5 - 1 - Conditions représentatives.....	373
5 - 2 - Evolutions morphologiques sans houle avec la formule de Bijker.....	376
5 - 3 - Fréquence des calculs de houle.....	377
5 - 4 - Evolution d'une topographie initiale sans passes.....	379
5 - 5 - Simulations à moyen terme pour le Bassin d'Arcachon.....	379
5 - 5 - 1 - Description des résultats.....	379
5 - 5 - 2 - Commentaires.....	383
5 - 6 - Conclusion	384
Références Bibliographiques Chapitre 6	386
Conclusion	393
Bibliographie	397
Annexe	417

INTRODUCTION

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Protégées des rigueurs océaniques par un cordon littoral ou une flèche rocheuse, les lagunes tidales présentent un intérêt naturel, économique et touristique de prime importance : tandis que les estrans abritent oiseaux et espèces marines particulières aux milieux lagunaires, les tables de conchyliculture recouvrent les platiers ; la situation particulière d’Arcachon, seul abri d’une côte constamment battue par la houle entre la Gironde et Saint-Jean-de-Luz, en fait un port précieux pour la pêche et la navigation de plaisance. Les rives du bassin constituent quant à elles un lieu de villégiature très prisé, et le surcroît de population estivale n’est pas sans menacer la salubrité des eaux. Ces diverses raisons expliquent que l’avenir du Bassin d’Arcachon préoccupe autorités locales et riverains, et justifient les efforts que consacrent les scientifiques à l’étude de son évolution.

Soumise à l’intensité des courants de marée et de la houle, la morphologie de l’embouchure tidale de la lagune a montré au cours des siècles des évolutions extrêmes spectaculaires, dont les avancées et reculs de la flèche sableuse du Cap Ferret (mouvement d’une amplitude de 6 km en 300 ans) et l’alternance d’une ou deux passes d’entrée au bassin. La migration permanente de ces chenaux d’accès et des bancs du delta de jusant, ajoutée à la présence d’une barre sur laquelle la houle se brise sans cesse, rendent la navigation dans ces passes périlleuse, voire impossible en hiver. L’avancée extrême de la flèche jusqu’à 700 m de la côte en 1826 a par ailleurs fait craindre la fermeture du bassin, fermeture que les géologues estiment inéluctable à long terme au regard de l’évolution des lacs de la côte aquitaine autrefois reliés à l’océan.

Plus que des conjectures sur le destin du Bassin d’Arcachon à l’échelle millénaire, son évolution dans les prochaines décennies présente un intérêt immédiat. Si l’observation du comportement passé a contribué à la compréhension des mécanismes d’évolution des embouchures tidales, elle ne permet pas dans les situations complexes de déterminer avec certitude quelles causes produisent quels effets. Les modèles d’embouchures tidales ont donc été développés afin de mieux comprendre les processus régissant le fonctionnement des lagunes ouvertes, leur éventuelle utilisation en tant qu’outils prédictifs n’étant pas encore opérationnelle.

C’est dans cet esprit que nous avons développé un modèle morphodynamique appliqué à la région des passes du Bassin d’Arcachon. Notre choix s’est porté sur un modèle bidimensionnel horizontal dit de processus, permettant la représentation des principaux processus responsables du remaniement des passes et des bancs, à savoir la marée et la houle. L’objectif de ce modèle étant de simuler des évolutions à l’échelle de quelques décennies, il serait inconcevable d’utiliser des conditions réelles de marée et de houle - ce qui serait d’ailleurs impossible pour des simulations prédictives puisque la houle est un phénomène stochastique. Le principe de la modélisation à moyen terme consiste donc à déterminer des conditions de marée et de houle représentatives au regard du transport sédimentaire. Ces conditions sont utilisées pour le calcul des courants et des transports de sable qui en résultent. Le déplacement des sédiments induit des modifications de topographie prises en compte lors

des calculs hydrodynamiques et sédimentaires suivants, et la boucle calcul hydrodynamique-calcul sédimentaire-actualisation de topographie est itérée tout au long de la simulation.

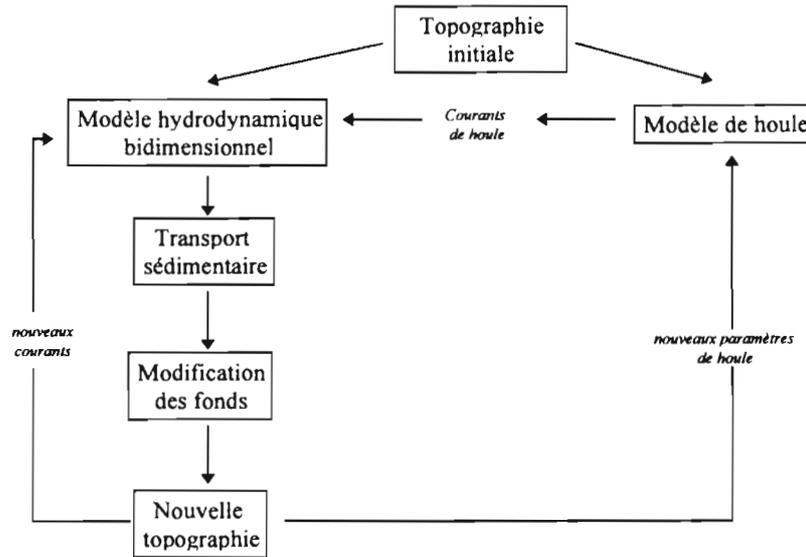


Schéma de principe simplifié du modèle morphodynamique

L'intérêt scientifique particulier de cette zone tient à l'intense activité morphologique dont elle a fait l'objet dans son histoire holocène et récente. Le premier chapitre présente la morphologie générale du Bassin d'Arcachon puis effectue une synthèse des études retraçant ses évolutions passées.

Le processus moteur de ces évolutions réside dans les mouvements des masses d'eau. Le fondement de tout modèle morphologique consiste donc à déterminer l'hydraulique du système lagune-embouchure-océan. Le chapitre 2 décrit le modèle hydrodynamique bidimensionnel horizontal représentant la circulation des courants dans le domaine d'étude. L'extensive comparaison des résultats du modèle avec les données existantes s'adresse particulièrement à ses futurs utilisateurs et permet une validation du modèle appliqué à Arcachon.

Les premiers modèles empiriques développés dans les années 30 ont permis de déterminer des lois de comportement général des embouchures tidales en fonction de leur morphologie, et d'établir en particulier des critères de stabilité. Ces lois simples présentent l'avantage de relier des paramètres géométriques et hydrauliques facilement accessibles et fournissent un premier aperçu qualitatif du type d'évolution à attendre pour la lagune d'intérêt (Chapitre 3).

La description plus précise de l'évolution morphologique d'une embouchure tidale requiert le développement d'un modèle moins général ; le chapitre 4 introduit une description

détaillée des divers modules constitutifs du modèle morphodynamique. Afin de déterminer les effets de la marée seule, la houle n'a tout d'abord pas été introduite. Les résultats des simulations à moyen terme en l'absence de houle sont également reportés dans ce chapitre.

Les résultats du chapitre 4 confirmeront que la houle joue un rôle déterminant dans l'évolution morphologique des passes. Sa prise en compte dans le modèle morphodynamique requiert la connaissance des conditions de houle présentes sur le site d'étude d'une part, et l'utilisation d'un modèle de houle permettant sa représentation d'autre part. Le chapitre 5 traite ainsi des statistiques de houle à Arcachon, de la modélisation de la houle, et des résultats concernant la dérive littorale.

Le chapitre 6 décrit l'introduction de la houle au sein du modèle morphodynamique, et les modifications qu'elle requiert dans chacun des modules. Nous y présentons enfin les résultats des simulations à moyen terme en présence de houle et marée combinées.

CHAPITRE 1

Présentation générale

INTRODUCTION

Le développement d'un modèle morphodynamique peut théoriquement s'effectuer indépendamment du site auquel on souhaitera l'appliquer : tout comme un modèle mathématique représentant les courants de marée ou la propagation de la houle, le modèle morphodynamique consiste à résoudre des équations de comportement indépendantes de la géométrie du site d'étude. La bathymétrie, les courants de marée, la houle sont autant de paramètres d'entrée qui détermineront l'évolution relative à ces conditions particulières. Il est cependant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices requises au développement du modèle. Ces simplifications ne peuvent être justifiées que si les caractéristiques de la région d'intérêt sont connues. Il est d'autre part nécessaire de connaître les évolutions passées et les travaux antérieurs concernant dans notre cas le Bassin d'Arcachon afin de pouvoir analyser les mécanismes en jeu, déterminer les facteurs dynamiques prépondérants, et ainsi ne pas développer aveuglément un outil inutilisable par la suite.

Ce chapitre introductif présente par conséquent d'une part une description simple de la morphologie actuelle du Bassin d'Arcachon et de son évolution (première partie), et d'autre part les types de modèles morphodynamiques susceptibles d'être appliqués à notre étude (deuxième partie). Nous donnerons par ailleurs un aperçu des études morphologiques précédemment conduites sur le Bassin.

I - PRESENTATION MORPHOLOGIQUE ET HYDRODYNAMIQUE DU BASSIN D'ARCACHON

Ouverte sur le Golfe de Gascogne et ses rudes conditions climatiques, la côte aquitaine se distingue des côtes atlantiques découpées du Nord de l'Espagne ou de la Bretagne par une frange littorale sableuse, plate et rectiligne, s'étendant de la Pointe de Grave à Bayonne. Le Bassin d'Arcachon représente l'unique lagune interrompant cette plage longue de 250 kilomètres (Figure 1). Ce fut l'objet de nombreux ouvrages précédents de décrire tout ou partie du Bassin (Bouchet, 1974 ; Gassiat, 1989 ; Bouchet, 1990 ; Thauront, 1994 etc.), aussi nous inspirerons-nous de ces documents pour présenter la morphologie actuelle et l'évolution historique de notre site d'étude.

1 - 1 - Morphologie actuelle

Situé autour de 44°40' Nord et 1°10' Ouest, le Bassin d'Arcachon est une lagune triangulaire assez régulière dont chaque côté mesure environ 20 km. Sa surface totale à la pleine mer des marées de vive eau atteint 160 km², tandis que seuls 40 km² de chenaux demeurent immergés à basse mer. On peut y distinguer trois unités morphologiques constitutives :

- le bassin interne, ou domaine lagunaire,
- la flèche sableuse du Cap Ferret qui sépare le domaine lagunaire du domaine océanique,

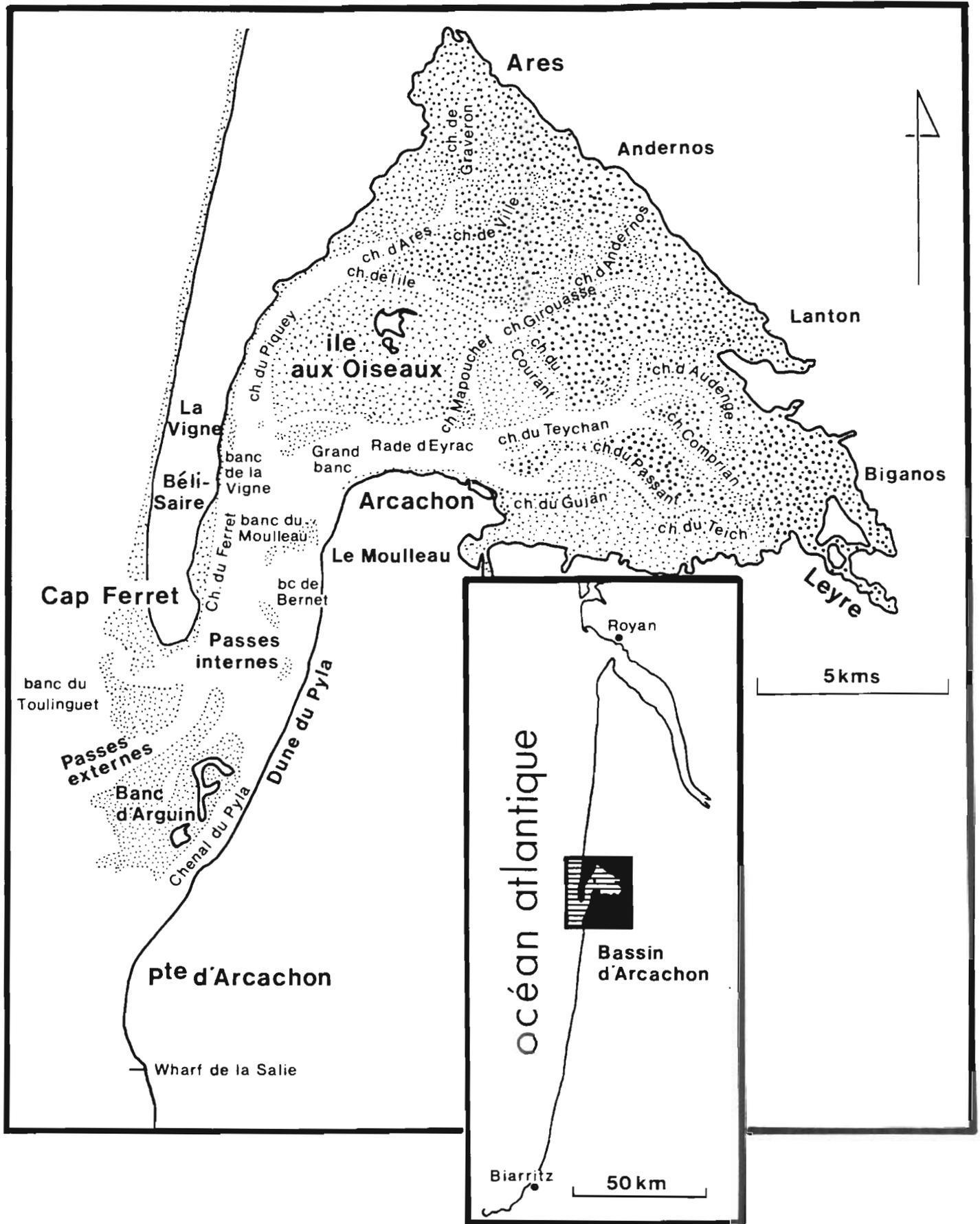


Figure 1 : Situation géographique et toponymie du Bassin d'Arcachon

- la zone des passes assurant la liaison entre la lagune et l'océan. Cette région constitue l'embouchure tidale que nous nous proposons d'étudier plus particulièrement.

1 - 1 - 1 - Le domaine lagunaire

Le domaine lagunaire peut lui-même être divisé en trois unités morphologiques :

- le platier intertidal regroupe le fond du bassin et le pourtour de l'Île aux Oiseaux (le « schorre »), qui n'est immergé qu'aux pleines mers de vive eau, et la « slikke », inondée à chaque marée.
- les chenaux représentent 48% de la surface à pleine mer. On y distingue classiquement trois groupes principaux (Nord, Centre, Sud) de chenaux connectés par des chenaux de liaison transversaux.
- Le delta de la Leyre, d'une superficie de 16 km², occupe l'extrémité Sud-Est du Bassin.

1 - 1 - 2 - La Flèche du Cap Ferret

La Flèche du Cap Ferret est un cordon dunaire issu des apports de dérive littorale dont la composante résultante annuelle est orientée vers le Sud. Longue de 18 km et large de 1 à 5 km, elle est constituée d'une succession de dunes éoliennes de sables fins à moyens surmontant des sables marins plus grossiers.

1 - 1 - 3 - La zone des passes

Cette zone, qui constitue l'embouchure tidale, est limitée côté lagune par un axe Bélisaire-Le Moulleau et côté océan par l'isobathe des -10 m (les hauteurs d'eau mentionnées dans tout ce manuscrit considèrent comme référence le niveau des plus basses mers indiqué sur les cartes marines). On y distingue :

- les passes externes, au Sud d'une ligne Cap Ferret-Dune du Pyla, dont la morphologie résulte de l'action combinée de la houle et de la marée. Le delta de jusant est principalement constitué des bancs d'Arguin et du Toulinguet, par lesquels le sable transporté par la dérive littorale transite du Nord vers le Sud. Tandis que la morphologie du delta de jusant est principalement modelée par la houle, la marée est responsable du creusement des passes dites Nord et Sud dans la configuration actuelle.
- les passes internes représentent le delta de flot, de taille restreinte (caractéristique d'une embouchure mésotidale dominée par la marée - Hayes, 1980, voir Chapitre 3). On y trouve les bancs de Bernet et du Moulleau, et le chenal du Ferret qui longe la rive Est de la Flèche du Cap Ferret.

1 - 2 - Evolution historique

L'évolution ancienne du Bassin d'Arcachon a pu être reconstituée par l'étude géomorphologique de Manaud (1971). L'ancien estuaire de la Leyre est à l'origine de la formation du Bassin d'Arcachon. Ce fleuve côtier longe la faille dite de la Leyre, orientée Sud-Est - Nord-Ouest, responsable de l'orientation de la bordure Nord-Est du bassin entre Arès et Biganos. Au cours des deux derniers millénaires, la circulation dans l'estuaire a progressivement été entravée par la formation de bancs de sable sous l'action de la houle, et par les apports fluviaux. Guidé par la progression d'un cordon littoral appelé à constituer la Flèche du Cap Ferret, l'estuaire a été dévié vers l'Ouest, puis le Sud-Ouest (Figure 2), suivant le schéma d'évolution des rivières ouvertes sur une côte à forte dérive littorale comme l'est la côte aquitaine (Caspari, 1872).

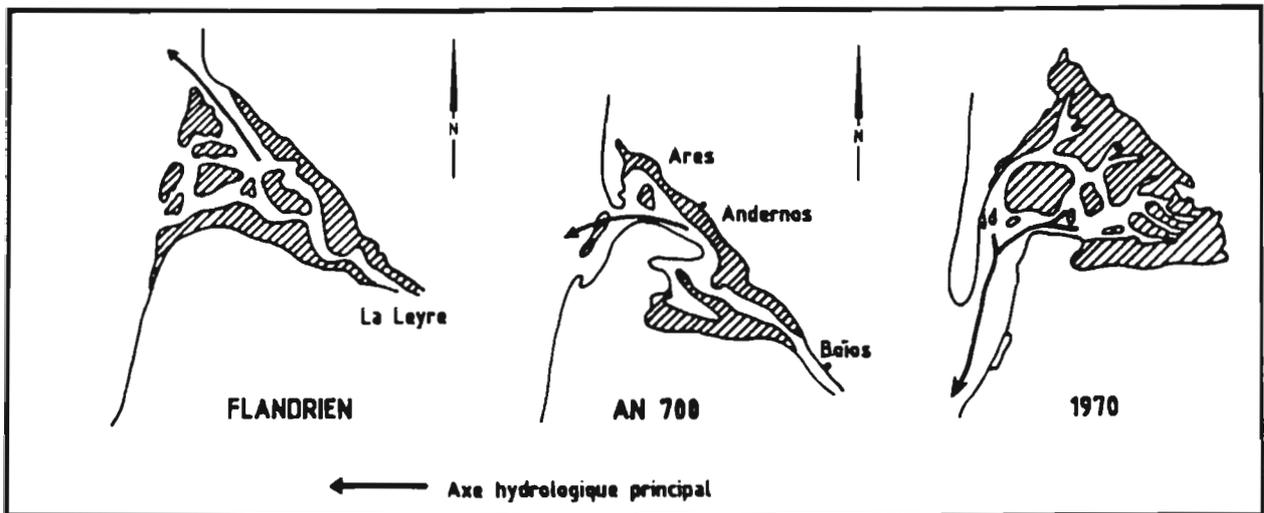


Figure 2 : Evolution holocène du Bassin d'Arcachon (D'après Bouchet, 1974).

L'évolution récente du bassin n'est pas moins spectaculaire. Après avoir décrit succinctement l'évolution générale de la lagune depuis presque trois siècles, nous détaillerons les évolutions de la Flèche du Cap Ferret et des passes.

1 - 2 - 1 - Evolution générale

Les premières cartes fiables du Bassin d'Arcachon n'ont été dressées qu'au XVIIIème siècle, alors que l'aménagement des zones côtières devient digne d'intérêt pour la royauté (carte de Masse, 1708). On ne peut donc faire remonter une étude précise de l'évolution morphologique du bassin qu'à cette date. La figure 3 montre ainsi l'évolution récente du bassin dont les caractéristiques majeures sont les suivantes :

- en 1708, les parties émergeables de l'île aux Oiseaux sont séparées de la côte arcachonnaise (l'île était précédemment liée à la côte par un isthme, voir la carte hypothétique de 1300). Le soubassement de l'île, situé à -5 m, est cependant toujours

relié à la côte. La Flèche atteint alors la latitude du Moulleau, et la passe la longe vers le Sud-Ouest tandis qu'un crochet sableux (Matoc) abrite une petite lagune au niveau du Pyla, témoignant d'une dérive littorale vers le Nord alors non négligeable.

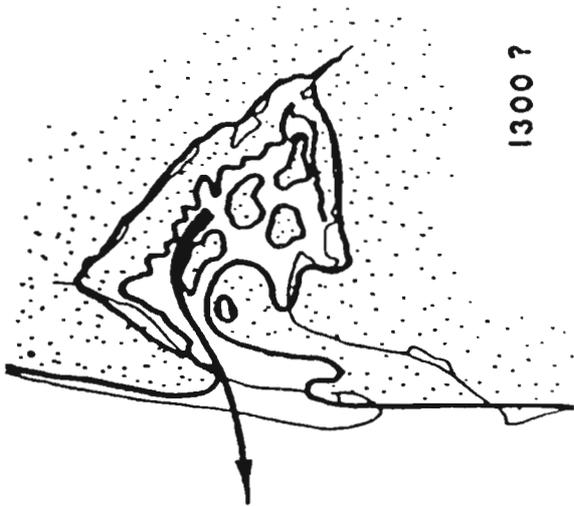
- en 1829 (carte de Beautemps-Beaupré), la configuration du bassin est proche de celle que nous connaissons aujourd'hui. La Flèche du Cap Ferret atteint alors une position extrême vers le Sud, n'étant distante que de 700 m de la côte. Le Matoc a disparu alors que la passe longe ici la côte vers le Sud, à l'Est d'un banc de sable prolongeant la Flèche.
- en 1912 (Carte de la Société d'Océanographie du Golfe de Gascogne), structure interne du bassin et trait de côte correspondent à ceux observés aujourd'hui, en particulier avec la présence des principaux bancs des passes actuelles (Arguin, Toulinguet, Bernet, Moulleau). Processus d'érosion et de sédimentation opèrent un remaniement constant des courants et des chenaux, et la direction principale de l'écoulement dans le bassin se modifie : le chenal du Teychan amorce sa domination sur celui du Piquey. Les chenaux de l'embouchure s'allongent simultanément et la communication avec l'océan devient de moins en moins directe.

Depuis les années 60, on assiste à un nouveau remaniement important de l'intérieur du bassin avec l'ensablement du chenal du Teychan tandis que le débit du chenal de Mapouchet s'accroît.

1 - 2 - 2 - Evolution de la Flèche du Cap Ferret

L'évolution de la flèche de 1768 à 1988 a été reconstituée par Gassiat et présente deux phases de progradation alternant avec deux phases de régression (Figure 4) :

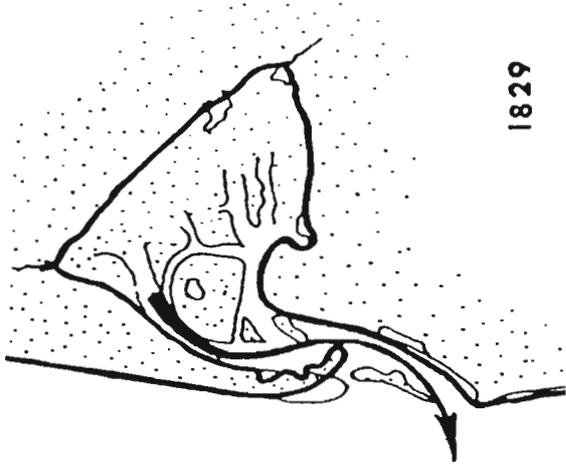
- de 1768 à 1826, l'extrémité de la flèche a progressé d'une situation à 2420 m au Nord du Sémaphore à 2640 m au Sud du Sémaphore. L'allongement de la flèche s'est accompagné d'une diminution de sa largeur de 1800 m à 340 m. La vitesse de cette avancée a atteint jusqu'à 185 m/an.
- le retour à une situation d'équilibre s'est effectué entre 1826 et 1894, avec un recul de la flèche de 1770 m et son élargissement de 700 m durant 33 ans, suivis d'une trentaine d'années de stabilité.
- une période d'accrétion lente et régulière (12 m/an) reprend de 1894 à 1964, tandis que la rive interne de la flèche s'érode. La flèche s'allonge encore de 70 m entre 1964 et 1973 pour atteindre sa position extrême à 1770 m au Sud du Sémaphore.
- depuis 1973, on assiste à un constant recul de la flèche vers le Nord, à une vitesse de 18 m/an entre 1979 et 1988.



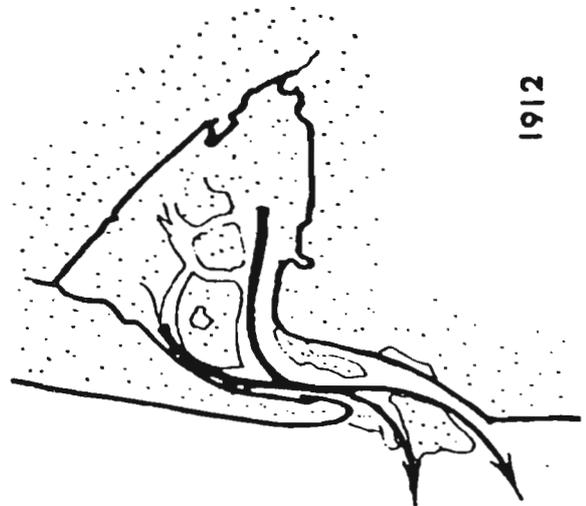
1300 ?



1708



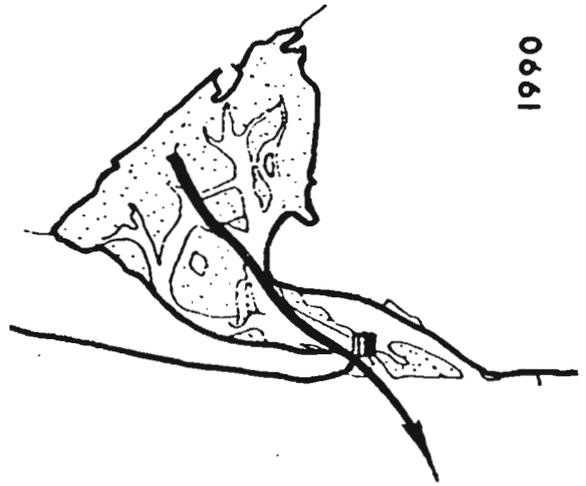
1829



1912



1965



1990

Figure 3 : Evolution récente du Bassin d'Arcachon (D'après Bouchet, 1990)

Ces avancées et reculs successifs sont par ailleurs accompagnés d'une érosion constante de la pointe d'Arcachon depuis 1768. Ces évolutions sont probablement consécutives à des variations de l'intensité et de la direction de la dérive littorale (le crochon présent en 1872 et 1884 témoigne en effet de la présence d'une importante dérive Sud-Nord). A défaut d'enregistrements des conditions météorologiques au cours des 3 derniers siècles, il serait profitable d'étudier en détail les évolutions d'autres corps sédimentaires de la région afin d'établir avec plus de certitude les évolutions de cette dérive littorale.

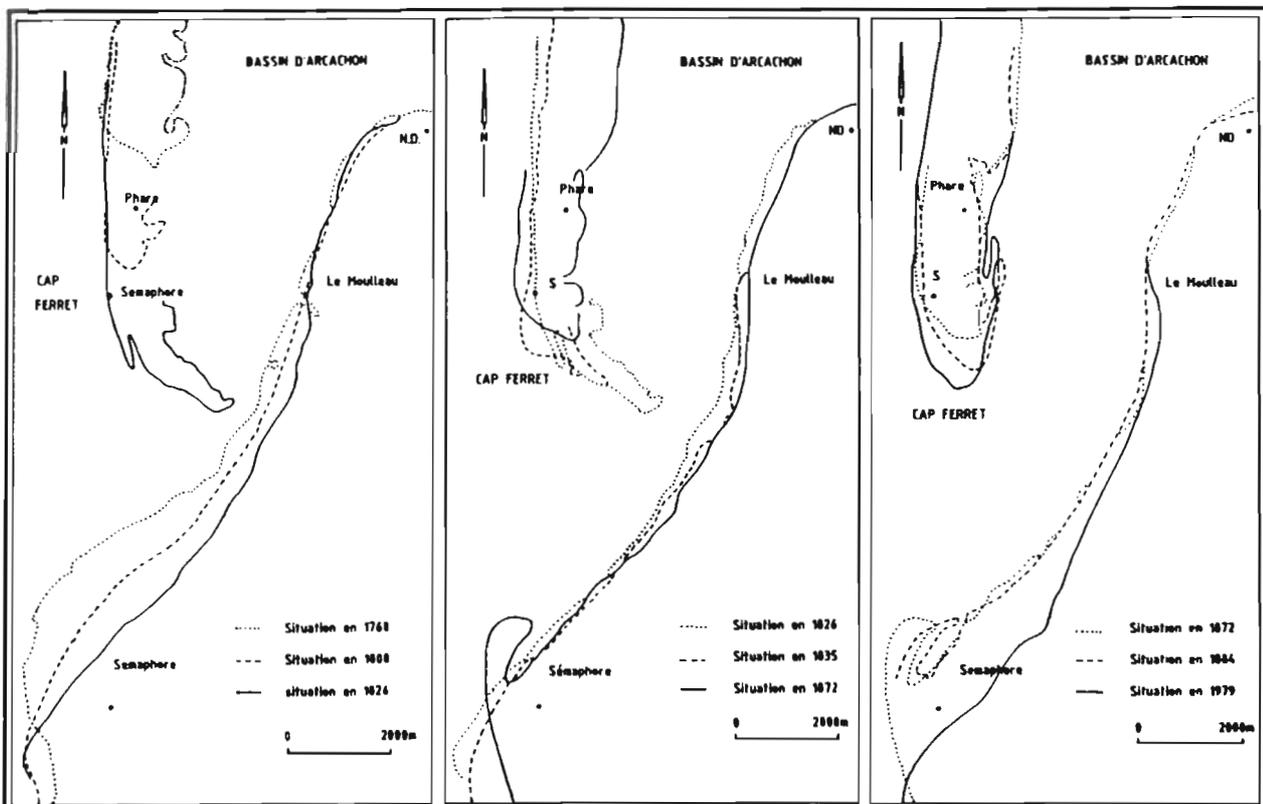


Figure 4 : Evolution morphologique de la Flèche du Cap Ferret de 1768 à 1979 (D'après Gassiat, 1989).

1 - 2 - 3 - Evolution des passes

Aux avancées et reculs de la flèche se superpose une évolution complexe de la position et du nombre des passes (Figure 5). Une passe est dite ouverte lorsque le seuil d'entrée atteint une profondeur de -5 m sur la barre (Bouchet, 1990). Un « cycle » d'évolution a été mis en évidence depuis 1826, caractérisé par l'ouverture d'une passe dite Nord tous les 80 ans. Ce cycle a été observé à deux reprises : à partir d'une configuration présentant une unique passe « Sud » le long de la côte, on assiste à l'ouverture d'une passe « Nord » au droit de la Flèche

du Cap Ferret (1826, 1905, 1987). Sous l'effet de la dérive littorale, l'orientation de la passe Sud se décale de l'Ouest-Sud-Ouest vers le Sud-Sud-Ouest. La passe Nord devient fonctionnelle lorsque l'orientation de la passe Sud atteint 215°. La passe Nord poursuit elle aussi sa progression vers le Sud pour finalement rejoindre la passe Sud. Une seule passe médiane est alors fonctionnelle (1854, 1965). Elle continue sa progression vers le Sud pour atteindre la latitude de la Salie (1923, 1990), tandis que la passe Nord s'ouvre.

On peut associer ce schéma d'évolution des passes à la dérive littorale et à la position de la Flèche du Cap Ferret en ne considérant pas uniquement le trait de côte de la flèche, mais également les bancs immergés dans la région des passes. On constate alors que le décalage des passes vers le Sud est la conséquence de l'avancée de ces bancs par lesquels transite la dérive littorale. L'ouverture de la passe Nord correspond à son tour au « détachement » du banc d'Arguin de l'extrémité de la Flèche, et s'apparente au phénomène de brèche décrit par Friedrichs et al. (1993, voir chapitre 3). Rappelons à ce propos l'analyse d'Orgeron (1974), qui conclut que la vitesse de migration des bancs est à peu près constante (ce qui correspond à l'hypothèse d'une dérive constante), mais que le temps nécessaire pour qu'ils atteignent la côte Sud dépend de la distance entre le Cap Ferret et la pointe d'Arcachon. Orgeron confère en revanche à l'ouverture d'une passe Nord ou à la formation d'un nouveau banc un caractère aléatoire (tout comme l'est d'ailleurs l'ouverture d'une brèche).

1 - 3 - Hydrodynamique

Les paramètres hydrodynamiques fondamentaux pour comprendre le fonctionnement du Bassin d'Arcachon sont la marée et la houle. Bien que leurs caractéristiques soient détaillées dans les chapitres suivant, nous proposons ici une brève description du contexte météorologique et de marées.

La marée présente à Arcachon est une onde semi-diurne bien représentée par sa composante principale M2, la marée moyenne étant la marée de coefficient 70. Le marnage varie de 0.80 m en morte eau (coefficient 20) à 4.60 m en vive eau (coefficient 120), ce qui fait du Bassin une lagune méso-tidale. La grande amplitude des marées est à l'origine de forts courants dans la région des passes, puisque des vitesses de l'ordre de 5 noeuds (2.5 m/s) y ont été mesurées en vive eau. Cette intensité explique l'ampleur des phénomènes morphodynamiques en jeu dans cette zone.

La côte aquitaine est par ailleurs soumise à un régime de houle sévère, avec une hauteur significative moyenne légèrement inférieure à 2 m, mais des hauteurs significatives supérieures à 4 m 10 jours par an (hauteur maximale supérieure à 6.40 m). Les houles de Ouest à Nord-Nord-Ouest dominant largement (93%) tandis que les incidences du quadrant Sud-Ouest et du Nord représentent respectivement 2% et 5% (ces chiffres varient légèrement suivant les auteurs). Cette houle est responsable d'une importante dérive littorale globalement dirigée vers le Sud.

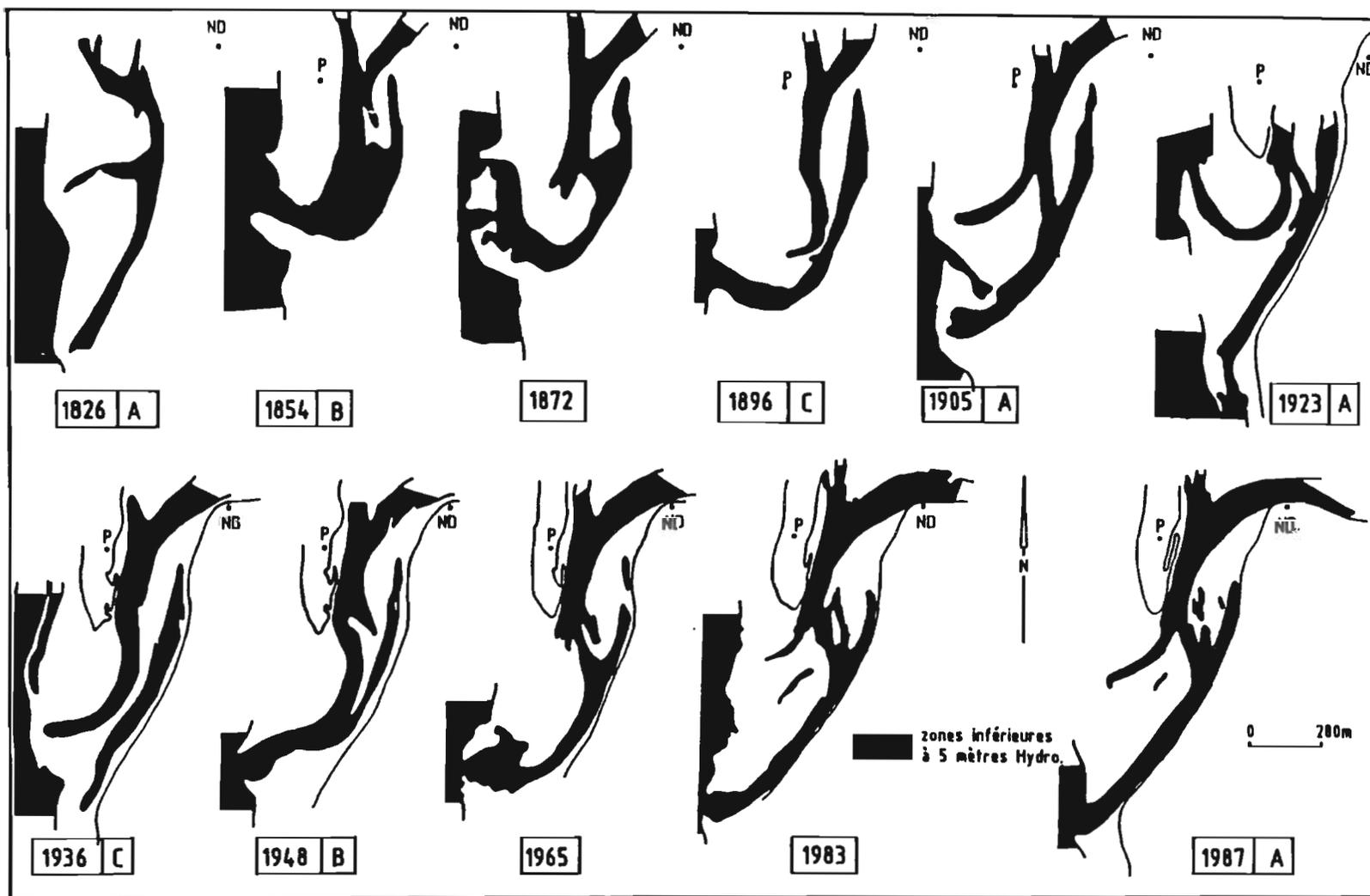


Figure 5 : Evolution morphologique des passes du Bassin d'Arcachon (D'après Gassiat, 1989).

Les apports d'eau douce sont quant à eux très négligeables en comparaison des volumes mis en jeu lors du remplissage et de la vidange du Bassin par la marée : la Leyre, qui contribue principalement aux apports superficiels d'eau douce, apporte en moyenne 660.10^6 m^3 par an, avec des débits variant de 43 à $100 \text{ m}^3/\text{s}$ en période de crue contre 2 à $8 \text{ m}^3/\text{s}$ en période d'étiage. Les autres ruisseaux et fossés de drainage apportent en moyenne 140.10^6 m^3 par an. La moyenne quotidienne d'apports en eau douce s'élève donc à 2 Mm^3 , à comparer aux centaines de Mm^3 du prisme de marée. Cette remarque justifie que nous n'ayions pas tenu compte des apports en eau douce pour considérer l'équilibre du Bassin d'Arcachon.

2 - TECHNIQUES D'ETUDE DE LA MORPHODYNAMIQUE D'UNE EMBOUCHURE TIDALE

L'importance économique et écologique des systèmes lagunaires a motivé depuis de nombreuses années les efforts d'aménagement du littoral destinés à les préserver. Les experts du génie côtier se sont ainsi consacrés à la description, la compréhension puis la prédiction du comportement morphologique de ces systèmes. Cet intérêt remonte au début du XVIIIème siècle, et après 200 ans d'études descriptives ont été développés dans les années 30 les premiers modèles empiriques s'attachant surtout à déterminer les conditions d'équilibre des systèmes lagune - embouchure tidale. Depuis plus de 60 ans, d'innombrables formulations empiriques ont tenté avec plus ou moins de rigueur et de succès de corréliser tous les paramètres morphologiques ou hydrodynamiques permettant de conclure quant à la stabilité d'un système.

A l'heure du développement des modèles physiques, la complexité des phénomènes en jeu dans une embouchure tidale rendant la mise en oeuvre de ces modèles délicate (particulièrement s'agissant d'évolutions morphologiques à long terme), la modélisation mathématique et sa flexibilité se sont révélées séduisantes. Depuis quelques années, les systèmes tidaux sont à la portée des modélisateurs : la plupart des phénomènes physiques complexes présents à leur voisinage (houle, courants, transport sédimentaire, modifications morphologiques) peuvent aujourd'hui être modélisés. Les simulations permettent d'émettre et de vérifier des hypothèses quant au fonctionnement d'une embouchure tidale, de déterminer les paramètres physiques dominants et les lacunes théoriques majeures. De tels modèles permettent également de prédire la réponse d'un système particulier à une modification naturelle ou humaine de l'environnement (répercussion d'une hausse du niveau moyen ou de la construction d'une digue par exemple). Malgré la puissance (toute relative) des ordinateurs d'aujourd'hui, les simulations dites "de processus" ne permettent pas de prédire des phénomènes de très long terme comme les tendances séculaires. La plupart des connaissances empiriques sur l'état d'équilibre des embouchures tidales par exemple ne peuvent être reproduites par ces modèles. Cette limitation fut à l'origine du développement de modèles semi-empiriques.

2 - 1 - Echelles des modèles

On ne peut aujourd'hui prétendre qu'un seul type de modèle permet de fournir toutes les informations morphologiques relatives à tous les systèmes tidaux : "le modèle universel pour la morphodynamique des embouchures tidales n'existe pas et il n'est pas probable qu'il apparaisse dans un futur proche" (De Vriend, 1995).

Une embouchure tidale est un système complexe constitué de deltas de flot et de jusant, de chenaux et de bancs de sable dont la dynamique est entre autres régie par un forçage en partie imprévisible (vent, houle). Son comportement évolue selon une large gamme d'échelles d'espace et de temps, par suite des variations du forçage (cycle de 18.6 ans de l'amplitude de la marée, tempêtes ...), ou en raison de sa constitution propre (migration des chenaux). La complexité de ce comportement et la variété d'échelles à considérer en font un système particulièrement difficile à modéliser, et un modèle particulier ne pourra décrire que les phénomènes relatifs à l'échelle pour laquelle il aura été conçu (on suppose que temps et espace sont corrélés puisque les phénomènes de grande échelle relèvent d'une échelle de temps plus longue que les phénomènes de petite échelle, De Vriend, 1991).

On peut distinguer selon la nomenclature de De Vriend (1995) les échelles suivantes :

- la micro-échelle (échelle des processus) concerne les processus physiques constitutifs agissant à une échelle notablement plus courte que le comportement morphodynamique correspondant (houle, courant, transport sédimentaire, dont les effets sont à l'échelle dite morphodynamique).
- la méso-échelle (échelle dynamique) concerne le comportement morphodynamique "primaire" dû à l'interaction entre les processus constitutifs et la topographie. Cette échelle est généralement notablement plus longue que celle desdits processus physiques (propagation de corps sédimentaires, engraissement et migration des chenaux).
- la macro-échelle (échelle de tendance) concerne les tendances lentes à une échelle de temps encore plus longue que les comportements morphodynamiques primaires. Ces tendances peuvent être dues aux variations séculaires de comportement inhérent au système (migration cyclique des chenaux dans une embouchure) ou à l'évolution progressive des forçages extérieurs (subsidence, évolution du marnage, élévation du niveau moyen de la mer).

A cette variété d'échelles correspondent divers types de modèles qui peuvent être classés en 3 catégories :

- les modèles empiriques, appropriés pour l'échelle de tendance,
- les modèles semi-empiriques, pour les échelles de tendance et, dans une moindre mesure, l'échelle dynamique,
- les modèles de processus, particulièrement applicables aux échelles de processus et dynamique.

Les sections suivantes décrivent les principes de ces types de modèles.

2 - 2 - Modèles empiriques

2 - 2 - 1 - modèles géostatistiques

Les modèles géostatistiques représentent la « première génération » des modèles empiriques. Ils consistent principalement, à partir de mesures, à établir des coefficients de régression linéaire entre les paramètres caractéristiques du système. L'hypothèse sous-jacente de ce genre de modèle est que ces paramètres continueront à évoluer dans l'avenir comme par le passé. La condition de leur validité en tant qu'outils de prédiction est de plus la pérennité des processus qui ont conduit au comportement observé jusqu'alors.

Une autre forme de modèle géostatistique consiste à appliquer à un nouveau site les règles d'évolution déduites de l'observation d'un autre, principalement à la suite de travaux d'aménagement. Cette approche n'est justifiée que si les 2 systèmes montrent une réponse similaire à la même perturbation, ce qui demeure délicat à établir.

Ces modèles concernent uniquement les phénomènes de macro-échelle, comme l'évolution historique ou géologique d'une lagune ou d'un profil de côte.

Leur apparente simplicité ne doit cependant pas faire oublier la complexité d'une embouchure tidale et des processus qui régissent son évolution, et leur utilisation requiert une connaissance approfondie des mécanismes physiques qui les rend tout aussi délicats à manier que les modèles de processus.

2 - 2 - 2- Relations d'équilibre

Les premières corrélations entre divers paramètres géométriques ou hydrodynamiques de lagunes tidales (prisme de marée, sections des chenaux, vitesse des courants de marée ...) ont été mises en évidence par O'Brien (1931,1969). La littérature abonde d'études destinées à confirmer ou affiner les premières relations établies (Jarrett, 1976 ; O'Connor et al., 1990 pour ne citer qu'eux), ou à en trouver d'autres faisant intervenir la dérive littorale (Bruun et Gerritsen, 1960), la surface des bancs découvrants (Van Dongeren et De Vriend, 1994 ; Bakker et De Vriend, 1995), le volume du delta de jusant (Walton et Adams, 1976 ; Oertel, 1988 ; Eysink, 1990 ; De Vriend et al., 1994 ; De Vriend, 1995) sans toujours donner priorité cependant aux mécanismes physiques éventuellement à l'origine de telles relations (cf. Bruun ou Van Dongeren dont l'attitude demeure très réservée et critique quant à la rigueur et la multiplicité de ces études).

Cependant, quelles que soient les explications physiques dissimulées derrière ces relations, la considérable étendue géographique de leur domaine de validité montre qu'elles caractérisent un état d'équilibre, sans quoi la dispersion des résultats serait sans doute beaucoup plus grande (De Vriend, 1995).

2 - 3 - Modèles semi-empiriques

Les modèles de processus fondés sur l'intégration des équations de comportement demeurent certes les plus précis, mais leur application au long terme requiert une compréhension des interactions non-linéaires et l'identification des processus physiques dominants, connaissances qui dépassent encore l'état de l'art.

Tandis que la recherche progresse dans ce domaine, il est donc intéressant d'approfondir une approche permettant d'agréger les données de terrain fournies par les relations empiriques d'équilibre et la théorie (équation de conservation). Les résultats empiriques étant par essence approximatifs, ces modèles semi-empiriques considèrent dans leur ensemble les principales entités constitutives du système, i.e. le bassin, les chenaux, le delta de jusant et les bancs de sable. Nous ne développerons pas dans le détail ces types de modèles, mais nous utiliserons par la suite leurs résultats afin d'expliquer certains mécanismes de comportement (Escoffier, 1940 ; Di Silvio, 1989 ; van de Kreeke, 1990a, b ; Friedrichs et al., 1993 ; Van Dongeren et De Vriend, 1994 ; De Vriend et al., 1994 ; Bakker et De Vriend, 1995).

2 - 4 - Modèles de processus

Le comportement d'une embouchure tidale, quelle que soit l'échelle de temps considérée, résulte des mouvements de l'eau et du sable. Cette observation constitue le fondement des modèles de processus : la description des processus hydrodynamiques et sédimentaires élémentaires doit en effet permettre de simuler le comportement observé. Malgré le développement rapide des outils de calculs, l'application de ce type de modèles à des embouchures tidales demeure limitée. De Vriend (1995) attribue cette pauvreté à la complexité des mécanismes impliqués et à leurs interactions. L'appel à des modèles empiriques ou paramétriques pour représenter des phénomènes mal connus (turbulence, transport par exemple) introduit des approximations dont les effets sur le long terme sont difficiles à estimer.

Les modèles de processus sont constitués de plusieurs modules décrivant les courants, la houle et le transport sédimentaire. Si l'interaction entre ces modules et l'évolution topographique n'est pas prise en compte, le modèle représente des conditions initiales de sédimentation ou d'érosion (« ISE-models : Initial Sedimentation-Erosion »). Ces conditions ne peuvent être extrapolées pour du plus long terme : l'interaction avec l'évolution des fonds doit pour ce faire être considérée, et le modèle alors utilisé est communément appelé modèle morphodynamique à moyen ou long terme (« MTM ou LTM-model »). Dans les deux cas, chacun des modules constitutifs du modèle général doit simuler avec suffisamment de précision le processus qu'il décrit. Une difficulté inhérente à la morphodynamique provient du fait que l'utilisation conjointe de deux modules calibrés individuellement (houle et marée par exemple) ne fournira pas nécessairement des résultats corrects (De Vriend, 1995).

Les chapitres suivants décriront les modules de courant, de houle et de transport susceptibles de constituer un modèle morphodynamique, puis détailleront ceux que nous avons utilisés dans le cadre de l'étude du Bassin d'Arcachon.

2 - 5 - Etudes morphodynamiques du Bassin d'Arcachon

Parallèlement aux descriptions du comportement complexe du Bassin d'Arcachon par des géologues et des géographes, un modèle physique a été consacré à l'étude de son évolution morphologique par le Laboratoire Central Hydraulique de France (LCHF, 1973). Le principal résultat concernant la dynamique de la zone des passes relie la configuration des chenaux à la différence de transit littoral entre le Nord et le Sud de l'embouchure :

- en situation dite « normale », caractérisée par la prédominance d'une seule passe, l'intégralité de la dérive littorale observée au Nord de l'embouchure transite vers le Sud : le delta de jusant n'intercepte pas de sédiments et son volume reste constant.
- lorsque 2 passes sont actives, la dérive observée au Sud de l'embouchure est extrêmement restreinte : on assiste à la formation de cônes de sédiments au débouché des nouvelles passes, qui couvrent les fonds sur une épaisseur de l'ordre de 10 m. Le volume du delta de jusant augmente alors, et le déficit de sédiments sur la côte Sud induit une érosion des rivages voisins de la Pointe d'Arcachon.

Ces conclusions sont conformes aux descriptions du comportement des embouchures tidales décrites à l'aide de modèles empiriques (voir Chapitre 3). Le modèle physique ne semble cependant pas avoir été mis à profit pour représenter les avancées et reculs du Cap Ferret en relation avec la dérive littorale, ni la migration des bancs et des chenaux.

Plus récemment, L'Yavanc (1995) a effectué une bathymétrie complète de l'intérieur du bassin afin de comparer la situation actuelle à celle décrite par les levés de Bouquet de la Grye et Caspari (1865). Ses conclusions détaillent celles décrites précédemment par Bouchet (1968, 1990) quant à la simplification du réseau de chenaux en général, le comblement progressif des chenaux de liaison et l'orientation d'un nouvel axe hydrologique empruntant le chenal de Mapouchet en érosion. Un bilan de sédimentation et d'érosion montre que les parties hautes de la lagune sont globalement en voie de sédimentation, excepté le delta de la Leyre, tandis que le Sud-Ouest du bassin se creuse. L'érosion est particulièrement significative dans le chenal de Mapouchet où elle atteint de 10 à 15 m, et surtout au Sud-Ouest de la rade d'Eyrac, au large de Bélisaire, où elle dépasse 15 m. Le volume du bassin aurait ainsi augmenté de 14.4 Mm^3 en 130 ans, ce qui représente 8% de son volume minimal et 4.5% de son volume à mi-marée.

Aucune étude prédictive sur le Bassin d'Arcachon n'a été effectuée à ce jour. Les constats d'évolution sont nécessaires, mais non suffisants à la compréhension des mécanismes responsables de telle ou telle caractéristique de l'évolution de la lagune. Il est bien sûr délicat de mettre en évidence à long terme des relations entre des paramètres qui n'ont pu être mesurés que depuis peu, ou dont le degré d'incertitude est trop important (ce qui peut être le cas pour des mesures anciennes). La détermination de processus d'évolution est par exemple l'objet du travail de Michel (1996) concernant la migration du banc du Pineau. Il s'agit d'un travail de grande ampleur ne serait-ce que pour étudier une partie restreinte de la zone des passes. Il serait certainement profitable de conduire une étude similaire afin de relier les phases d'avancée et de recul de la Flèche du Cap Ferret aux conditions de houle dont on dispose, et l'ouverture d'une passe Nord à d'éventuelles conditions extrêmes. Une telle recherche requerrait entre autres un travail d'archives considérable. L'intérêt du modèle mathématique est alors de représenter l'évolution morphologique consécutive à la modification d'un unique paramètre afin d'en déduire le rôle particulier.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CHAPITRE 1

- Bakker, W.T., De Vriend, H.J., 1995, Resonance and morphological stability of tidal basins, *Marine Geology*, Vol. 126, pp. 5-18
- Bouchet, J.M., 1968, Etude océanographique des chenaux du Bassin d'Arcachon, Thèse d'Etat, Faculté des sciences de l'Université de Bordeaux, N° 212, T1
- Bouchet, J.M., 1974, Evolution, hydrologie, écologie du Bassin d'Arcachon, in *Bulletin I.G.B.A.*, n°15, pp. 15-30
- Bouchet, J.M., 1990, Evolution du Bassin d'Arcachon et des conditions de navigation, Actes de Colloque, Société historique d'Arcachon, pp. 69-81
- Bruun, P., Gerritsen, F., 1960, Natural bypassing of sand at coastal inlets, *Journal of the Waterways and Harbors Division*, Vol. 85, pp. 75-107
- Caspari, E., 1872, Rapport sur l'exploration des passes d'Arcachon.
- De Vriend, H.J., 1995, Mathematical modelling of meso-tidal barrier island coasts, Part I : Empirical and semi-empirical models, *Marine Geology*, Vol. 60
- De Vriend, H.J., 1995, Mathematical modelling of meso-tidal barrier island coasts, Part II : process-based simulation models, *Marine Geology*, Vol. 60
- De Vriend, H.J., Bakker, W.T., Bilse, D.P., 1995, A morphological behaviour model for the outer delta of mixed-energy tidal inlets, *Coastal Engineering*, N° 23(3/4), pp. 305-327
- Escoffier, F.F., 1940, The stability of tidal inlets
- Eysink, W.D., 1990, Morphologic response of tidal basins to changes, in : B.L. Edge (editors) *Proc. 22nd Int. Conf. Coastal Engineering*, Delft. ASCE, New York, pp. 1948-1961
- Friedrichs, C.T., Aubrey, D.G., Gies, G.S., Speer, P.E., 1993, Hydrodynamic modeling of a multiple-inlet estuary-barrier system : insight into tidal inlet formation and stability, *Formation and Evolution of Multiple Tidal Inlets*, Coastal and Estuarine Studies, Vol. 44, pp. 95-112, AGU
- Gassiat, L., 1989, Hydrodynamique et évolution sédimentaire d'un système lagune-flèche littorale. Le Bassin d'Arcachon et la flèche du Cap Ferret. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.
- Jarrett, J.T. 1976, Tidal prism area relationships, US Army Corps of Engineers, GITI report N° 3, 32 pages
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1973, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations complémentaires en nature, Rapport Général, Mars 1973
- L'Yavanc, J., 1995, Evolution bathymétrique et morphologique du Bassin d'Arcachon, Rapport Interne Ifremer DEL/95.12 Brest

- Manaud, F., 1971, L'évolution morphologique récente du Bassin d'Arcachon, Thèse de Géographie, Faculté de Lettres et Sciences Humaines de Bordeaux, 101 pp.
- O'Brien, M.P., 1931, Estuary Tidal Prisms Related to Entrance Areas, Civil Engineering, Vol. 1, N° 8, 1931, pp. 738-739
- O'Brien, M.P., 1969, Equilibrium Flow Areas of Inlets in Sandy Coasts, Journal of Waterways and Harbors Division, American Society of Civil Engineers, Vol. 95, N° WW1, Feb. 1969, pp. 43-52
- O'Connor, B.A., Nicholson, J., Rayner, R., 1990, Estuary geometry as a function of tidal range, Proc. 22nd. ICCE, ASCE, Delft, pp. 3050-3062
- Oertel, G.F., 1988, Processes of Sediment exchange between Tidal Inlets, Ebb Deltas and Barrier Islands, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp 297-318
- Orgeron, 1974, Sédimentologie des passes d'entrée du Bassin d'Arcachon, Bulletin I.G.B.A., n°15, pp 31-51
- Thauront, F., 1994, Les transits sédimentaires subtidaux dans les passes internes du Bassin d'Arcachon, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I
- Van de Kreeke, J., 1990, Can multiple tidal inlets be stable? Estuarine, Coastal and Shelf Science, Vol. 30, pp. 261-273
- Van de Kreeke, J., 1990, Stability analysis of a two-inlet bay system, Coastal Engineering, Vol. 14, pp. 481-497
- Van Dongeren, A.R., De Vriend, H.J., 1994, A model of morphological behaviour of tidal basins, Coastal Engineering, N° 22, pp. 287-310
- Walton, T.L., Adams, W.D., 1976, Capacity of inlet outer bars to store sand, Proc. 15th Conference in Coastal Engineering, ASCE, pp. 1919-1937

CHAPITRE 2

Modèle hydrodynamique

INTRODUCTION

Le fondement du modèle morphodynamique est le modèle hydrodynamique dont le rôle premier est de fournir hauteurs d'eau et courants en fonction de l'heure et du coefficient de marée. Les courants de marée sont en effet les principaux responsables du transport sédimentaire à l'intérieur du bassin et dans les passes. L'outil numérique résout les équations de propagation de l'onde de marée à partir de conditions de hauteurs données sur le pourtour du modèle. Ces résultats résultent d'approximations, et il convient de les comparer à des mesures afin d'évaluer la fiabilité du modèle.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description du modèle hydrodynamique et des résultats généraux qu'il fournit : niveaux et vitesses des courants, mais aussi quelques résultats simples relatifs à l'hypsométrie du bassin. La seconde partie propose une comparaison des résultats de simulation (niveaux, vitesses des courants et temps de propagation) aux mesures effectuées depuis une vingtaine d'années en des points de l'intérieur du Bassin et des Passes.

1 - DESCRIPTION ET RESULTATS DU MODELE HYDRODYNAMIQUE

Le modèle hydrodynamique du bassin d'Arcachon constitue, avec le modèle de houle, l'un des fondements du modèle morphodynamique. En effet, à partir de la topographie et des conditions aux limites de marée, c'est lui qui fournira les vitesses des courants susceptibles de déplacer les sédiments dans la zone des passes ou à l'intérieur du bassin.

Ce modèle a été développé en 1993 par Salomon et Breton au laboratoire à des fins opérationnelles. Son objectif premier était de fournir une description synthétique des mécanismes régissant le bassin, en apportant une vision plus globale et homogène des comportements physiques que celle permise par des mesures éparses. Le choix s'est alors porté vers un modèle bidimensionnel permettant une mise en oeuvre rapide et peu coûteuse en temps de calcul. Un modèle tridimensionnel ou à maille plus fine requerrait en effet pour un site de l'emprise du bassin d'Arcachon l'utilisation prolongée d'ordinateurs puissants. Le modèle hydrodynamique ne représentant que l'une des étapes constitutives du modèle morphodynamique global, le gain de temps que représente un calcul bidimensionnel se révélait indispensable à son application pour des simulations morphodynamiques.

Les hypothèses simplificatrices du calcul impliquent nécessairement une schématisation dont nous devons tenir compte pour comparer les résultats du modèle aux mesures lorsqu'elles existent, ou pour interpréter les résultats prédictifs.

La description des résultats du modèle (parties 1-2 et 1-3) s'inspire en grande partie d'une étude effectuée par les auteurs du modèle (Salomon et Breton, 1995).

1 - 1 - Description du modèle

Le comportement dynamique d'un fluide peut être décrit par les principes fondamentaux de la mécanique newtonienne, i.e. les lois de conservation de la quantité de mouvement et de la masse. Quelques hypothèses supplémentaires conduisent aux équations dites de Navier-Stokes :

- hypothèse de Boussinesq : variations de masse volumique ρ négligeables sauf dans les termes de pesanteur où apparaît le terme ρg ,
- on néglige les forces astrales,
- on suppose les accélérations verticales négligeables devant l'accélération de la pesanteur (hypothèse quasi-hydrostatique).

Les équations de Navier-Stokes dans leur intégralité sont insolubles analytiquement. En zone côtière, il est commun de les simplifier en les intégrant sur une ou deux directions spatiales. L'intégration sur la coordonnée verticale fournit les équations dites de Saint-Venant :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_0}{\partial x} - g \frac{u \sqrt{u^2 + v^2}}{k^2 H^{4/3}} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\tau_x}{\rho H}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_0}{\partial y} - g \frac{v \sqrt{u^2 + v^2}}{k^2 H^{4/3}} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\tau_y}{\rho H}$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0$$

u, v	=	composantes suivant les coordonnées x et y de la vitesse moyennée sur la verticale
f	=	paramètre de Coriolis
ρ	=	masse volumique du fluide (kg/m^3)
g	=	gravité (m/s^2)
H	=	hauteur d'eau (m)
ζ	=	élévation de la surface libre(m)
P_0	=	pression atmosphérique (N/m^2)
ε	=	composante du tenseur de cisaillement horizontal (m^2/s)
k	=	coefficient de frottement de Strickler ($\text{m}^{1/3}/\text{s}$)
τ_x, τ_y	=	composantes de la tension de cisaillement exercée par le vent (N/m^2)

Le modèle hydrodynamique bi-dimensionnel horizontal consiste à résoudre numériquement ces équations de comportement. Le fonctionnement du modèle est régi par les trois éléments principaux qui le constituent : le schéma numérique, la bathymétrie et les conditions aux limites, que nous allons décrire ici sommairement.

1 - 1 - 1 - Schéma numérique

Le schéma numérique utilisé, fondé sur les différences finies, est un schéma « implicite en direction alternée » (ADI). La grille de calcul correspondante (Figures 1 et 2) est de type C : chaque maille est décrite par deux profondeurs h_x et h_y représentant des seuils pour l'écoulement dans les directions x et y respectivement. Chaque maille est ainsi limitée par un seuil sur chaque côté. Les différences de niveau de ces seuils permettent de représenter dans chaque maille la pente du fond.

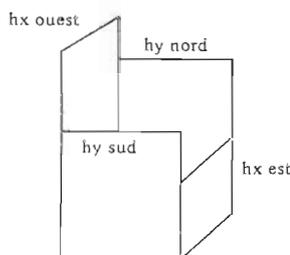


Figure 1 : Représentation du fond : la hauteur d'eau est définie dans chaque maille par les hauteurs $h_{x,est}$ et $h_{y,nord}$

Les composantes Ouest-Est et Sud-Nord des vitesses (notées u et v) sont calculées respectivement au droit de $h_{x,est}$ et $h_{y,nord}$. La surélévation ζ de la surface est calculée au centre de la maille.

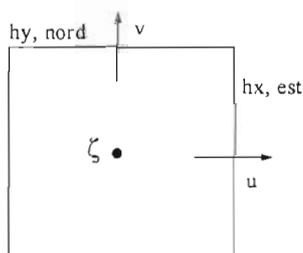


Figure 2 : Points de calcul des vitesses u, v et du niveau ζ dans une maille

Le principe du schéma ADI consiste à calculer à chaque demi-pas de temps la valeur de la vitesse dans une direction en utilisant pour la vitesse dans l'autre direction la valeur obtenue au demi-pas de temps précédent. On calcule ainsi alternativement les vitesses u et v en des temps différents.

La grille de calcul est constituée sur toute l'emprise du modèle de mailles carrées et régulières de 250 m de côté. Les limites géographiques du modèle étant comprises entre les coordonnées

limite Nord : 44°46'44" Nord
limite Sud : 44°27'52" Nord
limite Ouest : 1°22'24" Ouest
limite Est : 1°00'55" Ouest,

la dimension de la matrice de calcul est de 115 sur 142, soit 16330 valeurs.

1 - 1 - 2 - Bathymétrie

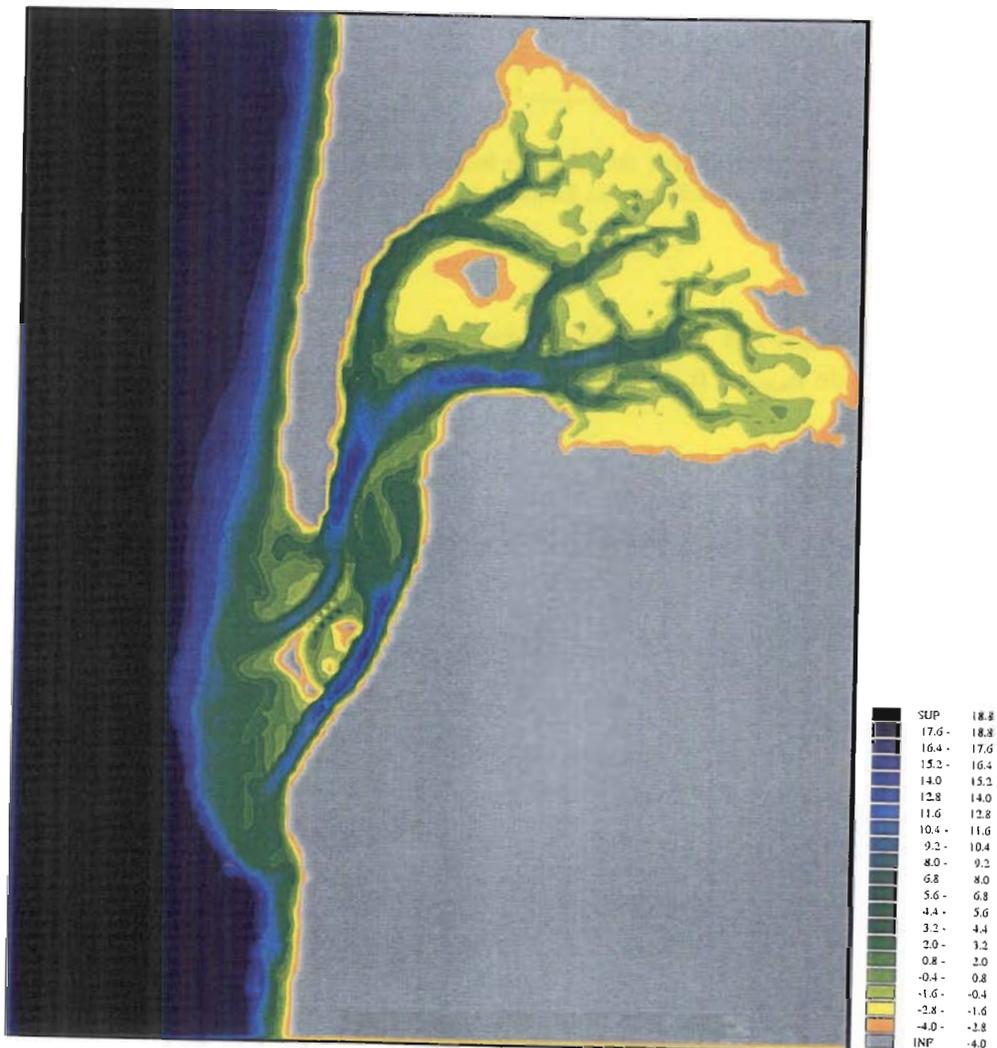


Figure 3a : Topographie du Bassin d'Arcachon.

La bathymétrie utilisée résulte de la compilation de plusieurs sondages effectués à différentes dates. L'Yavanc a réalisé en 1993 un levé complet de l'intérieur du bassin, jusqu'au parallèle 268000 (coordonnées Lambert III, soit 44°39'28 Nord). Le chenal du Ferret au Sud de Bélisaire ainsi que les passes Nord et Sud ont été cartographiés à la demande du Service Maritime et Navigation de la Gironde par le Port Autonome de Bordeaux pour le compte du département de la Gironde en Juillet 1993. Les levés de 1993 ne comprenant pas les zones de brisants ni les bancs, L'Yavanc a complété les parties manquantes avec les sondages du Port Autonome de Bordeaux de 1988. Les fonds de l'extérieur du Bassin proviennent des cartes SHOM n°6766 jusqu'à 1°19'50 de longitude Ouest (sondages du SHOM de 1965 et 1967, corrigés par les sondages du Port autonome de Bordeaux en 1983) et n°7070 au-delà (levés du SHOM réalisés entre 1960 et 1964).

La bathymétrie du modèle a été construite par pondération de toutes ces sondes afin de définir pour chaque maille deux valeurs de profondeur. Les éventuelles incohérences résultant de cette opération ont été corrigées manuellement par l'équipe du laboratoire Ifremer d'Arcachon (Figure 3).

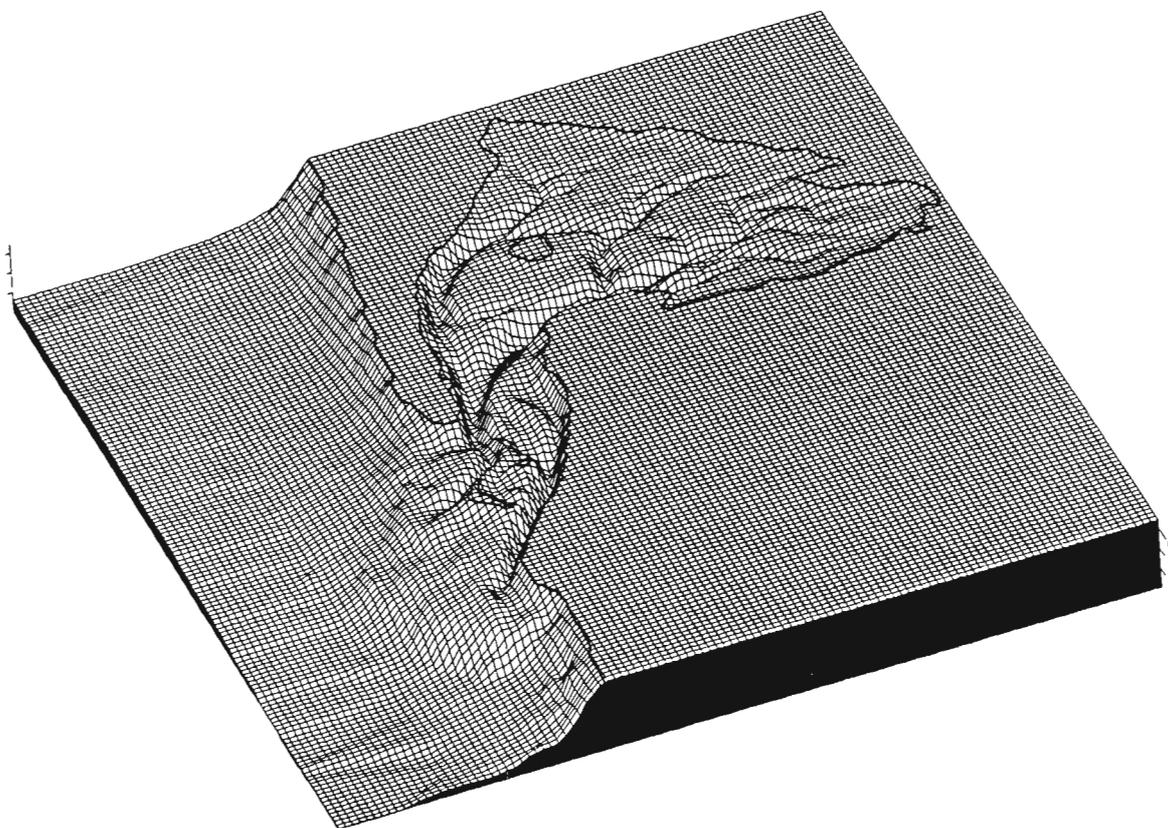


Figure 3b : Maillage utilisés dans le modèle.

La taille de la maille ne permet pas de reproduire dans les détails les enchevêtrements complexes de chenaux dans le fond du bassin. Cette approximation de topographie interdit par conséquent toute étude de petite échelle dans les chenaux étroits, et ne pourra permettre la reproduction de phénomènes physiques de longueur d'onde caractéristique inférieure à 500 m. Ces restrictions ne seront pas pénalisantes pour l'étude morphodynamique des passes, pour lesquelles la maille de 250 m est suffisamment fine. Il faudra en revanche garder en tête ces limitations lors de la comparaison des résultats du modèle avec des mesures de courant à l'intérieur du bassin.

1 - 1 - 3 - Conditions aux limites

Les modèles répondent aux forçages imposés au long de leurs limites océaniques et côtières. Le principe d'utilisation de modèles d'approche consiste à utiliser vitesses et niveaux qu'ils fournissent le long d'une frontière choisie afin de forcer le modèle plus petit (Figure 4).

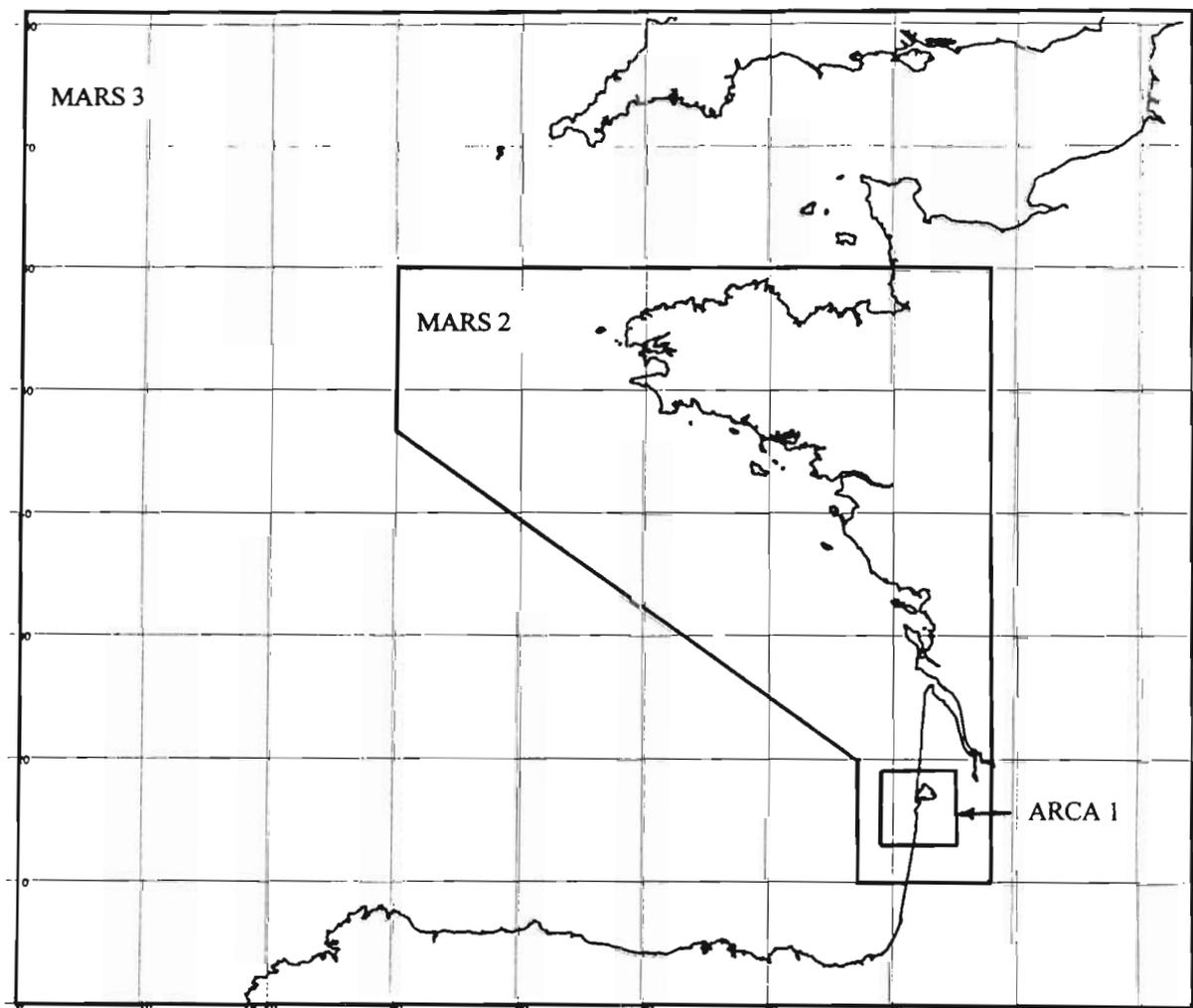


Figure 4 : Principe des modèles « gigogne » : Emprises des modèles MARS3, MARS2 et ARCA1.

Le premier modèle utilisé pour l'obtention des conditions aux limites est le modèle MARS3 (Lazure, 1993), modèle bi-dimensionnel dont l'emprise s'étend de 43° à 51° de longitude Nord, et de 12° Est à 1°57' Ouest de latitude. Son étendue requiert une résolution des équations de conservation en coordonnées polaires (r, λ, φ) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{uv}{r} \tan \varphi - fv &= -\frac{g}{r \cos \varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + V_\lambda \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{u^2}{r} \tan \varphi + fu &= -\frac{g}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} + V_\varphi \end{aligned}$$

Les mailles du modèles sont de dimensions $\Delta\varphi = 6'$ en latitude et $\Delta\lambda = 9'$ en longitude, soit en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{aligned} \Delta x &= R \times \Delta\lambda \times \cos \varphi \\ \Delta y &= R \times \Delta\varphi \end{aligned}$$

où R représente le rayon terrestre. Pour la latitude moyenne du modèle (47°), les mailles couvrent donc 11.3 km \times 11.1 km. Les conditions aux limites de ce modèle sont fournies à partir de l'amplitude et de la phase de M_2 citées dans la littérature. Les niveaux sont modulés en fonction des coefficients afin de rendre compte de l'alternance des mortes eaux et vives eaux :

$$\zeta = A_0 + A_{M_2} \frac{\text{coef}}{70} \cos(\omega t - \varphi_{M_2})$$

A_0 est le niveau moyen local, A_{M_2} et φ_{M_2} sont respectivement la phase et l'amplitude de M_2 , ω sa fréquence et *coef* représente le coefficient de la marée. L'inconvénient de cette approximation (on ne considère pas les ondes $S_2, K_2, N_2 \dots$) réside dans l'erreur commise sur les heures des marées à la côte : toutes les marées modélisées ont une durée uniforme de 44712 s, ce qui induit des décalages avec les heures des pleines et basses mers observées. En revanche, cette approximation n'affecte pas les hauteurs, qui sont elles reproduites avec une précision de l'ordre du centimètre (Lazure, communication personnelle).

Les niveaux fournis par ce premier modèle sont conservés sur les limites du second modèle MARS2. Ce modèle couvre l'intégralité du plateau continental du Golfe de Gascogne, et est limité à l'Ouest par l'isobathe des 200m. Ses coordonnées extrêmes sont 43°50' à 49° de latitude Nord et 3° à 7° de longitude Ouest. L'emprise de MARS2 permet une résolution cartésienne sur une grille de mailles carrées (5 km \times 5 km). Ses résultats fournissent les conditions aux limites en hauteurs et en vitesses utilisées par ARCA1. Deux loupes supplémentaires (ARCA2 et ARCA3) conduisent à la grille que nous utiliserons finalement tout au long de cette étude.

1 - 1 - 4 - Paramètres du modèle

Les paramètres du modèle sont d'une part le coefficient de Strickler k choisi pour représenter le frottement sur le fond, et d'autre part le coefficient de dispersion ϵ contrôlant la diffusion. L'ajustement du coefficient de Strickler autour des valeurs citées dans la littérature (dans le cas où on ne dispose pas de mesures de frottement comme c'est le cas ici) s'effectue en comparant les hauteurs et vitesses simulées aux valeurs mesurées. La valeur de 36 a été utilisée ici, valeur conforme aux valeurs communément utilisées en Atlantique d'une part, et qui d'autre part permet de bien reproduire les variations de hauteur comme nous le verrons plus loin. Le coefficient de diffusion présente quant à lui un caractère plus numérique que physique dans la résolution des équations. Une valeur trop faible induit l'instabilité numérique du modèle tandis qu'une valeur trop élevée surestime la diffusion. La valeur de $25 \text{ m}^2/\text{s}$ est ici utilisée.

1 - 2 - Caractéristiques hypsométriques du bassin

La digitalisation de la bathymétrie permet d'effectuer quelques calculs géométriques simples susceptibles de fournir les premières indications sur le comportement du bassin. On peut ainsi estimer le volume du bassin, sa surface et la section des passes en fonction du niveau d'eau dans le bassin. Afin d'obtenir des résultats comparables aux estimations précédemment citées dans la littérature, nous fixerons pour tous ces calculs la limite du bassin au parallèle du phare du Ferret.

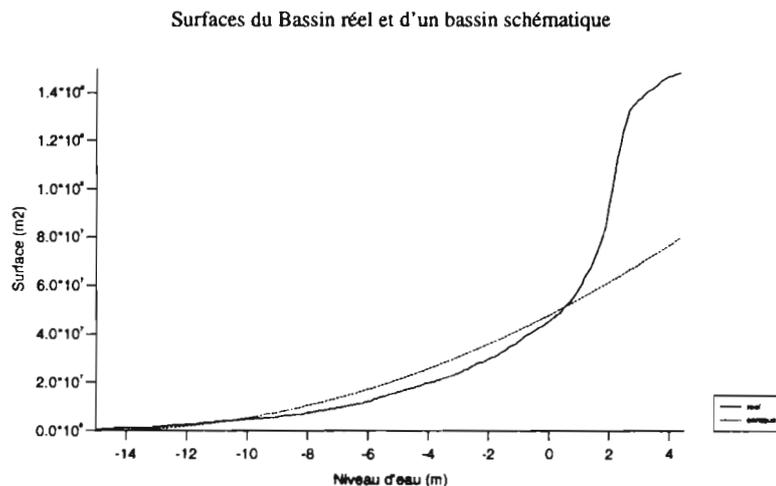


Figure 5 : Evolution de la surface en fonction de la hauteur d'eau pour le Bassin d'Arcachon (limité au parallèle du phare du Ferret) et un bassin conique schématique.

1 - 2 - 1 - Surface du bassin

La surface du bassin (limitée au parallèle du phare du Cap Ferret) est nulle à la cote -17 m, qui représente la profondeur maximale du bassin, et augmente régulièrement jusqu'à la cote 0 où elle vaut 45 km^2 - ce qui correspond à la surface des chenaux -, puis elle augmente brusquement entre la cote zéro et 2.50 m (soit à peu près le niveau moyen) où elle atteint 124 km^2 , pour poursuivre plus lentement son ascension jusqu'à sa valeur maximale de 148 km^2 . La comparaison de cette courbe avec la courbe d'évolution de la surface d'un bassin conique permet de décrire la concavité ou la convexité des fonds (Figure 5). Sous la cote des -4 m, les fonds réels sont inondés moins vite que les fonds du bassin conique, ce qui traduit leur concavité. Cette tendance s'inverse ensuite : les fonds deviennent légèrement convexes jusqu'au niveau zéro, puis nettement convexes jusqu'à 2.50 m. La courbure s'inverse alors et les fonds sont de nouveau concaves. La surface inondable n'augmente quasiment plus au-delà des plus hautes eaux.

1 - 2 - 2 - Volume du bassin

Le volume du bassin (limité au parallèle du phare du Cap Ferret) augmente d'une valeur nulle à -17 m pour atteindre au niveau zéro 198 Mm^3 , soit le volume des chenaux (Figure 6). Le volume au niveau moyen (2.30 m) vaut 350 Mm^3 , niveau à partir duquel la croissance du volume ralentit et devient linéaire (ce qui concorde avec la concavité des fonds) pour atteindre finalement 641 Mm^3 à la cote 4.50 m.

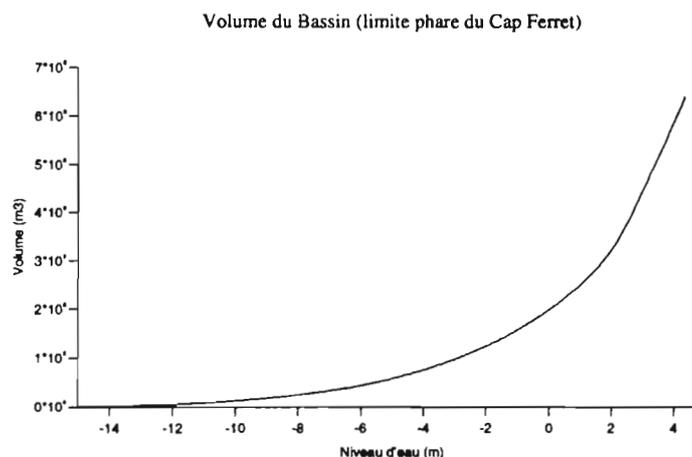


Figure 6 : Evolution du volume dans le bassin en fonction de la hauteur d'eau.

1 - 2 - 3 - Section mouillée

L'évolution de la section mouillée avec la hauteur d'eau varie beaucoup selon la latitude choisie (Figure 7). La section située à l'extrémité du cap Ferret par exemple présente une évolution à peu près quadratique jusqu'au niveau -1 m, ce qui correspond à l'évolution d'une section triangulaire ou trapézoïdale, puis linéaire au-dessus, c'est-à-dire comparable à

l'évolution d'une section rectangulaire. En revanche, la courbe d'évolution de la section prise au niveau du phare présente trois tronçons linéaires bien distincts : la section atteint 5800 m^2 à -8 m suivant une pente de $750 \text{ m}^2/\text{m}$, puis la pente passe à $1285 \text{ m}^2/\text{m}$ jusqu'à la cote -1 m où la section vaut 14800 m^2 pour ensuite atteindre 29700 m^2 à la pleine mer de grande vive eau, avec une pente de $2760 \text{ m}^2/\text{m}$.

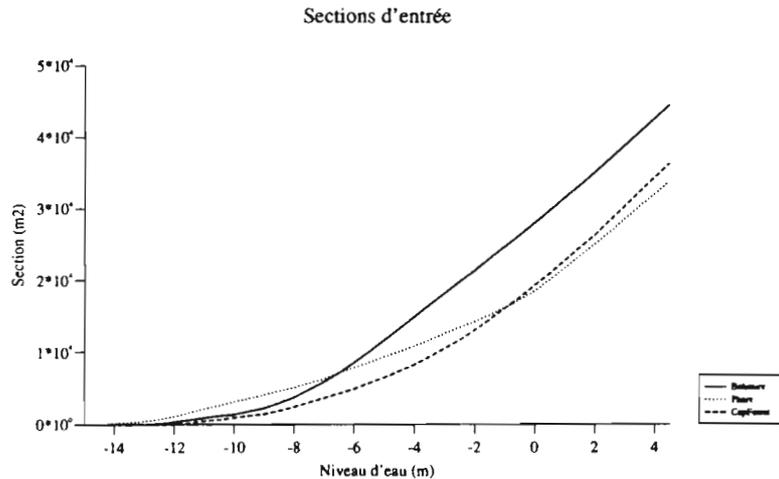


Figure 7 : Variations de la section mouillée en fonction de la hauteur pour 3 limites différentes : parallèle de Bélaire (trait plein), parallèle du phare (pointillés) et pointe du Cap Ferret (tirets).

1 - 2 - 4 - Influence d'une variation du niveau moyen

Il est intéressant de considérer simplement ces paramètres géométriques afin de déterminer les répercussions d'une modification du niveau moyen sur la dynamique du bassin. Un paramètre caractéristique est alors le rapport entre le prisme de marée, c'est-à-dire le volume d'eau introduit dans le bassin au cours d'une demi-marée, et la section d'entrée sous le niveau moyen, divisé par la durée de la mi-marée. Ce paramètre a donc la dimension d'une vitesse « moyenne » d'écoulement au travers de la section d'écoulement :

$$\bar{V} = \frac{2\Omega}{TA_{\text{MSL}}}$$

où Ω représente le prisme de marée, A_{MSL} la section sous le niveau moyen et T la période de la marée. On peut faire ici l'approximation que le prisme de marée équivaut à la différence de cubature entre le niveau des plus basses mers et celui des plus hautes mers.

Nous avons effectué ces calculs au droit du parallèle et du méridien du phare du Ferret, c'est-à-dire respectivement en excluant et en incluant les passes (en l'absence de données topographiques à terre, nous avons considéré uniquement des variations du niveau marin au-dessous du niveau actuel). On constate que si on considère le bassin seul, une augmentation du niveau moyen induit une augmentation du prisme de marée qui n'est pas compensée par

l'augmentation de la section mouillée. Les vitesses moyennes au droit du phare augmentent alors (Figure 8) et deviennent susceptibles d'éroder les fonds afin de donner à la section mouillée une valeur compatible avec le nouveau prisme. Si on considère le bassin et les passes, la tendance est inverse, et une diminution du niveau moyen provoque une augmentation des vitesses dans les passes. Cette différence de comportement tient ici uniquement à la différence de géométrie des sections mouillées entre l'intérieur et l'extérieur des passes. Notons que nous avons ici considéré un marnage constant, et qu'il faudrait simuler plus rigoureusement une variation du niveau moyen pour prétendre conclure sur ses répercussions.

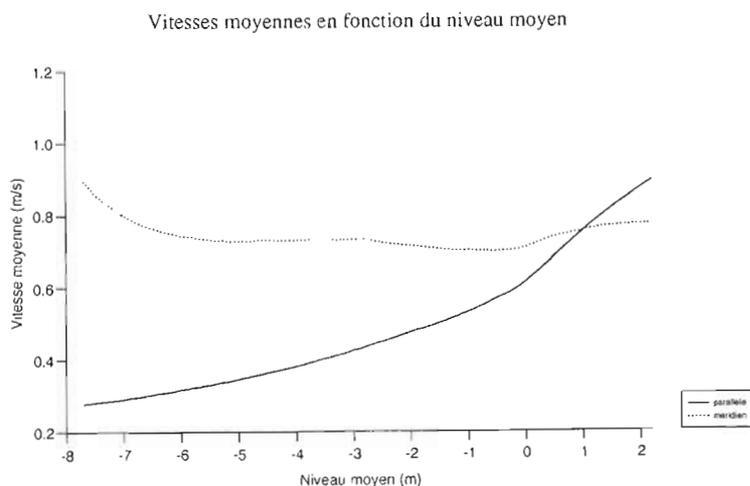


Figure 8 : Vitesses moyennes dans les passes en fonction du niveau moyen sur la section du parallèle du Cap Ferret (trait plein) et du méridien du Cap Ferret (pointillés)

1 - 3 - Résultats

Nous ne décrivons dans cette section que quelques résultats généraux du modèle en quelques points (Figure 9). Le chapitre consacré à la comparaison du modèle avec des mesures fournira des résultats plus détaillés dans diverses conditions de marée et en de nombreuses stations.

1 - 3 - 1 - La marée

Les courbes de marées de quelques stations caractéristiques traditionnellement étudiées sont représentées graphiquement pour des coefficients de 45, 70 et 95 (Figure 10).

La Salie

La marée à la Salie représente la marée océanique à l'extérieur du bassin. L'onde est proche d'une sinusoïde, mais on observe déjà une dissymétrie caractéristique de la marée dans les chenaux d'accès d'une lagune : montant plus long que le perdant, et pleine mer légèrement plus longue que basse mer.

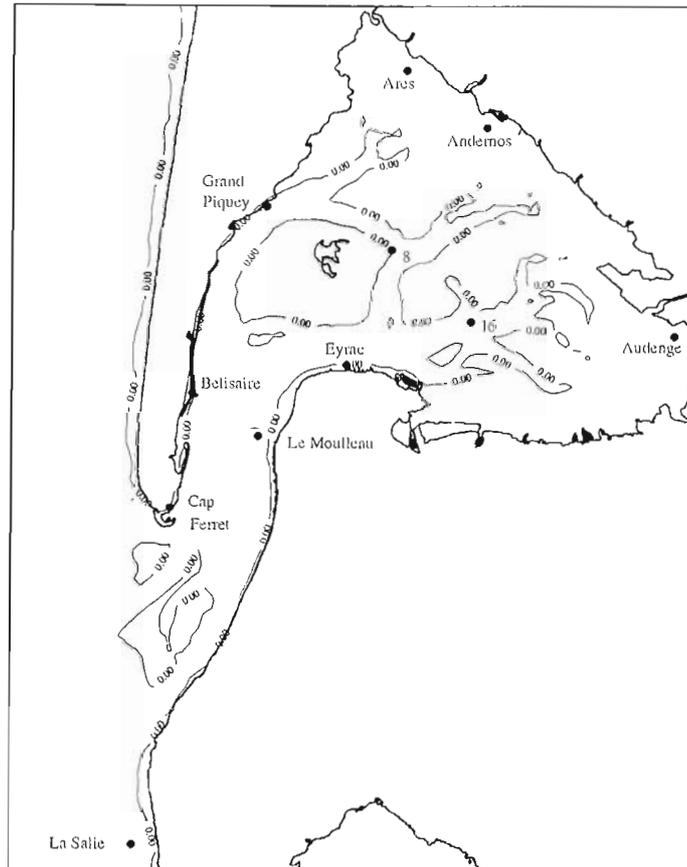


Figure 9 : Localisation des sites auxquels les résultats du modèle sont décrits.

Cap Ferret et Bélisaire

Le Cap Ferret représente la première station des passes intérieures. La marée y est franchement dissymétrique, avec un montant qui ralentit nettement au-dessus du niveau moyen. Cette caractéristique est encore accentuée à Bélisaire. En ces deux stations, le montant l'emporte sur le perdant en morte eau et marée moyenne, puis la tendance s'inverse. On remarque que le marnage est moindre au Ferret que celui observé à la Salie (jusqu'à 40 cm de moins en grande vive eau), mais il a déjà récupéré de 10 à 15 cm à Bélisaire.

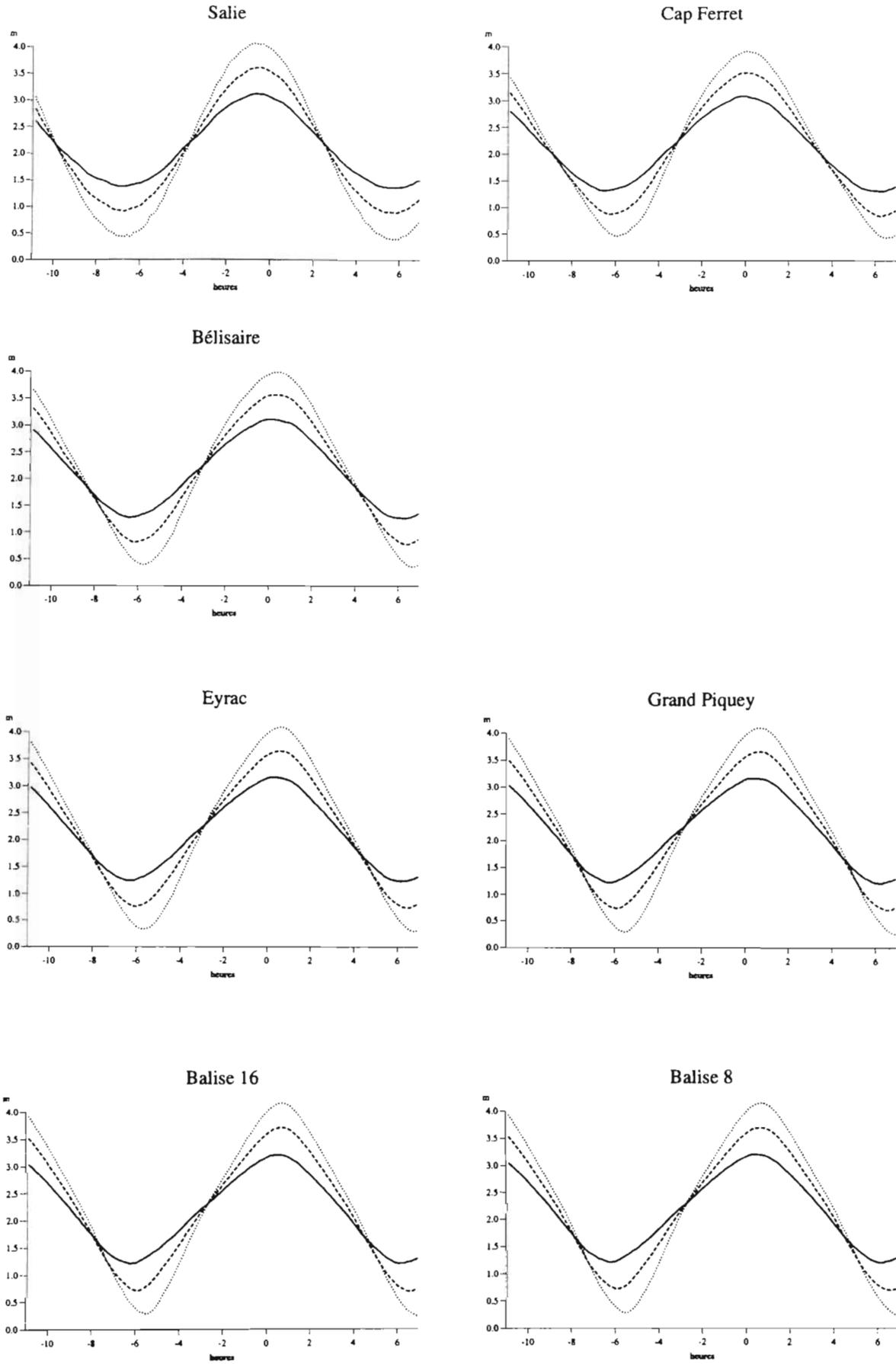


Figure 10 : Courbes de marée en morte eau (trait plein), marée moyenne (pointillés) et vive eau (tirets).

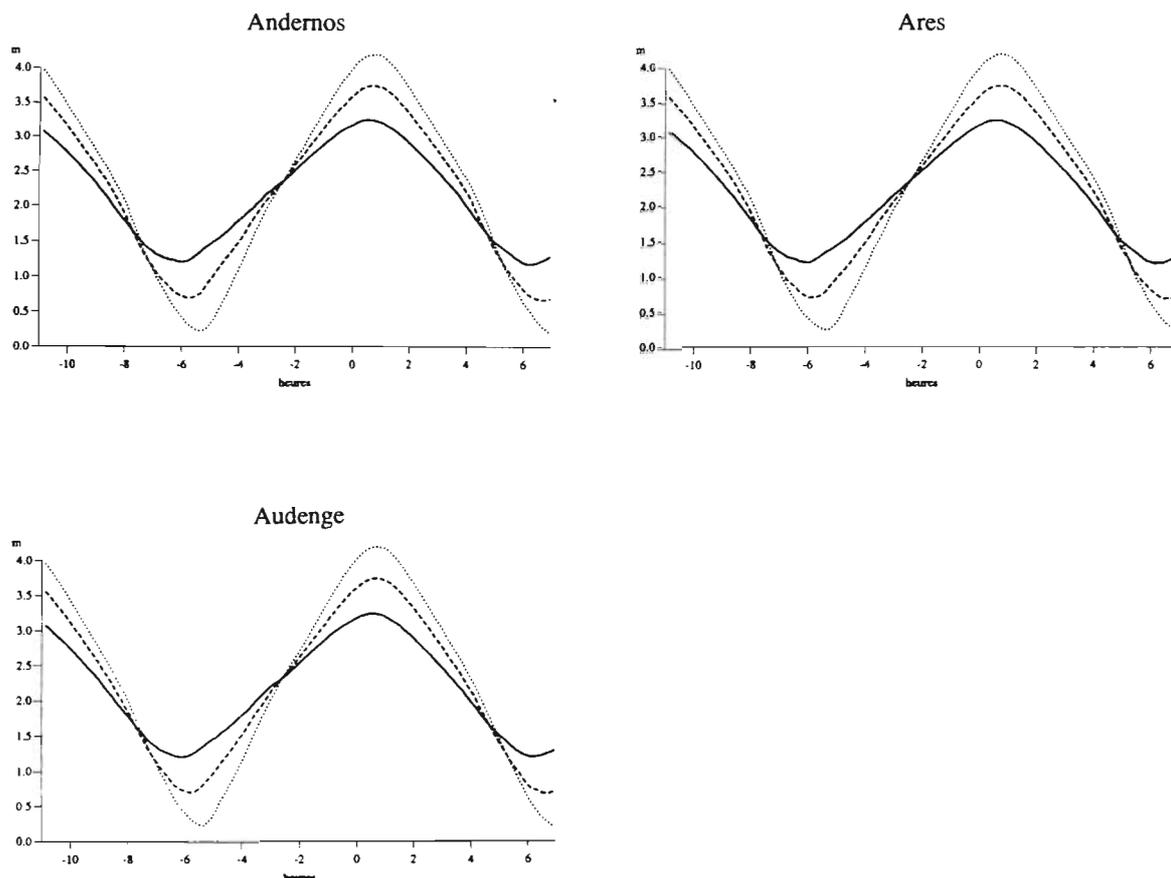


Figure 10 (cont.)

Eyrac et Grand Piquey

Eyrac sert généralement de référence pour les hauteurs d'eau dans le bassin. La marée y est amplifiée par rapport à la Salie, et le montant peut y durer une heure de plus que le perdant en morte eau. La courbe de marée est plus symétrique en vive eau. L'onde est peu différente à Grand Piquey, où le marnage est cependant supérieur de 2 à 5 cm.

Chenaux intérieurs : Balises 8 et 16

La marée à la balise 16, à l'intersection des chenaux du Teychan et du Courant, est à peu près semblable à celle d'Eyrac, mise à part une déformation un peu plus accentuée. La situation de la balise 8, à l'intersection du chenal de l'Ile et de Girouasse, en fait une station aux caractéristiques plus proches de celles du fond du bassin.

Est du Bassin : Andernos, Arès, Audenge

Le montant est ici plus long que le perdant dans toutes les conditions, la différence entre leurs durées pouvant atteindre 1h25 à Audenge en morte eau. Le marnage y est supérieur à celui d'Eyrac (jusqu'à 15 cm) et l'onde y est extrêmement dissymétrique : son ralentissement au moment de l'immersion des estrans y induit un niveau inférieur à celui d'Eyrac, puis la courbe des hauteurs se raidit pour dépasser les hauteurs d'Eyrac. Elles présentent après la pleine mer un fort renflement caractéristique de la lenteur avec laquelle les platiers découvrent.

1 - 3 - 2 - Les courants de marée

Courants au point fixe

Nous avons choisi les mêmes stations que précédemment afin de représenter les vitesses en relation avec les hauteurs d'eau pour une marée de vive eau (Figure 11).

Dès le cap Ferret, les courants sont très déformés par rapport aux hauteurs mais ils demeurent déphasés d'environ 90°. Le flot est beaucoup plus long que le jusant tandis que le jusant est de loin le plus intense. Le maximum de flot a lieu peu après la renverse.

A Bélisaire, la dissymétrie d'intensité entre flot et jusant s'est amoindrie, et le flot atteint ici un maximum vers la fin du flot, tandis que le maximum de jusant dure près de 2 heures. Ces caractéristiques se retrouvent amplifiées à Eyrac où la renverse de flot est encore plus abrupte qu'à Bélisaire.

Les déformations des courbes de vitesse s'accroissent à l'intérieur des chenaux. Le flot peut alors dominer en intensité tout en demeurant plus long que le jusant (la plupart des grands chenaux sont cependant dominés par le jusant). On remarque particulièrement à la balise 8 ou même à Grand Piquey des oscillations difficiles à distinguer sur les autres stations. Ces oscillations correspondent aux oscillations libres du bassin : les seiches.

Dans la nature, les seiches constituent la réponse propre du bassin à une excitation (saute de vent, ou la marée elle-même). Tandis que les courants de marée résultent du forçage permanent imposé par les variations de niveau de la surface, ces oscillations ne dépendent que de la géométrie du bassin et des réflexions multiples qu'elle engendre. Dans le cas théorique d'un chenal rectiligne de profondeur h et de longueur L , il y aura résonance pour les ondes de longueur d'onde λ telle que $L = \lambda/4$. La célérité d'une onde progressive par petit fond étant $c = \sqrt{gh}$, la période des seiches vaudra

$$T = \frac{\lambda}{\sqrt{gh}} = \frac{4L}{\sqrt{gh}} .$$

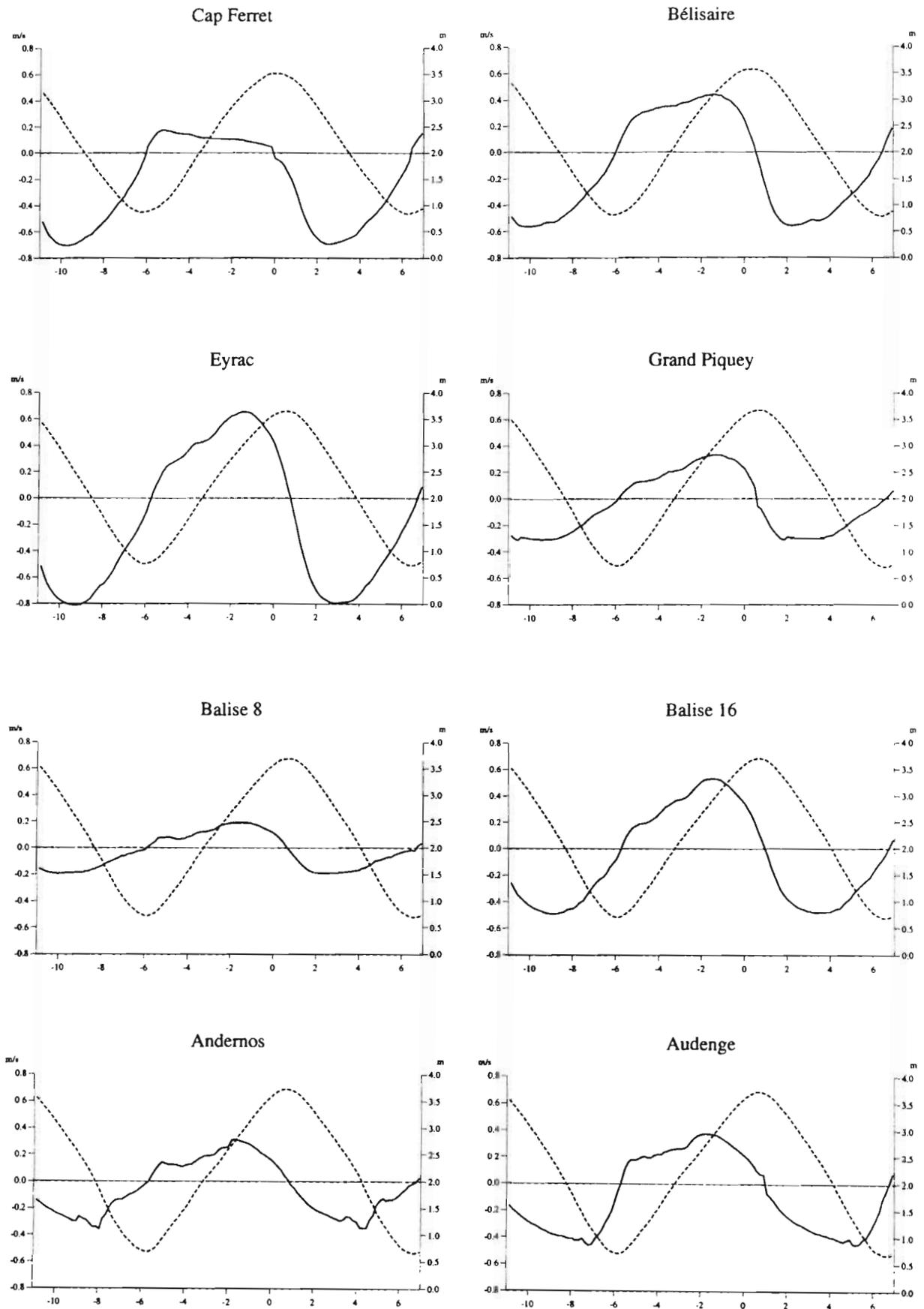


Figure 11 : Vitesses (trait plein) et hauteurs (pointillés) en marée de vive eau.

Nous observons dans les résultats du modèle des seiches de période de l'ordre de l'heure, principalement lorsque le niveau est inférieur au niveau moyen, c'est-à-dire lorsque les estrans sont découverts. L'écoulement dans les chenaux est alors quasiment unidimensionnel. Si on applique aux chenaux réels la théorie valable pour les chenaux linéaires et de profondeur constante, une période d'une heure correspond à un rapport

$$\frac{L}{\sqrt{h}} = 2800$$

soit, pour une profondeur moyenne de 3 m, un chenal de longueur 4800 m, pour une profondeur de 5 m, un chenal de longueur 6300 m, et pour une profondeur de 10 m, un chenal de longueur 8900 m, ce qui n'est pas incompatible avec longueurs et profondeurs des chenaux du bassin.

Remarquons que les seiches simulées par le modèle numérique sont généralement surestimées par rapport à la réalité : la bathymétrie étant représentée par une grille discontinue, on observe des réflexions d'ondes de petite dimension plus importantes que dans la nature. En revanche, si le modèle est plus apte à résonner que la nature, il n'est pas autant excité : les conditions aux limites qu'on lui impose sont en effet plus lisses qu'en réalité. On a constaté en comparant les résultats du modèle aux mesures que le modèle simule en fait systématiquement des seiches qu'on n'observe qu'occasionnellement (suite à une excitation naturelle autre que la marée).

Champs de courants

Les figures 12 à 15 représentent les champs de courant en vive eau moyenne en l'absence de vent pour un débit d'eau douce de 20 m³/s (résultats heure par heure en annexe).

On constate tout d'abord que le courant océanique littoral est décalé de 90° par rapport aux hauteurs d'eau : il est maximal aux étales, et se renverse 3 heures après la basse ou pleine mer. Ce comportement est caractéristique d'une onde progressive. Les courants de remplissage et de vidange du bassin sont à l'inverse maximums à mi-marée et se renversent à l'étales.

Lors de la basse mer à Eyrac, les courants dans les chenaux sont encore légèrement de jusant. Ce retard de la renverse de jusant sur l'étales de basse mer est caractéristique d'une marée d'estuaire. Le flot s'est déjà amorcé au Cap Ferret, et le courant traversier qu'il engendre se scinde en deux tourbillons principaux : l'un remonte vers le Nord devant le Pilat et engendre un courant de flot dans le chenal du Moulleau, tandis que l'autre, originaire du banc du Toulinguet, alimente le courant de jusant dans le chenal du Pilat. La fin du courant de vidange du bassin est alors expulsée de part et d'autre du banc d'Arguin.

Une heure après la basse mer, le courant est uniformément de flot dans le bassin et les passes, à l'exception d'Audenge où le débit de la Leyre excède encore en intensité le courant de marée. Le flot dans le chenal de l'Ile est orienté à l'Est, et est quasiment nul dans le chenal du Courant (qui découvre partiellement dans la bathymétrie du modèle).

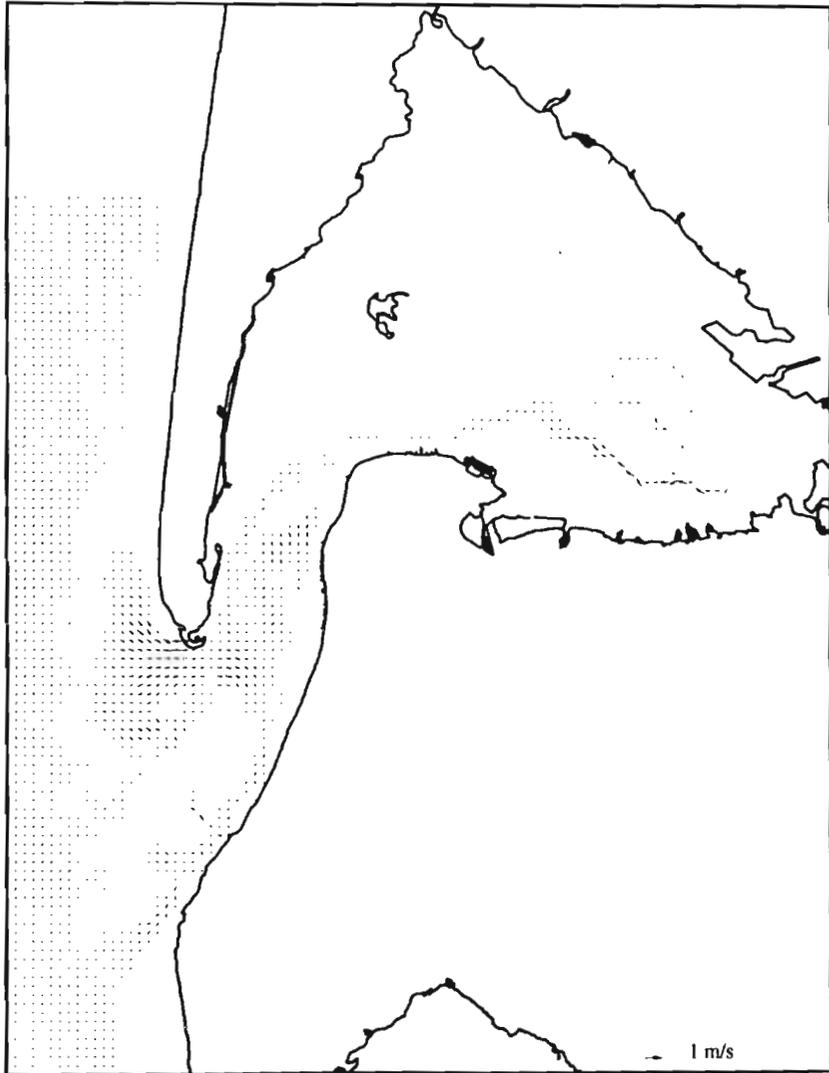


Figure 12 : Courants de marée (Coefficient 90) à la Basse mer d'Eyrac

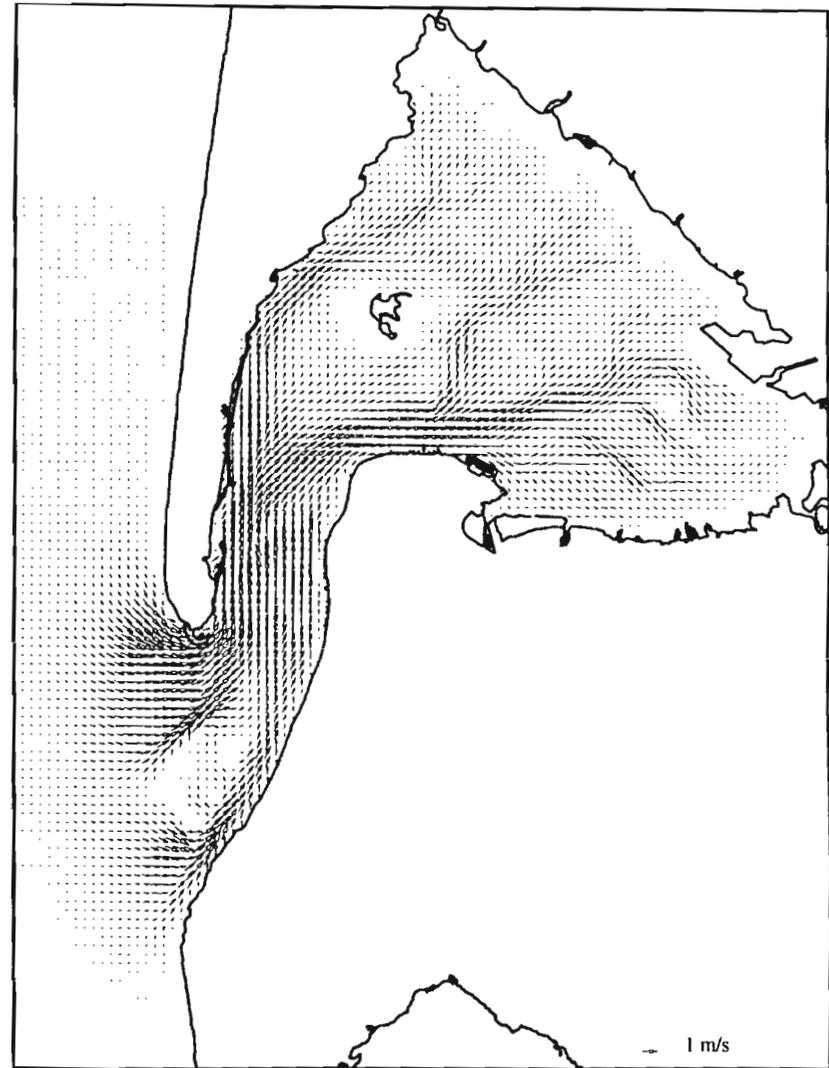


Figure 13 : Courants de marée (Coefficient 90) à BM+4



Figure 14 : Courants de marée (Coefficient 90) à la Pleine mer d'Eyrac



Figure 15 : Courants de marée (Coefficient 90) à PM+3



Figure 16 : Vitesses maximales de flot (Coefficient 90)



Figure 17 : Vitesses maximales de jusant (Coefficient 90)

Quatre heures après la basse mer, la plupart des estrans sont recouverts. Seules les parties hautes de l'Île aux Oiseaux et l'extrême frange du bassin sont émergées. Le champ de courant est alors plus homogène, bien qu'on distingue encore une circulation plus intense dans les chenaux. La totalité des estrans est recouverte à BM+5.

La renverse s'amorce à la pleine mer d'Eyrac de part et d'autre de l'Île aux Oiseaux, sur les bancs de Bernet et du Toulinguet, et à la pointe du Cap Ferret, tandis que le courant est encore de flot dans les chenaux. Cette disparité de comportement entre bancs et chenaux est à l'origine de nombreux tourbillons.

Dés PM+1, le jusant s'est étendu à tout le bassin. Le champ de courant est alors plus lisse encore que durant le flot, et ce n'est que deux heures après la pleine mer que se distingue de nouveau la prépondérance des chenaux. Au-delà de la mi-marée, l'écoulement est extrêmement canalisé. A PM+5 apparaissent de nouveau des tourbillons à l'ouest du Cap Ferret annonçant le flot prochain.

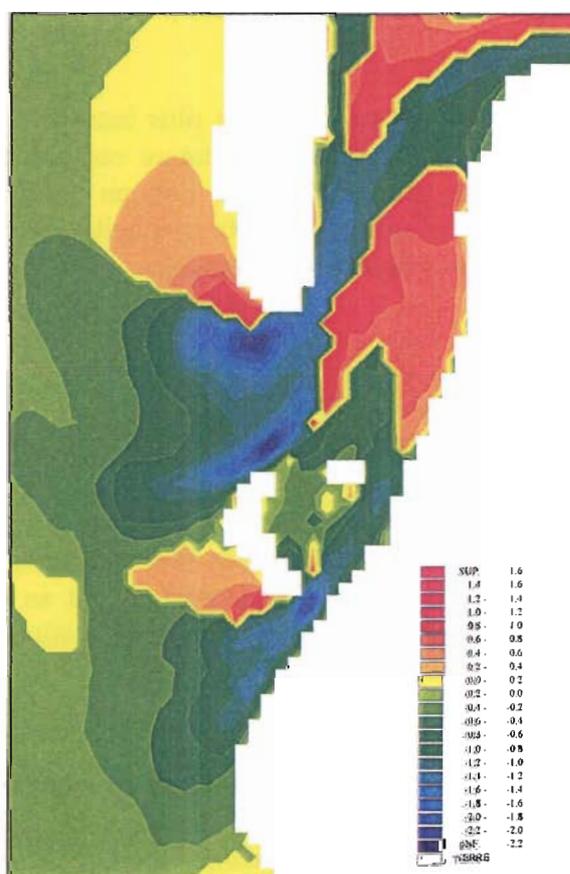


Figure 1.8 : Vitesses absolues maximales atteintes en chaque point. Les valeurs positives sont atteintes en flot (zones dominées par le flot en jaune et rouge), et les valeurs négatives sont atteintes en jusant (zones dominées par le jusant en vert et bleu)

Les figures 16 et 17 représentent en chaque point la vitesse maximale atteinte en flot et en jusant au cours d'une marée de vive eau moyenne (il ne s'agit donc pas d'une représentation à un instant donné, mais d'une représentation des vitesses maximales atteintes en chaque point au cours du cycle en des instants éventuellement différents). On constate que les chenaux principaux sont le lieu des courants les plus forts, tandis que les vitesses dans le chenal de l'Île demeurent faibles en flot comme en jusant. La majeure partie du bassin est dominée par le jusant, et les zones dominées par le flot (haut des estrans, Nord du chenal du Piquey, Est du chenal du Teychan, chenal de l'Île, pointe Sud de l'Île aux Oiseaux, chenal du Moulleau) présentent des vitesses maximales relativement faibles (Figure 18, où sont représentées les vitesses absolues maximales atteintes au cours d'un cycle de marée). Le schéma de courants dominants se rapproche de celui proposé par Gassiat, entre autre avec l'existence d'un « axe hydrologique principal » empruntant le chenal de Mapouchet. En revanche, on ne retrouve pas de dominance du flot dans le sud de la rade d'Eyrac.

La structure de ces courants explique déjà quelques caractéristiques morphologiques du bassin. Ainsi le banc de Bernet résulte-t-il certainement de la convergence des courants de flot dominant devant le Moulleau et du courant de jusant dominant entre Eyrac et Bélisaire. De plus, la forte capacité de transport sédimentaire vers l'océan induite par la dominance de courants de jusant explique le non-comblement des passes par les sédiments introduits par la houle.

Notons que l'existence de vitesses de jusant plus intenses que les vitesses de flot n'est pas liée à Arcachon aux apports fluviaux, et demeure compatible avec la conservation des volumes d'eau. Le jusant étant plus bref que le flot, un volume d'eau identique doit être expulsé du bassin durant une période plus courte que celle nécessaire à son remplissage, ce qui conduit nécessairement à des vitesses plus grandes.

2 - COMPARAISONS MODELE - MESURES

Le modèle précédemment décrit vise à reproduire la propagation de la marée et les courants qu'elle engendre dans le bassin d'Arcachon et tout au long de la côte avoisinante. Les résultats qu'il fournit découlent de la résolution des équations qui régissent l'écoulement forcé par les conditions aux limites de marée.

Certaines approximations limitent les possibilités de comparaison de ces résultats avec les mesures. La taille de la maille, par exemple, interdit toute étude de détail à l'intérieur du bassin. D'autre part, nous n'avons pas pris en compte dans cette étude les effets du vent, effets dont on connaît les répercussions non négligeables sur les niveaux d'eau dans le bassin. Il est néanmoins de rigueur d'examiner la concordance entre les caractéristiques majeures de la marée théorique dans la région des passes et le bassin, et les mesures dont on dispose sur cette zone. Ces mesures sont peu nombreuses, et nous avons retenu celles effectuées par le LCHF (1969, 1973), Gassiat (1989), Babin (1990), Thauront (1994) et L'Yavanc (1995) aux seules stations dont le positionnement était indiqué précisément dans le document de référence.

2 - 1 - L'onde de marée

Le Service Hydrographique a conclu à la suite de mesures effectuées en 1967 que la marée au large des passes du Bassin d'Arcachon se rattachait à celle de Socoa (Saint-Jean de Luz). Les écarts entre les heures de pleine mer et de basse mer n'excèdent pas quelques minutes et les hauteurs devant Arcachon semblent supérieures de quelques centimètres à celles de Socoa. La marée reproduite par le modèle au sud de la Salie présente les caractéristiques du tableau 1 comparées à celles mesurées.

	modèle	mesure
montant	6h26	6h19
perdant	5h59	6h09
marnage (m)	0.80 à 4.57	0.80 à 4.61

Tableau 1 : Durées du montant et du perdant de la marée océanique :
Comparaison mesures (large de Socoa) - modèle (Sud de
La Salie)

Les mesures n'ayant jamais été effectuées en continu sur plus d'un cycle, les différences observées entre simulations et mesures ne sont pas significatives.

2 - 1 - 1 - Marnage et dissymétrie flot-jusant

Une première approche consiste à comparer les marnages et les durées de montant et de perdant en différents points. Ces grandeurs sont citées en détail par Gassiat (1988) que nous utiliserons comme référence pour cette comparaison. Les données de L'Yavanc pourront éventuellement supporter les mesures de Gassiat ou les résultats du modèle. Cependant, la dissymétrie de la marée dépendant considérablement du coefficient de marée, nous ne considérerons pas ici les durées moyennes de montant ou de perdant qui n'ont pas de signification physique réellement exploitable. Remarquons de plus que les valeurs extrêmes de marnage en morte eau et en vive eau fournies par Gassiat résultent d'interpolations à partir de mesures de durée parfois inférieure à un cycle morte eau - vive eau. Ces résultats n'ont par conséquent rien d'absolu (Tableau 2).

La Salie et Chenal du Ferret Sud

On retrouve que le montant est plus long que le perdant pour les coefficients inférieurs à 70, puis cette caractéristique s'inverse. Hauteur moyenne et marnage de vive eau fournis par le modèle sont inférieurs de 20 cm aux mesures de Gassiat.

A la bouée 8, le long du banc d'Arguin, la marée extérieure présente déjà les caractéristiques d'une marée d'estuaire (pleine mer plus longue, basse mer plus courte), ce qui coïncide avec les conclusions du LCHF (1969).

	Moulleau			Cap Ferret		
	coef 40	coef 70	coef 100	coef 40	coef 70	coef 100
montant	6h45	6h36	6h08	6h36	6h26	5h59
perdant	5h31	5h59	6h08	5h40	6h08	6h26
marnage (m)	1.65	2.75	3.76	1.58	2.66	3.62
niveau moyen (m)	2.19	2.13	2.12	2.21	2.12	2.10
	Bélisaire			Grand Piquey		
	coef 40	coef 70	coef 100	coef 40	coef 70	coef 100
montant	6h35	6h26	6h08	6h54	6h35	6h17
perdant	5h40	6h08	6h17	5h31	5h49	6h08
marnage (m)	1.65	2.77	3.77	1.75	2.94	3.99
niveau moyen (m)	2.19	2.14	2.13	2.18	2.15	2.13
	Eyrac			Arès		
	coef 40	coef 70	coef 100	coef 40	coef 70	coef 100
montant	6h45	6h35	6h08	6h45	6h45	6h08
perdant	5h40	5h49	6h17	5h31	5h40	6h08
marnage (m)	1.73	2.90	3.94	1.82	3.02	4.09
niveau moyen (m)	2.18	2.14	2.11	2.18	2.16	2.14
	Andernos			Audenge		
	coef 40	coef 70	coef 100	coef 40	coef 70	coef 100
montant	6h36	6h26	6h08	6h54	6h36	6h08
perdant	5h31	5h59	6h08	5h31	5h49	6h08
marnage (m)	1.83	3.05	4.13	1.82	3.05	4.12
niveau moyen (m)	2.18	2.12	2.14	2.18	2.15	2.15
	Larros					
	coef 40	coef 70	coef 100			
montant	6h35	6h17	5h40			
perdant	5h40	6h08	6h08			
marnage (m)	1.83	3.00	3.92			
niveau moyen (m)	2.18	2.15	2.24			

Tableau 2 : Durées du montant et du perdant, marnage et niveau moyen calculés pour les sites étudiés par Gassiat (1989).

Cap Ferret

La dissymétrie entre montant et perdant est maximale pour les faibles coefficients, où elle peut atteindre 50 minutes (montant de 6h36), puis la tendance s'inverse en vive eau où le montant dure 6h00 contre un perdant de 6h25. Ces résultats sont conformes aux observations de Gassiat. Le marnage varie entre 0.93 m et 4.19 m (0.95 m et 4.35 m pour Gassiat).

Bélisaire

La dissymétrie de la marée à Bélisaire est tout à fait comparable à celle simulée au Cap Ferret. La conclusion de Gassiat (2 heures de différence au profit du montant en grande morte eau, une heure au profit du perdant en grande vive eau) à la suite de mesures effectuées entre les coefficients 59 et 95 semble hâtive. Le marnage à Bélisaire excède celui du Ferret d'une dizaine de centimètres en morte eau et se situe entre ceux du Cap Ferret et de la Salie pour les coefficients supérieurs. Il est toujours inférieur à celui d'Eyrac, comme le montrent les mesures de L'Yavanc (1995). Le niveau moyen est de 2.14 m, contre 2.04 m pour Gassiat.

Grand Piquey

L'onde représentée par le modèle à Grand Piquey correspondrait plus à la description qu'en fait Gassiat à Bélisaire, puisque le montant peut y durer 7 heures en morte eau et seulement 5h50 en vive eau. Le marnage varie de 1.05 m à 4.56 m et dépasse celui de la Salie sauf en grande vive eau, ce qui correspond aux mesures. Nous trouvons un niveau moyen de 2.15 m, soit 12 centimètres de plus que Gassiat.

Andernos

L'onde est ici quasiment symétrique. Les marnages y sont de 10 à 15 cm inférieurs à ceux de Grand Piquey, sauf en grande vive eau où ils sont équivalents. Ces résultats recourent les mesures de Gassiat. Le niveau moyen que nous trouvons est en revanche de 2.16 m contre 2.26 m pour Gassiat.

Moulleau

La courbe de marée est symétrique en vive eau, et le montant domine le perdant de 45 minutes pour les faibles coefficients. Le marnage varie entre 0.98 m et 4.34 m (0.87 m et 3.84 m pour Gassiat). Le niveau moyen s'élève à 2.13 m. Les valeurs de Gassiat proviennent d'une station de mesure située sur la marge du chenal. Le décalage entre modèle et mesure n'est ici pas expliqué.

Eyrac

La déformation de l'onde est ici comparable à celle trouvée à Grand Piquey, avec un montant qui excède le perdant de 1h05 en morte eau, puis l'onde devient dominée par le perdant en grande vive eau. Le marnage s'apparente à celui de Grand Piquey, mais dépasse celui du Moulleau, bien qu'il n'atteigne pas, en l'absence de vent, la valeur extrême de 4.91 m trouvée par Gassiat. L'Yavanc a mesuré un marnage d'environ 4m en vive eau moyenne, ce qui est comparable au résultat du modèle (3.95 m).

Arès

L'asymétrie de l'onde est comparable à celle observée à Grand Piquey, avec un montant variant de 6h50 en morte eau à 5h50 en vive eau. Le marnage est en revanche plus élevé d'une dizaine de centimètres pour tous les coefficients (1.11 m à 4.64 m). Il est en particulier supérieur de 15 centimètres à celui d'Eyrac en vive eau moyenne, comme l'indique L'Yavanc (1995).

Larros

La marée à Larros est symétrique pour les coefficients moyens. L'avantage du montant atteint 1h00 en morte eau, et celui du perdant atteint la valeur extrême de 45 minutes en vive eau. Le marnage y est en général plus faible qu'à Eyrac.

2 - 1 - 2 - Courbes de marée

On dispose de données plus précises et systématiques grâce aux mesures de L'Yavanc en diverses stations à l'intérieur du bassin sur plusieurs cycles de morte eau-vive eau. Ces stations sont représentées Figure 19. L'observatoire d'Eyrac enregistre la marée en continu, et sert ainsi de référence pour la comparaison des courbes de marées obtenues en différents points par différents coefficients. Les résultats des comparaisons en morte et vive eau sont représentés figure 20.

Vive eau

Au cours des 3 premières heures du montant, les mesures indiquent des hauteurs similaires sur toutes les stations, ce qui reflète l'horizontalité du plan d'eau. Le modèle montre une légère avance de la marée à Eyrac et Bélisaire dès le début du montant, et par conséquent des hauteurs plus élevées de quelques centimètres en ces observatoires.

Le modèle reproduit bien la déformation des courbes de marée dans le fond du bassin (Arès, Bétey, Audenge) au moment du recouvrement des estrans, traduisant un ralentissement de la propagation de la marée. Ce ralentissement est suivi d'un raidissement de la pente de ces courbes, qu'on observe également aux balises 8 et 16 où les hauteurs dépassent celles d'Eyrac environ 1h30 avant la pleine mer.

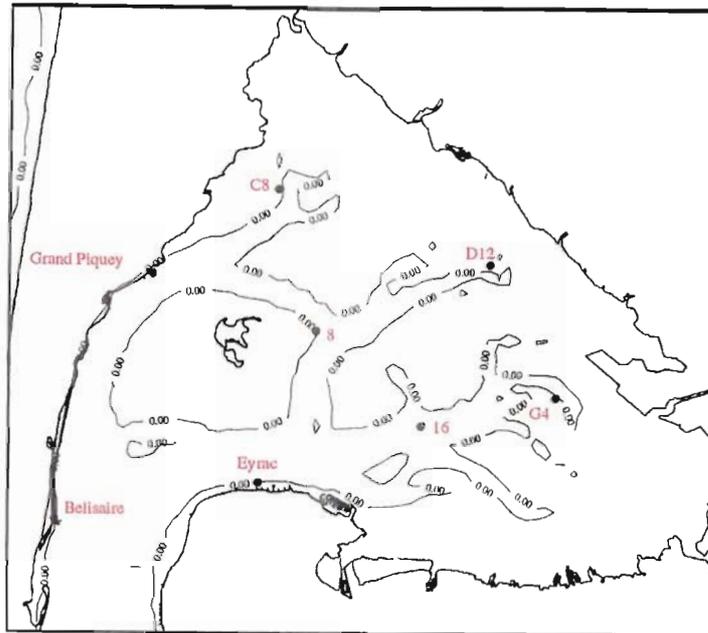


Figure 19 : Stations de mesures de hauteurs de L'Yvanc (1995)

Le gonflement des hauteurs pour toutes les stations à l'exception de Bélisair et de Piquey s'accroît au cours du perçant, pour atteindre un maximum 2h30 avant la basse mer, ce qui correspond à l'émergence des estrans. Cet écart de hauteur diminue jusqu'à la basse mer, sans pour autant s'annuler dans les résultats du modèle.

Le modèle reproduit également le comportement particulier observé à Bélisair : alors que l'évolution des hauteurs s'apparente à celles des stations intérieures pendant les premières heures du montant, le niveau y devient inférieur à celui d'Eyrac peu avant la pleine mer, et le demeure quasiment jusqu'à basse mer.

Morte eau

La déformation des courbes de marée au moment de l'immersion des estrans pour les stations de l'Est du bassin se retrouve en morte eau, bien qu'étant moins accentuée qu'en vive eau. Le gonflement du fond du bassin au cours du perçant est en revanche toujours assez net.

Les différences de hauteur entre stations fournies par le modèle concordent qualitativement avec les mesures, bien qu'étant d'amplitude plus faible. On note cependant l'exception de la balise G4 (Audenge), pour laquelle les observations indiquent une surélévation du niveau allant jusqu'à 25 cm par rapport à Eyrac en morte eau, tandis que le modèle prédit un niveau alternativement inférieur et supérieur à celui d'Eyrac.

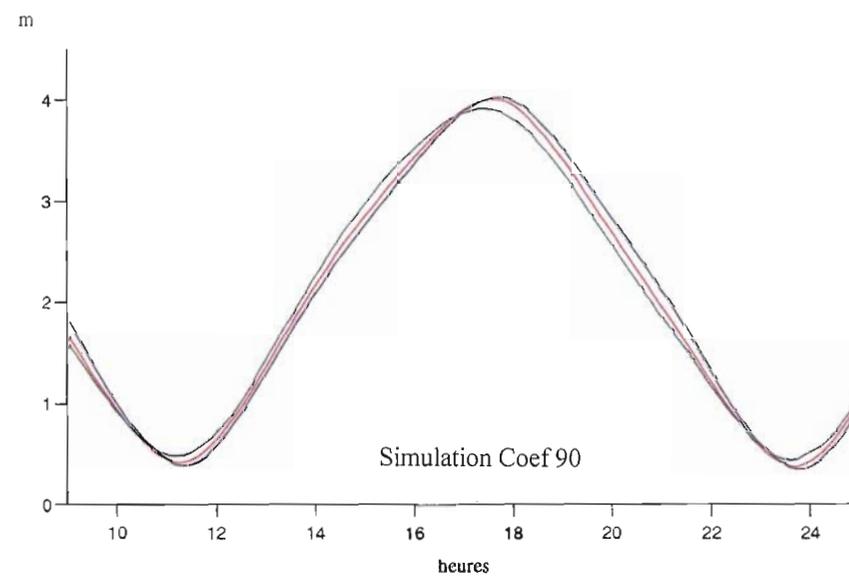
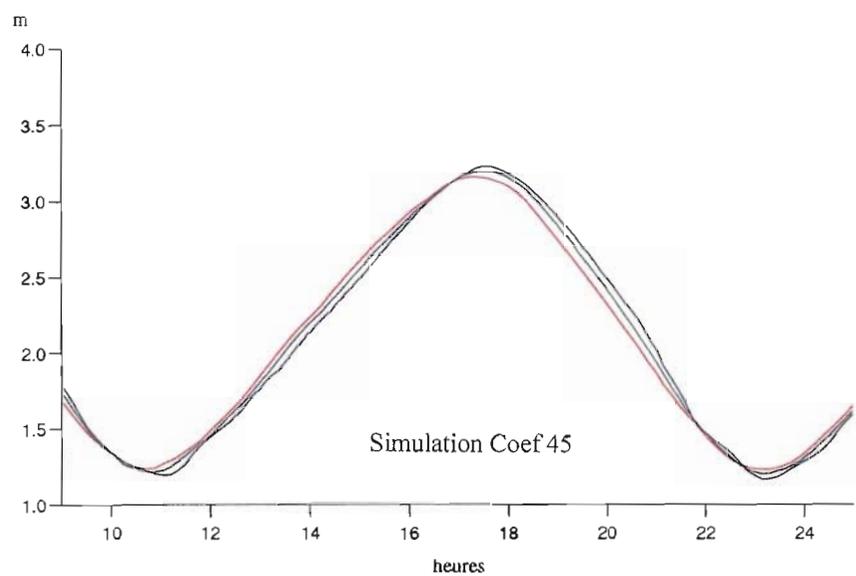
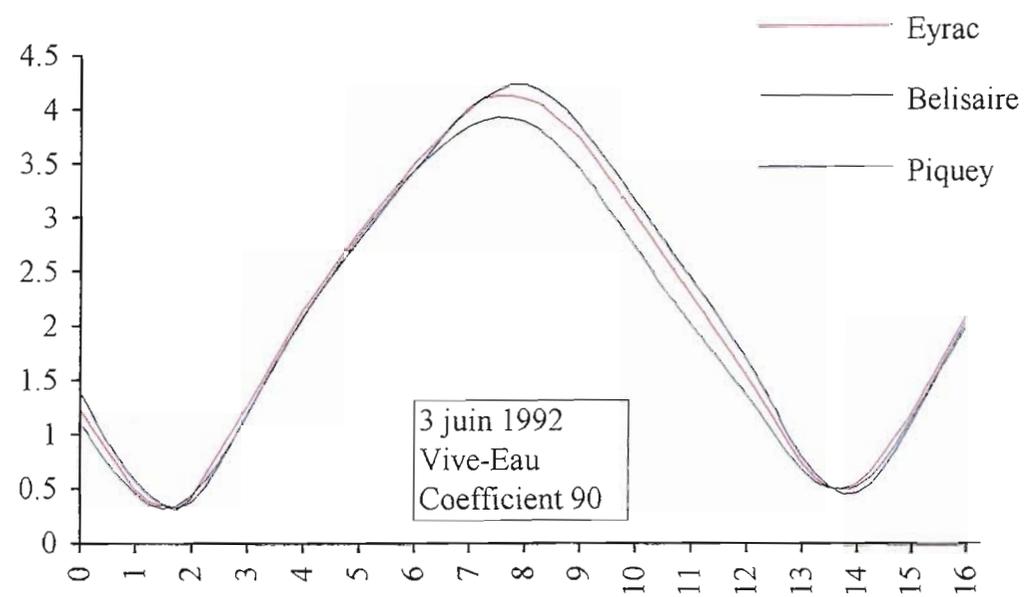
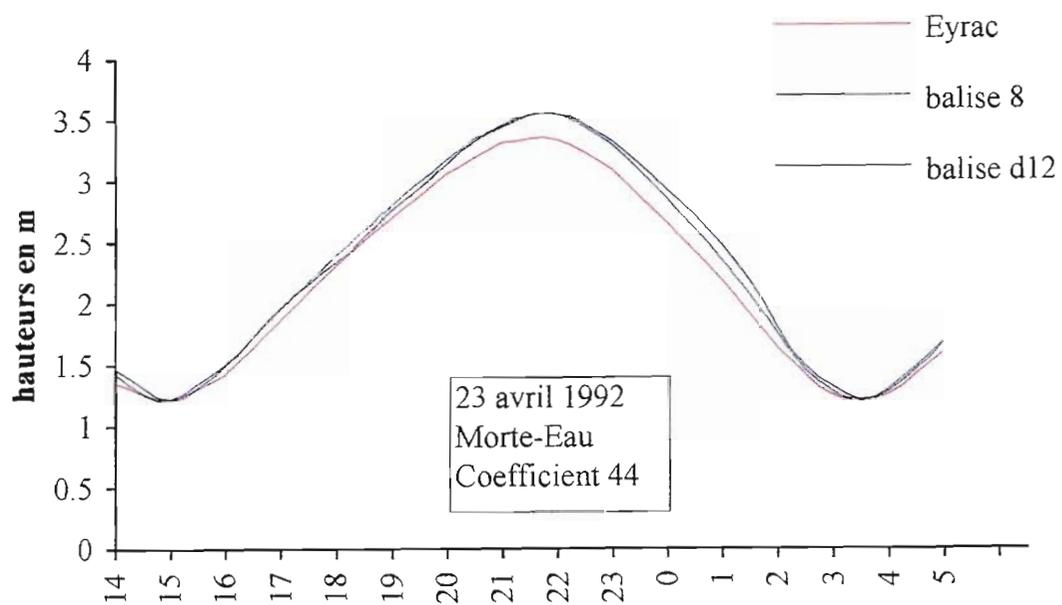
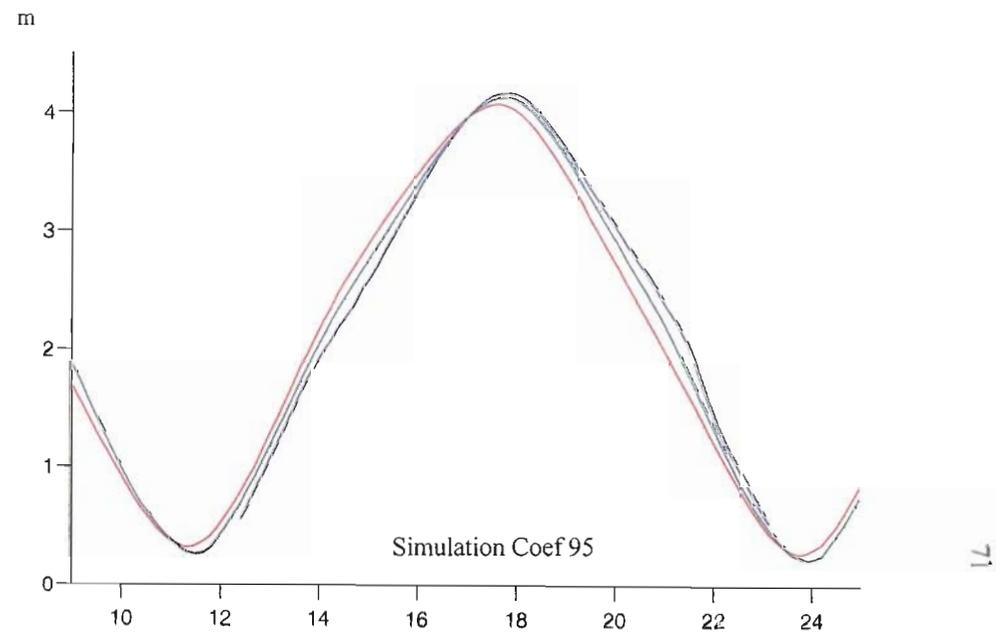
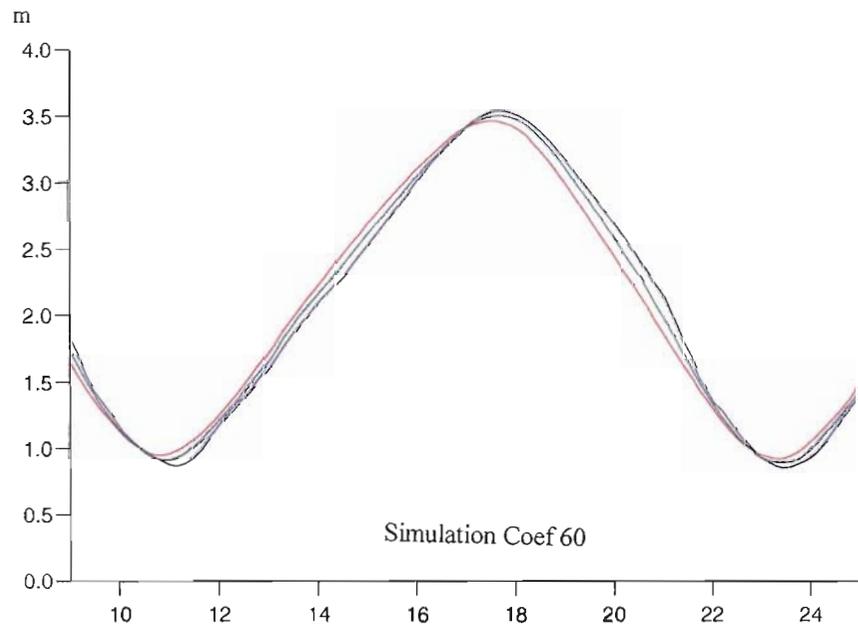
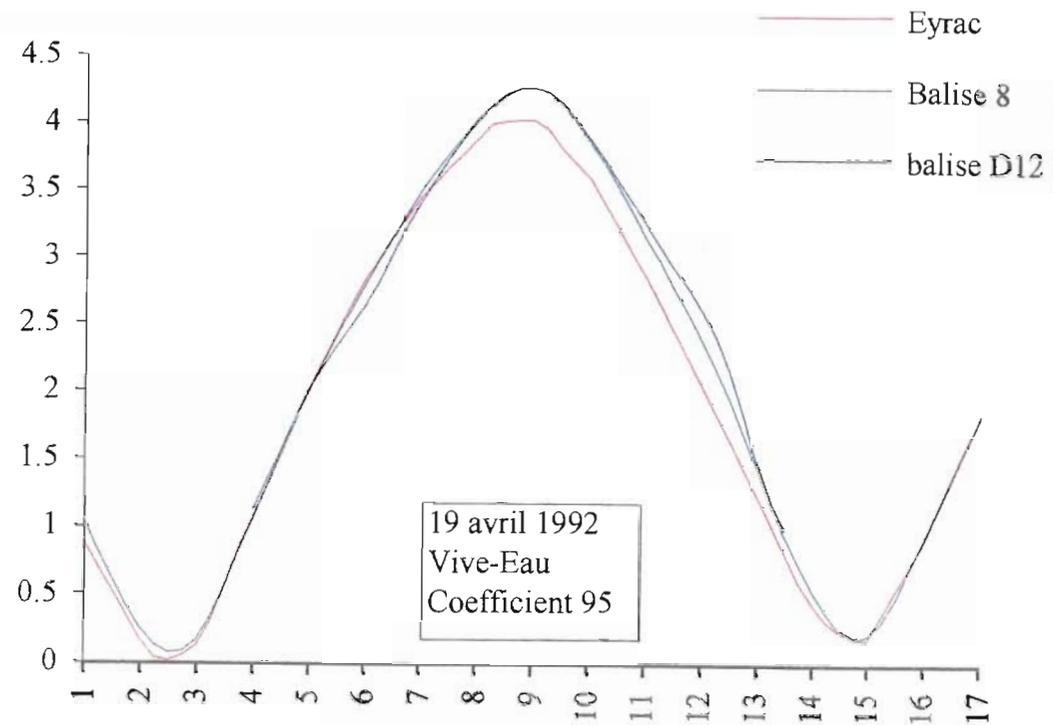
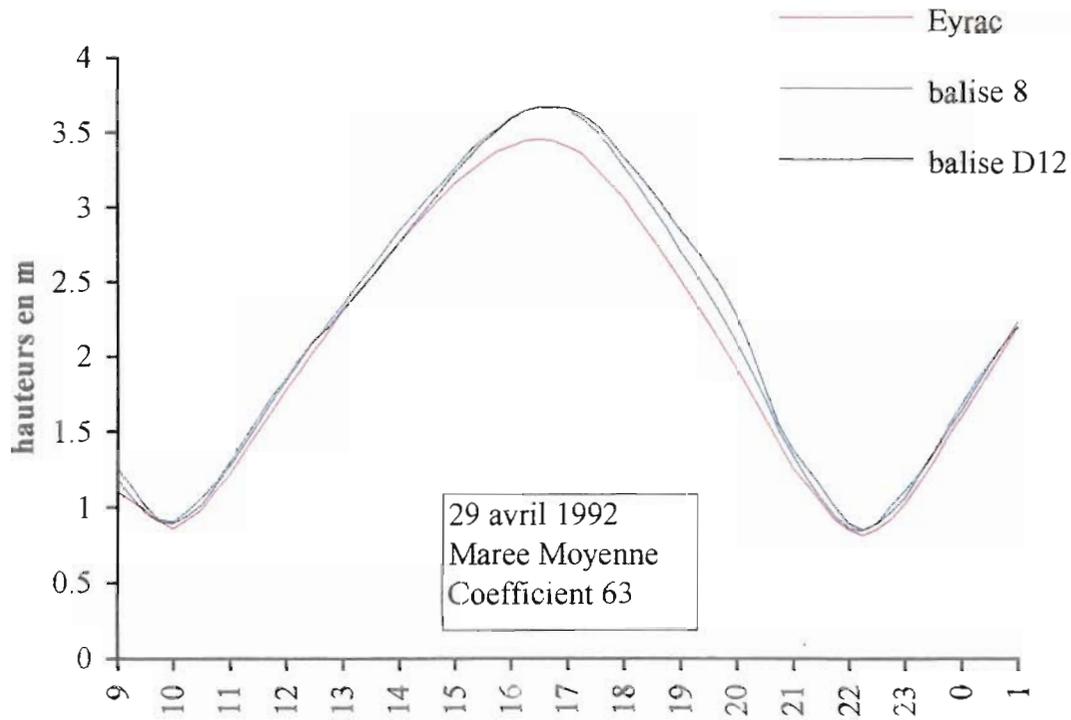


Figure 20 : Comparaisons des mesures de L'Yavanc et du modèle en quelques points.



2 - 1 - 3 - Conclusion

L'onde de marée se déforme à son entrée dans le chenal du Ferret : la durée du montant, de 6h26 à l'extérieur, augmente régulièrement en morte eau du Ferret à Bélisaire et au Moulleau, puis Eyrac et Grand Piquey. Cet avantage du montant s'amenuise vers le fond du bassin où l'influence estuarienne se fait sentir même par petits coefficients. En vive eau moyenne, la marée est en général symétrique, puis le perdant l'emporte en grande vive eau, en particulier à Arès, Andernos et Larros. Le marnage, inférieur au Cap Ferret, au Moulleau et à Bélisaire à sa valeur à la Salie retrouve à Eyrac et au Piquey sa valeur du large, pour s'enfler encore de quelques centimètres à mesure qu'on progresse vers le fond du bassin (Arès et Andernos).

Ces résultats sont dans l'ensemble conformes aux observations. Les différences les plus notables concernent le niveau moyen et le marnage, dont les valeurs mesurées sont extrêmement sensibles aux conditions météorologiques précédant et durant les mesures (entre autres à cause de phénomènes de résonance dans le bassin). Les différences entre hauteurs simulées et mesurées n'excèdent cependant pas 10% en général.

2 - 2 - Propagation de la marée

La vitesse de propagation de l'onde de marée dans le bassin est fonction de la profondeur ($c = \sqrt{gh}$) et de la rugosité. La progression de la marée est généralement mesurée par l'heure d'arrivée de la pleine mer en différents sites. Aux décalages en temps s'ajoute un décalage en hauteur, puisque l'amplitude de la marée n'est pas uniforme. Ces paramètres ont été mesurés par le LCHF en 1969, puis plus en détail en 1973. Les mesures ont permis d'établir des décalages en temps et en hauteur moyens de la Salie jusqu'à l'intérieur du bassin. L'étude plus fine de Gassiat tient compte des différents types de propagation suivant les coefficients tandis que L'Yavanc décrit la surface du bassin heure par heure en vive eau moyenne et en morte eau moyenne. La figure 21 représente la propagation de la marée dans le Bassin d'Arcachon simulée en morte eau et en vive eau.

	morte eau	vive eau	LCHF 1968
Pilat Sud	19	28	17
Rotonde	28	28	23
Moulleau	28	1h05	32
Bélisaire	37	1h05	40
Grand Piquey	56	1h23	50
Eyrac	47	1h14	55
Andernos	1h05	1h23	1h05

Tableau 3 : Temps d'arrivée de la pleine mer depuis Gaillouneys en minutes et en heures

2 - 2 - 1 - Décalages en temps

Les décalages en temps moyens trouvés par le LCHF par rapport à la pleine mer de Gaillouneys sont comparés à ceux fournis par le modèle en morte eau et en vive eau dans le tableau 3.

Pour les 4 premiers sites, les résultats sont cohérents, bien que le modèle semble fournir des vitesses de propagation en moyenne plus faibles que le LCHF. En revanche, le LCHF indique que la pleine mer arrive à Grand Piquey avant Eyrac, tandis que nous trouvons qu'elle y arrive jusqu'à 10 minutes plus tard en morte eau. Ce même retard à Grand Piquey est d'ailleurs visible sur les mesures de Gassiat, ce qui tendrait à confirmer les résultats du modèle.

	morte eau	vive eau	LCHF 1973
Grand Piquey	11	9	-4
Arès	18	9	17
Andernos	18	9	12
Audenge	27	9	9
Larros	18	9	9

Tableau 4 : Temps d'arrivée de la pleine mer depuis Eyrac en minutes

On retrouve avec les mesures du LCHF en 1973 la divergence des résultats pour Grand Piquey, tandis que sur les autres sites, mesures et simulations semblent mieux s'accorder (Tableau 4). L'Yavanc indique que la pleine mer s'établit à Arès et Audenge 10 à 15 minutes après Eyrac. Le retard important que nous constatons pour l'établissement de la pleine mer à Audenge en morte eau s'explique cependant par la longueur du trajet à parcourir en des chenaux moins profonds qu'en direction d'Arès, et par le ralentissement dû au débit de la Leyre qui est non négligeable par rapport au courant de marée en morte eau.

Conclusion sur les décalages en temps

Les résultats du modèle rendent bien compte des phénomènes précédemment décrits dans la littérature :

- la célérité de la marée est plus grande le long de la flèche du cap Ferret, où le chenal est plus profond, que du côté de la côte d'Arcachon, mais cette différence de vitesse de propagation diminue par grands coefficients.
- l'établissement de la pleine mer et de la basse mer s'observe avec d'autant plus de retard que les coefficients augmentent, ce qui s'explique facilement par la nécessité de transporter un prisme de marée plus conséquent et par les effets non linéaires du frottement.

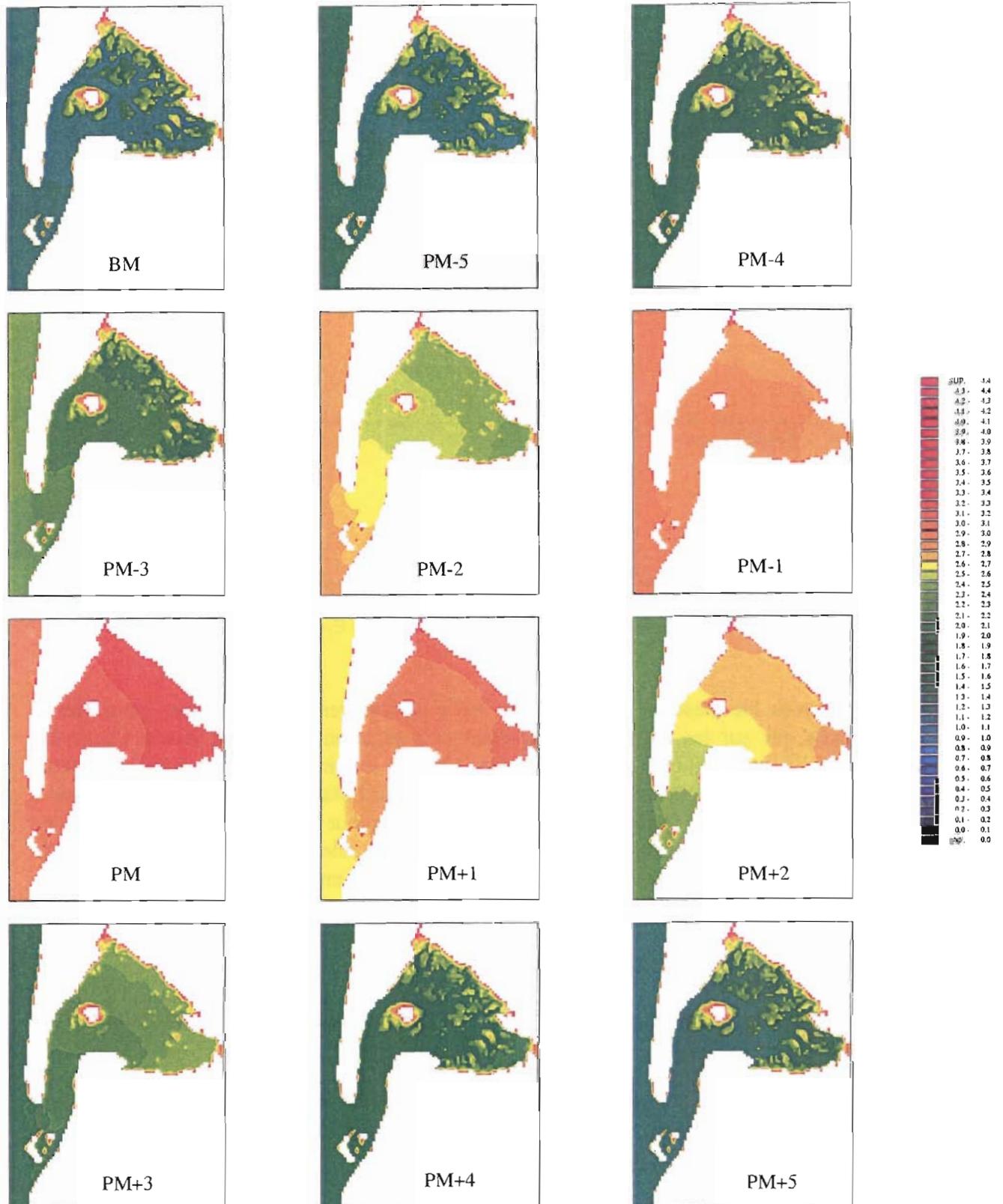


Figure 21a : Propagation de la marée dans le bassin à différentes heures de la marée en morte eau (PM : Pleine Mer, BM : Basse Mer)

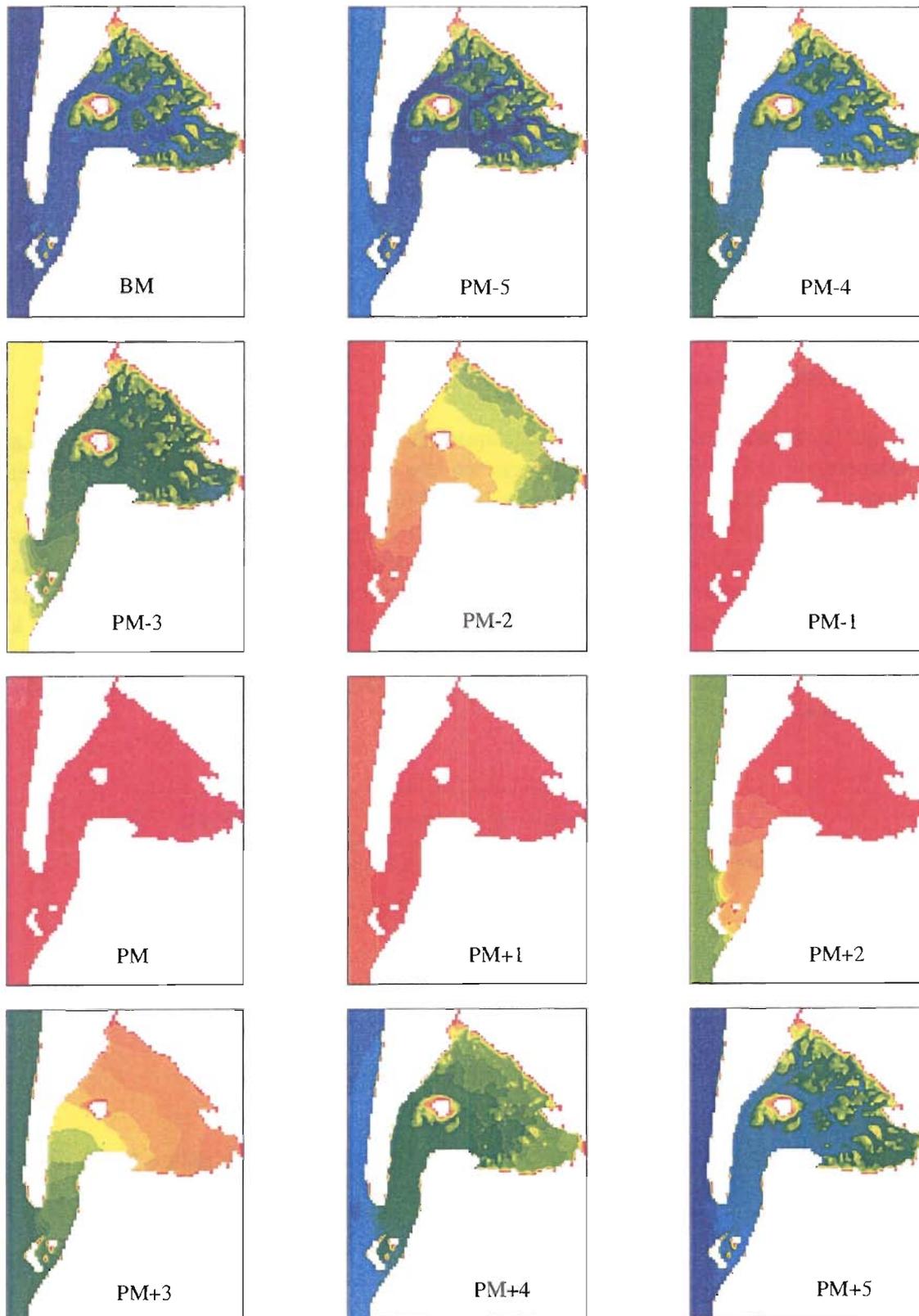


Figure 21b : Propagation de la marée dans le bassin à différentes heures de la marée en vive eau (PM : Pleine Mer, BM : Basse Mer)

- la pleine mer s'établit régulièrement jusqu'à un axe Eyrac-Grand Piquey, puis progresse plus rapidement dans l'axe du Teychan que dans celui du Piquey. La pleine mer est par ailleurs d'autant plus longue que le coefficient est élevé.
- la marée descend le long d'une ligne Andernos - Taussat avant Arès ou Audenge, les régions les plus éloignées étant les dernières à être inondées puis à se vider.
- les décalages d'heure d'arrivée de la pleine mer par rapport à Gaillouneys ou Eyrac fournis par le modèle sont généralement légèrement supérieurs aux temps moyens calculés par le LCHF. Ils correspondent cependant aux résultats plus récents de Gassiat et L'Yavanc.

2 - 2 - 2 - Décalages en hauteur

En ce qui concerne les hauteurs, deux approches comparatives se distinguent. La première, adoptée par le LCHF, consiste à choisir un site de référence (Eyrac en l'occurrence) puis à comparer les hauteurs des pleines mers des autres sites pour différents coefficients. Cette méthode fournit une indication sur les corrections à apporter aux niveaux des pleines mers d'Eyrac pour obtenir ceux des pleines mers correspondantes pour les autres sites (indication seulement, le marnage étant fortement conditionné par le vent). Nous retrouvons par cette méthode le renflement moyen d'une quinzaine de centimètres à Eyrac par rapport à l'entrée des passes (LCHF, 1969). Pour les différents postes à l'intérieur du bassin, on constate également une bonne concordance entre les résultats du modèle et les mesures du LCHF (1973, tableau 5).

	morte eau	vive eau	LCHF 1973
Grand Piquey	-1	2	4
Arès	7	10	9
Andernos	7	10	7
Audenge	9	13	9
Larros	7	11	11

Tableau 5 : Décalage des hauteurs de pleine mer par rapport à Eyrac en cm

La seconde méthode utilisée par L'Yavanc consiste à observer à une même heure de la marée les hauteurs en différents observatoires, afin de déterminer la forme instantanée de la surface libre. Les résultats du modèle présentent les caractéristiques suivantes :

- en morte eau

Durant le montant, le fond du bassin est légèrement en dépression jusqu'à PM-2 où l'axe Eyrac-Grand Piquey est à un même niveau tandis que le fond du bassin se remplit rapidement. A partir de la pleine mer, l'Est de cet axe Eyrac-Grand Piquey est le plus élevé, et la pente du bassin est orientée vers le Sud-Ouest. Cette pente demeure notable jusqu'à PM+3, puis

s'amenuise pour disparaître à basse mer où le plan d'eau est quasiment horizontal. Ce comportement correspond qualitativement à celui observé par L'Yavanc. On note cependant que le modèle reproduit entre Eyrac et le fond du bassin des écarts de hauteur plus faibles que ceux observés (25 cm maximum, contre 30 pour L'Yavanc).

- en vive eau

La pente du bassin vers l'Est durant le montant persiste dans le modèle jusqu'à PM-1 où la surface du plan d'eau est quasiment horizontale. L'Yavanc observe dès PM-1 une pente inverse du bassin (niveau plus élevé au fond qu'à Eyrac ou Bélisaire), qui ne s'amorce dans le modèle qu'à partir de PM+1. Le renversement de pente rapporté par L'Yavanc semble cependant précoce, puisque l'onde tend à ralentir à son arrivée sur les platiers. Ceux-ci n'étant recouverts qu'aux environs de PM-1, il est surprenant de constater que le niveau y est instantanément plus élevé que dans le reste du bassin.

On trouve par les mesures et le modèle une pente maximale du bassin à PM+3, avec une différence de niveau maximale entre Arès et Bélisaire de 70 cm pour le modèle et 75 pour L'Yavanc, et une différence de niveau entre Andernos et Bélisaire de 60 cm pour le modèle et 68 cm pour L'Yavanc.

Les bancs découvrants émergent à partir de PM+5 et la surface du bassin est plane à basse mer. Au moment de la basse mer d'Eyrac, le niveau a déjà remonté à Bélisaire où il atteint une dizaine de centimètres (L'Yavanc indique 14 cm).

Conclusion sur les décalages en hauteurs

La propagation de la marée reproduite par le modèle est cohérente avec les observations. On remarque des différences de niveau entre Eyrac et les sites du fond du bassin systématiquement plus faibles que celles de L'Yavanc. Ce biais peut être imputé à la représentation grossière du fond du bassin dans le modèle : l'enchevêtrement complexe de petits chenaux ne peut être pris en compte par la maille de 250 m. Rappelons cependant que tel n'est pas l'objet de ce modèle, puisqu'il a été construit pour étudier la circulation générale dans le bassin et les passes, ce qu'il reproduit correctement.

Les grandeurs directement utilisées par le modèle morphologique étant les vitesses, la prochaine section a pour objet de comparer les mesures de courant aux résultats du modèle.

2 - 3 - Courants de marée

L'étude morphodynamique concerne plus particulièrement la zone des passes. Le nombre de mesures y est cependant restreint, c'est pourquoi nous comparerons également les résultats du modèle aux mesures effectuées à l'intérieur du bassin (Figure 22). On peut reprocher aux mesures du LCHF d'être anciennes, mais elles présentent l'avantage d'être relativement exhaustives (Figure 23).

2 - 3 - 1 - Courants à l'extérieur des passes

Le LCHF (1969) mentionne la présence au large de la côte des Landes de courants généraux orientés vers le nord-ouest en hiver et vers le sud au printemps et en été, expliqués par l'alternance des vents dominants au cours des saisons. Des enregistrements de longue durée ont permis de filtrer cette composante d'origine météorologique afin de ne conserver que le signal semi-diurne propre à la marée. Le courant de marée est giratoire et n'excède pas 25 cm/s au large de la côte Aquitaine (Catalogue Sédimentologique des côtes françaises).

Nous avons retenu deux enregistrements à l'extérieur des passes : le premier au large du Ferret (à 5150 m dans le 332 du phare, immersion à 8 m sous la surface par 20 m de fond) et le second à la bouée 1. (immersion de 3 à 4 m sous la surface) Les résultats du modèle en ces mêmes points et dans des conditions autant que faire se peut semblables sont les suivants (les conditions de marée inscrites dans les rapports du LCHF sont quelque fois assez imprécises) :



Figure 22 : Sites de mesures de courant du Service Hydrographique et du LCHF (1973)

Large du Cap Ferret

Le courant est giratoire et se fait dans le sens anticyclonique. A pleine mer, il est dirigé vers le sud et l'intensité du jusant est maximale. Le courant est maximum 1 heure avant la basse mer (25 cm/s pour un coefficient 110), et est alors dirigé vers le Nord-Nord-Ouest. A basse mer il est dirigé vers le Nord, puis atteint un minimum 3 heures avant la pleine mer où il est orienté vers l'Ouest. Ce schéma correspond à celui décrit par le LCHF au même point. L'intensité maximale mesurée était alors de 18 cm/s « par forte marée ».

Bouée 1

Nous avons considéré une marée de 90 tandis que l'enregistrement considéré a été effectué de nouveau par « assez forte marée ». Le courant est maximum (17 cm/s) 1 heure avant la basse mer. Il est alors dirigé au nord-ouest. Il tourne vers le nord qu'il atteint 1h30 après basse mer, puis présente un minimum aux alentours de la pleine mer, où il pointe vers le Sud-Sud-Est. Cette description recoupe parfaitement les observations du LCHF excepté pour l'amplitude maximale qui a varié au cours des mesures entre 26 et 35 cm/s. Notons que nous obtenons ces valeurs plus élevées pour un coefficient de 110.

2 - 3 - 2 - Courants à l'intérieur des passes

Le LCHF a effectué à plusieurs reprises des enregistrements dans la fosse du Cap Ferret et celle du Pilat qui indiquent des vitesses légèrement supérieures aux résultats du modèle : au Cap Ferret, nous retrouvons par le modèle que les renverses ont lieu une demi-heure après les pleine et basse mers locales. Flot et jusant dépassent 1.50 m/s pour un coefficient de 110 (le LCHF rapporte des vitesses de même ordre pour un coefficient de 90). La fosse du Pilat est elle très nettement dominée par le jusant (2.40 m/s pour une marée de 100 contre 1.80 m/s en flot) qui ne dure par ailleurs que 4 heures. Dans la passe Nord, le jusant domine également (au maximum 2.30 m/s pour une marée de 110 et 1.50 m/s en flot).

A la Rotonde, le LCHF a mesuré en 1973 des vitesses de 1.15 m/s et 1.60 m/s en flot et en jusant respectivement (vive eau). Le modèle prédit ici des vitesses de 0.90 m/s et 1.35 m/s, soit inférieures de 20% aux vitesses observées.

Le Moulleau est très nettement dominé par le flot, le banc de Bernet déviant le jusant vers l'Ouest des passes. Mesures et simulations sont ici tout à fait comparables (Tableau 6).

	Flot	Jusant
Mesures Coef 100	0.65	0.56
Modèle Coef 100	0.90	0.63
Mesures Coef 110	0.95	0.56
Modèle Coef 110	0.97	0.68

Tableau 6 : Vitesses mesurées (LCHF, 1969) et simulées au Moulleau en m/s

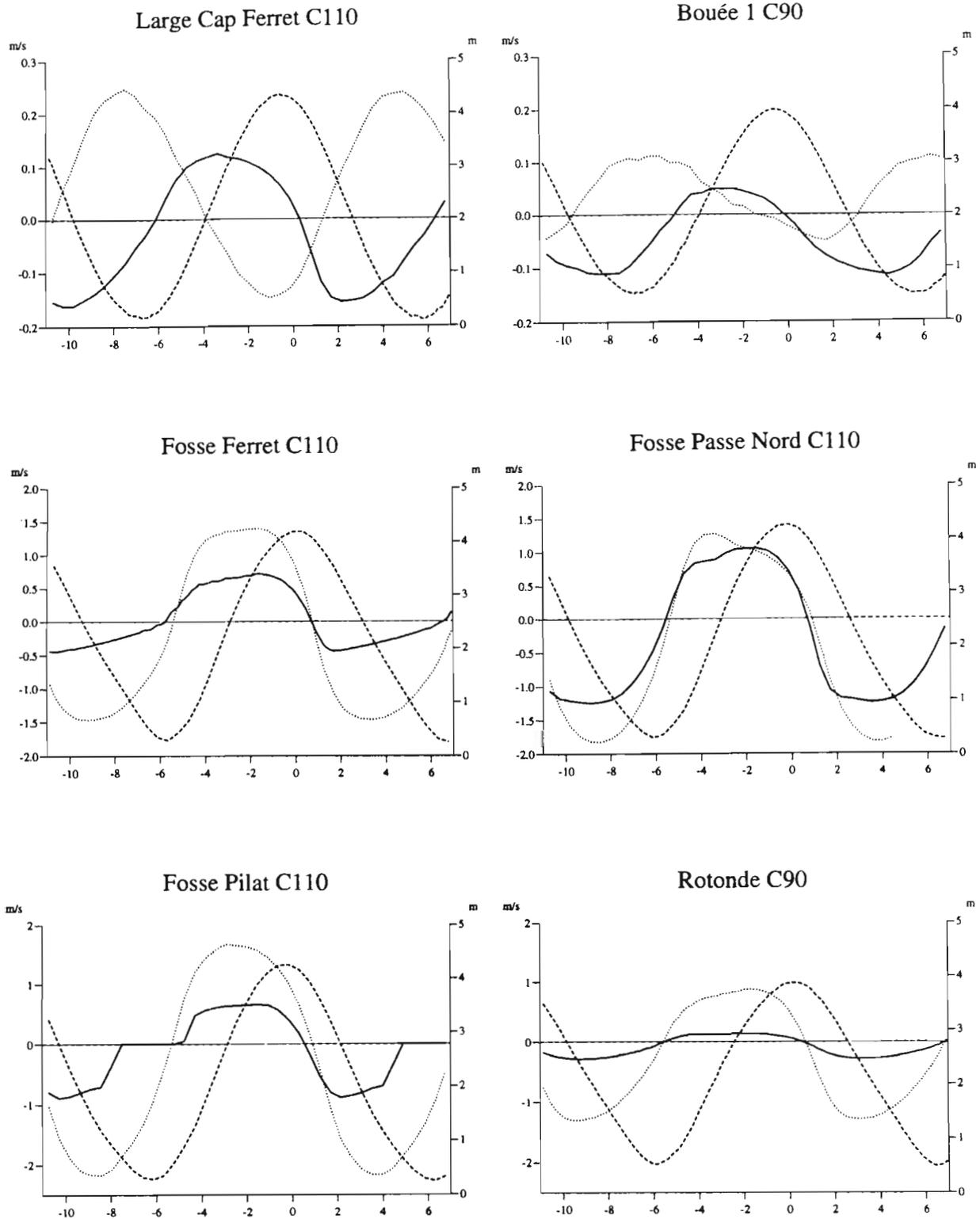


Figure 23 : Simulations de courants et hauteurs aux points de mesures utilisés par le Service Hydrographique et le LCHF : composante Ouest-Est (trait plein), composante Sud-Nord (pointillés), hauteurs (tirets).

On dispose de mesures de courant plus récentes réalisées par Thauront en 1991 dans le chenal du Pilat, le chenal du Cap Ferret et l'ouest de la rade d'Eyrac (Figure 24). Les résultats de ces mesures en 13 stations sont confrontés à des simulations (Figure 25 et annexe) aux mêmes points pour des coefficients comparables.

Chenal du Cap Ferret Nord (C01, C06, C07)

Station C06 (coef. 110/105) : les mesures indiquent que flot et jusant sont de durée et d'intensité sensiblement identiques. Le modèle prédit des valeurs maximales de courants inférieures de 25% à celles observées (0.90 m/s contre 1.20 m/s pour Thauront). Le modèle prédit d'autre part des directions proches du Nord en flot et du Sud en jusant, ce qui est conforme à la direction du chenal en ce point. La direction 240° en jusant rapportée par Thauront s'observe plus près de la côte sur les résultats du modèle.

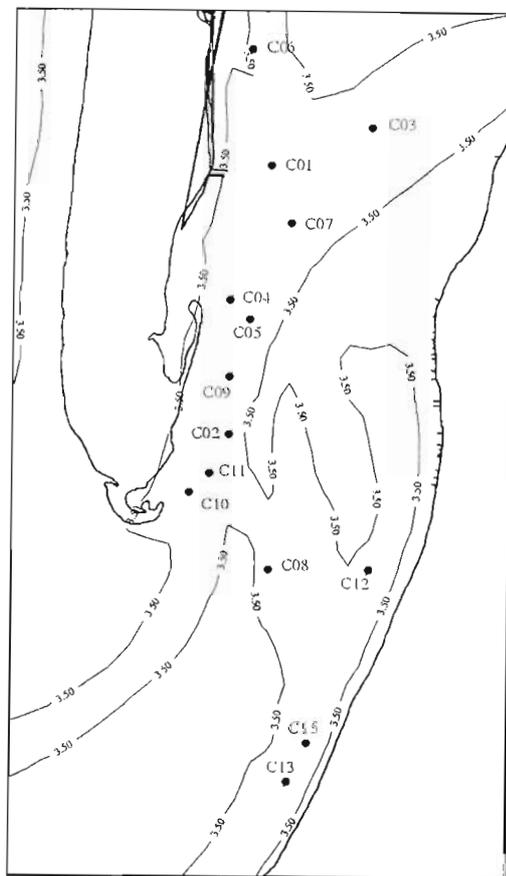


Figure 24 : Sites de mesures de courants de Thauront (1994)

Station C01 (coef 44/36) : le jusant domine d'après les mesures et atteint 80 cm/s contre 40 cm/s pour le flot (on considère ici les valeurs de l'enregistrement lui-même, et non les commentaires de l'auteur, qui ne semblent pas lui correspondre). L'intensité de ces vitesses est surprenante pour une marée de morte eau, puisqu'elle atteint des valeurs observées en vive

eau en bordure du chenal d'Eyrac (station C07) où les vitesses sont généralement plus élevées qu'en direction du chenal du Piquey. Le modèle reproduit une légère dominance du jusant (50 cm/s pour 45 cm/s en flot). Les directions (NNE en flot, SSW en jusant) sont identiques sur les mesures et les résultats du modèle.

Station C07 (coef 86/93) : mesures et simulations concordent ici. Le jusant domine (1 m/s mesuré, 1.1 m/s calculé) sur le flot (0.85 m/s mesuré, 0.90 m/s calculé). La courbe de Thauront est incomplète, mais les durées de flot sont également comparables (6h30 pour les mesures et 6h15 pour le modèle). Nous trouvons une durée de jusant de 6h10. Le flot est dirigé vers le NNE. En revanche, la direction Sud observée par Thauront en jusant ne semble pas correspondre à la topographie du chenal, alors très nettement orienté vers le SSW (direction du jusant prédite par le modèle). Il faut cependant garder en mémoire que les mesures sont ponctuelles, et non intégrées sur la hauteur d'eau.

Chenal du Cap Ferret centre (C04, C05, C09)

Ces 3 stations sont situées au plus étroit du chenal du Ferret, où les courants de jusant sont extrêmement bien canalisés : on est en aval du chenal intermédiaire reliant le chenal du Ferret au chenal du Pilat, et le banc de Bernet entrave le passage de courants puissants sur la rive Est du chenal. Cette particularité induit une importante disparité des courants au travers des sections du chenal. Deux points distants de 250 mètres au long d'une section peuvent ainsi être dominés l'un par le flot, l'autre par le jusant, et peuvent montrer d'importantes différences d'amplitude des vitesses. Il est donc particulièrement délicat ici de comparer résultats du modèle et mesures pour 2 raisons :

- d'une part, le chenal du Ferret n'est représenté que par 5 mailles sur sa plus petite largeur, et on ne dispose par conséquent pas de résultats en un point suffisamment proche du point de mesure,
- d'autre part, les corrections appliquées aux mesures du courantomètre pour tenir compte de la dérive peuvent être peu précises par un fort courant, et la localisation exacte du point de mesure n'est pas toujours possible.

Nous avons néanmoins tenté une comparaison qualitative et, pour les raisons citées ci-dessus, plus approximative encore que les précédentes.

Station C04 (coef 104/108) : le modèle prédit une domination du jusant : 1.40 m/s contre 1.20 m/s en flot. Les vitesses mesurées sont inférieures de 15%. Les durées de flot et de jusant sont respectivement de 5h30 et 6h00 sur les mesures et les simulations.

Station C05 (coef 108/112) : les mesures indiquent ici une équivalence du flot et du jusant en intensité (1 m/s), tandis que le flot serait plus court d'une heure que le jusant. Nous trouvons en effet une asymétrie en temps comparable (5h50 de flot et 6h30 de jusant), cependant le jusant domine avec 1.25 m/s et le flot n'atteint que 1.10 m/s. La dominance du jusant dans le chenal du Ferret n'est d'ailleurs pas surprenante. Les vitesses simulées sont de nouveau supérieures de 20% en flot et de 10% en jusant à celles observées.

Station C09 (coef 108) : Thauront retrouve ici l'asymétrie de durée observée sur les stations 4 et 5, mais observe une forte dominance du jusant qui atteint 1.60 m/s contre seulement 1 m/s pour le flot. Bien que le modèle simule cette dissymétrie, elle est d'amplitude beaucoup plus faible. Nous avons calculé en 2 points distants de 250 m les valeurs suivantes : 1.20 m/s en flot pour 1.40 m/s en jusant, et pour le point décalé de 250 m vers l'Ouest (i.e. vers le milieu du chenal) 1.30 m/s en flot pour 1.55 m/s en jusant. Dans les 2 cas, les vitesses de flot sont supérieures de 20 à 30% à celles observées, mais vitesses de jusant observées et simulées sont cohérentes. Nous ajoutons que le modèle prédit un jusant plus court que le flot, ce qui semble par ailleurs requis pour permettre une telle dominance du jusant. Les directions calculées sont conformes aux directions mesurées.

Chenal du Cap Ferret Sud (C10, C11)

Station C10 (coef 99/103) : les mesures révèlent ici une dominance du flot (1.25 m/s contre 1 m/s pour le jusant). La valeur de vitesse de jusant est sous-estimée par rapport à celle prédite (1.20 m/s) et les vitesses de flot sont comparables (1.30 m/s). La durée du jusant observée rejoint ici les durées simulées pour cette station et la station 9. Notons encore une fois qu'un point décalé de 250 m vers l'Ouest est d'après le modèle légèrement dominé par le jusant et présente des vitesses d'intensité sensiblement supérieures (1.45 m/s en flot et 1.50 m/s en jusant). Les directions des courants (NNE en flot et SSW en jusant) sont similaires dans le modèle et d'après les mesures.

Station C11 (coef 97) : flot et jusant durent un peu plus de 6 heures. Le flot domine d'après les mesures (1.5 m/s contre 1.25 m/s) tandis que le modèle prédit des courants symétriques de 1.40 m/s (inférieurs de 10% aux observations). La direction du flot est moins diffuse sur le modèle : elle s'établit rapidement au Nord après avoir pointé au NNE. Le jusant est orienté au Sud.

Chenal intermédiaire Ferret Pilat (C08)

Les résultats du modèle pour la station C08 sont curieusement en complet désaccord avec les mesures de Thauront. Il ne s'agit pas là d'une imprécision de positionnement puisque d'après le modèle, ce chenal intermédiaire est dominé par le flot sur quasiment toute sa largeur. Le chenal du Pilat étant largement dominé par le jusant et celui du Moulleau par le flot (LCHF, Gassiat, Thauront), ce résultat n'est d'ailleurs pas surprenant. Thauront indique un jusant de 1.20 m/s pour un flot de 0.75 m/s. Notons que des vents de 10 m/s en moyenne soufflaient du 280 le jour des mesures. La position très exposée à la houle et au clapot du courantomètre peut expliquer en partie ce désaccord entre le modèle et les observations.

Chenal du Pilat (C12, C13, C15)

Station C12 (coef 100) : cette station est à l'entrée du chenal du Moulleau, et les mesures indiquent un flot de 1 m/s dominant un jusant de 0.75 m/s. Le modèle reproduit cette asymétrie dans une moindre mesure (flot de 0.80 m/s pour un jusant de 0.70 m/s). L'orientation NW/SE des courants est identique dans le modèle et les mesures.

Station C15 (coef 102) : les mesures indiquent une dominance du jusant (1 m/s contre 0.80 m/s en flot). Le modèle fournit des vitesses de 20% inférieures en flot et en jusant (0.70 m/s en flot et 0.80 m/s en jusant). L'orientation au SE du jusant trouvée par Thauront est surprenante, puisque le courant serait alors normal à la côte. Le modèle prédit des directions dans l'axe du chenal.

Station C13 (coef 102) : la station 13 est proche de la précédente, mais située plus au centre du chenal, donc par de plus grandes profondeurs. Les vitesses y sont par conséquent plus élevées : 1.20 m/s en flot et 1.50 m/s en jusant d'après Thauront, 0.90 m/s en flot et 1.20 m/s en jusant d'après le modèle, soit une différence de 30%. Les orientations décrites par Thauront sont ici plus conformes à la réalité (dans l'axe du chenal) et au modèle.

Remarquons ici encore que ces trois dernières mesures ont coïncidé avec une succession de vents de 8 à 10 m/s en moyenne durant 3 jours consécutifs, qui peuvent justifier les écarts entre intensités observées et simulées. Rappelons en effet que le modèle fournit des résultats plus proche de ceux de LCHF dans cette zone, et que l'écart de 30% avec les mesures de Thauront ne paraît donc pas entièrement imputable au modèle.

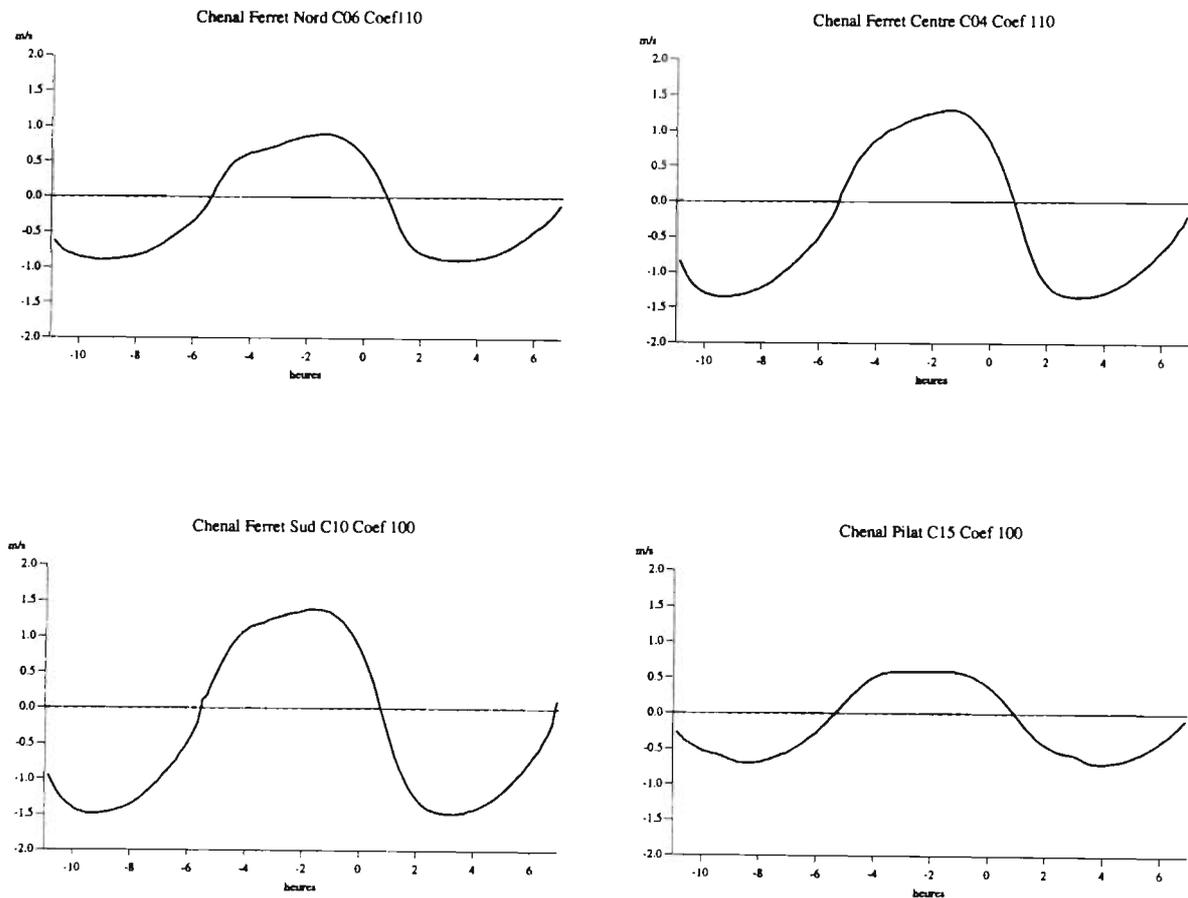


Figure 25 : Résultats des simulations de vitesses aux points de mesure C06, C04, C10 et C15.

Deux séries de mesures en morte eau de 35 et vive eau de 110 ont été effectuées à Bélisaire et au Moulleau par Babin (1990). La position des courantographes est indiquée figure 26 (mesures effectuées à 1.50 m du fond par 5 m d'eau).

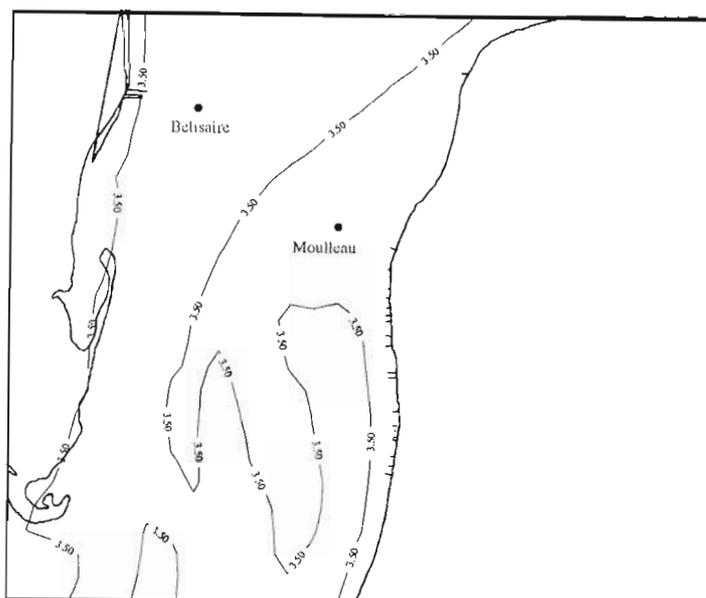


Figure 26 : Sites de mesures de vitesses de Babin

Moulleau

En morte eau, on retrouve par le modèle la prédominance du flot (7h00) sur le jusant (5h00). Les résultats qualitatifs du modèle correspondent aux observations : équivalence des courants de flot et de jusant, vitesse maximale de flot atteinte vers la fin du flot (environ à la cinquième heure) après immersion de la plupart des estrans, puis une renverse brutale qui conduit à des vitesses maximales de jusant atteintes dès 2 heures après le début du jusant, de nouveau avant que les platiers émergent (Figure 27).

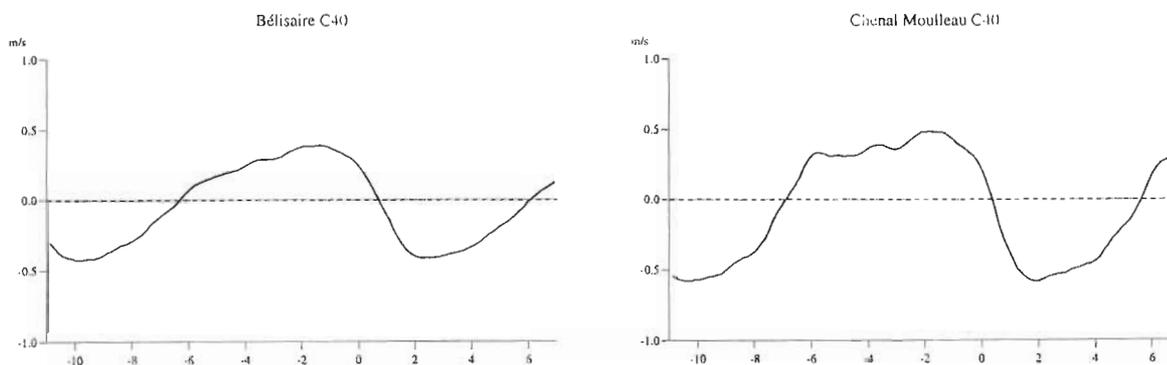


Figure 27 : Vitesses simulées à Bélisaire et au Moulleau en morte eau

En vive eau, on retrouve une dominance du flot sur le jusant en durée comme en intensité, avec une intensité du flot nettement supérieure à celle du jusant (1.20 m/s contre 0.90 m/s d'après le modèle). Comme en morte eau, les vitesses maximales sont atteintes vers la fin du flot et le début du jusant (Figure 28).

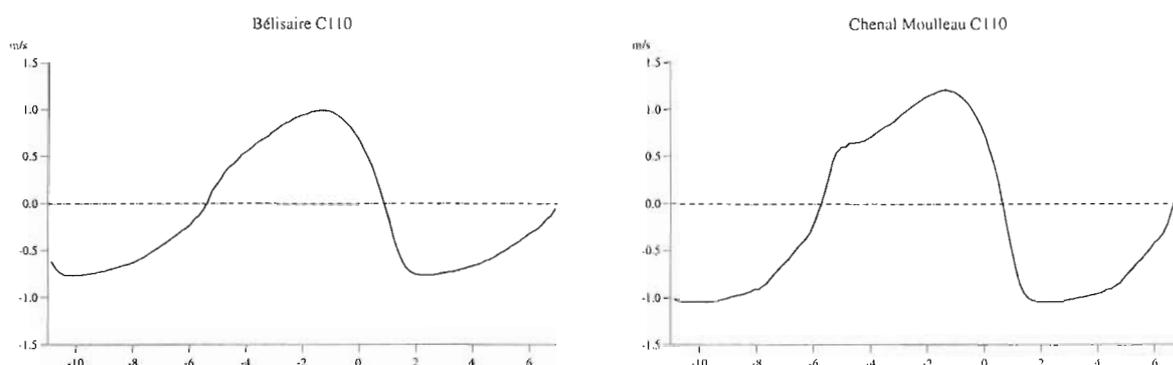


Figure 28 : Vitesses simulées à Bélisaire et au Moulleau en vive eau

Le modèle prédit bien les directions observées par Babin, i.e. une répartition relativement symétrique des vitesses sur un axe NNE-SSO. Des directions de flot plus diffuses sont simulées en vive eau comme en morte eau, où le courant peut pointer vers le Nord. Les mesures ne présentent ces écarts de direction qu'en vive eau.

Bien que ces résultats confirment qualitativement les mesures, les intensités des courants trouvées par Babin excèdent largement celles fournies par le modèle : Babin décrit des vitesses de flot de 0.90 m/s en morte eau et 2.20 m/s en vive eau, contre 0.60 m/s et 1.25 m/s pour le modèle. Cette disparité est en partie due à deux hypothèses simplificatrices du modèle. La première concerne la bathymétrie : tandis que le courantmètre de Babin était mouillé par 5 mètres de fond, cette profondeur n'étant atteinte que localement devant le Moulleau, aucune maille ne présente une telle profondeur dans cette zone. D'autre part, il faut garder en mémoire que les vitesses calculées sont intégrées sur la verticale. Dans une zone à la bathymétrie complexe comme le chenal du Moulleau, entouré par les bancs du Bernet, il n'est pas surprenant de trouver des écarts importants de vitesse en fonction de la profondeur, qui ne peuvent être rendus par le modèle. La profondeur d'immersion du courantmètre n'étant pas indiquée dans l'ouvrage de Babin, il est délicat de conclure sur ce point. En revanche, nous avons constaté que les enregistrements de vive eau effectués les 24 et 25 mars 1988 coïncident avec une période de vents de Sud-Ouest assez forts (10 m/s le 25 en moyenne). D'une part ces vents ont pu influencer sur les courants dans les passes, d'autre part, suivant la position du courantmètre, l'enregistrement a pu être biaisé par la présence de clapot.

Bélisaire

En morte eau, le modèle prédit bien le profil de courant observé par Babin, bien que l'aspect en soit moins irrégulier. Le flot calculé comme mesuré dure 7 heures contre un jusant de 5h10. En revanche, la vitesse maximale observée en jusant n'atteint que 50 cm/s contre 1.20 m/s observés.

En vive eau, l'allure de la courbe est plus régulière. On retrouve sur les résultats du modèle une situation plus symétrique qu'en morte eau, avec un flot de 6h15 contre un jusant de 5h50 dont l'intensité domine également (1 m/s contre 70 cm/s d'après le modèle, 2.30 m/s contre 2 m/s selon les mesures).

Directions de flot et de jusant simulées sont franches et diamétralement opposées en morte eau (NE-SW), comme celles décrites par Babin. En vive eau, Babin distingue 3 directions suivant l'intensité des vitesses, représentant le partage du courant de flot entre le chenal du Piquey (Nord) et celui du Teychan (Nord-Est) tandis que le jusant est orienté vers le Ferret pour toutes les vitesses. On ne retrouve pas cette distinction dans les résultats du modèle.

Les valeurs de jusant décrites par Babin en vive eau (près de 5 noeuds) paraissent très élevées. Il s'agit de nouveau d'un enregistrement effectué par des vents de 10 m/s du Sud-Ouest, ce qui est d'autant plus étranges. Les valeurs également élevées de morte eau (3 noeuds) ne sont pas plus compréhensibles. Les résultats du modèle concordent d'avantage avec les mesures de Thauront.

Conclusion

A l'exception du chenal intermédiaire entre chenal du Ferret et chenal du Pilat, modèle et mesures indiquent des dominances et des durées de flot ou de jusant comparables.

Les directions fournies par le modèle suivent plus systématiquement les chenaux que celles mesurées, dont les fluctuations peuvent s'apparenter à du bruit (et le modèle est par essence exempt de bruit). Rappelons par ailleurs que les vitesses simulées sont intégrées sur la verticale tandis que les mesures peuvent rendre compte localement d'effets tri-dimensionnels.

Les amplitudes des vitesses simulées peuvent diverger des amplitudes mesurées de 30% dans la situation la plus défavorable. Il serait souhaitable pour conclure de disposer d'enregistrements de longue durée à chaque station, afin de déterminer la marge d'erreur imputable aux mesures. On a pu constater en effet sur les mesures des vitesses d'ordre de grandeur tout à fait différent en un même point et pour des coefficients identiques. Nous avons également observé que certaines des mesures ne pouvaient être directement comparées aux simulations, puisqu'elles coïncidaient avec des périodes de vents trop forts pour être négligés. Particulièrement dans la zone des passes, rappelons que les conditions de mer deviennent rapidement difficiles et rendent les mesures par courantomètres délicates.

Il convient également de rappeler que les vitesses fournies par le modèle sont intégrées sur la verticale. Dans le cas fréquent où les vitesses mesurées le sont en surface, il est donc prévisible d'obtenir par la simulation des vitesses moyennes plus faibles que celles observées.

2 - 3 - 3 - Courants dans le bassin

Une série de mesures a été menée par le Service Hydrographique en rade d'Eyrac et dans les chenaux du Teychan et de Gujan (Ouvrage n°550 du Service Central Hydrographique, in LCHF, 1973). Ces enregistrements présentent l'avantage d'être localisés précisément. Le tableau 7 réalise une synthèse de la comparaison de ces mesures avec les résultats du modèle. Les différences entre vitesses mesurées et calculées atteignent de nouveau 30%. D'après les mesures, tous les points sont dominés par le jusant à l'exception du 644 (Nord de la rade d'Eyrac), tandis que le modèle prédit que seuls les points 647 et 653 (Chenal Est de l'Ile aux Oiseaux et Chenal de Teychan) sont inconditionnellement dominés par le jusant, et que les points 645 et 652 (Rade d'Eyrac et chenal de Gujan) le sont en morte eau (Figure 29 et annexe).

	637			644		
	VE	ME	DIR	VE	ME	DIR
Vitesse max. de flot mesurée	1.15	0.80	75	1.05	0.55	85
Vitesse max. de jusant mesurée	1.55	0.80	255	0.90	0.45	260
Vitesse max. de flot modèle	0.80	0.40	80	0.95	0.45	85
Vitesse max. de jusant modèle	0.65	0.40	260	0.90	0.40	265
	645			647		
	VE	ME	DIR	VE	ME	DIR
Vitesse max. de flot mesurée	1.50	0.75	100	0.80	0.40	65
Vitesse max. de jusant mesurée	1.70	0.85	280	1.30	0.65	230
Vitesse max. de flot modèle	1.10	0.50	90	0.88	0.35	60
Vitesse max. de jusant modèle	1.00	0.60	265	0.90	0.50	225
	652			653		
	VE	ME	DIR	VE	ME	DIR
Vitesse max. de flot mesurée	0.70	0.35	110	0.75	0.40	72
Vitesse max. de jusant mesurée	0.80	0.40	290	1.00	0.55	260
Vitesse max. de flot modèle	0.68	0.28	130	0.95	0.40	70
Vitesse max. de jusant modèle	0.58	0.35	310	0.95	0.50	260

Tableau 7 : Vitesses maximales en m/s (VE : Vive Eau ; ME : Morte Eau) et direction en ° (DIR : Direction) en flot et en jusant pour les stations de la rade d'Eyrac. Comparaison mesures et modèle.

Afin de déterminer le régime des courants dans le fond du bassin, le LCHF a réalisé en 1972 des mesures à postes fixes par divers coefficients. Les résultats du modèle indiquent ici encore des vitesses en moyenne inférieures ou égales à celles mesurées. La dominance du jusant est bien représentée par le modèle, à l'exception du chenal du Teychan où mesures et simulations sont en désaccord. Dans le chenal du Piquey, les mesures révèlent une dominance du flot au fond et du jusant en surface, traduites par des vitesses intégrées sur la verticale peu différentes en vive eau moyenne.

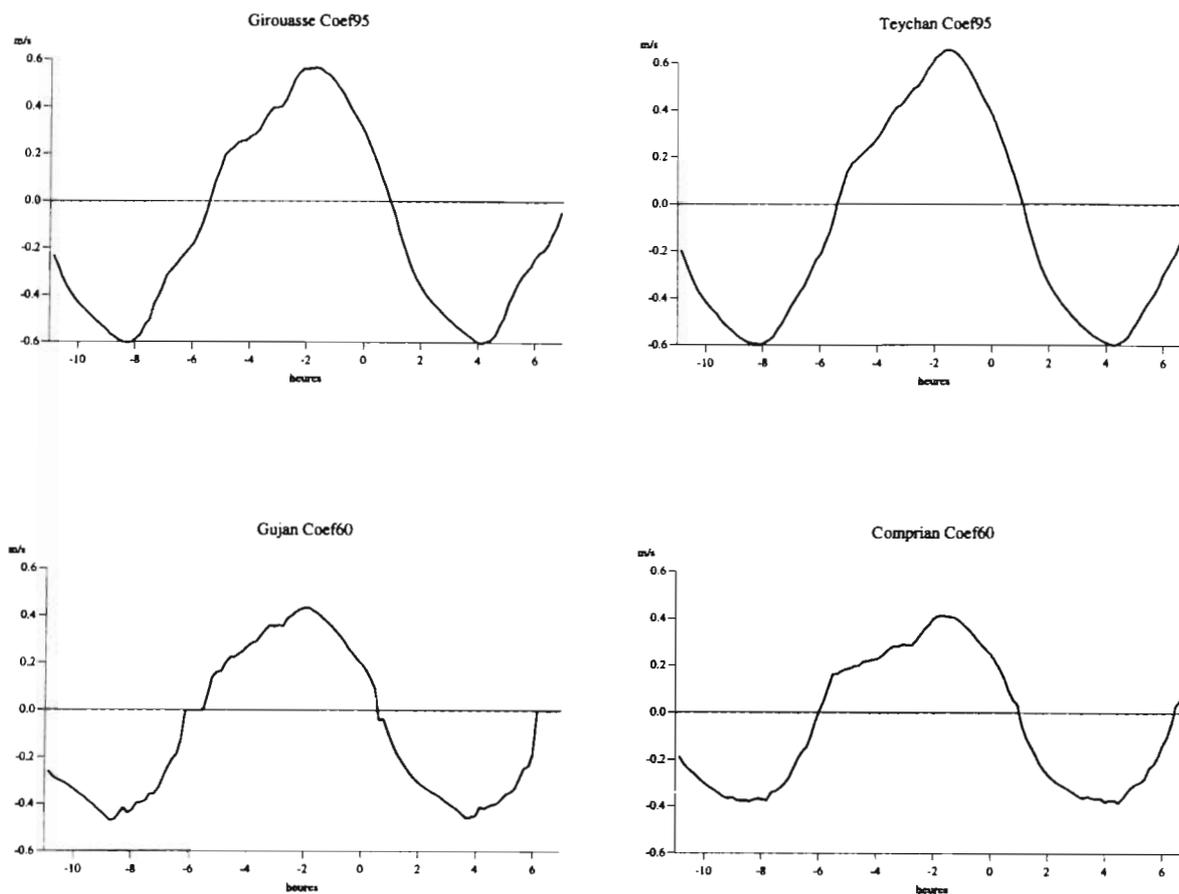


Figure 29 : Simulations de courant dans le bassin en quelques points de mesure du Service Central Hydrographique.

Conclusion

L'observation des courbes de vitesses fournies par le modèle révèle quelques caractéristiques déjà remarquées sur les mesures :

- une dominance générale du jusant dans les chenaux principaux (excepté pour le fond du chenal du Teychan, légèrement dominé par le flot d'après le modèle),

	Chenal d'Arès		Chenal de Girouasse		Chenal du Teychan	
VE moyenne	Flot	Jusant	Flot	Jusant	Flot	Jusant
surface	0.75	0.98	0.95	1.10	0.65	0.90
mi-profondeur	0.75	0.94	0.85	0.95	0.70	1.00
fond	0.60	0.85	0.65	0.74	0.55	0.65
modèle	0.55	0.60	0.60	0.60	0.64	0.60

	Chenal d'Arès		Chenal de Girouasse		Chenal du Teychan	
ME moyenne	Flot	Jusant	Flot	Jusant	Flot	Jusant
surface	0.52	0.73	0.39	0.51	0.59	1.00
mi-profondeur	0.48	0.58	0.35	0.49	0.32	0.70
fond	0.39	0.48	0.35	0.39	0.25	0.50
modèle	0.30	0.40	0.35	0.42	0.38	0.45

	Chenal de Comprian coef 55/57		Chenal de Gujan coef 55/57		Chenal du Piquey coef 91/88	
	Flot	Jusant	Flot	Jusant	Flot	Jusant
surface	0.55	0.65	0.50	0.71	0.84	0.92
mi-profondeur	0.47	0.50	0.48	0.60	0.80	0.80
fond	0.40	0.42	0.44	0.46	0.70	0.60
modèle	0.42	0.38	0.45	0.47	0.90	0.80

Tableau 8 : Courants (m/s) aux points fixes dans les chenaux (mesures LCHF 1972) et résultats du modèle.

- une progression lente et régulière dans ces chenaux de la vitesse de flot jusqu'à un maximum à PM-2, puis le flot diminue rapidement pour faire place à un courant de jusant qui atteint un maximum aux alentours de PM+3 pour s'annuler à basse mer,
- dans le chenal de l'Île aux Oiseaux, le jusant domine légèrement en morte eau (20 cm/s contre 17 cm/s à l'ouest, et 15 cm/s contre 13 cm/s à l'est), tandis que le flot domine beaucoup plus nettement en vive eau (40 cm/s contre 36 cm/s à l'ouest, 38 cm/s contre 28 cm/s à l'est) tout en étant beaucoup plus long que le jusant (jusqu'à 8 heures en morte eau),
- la principale divergence entre modèle et mesures concerne le chenal du Courant et le chenal de Maubinot (chenal secondaire), tous deux dominés par le jusant alors que les mesures de 1972 indiquaient une dominance de flot.

2 - 4 - Conclusion générale sur la validité du modèle

Bien que les hauteurs d'eau soient bien simulées par le modèle à l'intérieur et à l'extérieur du bassin, les courants simulés peuvent présenter des divergences avec les mesures atteignant 30%. La raison principale en est la représentation topographique que nous avons adoptée : pour le fond du bassin, la maille de 250 m ne permet pas de définir la multitude de petits chenaux qui sillonnent les estrans. Quant aux zones plus profondes, les sections des chenaux n'y sont pas rigoureusement respectées, et peuvent être surestimées. Cette approximation explique que les vitesses à l'intérieur du bassin soient systématiquement sous-estimées. La définition de la topographie pouvant alternativement majorer ou minorer les volumes mis en jeu dans les zones où alternent chenaux profonds et bancs découvrants (passes, rade d'Eyrac), les vitesses peuvent elles aussi y être surestimées ou sous-estimées.

On constate cependant que les allures des courbes de vitesses sont bien représentées dans le bassin et à l'extérieur, ainsi que les dissymétries de durée et d'amplitude entre flot et jusant.

De plus, il importe de remarquer que cette erreur maximale de 30% n'est certainement pas entièrement imputable au modèle. Le manque de mesures répétées au même point interdit l'établissement des statistiques qui permettraient d'évaluer la part d'erreur liée aux mesures.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CHAPITRE 2

- Babin, P., 1990, Morphologie, sédimentologie et processus dynamiques des passes intérieures du Bassin d'Arcachon : Un exemple d'évolution cyclique d'une communication lagune/océan, Thèse de l'Université de Bordeaux I, 308 pages
- Catalogue sédimentologique des côtes françaises, Côtes de la Manche et de l'Atlantique, Laboratoire Central d'Hydraulique de France, Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France, Eyrolles (ed.)
- Gassiat, L., 1989, Hydrodynamique et évolution sédimentaire d'un système lagune-flèche littorale. Le Bassin d'Arcachon et la flèche du Cap Ferret. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1969, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon. Mission d'observations en nature, Rapport Général, Février 1969
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1969, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon. Mission d'observations en nature, Rapport Sédimentologique, Février 1969
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1973, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon. Mission d'observations complémentaires en nature, Rapport Général, Mars 1973
- L'Yavanc, J., 1995, Evolution bathymétrique et morphologique du Bassin d'Arcachon. Rapport Interne Ifremer DEL/95.12 Brest
- Mangor, K., Driscoll, A.M., Broker, I., Skou, A., 1995, Morphological impact assessment of artificial islands for the Oresund Link between Denmark and Sweden, Proceedings '95 Coastal Dynamics, pp. 939-950
- Salomon, J.-C., Breton, M., 1995, Arcachon : l'hydrodynamique par la modélisation mathématique, Rapport interne IFREMER
- Thauront, F., 1994, Les transits sédimentaires subtidiaux dans les passes internes du Bassin d'Arcachon, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I

CHAPITRE 3

Comportement et stabilité des embouchures tidales

INTRODUCTION

Les premières études d'embouchures tidales ont été consacrées d'une part à la compréhension de leur hydrodynamique (relation entre le marnage à l'intérieur de la lagune et le marnage océanique, vitesses de vidange et de remplissage etc.) et d'autre part à la description de leurs caractéristiques morphologiques. Malgré l'immense variété des environnements dans lesquels ces embouchures se sont développées (diverses expositions à la houle et aux marées, variété des sédiments) et leurs différences d'échelle, elles présentent des comportements semblables qui ont permis d'établir des concepts d'évolution empiriques (stabilité, ouverture, comblement).

Ce chapitre présente les unités morphologiques caractéristiques des embouchures tidales et les mécanismes sédimentaires responsables de leur évolution, les principes hydrauliques déduits de modèles schématiques unidimensionnels et les concepts de stabilité permettant d'évaluer leur état d'équilibre. Nous appliquerons ces techniques empiriques au cas d'Arcachon afin d'expliquer les évolutions passées du Bassin et tenter de prédire une tendance d'évolution future.

1 - MORPHOLOGIE ET COMPORTEMENT

1- 1 - Origine

Ce n'est que récemment que l'histoire du développement des embouchures tidales est devenue accessible à notre connaissance : l'âge de leur formation est généralement bien antérieur aux premières descriptions qu'en a fait l'homme. Les études géologiques, géographiques et morphologiques ont permis de reconstituer le schéma de leur évolution.

On peut distinguer 3 groupes principaux d'embouchures en fonction de leur origine :

- les embouchures d'origine géologique, comme les fjords norvégiens par exemple, auxquelles leurs pertuis rocheux confèrent un comportement beaucoup plus stable que les embouchures créées en zone alluviale,
- les embouchures d'origine hydrologique, résultant du modelage de l'embouchure d'une rivière par les courants de marée. La rencontre de rivières très chargées en alluvions et d'un océan à faible marnage où l'action de la houle est modérée donne naissance à des deltas (deltas du Rhône, du Nil, du Mississippi). Lorsque le marnage est plus conséquent et le transport d'alluvions plus modeste, une embouchure en forme d'entonnoir se dessine, dont la section diminue vers l'amont à mesure que les courants de marée s'affaiblissent (estuaires de la Seine, de la Tamise).

- les embouchures résultant de la dérive littorale. Divers scénarios sont alors envisageables : création d'une brèche au travers de la barre sableuse séparant une lagune de l'océan (par suite d'une élévation du niveau de la mer par exemple), formation d'une barrière au travers d'une baie ou de l'embouchure d'une rivière, formation d'une flèche tendant à obturer un delta (Arcachon). L'évolution du chenal dépend alors du phénomène qui aura prévalu à l'ouverture de la passe.

1 - 2 - Classification

De nombreuses embouchures tidales ont été étudiées et décrites, principalement le long des côtes d'Amérique du Nord et d'Europe occidentale. L'analyse de leur morphodynamique a permis de dégager les paramètres représentatifs des processus dominants et de distinguer leur importance relative selon le type d'embouchure concerné. Il existe cependant d'innombrables embouchures tidales de par le monde au sujet desquelles on ne dispose d'aucune information. La première méthode à appliquer afin de prédire leur comportement consiste à les comparer à des systèmes similaires. L'objectif principal de la classification est de faciliter cette démarche comparative.

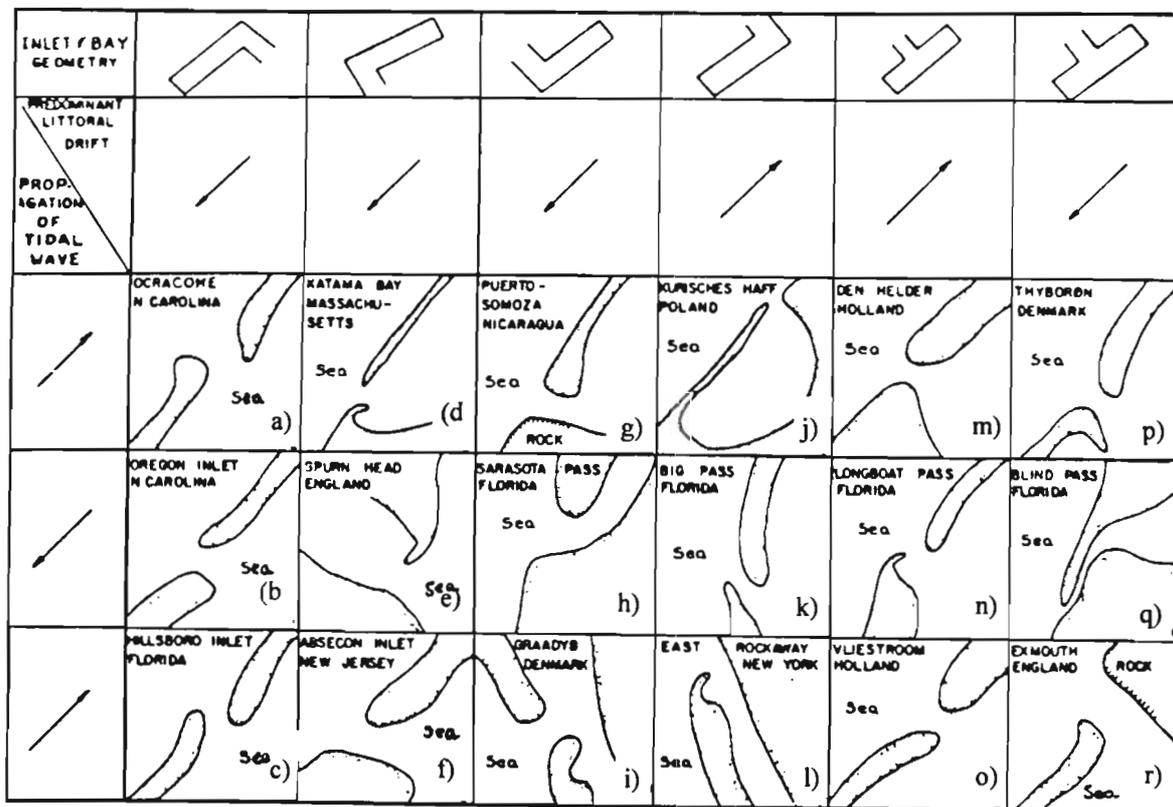


Figure 1 : Classification morphologique d'embouchures tidales : exemples de divers types d'embouchures en fonction de la position relative de la lagune et des passes, de la direction de la dérive littorale et de la propagation de la marée. D'après Bruun et Gerritsen (1960)

Les embouchures tidales peuvent être distinguées suivant des critères géométriques fondés sur leur morphologie, ou bien des critères hydrodynamiques, fondés sur les processus physiques influant leur comportement morphodynamique. La classification géométrique est la plus aisée, puisqu'elle ne s'appuie que sur des cartes et ne requiert pas la connaissance du climat de houle ou du régime de marée ambiants. En revanche, elle ne permet pas de coupler le comportement d'une embouchure aux processus physiques responsables de son évolution, et la comparaison uniquement fondée sur « l'apparence » présente des risques non négligeables de généralisation excessive.

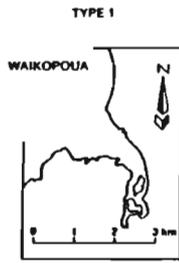
1 - 2 - 1 - Classification géométrique

Bruun et Gerritsen (1960) proposent une classification d'embouchures selon les positions relatives de la baie et de l'embouchure, la propagation de l'onde de marée et la direction de la dérive littorale nette. La comparaison de l'embouchure étudiée à l'une de ces 18 configurations fournit une première indication quant à son origine et son développement. Le Bassin d'Arcachon correspondrait par exemple à la configuration q (Figure 1). L'absence de carte représentant la géométrie réelle de ces 18 systèmes limite cependant les possibilités de comparaison et par conséquent l'utilité de cette classification (Steijn, 1991). Dans le même esprit, Hume et Herdendorf (1987) proposent une classification de 15 embouchures de Nouvelle Zélande selon leur origine et leur morphologie, dont les configurations et le comportement sont décrits en détail dans Hume et Herdendorf (1989, Figure 2).

Galvin (1971) décrit une classification plus simple fondée sur la configuration des berges de part et d'autre de l'embouchure (Figure 3). Il distingue les quatre classes suivantes :

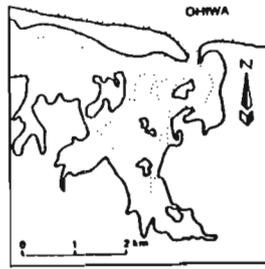
- classe 1 : recouvrement : la côte amont (au regard de la dérive) recouvre l'embouchure en s'allongeant vers l'aval de la lagune. Ces embouchures se développent en présence d'une forte dérive littorale couplée à de forts courant de marée permettant de maintenir la passe ouverte (lagunes de grande surface et marnage important, cas d'Arcachon).
- classe 2 : décalage amont : l'extrémité de la côte aval de l'embouchure est décalée vers l'océan d'une distance supérieure à la largeur de la passe.
- classe 3 : décalage aval : l'extrémité de la côte amont de l'embouchure est décalée vers l'océan d'une distance supérieure à la largeur de la passe. Les embouchures des classes 2 et 3 se développent dans des conditions semblables à celles requises pour la classe 1, mais la dérive littorale principale est en partie compensée par une dérive de direction opposée.
- classe 4 : décalage négligeable : décalage des côtes aval et amont inférieur à la largeur de la passe. Cette configuration se présente lorsque la dérive littorale nette est négligeable.

UNRESTRICTED INLET

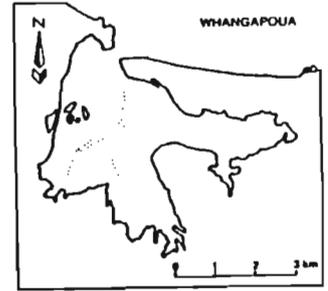


BARRIER ENCLOSED LAGOON

TYPE 3 DOUBLE SPIT ENCLOSED

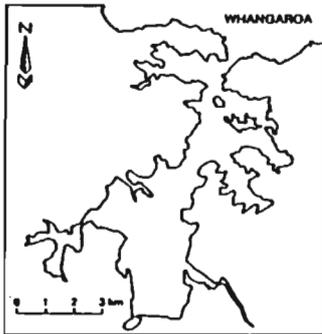


TYPE 4 SINGLE SPIT ENCLOSED



HEADLAND ENCLOSED INLET

TYPE 2



TYPE 5 TOMBOLO ENCLOSED



BARRIER ENCLOSED LAGOON

TYPE 6 ISLAND ENCLOSED



RIVER MOUTH

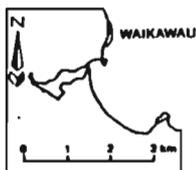
TYPE 8 STRAIGHT-BANKED



TYPE 9 SPIT-LAGOON



TYPE 7 BAY-HEAD BEACH ENCLOSED



TYPE 10 DELTAIC

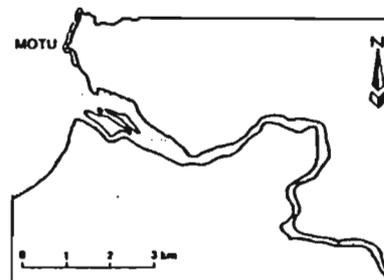
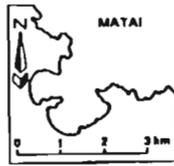


Figure 2 : Classification morphologique d'embouchures de Nouvelle Zélande d'après Hume et Herdendorf (1987)

MARINE EROSION EMBAYMENT

TYPE 11



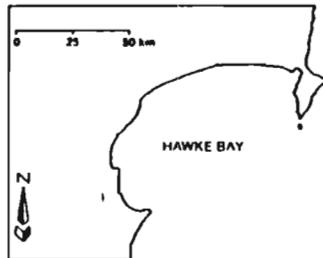
VOLCANIC EMBAYMENT

TYPE 14



DIASTROPHIC EMBAYMENT

TYPE 13



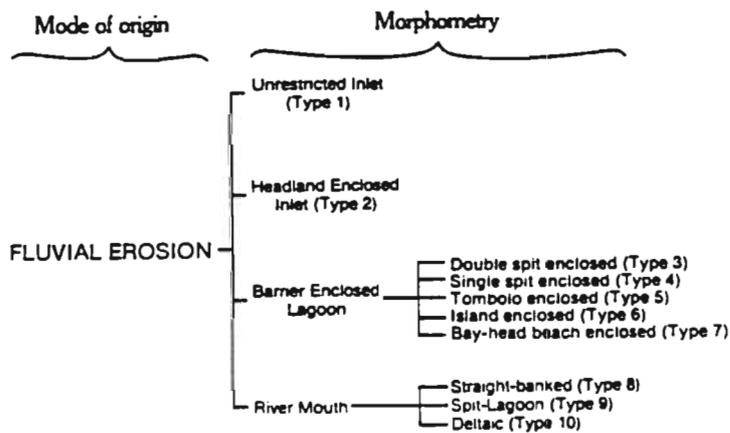
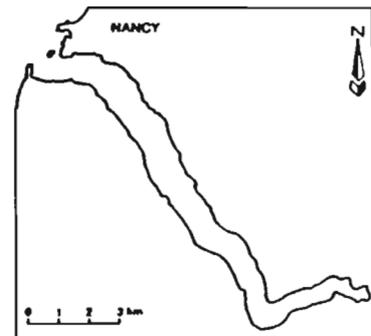
FAULT DEFINED EMBAYMENT

TYPE 12



GLACIAL EMBAYMENT

TYPE 15



MARINE EROSION — Marine Erosion Embayment (Type 11)

TECTONISM — Fault Defined Embayment (Type 12)
Diastrophic Embayment (Type 13)

VOLCANISM — Volcanic Embayment (Type 14)

GLACIAL EROSION — Glacial Embayment (Type 15)

Figure 2 (cont.)

1 - 2 - 2 - Classification hydrodynamique

Les forçages responsables de l'évolution morphodynamique des embouchures tidales considérés dans cette classification sont la houle et la marée.

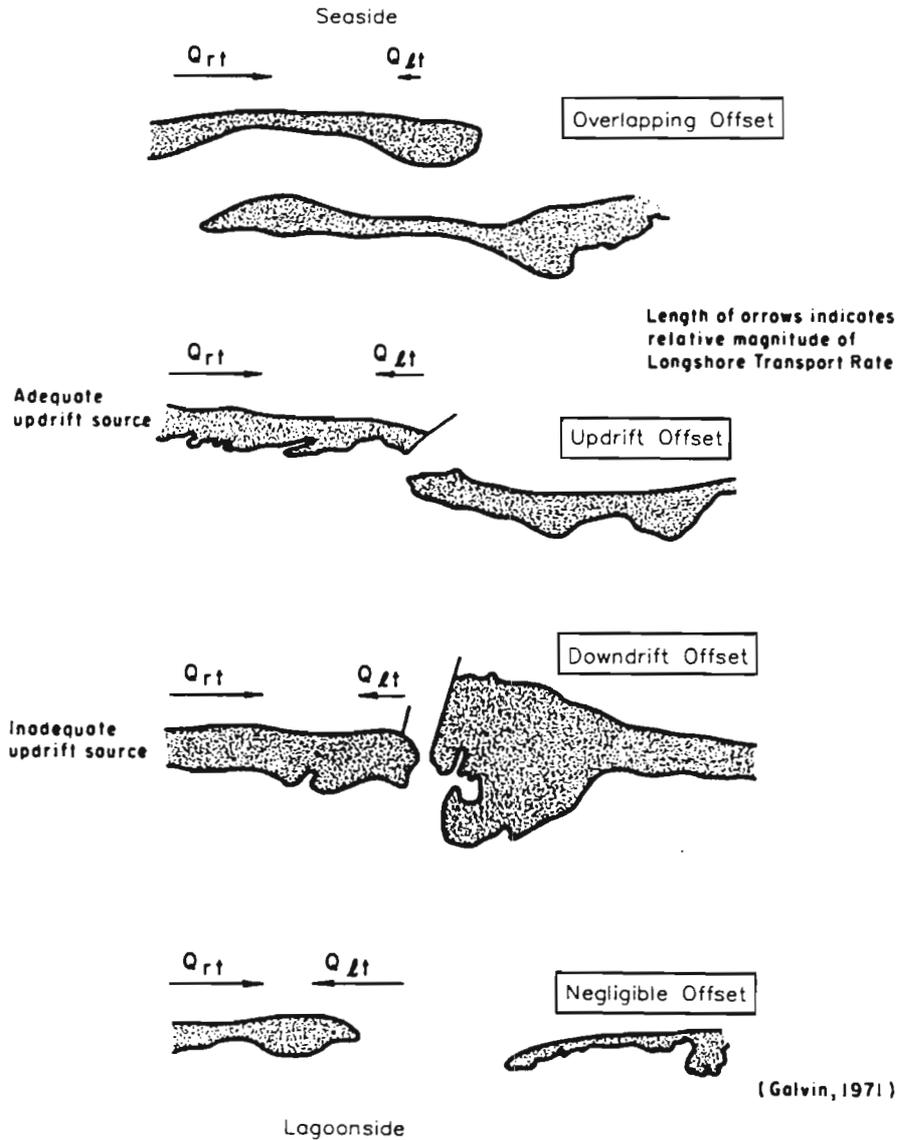


Figure 3 : Classification morphologique d'embouchures tidales d'après Galvin (1971) : diverses configurations en fonction de l'importance relative de la dérive littorale dans les deux sens. Q_r : composante de la dérive « vers la droite » sur le dessin, Q_l : composante de la dérive « vers la gauche ».

La marée

La forte corrélation entre marnage et caractéristique des embouchures tidales a été montrée par de nombreux auteurs (Steijn, 1991). Hayes (1980) a proposé la classification suivante en fonction du marnage :

microtidale :	marnage < 1.0 m
mésotidale (faible) :	marnage compris entre 1.0 et 2.0 m
mésotidale (forte) :	marnage compris entre 2.0 et 3.5 m
macrotidale (faible) :	marnage compris entre 3.5 et 5.5 m
macrotidale (forte) :	marnage > 5.5 m

Se fondant sur ce seul critère, Fitzgerald (1988) a suggéré une relation inverse entre la longueur des barrières littorales longeant la côte des péninsules du New Jersey et de Delmarva (USA, Côte Est) et le marnage moyen. On remarque également sur les côtes du Nord de l'Europe occidentale une dépendance étroite entre la morphologie des embouchures tidales et l'amplitude des marées (Steijn, 1991).

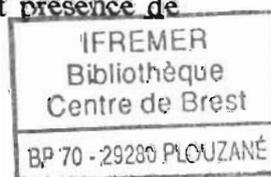
La houle

L'action de la houle consiste généralement à limiter l'extension du delta de jusant vers le large. Elle génère d'autre part une dérive littorale susceptible de transporter d'importants volumes de sédiments d'une rive à l'autre de l'embouchure. Le climat de houle moyen est généralement représenté par la hauteur significative moyenne annuelle (Steijn, 1991):

houle de faible énergie :	$H_s < 0.6 \text{ m}$
houle d'énergie moyenne :	$0.6 \text{ m} < H_s < 1.5 \text{ m}$
houle de forte énergie :	$H_s > 1.5 \text{ m}$

Il est cependant hasardeux de classer les embouchures tidales à partir du régime de marée seul ou des conditions de houles indépendamment. Steijn (1991) cite l'exemple de la côte Ouest de la Floride où le marnage est de 0.80 m contre 1.5 m sur la côte Sud-Est de l'Islande. Le régime de houle étant lui beaucoup plus faible en Floride qu'en Islande ($H_s = 0.1 \text{ m}$ contre 2.1 m), la morphologie des embouchures de Floride est beaucoup plus dominée par la marée que ne l'est celle des embouchures d'Islande. Ce sont en effet les contributions relatives de la houle et de la marée qui déterminent la morphologie de ces systèmes. Cinq classes de lagunes sont ainsi distinguées suivant la dominance relative de la marée et de la houle (Hayes, 1980, Figure 4) :

- 1 - houle dominante : présence de longues barrières sableuses le long des lagunes, interrompues par des embouchures peu nombreuses ;
- 2 - énergie mixte - houle dominante : embouchures plus nombreuses, présence d'un delta de jusant ;
- 3 - énergie mixte - marée dominante : nombreuses embouchures, présence de deltas de jusant plus importants ;
- 4 - marée dominante (faible) : présence occasionnelle de bancs dus à la houle ;
- 5 - marée dominante (forte) : dominance de profonds chenaux tidaux et présence de nombreux bancs découvrants; delta de jusant conséquent.



La situation du Bassin d'Arcachon suivant cette classification est représentée figure 4.

Les conditions océaniques (marnage et énergie de la houle) ne peuvent cependant suffire à déterminer la morphologie des embouchures tidales : prisme de marée, environnement sédimentaire, apports fluviaux, surface de la lagune sont autant de paramètres susceptibles d'influer sur la géométrie de l'embouchure, sans être nécessairement reliés aux paramètres océaniques. Les classifications présentées ci-dessus ne sont par conséquent pas absolues et il sera toujours possible de trouver une embouchure dont le comportement ne correspond à aucune classe.

Au-delà de ces classifications générales, il est intéressant de mentionner la classification proposée par Oertel (1977) pour les embouchures à énergie mixte : la figure 5 représente la configuration du delta de jusant en fonction du rapport entre les vitesses des courants de flot et de jusant d'une part et du courant littoral d'autre part. Ces configurations sont à rapprocher des relations entre la vitesse dans la section d'entrée et le transport littoral (section 3-3 de ce chapitre).

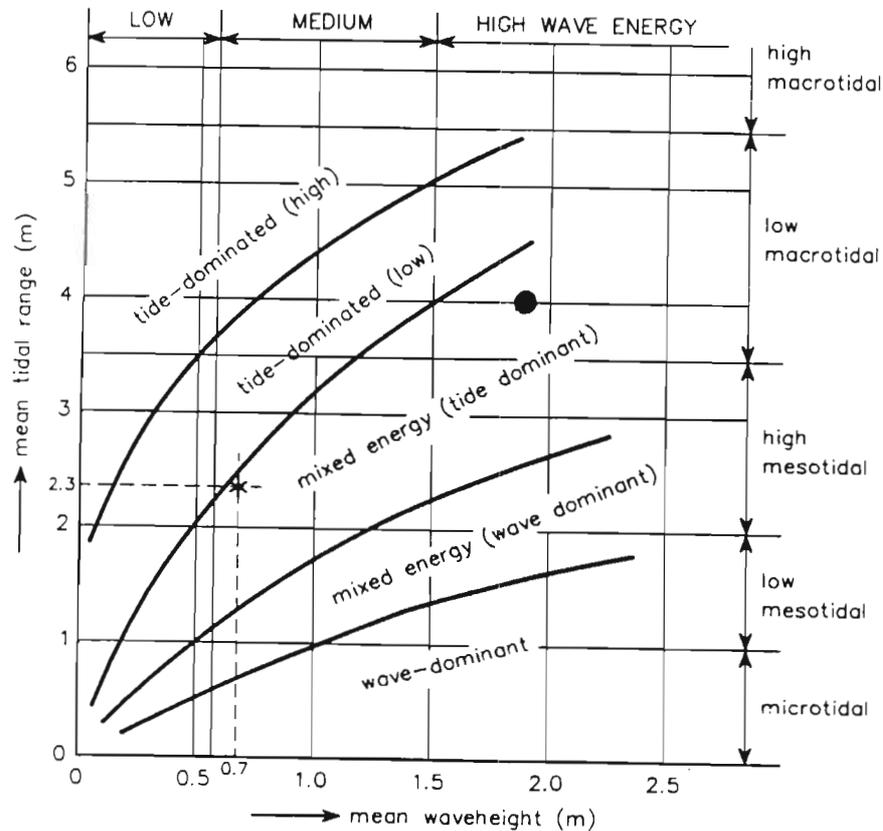


Figure 4 : Classification hydrodynamique d'embouchures selon Hayes (D'après Hayes, 1980). Les passes du Bassin d'Arcachon sont représentées par le point noir.

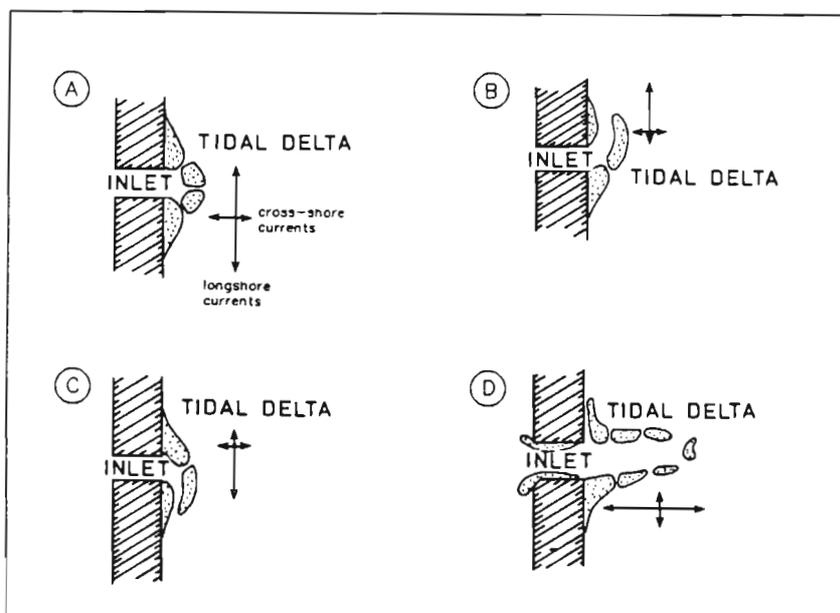


Figure 5 : Classification des deltas de jusant d'après Oertel : différentes configurations en fonction de l'importance relative du flot et du jusant, en relation avec la direction prépondérante de la dérive littorale (d'après Oertel, 1977)

1 - 3 - Morphologie

Le transport de sédiments autour des embouchures tidales représente le processus dominant dans l'évolution des côtes sableuses (Hayes, 1980). Différents mécanismes de transport modèlent l'environnement des embouchures suivant l'unité morphologique qu'ils concernent. On distingue parmi ces unités trois principaux systèmes sableux constitutifs de l'embouchure : le delta de flot, le delta de jusant et les flèches (ou barres d'entrée suivant les cas, Figure 6).

1 - 3 - 1 - Le delta de jusant

Le delta de jusant est constitué d'un chenal de jusant principal, souvent flanqué de bancs allongés issus de l'interaction entre les courants tidaux et de houle. Son extrémité se poursuit par un lobe sableux de pente assez raide appelé lobe terminal. Les deux rives du chenal sont encombrées de hauts-fonds entretenus par la houle, tandis que des chenaux secondaires à dominance de flot se créent le long des plages de part et d'autre du chenal principal.

La morphologie générale du delta de jusant dépend de l'interaction entre les courants de marée et la houle. Le déphasage des courants tidaux par rapport à la hauteur de la marée joue également un rôle fondamental dans la structure du delta : les vitesses étant en retard sur les niveaux, de forts courants de jusant poursuivent encore la vidange du bassin au moment de l'étalement de basse mer. Lorsque la mer remonte à l'extrémité océanique des passes, les courants de flot s'infiltrèrent à l'intérieur de la lagune autour du delta de jusant où ils rencontrent la moindre résistance, creusant ainsi les chenaux secondaires de flot.

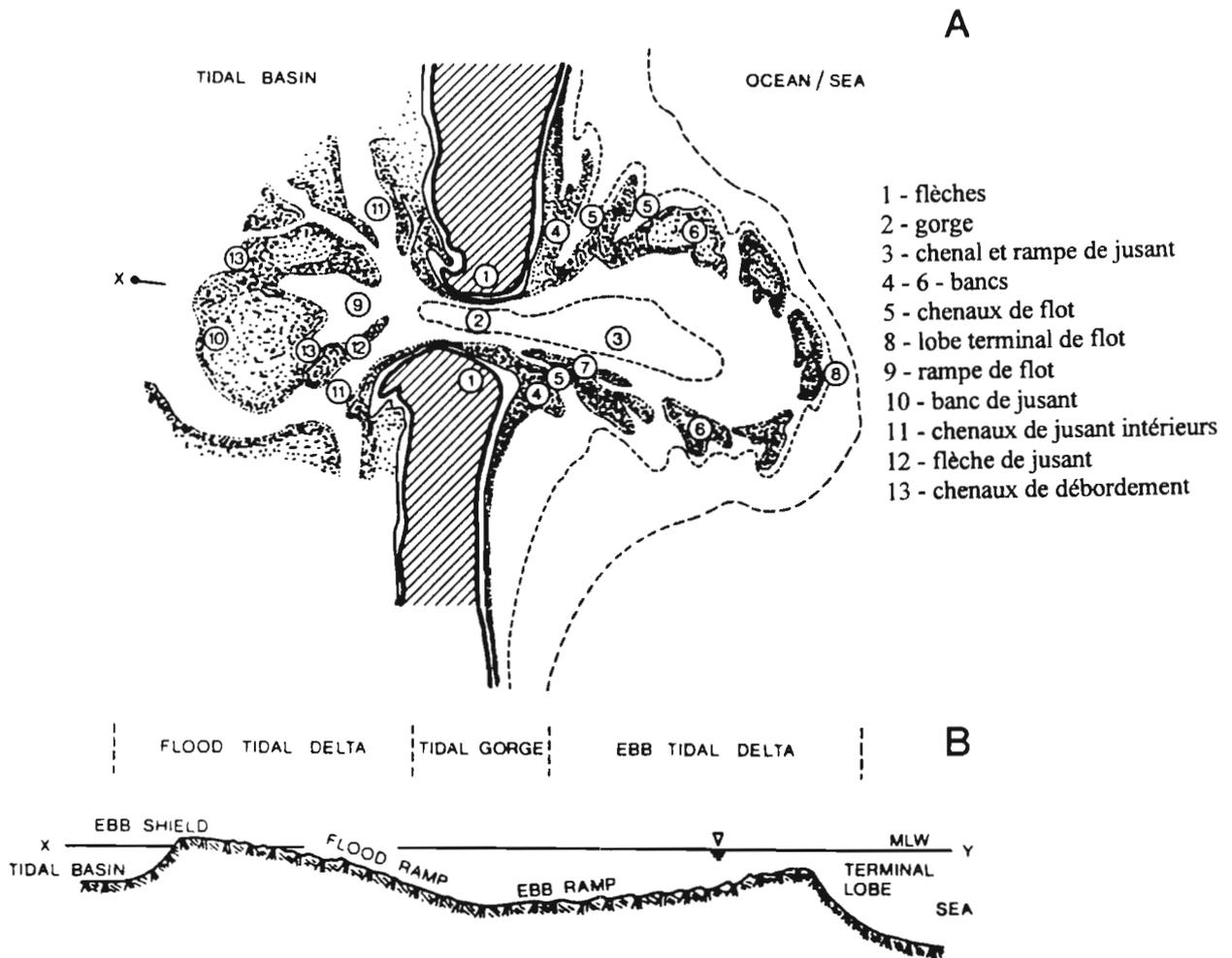


Figure 6 : Les unités morphologiques constitutives d'une embouchure tidale (d'après Smith, 1984, in Steijn 1991)

D'autre part, la granulométrie des sédiments du delta de jusant est généralement plus grossière que celle des autres corps sableux de la lagune (Hayes, 1980). Cela s'explique par la présence de vitesse plus fortes qui ont transporté en des régions plus abritées les sédiments de granulométrie plus fine.

1 - 3 - 2 - Le delta de flot

Le delta de flot, situé à l'extrémité lagunaire de l'embouchure, est constitué d'une "rampe" de flot d'où bifurquent les chenaux dominés par le flot, et de formations sédimentaires de jusant (flèches, bancs, lobes). Les lagunes méso-tidales (marnage compris entre 2 et 4 m) présentent généralement un delta de jusant bien développé et un delta de flot réduit. La situation est inversée pour les lagunes micro-tidales. De plus, les lagunes protégées par une flèche ou une barre sableuse disposent souvent de "systèmes de drainage" (platiers intertidaux), auquel cas le flot reste confiné dans les chenaux de marée et les sédiments ne constituent pas de delta de flot bien défini (Oertel, 1988). Une lagune macro-tidale comme celle d'Arcachon peut avoir un delta de flot quasiment inexistant.

1 - 3 - 3 - La flèche

Dans les régions méso- ou macro-tidales, la dérive littorale peut construire une flèche sableuse recourbée par le dépôt de sédiments à son extrémité durant le flot. L'allongement de cette flèche se fait alors au détriment de la côte adjacente qui voit les apports de sable de la dérive littorale diminuer, et subit ainsi une érosion proportionnelle à l'engraissement de la flèche.

1 - 4 - Mécanismes de transport des sédiments dans une embouchure tidale

L'amplitude des changements morphologiques le long des côtes sableuses est maximale à proximité des embouchures tidales, et l'alternance de zones d'érosion ou d'accrétion résulte directement des mécanismes propres à la passe. Au cours d'une transgression par exemple, les passes, qu'elles soient éphémères, en cours de migration ou stables, fournissent le plus puissant moyen de transférer une large part des réserves de sable côtières vers l'intérieur, au-delà de la limite d'érosion (Fitzgerald, 1988).

Nous allons considérer ici l'influence sur les déplacements de sable du delta de jusant pour l'extérieur et des bancs découvrants pour l'intérieur de la lagune, le piégeage de sédiments par le bassin et sa contrepartie : le franchissement, ou «bypassing».

1 - 4 - 1 - Rôle du delta de jusant

Le delta de jusant représente un réservoir de sable considérable. De minimes modifications de son volume à la suite d'une variation du prisme de marée peuvent affecter considérablement l'apport de sable des plages environnantes. A l'aide des courbes de Walton et Adams (1976) reliant le volume du delta de jusant au prisme de marée, Fitzgerald (1988) a montré dans un cas particulier qu'une augmentation du prisme de marée de 5% pourrait multiplier par 2 le volume du delta de jusant d'une embouchure tidale. Bien qu'une partie du sable nécessaire à l'engraissement du delta proviendrait probablement du creusement du chenal, Fitzgerald a calculé que le retour à l'équilibre du delta requerrait une érosion intense des plages adjacentes qui impliquerait un recul de 100 m de la côte. Durant toute cette période de retour à l'équilibre, qu'il estime à plusieurs décennies, le delta de jusant ne jouerait plus son rôle de "sediment bypasser" et stockerait tout le sable transporté par la dérive littorale, ce qui expliquerait l'érosion des plages en aval.

A l'inverse, une réduction du prisme de marée comme celle observée dans plusieurs lagunes des îles orientales de la Frise s'accompagne d'une diminution des courants de jusant et du volume du delta de jusant dont une partie du sable participe à l'engraissement des plages voisines.

Ce comportement correspond à la relation d'équilibre proposée par Walton et Adams (1976) puis Eysink (1990) entre le volume du delta de jusant et le prisme de marée, confirmée ensuite dans son principe par de Vriend et al. (1994) :

$$V_{\Delta} = c_0 \Omega^b$$

où V_{Δ} est le volume du delta au-dessus d'un niveau de référence correspondant au niveau hypothétique de la topographie en l'absence d'embouchure, Ω représente le prisme de marée, c_0 et b sont des coefficients de corrélation obtenus à partir de mesures pour trois groupes d'embouchures tidales classées selon leur degré d'exposition à la houle. La valeur de b peut être prise constante pour tous les types d'embouchures ($b = 1.23$), tandis que c_0 varie de 8.7×10^{-5} (côte très exposée) à 13.8×10^{-5} (côte peu exposée).

D'autre part, les hauts-fonds associés aux deltas de jusant jouent le rôle de digues naturelles qui protègent la côte, particulièrement à marée basse lorsque la majeure partie de l'énergie de houle est dissipée sur le lobe terminal. Lorsque le niveau de l'eau est plus élevé, la houle déferle sur les bancs de sable et n'atteint toujours pas la côte. Ces divers facteurs induisent une très nette diminution de l'énergie de la houle à son arrivée à la côte, et par conséquent une érosion limitée des plages adjacentes à l'embouchure comparées aux plages directement exposées aux tempêtes. Il faut néanmoins mentionner que les plages protégées de l'action directe de la houle ne le sont pas du clapot qui peut lui être superposé (mer du vent), et qui peut se montrer particulièrement destructeur (Gassiat, 1989).

1 - 4 - 2 - Dissymétrie flot-jusant et influence des bancs découvrants

Plusieurs paramètres peuvent influencer la dominance du flot ou du jusant. Boon et Byrne (1981) ont ainsi mis en évidence l'importance du déphasage entre M_2 et M_4 , montrant qu'une avance de M_2 sur M_4 était responsable d'un jusant plus long que le flot, tandis que son retard induisait un rallongement du flot.

A partir de son modèle hydraulique inspiré de celui de Keulegan (1951), Mota Oliveira (1970) montre que l'introduction de bancs découvrants à l'intérieur de la lagune accentue la prédominance du jusant sur le flot (voir la section hydraulique). S'inspirant de ce principe, Van Dongeren et de Vriend (1994) ont montré à partir d'un modèle semi-empirique simple que même dans un bassin où le déphasage entre M_2 et M_4 induirait une dominance du flot, la présence de bancs découvrants à l'intérieur de la lagune peut renverser cette tendance. La raison en est la suivante : pendant le flot, le niveau de l'eau monte dans les chenaux et inonde les bancs découvrants. La faible hauteur d'eau sur les bancs découvrants limite alors la vitesse de propagation de la marée ($c = \sqrt{gh}$), et le niveau de l'eau ne monte pas uniformément. Alors que l'eau atteint le niveau de haute mer dans les chenaux, le processus d'inondation des bancs découvrants se poursuit après le début de la renverse dans les chenaux. L'étale de haute mer dans les chenaux se trouve ainsi décalée vers la marée basse. En revanche, lorsque la mer est basse dans les chenaux, l'écoulement d'eau en provenance des bancs découvrants est négligeable, et la basse mer coïncide ainsi avec la renverse de basse mer. Le jusant se trouve donc être plus court que le flot, et les vitesses de jusants en sont accélérées par rapport aux vitesses de flot. Ces résultats confirment les données de Pethick (1980) et Boon et Byrne (1981) qui avaient établi que plus la surface des bancs est grande, plus les vitesses moyennes et maximales de jusant sont supérieures aux vitesses moyennes et maximales de flot. L'accroissement de la surface des bancs découvrants implique donc une accentuation de la dissymétrie des vitesses de sorte que le transport net des sédiments devient jusant dominant.

1 - 4 - 3 - La lagune piège à sédiments

Les lagunes peuvent représenter des puits à sédiment responsables de l'érosion des côtes en aval de la lagune (au regard de la dérive) : tandis que les deltas de jusant piègent momentanément le sable transporté par la dérive littorale (du moins dans une situation d'équilibre), un régime transgressif ou une embouchure dominée par le flot induisent une perte de sédiment à long terme pour l'environnement. Cette perte se fera alors au profit du fond de la baie ou du comblement de chenaux. Dans le cas d'embouchures dominées par le jusant, l'action de la houle durant les tempêtes et l'accélération des courants de flot due à la surélévation du niveau moyen peuvent également contribuer au comblement du fond du bassin. Il faut cependant remarquer que dans ce dernier cas, les courants de jusant évacueront une partie importante de ces sédiments vers l'extérieur.

Un autre processus responsable de la perte de sédiments au profit de la lagune est la formation de flèches sableuses. Ces flèches permettent par ailleurs la propagation de la houle à l'intérieur des passes par diffraction, et favorisent ainsi la mise en suspension de sable à l'intérieur de la baie (Fitzgerald, 1988).

Enfin les particules fines transportées en suspension sont facilement piégées en fond de bassin : leur vitesse de chute étant lente, elle sont transportées sur de longues distances par le flot, puis se déposent sur les platiers où les courants de jusant sont trop faibles pour les remettre en suspension.

1 - 4 - 4 - Franchissement de l'embouchure (« by-passing »)

L'observation des embouchures tidales sur une côte soumise à une dérive littorale montre en général une évolution permanente de leur géométrie (longueur et configuration des chenaux, section du chenal d'accès). Toute embouchure purement tidale est vouée à la fermeture puisque la dérive ne peut accumuler des sédiments dans la passe ni nourrir les bancs indéfiniment sans que la situation se détériore (Bruun, 1978). Le processus permettant la survie de ces lagunes est le "franchissement", i.e. le mécanisme de transport des sédiments d'un côté de l'embouchure à l'autre.

Bruun et Gerritsen (1960) ont décrit les mécanismes naturels à l'origine du franchissement :

- transport dû à la houle le long du lobe littoral,
- transport de sable dans les chenaux par les courants de marée (« tidal by-passing »)
- migration des chenaux et des bancs de sable.

Ils définissent un paramètre représentant le ratio entre le volume de sable annuel transporté par dérive littorale M_{tot} et le flux maximal au travers de la section d'entrée durant un cycle de vive-eau Q_{max} :

$$r = \frac{M_{tot}}{Q_{max}}$$

Pour de grandes valeurs de r (200 - 300), le franchissement s'effectue principalement par action de la houle sur le lobe terminal, tandis que pour de faibles valeurs de r (10 - 20), il s'effectue selon les 2 autres méthodes.

A la suite de nombreuses études des processus de franchissement sur les côtes à "énergie mixte" (Hayes, 1980), Oertel (1977) puis Fitzgerald (1978) ont proposé 3 modèles d'évolution permettant le transfert du sable (Figure 7) :

- migration de la passe puis brèche d'une flèche sableuse,
- processus d'évolution des embouchures stables,
- brèche du delta de jusant.

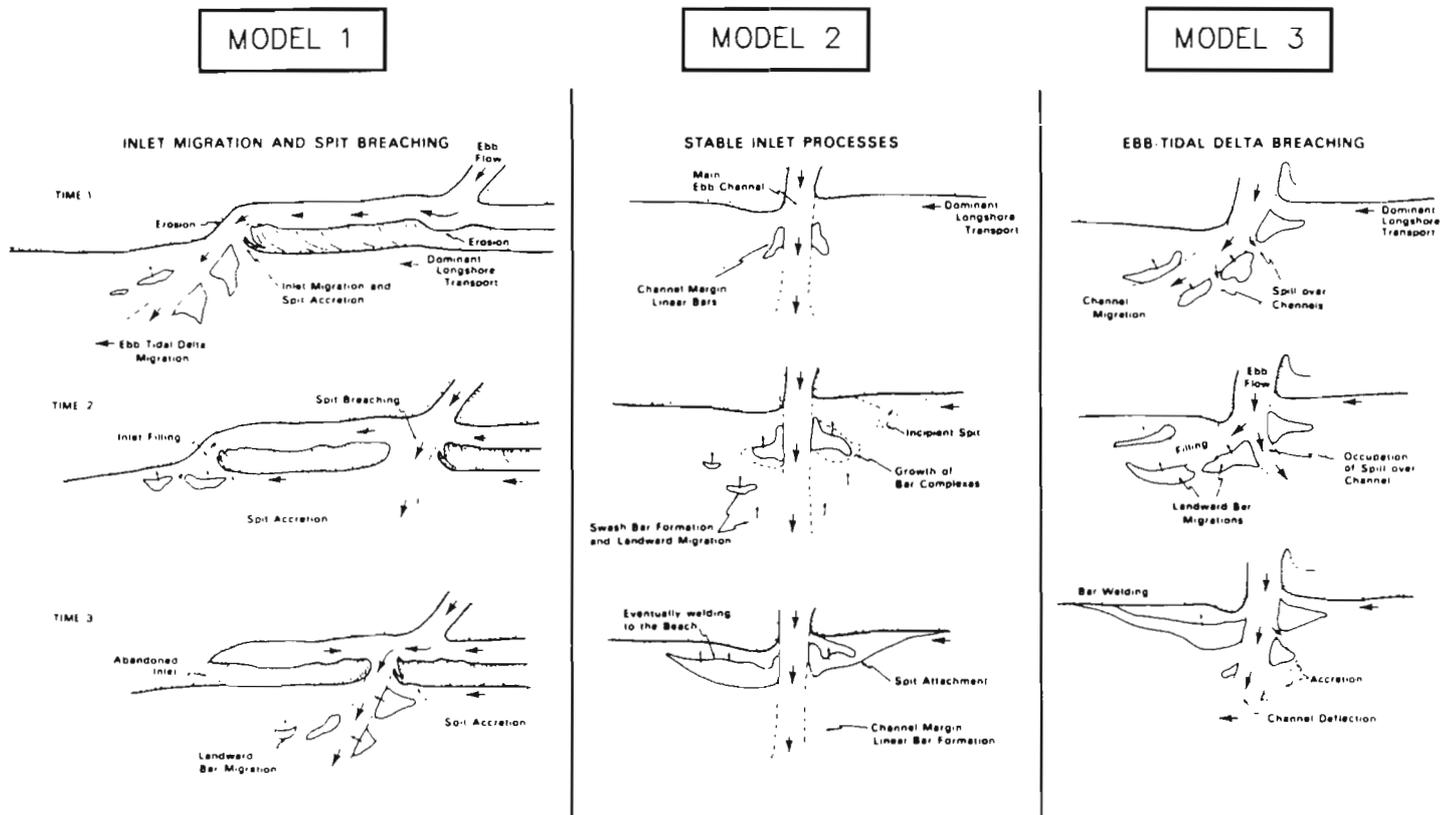


Figure 7 : Les différents types de franchissement d'après Fitzgerald. Modèle 1 : migration de la passe par allongement d'une flèche et ouverture d'une brèche ; Modèle 2 : évolution caractéristique d'une embouchure stable avec formation de barres de jusant ; Modèle 3 : ouverture d'une brèche dans le delta de jusant par suite de la migration des bancs (cas d'Arcachon, d'après Fitzgerald 1988).

Migration puis brèche de la flèche

Selon le principe d'Escoffier (1940), le sable transporté à l'intérieur d'une lagune par l'action de la houle ou par les courants de flot induit une diminution de la section compensée par une augmentation de la vitesse du courant et l'érosion de la passe. La dérive littorale s'accumulant sur le côté amont de l'embouchure, c'est le côté opposé qui tend à s'éroder (déviation dynamique, Oertel 1988), provoquant ainsi la migration de la passe. La vitesse de migration dépend de l'énergie de la houle, de la dérive littorale, des courants de marée et de la composition sédimentaire de la berge des chenaux.

L'allongement de la passe ralentit la propagation de la marée dans la lagune, et augmente ainsi la différence de charge entre l'intérieur et l'extrémité du chenal d'accès - i.e. également de part et d'autre de la barre ou de la flèche sableuse. Lorsque cette différence de charge atteint une valeur critique au moment de la marée haute océanique (alors que le niveau de l'autre côté de la flèche est encore bas), la surélévation du niveau de la mer due à une tempête suffit à ouvrir une brèche (Friedrichs et al., 1993). Juste après l'ouverture de la brèche, de forts courants de flot tendent à la creuser, mais le nouveau chenal n'est pas encore suffisamment profond pour permettre la circulation des courants de jusant. Le maintien durant quelques jours des conditions responsables de l'ouverture de la brèche (en l'occurrence la tempête) permet la poursuite de son creusement, puis son maintien définitif au détriment de l'ancien chenal.

L'ouverture d'une brèche au travers d'une flèche est un phénomène peu commun, mais qui induit le transfert de volumes de sable considérables.

Processus d'évolution des embouchures stables

Le franchissement du sable dans les embouchures stables se fait par l'intermédiaire de la formation de larges bancs de sable qui migrent ensuite vers la côte avant de s'y souder. Ces complexes sableux résultent de l'accumulation dans la zone de déferlement de sable transporté à l'extrémité du delta de jusant par les courants tidiaux (Hine, 1975, in Fitzgerald, 1988). Ils se déplacent ensuite vers la côte de part et d'autre du chenal principal par l'action de la houle, avant de venir engraisser les plages voisines de l'embouchure (effet «bulldozer», de Vriend et al., 1994).

Brèche du delta de jusant

Ce mécanisme de transfert est propre aux embouchures dont la passe est stable mais dont le chenal principal de jusant migre (cas d'Arcachon). La direction dominante de la dérive littorale induit une accumulation de sable préférentielle côté amont du delta de jusant, ce qui provoque la migration du chenal principal parfois jusqu'à ce qu'il atteigne la rive opposée. Cette nouvelle configuration requiert l'érosion de la plage adjacente. Le chenal étant alors particulièrement inefficace (pour les mêmes raisons que dans le cas de l'ouverture d'une brèche dans une flèche), on assiste à l'ouverture d'un nouveau chenal plus direct (Breaches Inlet, South Carolina, USA, Absecon Inlet, New Jersey, USA, Arcachon) par lequel transitent préférentiellement flot et jusant tandis que l'ancien chenal se comble petit à petit.

Au cours de l'histoire d'une embouchure tidale particulière, chacun des 3 mécanismes de franchissement peut dominer. Cependant, après stabilisation, l'ouverture d'une brèche dans le delta de jusant semble être le processus le plus courant. Ce mécanisme n'empêche d'ailleurs pas la migration de bancs de sable que la réfraction incurve en forme de croissants avant qu'ils viennent se souder à la côte (Oertel, 1988).

2 - HYDRAULIQUE

Les relations empiriques représentatives de la stabilité des embouchures tidales requièrent la connaissance des paramètres intrinsèques de ces embouchures. Ces paramètres sont souvent difficilement accessibles à la mesure pour diverses raisons (techniques ou financières). On peut alors recourir aux modèles pour avoir accès aux paramètres requis par les études de stabilité.

La géométrie irrégulière des chenaux d'une lagune tidale et leurs importantes variations de profondeur et de largeur induisent une circulation complexe dans laquelle la turbulence tend à être une caractéristique dominante plutôt qu'une perturbation de l'écoulement principal (van de Kreeke, 1988). Cette particularité rend les modèles tridimensionnels indispensables à une connaissance rigoureuse et détaillée de l'hydrodynamique des systèmes lagune-passes d'entrée. Cependant, la définition des termes de friction et d'advection, et la relation entre les contraintes de Reynolds et les caractéristiques de l'écoulement demeurent problématiques. C'est pourquoi la plupart des applications ont recours à une description uni- ou bidimensionnelle de l'hydraulique des lagunes tidales.

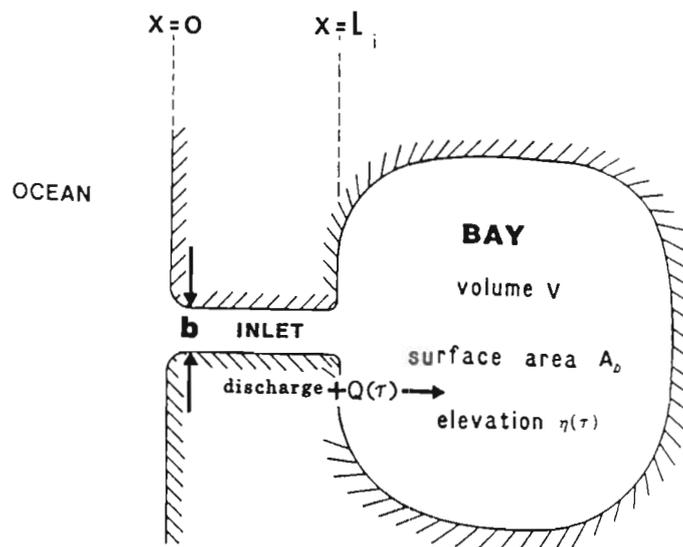


Figure 8 : Représentation schématique d'un bassin et de son embouchure pour les calculs hydrauliques unidimensionnels (d'après DiLorenzo, 1988, in Steijn 1991)

L'objectif premier des modèles unidimensionnels est d'évaluer l'amplitude de la marée à l'intérieur d'un bassin connecté à l'océan par un chenal, ainsi que la vitesse maximale dans le chenal au cours d'un cycle de marée (Figure 8). Keulegan a décrit en 1951 un des premiers modèles hydrauliques de lagune encore beaucoup utilisé aujourd'hui malgré certaines des hypothèses extrêmement sévères qu'il utilise :

- les berges du bassin sont verticales,
- le niveau varie uniformément dans le bassin,
- la section d'entrée est constante tout au long de la marée,
- la marée océanique est purement sinusoïdale,
- on néglige les apports d'eau douce et les courants de densité.

Keulegan introduit un coefficient dit de remplissage K et le déphasage entre la marée océanique et la marée dans la baie, en fonction desquels il exprime l'amplitude de la marée dans la baie et la vitesse maximale dans le chenal :

$$K = \frac{T}{2\pi H_0} \frac{A_c}{A_b} \frac{\sqrt{2gH_0}}{\sqrt{k_{en} + k_{ex} + \frac{fl}{4R}}}$$

T	période de la houle
H_0	amplitude de la marée océanique
A_c	section d'entrée
A_b	surface du bassin
k_{en}, k_{ex}	coefficients de perte de charge à l'entrée et à la sortie du chenal
f	coefficient de frottement (Darcy-Weisbach)
l	longueur du chenal
R	rayon hydraulique du chenal

O'Brien et Dean (1972) puis Sorenson (1977) recommandent d'utiliser $(k_{en} + k_{ex})=1.3$. Le coefficient de frottement dépend de la vitesse maximale et de la phase de la marée. En l'absence de données sur sa valeur, il est commun d'utiliser $f=0.03$.

Le comportement hydraulique est alors caractérisé par les relations

$$\frac{dh_1}{d\theta} = K\sqrt{h_2 - h_1} \quad h_2 > h_1 \text{ (flot)}$$

$$\frac{dh_2}{d\theta} = -K\sqrt{h_1 - h_2} \quad h_1 > h_2 \text{ (jusant)}$$

$h_1 = \frac{H_1}{H_0}, h_2 = \frac{H_2}{H_0}$	=	hauteurs adimensionnelles en mer et dans le bassin
H_0	=	amplitude de la marée océanique
H_1	=	niveau instantané de l'eau en mer
H_2	=	niveau instantané de l'eau dans le bassin
$\theta = \frac{2\pi t}{T}$	=	phase

A tout instant, le courant dans la passe dépend principalement de la différence de niveau entre l'océan et le bassin. La formule de Manning - définissant la perte de charge due à la friction -, est à l'origine des calculs de la vitesse maximale dans le chenal qui s'exprime par:

$$V_{\max} = C \frac{2\pi}{T} \frac{A_b}{A_c} H_{1m}$$

$C = 0.85$ (résultat empirique, C dépend en fait de K)
 H_{1m} amplitude de la marée à l'intérieur du bassin.

Mota Oliveira (1970) a par la suite introduit les effets de la pente des berges et d'une section d'entrée variable dans le temps afin d'évaluer leur effet sur la capacité de vidange de la lagune. Ce modèle représente une hydraulique plus réaliste que celle proposée par Keulegan, modèle au sujet duquel Bruun (1978,1986) remarque : "il est bien connu que la plupart des grandes lagunes tidales divergent du modèle de comportement hydraulique de Keulegan", ce qui n'est d'ailleurs pas surprenant, étant données les hypothèses de Keulegan.

Escoffier et Walton (1979) proposent une solution similaire à celle de Keulegan en introduisant cependant les effets inertiels dans les passes et l'influence d'un débit d'eau douce.

Van de Kreeke (1988) propose une présentation de l'état de l'art pour les modèles unidimensionnels issus de la théorie de Keulegan. Il distingue les modèles à paramètre intégré (« lumped parameter ») dans lesquels les caractéristiques de la marée océanique et de la géométrie de la baie et des passes sont réduites à 2 paramètres adimensionnels, et les modèles à paramètre semi-intégré (« semi-lumped parameter ») dans lesquels seules les caractéristiques de l'embouchure sont réduites à 2 paramètres adimensionnels tandis que l'hydrodynamique du bassin est décrite par les équations de propagation des ondes longues. Seule la version la plus simple du modèle à paramètre intégré peut-être résolue de manière analytique (Brown, 1928; Keulegan, 1951; van de Kreeke, 1967), et permet d'obtenir une première approximation de l'hydraulique de l'embouchure. De meilleurs résultats sont obtenus en introduisant une dépendance en temps des paramètres des équations, auquel cas une résolution numérique s'impose.

Par suite de la faible profondeur des passes, les modèles bidimensionnels horizontaux semblent représenter la première étape dans l'amélioration des modèles unidimensionnels. A partir de la schématisation d'une lagune idéale, Oertel (1988) met par exemple en évidence l'une des raisons responsables de la dissymétrie entre le flot et le jusant. A marée descendante, le courant de jusant décrit un écoulement semblable à celui d'un jet qui dépose à l'aval du delta de jusant les sédiments qu'il a érodés dans la passe. Si le processus était symétrique, le flot éroderait ces mêmes sédiments du delta de jusant pour les réintroduire dans la lagune. Cependant, le flot est un courant uniformément convergent vers l'entrée des passes et redistribue les sédiments différemment : la distribution uniforme du flot induit des vitesses semblables le long d'arcs concentriques autour du chenal d'entrée (Figure 9). Les vitesses du flot dans l'axe du chenal emprunté par le jet de jusant sont par conséquent plus faibles que celles du jusant. L'intégration de ces vitesses au cours d'un cycle de marée montre que le champ de vitesse est jusant-dominant dans l'axe de la passe et flot dominant sur les côtés.

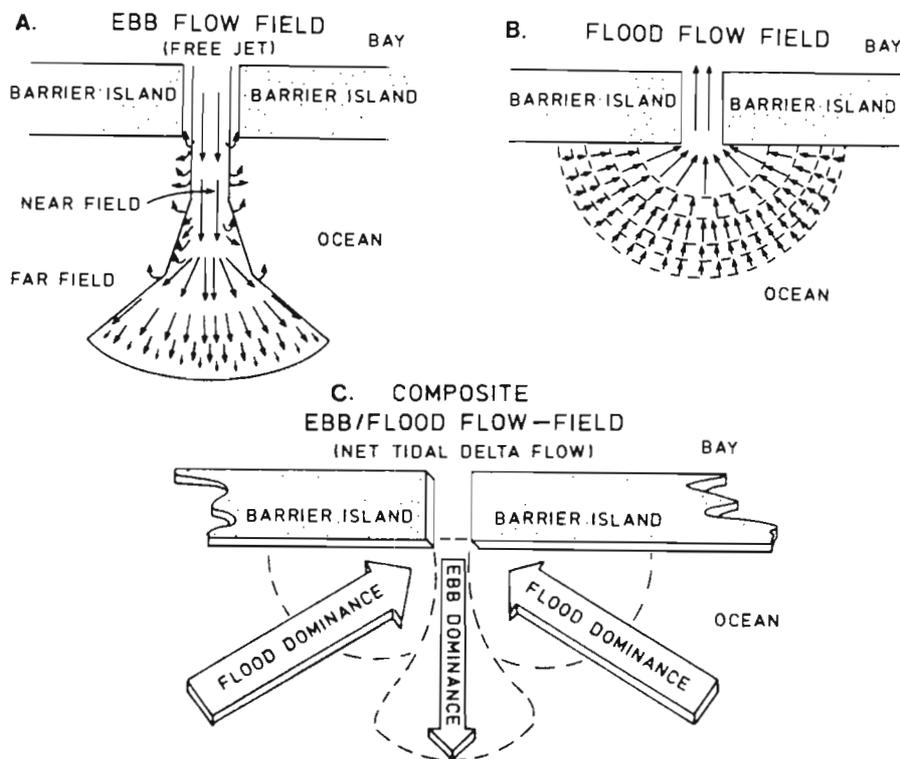


Figure 9 : Dissymétrie flot-jusant : comparaison du jusant à un écoulement de jet (Oertel, 1988)

Dans le cas d'embouchures soumises à la houle, il est indispensable d'introduire dans le modèle les forces motrices de houle dérivées des contraintes de radiation (van de Kreeke, 1988). Les détails concernant ce genre de modèles font l'objet des autres chapitres.

3 - CONCEPTS DE STABILITE

Les tempêtes constituent la principale menace de fermeture d'une embouchure : les violents régimes de houle engendrent de forts courants littoraux qui transportent d'importants volumes de sédiments dans le passage. Si la diminution d'écoulement induite atteint un seuil critique, les courants de marée peuvent ne plus suffire à vidanger la lagune qui sera par conséquent déconnectée de l'océan.

Ces processus résultent d'interactions complexes entre courants de marée, houle et transport sédimentaire. Malgré de récents progrès dans la compréhension de ces mécanismes, il demeure impossible de prédire avec précision l'ajustement des passes à la nouvelle situation créée par la tempête (de Vriend, 1995, van de Kreeke, 1988).

Tandis que la connaissance de ces processus s'affine, une approche plus pragmatique demeure tout aussi séduisante malgré son âge : l'analyse de stabilité. La notion de stabilité d'une embouchure tidale sur une côte soumise à une dérive littorale doit être comprise comme une notion dynamique. Cette stabilité représente une situation d'équilibre stable entre les forces en présence :

- d'une part la dérive littorale transportée par le flot pour nourrir les bancs de sable intérieurs et extérieurs et éventuellement les bancs découvrants, qui tend à obturer la lagune,
- d'autre part le courant de jusant dont l'action est de maintenir la section des chenaux et d'évacuer les sédiments déposés par le flot.

L'action directe de la houle sur les bancs barrant l'entrée de la lagune doit également être considérée.

Cette stabilité est bien sûr toute relative : il n'existe pas d'embouchure tidale inconditionnellement stable sur une côte soumise à une dérive littorale (Bruun, 1978). Géométrie et section d'une embouchure sont toujours sujettes à des modifications (migration des chenaux par exemple), mais l'embouchure stable conserve globalement sa situation géographique et sa section. Les situations exceptionnelles menaçant le maintien de l'embouchure (allongement extrême de la Flèche du Cap Ferret au début du XIX^{ème} siècle par exemple) peuvent modifier ces paramètres, mais l'état d'équilibre est généralement caractérisé par une position et une section des passes qui tendent à être constantes.

L'objectif de l'analyse de stabilité est de décrire quantitativement les paramètres géométriques et hydrauliques relatifs à la situation d'équilibre.

3 - 1 - Principe de stabilité d'Escoffier

Dans les passes suffisamment larges, les forces de frottement sont insuffisantes pour réduire de manière significative l'amplitude de la marée à l'intérieur du bassin, à part en certains points particulièrement peu profonds. En revanche, les passes étroites entravent la progression de la marée dans le bassin, et par conséquent affectent le prisme de marée. Une réduction du prisme de marée induit alors une diminution de la section d'entrée, qui à son tour provoque une réduction du prisme de marée et ainsi de suite jusqu'à fermeture de la passe : c'est une des relations de «feed-back» caractéristiques de l'évolution morphodynamique des embouchures tidales (Oertel, 1988; de Vriend, 1995). Escoffier (1940) a le premier mis en évidence ce phénomène d'instabilité. Il a comparé la vitesse maximale du courant de marée dans la passe au cours d'un cycle V_{\max} et la vitesse critique de transport de sédiment V_c . V_{\max} est fonction de la section d'entrée du chenal. Si la section d'entrée A_c est petite, V_{\max} est une fonction croissante de la section, de par la prépondérance du prisme de marée qui augmentera avec A_c . Lorsque A_c devient grand, le prisme de marée n'en dépend plus, et le même flux d'eau à travers une section plus large conduit à des vitesses plus faibles (Figure 10).

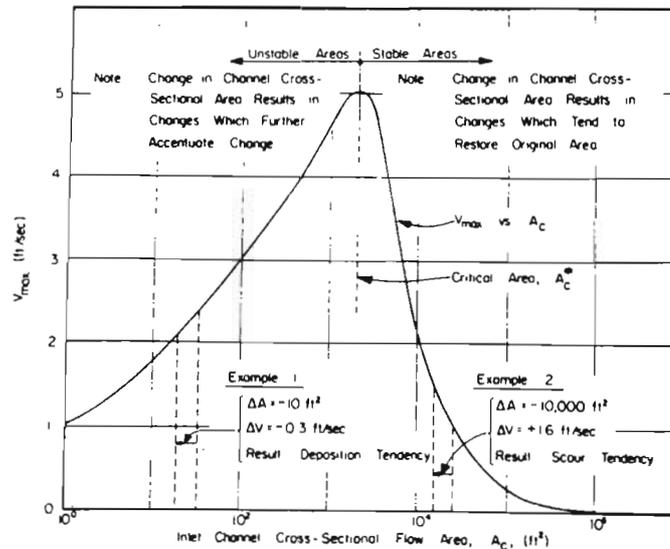


Figure 10 : Principe de stabilité d'Escoffier (D'après Bruun, 1986)

Escoffier a d'abord supposé que l'équilibre était représenté par une vitesse indépendante de la section A_c , soit une droite sur son graphe $V_{\max} = f(A_c)$, Figure 11. Les intersections entre les courbes de vitesse maximum et de vitesse d'équilibre fournissent une position d'équilibre instable (plus petite valeur de A_c , point A) et une position d'équilibre stable (plus grande valeur de A_c , point B). En A, une augmentation de la section A_c augmentera la vitesse dans la passe, provoquant ainsi une érosion qui la conduira à s'approfondir et/ou s'élargir encore. Une déviation comparable en B induira une diminution de la vitesse dans la passe, soit un comblement tendant à rétablir sa taille et à revenir au point B.

Escoffier (1977) a amélioré sa propre théorie en utilisant les résultats de Keulegan (1951) et O'Brien (1931, 1969) pour montrer que la vitesse d'équilibre dépendait en fait du coefficient de remplissage K (voir le chapitre hydraulique) : plus K est élevé, plus remplissage et vidange du bassin sont efficaces, et plus la vitesse critique est faible.

La dérive littorale et l'action de la houle ne sont pas prises en compte dans ce modèle. Cependant, Escoffier suppose que ces deux effets se traduisent par un déplacement de la courbe représentant V_c sur le diagramme de stabilité : une augmentation de la dérive (i.e. une altération de la situation) induira un déplacement de la courbe de V_c vers le haut pouvant conduire à une situation où il n'y a plus de point d'intersection entre les 2 courbes, c'est-à-dire pas d'équilibre possible. Il en déduit une mesure de la stabilité à partir de la "hauteur" de la courbe sur le graphe $V_{\max} = f(A_c)$, Figure 11 en bas.

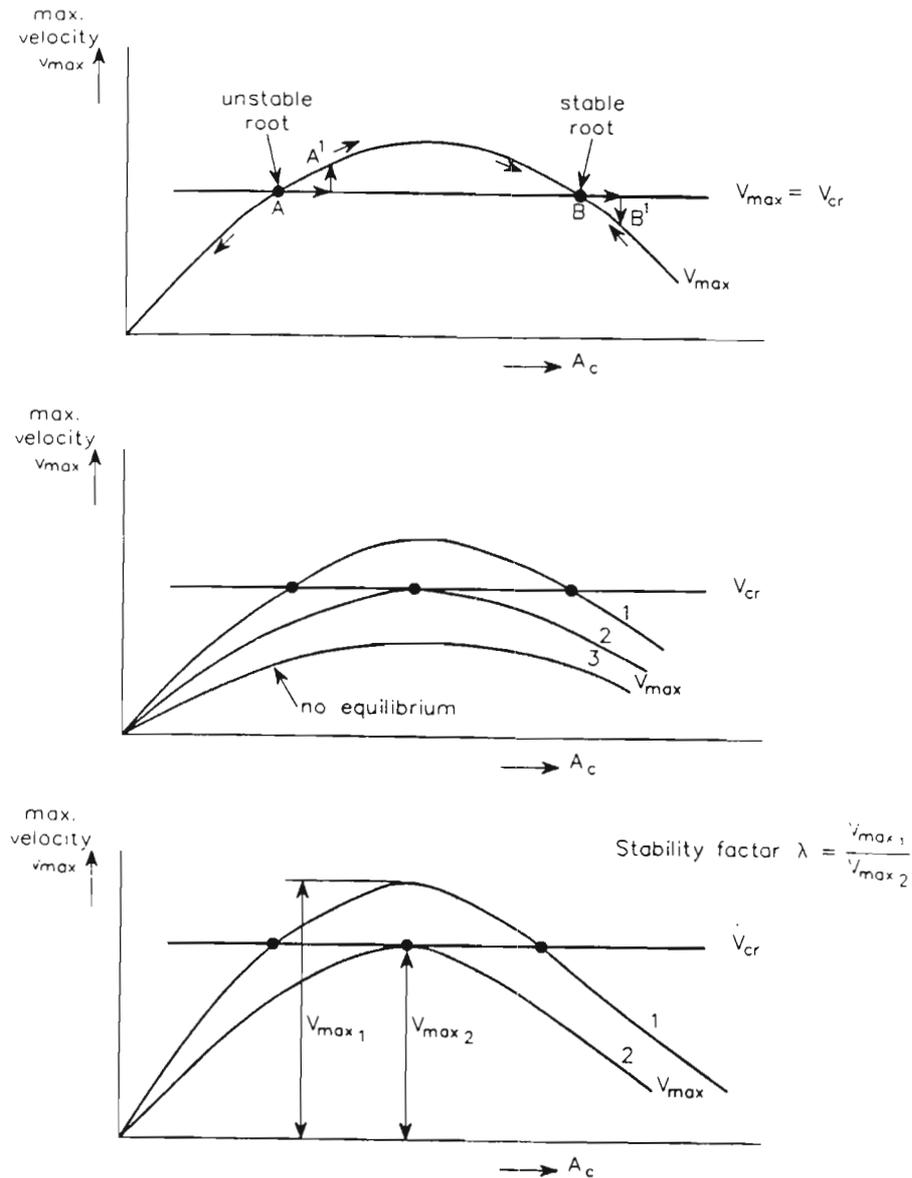


Figure 11 : Courbes de stabilité d'Escoffier représentant la vitesse critique et la vitesse maximale dans une embouchure en fonction de la section. Graphe du haut : en A, section stable ; en B, section instable. Graphe du milieu : 3 positions possibles de la courbe de stabilité d'une embouchure : courbe du haut, 1 position d'équilibre stable et 1 position d'équilibre instable ; courbe du bas : pas d'équilibre possible. Graphe du bas : concept de facteur de stabilité λ : « v_{max2} » correspond à la courbe de stabilité tangente à la droite $V = v_{cr}$, c'est-à-dire la position limite pour laquelle il existe une situation d'équilibre. Si $v_{max1} > v_{max2}$, $\lambda > 1$ et il y a un équilibre possible. Si $v_{max1} < v_{max2}$, $\lambda < 1$ et il n'existe pas de situation d'équilibre. Plus λ est grand, et plus on est « loin » d'une situation critique. (D'après Steijn 1991)

3 - 2 - Relation Section - prisme de marée

O'Brien (1931, 1969) suggéra le premier une relation linéaire reliant la section d'entrée de la lagune A_c au prisme de marée Ω . Si on suppose que le flux à travers une section varie de manière sinusoïdale au long de la marée,

$$\Omega = \int_0^{T/2} Q_{\max} \sin \frac{2\pi t}{T} dt = Q_{\max} \frac{T}{\pi} \quad (1)$$

$\frac{Q_{\max}}{T}$ = flux maximal à travers la section d'entrée au cours de la marée
 = période de la marée

D'autre part, on a la relation

$$Q_{\max} = A_{MSL} V_{\max} \quad (2)$$

d'où $A_{MSL} = \frac{\pi}{V_{\max} T} \Omega .$

A_{MSL} : section d'entrée de la lagune sous le niveau moyen

Bruun (1967) a établi que V_{\max} était constante tout au long d'une embouchure stable, auquel cas $A_{MSL} = a\Omega$ où a est une constante.

Qualitativement, une corrélation de ce type est cohérente puisqu'il est probable que plus la quantité d'eau qui circule est grande plus les chenaux auront une section importante. L'inconvénient d'une telle relation est la dimension de la constante de proportionnalité.

Embouchures	a	b
Côtes Atlantique, Pacifique, Golfe		
Toutes	5.74×10^{-5}	0.95
Pas de jetée ou une jetée	1.04×10^{-5}	1.03
Deux jetées	3.76×10^{-4}	0.86
Côte Atlantique		
Toutes	7.75×10^{-6}	1.05
Pas de jetée ou une jetée	5.37×10^{-6}	1.07
Deux jetées	5.77×10^{-5}	0.95
Golfe		
Toutes	5.02×10^{-4}	0.84
Pas de jetée ou une jetée	3.51×10^{-4}	0.86
Deux jetées	---	---
Côte Pacifique		
Toutes	1.19×10^{-4}	0.91
Pas de jetée ou une jetée	1.91×10^{-6}	1.10
Deux jetées	5.28×10^{-4}	0.85

Tableau 1 : Valeurs de a et b pour les formules d'équilibres des embouchures des côtes américaines Atlantique, Pacifique, et du Golfe du Mexique (Jarrett, 1976). Section d'équilibre en ft^2 et Prisme en ft^3

Les mesures de O'Brien (1931,1969) puis Jarrett (1976) sur des lagunes des côtes Pacifique et Atlantique américaines et sur le Golfe du Mexique ont conduit à une relation légèrement différente

$$A_{MSL} = a\Omega_{VE}^b$$

où b varie entre 0.85 et 1.1 selon les cas et Ω_{VE} est le prisme de marée de vive eau (Tableau 1). Cette relation a été confirmée entre autres par Eysink (1990) et Gerritsen (1990) pour les lagunes des côtes hollandaises.

Erosion et comblement d'une embouchure n'étant pas uniquement reliés à l'amplitude du prisme de marée, ces relations empiriques entre section et prisme ne représentent qu'une première approximation de l'état d'équilibre. Bruun (1978) adopte une position extrêmement critique à leur encontre, soulignant qu'elles ne rendent compte en aucun cas de l'équilibre des forces agissant en faveur du comblement ou du creusement, et ne sont par conséquent pas fondées sur les mécanismes physiques déterminants du problème. Il recommande donc de considérer les facteurs responsables des modifications morphologiques des passes, à savoir le transport des sédiments sous l'effet des courants de marée et de la houle.

3 - 3 - Rapport prisme de marée de vive eau / dérive littorale totale

La condition de pérennité d'une lagune est que les sédiments introduits par la dérive littorale soient évacués par les courants de marée. L'équilibre dynamique résulte donc de la confrontation des forces susceptibles de déplacer le sable. Les courants de marée transportent les sédiments principalement par charriage, tandis que la houle génère une dérive littorale qui tend à combler l'entrée de la lagune, et y favorise la mise en suspension du sable.

Dans le cas simple de l'entrée d'un bassin tidal sableux, les facteurs déterminant l'évolution des passes sont la surface et la géométrie du bassin, le volume des barres et bancs de sable, la longueur des chenaux, la pente du fond au large des barres, le marnage et l'amplitude de la houle. Ces paramètres peuvent être représentés par le prisme de marée et le flux d'énergie de houle vers l'entrée. Ce dernier est proportionnel au transport induit par la dérive littorale totale M_{tot} , c'est-à-dire la somme arithmétique des transports résultant des houles de toutes les incidences (et non pas la résultante de la dérive littorale) intégrée sur une année.

Bruun et Gerritsen (1960) furent les premiers à introduire le rapport Ω_{VE}/M_{tot} afin de décrire les conditions de stabilité, et l'adéquation de ce paramètre a depuis été montrée pour de nombreuses embouchures tidales de par le monde (Inde, Etats-Unis, Hollande). Il propose la classification suivante :

$\Omega_{VE}/M_{tot} > 150$:	conditions relativement bonnes, peu de formation de barres et bonne vidange,
$100 < \Omega_{VE}/M_{tot} < 150$:	conditions moins satisfaisantes, formation de barres devant l'extrémité océanique des passes,
$50 < \Omega_{VE}/M_{tot} < 100$:	la barre d'entrée est généralement importante, mais un chenal peut la traverser,

- $20 < \Omega_{VE}/M_{tot} < 50$: embouchures nommées "bar-bypassers". La houle déferle sur la barre pendant les périodes de tempête. Les lagunes ne restent ouvertes dans ce cas que grâce à un éventuel apport d'eau douce (cas de la mousson). Les chenaux sont alors extrêmement dangereux pour la navigation,
- $\Omega_{VE}/M_{tot} < 20$: l'entrée de la lagune est alors un chenal "de débordement" instable et non permanent.

La section de la passe A_c étant souvent plus accessible à la mesure que le prisme de marée, on peut utiliser la vitesse moyenne \bar{V} sur un demi-cycle de marée et la relation suivante :

$$\Omega_{VE} = A_c \bar{V} \frac{T}{2}$$

soit, pour une marée semi-diurne,

$$\frac{\Omega_{VE}}{M_{tot}} = 22356 \frac{A_c \bar{V}}{M_{tot}}$$

d'où $\frac{\Omega_{VE}}{M_{tot}} > 200 \Leftrightarrow \frac{A_c \bar{V}}{M_{tot}} > 0.9 \times 10^{-2}$

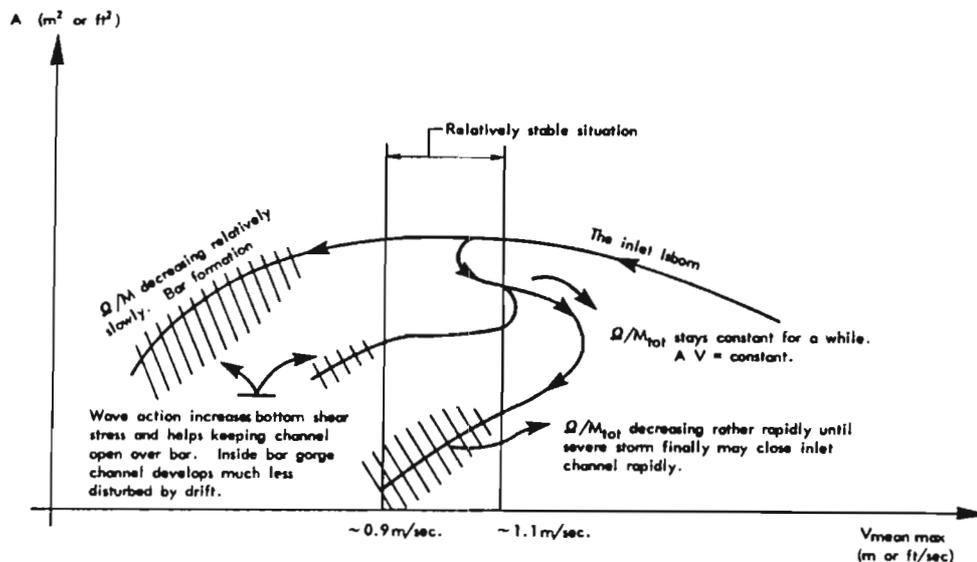


Figure 12 : Principe de stabilité de Bruun : relations entre la section d'entrée A et la vitesse V_{nm} . Les flèches indiquent divers scénarios d'évolution d'une embouchure en fonction des valeurs relatives de A et de V_{nm} , conduisant éventuellement à la fermeture.

Les données recueillies par Bruun (1968) indiquent, pour les lagunes semi-diurnes, des valeurs de V_{nm} de 1 m/s (vitesse maximale en marée de vive eau intégrée sur la largeur de la section d'entrée) et de 2/3 m/s pour \bar{V} (Figure 12), d'où les conditions de stabilité suivantes :

$$\frac{2}{3} \frac{A_c}{M_{tot}} > 0.9 \times 10^{-2} \quad \text{stabilité bonne}$$

$$0.45 \cdot 10^{-2} < \frac{2}{3} \frac{A_c}{M_{tot}} < 0.9 \times 10^{-2} \quad \text{stabilité moyenne}$$

$$\frac{2}{3} \frac{A_c}{M_{tot}} < 0.45 \times 10^{-2} \quad \text{stabilité médiocre}$$

3 - 4 - Coefficient de remplissage (« repletion coefficient »)

Il existe d'autres critères de stabilité fondés sur la capacité de la lagune à évacuer les sédiments déposés dans son entrée par la dérive littorale. S'inspirant du principe de stabilité d'Escoffier (1940) et de l'hydraulique des passes selon Keulegan (1951), Mota Oliveira (1970) suppose que la capacité naturelle de vidange d'une lagune est proportionnelle au transport potentiel par charriage, qui peut être estimé soit à partir de la perte de charge dans le chenal soit à partir d'une puissance de la vitesse moyenne (Mota Oliveira suggère 3 ou 6). Pour un bassin à berges verticales dans lequel la marée se propage de manière uniforme (hypothèses de Keulegan), la capacité de vidange atteint un maximum pour $K=0.6-0.8$. La prise en compte de la pente des berges et de la présence de bancs découvrants dans le modèle hydraulique accentue le déséquilibre entre vitesses de flot et de jusant, et favorise ainsi la vidange de la lagune en augmentant le transport pendant le jusant. De plus, l'introduction d'une perte de charge dans la lagune ou des effets de propagation de la marée diminue le prisme de marée et la capacité de transport par charriage, mais accentue elle aussi la prédominance du jusant sur le flot. On a reproché au modèle de Keulegan de ne pas représenter l'hydraulique de quelque lagune tidale que ce soit à cause de ses hypothèses irréalistes. Le modèle de Mota Oliveira présente l'avantage d'introduire deux des paramètres les plus indispensables à une représentation réaliste des passes, à savoir la pente des berges et la propagation de la marée dans la lagune.

S'inspirant également d'Escoffier (1940), O'Brien et Dean (1972) proposent le calcul d'un index de stabilité

$$\beta = \int_{A_c}^{A_{ce}} (V_{max} - V_t)^3 dA_c$$

V_t représente une vitesse critique d'érosion tandis que A_{ce} représente la section d'équilibre de la passe. Il faut cependant noter que les auteurs utilisent eux aussi les hypothèses très restrictives de Keulegan (1951) pour déterminer l'hydraulique des passes, et supposent que les sédiments ne peuvent se déposer qu'à l'extrémité océanique de la passe. Cette approche ne peut être valide dans le cas de zones soumises à une action non négligeable de la houle, puisque le transport en suspension et la présence de barres sableuses ne peuvent être alors ignorés. De plus, la notion de section critique (par essence unique) est tout à fait discutable puisque la section d'entrée s'ajuste à diverses situations de marée et de dérive, et sa dimension dépend largement des apports récents de sédiments et de l'histoire des courants.

Gao et Collins (1994) s'inspirent des considérations de transport préconisées par Bruun en écrivant la conservation de la masse de sédiments dans la passe : le transport net résulte de l'intégration au cours d'une marée de la part de dérive littorale convoyée vers l'intérieur de la lagune, du flux de sédiments entrant durant le flot et du flux de sédiments sortant durant le jusant. En supposant que l'amplitude de la dérive est suffisante pour pouvoir compenser la dominance du jusant sur le flot, le transport net s'annule lorsque la part de dérive littorale destinée à compenser cette dissymétrie vaut $k \times q_d$, où k est le paramètre caractéristique de l'équilibre. Cet équilibre correspond à la relation suivante :

$$T_f q_{sf} + T_e q_{se} + k T q_d = T q_{net} = 0$$

q_{sf}	=	flux moyen durant le flot (m^3/s)
q_{se}	=	flux moyen durant le jusant (m^3/s)
T_f	=	durée du flot
T_e	=	durée du jusant
T	=	période de la marée
q_d	=	flux de dérive littorale
q_{net}	=	flux résiduel

Pour $k = 1$, le franchissement des sédiments se fait intégralement par l'intermédiaire des courants de marée. Pour $k > 1$, une partie de la dérive littorale ne pénètre jamais à l'intérieur de la lagune, et le franchissement s'effectue par l'intermédiaire d'un delta de jusant tendant à obturer l'entrée du chenal ; la situation est alors instable. Gao et Collins proposent ainsi une relation entre la section d'entrée A_c et la dérive littorale combinant les concepts de stabilité d'Escoffier (1940) et de Bruun (1978).

3 - 5 - Vitesse maximale

Le critère de stabilité V_{mm} représente la vitesse maximale au cours d'une marée de vive eau moyennée sur la largeur de la section. L'intégration sur la section est justifiée par l'usage auquel est destinée l'estimation de cette vitesse : l'évaluation du transport (i.e. de la contrainte sur le fond). Bruun (1978) montre que même si le transport par charriage est une fonction de la puissance cinquième de la vitesse (Engelund-Hansen, Tofaletti, Inglis-Lacey), les erreurs commises en moyennant la vitesse sur la section demeurent faibles.

L'utilisation de la vitesse maximale au cours du cycle de marée est motivée par le fait que 80% du transport interviennent lorsque la vitesse dépasse 85 à 90% de la vitesse maximale (on considère toujours le cas d'une passe sableuse de granulométrie proche de 0.3 mm et une formule de transport variant avec la puissance cinquième de la vitesse). Selon le même principe, les vitesses maximales en marée de vive eau sont susceptibles d'augmenter de 40 à 50% par rapport à une marée moyenne, ce qui implique un transport potentiel jusqu'à cinq fois plus élevé qu'au cours de la marée moyenne. C'est pourquoi la donnée de V_{mm} semble représentative avec une précision suffisante à des fins de comparaison entre différents sites.

Bruun (1978, 1986) a observé que V_{mm} semble dans tous les cas varier entre 0.9 m/s et 1.1 m/s. Colby (1964) indique que la vitesse particulière de 1m/s correspond à un transport par charriage indépendant de la profondeur. Ce résultat peut surprendre dans la mesure où une formule comme celle de Engelund-Hansen, parmi de nombreuses autres, indique une décroissance de la capacité de transport quand la profondeur augmente. Cependant, cette

vitesse représente la zone de transition où les rides disparaissent pour laisser place à un fond plat et à la formation de dunes. Si la vitesse est supérieure à 1 m/s, le transport se fait principalement en suspension, et par conséquent la quantité de sable déplacée augmente avec la section d'entrée de la lagune. En revanche, au-dessous de 1 m/s, le transport est dominé par le charriage et diminue lorsque la section augmente. La valeur de 1 m/s correspondrait donc à la vitesse pour laquelle la diminution du transport par charriage induite par une augmentation de la profondeur est compensée par une augmentation du transport en suspension. Skou et Fredsoe (1988) expliquent le décalage entre les courbes de Colby et la formule de Engelund-Hansen en rappelant que cette formule suppose la présence de rides sur le fond. Au-delà d'une vitesse suffisamment élevée pour supprimer les rides, elle sous-estime nécessairement le transport en ne tenant pas compte de la diminution de friction induite par la disparition des rides. La formule de Engelund et Fredsoe, qui distingue le transport en suspension du transport par charriage, fournit des résultats plus proches des courbes de Colby.

Revenant à V_{mm} comme paramètre de stabilité, si V_{mm} descend sous le seuil critique de 0.9 m/s, la section du chenal est sans doute en cours de réduction. Elle peut cependant atteindre un nouvel équilibre stable pour lequel V_{mm} vaudra 1m/s, ou bien elle est en voie de comblement à la suite d'un apport soudain d'un volume inhabituel de sédiments (après une tempête par exemple). Si V_{mm} excède 1.2 m/s, la situation de la passe n'est pas plus satisfaisante : le chenal doit développer une contrainte sur le fond d'autant plus importante pour évacuer les sédiments importés. Soit la section augmente, ce qui tend à faire diminuer V_{mm} et à reconduire vers une situation d'équilibre, soit un apport violent de sédiments dû à une augmentation de la dérive entraîne une diminution de la section conduisant à la fermeture malgré la valeur élevée de V_{mm} . Cette situation a été couramment observée sur la côte atlantique du sud des Etats-Unis ou dans le Golfe du Mexique à la suite d'ouragans (Bruun, 1978).

Ce dernier exemple montre encore une fois la relativité du concept d'équilibre, et souligne que de larges fluctuations du rapport Ω_{VE}/M_{tot} peuvent rompre des situations dites stables, particulièrement dans le cas de petites lagunes.

3 - 6 - Contrainte de stabilité

La stabilité de la passe dépend de l'équilibre entre la section d'entrée de la lagune et l'hydrodynamique. Les paramètres pertinents sont ici la valeur maximale sur une marée de la contrainte sur le fond $\hat{\tau}$ et la contrainte d'équilibre $\hat{\tau}_{eq}$ (Bruun, 1978, van de Kreeke, 1990). Par définition, la contrainte d'équilibre est la contrainte induite par le courant de marée nécessaire pour évacuer les sédiments transportés par le courant littoral, et elle dépend principalement de la valeur de la dérive. Bruun (1978) suggère une contrainte d'équilibre comprise entre 3.5 N/m² et 5.5 N/m². On peut relier la contrainte maximale à V_{mm} par la relation

$$\hat{\tau}_{eq} = \rho g \frac{V_{mm}^2}{C^2}$$

où la valeur du coefficient de Chézy obéit à la formule

$$C = 30 + 5 \log A_c$$

établie par Bruun et Gerritsen (1960) pour les lagunes de la côte hollandaise.

Si $\hat{\tau} < \tau_{eq}$, l'embouchure est en voie de comblement tandis que si $\hat{\tau} > \tau_{eq}$, elle est en voie d'érosion. L'équilibre est dit stable si la section d'entrée retrouve inconditionnellement sa valeur d'équilibre après une petite perturbation.

3 - 7 - Stabilité d'embouchures multiples

Les mécanismes d'ouverture et de fermeture de passes n'ont longtemps été expliqués qu'à l'aide d'arguments plus intuitifs que physiques. Ce n'est que récemment que la stabilité des embouchures multiples a suscité l'intérêt de chercheurs désireux d'en reproduire les processus. Un modèle unidimensionnel non linéaire développé par Friedrichs et al. (1993) leur a permis de déterminer les facteurs responsables de l'ouverture d'une brèche et du colmatage de l'ancienne passe, tandis que van de Kreeke (1990a, b) a déterminé à l'aide d'un modèle hydraulique simple les conditions de coexistence de plusieurs passes. La section suivante décrit succinctement le principe de cette approche originale.

Van de Kreeke considère comme paramètre d'équilibre d'une embouchure tidale la contrainte maximale sur le fond induite par les courants de marée. Pour un système comprenant deux passes distinctes de sections A_1 et A_2 , il examine dans le plan (A_1, A_2) le lieu géométrique des couples (A_1, A_2) pour lesquels l'une des passes ou les deux sont stables vis-à-vis de la contrainte sur le fond. Il utilise pour ce faire un modèle semi-empiriques dont les paramètres déterminants sont les caractéristiques de la marée océanique (amplitude et période), et des passes (largeur, longueur, coefficient de frottement). La condition de coexistence de 2 passes requiert que la surface du bassin, l'amplitude et la fréquence de la marée soient suffisamment grandes. Les valeurs critiques de ces paramètres augmentent avec l'amplitude de la dérive littorale.

Van de Kreeke utilise dans son raisonnement les hypothèses simplificatrices classiques utilisées dans les modèles hydrauliques des embouchures tidales : marée sinusoïdale, rayon hydraulique déterminé à partir de la section seule, fluctuations uniformes du niveau dans le bassin, surface du bassin constante, écoulement dans les passes dominé par les effets de friction.

Il conclut qu'il n'existe pas d'équilibre stable pour une configuration comprenant deux passes : il détermine deux situations d'équilibre instables où peuvent coexister 2 passes dont il calcule alors les sections. Dans le cas où une configuration d'équilibre comportant une passe existe, une méthode graphique permet de déterminer quelle passe sera condamnée et les caractéristiques de celle qui subsistera.

Cette approche originale a été appliquée avec succès à un cas particulier mais reste à valider de manière générale. Il sera cependant intéressant de l'appliquer au cas d'Arcachon, dont certaines configurations présentent deux passes bien distinctes.

4 - APPLICATION AU CAS D'ARCACHON

L'analyse de stabilité requiert la connaissance de paramètres géométriques et hydrauliques caractéristiques du bassin. Quelques mesures éparses ont été effectuées depuis plusieurs années, dont celles menées par le LCHF (1969, 1973), mais on ne dispose que de rares données concernant l'hydraulique du bassin dans ses anciennes configurations. En revanche, de nombreux relevés topographiques ont été effectués régulièrement depuis le XVIIIème siècle. La précision des cartes est certes altérée par les erreurs de positionnement et de correction des niveaux, et les documents antérieurs à 1826 ne sont exploitables que pour des études purement qualitatives. Les relevés postérieurs à celui de Beautemps-Beaupré (1826) sont de qualité très supérieure, mais ne couvrent souvent pas les parties hautes du bassin. On ne peut donc attendre de ces sources anciennes que des estimations, dont l'exploitation peut néanmoins être intéressante.

Le premier levé bathymétrique complet du Bassin d'Arcachon a été effectué par messieurs Bouquet de la Grye et Caspari en 1865. Sa résolution (espacement maximal entre deux profils de sonde), varie de 80 mètres dans les chenaux à 500 mètres sur les bancs découvrants. Cette carte représente le plus ancien document de référence utilisable à des fins de comparaison quantitative.

La connaissance de la bathymétrie du bassin nous donne accès à tous les paramètres géométriques (volume et surface du bassin et des bancs découvrants, section des passes, volume du delta de jusant etc.) mais aussi aux données hydrauliques (vitesses des courants, prisme de marée, débit maximum à travers la section d'entrée) par l'intermédiaire du modèle hydrodynamique. Bien que quelques mesures soient disponibles, il est en effet plus cohérent de comparer les paramètres de stabilité des différentes configurations obtenus à partir d'une même méthode, plutôt que d'utiliser les quelques mesures dont on dispose pour les configurations récentes et de confronter ensuite ces résultats à ceux obtenus numériquement à partir des cartes anciennes. De plus, on se souviendra que les résultats fournis par le modèle hydrodynamique à partir de la topographie de 1993 ont été précédemment validés à partir de mesures (chapitre 2). Il est donc légitime de penser que si les topographies anciennes sont suffisamment précises, les résultats hydrodynamiques seront assez proches de la réalité.

4 - 1 - Evolution des paramètres influant la stabilité

4 - 1 - 1 Cartes

Trois cartes représentant des configurations différentes des passes et répondant aux contraintes de précision décrites plus haut ont été sélectionnées pour les calculs de stabilité :

- la carte de Beautemps-Beaupré de 1826
- la carte de Bouquet de la Grye et Caspari de 1865
- la carte de L'Yavanc de 1993.

La mise en conformité des coordonnées (projection Lambert III) et la réduction des sondes au même zéro ont été effectuées par L'Yavanc (1995). Cette réduction n'a pu être qu'approximative pour la carte de 1826, puisque " la comparaison du zéro n'est possible que

depuis le levé de 1865, dont le niveau de réduction a été rapporté à des points fixes ” (Caspari, 1872). Néanmoins, Caspari poursuit en estimant que “ l’erreur probable ne doit guère dépasser 0.50 mètres, et ce qui diminue encore l’importance de cette cause d’incertitude, c’est que la laisse de basse mer ne change pas d’une façon bien notable si l’on élève d’un demi-mètre le zéro adopté, car les chenaux et bancs sont en général accores vers cette limite ”.

La configuration intérieure du bassin ayant peu changé entre 1826 et 1865, nous avons utilisé pour les 2 cartes les levés plus précis de Caspari au Nord du parallèle de Notre-Dame. Le raccordement entre l’intérieur du Bassin de 1865 et les passes de 1826 ne requiert pas de distorsion de l’une ou l’autre des bathymétries.

4 - 1 - 2 - Dérive littorale

Longuet-Higgins (1970) a proposé une estimation du courant littoral induit par la houle à l’aide de la formule

$$V = 20.7\beta(gH_d)^{1/2} \sin(2\alpha_d)$$

V	=	vitesse du courant de houle
β	=	pente de la plage
g	=	gravité
H_d	=	hauteur de vague au déferlement
α_d	=	angle d’incidence au déferlement

L’utilisation de cette formule combinée à une formule de transport sédimentaire dû à la houle a permis au LCHF (1969) de calculer le transit littoral par unité de temps créé par une houle de hauteur H :

$$Q = \frac{Kg}{C} H^2 T f(\alpha) \quad (m^3 / s)$$

g	=	gravité
C	=	cambrure de la houle
T	=	période de la houle
H	=	hauteur de vague
α	=	angle d’incidence de la houle
$K = 3.10^{-6}$		
$f(\alpha) = \sin\left(\frac{7\alpha}{4}\right)$		

A l’aide de statistiques de houle (période, hauteur, incidence), le LCHF a ainsi estimé le transit annuel moyen à 800 000 m³ vers le Sud et 175 000 m³ vers le Nord, soit une résultante de 625 000 m³ vers le Sud et un transit total de 975 000 m³ (LCHF, 1969).

Un calcul similaire effectué par Orgeron (1974) conclut à un transit vers le Sud de l’ordre de 500 000 à 700 000 m³, vers le Nord de l’ordre de 100 000 à 200 000 m³, soit une composante résultante de 300 000 à 600 000 m³ vers le Sud et un transit total de 600 000 à

900 000 m³. Orgeron détermine également à l'aide de traceurs fluorescents que la dérive littorale reste confinée dans une bande qui n'excède pas 500 mètres le long du rivage.

La grandeur à retenir pour les calculs de stabilité est la dérive totale que nous avons notée M_{tot} dans le chapitre précédent. Les variations d'amplitude du recul de la côte Aquitaine depuis 300 ans indiquent que le climat de houle a certainement évolué durant cette période. L'allongement considérable de la Flèche du Cap Ferret jusqu'à sa situation extrême de 1826 en est un autre témoin. Il est malaisé de quantifier ces variations, mais il est raisonnable de penser que l'augmentation de la dérive par rapport à sa valeur moyenne actuelle n'a pas excédé 25%. Par conséquent, nous considérerons par la suite pour les relations d'équilibre deux valeurs du transit littoral : la valeur actuelle et cette valeur majorée de 25%.

Les relations permettant l'estimation de ces grandeurs étant empiriques, il est délicat en l'absence de mesures de déterminer lequel des résultats est le plus proche de la réalité. Nous considérerons donc par la suite les valeurs moyennes suivantes :

$M_{\text{sud}} = 800\,000\text{ m}^3$	$M_{\text{sud},1826} = 1\,000\,000\text{ m}^3$
$M_{\text{nord}} = 150\,000\text{ m}^3$	$M_{\text{nord},1826} = 180\,000\text{ m}^3$
$M_{\text{res}} = 650\,000\text{ m}^3$	$M_{\text{res},1826} = 820\,000\text{ m}^3$
$M_{\text{tot}} = 950\,000\text{ m}^3$	$M_{\text{tot},1826} = 1\,180\,000\text{ m}^3$

4 - 1 - 3 - Section d'entrée

La section d'entrée représente dans les relations d'équilibre le paramètre caractéristique de l'entrave à la libre circulation de la marée, ce qui justifie de considérer la section minimale d'écoulement sur toute la longueur des passes. La localisation géographique de cette section minimale peut bien sûr évoluer au cours du temps.

La section variant suivant l'heure de la marée, il est courant d'utiliser la section calculée sous le niveau moyen, A_{MSL} . Le niveau moyen au large de la côte Aquitaine a été évalué à 2.32 m (Sogreah, 1990, in L'Yavanc, 1995). Le niveau moyen à Arcachon semble montrer des variations saisonnières (Amanieu, 1966, L'Yavanc, 1995), et dépend également du lieu où on se trouve dans le bassin. Nous adopterons par conséquent au cours de cette étude le niveau moyen du large, soit 2.32 m.

Les sections d'entrée minimales pour les 3 cartes étudiées sont les suivantes :

1826	8830 m ²	parallèle 44°37'50
1865	11900 m ²	parallèle 44°37'72
1993	16800 m ²	parallèle 44°38'41

4 - 1 - 4 - Prisme de marée

Le prisme de marée est défini par le volume d'eau introduit dans le bassin pendant le montant et expulsé durant le perdant. Il correspond donc à l'intégrale sur une demi-marée du flux entrant dans le bassin au travers de la section d'entrée (l'intégrale du flux sortant sera majorée des débits fluviaux, soit environ $450\,000\text{ m}^3$ pour un débit d'eau douce moyen de $20\text{ m}^3/\text{s}$). Notons que ce débit est négligeable en comparaison du prisme de marée de l'ordre de plusieurs centaines de millions de m^3 . Le débit des rivières à Arcachon n'a par conséquent aucune influence sur la stabilité du Bassin.).

Le choix de la section d'entrée est tout à fait subjectif : les modèles hydrauliques simples schématisent une embouchure tidale en la scindant en 3 unités (le bassin, le chenal, l'océan), auquel cas la limite du bassin correspond à l'extrémité intérieure du chenal. Volume et prisme de marée du bassin sont alors calculés en excluant les passes.

Pour ce qui est des formules d'équilibre, la section d'entrée considérée étant la section minimale, il serait cohérent de limiter le bassin à cette section. Mais la position de cette section pouvant varier dans le temps, il n'est pas nécessairement judicieux de la prendre en compte à des fins de comparaison entre différentes configurations d'une même embouchure.

La dernière solution consiste à déterminer une section fixe servant de référence pour tous les calculs. Le LCHF a par exemple fixé cette limite au parallèle de Notre Dame (1969, 1973). Nous avons comparé ces résultats à ceux fournis par le modèle hydrodynamique (Tableau 2).

	LCHF 1969	LCHF 1973	1993 Ferret	1993 Notre - Dame
coef. 45	$230 \times 10^6\text{ m}^3$		$206 \times 10^6\text{ m}^3$	$162 \times 10^6\text{ m}^3$
coef 95	$420 \times 10^6\text{ m}^3$		$401 \times 10^6\text{ m}^3$	$312 \times 10^6\text{ m}^3$
coef 70		$300 \times 10^6\text{ m}^3$	$309 \times 10^6\text{ m}^3$	$242 \times 10^6\text{ m}^3$
coef 110		$400 \times 10^6\text{ m}^3$	$456 \times 10^6\text{ m}^3$	$354 \times 10^6\text{ m}^3$

Tableau 2 : Comparaison de prismes de marée

Les résultats du modèle sont systématiquement inférieurs aux évaluations effectuées précédemment. On peut penser que les estimations du LCHF surestiment les valeurs des prismes en interpolant les débits à partir de mesures ponctuelles. La précision de la technique utilisée est relativement médiocre, puisque le prisme est calculé à partir de mesures de vitesses effectuées sur 3 verticales sur la section de jaugeage. On peut d'ailleurs lire dans le rapport du LCHF de 1969 : « on ne peut s'attendre, en raison de la largeur des sections et des fluctuations des grandeurs mesurées, à une grande précision ». Le modèle permet une résolution plus fine par ailleurs validée (chapitre hydrodynamique), il est donc probable que les débits calculés numériquement soient plus représentatifs de la réalité.

Pour ses estimations de prisme de marée et de cubature, Caspari a placé la limite du bassin au parallèle du phare du Ferret, que nous retiendrons pour les comparaisons suivantes. Ainsi, les calculs hydrodynamiques appliqués aux bathymétries de Caspari et Beautemps-Beaupré fournissent les résultats du tableau 3.

	1826	1865	1993
coef 40	141×10 ⁶ m ³	185×10 ⁶ m ³	163×10 ⁶ m ³
coef 95	255×10 ⁶ m ³	363×10 ⁶ m ³	347×10 ⁶ m ³

Tableau 3 : Prismes de marée limités au parallèle du phare du Ferret

Le prisme de marée a augmenté de 30 à 40% suivant les coefficients entre 1826 et 1865, puis a diminué de 5 à 12% entre 1865 et 1993.

Il est instructif de comparer les résultats fournis par le modèle à partir de la bathymétrie de 1865 avec les propres conclusions de Caspari :

Caspari indique en 1872 que “ le volume d’eau introduit dans le Bassin d’Arcachon par une moyenne marée de syzygie (entre les cotes +1 m et +4.5 m) est de plus de 450 Mm³ ”. Il décrit ainsi la méthode qu’il a utilisée : “Partant de la courbe des marées du Ferret, et la considérant comme étendue à tout le bassin, les étales se transportant en une heure du Ferret au fond du bassin, j’ai considéré à un instant déterminé les eaux comme formant un plan incliné. Cette hypothèse est très près d’être exacte, sauf aux environs de la haute et basse mer ; mais à ces instants le courant est insignifiant. Les volumes d’eau existant dans le bassin se déduisent alors simplement de la hauteur d’eau au cap Ferret, supposée prise 30 minutes plus tard, et représentant ainsi la profondeur moyenne du bassin.”. Caspari présente un tableau synthétique du volume d’eau introduit dans le bassin en fonction du niveau d’eau au-dessus du zéro des sondes. Il n’indique pas le volume correspondant à un niveau de 4.5 m, mais la cohérence avec son calcul de prisme de marée pour une “ moyenne marée de syzygie ” requiert la valeur 500 Mm³.

Ces mêmes calculs de volumes effectués à partir des topographies digitalisées sont présentés dans le tableau 4 et comparés aux prismes issus de l’intégration des débits instantanés pour une marée de vive eau moyenne (coefficient 95) et de grande vive-eau (coefficient 120). Dans tous les cas, on a choisi pour limite le parallèle du phare du Ferret.

La méthode approximative de cubature que nous avons utilisée pour établir les volumes d’eau au-dessus du zéro surestime nécessairement le prisme de marée puisqu’elle considère implicitement que la surface du bassin demeure plane au cours de la marée, et en particulier qu’elle atteint partout en même temps la cote maximale correspondant à cette marée, ce qui n’est pas le cas. Il n’est donc pas surprenant de trouver systématiquement

$$V_{4.5} - V_{1.0} > \Omega_{95}.$$

	1865		1993		Rapport Caspari
	volume total	vol. au-dessus 0	volume total	vol. au-dessus 0	vol. au-dessus 0
0	154	0	198	0	0
0.5	180	26	221	23	25
1	212	58	249	51	50
1.5	251	97	281	83	---
2	298	144	320	122	121
2.5	356	202	374	176	160
3	422	268	440	242	232
3.5	492	338	510	312	---
4	564	410	582	384	378
4.5	639	485	656	458	500
$V_{4.5} - V_{1.0}$	427		407		450
Ω_{95}	363		347		370 ?
Ω_{120}	432		424		---

Tableau 4 : Volumes (exprimés en 10^6 m^3) totaux et au-dessus du zéro des cartes, et prismes de marée en moyenne et grande vive eau limités au parallèle du phare du Ferret.

Caspari ayant fait l'hypothèse d'une surface inclinée devrait trouver un résultat plus proche du véritable prisme de marée. Ses volumes au-dessus du zéro sont d'ailleurs systématiquement plus faibles que ceux que nous avons calculés. Cependant, la valeur de 450 Mm^3 pour le prisme de marée semble excessive pour une vive eau moyenne. Il faut d'ailleurs considérer avec prudence certaines des conclusions de Caspari. Il affirme par exemple que "au-dessus de 3 mètres, tous les crassats sont couverts", ce qu'il déduit du fait que la surface du bassin demeure d'après lui constante au-dessus de la cote des 3 mètres. Ce résultat est probablement faux, puisque les berges du bassin n'étaient sûrement pas verticales au-dessus de 3 mètres.

Notre estimation est elle aussi loin d'être exempte d'approximations. En effet, les parties hautes du bassin n'ont pas été topographiées en 1865. La surface non cartographiée représente un tiers de la surface totale du bassin (L'Yavanc, 1995), et la carte de Caspari ne peut donc permettre une évaluation des volumes ou surfaces immergeant les bancs découvrants avec précision. En l'absence de sondes pour le fond du bassin et l'île aux Oiseaux, nous avons considéré que le trait de côte du bassin avait peu changé depuis 1865 et nous avons interpolé les profondeurs entre les dernières sondes de Caspari et la terre. Pour l'île aux Oiseaux, il est probable également que son contour s'est peu modifié, entre autres grâce à l'entretien des ostréiculteurs (L'Yavanc, communication personnelle). Nous avons donc utilisé les relevés topographiques actuels de l'île au-dessus de la cote des 2 mètres.

Les imprécisions résultant de ces interpolations multiples sur la carte induisent nécessairement des erreurs sur le calcul des volumes et par conséquent sur toutes les valeurs de débits ou de prismes fournies par le modèle hydrodynamique. Néanmoins, Manaud (1995) rapporte que Clavel (1887) a utilisé les chiffres de Caspari pour déterminer un prisme de 370 Mm^3 en vive eau moyenne et 130 Mm^3 en faible morte eau. Ces évaluations paraissent plus vraisemblables que la valeur de 450 Mm^3 en vive eau citée précédemment par Caspari, et sont relativement proches des valeurs fournies par le modèle hydrodynamique (363 Mm^3 en vive eau moyenne et 141 Mm^3 en morte eau moyenne).

Conclusion sur les prismes de marée :

Par souci de cohérence et comme expliqué dans l'introduction, nous considérerons pour les 3 configurations les prismes de marée fournis par le modèle hydrodynamique, en retenant que les prismes calculés sur les bathymétries de 1825 et 1865 résultent, à cause des imprécisions topographiques, d'approximations difficiles à évaluer. Néanmoins, les configurations de l'intérieur du bassin étant identiques pour ces deux cartes, l'erreur commise est du même ordre de grandeur dans les deux cas. Nous pourrions donc comparer les résultats fournis par le modèle afin d'en dégager une tendance d'évolution.

Nous retiendrons par conséquent dans l'analyse de stabilité les prismes de vive-eau rapportés dans le tableau 5 (coefficient 95) :

	limite parallèle phare	limite section minimale
1826	255 Mm^3	279 Mm^3
1865	363 Mm^3	372 Mm^3
1993	347 Mm^3	347 Mm^3

Tableau 5 : Prismes de marée en vive eau moyenne

4 - 1 - 5 - V_{mm} et Débits instantanés maximaux

V_{mm} désigne la vitesse maximale au cours d'une marée à travers une section d'entrée. Nous avons précédemment justifié l'emploi de cette grandeur calculée pour une marée de vive-eau moyenne (coefficient 95). Il est de plus cohérent de considérer cette vitesse au droit de la section minimale d'écoulement A_c . La vitesse intégrée sur la section n'est cependant pas nécessairement maximale au droit de la section minimale, nous indiquons donc également dans le tableau 6 les vitesses maximales atteintes dans la section des passes.

	1826		1865		1993	
	Flot	Jusant	Flot	Jusant	Flot	Jusant
section minimale	1.14	2.61	1.24	1.72	0.98	1.11
absolue	1.71	2.70	1.24	1.72	0.83	1.34

Tableau 6 : Vitesses maximales en m/s en vive eau moyenne (coefficient 95)

De même, les débits instantanés maximaux Q_{\max} au cours d'une marée sont calculés au travers de cette section minimale. Ces résultats sont tous obtenus à partir du modèle hydrodynamique (Tableau 7).

	1826		1865		1993	
	Flot	Jusant	Flot	Jusant	Flot	Jusant
Coef 70	13 500	15 500	20 000	19 400	19 400	17 800
Coef 95	15 800	19 700	24 200	25 800	23 900	24 200
Coef 120	18 200	23 900	29 000	32 100	29 000	30 700

Tableau 7 : Débits instantanés maximaux en m^3/s

Dans les 3 configurations, vitesses maximales et débits instantanés sont toujours supérieurs en jusant pour les grands coefficients, cette asymétrie étant indépendante du débit fluvial. Le flot domine en 1865 et 1993 pour les marées moyennes et de morte eau. On remarque une diminution constante des vitesses maximales depuis 1826, caractéristique d'un retour à l'équilibre, tandis que l'augmentation du prisme de marée entre 1826 et 1865 a conduit à une intensification des débits maximaux à peu près stationnaires entre 1865 et 1993.

4 - 2 - Calculs de Stabilité

4 - 2 - 1 - Relation section - prisme de marée.

Plusieurs formules ont été proposées dans la littérature afin de relier section et prisme de marée dans une configuration d'équilibre. Nous avons retenu les plus utilisées, déterminées pour des embouchures tidales ne possédant pas d'enrochements artificiels :

$$\begin{aligned} \text{O'Brien (1969)} & \quad A_c = 6 \times 10^{-5} \Omega \\ \text{Jarrett (1976)} & \quad A_c = 3.48 \times 10^{-5} \Omega^{1.03} \\ \text{Hume (1987)} & \quad A_c = 1.95 \cdot 10^{-4} \Omega^{0.94} \end{aligned}$$

où A_c est en m^2 et Ω en m^3 .

Leur application au bassin d'Arcachon fournit les résultats du tableau 8, pour les prismes calculés avec pour limite soit la section minimale dans chaque configuration, soit le parallèle du Cap Ferret (ces limites coïncident en 1993).

Les trois formules fournissent des résultats comparables, bien qu'étant des formules empiriques qui n'intègrent pas les conditions de dérive littorale ni d'amplitude de la marée des sites à partir desquels elles ont été établies. Jarrett (1976) propose une distinction entre les embouchures tidales des trois côtes américaines (Atlantique, Pacifique, Golfe du Mexique), sachant que la côte Atlantique est caractérisée par une faible dérive littorale et un marnage important, tandis que la côte Pacifique est soumise à l'action d'une houle comparable à celle qui touche la côte Aquitaine, mais le marnage y est beaucoup plus faible. On ne peut affirmer

avec rigueur que le bassin d'Arcachon appartient à l'une ou l'autre de ces catégories ni à aucune autre. La cohérence des résultats obtenus en considérant les formules générales (moyennées sur la totalité des données, quels que soient l'exposition à la houle et le marnage, mais pour des embouchures naturelles sans jetée) permet de considérer l'ordre de grandeur des sections d'équilibre comme correct (Figure 13).

	1826	1865	1993
Ω_{95} / Section min	279	372	347
A_C Jarrett	17 400	23 400	21 780
A_C O'brien	16 740	22 320	20 820
A_C Hume	16 900	22 200	20 800
A_C section min.	7 830	11 900	16 800
Ω_{95} Phare	255	363	347
A_C Jarrett	15 860	22 820	21 780
A_C O'brien	15 300	21 780	20 820
A_C Hume	15600	21 700	20 800
A_C Phare	11 840	15 280	16 800

Tableau 8 : Sections d'équilibre en m^2 pour plusieurs prismes de marée (en Mm^3), calculés à partir des formules de Jarrett (1976), O'Brien (1969) et Hume (1987).

En 1826, quelle que soit la référence utilisée, la section minimale est très inférieure à la section d'équilibre. Cette réduction de section est à l'origine de l'augmentation de la vitesse maximale ($V_{mm} = 2.60$ m/s) permettant l'érosion du chenal. En 1865, le prisme de marée ayant augmenté de 255 à 363 Mm^3 (limite parallèle du phare), la section d'équilibre a elle aussi augmenté de 15500 à 22000 m^2 . La section minimale (15280 m^2) est encore inférieure à la section d'équilibre. D'autre part, V_{mm} vaut 1.72 m/s, ce qui correspond d'après Bruun et Escoffier à une vitesse encore nettement supérieure à la vitesse d'équilibre (entre 0.9 et 1.1 m/s). Ceci explique que la section ait poursuivi son creusement pour atteindre en 1993 une valeur proche de l'équilibre (16800 m^2) compatible avec $V_{mm} = 1.10$ m/s.

4 - 2 - 2 - Rapport Ω/M_{tot}

D'après Bruun et Gerritsen (1960), la limite inférieure du rapport Ω_{VE}/M_{tot} permettant une bonne vidange du bassin est de 150. Même en considérant une dérive totale de l'ordre de 1.2 Mm^3 par an (valeur maximale que nous avons estimée pour la situation la plus défavorable), cette relation implique que la situation est "dynamiquement" stable pour l'embouchure jusqu'à un prisme de marée de 180 Mm^3 . Toutes les estimations ou mesures du prisme de marée depuis le début du siècle dernier sont largement supérieures à cette limite. Cependant, ces valeurs de prisme étant incertaines, on peut ramener ce critère d'équilibre à la

section minimale de l'entrée (Bruun, 1968). On considère alors que les conditions de pérennité de l'embouchure sont bonnes si

$$\frac{2}{3} \frac{A_c}{M_{tot}} > 0.9 \cdot 10^{-2}$$

soit, pour $M_{tot} = 950\,000 \text{ m}^3$ $A_c > 12\,800 \text{ m}^2$ (situation actuelle)
 pour $M_{tot} = 1\,200\,000 \text{ m}^3$ $A_c > 16\,200 \text{ m}^2$ (situation de dérive « maximale »)

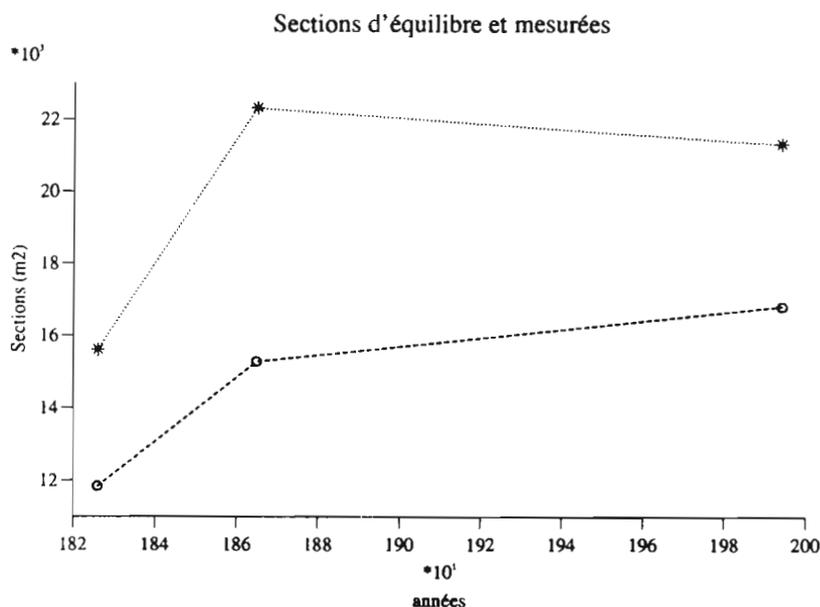


Figure 13 : Sections d'équilibre calculées par la formule de Jarrett (*) et sections mesurées (•) sur le parallèle du phare du Cap Ferret en 1826, 1865 et 1993.

La situation de 1826 a fait suite à une augmentation momentanée de la dérive littorale ayant réduit considérablement la section d'entrée (7830 m^2). Si on évalue la dérive littorale d'alors à 1.2 Mm^3 , la section d'équilibre était de $16\,200 \text{ m}^2$. Malgré le rapport du simple au double entre section minimale observée et section d'équilibre, la situation n'a pas atteint un seuil critique conduisant à la fermeture. Dès le retour à des valeurs plus faibles de la dérive littorale, et grâce à un prisme de marée conséquent, une section de $12\,800 \text{ m}^2$ suffit alors à mettre le bassin "hors de danger", ce qui était déjà quasiment le cas en 1865 et d'autant plus en 1993.

4 - 2 - 3 - Vitesses et Contraintes de stabilité

Les vitesses à considérer sont la vitesse moyenne au cours de la marée \bar{V} et la vitesse maximale V_{mm} . La vitesse moyenne peut être obtenue à partir des données de section et de prisme (il faut alors considérer le prisme limité à cette section) :

$$\bar{V} = \frac{2\Omega}{A_c T}$$

où T est la période de la marée. Bruun (1978) a constaté sur une large panoplie d'embouchures tidales de par le monde une vitesse moyenne de l'ordre de 0.77 m/s tandis que V_{mm} est comprise entre 0.9 et 1.1 m/s à l'équilibre. Les résultats pour Arcachon sont consignés dans le tableau 9.

	1826	1865	1993
V_{mm} Section min	2.61	1.72	1.11
\bar{V} Section min	1.59	1.40	0.92
V_{mm} Phare	1.56	1.38	1.11
\bar{V} Phare	0.96	1.06	0.92

Tableau 9 : V_{mm} et vitesses moyennes en m/s calculées au droit du phare et de la section minimale

On constate pour toutes les configurations et pour les deux vitesses caractéristiques un écart notable entre les valeurs moyennes fournies par Bruun et les valeurs à Arcachon, ce qui tend à confirmer que le bassin n'aurait pas achevé son retour à une situation d'équilibre après la situation extrême de 1826, et ce qui expliquerait également que les passes soient encore en cours d'érosion.

Parallèlement aux vitesses, Bruun (1978) recommande de considérer les contraintes maximales sur le fond. Les valeurs d'équilibres sont comprises entre 3.5 et 5.5 N/m². Il fournit la formule suivante permettant de calculer le coefficient de Chézy pour une embouchure tidale de section minimale A_c :

$$C = 30 + 5 \log (A_c)$$

La contrainte maximale vaut alors

$$\hat{\tau} = \rho \frac{V_{mm}^2}{C^2}$$

soit pour Arcachon les valeurs du tableau 10.

	1826	1865	1993
V_{mm} (m/s)	1.56	1.38	1.11
$C(m^{1/2}.s^{-1})$	49.6	50.6	51.9
$\hat{\tau}(N/m^2)$	9.93	7.46	4.59

Tableau 10 : Vitesses et contraintes maximales en marée de vive eau, moyennées sur la largeur de la section du Phare.

Pour les vitesses tout comme pour la contrainte maximale, les valeurs élevées de 1826 et 1865 sont conformes au principe de stabilité d'Escoffier : la réduction de section d'entrée a provoqué une augmentation des vitesses de vidange tendant à restituer la situation d'équilibre.

4 - 2 - 4 - Stabilité de deux passes

Nous avons appliqué à la configuration de 1993 la méthode prescrite par Van de Kreeke (1990a,b) afin de déterminer l'éventuel équilibre de deux passes. Cette méthode est extrêmement schématique, et il est délicat de fixer les limites des passes, en particulier leur longueur et leur largeur. Nous avons utilisé les paramètres approximatifs suivants (l'indice 1 se réfère à la passe dite Nord et l'indice 2 à la passe dite Sud) :

Surface de bassin	$A_b = 1.5 \cdot 10^8 \text{ m}^2$	
Amplitude maximale de la marée	$\eta_0 = 4.5 \text{ m}$	
Fréquence de la marée	$\sigma = 1.404 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	
Coefficients de frottement	$F_1 = F_2 = 6 \cdot 10^{-3}$	
V_{mm} d'équilibre	$u_{eq1} = u_{eq2} = 1 \text{ m/s}$	
Longueur des passes	$L_1 = 4630 \text{ m}$	$L_2 = 10130 \text{ m}$
Largeur des passes	$W_1 = 740 \text{ m}$	$W_2 = 516 \text{ m}$

On considère que les passes sont de section rectangulaire pour déterminer le rayon hydraulique. La condition d'existence d'un équilibre est alors

$$A_b \sigma \hat{\eta}_0^2 > 2 \frac{8}{3\pi} \frac{1}{g} (F_1 L_1 W_1 \hat{u}_{eq1} + F_2 L_2 W_2 \hat{u}_{eq2})$$

ce qui est vérifié dans notre cas. Les sections correspondantes sont alors données par l'expression suivante :

$$\frac{A_i^2}{(F_1 L_1 W_1 \hat{u}_{eq1})} = \frac{(A_b \hat{\eta}_0 \sigma)^2 \pm \sqrt{(A_b \hat{\eta}_0 \sigma)^4 - 4 \left(\frac{8}{3\pi}\right)^2 \left(\frac{1}{2g}\right)^2 (A_b \sigma)^2 (F_1 L_1 W_1 \hat{u}_{eq1} + F_2 L_2 W_2 \hat{u}_{eq2})}}{2(F_1 L_1 W_1 \hat{u}_{eq1} + F_2 L_2 W_2 \hat{u}_{eq2})^2}$$

Soit pour Arcachon :

$$A_1 = 11\,950 \text{ m}^2$$

$$A_2 = 18\,240 \text{ m}^2$$

Les sections mesurées à partir de la topographie de 1993 sont approximativement de 11200 et 20000 m², résultats remarquablement proches des sections d'équilibres calculées. Une telle similitude, si elle n'est pas le fruit du hasard, ne peut être attribuée à l'extrême rigueur de la méthode de van de Kreeke. Nous concluons seulement que cette méthode prédit pour une configuration semblable à celle d'Arcachon l'existence d'une situation d'équilibre comprenant deux passes. Nous retiendrons également que cet équilibre est instable, ce qui a par ailleurs été vérifié par le passé, puisqu'on revient généralement à une configuration où une seule passe subsiste.

4 - 3 - Conclusion

Ces divers résultats permettent de conclure que le Bassin d'Arcachon est demeuré depuis plus de 150 ans dans des conditions de retour à l'équilibre satisfaisantes, et que cet équilibre ne semble pas menacé : même un accroissement considérable de la dérive littorale conduisant à un rallongement de la flèche du Cap Ferret comme en 1825 n'a pas réduit suffisamment la section d'écoulement pour conduire à la fermeture.

Le paramètre principal garant de la pérennité du bassin est sa taille : ce sont en effet les grandes dimensions du bassin qui lui confèrent un prisme de marée conséquent permettant une bonne vidange du bassin et l'évacuation des sédiments introduits par la dérive littorale. Cependant, les lagunes fermées observables tout au long de la côte Aquitaine étaient comme le bassin connectées à l'Océan à leur origine. Le Lac de Cazaux est celui dont la morphologie et la taille se rapprochent le plus de celles du bassin d'Arcachon. Sans entrer dans les détails d'une comparaison entre les lacs du littoral atlantique et Arcachon, il est intéressant de comparer simplement les quelques paramètres facilement accessibles ou estimables. Ainsi, Normand (1968) fournit-il pour le lac de Cazaux les données suivantes, que nous confrontons aux données du bassin d'Arcachon sans les passes (Tableau 11).

	Lac de Cazaux	Bassin d'Arcachon	
		au-dessus 0	au-dessus 4.5 m
Surface (Mm ²)	58	40	126
Volume (Mm ³)	470	157	530
V _{4.5} -V ₀ (Mm ³)	240	273	

Tableau 11 : Volumes, surfaces et prismes estimés du Lac de Cazaux et du Bassin d'Arcachon sans les passes

Il est bien sûr délicat de pousser très avant une comparaison, le niveau de la surface du lac de Cazaux étant aujourd'hui 20 mètres au-dessus du zéro (Normand, 1968). On constate cependant que son volume est de peu inférieur à celui du Bassin d'Arcachon (sans les passes) à marée haute, et que la différence de cubature entre volume maximal (i.e. sous la surface maximale, à peu près invariante pour le lac, celle de pleine mer pour le bassin) et le volume 4.5 m sous cette surface diffère peu également dans les deux cas. Il semblerait donc que le lac de Cazaux ait été de dimensions comparables au Bassin d'Arcachon. Gardons cependant en mémoire que ces volumes représentent la morphologie actuelle du lac, dont le fond est aujourd'hui au niveau zéro; forme et volume de ce lac ont pu varier depuis qu'il est déconnecté de l'océan.

Des études sismiques ont permis de déceler l'existence dans le passé de 2 passes d'entrée (Cole, 1994), de largeurs 120 et 450 m. En supposant une section rectangulaire de ces passes, leurs sections d'entrée cumulées n'auraient pas excédé 6700 m² pour une profondeur de 10 m, ce qui est d'après toutes les formules d'équilibre largement insuffisant pour garantir la survie d'un bassin dont le prisme aurait été de 240 Mm³. Ces passes ayant été malgré tout certainement efficaces à une époque donnée, il semblerait donc que le prisme leur correspondant devait être très inférieur à celui que nous avons estimé ici. Or nous avons vu que le prisme de marée minimum requis afin de permettre une vidange suffisante pour dégager les passes du sable transporté par une dérive littorale de 1 Mm³ est de 150 Mm³ ($\Omega/M_{\text{tot}} > 150$). Il n'est pas improbable que le prisme de marée du lac de Cazaux ait été inférieur à cette limite, ce qui expliquerait sa fermeture. Ce raisonnement sous-tend que la dérive littorale d'alors était de même ordre que la dérive actuelle, or nous ne disposons d'aucune estimation de M_{tot} à l'époque ; les variations de la dérive constituent donc un paramètre supplémentaire à invoquer pour expliquer la fermeture du lac.

Cependant, à long terme, si le prisme de marée du bassin d'Arcachon diminuait de manière importante par suite d'un engraissement par les apports fluviaux ou les dépôts organiques, il pourrait atteindre une limite qui ne lui permettrait plus d'expulser suffisamment les sédiments introduits par la houle. Le comblement du fond du bassin pourrait ainsi mettre en péril le maintien de l'ouverture des passes.

Malgré cela, il faut garder en mémoire qu'une augmentation significative du prisme de marée (par l'écrêtage des bancs découvrants par exemple) impliquerait une augmentation du volume du delta de jusant. Ce gonflement du delta de jusant permis par le stockage de sédiments transportés par la dérive littorale pourrait alors impliquer un déficit sédimentaire sur les plages avoisinantes, particulièrement la pointe d'Arcachon. D'autre part, la dissymétrie flot-jusant est accrue par l'augmentation de surface des barres à l'intérieur du bassin. Or c'est cette dissymétrie qui permet au jusant de transporter plus de sédiments vers l'extérieur que le flot n'en fait rentrer. Il paraît donc délicat de recommander le dragage des bancs intérieurs du bassin afin d'y assurer une meilleure circulation de la marée conduisant à une capacité de vidange supérieure.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CHAPITRE 3

- Boon, J.D., Byrne, R.J., 1981, On basin hypsometry and the morphodynamic response of coastal inlet systems, *Marine Geology*, Vol. 40, pp. 27-48
- Brown, E. L., 1928, Inlets on sandy coasts, *Proceedings American Society of Civil Engineers*, Vol. 54, pp. 505-553
- Bruun, P., Gerritsen, F., 1960, Natural bypassing of sand at coastal inlets, *Journal of the Waterways and Harbors Division*, Vol. 85, pp. 75-107
- Bruun, P., 1967, Tidal inlets and littoral drift, *Bulletin of the PIANC*, Vol. 1, 2, N° 23/24
- Bruun, P., 1968, Tidal inlets and littoral drift, University Book Co., Oslo, 200 pages
- Bruun, P.(ed.), 1978, Stability of tidal inlets, Elsevier scientific Publ. Comp. Amsterdam, the Netherlands
- Bruun, P., 1986, Morphological and Navigational Aspects of Tidal Inlets on Littoral Drift Shores, *Journal of Coastal Research*, 2(2), pp. 123-143, Fort Lauderdale
- Bruun, P., 1990, Improvement of Bypassing and Backpassing at Tidal Inlets, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 116, N° 4
- Caspari, E., 1872, Rapport sur l'exploration des passes d'Arcachon.
- Castaing, P., Froidefond, J.M., Durand, F., Gonthier, E., Jai, J., Prud'homme, R., 1992, Evolution bathymétrique du Bassin d'Arcachon, Université de Bordeaux I, Février 1992
- Colby, B. R., 1964, Discharge of sands and mean velocity relationships in sand-bed streams, *Geological Survey, Prof. Paper 462-A*
- Cole, J., 1994, A Geological Survey of the Lac de Sanguinet, M.Sc. in Oceanography, University of Southampton / University of Bordeaux I, October 1994
- De Vriend, H.J., Bakker, W.T., Bilse, D.P., 1994, A morphological behaviour model for the outer delta of mixed-energy tidal inlets, *Coastal Engineering*, N° 23(3/4), pp. 305-327
- De Vriend, H.J., 1995, Mathematical modelling of meso-tidal barrier island coasts, Part I : Empirical and semi-empirical models, *Marine Geology*, Vol. 60
- Di Lorenzo, J. L., 1988, The overtide and filtering response of small inlet/bay systems, in : Aubrey, D.G. and Weishar, L., 1988, pp. 24-53
- Escoffier, F.F., 1940, The stability of tidal inlets
- Escoffier, F.F., 1977, Hydraulics and Stability of Tidal Inlets, General Investigation of Tidal Inlets (GITI), Rep. 13, U.S. Army Corps of Engineers
- Escoffier, F.F., Walton, T.L., 1979, Inlet Stability Solutions For Tributary Inflow, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, Nov. 1979, pp. 341-354

- Eysink, W.D., 1990, Morphologic response of tidal basins to changes, in : B.L. Edge (editors) Proc. 22nd Int. Conf. Coastal Engineering, Delft. ASCE, New York, pp. 1948-1961
- Fitzgerald, D.M., 1988, Shoreline Erosional - Depositional Processes associated with tidal Inlets, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 186-225
- Friedrichs, C.T., Aubrey, D.G., Gies, G.S., Speer, P.E., 1993, Hydrodynamic modeling of a multiple-inlet estuary-barrier system : insight into tidal inlet formation and stability, Formation and Evolution of Multiple Tidal Inlets, Coastal and Estuarine Studies, Vol. 44, pp. 95-112, AGU
- Galvin, C.J., Jr., 1971, Wave climate and coastal processes, in : Ippen, A.T. (eds), « Water environments and human needs », M.I.T., Cambridge, Mass., pp. 48-78
- Gao, S., Collins, M., 1994, Tidal Inlet stability in response to hydrodynamic and sediment dynamic conditions, Coastal Engineering, Vol. 23, pp. 61-80
- Gassiat, L., 1989, Hydrodynamique et évolution sédimentaire d'un système lagune-flèche littorale. Le Bassin d'Arcachon et la flèche du Cap Ferret. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.
- Gerritsen, F., 1990, Morphological stability of tidal inlets and channels of the Western Wadden Sea, Rijkswaterstaat Report GWAO-90.019, the Netherlands
- Hayes, M.O., 1980, General Morphology and sediment patterns in tidal inlets, Sedimentary Geology, Vol. 26, N° 1-3, pp. 139-156
- Hine, A.C., 1975, Bedform distribution and migration patterns on tidal deltas in the Chatham Harbor Estuary, Cape Cod, MA., In : Cronin, L.E. (eds), Estuarine Research Academic Press, New York, Vol. 2, pp. 235-252
- Hume, T.M., Herdendorf, C.E., 1987, Tidal Inlet Stability : Proceedings of a workshop, Christchurch, Wellington 1987
- Hume, T.M., Herdendorf, C.E., 1989, Morphologic and hydrologic characteristics of Tidal Inlets on a headland dominated, Low littoral Drift Coast, Northeastern New Zealand, Shagen Symposium
- Jarrett, J.T. 1976, Tidal prism area relationships, U.S. Army Corps of Engineers, GITI report N° 3, 32 pp.
- Keulegan, G.H., 1951, Water-level fluctuations of basins in communication with seas, Third Progress Report on Tidal Flow in Entrances, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards Report 1146A
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1969, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations en nature, Rapport Général, Février 1969
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1969, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations en nature, Rapport Sédimentologique, Février 1969

- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1973, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations complémentaires en nature, Rapport Général, Mars 1973
- Longuet-Higgins, M.S., 1970, Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, Journal of Geophysical Research, Vol. 7, N° 33, pp. 6790-6801
- L'Yavanc, J., 1995, Evolution bathymétrique et morphologique du Bassin d'Arcachon, Rapport Interne Ifremer DEL/95.12 Brest
- Manaud, F., 1995, Rapport Etude Intégrée Bassin d'Arcachon, Evolution bathymétrique, Rapport Ifremer Arcachon 1995
- Mota Oliveira, I.B., 1970, Natural Flushing Ability in Tidal Inlets, Proc. XIIth Coastal Engineering Conference, Washington D.C., Vol. III, pp. 1827-1845
- Normand, M., 1968, Introduction à l'étude des lacs du littoral atlantique, Thèse de Doctorat, Tome 1, Université de Bordeaux
- O'Brien, M.P., 1931, Estuary Tidal Prisms Related to Entrance Areas, Civil Engineering, Vol. 1, N° 8, 1931, pp. 738-739
- O'Brien, M.P., 1969, Equilibrium Flow Areas of Inlets in Sandy Coasts, Journal of Waterways and Harbors Division, American Society of Civil Engineers, Vol. 95, N° WW1, Feb. 1969, pp. 43-52
- O'Brien, M.P., Dean, G., 1972, Hydraulics and Sedimentary Stability of Coastal Inlets, XIIIth Coastal Engineering Conference, Vancouver, Vol. II, pp. 761-780
- Oertel, G.F., 1977, Geomorphic cycles in ebb deltas and related patterns of shore erosion and accretion, Journal of Sedimentary Petrology, Vol. 47, pp. 1121-1131
- Oertel, G.F., 1988, Processes of Sediment exchange between Tidal Inlets, Ebb Deltas and Barrier Islands, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp 297-318
- Orgeron, 1974, Sédimentologie des passes d'entrée du Bassin d'Arcachon, Bulletin I.G.B.A., n°15, pp 31-51
- Pethick, J.S., 1980, Velocity surges and asymmetry in tidal channels, Estuarine Coastal Marine Science, Vol. 11, pp. 321-345
- Skou, A., Fredsoe, J., 1988, Prediction of the dimension of tidal inlets, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic engineering, Technical University of Denmark, pp. 894-910
- Smith, D., 1984, The hydrology and geomorphology of tidal basins, in : Huis in't Veld, J.C., e.a. (eds), The Closure of Tidal Basins, Delft University Press, Delft, the Netherlands
- Sorenson, R.M., 1977, Procedures for Preliminary Analysis of tidal Inlet Hydraulics and Stability, Coastal Engineering Technical Aid N° 77-8, December 1977, U.S.Army, Corps of Engineers

- Steijn, R.C., 1991, Some considerations on tidal inlets, Delft Hydraulics/Rijkswaterstaat, Coastal Genesis Rept. H840.45, May 1991
- Van de Kreeke, J., 1967, Water level fluctuations and flows in tidal inlets, Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, ASCE, Proc. Paper 5575, 93:WW4, pp. 97-107
- Van de Kreeke, J., 1988, Hydrodynamics of tidal inlets, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 1-23
- Van de Kreeke, J., 1990a, Can multiple tidal inlets be stable? Estuarine, Coastal and Shelf Science, Vol. 30, pp. 261-273
- Van de Kreeke, J., 1990b, Stability analysis of a two-inlet bay system, Coastal Engineering, Vol. 14, pp. 481-497
- Van Dongeren, A.R., De Vriend, H.J., 1994, A model of morphological behaviour of tidal basins, Coastal Engineering, N° 22, pp. 287-310
- Walton, T.L., Adams, W.D., 1976, Capacity of inlet outer bars to store sand, Proc. 15th Conference in Coastal Engineering, ASCE, pp. 1919-1937

CHAPITRE 4

Modèle morphodynamique : marée seule

INTRODUCTION

Les modèles empiriques permettent une approche globale des processus régissant une embouchure tidale. Pour des prédictions plus fines de l'évolution morphologique des passes du Bassin d'Arcachon, le modèle de processus constitue un progrès certain. La schématisation des conditions extérieures forçant le comportement de l'embouchure permet également d'effectuer des simulations à moyen ou long terme (de quelques années à quelques dizaines d'années) et de définir des tendances d'évolution.

Ce chapitre est consacré à la description du modèle morphologique en présence de marée seule, les effets de la houle et du vent n'étant pas pris en compte. Une première partie traite des caractéristiques générales du modèle, constitué de trois modules : le modèle hydrodynamique (traité dans le chapitre 2), le modèle sédimentaire et le modèle de changement de topographie. La partie 2 concerne le modèle sédimentaire. La méthode de calcul du transport étant choisie, il est possible de déterminer une marée représentative à partir de laquelle tous les calculs morphologiques seront conduits (partie 3). Les résultats de transport initiaux pour cette marée représentative sont également décrits dans cette partie. La partie 4 décrit le module de changement de topographie. L'extension du modèle à des simulations à plus long terme requiert l'utilisation de méthodes de calcul permettant de réduire le pas de temps morphologique (partie 5), puis la partie 6 synthétise les résultats du modèle à moyen terme.

1 - DESCRIPTION GENERALE DU MODELE MORPHODYNAMIQUE

Le fondement du modèle morphodynamique est l'interaction entre l'hydrodynamique et l'évolution des fonds par l'intermédiaire du transport sédimentaire. Plusieurs types de modèles ont été développés afin d'analyser et de décrire les phénomènes morphologiques observés, puis de prédire les évolutions futures. La multiplicité des processus à représenter interdit de les inclure tous au sein d'un même modèle. Nous proposons ici d'expliquer la structure générale d'un modèle morphodynamique avant de présenter les différents modules qui le constituent. Nous aborderons ensuite les hypothèses simplificatrices du type de modèle que nous avons choisi d'appliquer à Arcachon.

1 - 1 - Structure générale

En l'absence de sédiments cohésifs, les processus morphologiques sont uniquement mécaniques. Ils pourraient à ce titre être entièrement décrits à l'aide d'équations de conservation appliquées à l'eau et aux particules du sédiment. Les variables à considérer seraient alors à tout instant les variables de l'écoulement et les positions de toutes les particules de sable (Wang, 1991). Cette approche est cependant irréaliste à l'échelle morphologique, pour laquelle les variables dépendantes sont celles liées à l'écoulement (auxquelles on applique les équation du mouvement), le transport sédimentaire et la cote du fond. Hors de l'équilibre, toutes ces variables changent constamment dans le temps et interagissent : l'écoulement induit un transport sédimentaire qui lui-même, s'il n'est pas

uniforme, induit une évolution de la cote du fond. La nouvelle configuration du fond modifie l'écoulement et par conséquent le transport. Un modèle mathématique représentatif de ces évolutions continues devrait par conséquent résoudre des équations couplées dont la solution expliciterait les variations simultanées de l'écoulement, du champ de transport et de la cote du fond.

Une telle approche serait extrêmement complexe. Dans la plupart des modèles morphologiques, plusieurs hypothèses simplificatrices sont introduites. La première concerne les constantes de temps différentes caractéristiques de l'hydrodynamique et de l'évolution des fonds ; le système est régi par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f_c v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho h} - \frac{\tau_{bx}}{\rho h} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f_c u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho h} - \frac{\tau_{by}}{\rho h} + u \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial y} &= 0 \\ (1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} &= 0 \end{aligned}$$

Les notations suivantes ont été utilisées :

u, v	composantes de la vitesse suivant x et y
F_x, F_y	composantes suivant x et y d'une force motrice (vent, houle)
τ_{bx}, τ_{by}	composantes suivant x et y de la tension sur le fond
q_x, q_y	composantes suivant x et y du flux de sédiments
P	pression
ξ	cote de la surface libre
f_c	paramètre de Coriolis
ν	viscosité cinématique
h	hauteur d'eau
p	porosité des sédiments
z_b	cote du fond

Ce système comporte une partie propagative décrivant d'une part la propagation des ondes de surface (ondes longues résultant des équations de Saint-Venant), et d'autre part celle des ondes de fond. Une analyse dimensionnelle permet de montrer que les ondes de surface se propagent beaucoup plus vite que les ondes de sable (Hauguel, 1978) par suite de la très forte supériorité du débit liquide par rapport au débit solide. Cette différence d'échelle entre évolutions permet de découpler évolutions hydrodynamiques et bathymétriques : on considère la cote du fond invariante durant le calcul hydrodynamique et l'écoulement invariant durant le changement de bathymétrie.

Cette différence d'échelle requiert pour les calculs d'évolution du fond l'utilisation d'un pas de temps très supérieur au pas de temps hydrodynamique. Dans le cas d'écoulements tidiaux, on suppose généralement que les courants et le champ de transport demeurent périodiques durant plusieurs marées. En effet, l'évolution des fonds au cours d'une marée n'est pas suffisamment significative pour altérer l'écoulement. Le pas de temps (dit pas de temps morphologique) pour le changement de topographie est alors égal à un certain nombre de marées. Le changement de bathymétrie après un pas de temps morphologique est lui-même

suffisamment faible pour permettre un réajustement de l'écoulement sans effectuer le calcul hydrodynamique à chaque fois. Ce réajustement peut être effectué en supposant que les débits d'eau q_{x0} et q_{y0} demeurent constants (Hauguel, 1978 ; Wang, 1991 ; Latteux, 1995). A chaque instant, on a donc

$$\begin{aligned} u(h_0 - \xi_s) &= u_0 h_0 = q_{x0} \\ v(h_0 - \xi_s) &= v_0 h_0 = q_{y0} \end{aligned}$$

où q_{x0} et q_{y0} sont constants, l'indice $_0$ représente les grandeurs initiales et ξ_s la hauteur de sédimentation par rapport à l'instant initial. Si cette hypothèse se justifie pour les écoulements unidimensionnels par l'équation de continuité, elle n'est qu'approchée en bidimensionnel puisqu'elle ignore les déviations du courant. Elle permet cependant de fournir une approximation des phénomènes de propagation des dunes du fond. Elle revient en effet à résoudre le système suivant :

$$\begin{aligned} u &= \frac{q_{x0}}{h_0 - \xi_s} \\ v &= \frac{q_{y0}}{h_0 - \xi_s} \\ h &= h_0 - \xi_s \\ (1-p) \frac{\partial \xi_s}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} &= 0 \end{aligned}$$

Pour une formule exprimant le transport q comme une fonction du courant local et de la profondeur, on peut écrire : $q = q(u, v, h)$, $q_x = (u / u_{tot})q$ et $q_y = (v / u_{tot})q$ et $u_{tot} = \sqrt{u^2 + v^2}$, d'où

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_x}{\partial x} &= \frac{u}{u_{tot}} \frac{\partial q}{\partial x} + q \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u}{u_{tot}} \right) \quad \text{et} \quad \frac{\partial q_y}{\partial y} = \frac{v}{u_{tot}} \frac{\partial q}{\partial y} + q \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v}{u_{tot}} \right) \\ \frac{\partial q}{\partial x} &= \frac{\partial q}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{1}{h} \left(u \frac{\partial q}{\partial u} + v \frac{\partial q}{\partial v} - h \frac{\partial q}{\partial h} \right) \frac{\partial h}{\partial x} \\ \frac{\partial q}{\partial y} &= \frac{\partial q}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial y} = -\frac{1}{h} \left(u \frac{\partial q}{\partial u} + v \frac{\partial q}{\partial v} - h \frac{\partial q}{\partial h} \right) \frac{\partial h}{\partial y} \end{aligned}$$

soit encore

$$\begin{aligned} (1-p) \frac{\partial \xi_s}{\partial t} + C_x \frac{\partial \xi_s}{\partial x} + C_y \frac{\partial \xi_s}{\partial y} &= 2^{\text{nd}} \text{ terme} \\ C_x &= \frac{u}{hu_{tot}} \left(u \frac{\partial q}{\partial u} + v \frac{\partial q}{\partial v} - h \frac{\partial q}{\partial h} \right) \\ C_y &= \frac{v}{hu_{tot}} \left(u \frac{\partial q}{\partial u} + v \frac{\partial q}{\partial v} - h \frac{\partial q}{\partial h} \right) \end{aligned}$$

Cette équation traduit la propagation d'ondes de sable dans la direction du courant à la célérité $C = (C_x, C_y)$. (Cette analyse effectuée par Hauguel (1978) a été reprise et approfondie par de Vriend (1987) qui explicite le second terme. Nous y reviendrons).

Hauguel (1978) propose de prendre en compte de manière plus précise les interactions fond-écoulement sans toutefois résoudre intégralement les équations couplées (dont la précision serait d'ailleurs bien supérieure à celle de la description du transport). Il introduit deux types de perturbations : d'une part la variation de vitesse due à la conservation du débit dans le sens de l'écoulement initial (comme dans le modèle précédent), et d'autre part la déviation du courant au cours de l'évolution du fond, exprimée à partir de la pente du fond. Cette méthode est plus laborieuse que la précédente, et son développement généralement aussi coûteux que le calcul hydrodynamique complet. En effet, les performances de calcul de la résolution des équations hydrodynamiques sont aujourd'hui difficilement égalées grâce aux efforts intensifs qu'y ont consacré les chercheurs ces dernières années (Latteux, 1995).

Lorsque les variations de la cote du fond excèdent un certain seuil, les ajustements de l'écoulement deviennent peu précis et un calcul hydrodynamique complet est requis.

1 - 2 - Modules constitutifs d'un modèle morphodynamique

1 - 2 - 1 - Modèle hydrodynamique

Jusqu'au début des années 80, seuls les modèles morphodynamiques unidimensionnels étaient développés pour des applications opérationnelles tandis que les modèles d'ordre supérieur en étaient encore à leurs balbutiements. Aujourd'hui, les modèles hydrodynamiques tridimensionnels ont atteint à leur tour un stade opérationnel. Néanmoins, ils ne sont pas encore appliqués aux études morphodynamiques qui utilisent généralement des champs de vitesses intégrés sur la verticale. Des modèles verticaux permettent éventuellement de déterminer la distribution verticale des vitesses, la méthode la plus simple consistant à considérer un profil logarithmique. La distribution verticale des sédiments peut alors être prise en compte. La représentation tridimensionnelle de l'écoulement peut-être introduite en induisant un écoulement secondaire dans la direction normale à l'écoulement moyen, et dont l'intégrale sur la verticale est nulle. Ces courants secondaires permettent entre autres la prise en compte de la courbure de l'écoulement dans les rivières, de l'action de la force de Coriolis et des gradients de densité (Struiksma et al., 1985 ; de Vriend et Stive, 1987 ; Wang, 1991 ; Wang et al., 1995).

1 - 2 - 2 - Module de transport sédimentaire

De nombreuses formules de transport locales ont été proposées dans la littérature. Elles représentent généralement le transport potentiel dans un écoulement uniforme, c'est-à-dire le transport à l'équilibre. Si le temps ou la distance requis pour atteindre cet équilibre est grand vis-à-vis du pas de temps ou d'espace requis pour la modélisation, on ne pourra utiliser sur ce modèle des formules de transport local. C'est pour cette raison qu'ont été développés des modèles de transport en suspension : la concentration de sédiment en suspension est alors décrite par une équation d'advection-dispersion.

1 - 2 - 3 - Module de changement de topographie

L'équation de conservation du sable permet de calculer l'évolution de la cote du fond à partir du champ de transport. La principale difficulté résulte ici de la résolution numérique de cette équation. La stabilité du calcul requiert en effet l'introduction d'une diffusion numérique (Koutitas, 1986 ; Wang, 1991 ; de Vriend et al., 1993).

1 - 3 - Hypothèses simplificatrices du modèle morphodynamique développé pour Arcachon

Comme nous l'avons écrit plus haut, un modèle morphodynamique ne peut prétendre représenter en un site l'intégralité des phénomènes physiques présents. Au-delà de la complexité intrinsèque des processus, nous sommes confrontés à des considérations d'échelles qui rendent le traitement numérique ardu : dans la mesure où l'étude des effets à long terme est privilégiée, on négligera nécessairement la description des phénomènes de courte durée de temps. Nous avons par conséquent introduit dans le modèle un certain nombre d'hypothèses simplificatrices dont les principales sont énumérées ci-dessous.

La première hypothèse concerne la représentation intégralement bidimensionnelle de l'écoulement et du transport sédimentaire : le modèle hydrodynamique décrit dans le chapitre 2 fournit les vitesses intégrées sur la verticale sur tout le domaine. On néglige ainsi tout effet tridimensionnel. En particulier, l'absence de description de la structure verticale du courant restreint le choix de la représentation du transport à l'utilisation d'une formule locale. Cette hypothèse revient à considérer que la longueur d'ajustement du profil de concentration est courte devant l'échelle spatiale des changements de topographie, c'est-à-dire que la distance requise au profil de concentration pour s'établir (en des zones où « l'équilibre » n'est pas atteint partout) est faible devant les échelles caractéristiques de l'évolution morphologique (ce qui est ici le cas pour les sédiments sableux). L'approximation est valide lorsque l'échelle spatiale des changements de topographie est de l'ordre de quelques centaines de fois la profondeur (de Vriend, 1987).

Les évolutions morphologiques autour d'une embouchure tidale résultent d'interactions complexes entre la marée, la houle et les sédiments. L'un des objectifs de notre travail est de déterminer l'action des divers processus physiques sur la morphologie. On négligera donc dans ce chapitre l'action de la houle afin d'estimer le rôle de la marée seule.

Enfin, nous considérons ici une granulométrie uniforme sur tout le domaine. Cette hypothèse est assez grossière si on considère la totalité du bassin d'Arcachon dont l'intérieur est en grande partie recouvert de vases. Notre étude est restreinte à la région des passes, où les forts courants interdisent le maintien de particules fines. Les fonds des chenaux sont néanmoins recouverts de graviers ou de galets par endroits, auquel cas l'utilisation d'une formule de transport locale fournit un transport exclusivement potentiel, sous réserve que le sédiment soit disponible. Les résultats des calculs initiaux et à long terme surestimeront par conséquent les déplacements de sable dans les passes - et particulièrement le creusement des chenaux - comme le décrivent Mangor et al. (1995).

2 - CALCULS DE TRANSPORT SEDIMENTAIRE

2 - 1 - Modes de transport

Le transport sédimentaire est traditionnellement divisé en deux modes permettant de distinguer deux mécanismes de transport différents :

- le transport par charriage concerne les particules qui restent plus ou moins en contact avec le fond lors du transport, en roulant ou glissant sur le fond. Cette partie du transport doit par conséquent être déterminée à partir de la contrainte effective directement appliquée à la surface du sable (tension de peau, voir 2-2).
- le transport en suspension concerne les particules qui se déplacent sans être en contact continu avec le fond, et dont le mouvement résulte de l'agitation turbulente du fluide couplée au courant moyen.

On distingue également un mode de transport particulier apparaissant pour des tensions sur le fond élevées : les rides disparaissent alors, et les particules les plus fines sont transportées en suspension tandis que les fractions plus grossières sont transportées par charriage dans une couche épaisse de plusieurs grains. A la différence du transport suspension, les grains à l'intérieur de cette couche sont supportés par des forces associées aux collisions entre particules. Ce régime est dénommé « sheet flow » (Figure 1, Fredsoe 1993).

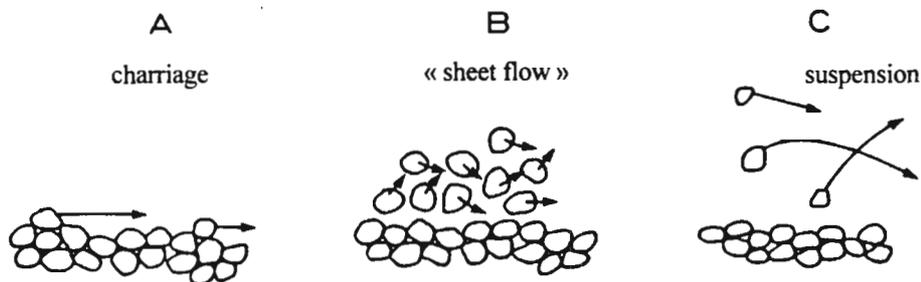


Figure 1 : Les 3 modes de transports (D'après Fredsoe, 1993)

Le transport par charriage s'observe sur les fonds plats (non ridés) pour des écoulements de faible intensité, en présence de rides ou de dunes pour des tensions plus élevées, et enfin sur fond plat lors du régime de « sheet flow ». Pour des courants nettement supérieurs au seuil de mise en mouvement des grains, les sédiments sont entraînés en suspension puis transportés à la vitesse du courant. Afin qu'un grain demeure en suspension, son poids doit être compensé par la diffusion de sédiment vers le haut due à la turbulence de l'écoulement. En d'autres termes, la vitesse de chute des grains doit être inférieure à la composante turbulente verticale de la vitesse du fluide, liée à la vitesse de frottement u_* (Dyer, 1986 ; Soulsby, 1994).

Si cette distinction entre charriage et suspension se rapporte à des mécanismes de transport différents, les deux modes n'en coexistent pas moins dans la nature. Tandis que le transport par charriage semble être proportionnel à u_*^3 pour des courants forts et u_*^5 pour des courants faibles (Heathershaw, 1981 ; Dyer, 1986), le transport en suspension est proportionnel à une puissance non nécessairement égale de u_* (4 pour Van Rijn, 1984, Dyer

suggère même 7, in Heathershaw, 1981). D'autre part, la prédominance d'un mode sur l'autre dépend également de l'écoulement (Figure 2 : Van Rijn 1984). Un écoulement tidal présentant une alternance de courants d'intensité faible ou forte, l'estimation du transport dans le Bassin d'Arcachon doit inclure le charriage et la suspension.

Deux méthodes s'offrent alors à nous pour calculer le transport : soit l'utilisation d'une formule de transport total, soit la sommation des contributions dues au charriage d'une part et à la suspension d'autre part (la contribution du transport en suspension étant elle aussi déterminée à partir de caractéristiques locales de l'écoulement et non à l'aide d'une description des phénomènes horizontaux d'advection et dispersion).

Nous n'entrerons pas ici dans les détails des nombreuses techniques de calcul permettant d'obtenir une estimation du transport. La plupart ont été développées en rivière ou en bassin, et leur application au domaine côtier s'avère complexe. Nous insisterons donc par la suite sur l'incertitude avec laquelle sont déterminés en mer les paramètres nécessaires au calcul du transport. Nous décrivons ensuite les principales méthodes utilisées pour l'évaluation du transport en vue d'application à des modèles morphologiques, en gardant à l'esprit la faible précision propre au module sédimentaire.

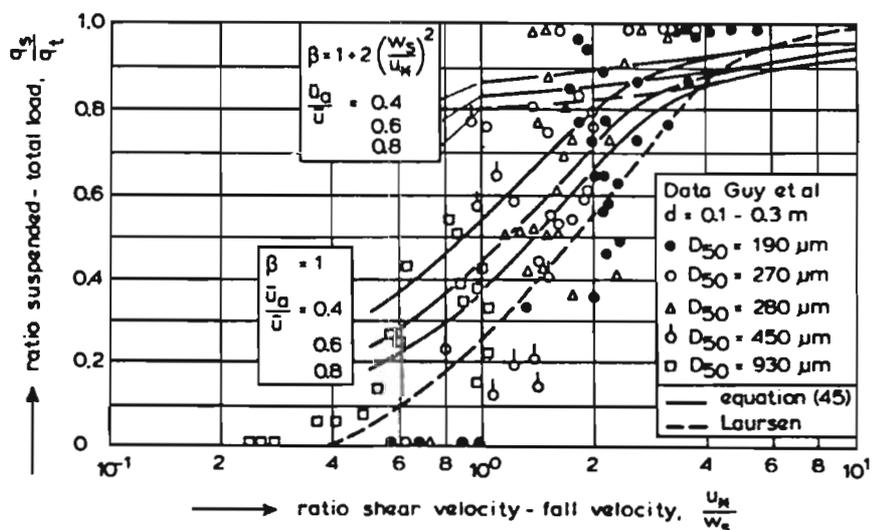


Figure 2 : Rapport entre transport en suspension et transport total en fonction de la vitesse de frottement (D'après Van Rijn, 1984).

2 - 2 - Paramètres de calcul et incertitudes

Deux paramètres importants interviennent dans la plupart des formules de transport :

- d'une part un paramètre de seuil en-deçà duquel il n'y a pas de mouvement. Ce paramètre peut être exprimé sous la forme d'une vitesse critique de l'écoulement, de la tension sur le fond ou de son expression adimensionnelle, le paramètre de Shields θ .
- d'autre part la contrainte sur le fond τ_0 , force motrice susceptible de mettre les grains en mouvement.

Il est délicat de mesurer directement le second paramètre, aussi doit-il être généralement déduit d'autres grandeurs plus accessibles comme la vitesse de l'écoulement. Quant au paramètre de seuil, sa détermination expérimentale dépend en grande partie de la signification que l'expérimentateur prête à l'expression « mise en mouvement ».

Nous proposons de décrire ici plus avant ces deux paramètres et de mettre en évidence l'incertitude qui affecte leur détermination.

2 - 2 - 1 - Seuil de mise en mouvement

Lorsqu'un faible courant est appliqué sur un fond sableux, les grains restent immobiles. Si la vitesse du courant augmente progressivement, elle atteint un seuil à partir duquel quelques grains sont mis en mouvement. Les conditions correspondant à cette vitesse critique de l'écoulement - ou à la tension sur le fond qui lui correspond - représentent le seuil de mise en mouvement.

Les conditions de mise en mouvement dépendent non seulement des caractéristiques de l'écoulement, mais également de celles du sédiment (densité, taille, forme, distribution des grains) et du fluide (densité, viscosité). La relation graphique déterminée par Shields en 1936 à l'aide de paramètres adimensionnel fait aujourd'hui encore souvent référence. Elle relie le paramètre de Shields θ , représentant la contrainte adimensionnelle sur le fond, au nombre de Reynolds associé au grain Re_* :

$$\theta = \frac{\tau_0}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} = f(Re_*)$$

où

$$\tau_0 = \rho u_*^2 \quad \text{et} \quad Re_* = \frac{u_* d_{50}}{\nu}$$

<u>Notations</u> :	θ	paramètre de Shields
	ρ, ρ_s	densités respectives de l'eau et du sédiment
	d_{50}	diamètre médian des grains
	τ_0	contrainte sur le fond
	u_*	vitesse de frottement, définie à partir de la contrainte sur le fond

u_* , vitesse de frottement, représente une mesure de la contrainte sur le fond avec l'unité plus parlante d'une vitesse. On peut considérer que θ représente le rapport entre forces d'inertie motrices et forces gravitationnelles.

La courbe de Shields, obtenue à partir de données de laboratoire, représente la valeur critique de θ , notée θ_c , en fonction de Re_* . Des mesures postérieures superposées à la courbe initiale de Shields ont confirmé le caractère statistique de la mise en mouvement des grains (Figure 3). Afin d'éliminer u_* du paramètre tracé en abscisse, Yalin (1972) a proposé l'utilisation du paramètre

$$\Xi = \frac{Re_*^2}{\theta} = \frac{(\rho_s - \rho)gd_{50}^3}{\rho\nu^2},$$

de sorte que les conditions de mise en mouvement peuvent être déterminées à partir des seuls paramètres caractéristiques du fluide et du grain (Figure 4). D'autres courbes moins générales fournissent directement θ_c en fonction du diamètre des grains d_{50} , de la vitesse de frottement u_* ou de la contrainte sur le fond τ_0 , pour des densités du sédiment et du fluide ainsi que la viscosité du fluide données.

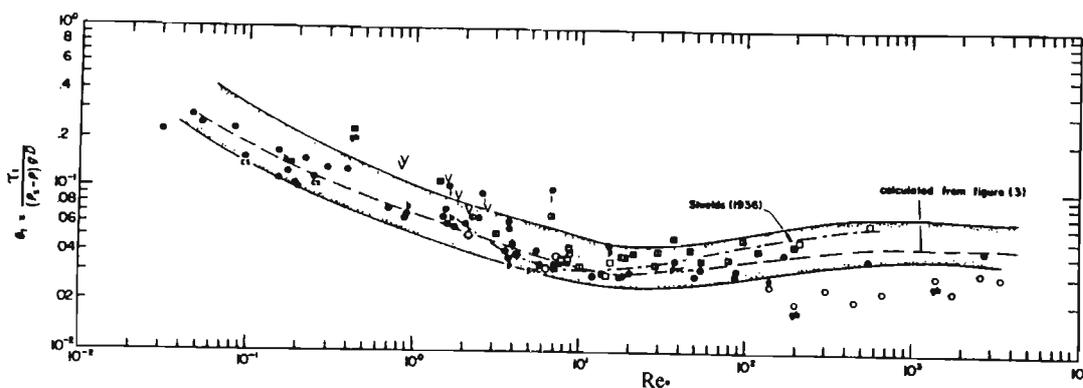


Figure 3 : Courbe de Shields (D'après Miller et al., 1977)

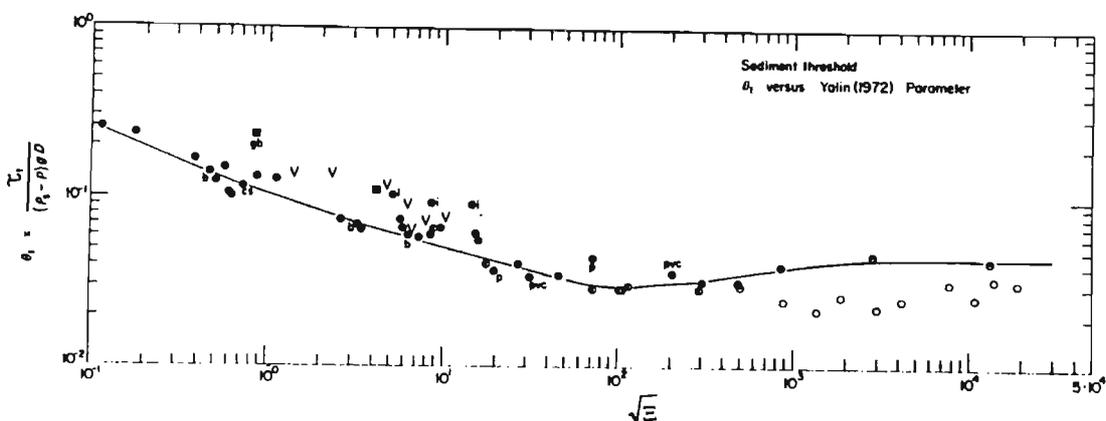


Figure 4 : Courbe de Yalin (D'après Miller et al., 1977)

Bien que ces formules à l'apparence universelle fassent souvent l'objet d'une utilisation systématique, il convient de rappeler les conditions extrêmement restrictives dans lesquelles elles ont été développées : les courbes les plus générales ont été obtenues à partir de grains sphériques de granulométrie quasiment uniforme, le fond étant lissé avant chaque expérience afin d'éliminer toute rugosité inhérente à la présence de rides sur le fond. Les mesures ont été effectuées lorsque les écoulements étaient uniformes et stationnaires et le régime turbulent bien établi (Miller et al., 1977). Les courbes de Shields ou de Yalin ne s'appliquent rigoureusement qu'à des écoulements similaires. Les écoulements en milieu côtier sont loin de répondre à de telles restrictions, aussi est-il délicat d'utiliser la notion de seuil au milieu marin. Ceci explique qu'il existe une « considérable divergence d'opinion quant à l'inclusion d'un seuil de mise en mouvement en mer » (Dyer, 1986). Si on choisit cependant d'appliquer une formule de transport qui requiert la définition d'un tel seuil, il faut garder en mémoire que la définition de ce seuil induira un facteur d'incertitude supplémentaire.

2 - 2 - 2 - Contrainte sur le fond

La contrainte exercée par le fluide sur le fond constitue une quantité de prime importance pour le transport sédimentaire puisqu'elle représente la force motrice susceptible de déplacer le sédiment. Nous avons vu qu'elle est reliée à la vitesse de frottement par l'expression

$$\tau_0 = \rho u_*^2$$

Lorsqu'on peut considérer que le profil de l'écoulement est logarithmique, une approximation consiste à exprimer la contrainte en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement par l'intermédiaire d'un coefficient de frottement C_D

$$\tau_0 = \rho C_D \bar{u}^2,$$

que les hydrauliciens relient généralement à un coefficient de Chézy C ou de Strikler k_r , selon les expressions suivantes :

$$C_D = \frac{g}{C^2} = \frac{g}{k_r^2 h^{1/3}}$$

Rappelons que le modèle hydrodynamique du Bassin d'Arcachon utilise un coefficient de Strikler.

D'un point de vue plus physique, la contrainte sur le fond est associée à la rugosité du grain d'une part, k'_s , et à la rugosité issue des rides ou dunes présentes sur le fond d'autre part, k''_s . La friction liée au grain, τ'_b , ou tension de peau, représente la seule contribution de la contrainte totale susceptible de déplacer le sédiment par charriage. C'est en revanche la contrainte totale qui doit être considérée dans les estimations de transport en suspension (Fredsoe, 1993).

Rugosité due aux grains		Rugosité due aux rides	
Ackers et White (1973)	$k'_s = 1.25 d_{35}$	Swart (1976)	$k''_s = 25 \eta^2/\lambda$
Einstein (1950)	$k'_s = d_{65}$	Van Rijn (1984)	$k''_s = 30 \eta^2/\lambda$
Engelund et Hansen -(1967)	$k'_s = 2 d_{65}$		
Kamphuis (1975)	$k'_s = 2.5 d_{90}$		
Soulsby (1993)	$k'_s = 2.5 d_{50}$		
Van Rijn (1984)	$k'_s = 3 d_{90}$		

Table 1 : Rugosités liées au grain ou aux rides pour plusieurs auteurs. λ : longueur des rides, η : hauteur des rides

La rugosité due au grain s'exprime communément en fonction de la taille des grains (fonction linéaire du diamètre) tandis que la rugosité due aux rides s'exprime en fonction des caractéristiques géométriques des rides (Table 1). La rugosité totale est la somme des deux contributions :

$$k_s = k'_s + k''_s$$

La longueur de rugosité z_0 se déduit alors de k_s suivant la formule $z_0 = \frac{k_s}{30}$.

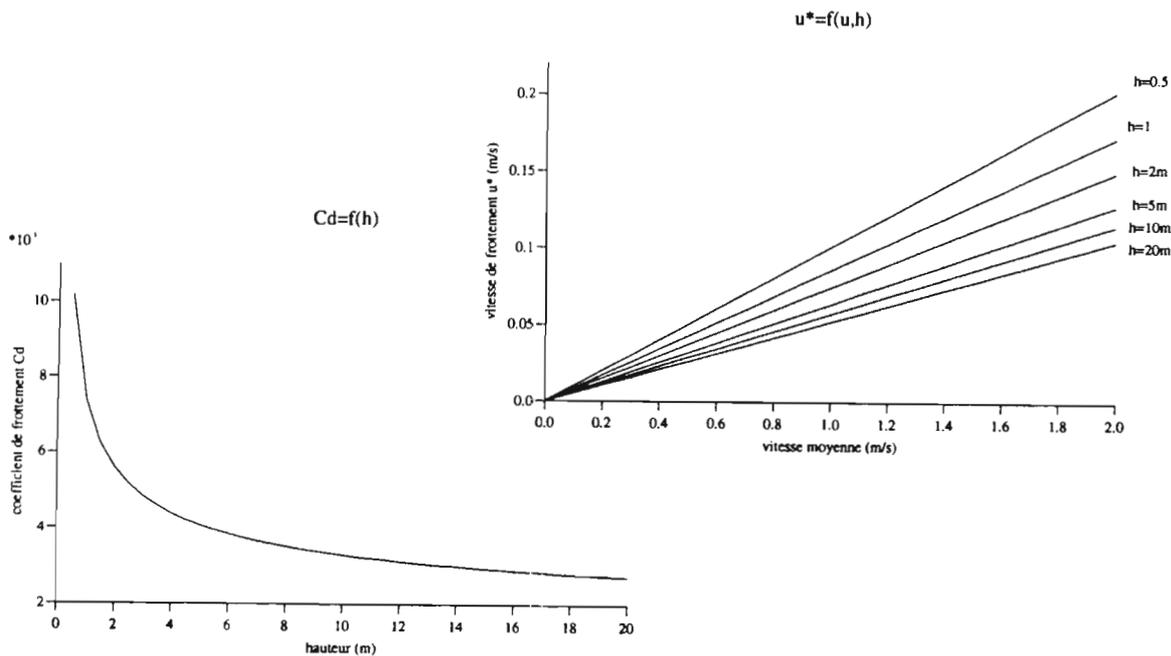


Figure 5 : pour $z_0 = 0.35$ cm, a) Coefficient de frottement en fonction de la hauteur d'eau , b) vitesse de frottement en fonction de la vitesse moyenne pour différentes hauteurs d'eau.

La connaissance de z_0 permet la définition du profil logarithmique des vitesses issu de la théorie de la longueur de mélange de Prandtl (profil par ailleurs confirmé par de nombreuses mesures) :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

L'intégration de cette vitesse sur la hauteur d'eau fournit alors une relation entre la vitesse moyenne \bar{u} et la vitesse de frottement u_*

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{h}{ez_0}\right),$$

d'où l'expression du coefficient de frottement (Figure 5) :

$$C_D = \left(\frac{u_*}{\bar{u}} \right)^2 = \left(\frac{\kappa}{\ln(h/z_0) - 1} \right)^2$$

La détermination de z_0 dans le milieu marin est extrêmement incertaine. Les valeurs peuvent en effet varier d'un facteur 100 selon les caractéristiques des sédiments (Heathershaw, 1981). Dans la mesure où u_* est obtenue à partir du profil logarithmique, une erreur sur z_0 d'un facteur 10 peut fournir une erreur sur u_* de 40%, soit - si le transport est une fonction cubique de la vitesse de frottement comme nous l'avons vu plus haut -, une erreur sur le transport de 175%. De plus, même si les caractéristiques du sédiment sont parfaitement connues, Heathershaw reporte des variations de z_0 au cours de la marée d'un facteur 10 à 100. Une analyse de sensibilité aux paramètres z_0 et d_{50} effectuée par cet auteur (Figures 6 et 7) montre combien les transports estimés à l'aide de diverses formules sont dépendants de données qu'il est aujourd'hui impossible de déterminer avec précision sur le terrain. A ces incertitudes s'ajoute celle liée à la partition entre la tension de peau et le frottement dû aux irrégularités du fond.

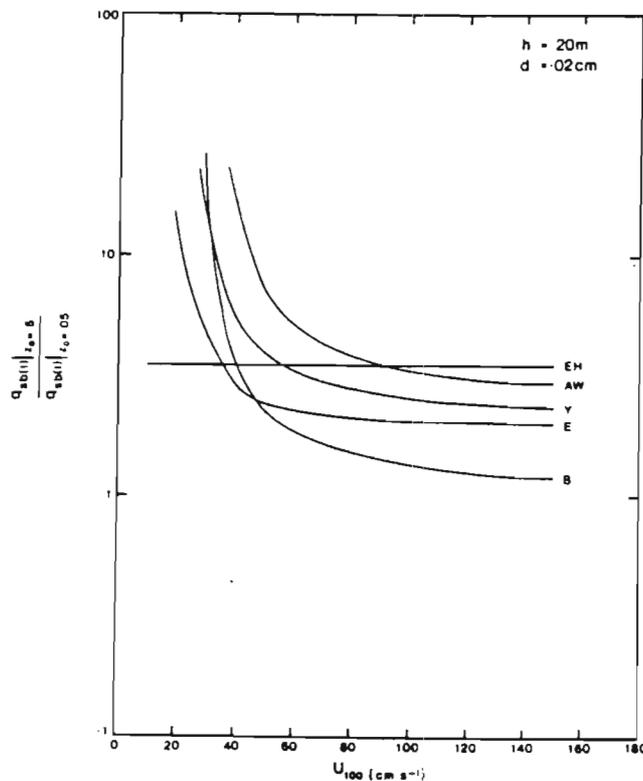


Figure 6 : Rapport entre le transport prédit pour différentes longueur de rugosité : $z_0 = 0.5$ cm et $z_0 = 0.05$ cm, granulométrie $d_{50} = 0.02$ cm, profondeur $h = 20$ m. Formules de Engelund et Hansen (1967, EH), Ackers et White (1973, AW), Yalin (1963, Y), Einstein (1950, E) et Bagnold (1963, B). D'après Heathershaw, 1981.

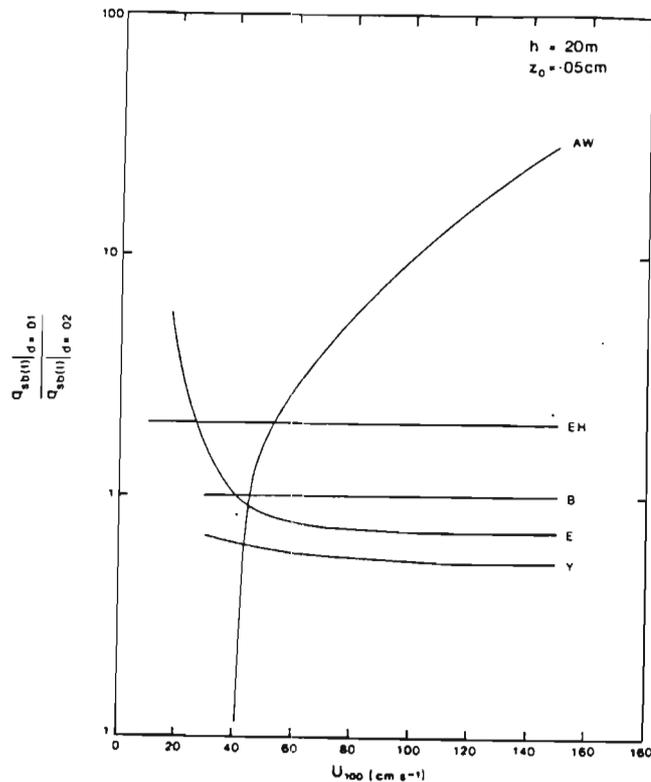


Figure 7 : Rapport entre le transport prédit pour différentes granulométries : $d_{50} = 0.01$ cm et $d_{50} = 0.02$ cm, longueur de rugosité : $z_0 = 0.05$ cm, profondeur $h = 20$ m. Les formules utilisées sont les mêmes que pour la figure 6.

2 - 3 - Méthodes de calcul et approximations

La méthode la plus ancienne et la plus simple pour déterminer le transport sédimentaire est l'application d'une formule de transport. Le transport en un point est alors entièrement déterminé à partir de paramètres instantanés locaux. Si cette méthode est communément acceptée pour prédire le transport par charriage, elle ne peut rigoureusement être appliquée au transport en suspension que pour des écoulements stationnaires uniformes et en l'absence d'évolution morphologique (Wang, 1992). Pour plus de rigueur, la concentration en sédiments en suspension peut être décrite par une équation d'advection-dispersion, dont les conditions aux limites sur le fond dépendent uniquement de paramètres instantanés locaux, tout comme pour le charriage. Le champ de transport est déduit du profil de concentration par intégration sur la hauteur d'eau. Les modèles de ce type sont nécessairement tridimensionnels (3D) ou quasi-3D (voir Van Rijn et Meijer, 1988 par exemple). Les modèles morphologiques de grande emprise (estuaire, embouchure tidale) requièrent pour des simulations à long terme (plusieurs décennies) des temps de calcul encore considérables. C'est pourquoi des alternatives aux calculs tridimensionnels ont été développées dans les années 80. Une première méthode a consisté à intégrer sur la profondeur l'équation de concentration en sédiments. La validité des résultats de cette technique étant difficile à évaluer, Galapatti et Vreugdenhil (1985) ont développé une nouvelle approche fondée sur la résolution asymptotique de l'équation d'advection-dispersion. Cette méthode a ensuite été perfectionnée

par Wang (1989) et les conditions de validité de son applications décrites par Wang (1992). Une technique plus simple à mettre en oeuvre a été proposée par Van Rijn (1984) qui détermine la concentration de référence près du fond à partir du calcul du transport par charriage. Le profil de concentration est ensuite calculé numériquement.

Les résultats des calculs de Wang (1991) n'ont à notre connaissance pas été comparés à ceux fournis par l'utilisation de formules globales ou à des mesures. Van Rijn (1984) a confronté ses résultats à des mesures en bassin et en rivière, et aux prédictions fournies par l'utilisation de formules locales classiques. Cette comparaison indique pour le charriage des performances équivalentes pour la formule de Van Rijn et celles de Engelund-Hansen ou Ackers-White. L'estimation du transport en suspension par intégration numérique s'avère légèrement meilleure que celle fournie par les formules, mais l'excès de temps de calcul qu'elle requiert est sans commune mesure avec l'amélioration des résultats.

Il est certain que des mesures rigoureuses en mer seraient nécessaires pour estimer les performances des méthodes de calcul existantes pour le charriage *et* la suspension, et pour éventuellement en calibrer de nouvelles. La plupart des techniques ont en effet été développées en rivière ou en bassin, et ne sont pas nécessairement appropriées à une application marine. Les méthodes d'intégration du transport en suspension sur la verticale ont quant à elles été validées théoriquement, mais pas sur le terrain. Nous avons par conséquent opté pour l'utilisation d'une formule locale de transport total, tout en gardant à l'esprit que leur intégration au sein d'un modèle morphologique induit des approximations supplémentaires à celles inhérentes aux formules elles-mêmes.

2 - 3 - 1 - Formules de transport

Les formules de transport les plus communément utilisées en mer sont celles de Bagnold, Einstein et Engelund-Hansen (formules théoriques), Yalin et Ackers-White (analyse dimensionnelle) et Bijker (empirique). Plus récemment, la formule de Bailard (1981) inspirée de celle de Bagnold semble également avoir fait de nombreux adeptes. Les formules de Engelund-Hansen et Ackers-White sont des formules de transport total, la formule de Yalin se limite à l'expression du transport par charriage tandis que les autres calculent séparément le calcul par charriage et suspension. Nous rappelons brièvement ici le principe de calcul de ces formules.

a) Formule de Bagnold (1963, 1966)

Bagnold introduisit l'idée selon laquelle le transport par charriage q_b est lié au travail effectué par l'écoulement pour déplacer les grains. Un facteur d'efficacité e_b relie alors le travail appliqué au déplacement des grains à l'énergie disponible. La formule initiale de charriage proposée par Bagnold s'écrit ainsi

$$q_b = \frac{e_b}{(\rho_s - \rho)g \tan \varphi} \tau_0 \bar{u} \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

où φ est l'angle de frottement interne du sédiment et \bar{u} le courant moyen. Bagnold a ensuite étendu sa théorie au transport en suspension en exprimant le travail appliqué aux grains pour les mettre en suspension en fonction de la vitesse de chute w_s . Un facteur d'efficacité e_s relie

ici l'énergie disponible pour le transport en suspension à ce travail. Le transport total q_t résulte de la superposition du charriage et de la suspension et s'écrit finalement

$$q_t = \frac{\tau_0 \bar{u}}{(\rho_s - \rho)g} \left(\frac{e_b}{\tan \phi} + e_s(1 - e_b) \frac{\bar{u}}{w_s} \right) \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

La comparaison des résultats de cette formule avec des mesures a permis d'établir des valeurs de 0.1 à 0.16 pour e_b suivant le diamètre du grain et la vitesse du courant, avec $e_s(e_b - 1) = 0.01$.

La formule de Bagnold est à l'origine de plusieurs variantes calibrées à l'aide de diverses mesures, dont les principales caractéristiques sont l'introduction d'un seuil d'érosion et la dépendance du facteur d'efficacité en fonction de l'excès de contrainte (Kachel et Sternberg, 1972 ; Gadd et al., 1978).

b) Formule de Einstein (1950)

Einstein a éludé la définition délicate d'une valeur critique d'érosion en adoptant une approche probabiliste : le transport par charriage résulte des fluctuations des forces susceptibles de soulever les grains (et non de la vitesse de l'écoulement comme pour les autres formules), et Einstein décrit une fonction décrivant la probabilité dans le temps et dans l'espace qu'un grain se déplace. Cette probabilité obéit à une loi normale, et le transport par charriage q_b s'évalue par

$$q_b = \sqrt{(s-1)gd_{50}^3} \frac{1}{A_*} \frac{P}{1-P} \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

où

$$P = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\frac{B_*}{\theta} \frac{1}{\eta_0}}{\frac{B_*}{\theta} \frac{1}{\eta_0}} \int_0^{\frac{B_*}{\theta} \frac{1}{\eta_0}} e^{-t^2} dt$$

θ représente le paramètre de Shields (contrainte adimensionnelle). A_* , B_* et η_0 sont des constantes déterminées expérimentalement par Einstein qui propose les valeurs $A_* = 43.5$, $B_* = 0.143$ et $\eta_0 = 0.5$. Gadd et al. (1978) obtiennent des résultats plus conformes aux mesures de Guy et al. (1966) avec $A_* = 60$ et $B_* = 0.07$ pour un sable fin à moyen.

Le transport en suspension est calculé à partir d'une distribution parabolique du coefficient de diffusivité du fluide et un profil logarithmique des vitesses. Il s'exprime en fonction du transport par charriage comme suit :

$$q_s = q_b \left(I_2 + I_1 \ln \left(\frac{30.2eh}{d_{65}} \right) \right)$$

où e est la base du logarithme népérien, h la profondeur, et I_1 et I_2 les intégrales dites d'Einstein :

$$I_1 = 0.216 \frac{a^{(z_*-1)}}{(1-a)^{z_*}} \int_a^1 \left[\frac{(1-\zeta)}{\zeta} \right]^{z_*} d\zeta$$

$$I_2 = 0.216 \frac{a^{(z_*-1)}}{(1-a)^{z_*}} \int_a^1 \left[\frac{(1-\zeta)}{\zeta} \right]^{z_*} \ln \zeta d\zeta$$

a est un niveau de référence égal à 2 diamètres du grain, ζ la coordonnée verticale adimensionnelle ($\zeta = z/h$) et $z_* = w_s/(\kappa u_{*c})$ le paramètre de suspension où u_{*c} est la vitesse de frottement critique et κ la constante de Von Karman.

Le transport total est la somme des contributions dues au charriage et à la suspension.

c) Formule de Engelund-Hansen (1967)

La formule de Engelund-Hansen a été établie à partir de considérations énergétiques et calibrée à l'aide de mesures en laboratoire. Elle exprime le transport total mis sous sa forme adimensionnelle en fonction d'un coefficient de frottement C_f et du paramètre de Shields :

$$C_f \phi = 0.1 \theta^{5/2}$$

avec

$$C_f = 2 \frac{\bar{u}^2}{u_*^2}, \quad \phi = \frac{q}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}}, \quad \theta = \frac{\tau}{(\rho_s - \rho)gd_{50}}$$

d'où la relation

$$q = 0.05 \bar{u}^2 \sqrt{\frac{d_{50}}{(s-1)g}} \left(\frac{\tau}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \right)^{3/2} \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

d) Formule de Yalin (1963)

La théorie développée par Yalin s'inspire de celle développée par Einstein et y combine une analyse dimensionnelle : Yalin suppose que toutes les particules se déplacent par saltation - ce qui limite la représentativité de la formule au charriage -, et que l'augmentation de la vitesse du courant allonge la distance à laquelle les grains se déplacent tandis que le nombre de particules en mouvement est proportionnel à l'excès de contrainte sur le fond. L'auteur introduit les paramètres adimensionnels suivants : $d_{50}u_*/\nu$, θ , ρ_s/ρ et h/d_{50} . Le transport par charriage s'exprime alors

$$q_b = 0.635 d_{50} u_* s \left(1 - \frac{1}{as} \ln(1 + as) \right) \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

où

$$a = 2.45 \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{0.4} \theta^{0.5} \quad \text{et} \quad s = \frac{\tau - \tau_{cr}}{\tau_{cr}}$$

e) Formule de Ackers-White (1973)

Ackers et White fondent le développement de leur fonction sur des considérations énergétiques et une analyse dimensionnelle définissant 3 paramètres principaux :

- le diamètre du grain adimensionnel

$$d_* = d_{50} \sqrt{\frac{g(s-1)}{v^2}}$$

- le paramètre de mobilité est le rapport entre la force de cisaillement sur le fond et le poids immergé des grains. Pour des sédiments fins, ce nombre égale $\theta^{1/2}$, tandis que pour des sédiments grossiers, il s'exprime plutôt en fonction de la vitesse du courant et du rapport h/d_{50} :

$$F_* = \frac{u_*^n}{\sqrt{(s-1)gd_{50}}} \left(\frac{\bar{u}}{2.46 \ln(10h/d_{50})} \right)^{1-n}$$

avec $n=1-0.56 \ln(d_*)$.

- enfin le transport adimensionnel

$$G_* = \frac{q}{\bar{u}d_{35}} \left(\frac{u_*}{\bar{u}} \right)^n$$

où q est exprimé en m^2/s .

Les auteurs supposent que le transport adimensionnel est une fonction de F_* et d_* . La relation suivante a été obtenue par calibration à partir d'expériences en bassin :

$$G_* = C \left(\frac{F_*}{A} - 1 \right)^m$$

où

$$m = \frac{9.66}{d_*} + 1.34 \quad A = \frac{0.23}{\sqrt{d_*}} + 0.14 \quad C = \exp(2.86 \ln(d_*) - 0.434(\ln d_*)^2 - 8.13)$$

A représente le seuil de F_* à partir duquel il y a transport. Cette formule est valable pour le transport total, en présence de rides ou sur fond plat, les calibrations ayant été effectuées pour inclure tous ces effets.

f) Formule de Bijker (1967)

La formule de Bijker pour le charriage est entièrement empirique et s'exprime par

$$q_b = bd_{50} \frac{\bar{u}}{C} \sqrt{g} \exp\left(-0.27 \frac{(s-1)d_{50}C^2}{\mu \bar{u}^2}\right) \quad (m^2/s)$$

où $b = 2$ et μ est un facteur de rides dépendant de la rugosité du fond par l'intermédiaire de la hauteur de rugosité k_s :

$$C = 18 \log \left(\frac{12h}{k_s} \right) \quad C' = 18 \log \left(\frac{12h}{d_{90}} \right) \quad \mu = \left(\frac{C}{C'} \right)^{1.5}$$

La fonction exponentielle représente le « décollement » des particules du fond tandis que le coefficient la précédant représente le transport du sédiment.

Bijker s'inspire ensuite de la théorie d'Einstein pour exprimer le transport en suspension à partir du transport par charriage et propose :

$$q_s = 1.83q_b \left(I_2 + I_1 \ln \left(\frac{33h}{k_s} \right) \right) \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

Le transport total est obtenu par sommation des contributions par charriage et suspension.

2 - 3 - 2 - Comparaison des méthodes

La figure 8 représente les transports calculés par les méthodes citées ci-dessus (à l'exception de la formule de Einstein que nous n'avons pas étudiée) en fonction de la contrainte adimensionnelle sur le fond, pour un diamètre d_{50} de 350 μm . On note peu de différence entre les formules à seuil et les autres pour les faibles contraintes : le transport étant fonction d'une puissance supérieure ou égale à 3 de la vitesse, il prend en effet des valeurs extrêmement faibles pour les vitesses inférieures au seuil d'érosion même pour les formules sans seuil. La formule de Ackers-White prédit des transports nettement supérieurs à ceux prédits par les autres formules. On peut ensuite distinguer deux groupes de fonctions aux comportements comparables : les formules de Engelund-Hansen et Bagnold d'une part, et les formules de Yalin, Bijker et Inglis-Lacey (dont nous parlerons plus loin) d'autre part, qui prédisent les transports les plus faibles.

Heathershaw (1981) a comparé les transports moyennés sur une marée prédits par cinq de ces formules aux transports mesurés par traceurs dans la baie de Swansea en Grande Bretagne (charriage uniquement). Valeurs critiques d'érosion et paramètres de rugosité ont été estimés à partir des caractéristiques connues des sédiments tandis que d'extensives mesures de courants ont fourni les valeurs de u_* , τ et \bar{u} nécessaires aux calculs de transport. Les résultats de ces comparaisons en deux points sont représentés figure 9. On observe un facteur 100 entre les valeurs extrêmes prédites par les différentes formules. La formule de Bagnold modifiée par Gadd (1978) afin d'utiliser les mesures de vitesses effectuées à 1 m du fond fournit les résultats les plus proches des mesures. Une autre étude en Mer du Nord par Lees (1983, in Dyer 1986) montre que la formule de Yalin prédit les estimations les plus compatibles avec les transports mesurés tandis que la formule de Bagnold surestime systématiquement le transport. Les divergences de résultats entre ces deux méthodes seraient dues à une différence de l'ordre de grandeur des transports par charriage et suspension dans les deux sites.

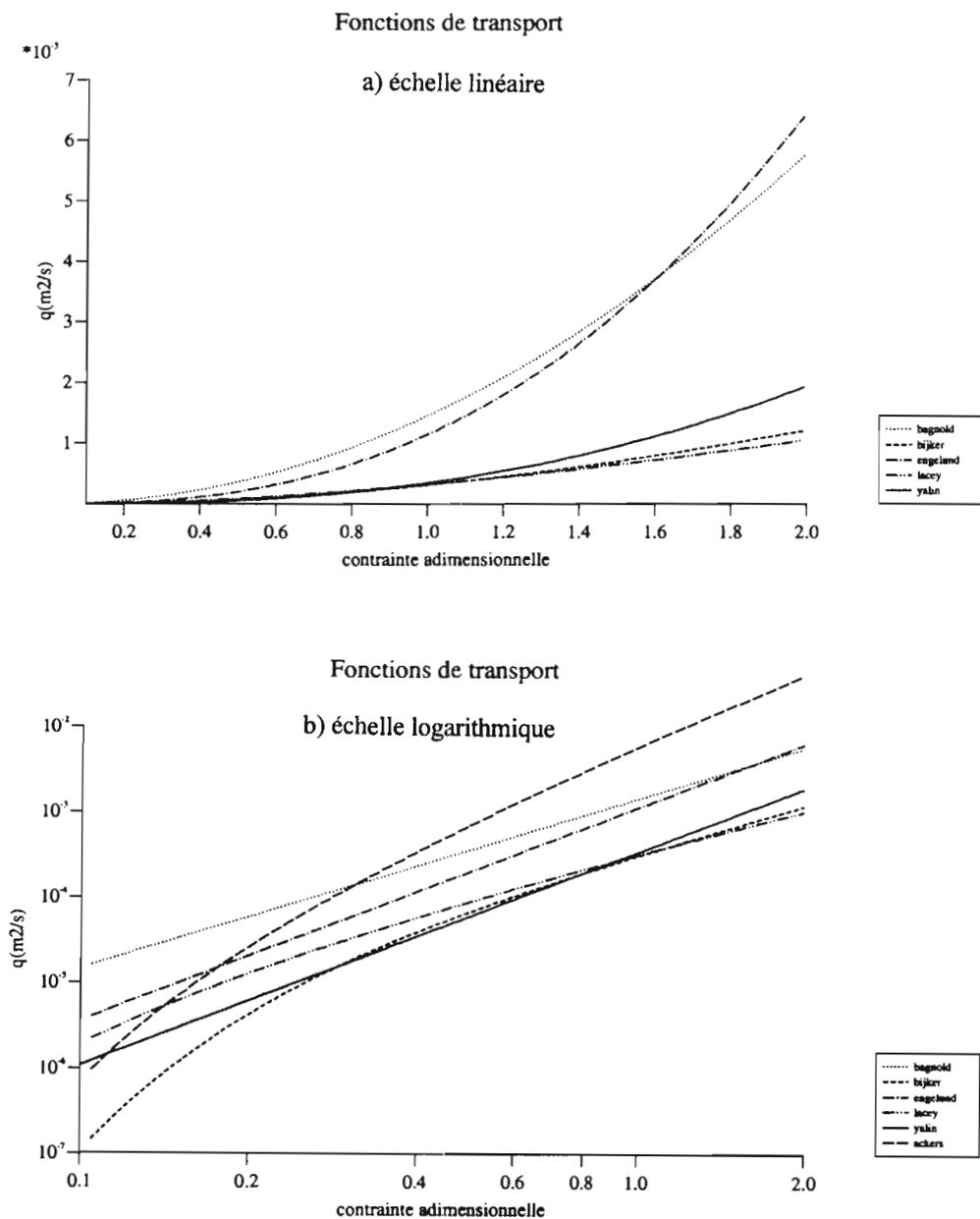


Figure 8 : Transports prédits par les méthodes de Bagnold, Bijker, Engelund-Hansen, Inglis-Lacey, Yalin et Ackers-White en fonction de la contrainte adimensionnelle sur le fond.

Van Rijn (1989) reporte les résultats de comparaisons entre les formules de Ackers-White, Engelund-Hansen, Einstein, Bagnold et Van Rijn et plusieurs séries de mesures effectuées en rivière, estuaire et bassin. Il définit pour chaque formule le rapport R entre le transport prédit et le transport mesuré. La table 2 représente le pourcentage des valeurs de R comprises entre 0.5 et 2 pour toutes les données. Il apparaît que les performances des diverses formules sont étroitement liées aux séries de données.

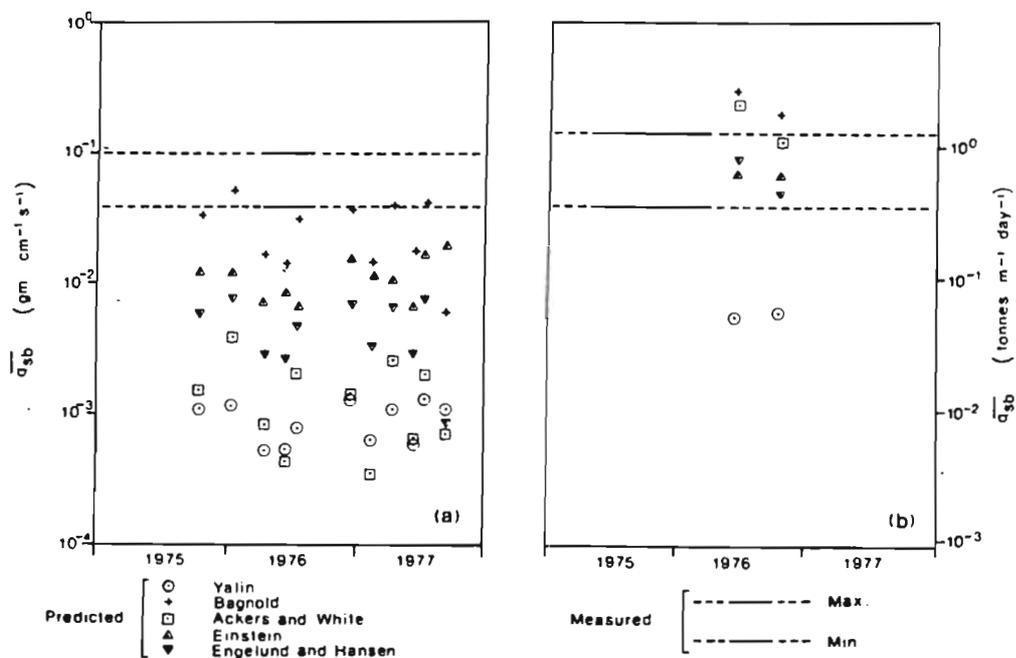


Figure 9 : Comparaison entre transport par charriage mesuré et prédit par les formules de Yalin, Bagnold, Ackers-White, Einstein et Engelund-Hansen en deux sites de Swansea Bay. D'après Heathershaw (1981).

Une comparaison plus récente entre fonction de transport et mesures en mer et en bassin a été effectuée au sein du programme MAST-2 G8M. Bien que la formule de Bailard testée ici inclue les effets de la houle, il est intéressant d'en considérer les performances ne serait-ce que pour montrer une fois encore les limitations inhérentes à l'utilisation de formules de transport et la réserve avec laquelle doivent être interprétés les résultats. Les comparaisons entre transports prédits et mesurés présentées par Soulsby (1995) reflètent à nouveau l'extrême sensibilité de la formule à la rugosité du fond, particulièrement en présence de rides (Figure 10). L'utilisation de modèles de transport beaucoup plus perfectionnés comme le modèle danois STP ne semble pas apporter d'amélioration notable : les résultats sont comparables à ceux de la formule de Bailard, et ne peuvent par conséquent être fiable sur une large gamme de conditions (Soulsby, 1995). Piètre consolation, mais qui conforte notre choix d'utilisation d'une fonction simple dont le mérite sera du moins de présenter un coût de calcul modéré.

Formule	Mesures en rivière (486)	Mesures en estuaire (120)	Mesures en bassin et nature (1260)
Ackers-White	63%	26%	68%
Engelund-Hansen	64%	33%	63%
Einstein	---	---	46%
Bagnold	---	---	22%

Table 2 : Comparaison entre résultats des formules et mesures : pourcentage du rapport ($Q_{\text{prédit}}/Q_{\text{observé}}$) compris entre 0.5 et 2. D'après Van Rijn (1989).

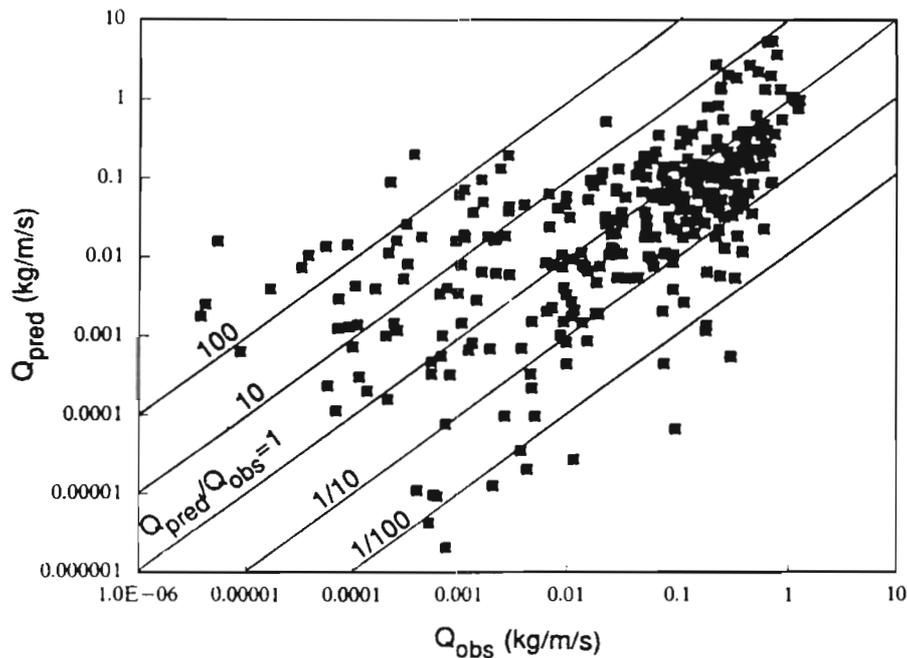


Figure 10 : Comparaison entre transport prédit par la formule de Bailard (Q_{pred}) et transport mesuré sur le site de Maplin Sands (Q_{obs}). D'après Soulsby (1995).

S'il est indéniable que les transports prédits par les formules présentent une dispersion importante entre eux, l'écart des prédictions avec les mesures n'est pas à attribuer uniquement aux fonctions de transport : les mesures en mer ou en bassin comportent elles aussi leur part d'incertitude. Van Rijn (1984) mentionne par exemple l'impossibilité d'obtenir des mesures avec une précision supérieure à un facteur 2 : pour des conditions expérimentales identiques, l'écart entre les valeurs mesurées d'un même paramètre peut en effet atteindre un facteur 2, ce qui rend impossible le calibrage d'une formule avec une plus grande précision.

Ces informations ne permettent pas de déterminer quelle formule est la plus appropriée à l'étude morphologique des passes du Bassin d'Arcachon. Il est d'ailleurs probable qu'il n'en existe pas, puisque chacune semble décrire convenablement le transport dans des conditions particulières d'écoulement et de composition du fond, tandis que les conditions hydrodynamiques à Arcachon varient dans le temps et dans l'espace. Il semble par ailleurs que les bonnes performances de certaines formules reportées dans la littérature tiennent au fait qu'elles ont été testées sur des mesures de même type que celles à partir desquelles elles ont été calibrées (et généralement en laboratoire). En l'absence de mesures sur le site qui pourraient permettre de déterminer une formule adaptée, nous avons retenu le commentaire de Van Rijn (1989) remarquant à propos des formules de Engelund-Hansen et Ackers-White qu'elles surestiment considérablement le transport en estuaire (d'après une série de 120 mesures). Nous avons par conséquent choisi la formule de transport total de Inglis-Lacey (1968) fournissant des résultats proches de ceux des formules de Yalin et Bijker (Figure 8), et qui présente par ailleurs l'avantage d'être extrêmement rapide à calculer :

$$q = 0.562 \frac{(vg)^{1/3}}{w_s} \left(\frac{\bar{u}^2}{gh} \right) \frac{\bar{u}^3}{g} \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

Cette formule fournit d'autre part des résultats proches des mesures effectuées par Salomon (1976) dans l'estuaire de la Loire où les conditions hydrodynamiques et sédimentaires sont comparables à celles observées sur notre zone d'étude (vitesses du courant de marée atteignant 1.50 m/s, granulométrie de 280 μm).

2 - 4 - Application à Arcachon

Le transport issu du modèle sédimentologique représente en réalité une capacité de transport, et non nécessairement un transport observé. Cela tient d'une part au fait qu'on utilise une formule locale en ne tenant aucun compte des conditions d'écoulement en amont, et d'autre part à l'hypothèse de granulométrie uniforme. Or la composition réelle des fonds dans les passes n'est pas homogène : Bouchet (1974) y reporte la présence de quatre faciès différents :

- des sables fins dunaires parfaitement calibrés, de médiane comprise entre 270 et 320 μm , constitutifs des bancs des passes et du Moulleau,
- des sables moyens dunaires parfaitement calibrés, de médiane comprise entre 320 et 500 μm , souvent mêlés à de fins débris coquilliers et recouvertes de sables fins dunaires,
- des sables grossiers mêlés à de fins graviers coquilliers de granulométrie très étalée, et dont la médiane atteint 2 mm. Ces sables sont recouverts par les bancs ou déblayés par les courants de marée dans les passes
- des graviers et cailloux limités au chenal du Cap Ferret.

L'utilisation d'une granulométrie uniforme moyenne pour la représentation des sables fins et moyens dunaires surestimera le transport des fractions les plus grossières et sous-estimera celui des fractions les plus fines. En revanche, pour les zones recouvertes de graviers ou de galets, l'érosion prédite par la formule sera tout-à-fait irréaliste. L'absence de sédiments fins en ces régions reflète d'ailleurs la présence de forts courants y interdisant leur maintien. L'érosion potentielle est par conséquent considérable précisément en ces points où il n'y a plus d'érosion.

Afin de ne pas observer ces érosions irréalistes en des zones recouvertes de galets ou de sédiments trop grossiers pour être déplacés par les courants de marée même les plus forts, nous avons considéré que le transport dans les mailles concernées (Figure 11) était nul si la profondeur tendait à excéder la profondeur initiale à la suite d'un changement de topographie (nous supposons en effet que les galets sont découverts dans la topographie initiale). Cette procédure n'empêche pas la « circulation » de sable sur ces zones. En effet, s'il arrive que des sédiments en provenance de mailles voisines soient déposés sur les galets, la profondeur deviendra inférieure à la profondeur initiale et le transport de ces sédiments sera calculé.

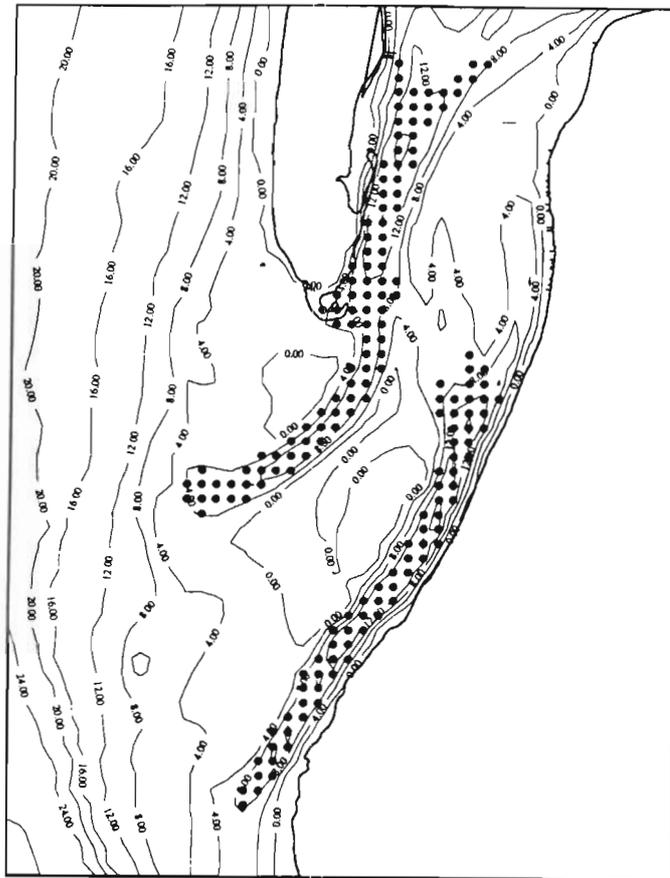


Figure 11 : Mailles recouvertes de galets, dans lesquels le transport est nul si la profondeur tend à excéder la profondeur initiale.

La seconde approximation majeure concerne la direction du transport. Elle est traditionnellement prise colinéaire à la direction du courant moyen. Or la contrainte sur le fond n'est pas nécessairement parallèle à cette direction, en particulier en présence de chenaux et de bancs de sable (Benqué et Hauguel, 1982). On peut ainsi prédire que l'érosion des bancs et des berges des chenaux ne sera pas parfaitement représentée. Il serait nécessaire de disposer d'un modèle tridimensionnel ou quasi-3D afin d'estimer les répercussions de cette approximation sur les évolutions morphologiques prédites par le modèle bidimensionnel.

3 - MAREE REPRESENTATIVE

3 - 1 - Introduction

L'intérêt des modèles morphologiques est de simuler des périodes allant de quelques années à quelques dizaines d'années. L'interaction des processus hydrodynamiques, sédimentaires et morphologiques est extrêmement complexe ; l'une de nos préoccupations consiste à représenter des échelles de temps variant de quelques secondes pour la houle à plusieurs heures pour la marée, tandis que l'échelle de temps des évolutions morphodynamiques est de l'ordre de plusieurs années.

Il existe aujourd'hui de nombreux modèles destinés à représenter en détail les processus de la houle et de la marée. Cependant, l'application de ces modèles à une succession réaliste de cycles de morte eau - vive eau éventuellement combinée à des conditions de houle variables se révèle irréaliste pour des prédictions à long terme, par suite des coûts de calcul prohibitifs qu'elle impliquerait.

Deux méthodes sont généralement utilisées pour pallier à cette difficulté. L'une consiste à simplifier la description des conditions hydrodynamiques. On utilise alors un modèle numérique perfectionné tout en limitant le nombre de calculs hydrodynamiques complets lorsque la morphologie change (« input filtering »). L'autre méthode consiste à conserver la description complète des conditions hydrodynamiques qui seront fournies à un modèle simplifié dont les temps de calculs ne sont pas contraignants (« process filtering »).

Les résultats d'études morphologiques à long terme sont dans tous les cas essentiellement qualitatives. Cependant, l'utilisation de modèles perfectionnés semble faire la quasi-unanimité dans la littérature. Nous ne développerons ici que la première méthode, que nous appliquerons ensuite à l'étude morphologique des passes du Bassin d'Arcachon.

Les processus physiques responsables de l'évolution des zones côtières sont principalement la marée et la houle. La marée est un phénomène déterministe, et peut à ce titre être prédite rigoureusement. En revanche, la houle résulte de phénomènes météorologiques, et de ce fait est de nature stochastique. Cependant, l'observation des conditions de houle sur une longue période dans une zone donnée permet d'extraire une tendance climatique annuelle. Nous décrirons ici les méthodes utilisées pour représenter à long terme les conditions de marée, la représentation de la houle étant traitée dans le chapitre suivant.

Le critère de sélection d'un nombre restreint de conditions hydrodynamiques est la représentativité des capacités de transport annuel. L'objet d'un modèle morphodynamique à moyen ou long terme est la prédiction de l'évolution morphologique à partir de transports sédimentaires intégrés sur une plus courte durée, c'est-à-dire tenant compte des évolutions de la morphologie tout au long de la période, mais il semble qu'on ne puisse faire mieux aujourd'hui que de choisir des conditions de marée qui représentent correctement le transport sédimentaire dans la configuration initiale - qui peut différer quelque peu du transport. Les chapitres suivants montrent comment ce critère est appliqué aux différentes étapes de la schématisation. Le « transport sédimentaire de référence » désignera par la suite le transport annuel moyen calculé rigoureusement à partir d'une succession réelle de coefficients de marée sur 4 cycles de morte eau - vive eau.

3 - 2 - Méthodes de schématisation du cycle annuel des marées

La simulation rigoureuse du transport sédimentaire sur une durée supérieure à une marée requerrait le calcul des conditions hydrodynamiques pour toutes les conditions de marée. Afin d'éviter cette lourdeur de calcul, on peut tenter de représenter l'ensemble des marées par une marée représentative induisant un transport équivalent à la somme des transports engendrés par chaque type de marée, pondérés par leur probabilité d'occurrence :

$$\varphi(T_{\text{rep}}) = \sum_{i=\text{coeff}} p_i \varphi(T_i)$$

où φ représente le transport sédimentaire, T_{rep} est la marée représentative, T_i est la marée de coefficient i et p_i est la probabilité d'occurrence de la marée T_i . La validité de cette méthode requiert que la marée choisie représente correctement l'intensité et la direction du transport tout au long du cycle et sur toute la zone d'étude.

Les composantes semi-diurnes de la marée sont largement prédominantes sur les côtes françaises. L'amplitude de la marée peut par conséquent être représentée correctement à l'aide de coefficients de marée proportionnels au marnage semi-diurne à Brest (Latteux, 1987). Les mouvements relatifs de la Lune, de la Terre et du soleil induisent une périodicité de 18.6 ans des caractéristiques de la marée. Gougenheim (1953) a tiré parti de cette périodicité afin d'étudier la fréquence d'occurrence des coefficients de marée sur deux périodes de 19 ans. S'étant ainsi affranchi de la variabilité due à cette longue période, il a obtenu les résultats représentés figure 12. La répartition des coefficients de marée pour les années 1986 à 1992 confirme ces résultats.

A partir des données de ces coefficients, nous avons testé deux méthodes permettant de trouver une marée représentative :

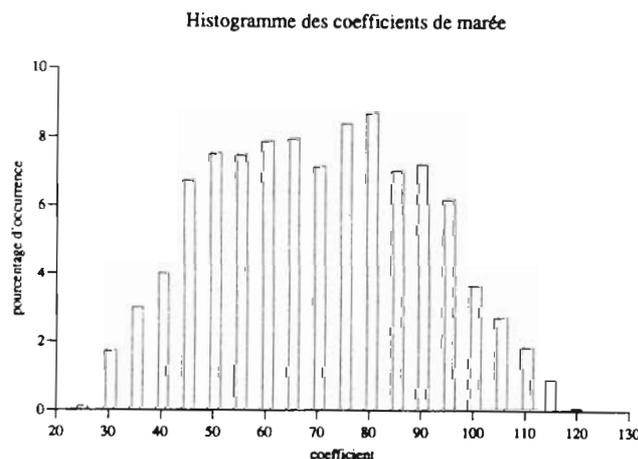


Figure 12 : Pourcentage d'occurrence des marées en fonction de leur coefficient

3 - 2 - 1 - Méthode de Steijn

Steijn (1992) propose de trouver tout d'abord la marée moyenne représentant le cycle morte eau - vive eau au regard des vitesses maximales de flot et de jusant. Considérons une formule de transport du type $S = a u^b$ ($b=5$ pour la formule de Engelund-Hansen). Plus le coefficient b est élevé plus la contribution des marées de vive-eau au transport est grande par rapport à celle des marées de morte eau. La marée représentative au regard du transport sera donc une marée de coefficient supérieur au coefficient moyen. Cette marée est appelée « marée morphologique ».

Elle correspond à une marée dont les vitesses et l'amplitude sont celles de la marée moyenne multipliées par un facteur correctif ξ . Steijn (1989) montre que ξ représente la contribution composée des effets dits astronomique et climatique de la variation d'amplitude de la marée au cours du temps. La détermination du coefficient ξ requiert des enregistrements d'amplitude de marée et de vitesses dans la zone d'étude sur de longues périodes. Dans le cas d'absence de données, Steijn recommande la valeur $\xi=1.1$.

3 - 2 - 2 - Méthode de Latteux

Latteux (1995) définit la marée représentative non pas à partir de la marée moyenne, mais en calculant les vitesses et le transport sédimentaire sur un cycle de marée pour 20 classes de coefficients assorties de leur fréquence d'occurrence. La sommation des transports pondérés fournit le transport annuel moyen, ou transport de référence. Latteux définit alors la marée morphologique comme la marée induisant ce même transport de référence après le même nombre de marées simulées. Cette marée morphologique se situe entre la marée moyenne et la marée de vive-eau moyenne, induisant dans le cas qu'il a simulé (estuaire schématique en Manche Occidentale) des vitesses maximales supérieures de 12% aux vitesses maximales de marée moyenne, ce qui conduirait à une valeur de $\xi = 1.12$ dans la définition de Steijn. L'erreur commise sur le transport par cette méthode atteint 6% et peut être réduite à 1.5% par l'utilisation de deux classes de marées représentatives, une de vive-eau et une de morte-eau affectées de coefficients de pondération égaux.

Cependant, par suite de la forte non-linéarité entre les courants de marée et le transport sédimentaire, les changements de topographie résultent principalement des marées de vive eau. Il semblerait donc plus juste de ne reproduire que ces marées de vive eau en nombre inférieur au nombre total N de cycles de marée dans l'année, que de reproduire une marée morphologique moyenne N fois. Latteux a montré dans son cas que les changements de topographie induits par 5 mois d'une marée de vive-eau moyenne reproduisaient plus fidèlement les résultats de référence que 12 mois de simulation de la marée morphologique.

Quelle que soit la marée représentative choisie, elle doit vérifier les critères suivants :

- la marée doit reproduire la direction et une proportion λ de l'intensité du transport de référence,
- le coefficient λ doit être constant sur tout le domaine d'étude.

La procédure proposée par Latteux afin de trouver cette marée est la suivante :

- estimer le transport sédimentaire annuel moyen dit de référence sur tout le domaine,
- déterminer en tout point le rapport $\lambda(T_i)$ du transport induit par la marée T_i sur le transport de référence, et ce pour toutes les classes de marée T_i ,
- trouver la marée T_{i0} telle que le rapport $\lambda(T_{i0})$ soit le plus constant possible sur tout le domaine.

Le transport moyen est déduit du transport calculé pour la marée représentative T_{i0} par division par le facteur $\bar{\lambda}$, où $\bar{\lambda}$ est la moyenne sur tout le domaine des coefficients $\lambda(T_{i0})$.

Si on ne trouve pas de marée unique répondant à ces critères, il convient de représenter l'alternance morte eau - vive eau à l'aide de deux types de marée ou plus.

Insistons sur le fait que la définition de la marée type doit être effectuée avec le plus grand soin : à cause de la variation rapide du transport en fonction du coefficient de marée, un faible écart sur la marée type provoque une erreur considérable sur le transport solide. Ainsi, utilisant la formule de Engelund-Hansen et des conditions de courant représentatives de la zone Manche Occidentale/Sud Mer du Nord, Latteux (1987) montre que si on considère la marée moyenne de coefficient 70 représentative de l'ensemble des marées, on sous-estime le transport de 40%, tandis que considérer la marée de vive-eau moyenne de coefficient 95 comme marée type induit une surévaluation du transport de 116%. L'amplitude de ces variations dépend cependant de la formule de transport utilisée et des multiples paramètres déterminés plus ou moins empiriquement affectant les calculs de transport comme le seuil d'entraînement ou le coefficient de frottement. Comme on ne peut s'affranchir d'une calibration du modèle afin de déterminer une échelle de temps morphologique a posteriori, les erreurs de définition de marée type peuvent être en partie compensées par le facteur d'échelle de temps déterminé par cet étalonnage, à condition toutefois que la marée type conserve les directions de transport et que les résultats puissent être corrigés uniformément sur tout le domaine (i.e. proportionnalité sur tout le domaine entre le transport de référence et le transport induit par la marée type).

3 - 3 - Détermination de la marée représentative pour Arcachon

3 - 3 - 1 - estimation du transport de référence

Dix classes de marée de coefficients compris entre 30 et 120 affectées de leurs probabilités d'occurrence ont été choisies pour représenter l'alternance morte eau - vive eau. Les transports potentiels induits par chacune de ces classes sont représentés figure 13. Pour les coefficients inférieurs à 55, le transport résiduel est uniquement de jusant dans les deux passes. A partir de coefficients supérieurs à 70 s'amorce un transport de flot dominant à l'Est du banc de Bernet ainsi qu'au droit de Bélisaire. Ce retournement de direction résiduelle s'accroît très nettement lorsque les coefficients augmentent : dès les coefficients de 90, toute une moitié Est de la zone des passes au droit de la Flèche du Cap Ferret et en face de Bélisaire est dominée par le flot. Ces caractéristiques des marées de vive-eau se retrouvent très nettement sur le transport de référence déduit du calcul complet (Figure 14) :

$$\varphi(\text{Trep}) = \sum_{i=\text{coeff}} p_i \varphi(T_i)$$

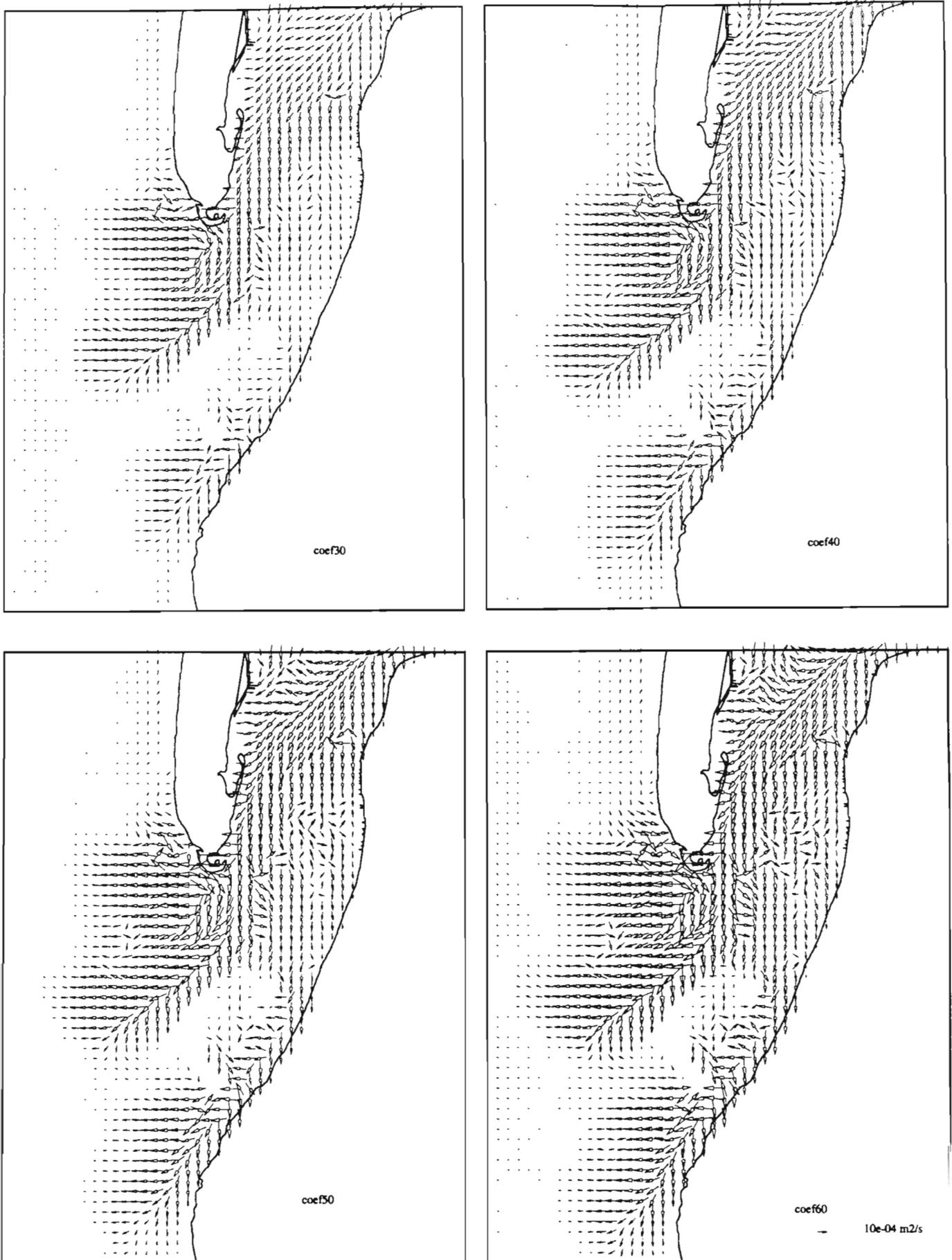


Figure 13 : Transports potentiels résiduels sur une marée pour des coefficients de 30 à 120 (Echelle logarithmique)

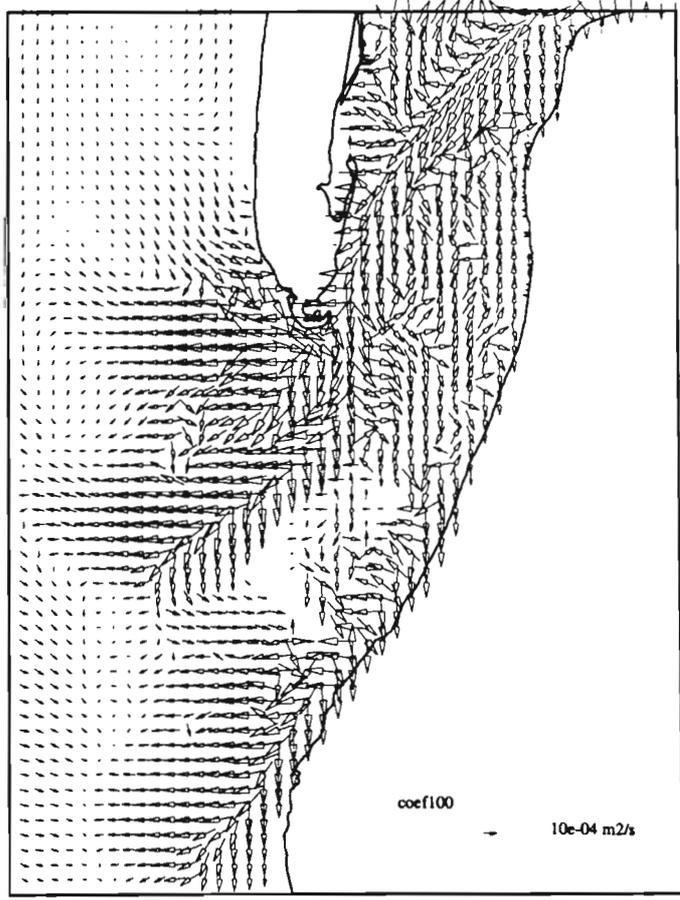
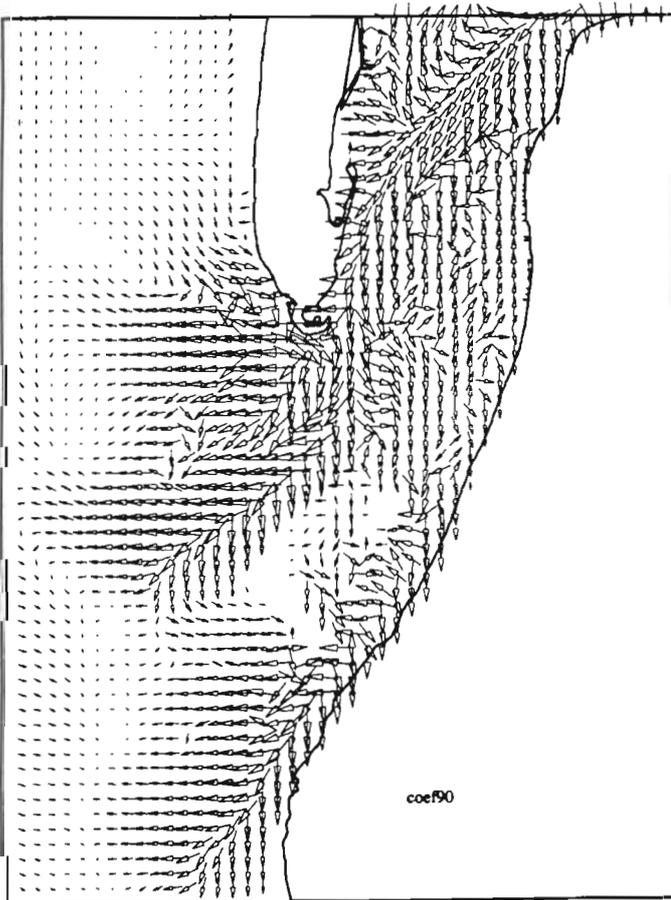
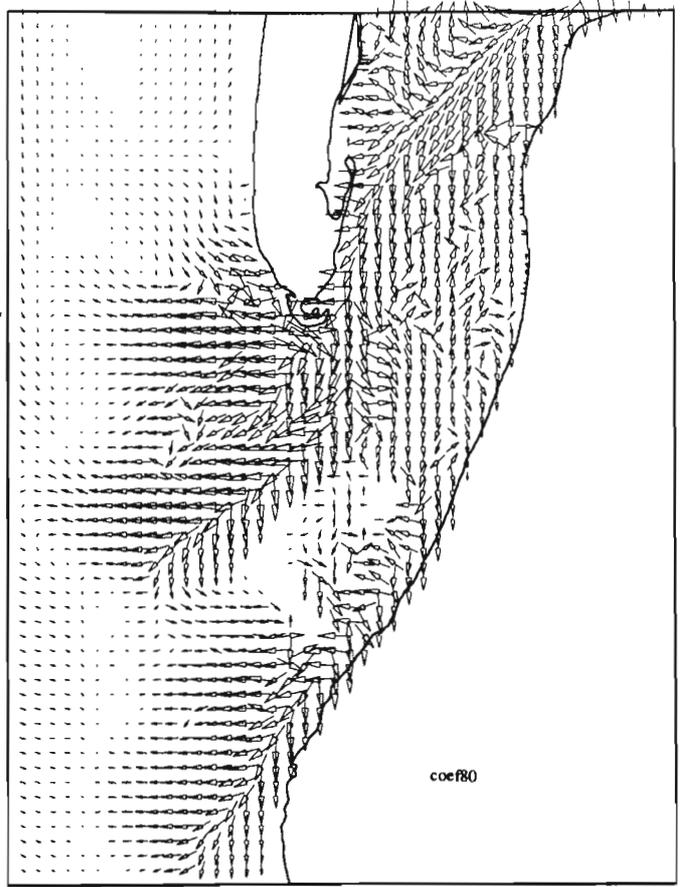
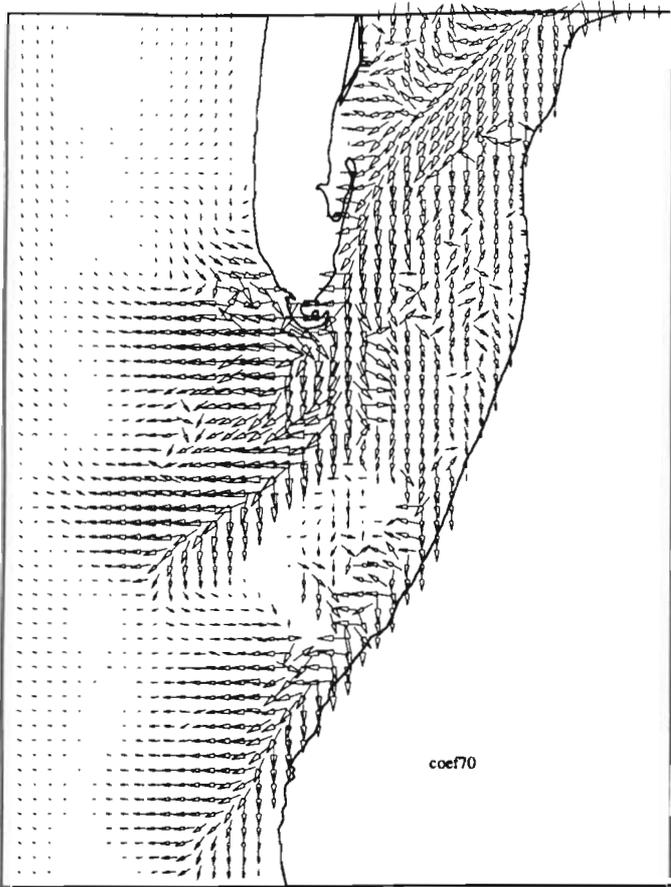


Figure 13 (cont.)

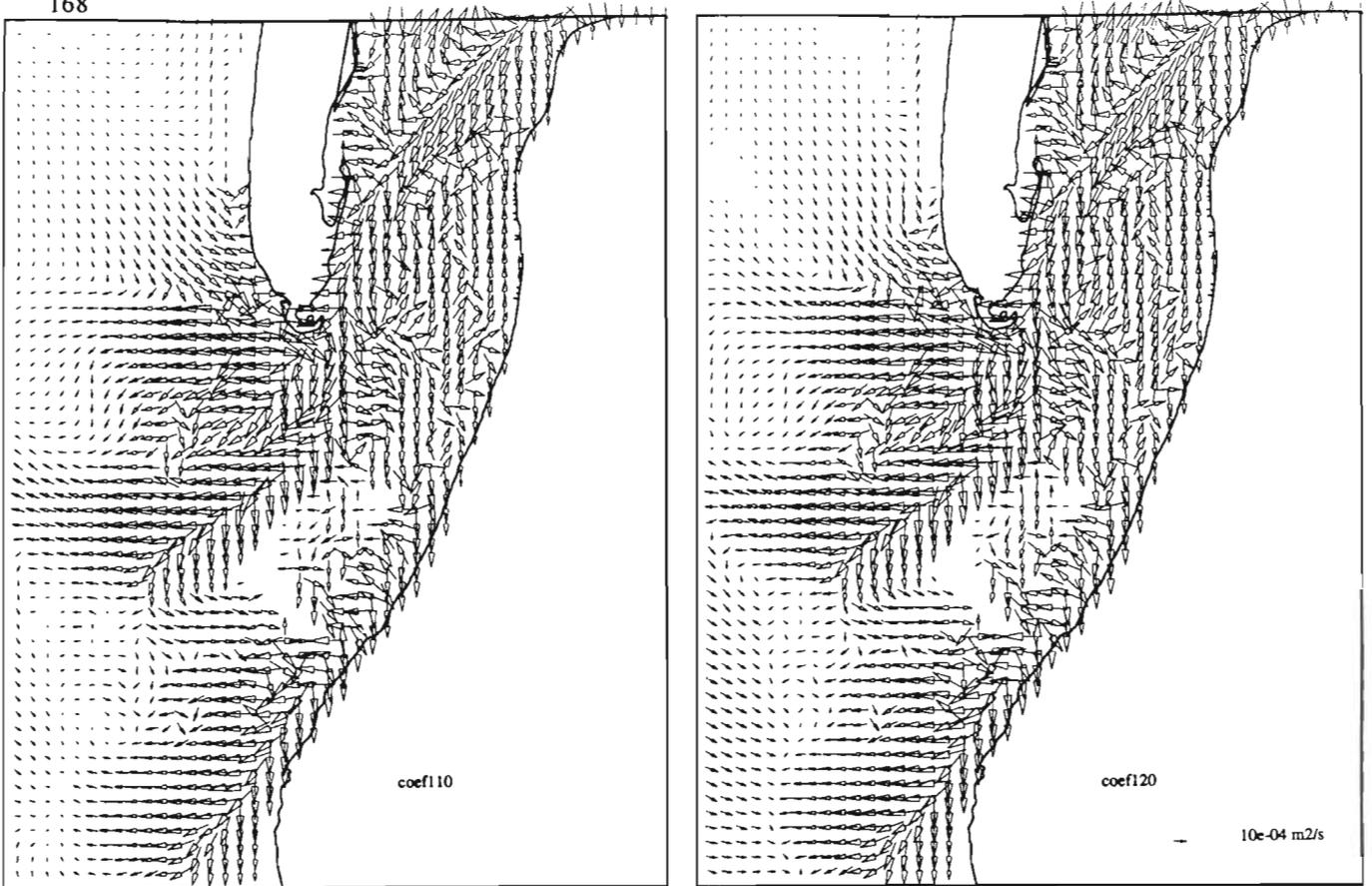


Figure 13 (cont.)

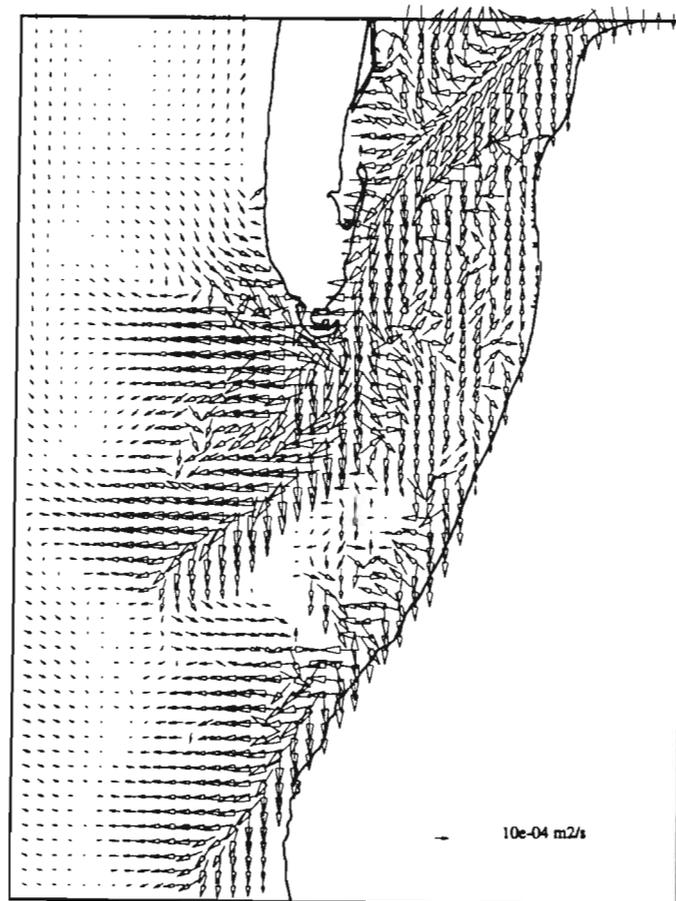


Figure 14 : Transport de référence résiduel par marée . Echelle logarithmique

3 - 3 - 2 - méthode de Steijn

On a vérifié que la marée moyenne au regard des vitesses maximales de flot et de jusant est la marée de coefficient 70. La marée morphologique définie par Steijn est une marée dont les vitesses et les hauteurs sont déduites de celles de la marée moyenne par multiplication par un facteur ξ :

$$u(T_{\text{morph}}) = \xi u(T_{\text{coeff70}})$$

Le transport potentiel induit par cette marée morphologique pour $\xi = 1.1$ est représenté figure 15. En l'absence de données sur de longues périodes des vitesses et des hauteurs d'eau dans la zone d'étude, une détermination précise du coefficient ξ n'était pas envisageable.

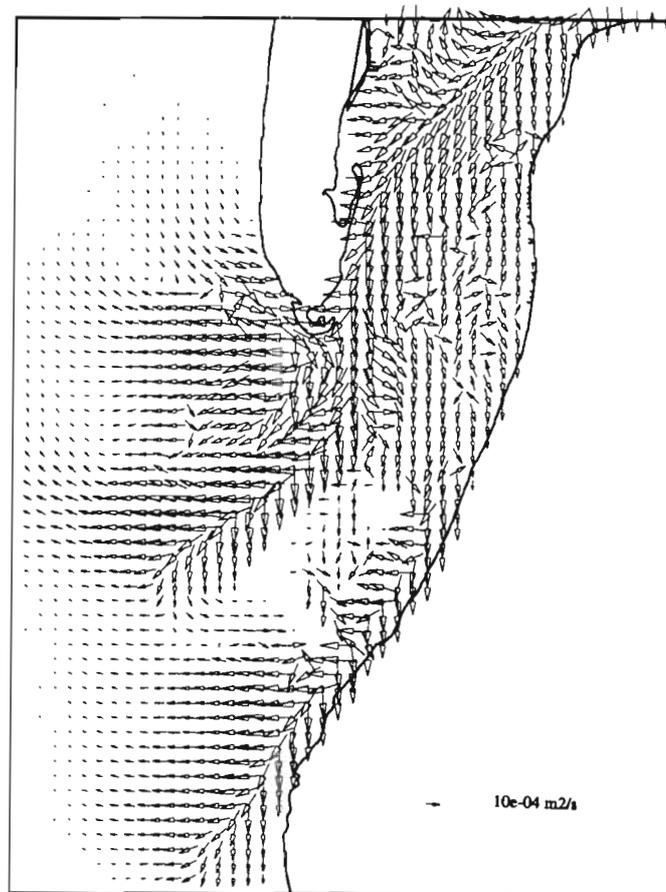


Figure 15 : Transport résiduel induit par la marée morphologique de Steijn. Echelle logarithmique.

3 - 3 - 3 - méthode de Latteux

Nous nous sommes inspirés de la méthode proposée par Latteux pour déterminer un champ de coefficients de proportionnalité λ_i pour toutes les classes de coefficients i , avec

$$\lambda_i(x, y) = \frac{\varphi_i(x, y)}{\varphi_{\text{ref}}(x, y)} .$$

$\bar{\lambda}_i$ désigne la moyenne sur tout le domaine tandis que $\hat{\sigma}_i$ dénote le rapport entre l'écart type et la moyenne (écart type normalisé) :

$$\hat{\sigma}_i = \frac{1}{\bar{\lambda}_i} \sqrt{\frac{\sum_{x,y} (\lambda_i(x,y) - \bar{\lambda}_i)^2}{n}}$$

$\hat{\sigma}_i$ est représentatif de la dispersion normalisée des coefficients λ par rapport à leur moyenne (n représente le nombre de points sur le domaine). Ce coefficient doit être minimum. Les résultats du tableau 3 montrent que le transport le mieux corrélé au transport de référence est celui induit par la marée de coefficient 90, pour laquelle $\bar{\lambda}_{\text{coeff90}} = 1.6$. Le transport potentiel moyen peut donc être déduit du transport de coefficient 90 par division par $\bar{\lambda}_{\text{coeff90}} = 1.6$.

	$\bar{\lambda}_i$	$\hat{\sigma}_i$
coef30	0.03	1.89
coef40	0.09	1.57
coef50	0.19	1.28
coef60	0.37	0.98
coef70	0.63	0.64
coef80	1.01	0.39
coef90	1.60	0.27
coef100	2.55	0.56
coef110	4.15	0.95
coef120	43.23	1.19

Tableau 3 : Moyenne des coefficients λ et écart type normalisé en fonction du coefficient de marée.

3 - 3 - 4 - comparaison des méthodes

Afin de comparer les résultats obtenus par ces deux méthodes, on a calculé le rapport d'intensité γ entre les transports déduits par chacune d'elles et le transport de référence sur tout le domaine. Idéalement, γ doit évaluer 1 uniformément. Le tableau 4 représente la variable η indicatrice de l'écart à 1 du champ γ .

$$\eta(\gamma) = \frac{1}{n} \sqrt{\sum_i (\gamma_i - 1)^2}$$

n est le nombre de mailles

$$\gamma_i = \frac{\varphi(i)}{\varphi_{\text{rep}}(i)}$$

$\varphi(i)$ est le transport résiduel dans la maille i calculé par l'une des deux méthodes

$\varphi_{\text{rep}}(i)$ est le transport de référence dans cette même maille.

	Latteux	Steijn $\xi=1.1$	Steijn $\xi=1.05$	Steijn $\xi=1.03$
$\eta(\gamma)$	1.77×10^{-2}	9.3×10^{-2}	7.42×10^{-2}	6.77×10^{-2}

Tableau 4 : $\eta(\gamma)$ pour les transports représentatifs de Latteux et Steijn avec $\xi = 1.1$, $\xi = 1.05$ et $\xi = 1.03$.

Le transport évalué par la méthode de Steijn avec $\xi = 1.1$ est quasiment partout surestimé. La valeur de $\xi = 1.03$ fournit des valeurs globalement plus proches de 1, mais qui demeurent cependant extrêmement dispersées sur le domaine. En revanche, et par construction même, les valeurs de γ obtenues par la méthode de Latteux sont beaucoup plus uniformes et leur écart à 1 n'excède 0.2 dans la zone des passes que sur de faibles surfaces (Figure 16).

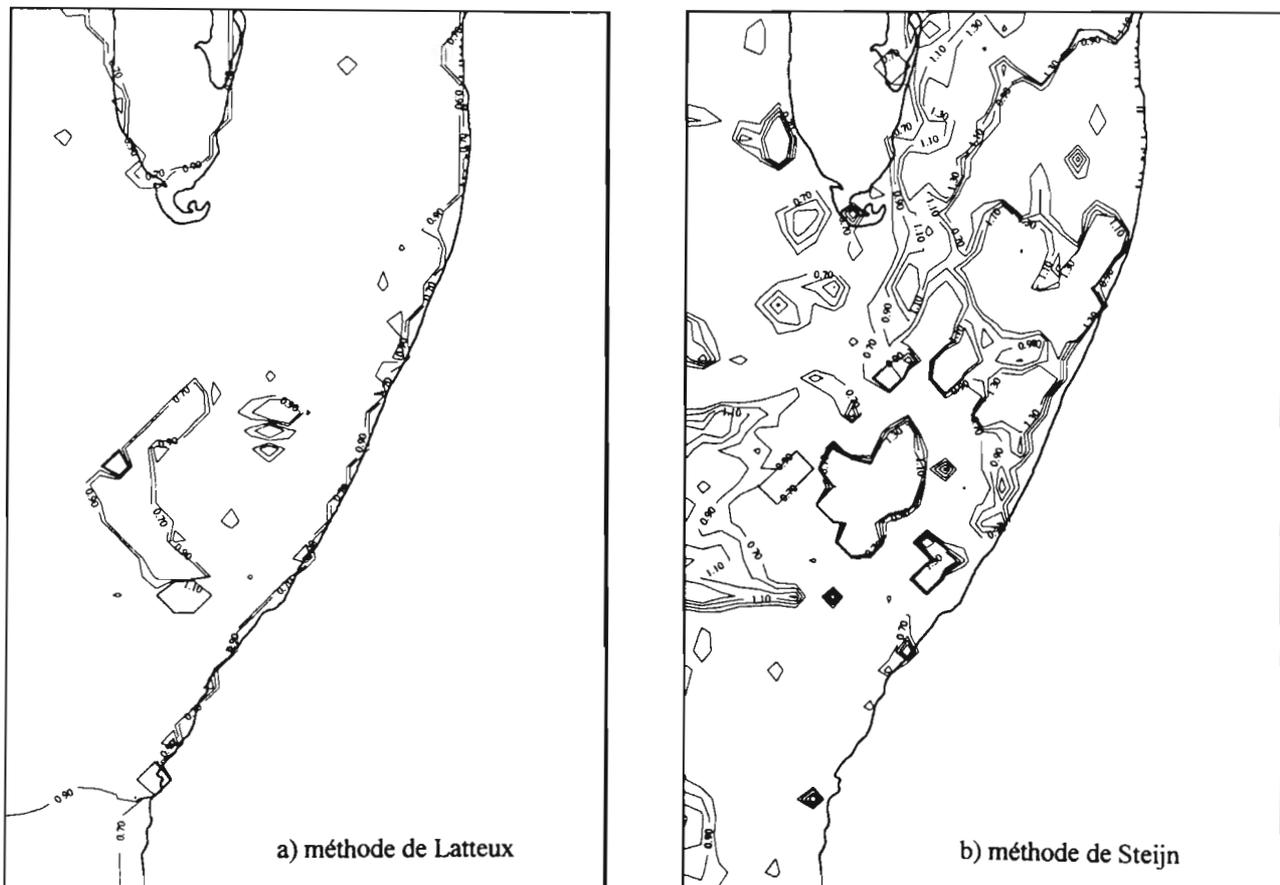


Figure 16 : Rapport γ entre transport représentatif et transport de référence pour les méthodes de Latteux et Steijn ($\xi = 1.03$)

En conclusion, nous considérerons par la suite que le transport induit par la marée de coefficient 90 après correction en le divisant par $\overline{\lambda_{\text{coeff}90}} = 1.6$ représente correctement le transport résultant des courants de marées.

Remarque : On divise ici par $\overline{\lambda_{\text{coeff}90}} = 1.6$ le transport induit par la marée seule. Lorsqu'on superpose les effets de la houle et de la marée, les vitesses résultantes - et par conséquent le transport - découlent de la combinaison de ces deux effets moteurs. Afin que la correction apportée au transport dû aux courants de marée seuls (division par 1.6) n'altère pas la relativité des effets de la houle et de la marée, les forces motrices induites par la houle devront être modifiées de sorte que le transport induit par la houle seule soit lui aussi surestimé par un facteur 1.6.

3 - 4 - Champs de transport initiaux

Le modèle hydrodynamique fournit les courants et les hauteurs d'eau à chaque pas de temps hydrodynamique $\Delta t_f = 92$ s, dont la détermination est imposée par des critères de stabilité numérique. Il serait donc envisageable de calculer le transport avec la même fréquence. Cependant, la détermination du pas de temps sédimentologique dépend principalement de la précision avec laquelle on souhaite décrire la marée. Afin de réduire la charge de calcul, nous avons donc étendu le pas de temps sédimentologique à $\Delta t_s = 552$ s, ce qui assure une bonne représentation du transport par marée. Le calcul de transport sédimentaire est ainsi effectué tous les 6 pas de temps hydrodynamiques. Le transport moyen sur une marée est obtenu par intégration des transports instantanés. Les résultats suivants représentent les transports *potentiels* calculés pour la marée représentative.

La figure 17 représente le transport instantané au maximum d'intensité du flot. On remarque des transports importants au droit du Cap Ferret, à l'extrémité Ouest des passes Nord et Sud et au niveau du Moulleau. Au jusant (Figure 18), le transport est d'amplitude très supérieure à celle du flot au droit de la Flèche et dans les passes (5 à 10 fois supérieure), tandis qu'il est d'amplitude inférieure au flot devant le Moulleau. Nous retrouvons ici la dominance du flot observée sur les courants, tendant à alimenter le Banc de Bernet. Les tracés logarithmiques mettent bien en évidence la dynamique de « jet » décrite par Oertel (1988, voir chapitre III).

La figure 19 représente le transport résiduel sur une marée. Dans la zone des passes, seule la région du Banc de Bernet est dominée par le flot. Les transports potentiels les plus forts s'observent au Sud-Ouest de la Flèche du Cap Ferret, laissant présager de l'ouverture d'une passe si la composition du fond le permet. Ce résultat est conforme à l'intense érosion de la Flèche observée depuis quelques années. Les autres zones actives sont la passe Nord, toujours dominée par le jusant, et dans une moindre mesure la passe Sud.

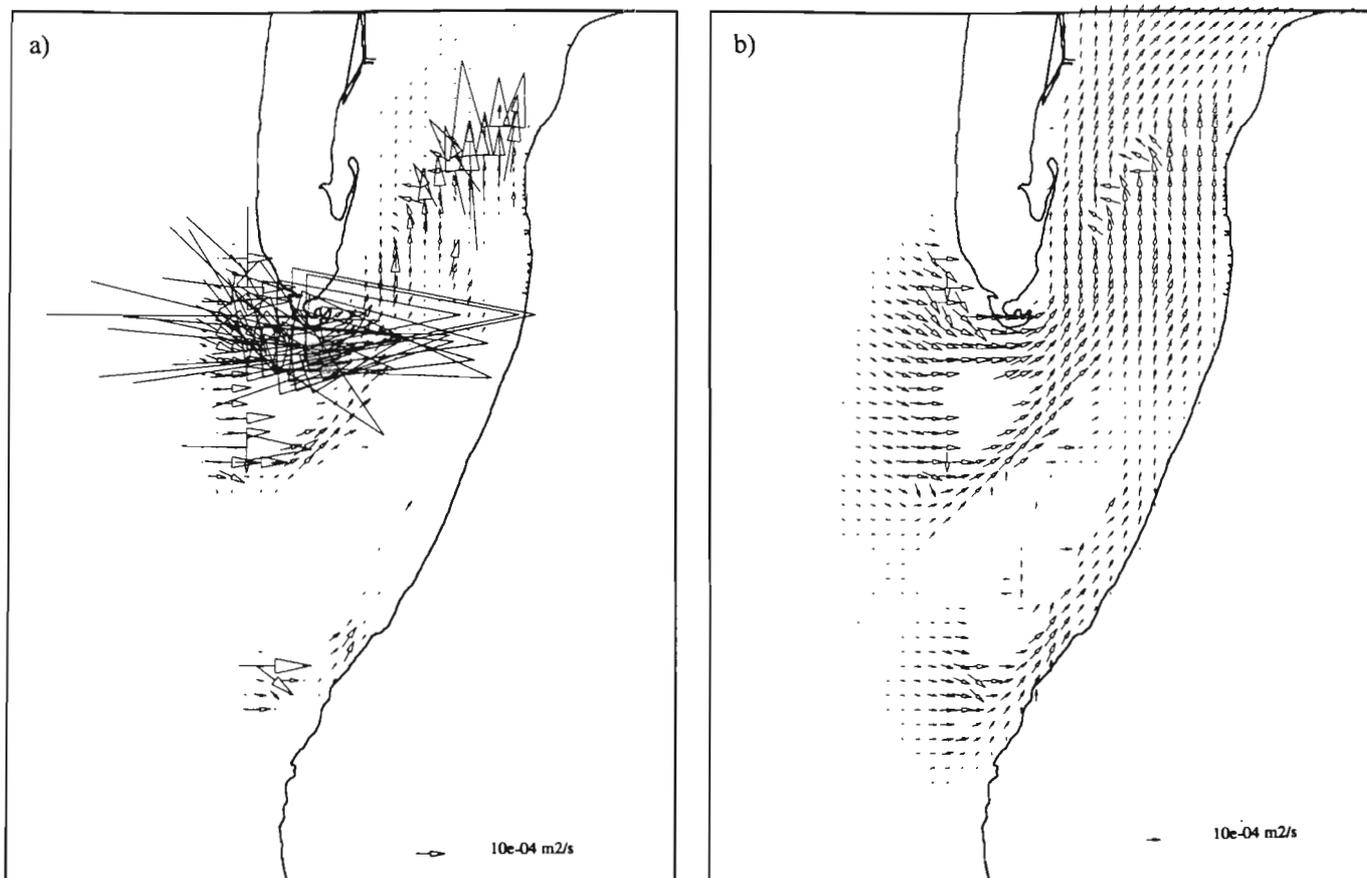


Figure 17 : Transport au maximum d'intensité du flot : a) échelle linéaire b) échelle logarithmique.

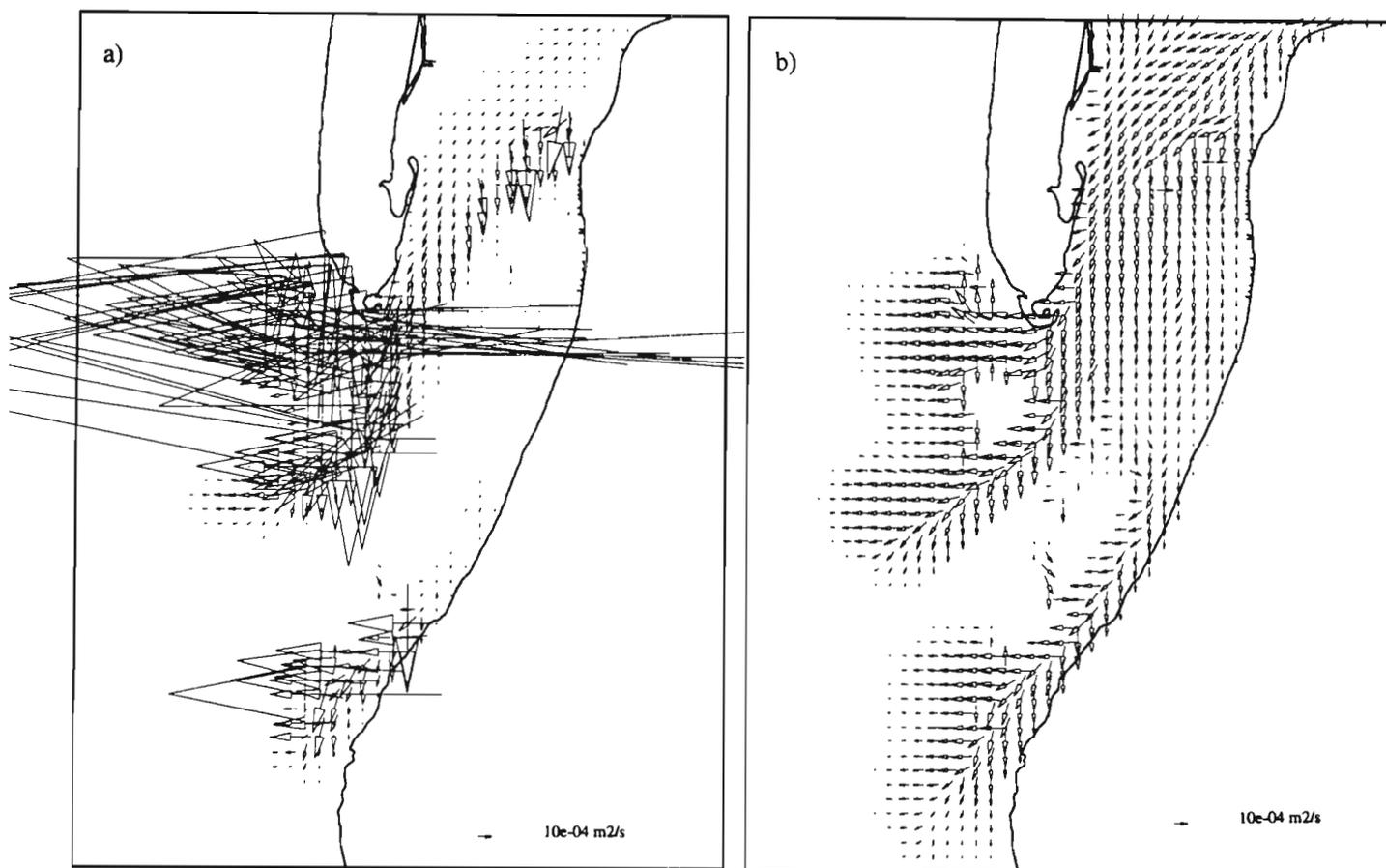


Figure 18 : Transport au maximum d'intensité du jusant : a) échelle linéaire b) échelle logarithmique.



Figure 19 : Transport résiduel sur une marée : a) échelle linéaire b) échelle logarithmique.

4 - MODULE D'ÉVOLUTION DES FONDS

L'asymétrie des courants de marée est à l'origine d'un transport net de sédiments. Les déplacements de sable induisent des érosions et des dépôts qui modifient la topographie des fonds. Le module décrit ici calcule cette évolution des fonds en résolvant l'équation de conservation du sable. D'autre part, au transport par le courant s'ajoute un transport gravitaire dû à la pente du fond sur lequel se déplacent les grains.

Cette section est consacrée à l'étude de ces effets de pente en liaison avec le module de changement de topographie.

4 - 1 - Introduction de l'effet de pente

Diverses méthodes ont été présentées dans la littérature afin de tenir compte de la pente du fond dans les estimations de transport sédimentaire. La plupart des études sur le sujet ont été conduites en rivière pour des pentes transversales ou longitudinales, mais quelques méthodes générales permettent cependant une application aux régions côtières de bathymétrie complexe. On distingue alors deux écoles : soit l'amplitude et la direction du transport sont modifiées à partir de considérations d'équilibre du grain qui affectent la contrainte limite d'érosion, soit le transport est calculé sur fond plat, et les effets de pente sont alors pris en compte en modifiant le transport dans l'équation de conservation du sédiment.

Mais la nécessité d'introduire les effets de pente dans le modèle morphodynamique concerne également la stabilité intrinsèque du modèle. Nous expliquerons ici pourquoi avant de comparer les performances de quelques-unes des techniques existantes dans le but de les intégrer à un modèle morphodynamique aux exigences de calcul déjà lourdes. Nous avons évalué dans un cas particulier l'importance relative des effets de pente sur le transport et déterminé quel type de technique permettait de représenter les effets non négligeables au moindre coût tout en conservant une marge d'erreur acceptable.

4 - 1 - 1 - De la nécessité d'introduire les effets de pente

L'introduction des effets de pente dans le modèle morphodynamique est nécessaire pour deux raisons :

- d'une part une raison purement numérique : la résolution de l'équation d'évolution des fonds peut en effet conduire à l'apparition d'ondes de choc. L'introduction de diffusion numérique évite la formation de ces fronts d'onde. Or nous verrons que la prise en compte de la pente dans l'équation d'évolution des fonds peut équivaloir à l'introduction de diffusion.
- d'autre part une raison physique : en l'absence de cet effet, on peut par exemple imaginer que le calcul conduise à la création d'un corps sédimentaire de pente verticale sans aucune réalité physique. Dans la nature, la gravité tend à lisser le profil des dunes et des rides, et nous devons tenter de représenter ce mécanisme dans la modélisation.

a) nécessité numérique

L'évolution du fond au sein d'un modèle morphodynamique est représentée par l'équation de continuité du sable :

$$(1 - p) \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0$$

où p est la porosité du fond, z la cote du fond, q_x et q_y les composantes du transport de sédiment. Dans le cas d'un écoulement à toit rigide ($h+z = c^{te}$ où h est la hauteur d'eau), l'introduction de formules de transport locales dans cette équation conduit à une équation

hyperbolique non linéaire physiquement irréaliste et instable. Considérons par exemple un écoulement uniforme stationnaire unidimensionnel. La vitesse $u(x)$ est reliée au débit Q (constant par définition) et à la hauteur d'eau $h(x)$ par la relation

$$u(x) = \frac{Q}{h(x)}$$

On a de plus $\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial z}{\partial t}$. Si on utilise une formule de transport du type $q = au^b$ (Engelund-Hansen par exemple), il vient

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_x}{\partial x} = -\frac{A}{h^{b+1}(x)} \frac{\partial h}{\partial x} \quad \text{où} \quad A = \frac{1}{(1-p)} abQ^b$$

Cette équation décrit la propagation non linéaire d'une onde tendant à la formation d'un front. Une telle onde de choc ne se produit pas en nature sur le fond. Cependant, cette instabilité étant inhérente au système des équations différentielles, elle ne peut être supprimée par l'amélioration du schéma numérique. Par ailleurs, si une résolution numérique fournit une solution stable à ce problème, il est probable que cette stabilité proviendra d'effets diffusifs du schéma de résolution (de Vriend, 1992).

C'est d'ailleurs l'introduction de diffusion numérique qui a souvent été utilisée pour pallier à l'apparition d'oscillations ou à la formation d'un front. L'évolution du fond dans ces conditions dépend alors principalement du choix des paramètres diffusifs tandis que les effets d'inertie inhérents au transport en suspension demeurent négligés (Koutitas, 1986).

Le remède naturel à l'instabilité de l'équation de continuité est la prise en compte des effets gravitaires présents dans la nature qui limitent la pente à une valeur maximale : « le transport gravitationnel est le mécanisme le plus important pour éviter aux perturbations du fond de petite longueur d'onde de croître de manière exponentielle » (de Vriend et al., 1993). L'introduction de ces effets de pente revêt un caractère diffusif qui compense en quelque sorte le fait que les formules de transport locales n'intègrent aucunement les conditions de transport dans les mailles voisines : l'équation de l'évolution des fonds présente un caractère essentiellement propagatif et pas assez diffusif (de Vriend et al., 1993).

b) nécessité physique

Au-delà de conditions de stabilité numérique, l'introduction des effets gravitaires est fondamentale au regard de la topographie d'équilibre. De Vriend (1992) montre que si ces effets sont ignorés, non seulement le modèle peut être instable mais il peut prédire un état d'équilibre parfaitement irréaliste, du moment que la géométrie du fond est compatible avec les conditions aux limites en amont. De Vriend propose l'illustration simple d'une plage uniformément rectiligne soumise à une houle stationnaire d'incidence oblique. Si le transport gravitaire est ignoré, les zones de diverses profondeurs ne sont connectées que par des mécanismes soit de très faible ampleur (diffusion horizontale), soit physiquement irréalistes (diffusion numérique). Chaque région est alors indépendante de ses voisines, ce qui conduit à un profil de plage pouvant prendre une forme tout à fait quelconque. Ce comportement résulte également de l'aspect principalement propagatif de l'équation de continuité du sable, et peut être amélioré par la prise en compte des effets de pente.

4 - 1 - 2 - Principes des diverses méthodes

La plupart des formules de transport classiques ne tiennent pas compte de la pente du fond sur lequel le sable est déplacé : le transport est alors colinéaire au courant, et ses composantes sont calculées comme suit :

$$q_{\text{tot}} = f(u_{\text{tot}}, h)$$

$$q_x = \frac{u}{u_{\text{tot}}} q_{\text{tot}}$$

$$q_y = \frac{v}{u_{\text{tot}}} q_{\text{tot}}$$

où les notations suivantes ont été utilisées :

- f = fonction de transport
- h = hauteur d'eau
- q_{tot} = transport total
- u_{tot} = vitesse du courant
- u, v = composantes de la vitesse suivant x et y
- q_x, q_y = composantes de q_{tot} suivant x et y

Cependant, par effet gravitaire, les corps sableux présentent une pente limite au-delà de laquelle les grains - mis en mouvement ou non par le courant - tombent vers le fond. Si cette composante du transport parallèlement à la ligne de plus grande pente peut être éventuellement négligée dans le cas d'un courant constant, elle peut, dans le cas d'un écoulement oscillant, être importante par rapport aux autres composantes du transport résiduel sur un cycle, puisque sa direction est constante tout au long du cycle.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour rendre compte de cet effet de pente. La plus rudimentaire consiste à effectuer les calculs de transport sédimentaire sur fond plat puis d'écrire la continuité du sable sans tenir aucun compte d'une pente limite. Après chaque changement de topographie, on calcule en tout point la pente du fond. Si la pente excède une pente limite déterminée expérimentalement - dans le cas d'Arcachon, cette pente limite est la pente maximale observée dans la topographie initiale -, on procède à un «éboulement» artificiel des flancs du banc de sable, de manière à éliminer les irrégularités anormales du relief et à conserver dans tout le domaine une pente maximale inférieure ou égale à la pente limite. Cette méthode est certes conservative, mais présente entre autres l'inconvénient de ne pas représenter de manière réaliste la direction dans laquelle le sable s'éboule. En effet, imaginons le cas d'une crête de sable aux arêtes trop vives. Cette méthode d'érosion répartira dans le meilleur des cas le sable de part et d'autre de l'arête, tandis qu'en réalité le sable tombera plutôt du côté où le courant le pousse.

D'autres méthodes plus fines ont été décrites dans la littérature, dont une bibliographie complète a été faite par Damgaard et al. (1995). Nous ne considérerons pour une étude morphologique à deux dimensions que celles qui considèrent une pente quelconque (et non pas colinéaire ou transversale au courant, ce qui peut suffire en rivière où nombre de

recherches sont menées pour étudier l'effet de pente). On peut distinguer parmi ces modèles deux approches principales :

- a) l'amplitude du transport sur la pente est modifiée de par une diminution ou une augmentation de la contrainte critique d'érosion suivant l'orientation de la pente par rapport au courant. Le transport gravitaire résultant d'un "éboulement" des grains en contact direct avec la pente, il est associé au charriage ; l'ajustement de l'amplitude du transport se fait alors en modifiant la contrainte critique d'érosion dans l'expression classique du transport par charriage. Certaines méthodes proposent également une formule afin de déterminer la déviation entre la direction du courant et celle du transport.
- b) on suppose que le transport en présence d'une pente résulte d'un couplage entre le transport calculé sur fond plat et un facteur dépendant de la pente locale : le flux de sédiment sur la pente est constitué d'une partie dirigée dans le sens du courant et d'une partie dirigée vers le bas (le long de la ligne de plus grande pente). Ces méthodes rendent compte par essence de la déviation du transport par rapport à la direction du courant.

La section suivante décrit brièvement quelques-unes des méthodes utilisées jusqu'à présent afin d'être intégrées dans des modèles morphodynamiques. Nous évaluerons ensuite leurs performances, qui doivent à la fois fournir une représentation correcte de l'effet de pente tout en induisant un temps de calcul supplémentaire raisonnable.

4 - 1 - 3 - Ajustement du transport sur fond horizontal

a) Watanabe (1982), Watanabe et al. (1986), Maruyama (1988)

Pour rendre compte du couplage entre le transport sur fond plat et l'effet de pente, les auteurs modifient l'équation de continuité comme suit :

$$(1-p) \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(q_x - \varepsilon_s |q_x| \frac{\partial z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(q_y - \varepsilon_s |q_y| \frac{\partial z}{\partial y} \right) = 0$$

ce qui revient à écrire

$$q_x = q_x^0 - \varepsilon_s |q_x^0| \frac{\partial z}{\partial x}$$

$$q_y = q_y^0 - \varepsilon_s |q_y^0| \frac{\partial z}{\partial y}$$

où ε_s est une constante positive déterminée empiriquement et où l'indice 0 indique les valeurs calculées sur fond plat. L'anisotropie ainsi introduite est cependant mise en défaut dans un cas simple : prenons un canal rectiligne le long de l'axe Ox, aux berges draguées de sorte qu'une section dans le plan Oy,Oz ait une forme de trapèze (géométrie utilisée par Hamm et al. (1994) pour ses tests, et que nous réutiliserons plus loin). L'écoulement étant dirigé selon Ox,

on a nécessairement $q_y^0 = 0$, soit d'après les équations précédentes, $q_y = 0$, et donc aucune érosion due à l'effet de pente, ce qui n'est pas conforme à la réalité.

b) De Vriend et al. (1993)

D'après de Vriend et al. (1993), la méthode la plus efficace consiste à adopter une version comparable à celle utilisée par les auteurs précédents et ne présentant pas l'inconvénient introduit par l'anisotropie :

$$\bar{q} = \bar{q}_0 - \varepsilon_s \|\bar{q}_0\| \bar{V}_z \quad (1)$$

soit

$$q_x = q_x^0 - \varepsilon_s \left| q_t^0 \right| \frac{\partial z}{\partial x}$$

$$q_y = q_y^0 - \varepsilon_s \left| q_t^0 \right| \frac{\partial z}{\partial y}$$

L'équation de continuité devient alors

$$(1-p) \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(q_x^0 - \varepsilon_s \left| q_t^0 \right| \frac{\partial z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(q_y^0 - \varepsilon_s \left| q_t^0 \right| \frac{\partial z}{\partial y} \right) = 0 \quad (2)$$

Les valeurs du coefficient ε_s utilisées dans la littérature ne sont pas citées : Watanabe et al. (1986), Maruyama (1988) ou de Vriend et al. (1993) n'indiquent pas de méthode pour l'évaluer. Seuls Struiksmas et al. (1985) donnent-ils la valeur $\varepsilon_s = 4$. D'après l'équation (1), le transport s'annule par effet de pente si $\bar{q}_0 = \varepsilon_s \|\bar{q}_0\| \bar{V}_z$, ce qui correspond à un écoulement dans le sens de la pente et vers le haut, dans lequel le transport par le courant est équilibré par le transport par gravité. On peut considérer que cette situation existe sur les pentes maximales du fond, soit encore

$$\varepsilon_s = \frac{1}{\tan \varphi_m}$$

où φ_m est la pente maximale observée sur le site d'étude. La valeur utilisée par Struiksmas et al. $\varepsilon_s = 4$ correspond alors à $\varphi_m = 14^\circ$ (valeur par ailleurs observée sur la topographie actuelle des passes du Bassin d'Arcachon).

c) Struiksmas et al. (1985)

Struiksmas et al. s'inspirent de la méthode de Koch et Flokstra (1981) en modifiant d'une part l'amplitude du transport et d'autre part sa direction avant d'écrire la conservation de la quantité de sable : dans le cas de pentes non nulles, la direction du transport n'est plus colinéaire à la direction de la contrainte de cisaillement sur le fond. Ainsi les auteurs écrivent-ils pour l'amplitude

$$q = q^0 \left(1 - \xi \frac{\partial z}{\partial s} \right)$$

où z représente la cote du fond et s la coordonnée curvilinéaire dans le sens du courant. Cette expression n'est cependant valable que dans le cas d'une pente longitudinale, puisque dans le cas d'une pente transversale, $\partial z/\partial s = 0$ soit $q = q^0$. Cette formulation est en fait la réduction de l'équation (1) en norme pour un cas particulier. Dans le cas général, (1) devient en norme

$$q^2 = q_0^2 \left(1 - 2\xi (\bar{s} \cdot \bar{\nabla} z) + \xi^2 (\bar{\nabla} z \cdot \bar{\nabla} z) \right)$$

$$(\bar{s} \cdot \bar{\nabla} z) = \frac{\partial z}{\partial s}$$

où \bar{s} est la direction du transport sur fond plat, soit $\bar{q}_0 = |\bar{q}_0| \bar{s}$.

Pour une pente longitudinale, on retrouve bien

$$\bar{\nabla} z = \frac{\partial z}{\partial s} \bar{s}$$

$$q = q_0 \left(1 - 2\xi \frac{\partial z}{\partial s} + \xi^2 \frac{\partial z^2}{\partial s} \right)^{1/2} = q_0 \left(1 - \xi \frac{\partial z}{\partial s} \right)$$

et pour une pente transversale

$$\bar{\nabla} z = \frac{\partial z}{\partial n} \bar{n} \quad \text{avec} \quad \bar{s} \cdot \bar{n} = 0$$

$$q = q_0 \left(1 + \xi^2 \frac{\partial z^2}{\partial n} \right)^{1/2}$$

Struiksmas et al. utilisent pour l'angle de déviation la formule de Koch et Flokstra (1981) développée en rivière, qui fournit la direction α du transport par rapport à un repère fixe :

$$\tan \alpha = \frac{\sin \delta - \frac{1}{f_s \theta} \frac{\partial z}{\partial y}}{\cos \delta - \frac{1}{f_s \theta} \frac{\partial z}{\partial x}} \quad (3)$$

où δ est la direction de la contrainte de cisaillement, qu'on prendra en mer colinéaire au courant, i.e. $\delta = \arctan(v/u)$. f_s est un facteur de forme des grains pris égal à 1 et θ est le paramètre de Shields.

Le transport devient ainsi

$$q_x = q \cos \alpha$$

$$q_y = q \sin \alpha$$

si $\tan\alpha > 0$:

$$\text{si } \sin\delta - \frac{1}{f_s\theta} \frac{\partial z}{\partial y} > 0 \quad \cos\alpha > 0 \text{ et } \sin\alpha > 0$$

$$\text{si } \sin\delta - \frac{1}{f_s\theta} \frac{\partial z}{\partial y} < 0 \quad \cos\alpha < 0 \text{ et } \sin\alpha < 0$$

si $\tan\alpha < 0$:

$$\text{si } \sin\delta - \frac{1}{f_s\theta} \frac{\partial z}{\partial y} > 0 \quad \cos\alpha < 0 \text{ et } \sin\alpha > 0$$

$$\text{si } \sin\delta - \frac{1}{f_s\theta} \frac{\partial z}{\partial y} < 0 \quad \cos\alpha > 0 \text{ et } \sin\alpha < 0$$

d) Bailard (1981)

Dans sa formule générale pour le transport par charriage et en suspension, Bailard introduit un transport dû à la pente et dirigé dans sa direction :

$$\bar{q}_b = \frac{c_f}{g(s-1)} \frac{\epsilon_b}{\tan\varphi} \left[|\bar{u}|^2 \bar{u} - \frac{\tan\beta}{\tan\varphi} |\bar{u}|^3 \bar{i} \right]$$

$$\bar{q}_s = \frac{c_f}{g(s-1)} \frac{\epsilon_s}{w_s} \left[|\bar{u}|^3 \bar{u} - \frac{\epsilon_s}{w_s} \tan\beta |\bar{u}|^5 \bar{i} \right]$$

avec les notations suivantes :

q_b	= transport par charriage
q_s	= transport en suspension
c_f	= coefficient de frottement
ϵ_b, ϵ_s	= facteurs d'efficacité
φ	= angle de frottement interne
w_s	= vitesse de chute
$s = \rho_s/\rho$	= densité relative du sédiment

\bar{i} est le vecteur directeur de la ligne de plus grande pente et $\tan\beta$ est la pente dans cette direction. Si on dispose des pentes dans un repère orthonormé, la direction de \bar{i} est donnée par

$$\tan\psi = \frac{\partial z/\partial y}{\partial z/\partial x}$$

$$\tan\beta = \frac{\partial z}{\partial x} \cos\psi + \frac{\partial z}{\partial y} \sin\psi$$

avec

$$\text{sgn}(\cos\psi) = -\text{sgn}(\partial z/\partial x)$$

$$\text{sgn}(\sin\psi) = -\text{sgn}(\partial z/\partial y)$$

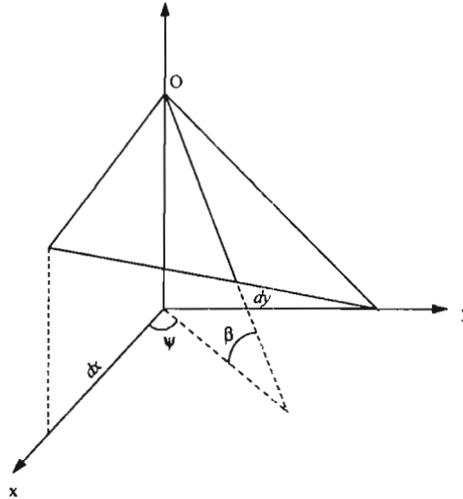


Figure 20 : Détermination de la direction de la plus grande pente à partir des pentes suivant des axes orthogonaux.

L'amplitude et la direction du transport en présence de pente sont ainsi simultanément modifiés.

4 - 1 - 4 - Modification de la contrainte limite d'érosion

a) Hamm et al. (1994)

A partir de considérations d'équilibre des forces appliquées aux grains, Hamm et al. (1994) déterminent la déviation du transport par rapport au courant ainsi que la modification de la contrainte de cisaillement comme suit :

$$\sin \alpha = - \frac{g \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\operatorname{tg} \varphi (g \cos \theta_2 \cos \theta_1 - A_p \tau_{cr})} \quad (4)$$

avec

$$\theta_1 = -\arctan \frac{\partial z}{\partial x} \quad \text{et} \quad \theta_2 = -\arctan \left(\frac{\partial z}{\partial y} \cos \theta_1 \right)$$

φ désigne l'angle de frottement interne et τ_{cr} la contrainte critique de cisaillement sur le fond et α la déviation du transport par rapport à la direction du courant (Figure 21). Les auteurs déterminent empiriquement le coefficient A_p , mais en l'absence de mesures et de méthode de calibration, on peut utiliser les formulations proposées par Dyer (1986)

$$A_p = \frac{0.85}{N} \pi \frac{d_{50}^2}{4} \quad \text{et} \quad N = 0.21$$

où d_{50} est le diamètre du grain.

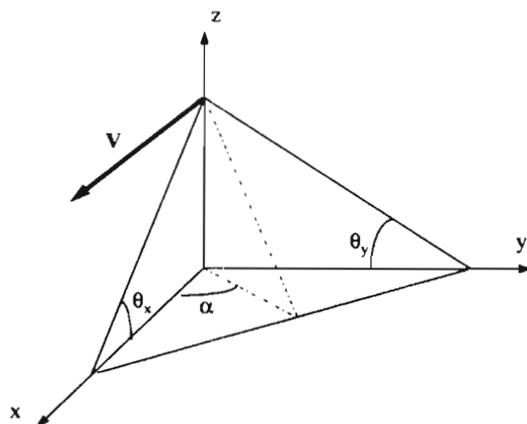


Figure 21 : Conventions et notations utilisées dans la méthode de Hamm et al.

$$(1994) \text{ avec } \tan \theta_x = -\frac{\partial z}{\partial x} \text{ et } \tan \theta_y = -\frac{\partial z}{\partial y}$$

La contrainte de cisaillement sur le pan incliné est elle-même déduite de la contrainte sur fond plat par les mêmes considérations d'équilibre des forces :

$$\tau_{cr} = \tau_{cr0} \left(\cos \theta_1 \cos \theta_2 \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta_2}{\tan^2 \varphi}} + \frac{\sin \theta_1}{\tan \varphi} \right)$$

où τ_{cr0} est la contrainte limite de mise en mouvement sur fond plat, qui n'est définie que si $\theta_2 < \varphi$, ce qui exprime en fait que la pente du fond doit toujours être inférieure à l'angle de frottement interne du sédiment.

L'introduction de l'effet de pente dans l'amplitude du transport se fait ensuite en modifiant le seuil critique de mise en mouvement du sable dans la formule de transport choisie.

b) Soulsby (1994)

Soulsby démontre une formule pour le cas général d'un courant de direction quelconque par rapport à la pente, qui se réduit dans le cas de pentes longitudinales ou transversales à des expressions précédemment confirmées par des expériences :

$$\tau_{cr} = \tau_{cr0} \left(\frac{\cos \psi \sin \beta + \left(\cos^2 \beta \tan^2 \varphi - \sin^2 \psi \sin^2 \beta \right)}{\tan \varphi} \right) \quad (5)$$

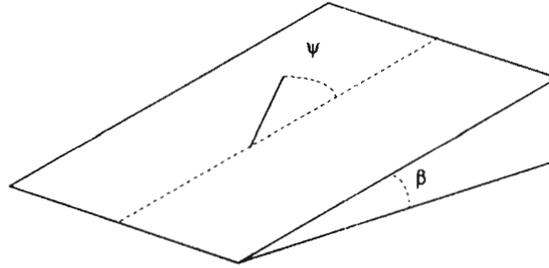


Figure 22 : Notations utilisées dans la méthode de Soulsby (1994)

soit pour

$$\begin{aligned} \psi = 0 & \quad \tau_{cr} = \tau_{cr0} \left(\frac{\sin(\varphi + \beta)}{\sin \varphi} \right) \\ \psi = 180^\circ & \quad \tau_{cr} = \tau_{cr0} \left(\frac{\sin(\varphi - \beta)}{\sin \varphi} \right) \\ \psi = \pm 90^\circ & \quad \tau_{cr} = \tau_{cr0} \cos \beta \left(1 - \frac{\tan^2 \beta}{\tan^2 \varphi} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

La formule générale est en fait identique à celle présentée par Hamm, exprimée dans un repère différent (Figure 22).

c) Van Rijn (1989)

Van Rijn généralise les expressions de contrainte critique pour un écoulement de direction quelconque à partir des formules précédentes pour les pentes longitudinales et transversales :

$$\tau_{cr} = \tau_{cr0} \cos \beta_n \left(1 - \frac{\tan^2 \beta_n}{\tan^2 \varphi} \right)^{1/2} \left(\frac{\sin(\varphi - \beta_t)}{\sin \varphi} \right)$$

où β_n est la pente dans la direction normale à la direction du courant et β_t la pente dans la direction du courant. Cependant, Hamm et al. (1994) remarquent que dans le cas d'un grain soumis à la seule action gravitaire sur une pente d'inclinaison β , le démarrage a lieu pour $\beta = \varphi$. Or on peut écrire

$$\tan \beta = \tan \beta_t \cos \psi + \tan \beta_n \sin \psi \quad \text{avec} \quad \tan \psi = \frac{\tan \beta_t}{\tan \beta_n}$$

Dans l'expression de Van Rijn, le démarrage n'a lieu que lorsque β_n ou β_t atteint la valeur φ , ce qui ne coïncide pas nécessairement avec la condition $\beta = \varphi$. Il semble donc qu'on ne puisse retenir cette formule.

4 - 1 - 5 - Comparaison des méthodes

Hamm et al.(1994) ont utilisé la formule de Meyer-Peter et Müller (1948) afin de comparer d'une part les résultats sur fond plat $q_0 = q(\tau_{cr0})$ et d'autre part les 2 techniques d'introduction de la pente :

- soit par modification de la contrainte de cisaillement : $q_1 = q(\tau_{cr})$
- soit par modification du transport calculé sur fond plat : $q_2 = q_0 * (1 - \xi \tan \beta)$

Ils montrent que dans le cas d'une pente faible et assez loin du seuil d'entraînement, q_1 et q_2 donnent les mêmes résultats si ξ est une fonction de la contrainte τ , et non une constante comme c'est le cas dans toutes les autres références citées. Cette dépendance en τ diffère elle même selon la formule de transport choisie. Si ξ est une constante, on observe d'importantes variations dans les résultats.

Cependant, si les formulations de Hamm ou de Soulsby semblent être les plus rigoureuses, leur précision requiert des temps de calcul non négligeables lorsqu'il s'agit de les appliquer à un modèle morphodynamique de grande échelle et à long terme. Nous avons donc comparé les résultats fournis par plusieurs méthodes sur le cas test utilisé par Hamm pour son travail, et pour lequel les résultats expérimentaux de Fredsoe (1978) sont disponibles.

a) Description des tests

Il s'agit de simuler l'évolution des berges d'un chenal linéaire dragué sur 0.085 m de profondeur et de section initialement trapézoïdale. La profondeur du chenal est de 0.405 m au milieu, et les pentes latérales sont de 21%. Un débit de 0.3 m/s est injecté dans le canal. Il est à noter qu'aucun calcul hydrodynamique n'a été effectué ici : les vitesses sont simplement obtenues par continuité en supposant que la vitesse, uniforme au départ, est ensuite modifiée en raison inverse des modifications des profondeurs (hypothèse du toit rigide). La mise à jour de la topographie est effectuée en écrivant la conservation de la quantité de sable. Cette équation est ici discrétisée à l'aide d'un schéma décentré amont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= \frac{h_i^{n+1} - h_i^n}{\Delta t} \\ \frac{\partial q_{x,i}}{\partial x} &= \frac{q_{x,i} - q_{x,i-1}}{\Delta x} \quad \text{si } u > 0 \\ \frac{\partial q_{x,i}}{\partial x} &= -\frac{q_{x,i} - q_{x,i+1}}{\Delta x} \quad \text{si } u < 0. \end{aligned}$$

soit encore

$$(1-p) \frac{h_{i,j}^{n+1} - h_{i,j}^n}{\Delta t} = k_i \frac{q_{x,i,j}^n - q_{x,i+k_i,j}^n}{\Delta x} + k_j \frac{q_{x,i,j}^n - q_{x,i,j+k_j}^n}{\Delta y} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} k_i &= -1 \text{ si } u > 0, \\ k_i &= +1 \text{ si } u < 0 \\ k_j &= -1 \text{ si } v > 0 \\ k_j &= +1 \text{ si } v < 0. \end{aligned}$$

Pour toutes les discrétisations, i , j et k représentent les indices spatiaux tandis que n représente l'indice temporel.

Pour les tests 3, 4 et 6, l'influence de la pente est introduite par l'intermédiaire de l'équation (2) discrétisée comme suit :

$$\begin{aligned} q_{x,i,j} &= q_{x,i,j}^0 - \epsilon_s \left| q_{i,j}^0 \right| \frac{z_{i+1,j} - z_{i,j}}{\Delta x} \\ q_{y,i,j} &= q_{y,i,j}^0 - \epsilon_s \left| q_{i,j}^0 \right| \frac{z_{i,j+1} - z_{i,j}}{\Delta y} \end{aligned} \quad (7)$$

Le tableau 5 résume la description des tests : formules de transport utilisées, éventuelle prise en compte de la modification de contrainte critique d'érosion et de la déviation du transport, méthode de changement de topographie.

	Formule de transport	Modification de la contrainte critique d'érosion	Déviation de la direction du transport	Changement de topographie
Test 1 (Bailard)	Bailard	---	---	équation (6)
Test 2 (Hamm)	Engelund-Hansen	---	équation (4)	équation (6)
Test 3 (Van Rijn)	Van Rijn	équation (5)	---	équations (6) et (7)
Test 4 (Soulsby)	Van Rijn simplifiée	équation (5)	---	équations (6) et (7)
Test 5 (Struiksma)	Engelund-Hansen	---	équation (3)	équation (6)
Test 6 (de Vriend)	Engelund-Hansen	---	---	équations (6) et (7)

Tableau 5 : Caractéristiques des différents tests.

b) Résultats

On remarque une différence notable entre les vitesses d'érosion pour les 6 tests, particulièrement au début de la simulation (Figure 23). La formule de Bailard (test 1) avec les valeurs $\epsilon_b=0.13$ et $\epsilon_s=0.016$ présente en particulier une évolution nettement plus lente que les autres tests.

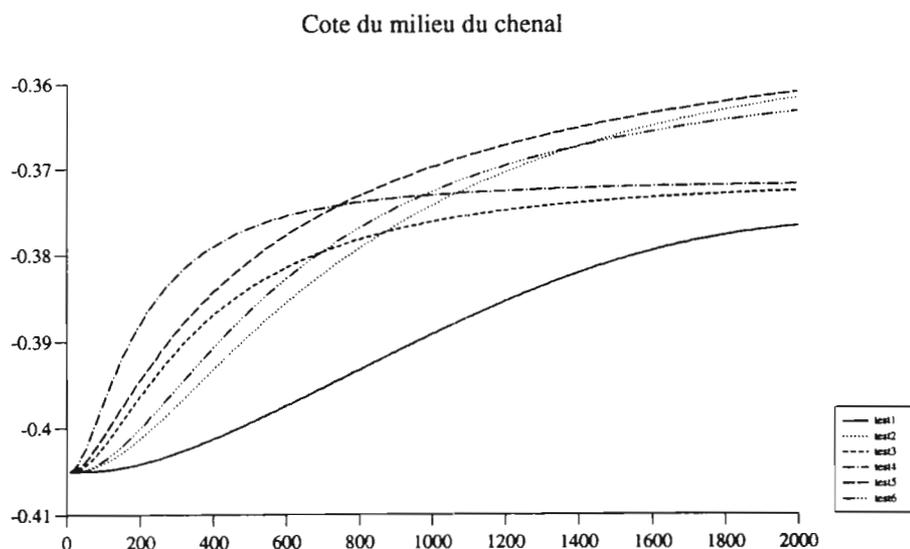


Figure 23 : Evolution de la cote du milieu du chenal en fonction du temps pour les 6 tests.

Les test 3 et 4 diffèrent uniquement par la formulation du transport : le test 4 utilise une approximation proposée par Van Rijn (1989) de la formulation complète développée par le même auteur. Bien que Van Rijn estime la précision de cette approximation à 25%, on constate une surestimation de la formule simplifiée par rapport à la formule complète pouvant atteindre 50% au début de la simulation (des rapports du simple au double ont été notés par Soulsby, 1994). La figure 23 montre cependant que les courbes d'évolution de la profondeur médiane du chenal tendent vers une même asymptote après une vingtaine de minutes.

Les test 2 et 6 présentent également des évolutions similaires entre elles. Dans les 2 cas, la formule de Engelund-Hansen est utilisée. Le transport dans la direction de la pente est introduit respectivement par l'angle de déviation (formule de Hamm) et dans l'équation de continuité (7).

Le test 5 prédit une évolution plus rapide que dans tous les autres cas (excepté le test 4 pour les premières minutes), sans doute due à la formule de déviation du transport. La configuration du fond tend vers une situation d'équilibre comparable à celle atteinte pour les tests 2 et 6, comme observé par Fredsoe (1978) lors d'expériences en bassin (Figure 24).

Qualitativement, tous les tests conduisent à une topographie d'équilibre d'allure conforme à celle observée expérimentalement. Quantitativement, il convient de comparer le résultat des simulations aux mesures. Hamm et al.(1994) ont montré la concordance entre leurs simulations (test 2, excepté pour l'introduction d'une contrainte critique qu'ils proposent dans la formule de Engelund-Hansen) et les résultats de Fredsoe (1978). Cette validation nous permet d'évaluer les performances relatives des diverses méthodes considérées ici. En comparaison avec les tests 2, 5 et 6 dont les résultats similaires après 30 minutes constituent donc notre référence, la formule de Bailard sous-estime l'érosion des berges et le comblement du chenal de 40%, tandis que les tests 4 et 5 les sous-estiment d'environ 30%.

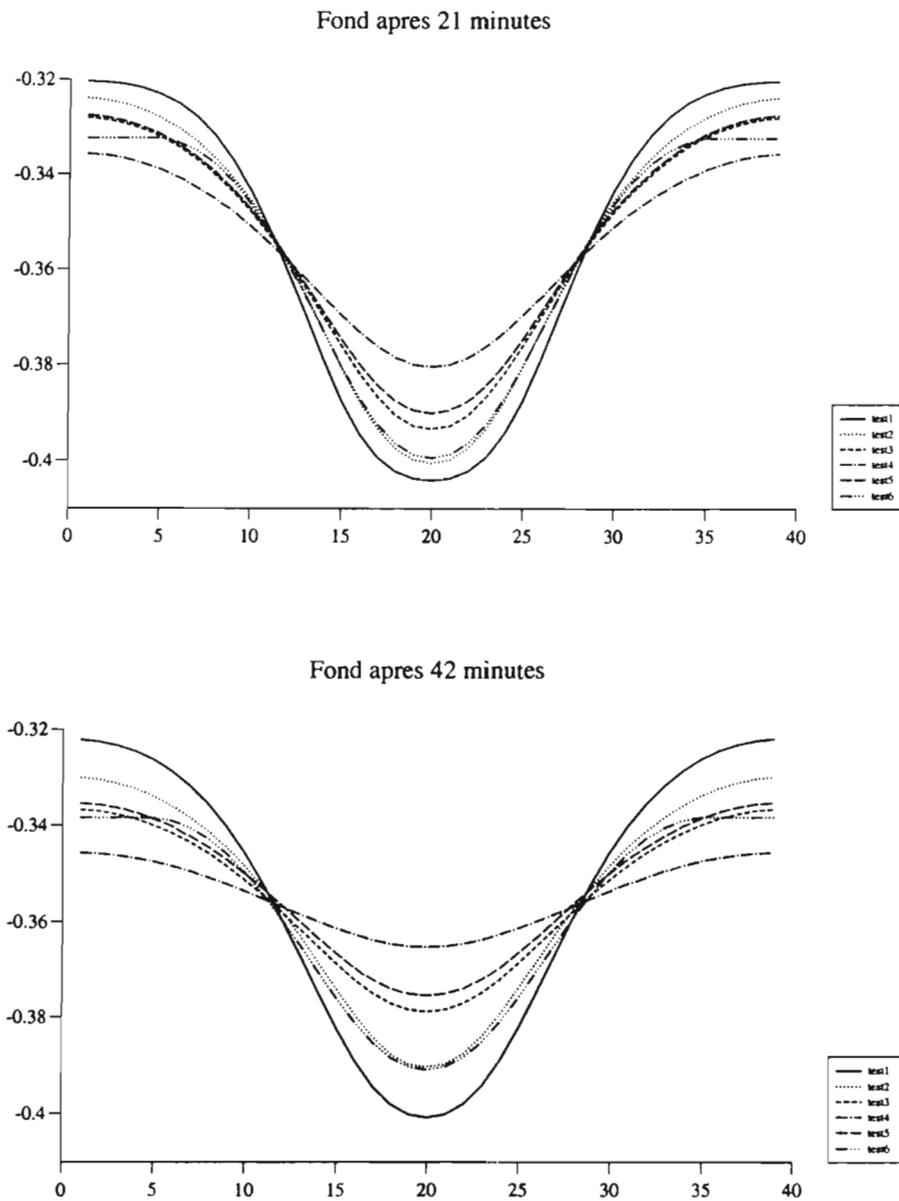


Figure 24 : Configuration du chenal pour les 6 tests : a) après 21 minutes b) après 42 minutes.

Dans la perspective de l'introduction de l'effet de pente dans un modèle morphodynamique aux exigences de calcul déjà lourdes, la performance numérique des formules utilisées est primordiale. Le test 6 présente ainsi le double avantage de fournir des prédictions comparables aux mesures effectuées et d'être de loin le plus rapide.

4 - 1 - 6 - Conclusion

Les méthodes d'introduction des effets de pente dans l'équation de conservation du sable sont numériquement les moins coûteuses. Bien que leur précision soit moindre que celle des méthodes fondées sur l'équilibre du grain, nous avons montré dans un cas particulier que

les différences entre les résultats obtenus étaient de même ordre de grandeur que la variabilité induite par l'utilisation de différentes formules de transport. Pour des études morphodynamiques à grande échelle, il semble donc légitime d'évaluer le transport sur fond plat puis d'introduire la pente en modifiant le transport dans l'équation de continuité utilisée pour le changement de topographie.

4 - 2 - Equation de conservation du sable

4 - 2 - 1 - Analyse de l'équation

Dans le cadre de notre étude, l'écoulement est bidimensionnel et la formule de transport locale s'exprime par

$$q_x = u / u_{\text{tot}} q$$

$$q_y = v / u_{\text{tot}} q$$

$$q = q(u_{\text{tot}}, h)$$

L'équation de conservation du sédiment s'écrit

$$(1 - p) \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0$$

En développant les dérivées spatiales de q en fonction de u , v et h , et en effectuant l'hypothèse d'un toit rigide (i.e. $z + h = c^{\text{te}}$, où h est la hauteur d'eau et z la cote du fond mesurée positivement vers le haut à partir d'une référence située sous la surface du fond), de Vriend (1987) obtient le résultat suivant :

$$\frac{\partial z}{\partial t} + (T_2 - T_1)u \frac{\partial z}{\partial x} + (T_2 - T_1)v \frac{\partial z}{\partial y} = -T_2 \frac{h}{u_{\text{tot}}^2} \left(-u^2 \frac{\partial v}{\partial y} + uv \frac{\partial u}{\partial y} + uv \frac{\partial v}{\partial x} - v^2 \frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

avec

$$T_1 = \frac{1}{(1-p)} \frac{q}{u_{\text{tot}} h} \left[\frac{h}{q} \frac{\partial q}{\partial h} - 1 \right]$$

$$T_2 = \frac{1}{(1-p)} \frac{q}{u_{\text{tot}} h} \left[\frac{u_{\text{tot}}}{q} \frac{\partial q}{\partial u_{\text{tot}}} - 1 \right]$$

On reconnaît une équation de propagation non-linéaire à la célérité $C = (T_2 - T_1)u_{\text{tot}}$, combinée à une déformation due au terme source du second membre. Pour une formule de transport du type $q = au^b$, la célérité vaut ainsi $C = \frac{2b}{(1-p)} \frac{q}{h}$.

De Vriend analyse ensuite cette équation à l'aide de la méthode des caractéristiques et montre qu'une petite perturbation du fond se propage en adoptant la forme d'une étoile à trois branches s'élargissant dans toutes les directions tout en progressant vers l'aval. Suivant la

formule de transport utilisée, la célérité de l'onde de sable est exactement ou quasiment proportionnelle au rapport q/h . Le sommet de la perturbation se propage par conséquent plus vite que les parties plus profondes. En l'absence de processus s'opposant à cette tendance (comme l'inclusion de l'effet gravitaire par exemple), le front de l'onde se raidit jusqu'à l'apparition d'une onde de choc verticale.

Ce comportement se retrouve lors de l'étude numérique de la propagation et de la déformation d'une dune sinusoïdale dans un canal soumis à un débit constant. La propagation du sommet de la dune s'effectue en effet à une vitesse proche de la valeur théorique, bien que son altitude diminue progressivement. De Vriend attribue ce phénomène à l'étendue finie de la perturbation donnant naissance à des interactions non-linéaires, ou à la diffusion numérique induite dans le calcul de changement de topographie.

Un développement plus poussé des équations permet de montrer que la réponse du champ de pression à une perturbation du fond est bidimensionnelle et induit une divergence des lignes de courant. Les perturbations bidimensionnelles du champ de courant se retrouvent amplifiées dans le champ de transport, dont la divergence tend à induire des modifications de topographie sur toute l'étendue où le champ de pression est perturbé.

Il est à noter que vitesse et pression étant déterminées par la résolution des équations hydrodynamiques, on ne peut invoquer une relation de cause à effet entre les variations du champ de pression et celles du champ de vitesse. De Vriend remarque ainsi que c'est principalement la distribution spatiale de la pression qui régit les interactions entre le fond et l'écoulement.

4 - 2 - 2 - Résolution

Afin d'éviter la formation d'ondes de choc, la résolution de l'équation de conservation du sédiment requiert l'introduction de diffusion. Cette diffusion peut être introduite soit en représentant explicitement les effets gravitaires, soit en utilisant un schéma de résolution diffusif, auquel cas la diffusion numérique n'est pas directement reliée à la pente. Nous présentons ci-dessous les différentes techniques de résolution citées dans la littérature.

Note : Pour toutes les discrétisations, les flux de sédiment q_x et q_y ainsi que la hauteur d'eau h sont calculés au centre de la maille.

a) Introduction de la pente

Nous avons vu que de Vriend et al. (1993) recommandent d'introduire l'effet du transport gravitaire. Sous la forme qu'ils préconisent, cette prise en compte revient en effet à introduire de la diffusion :

$$q_x = q_x^0 - \xi \left| q_{\text{tot}}^0 \right| \frac{\partial z}{\partial x}$$

$$q_y = q_y^0 - \xi \left| q_{\text{tot}}^0 \right| \frac{\partial z}{\partial y}$$

soit, après introduction dans l'équation de conservation,

$$(1-p) \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial q_x^0}{\partial x} + \frac{\partial q_y^0}{\partial y} = \xi \operatorname{div} \left(|q_{\text{tot}}^0| \vec{V}_z \right)$$

ou, si $|q_{\text{tot}}^0|$ est uniforme,

$$(1-p) \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial q_x^0}{\partial x} + \frac{\partial q_y^0}{\partial y} = \xi |q_{\text{tot}}^0| \left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right)$$

Nous avons effectué un test simple mettant en évidence l'effet de la prise en compte de la pente : on considère ici la propagation unidimensionnelle d'une dune de forme sinusoïdale dans un canal. La dune est soumise à un débit constant et la vitesse est partout inversement proportionnelle à la hauteur d'eau (hypothèse du toit rigide). La formule de transport utilisée est celle de Engelund-Hansen. La discrétisation de l'équation de conservation du sable est la suivante (schéma décentré amont) :

$$(1-p) \frac{z_{i,j}^{n+1} - z_{i,j}^n}{\Delta t} + k_1 \frac{q_{x,i+k_1,j}^n - q_{x,i,j}^n}{\Delta x} + k_2 \frac{q_{y,i,j+k_2}^n - q_{y,i,j}^n}{\Delta y} = 0$$

où	$k_1 = -1$	si $u > 0$
	$k_2 = -1$	si $v > 0$
	$k_1 = +1$	si $u < 0$
	$k_2 = +1$	si $v < 0$

En l'absence de prise en compte de l'effet de pente, la dune initialement sinusoïdale progresse dans le sens du courant tout en voyant son flanc amont se raidir. La diffusivité induite par le schéma décentré amont utilisé pour réactualiser la topographie explique qu'on n'observe pas l'onde de choc prédite par la théorie (Figure 25a). Lorsque le transport gravitaire est introduit, la dune revêt toujours une allure asymétrique mais le flanc amont présente une pente plus douce que dans la simulation précédente, compatible avec les observations de dunes dans la nature (Figure 25b).

b) Méthode de Wang (1991)

Wang (1991) adopte un schéma particulier en introduisant une viscosité numérique anisotrope. La discrétisation de l'équation devient

$$(1-p) \frac{z_{i,j}^{n+1} - z_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{q_{x,i+1/2,j}^n - q_{x,i-1/2,j}^n}{\Delta x} + \frac{q_{y,i,j+1/2}^n - q_{y,i,j-1/2}^n}{\Delta y} =$$

$$\alpha_x \frac{z_{i-1,j}^n - 2z_{i,j}^n + z_{i+1,j}^n}{2} + \alpha_y \frac{z_{i,j-1}^n - 2z_{i,j}^n + z_{i,j+1}^n}{2}$$

où α_x et α_y sont des coefficients de diffusion. L'analyse de stabilité de ce schéma appliqué à un modèle de transport réel s'avère extrêmement complexe. Wang utilise par conséquent la méthode Von Neuman à un cas unidimensionnel simple couplé à un modèle de transport en suspension. Il obtient un critère de stabilité dépendant du nombre de Courant et du rapport entre le pas d'espace et la longueur d'adaptation utilisée dans le modèle de transport.

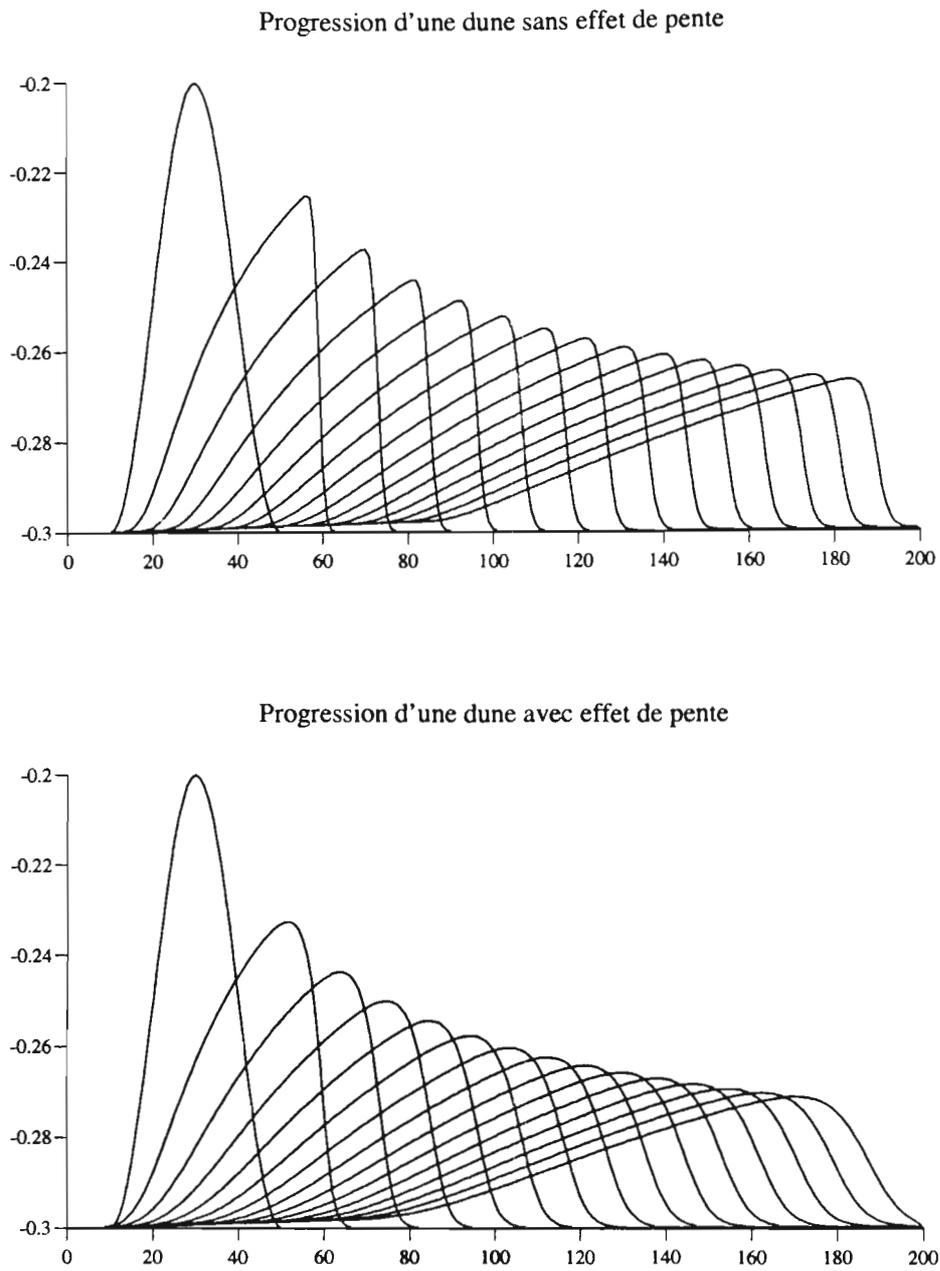


Figure 25 : Propagation d'une dune soumise à un débit constant (Formule de Engelund-Hansen). a) sans effet de pente. b) avec effet de pente.

c) Schéma de Lax-Wendroff

De nombreux auteurs préconisent cependant l'utilisation d'un schéma de second ordre de type Lax-Wendroff pour assurer la stabilité des calculs (Andersen et al., 1991 ; Chesher et al., 1993 ; Dhatt et al., 1994).

Dhatt et al. (1994) décrivent le schéma prédictor-correcteur de Richtmeyer-Lax-Wendroff ; la cote du fond est d'abord calculée au pas de temps $n+1/2$ à partir du transport calculé au temps n ; en négligeant ici la porosité par souci de simplification, il vient :

$$z^{n+1/2} = z^n - \frac{\Delta t}{2} \text{div} \bar{q}^n,$$

ce qui permet de calculer le transport au pas $n+1/2$. La cote du fond au temps n devient alors

$$z^{n+1} = z^n - \Delta t \text{div} \bar{q}^{n+1/2}$$

Si on applique ce schéma en deux étapes à la résolution d'une équation linéaire du type $\bar{q} = z \bar{u}_s$ où \bar{u}_s peut être assimilé à la vitesse du flux sédimentaire, il vient :

$$\begin{aligned} z^{n+1/2} &= z^n - \frac{\Delta t}{2} \text{div}(\bar{u}_s z^n) \\ z^{n+1} &= z^n - \Delta t \text{div}(\bar{u}_s z^{n+1/2}) \end{aligned}$$

La combinaison des 2 équations conduit à

$$z^{n+1} = z^n - \Delta t \text{div}(\bar{u}_s z^n) + \frac{\Delta t^2}{2} \text{div}(\bar{u}_s \text{div}(\bar{u}_s z^n))$$

Ce schéma correspond en fait à celui décrit par Fletcher (1990) que nous exprimons en fonction de h , le transport étant généralement exprimé en fonction de la hauteur d'eau :

$$\frac{h_i^{n+1} - h_i^n}{\Delta t} - \frac{q_{i+1}^n - q_i^n}{2\Delta x} + \frac{\Delta t}{2\Delta x^2} \left[(q_{i+1}^n - q_i^n) A_{i+1/2} - (q_i^n - q_{i-1}^n) A_{i-1/2} \right] = 0$$

avec

$$\begin{aligned} A_{i+1/2} &= \frac{q_{i+1}^n - q_i^n}{h_{i+1}^n - h_i^n} & \text{si} & \quad h_{i+1}^n - h_i^n \neq 0 \\ A_{i+1/2} &= \left(\frac{\partial q}{\partial h} \right)_i & \text{si} & \quad h_{i+1}^n - h_i^n = 0 \end{aligned}$$

Cependant, la discrétisation centrée du gradient du transport ne peut conduire qu'à des instabilités comme le montrera son application à un test décrit plus loin.

Aussi nous sommes-nous inspirés du développement de l'algorithme présenté par Chesher et al. (1993) pour un écoulement unidimensionnel à toit rigide. L'équation de conservation du sédiment peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial h}{\partial t} - C_x \frac{\partial h}{\partial x} - C_y \frac{\partial h}{\partial y} = 0$$

avec

$$C_x = \frac{\frac{\partial q_x}{\partial x}}{(1-p)\frac{\partial h}{\partial x}} = \frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_x}{\partial h} \quad C_y = \frac{\frac{\partial q_y}{\partial y}}{(1-p)\frac{\partial h}{\partial y}} = \frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_y}{\partial h}$$

où les dérivées spatiales du transport sont décentrées amont. Au premier ordre, l'évolution de la hauteur d'eau peut s'écrire

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{i,j} = \frac{1}{(1-p)} \left(\frac{q_{i,j}^n - q_{i-1,j}^n}{\Delta x} + \frac{q_{i,j}^n - q_{i,j-1}^n}{\Delta y} \right)$$

Au second ordre, on peut écrire à l'aide d'un développement de Taylor :

$$h_{i,j}^{n+1} - h_{i,j}^n = \Delta t \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{i,j} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{i,j}$$

avec

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{i,j} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{(1-p)} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_x}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_y}{\partial t} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(C_x \frac{\partial h}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(C_y \frac{\partial h}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

Si on note

$$dh_0(i,j) = \frac{1}{(1-p)} \left(\frac{q_{i,j}^n - q_{i-1,j}^n}{\Delta x} + \frac{q_{i,j}^n - q_{i,j-1}^n}{\Delta y} \right),$$

il vient

$$\begin{aligned} h_{i,j}^{n+1} - h_{i,j}^n &= \Delta t \times dh_0(i,j) + \frac{\Delta t^2}{2} \left(\frac{\partial(C_x(i,j)dh_0(i,j))}{\partial x} + \frac{\partial(C_y(i,j)dh_0(i,j))}{\partial y} \right) \\ &= \Delta t \times dh_0(i,j) + \\ &\quad \frac{\Delta t^2}{2} \left(\frac{(C_x dh_0)(i+1,j) - (C_x dh_0)(i-1,j)}{2\Delta x} + \frac{(C_y dh_0)(i+1,j) - (C_y dh_0)(i-1,j)}{2\Delta y} \right) \end{aligned}$$

Pour $\Delta x = \Delta y$, le critère de stabilité s'écrit $\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{2(C_x^2 + C_y^2)}}$.

Nous avons appliqué ce schéma à un test de propagation d'une dune de base circulaire dans un canal. Ce test s'inspire de celui décrit par de Vriend (1987) : la dune initiale de base de diamètre 200 m et de hauteur 1 m est située au milieu d'un canal à fond plat de largeur 500 m et de profondeur 10 m. Un calcul hydrodynamique complet est ici effectué afin de rendre

compte de la divergence des lignes de courant. L'écoulement quasi-stationnaire est initié par une pente de la surface libre.

Les isobathes présentent rapidement une forme étoilée qui s'élargit et se déplace vers l'aval, comme le prédit l'analyse des caractéristiques (Figure 26). On retrouve par ailleurs l'affaissement du sommet de la dune rapporté par de Vriend, en partie dû à la divergence de l'écoulement.

Nous obtenons néanmoins des résultats tout à fait similaires, bien que plus réguliers à l'aide du simple schéma décentré amont décrit en a). Le schéma de Lax-Wendroff rapporté par Fletcher induit quant à lui des oscillations propres à une discrétisation centrée des flux de transport (Figure 27).

4 - 2 - 3 - Accès aux hauteurs sur les frontières des mailles et conditions aux limites

L'équation d'évolution des fonds permet de modifier une hauteur représentative par maille. Dans le modèle hydrodynamique utilisé pour Arcachon, nous avons vu (Chapitre 2) que deux hauteurs h_x et h_y sont définies pour chaque maille. La hauteur représentative dans chaque maille est déduite des hauteurs sur les frontières par

$$h(i,j) = \max (h_x(i-1,j) , h_x(i,j) , h_y(i,j-1) , h_y(i,j))$$

En effet, vis-à-vis de l'hydrodynamique, l'écoulement est possible dans une maille tant que le mur le plus bas est encore submergé, ce qui revient à dire que la profondeur dans cette maille est celle définie par le mur le plus bas.

A partir de la hauteur représentative modifiée par l'évolution des fonds, le retour aux valeurs sur les frontières s'effectue comme suit :

$$h_x(i,j) = \min(h_{\text{fond}}(i,j) , h_{\text{fond}}(i+1,j))$$

$$h_y(i,j) = \min(h_{\text{fond}}(i,j) , h_{\text{fond}}(i,j+1))$$

D'autre part, les limites du modèle sont suffisamment éloignées de la région active des passes et par des profondeurs suffisamment grandes pour que les modifications du fond y soient négligeables. Il n'est donc pas nécessaire de prendre de précaution particulière aux limites où flux de sable et évolutions du fond sont minimales.

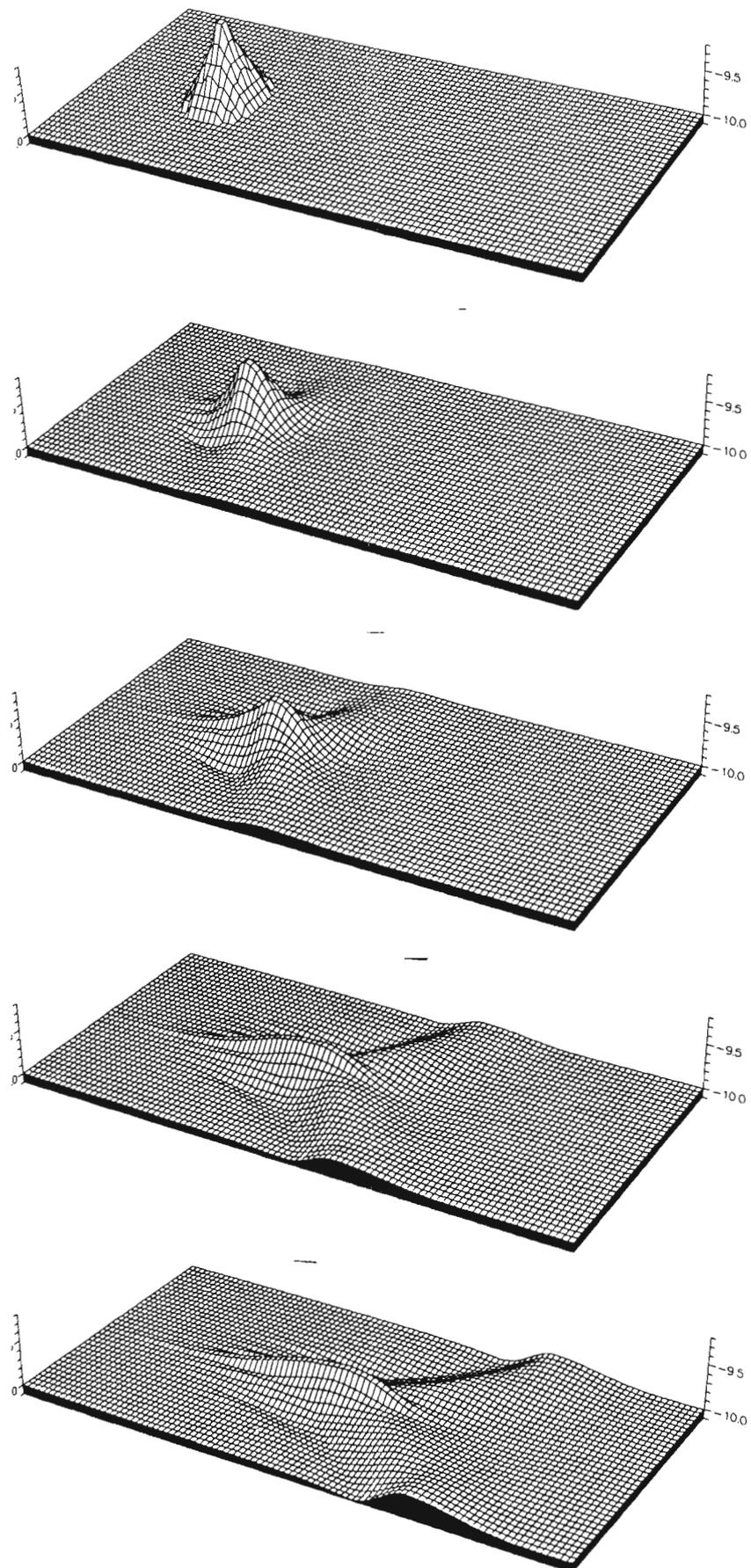


Figure 26 : Propagation d'une dune de base circulaire dans un canal (Schéma décentré amont)
(vue 3D)

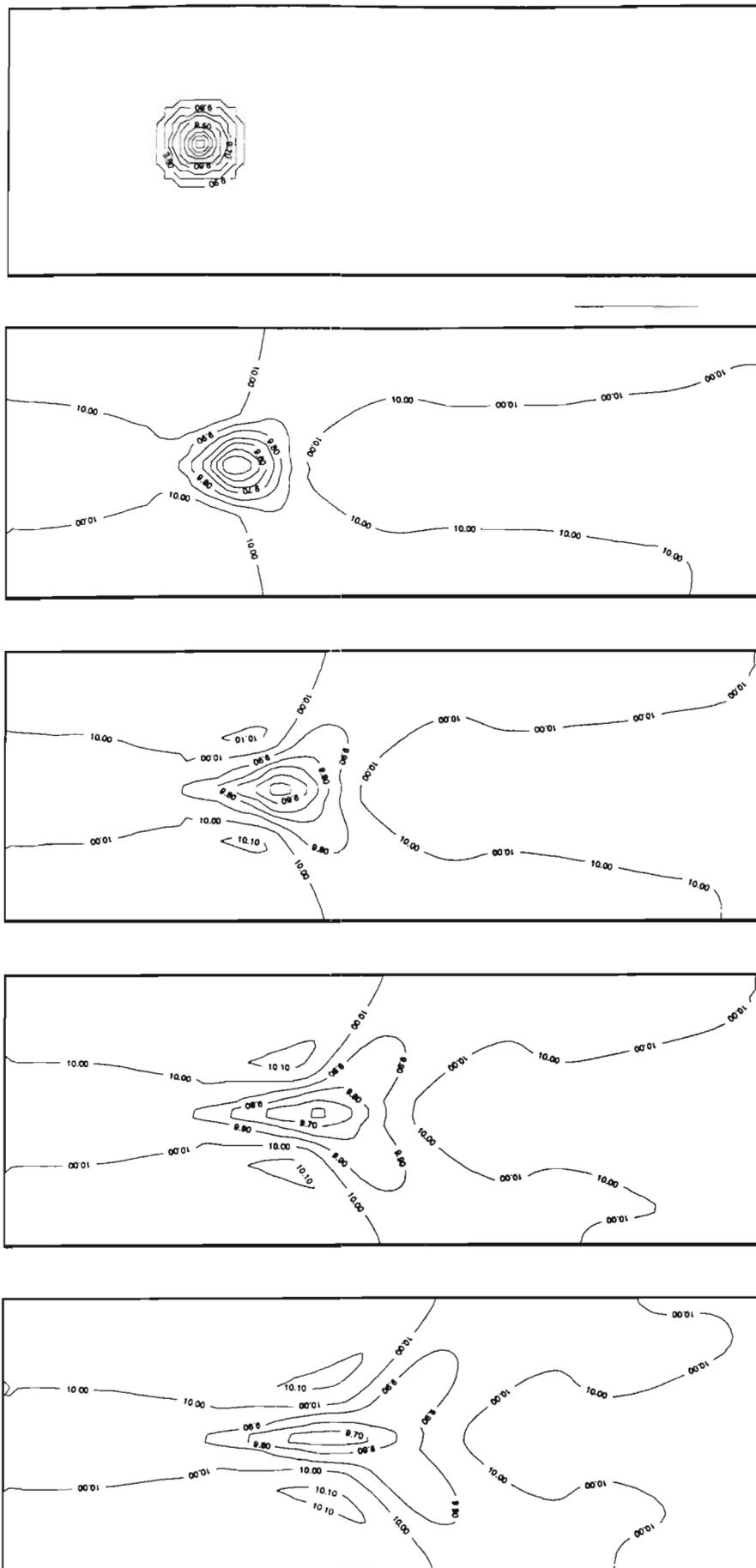


Figure 26 : Propagation d'une dune de base circulaire dans un canal (Schéma décentré amont)
(vue de dessus)

4 - 2 - 4 - Conclusion

L'équation d'évolution des fonds est numériquement non triviale. Sa résolution au sein d'un modèle non dispersif conduit à une onde de choc irréaliste en nature. La technique la plus naturelle pour pallier à cette caractéristique intrinsèque de l'équation consiste à introduire les effets gravitaires, ce qui revient plus ou moins à ajouter une diffusion numérique. L'utilisation de schémas du second ordre (Lax-Wendroff par exemple) équivaut également à introduire une diffusion numérique dans le schéma de résolution. La comparaison d'un schéma décentré amont avec ou sans pente et d'un schéma de Lax-Wendroff sur deux cas simples montre que le schéma décentré amont avec effet de pente représente correctement les évolutions du fond observées en laboratoire ou prédites par la méthode des caractéristiques. Cette méthode présente par ailleurs l'avantage d'être numériquement moins coûteuse qu'un schéma du second ordre, aussi l'avons-nous retenue pour représenter les évolutions du fond dans le modèle morphodynamique.

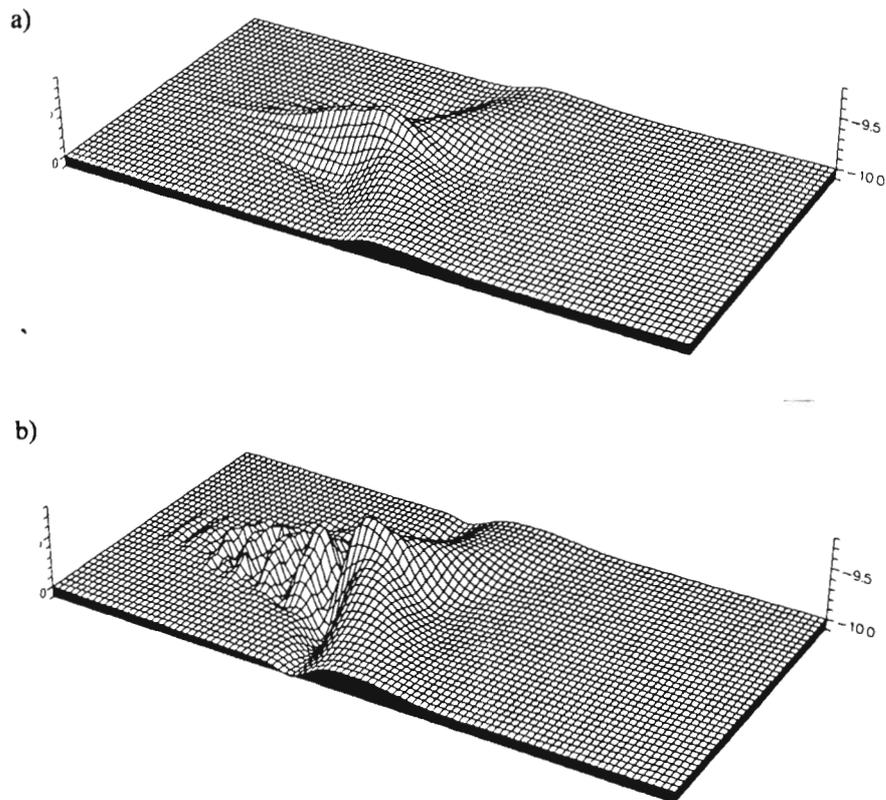


Figure 27 : Comparaison entre a) le schéma décentré amont et b) le schéma de Lax-Wendroff (Fletcher).

5 - TECHNIQUES DE CALCUL A LONG TERME

Lorsque les conditions climatiques sont clémentes et la circulation hydrodynamique régie par des phénomènes réguliers (débit constant d'un cours d'eau, marée, petite houle), on peut considérer à l'échelle de quelques semaines que la situation morphodynamique est quasi-stationnaire : la topographie des fonds ne présente pas d'évolution notable. Une modification brutale des conditions hydrodynamiques (événement climatique extrême, construction d'un ouvrage), rompt cet équilibre et peut conduire à une évolution du fond extrêmement rapide. Un exemple en est l'érosion intense des plages au cours d'une tempête d'hiver. A Arcachon, les bancs qui entravent les passes peuvent se trouver considérablement remaniés par une houle forte coïncidant avec une marée de vive eau.

En revanche, si on considère une plus grande échelle spatiale (la configuration générale des passes du Bassin ou le trait de côte aquitain par exemple), l'échelle temporelle de l'évolution est de l'ordre de plusieurs années ou décennies. Les événements « violents » de courte durée peuvent alors être considérés comme du bruit : la plage détruite par une tempête d'hiver sera reconstituée lors des périodes de calme estivales.

Les modifications à long terme résultent néanmoins de la succession de phénomènes physiques répétitifs d'échelle de temps courte (marée, conditions de houle). Bien que la chronologie des événements climatiques soit importante pour les évolutions morphologiques (voir Southgate, 1995 par exemple), il serait inconcevable aujourd'hui d'en introduire une représentation au sein d'un modèle morphodynamique à moyen ou long terme : une telle simulation, fondée sur une représentation précise de l'hydrodynamique à l'échelle de l'heure, et de l'évolution des fonds à l'échelle de l'année, requerrait un coût de calcul considérable. Il est par conséquent nécessaire de réduire l'effort de calcul en minimisant le nombre de calculs hydrodynamiques au cours d'une simulation.

Une première schématisation consiste à réduire le nombre de situations naturelles à représenter en déterminant des conditions représentatives. Cette étape de filtrage en entrée (« input filtering ») est l'objet des sections 4-2 (détermination d'une marée représentative du cycle annuel des marées), et 5-1 (conditions de houles représentatives).

Nous avons justifié dans la section précédente le découplage entre modules hydrodynamique et morphologique. Ce découplage permet d'effectuer deux schématisations supplémentaires :

- d'une part une schématisation des perturbations de l'écoulement dues aux modifications topographiques,
- d'autre part une augmentation du pas de temps morphologique consistant à considérer que l'évolution des fonds calculée au cours d'une marée se répète durant un certain nombre de marées.

On peut ainsi distinguer deux pas de temps caractéristiques de la schématisation (Figure 28) :

- un premier pas de temps ΔT_m (pas de temps morphologique) représentatif de la durée nécessaire afin que l'évolution des fonds soit significative (en général plusieurs marées). Ce pas de temps régit donc la modification de la topographie. Si on peut

considérer que l'écoulement est suffisamment peu perturbé par l'évolution des fonds après ΔT_m , une simple correction des vitesses par continuité peut être effectuée afin de poursuivre le calcul.

- un pas de temps ΔT_1 , multiple de ΔT_m , après lequel les nouveaux fonds affectent les vitesses de manière trop importante pour qu'un simple ajustement soit acceptable. ΔT_1 représente par conséquent la fréquence à laquelle la totalité des calculs hydrodynamiques et sédimentaires doit être reconduite (nous verrons que ΔT_1 ne peut excéder 2 à 3 fois ΔT_m).

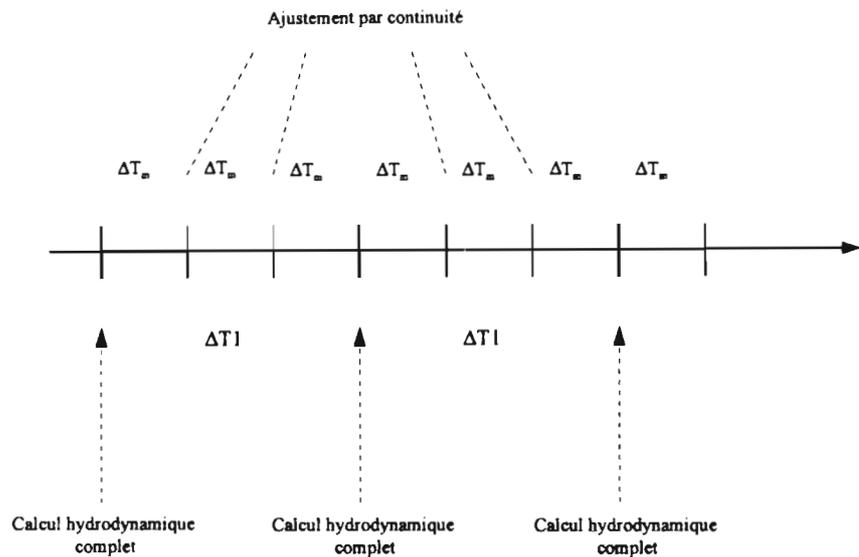


Figure 28 : Représentation des pas de temps ΔT_1 et ΔT_m .

A ces pas de temps de durée supérieure à la marée s'ajoutent le pas de temps de calcul hydrodynamique Δt_f et le pas de temps de calcul du transport sédimentaire Δt_s , qui peuvent être différents. En effet, tandis que Δt_f est souvent imposé par des considérations de stabilité numérique (92 s dans notre cas), c'est principalement la précision recherchée dans la représentation du transport sédimentaire qui régit le choix de Δt_s (552 s dans notre cas). Sans doute observerait-on des divergences numériques pour des pas de temps sédimentaires trop grands, mais les pas de temps requis pour une précision suffisante semblent toujours être inférieurs à cette limite.

Les techniques de calcul à long terme consistent principalement à augmenter le pas de temps morphologique et à définir une méthode permettant de ne pas reconduire le calcul hydrodynamique après chaque modification de topographie.

5 - 1 - Ajustement de l'écoulement après modification topographique

Les perturbations de l'écoulement à la suite d'un premier changement de topographie sont généralement simulées par des considérations de continuité : on suppose alors que l'actualisation de la topographie n'induit pas de déviation du courant ni de variation du niveau de la surface libre. A chaque pas de temps hydrodynamique, les nouvelles vitesses sont déduites des vitesses de la marée précédente en supposant un débit constant : $u_1 h_1 = u_2 h_2$ où les indices 1 et 2 représentent les valeurs respectivement avant et après changements de topographie (voir aussi en 5-1). Le nombre de corrections par continuité envisageables semble dépendre en grande partie du site auquel elles sont appliquées : après avoir effectué une analyse de sensibilité au paramètre M_r (nombre de pas de temps morphologiques après chaque calcul hydrodynamique, correspondant à $M_r - 1$ corrections par continuité), Wang (1991) montre pour l'étude de l'estuaire du Yantze que M_r doit être inférieur à 3. En revanche, Ribberink et al. (1995) effectuent cet ajustement des vitesses par continuité durant 25 pas de temps morphologiques. Il sera donc de rigueur, pour toute application, d'estimer la valeur optimale de ce paramètre M_r , sans doute en relation avec le pas de temps morphologique et la vitesse d'évolution des fonds. Pour une même situation, si le critère de changement de topographie est modifié, il est probable que M_r en sera affecté.

5 - 2 - Allongement du pas de temps morphologique

Les modifications de topographies induites par une marée sont généralement négligeables. Le principe de l'allongement du pas de temps morphologique consiste à extrapoler de manière plus ou moins complexe les évolutions du fond calculées au cours de cette première marée afin de les appliquer aux suivantes. Nous présentons ici quatre méthodes proposées par Latteux (1987, 1995) ainsi que leurs performances respectives avant de déterminer la méthode que nous adopterons pour Arcachon.

Remarque : La littérature dans ce domaine est extrêmement restreinte et tous les auteurs utilisent à notre connaissance l'une de ces méthodes initialement décrites par Latteux en 1987. Tous les résultats reportés dans cette section s'inspirent des publications de cet auteur.

5 - 2 - 1 - Extrapolation simple des résultats obtenus sur une marée

Cette méthode consiste à considérer que l'écoulement n'est pas modifié tant que les modifications topographiques n'atteignent pas un certain seuil. Ce seuil peut être défini à partir d'un critère d'évolution relative : on calcule le maximum sur tout le domaine du rapport $(\Delta h/h)$, où Δh représente l'évolution du fond et on considère que l'écoulement est modifié si $\max(\Delta h/h) > \epsilon$. Le calcul d'évolution des fonds Δh_1 sur une marée est extrapolé sur un nombre N de marées de façon que $\max(N\Delta h_1/h) > \epsilon$.

Cette méthode simple est néanmoins peu précise principalement par le fait qu'elle n'est pas centrée : on applique en effet à N marées un changement de topographie estimé à partir de la marée initiale.



5 - 2 - 2- Extrapolation centrée en temps

Pour pallier à l'inconvénient majeur de la méthode précédente, cette méthode centrée consiste à adopter un schéma prédicteur-correcteur afin d'effectuer sur N marées non plus un changement de topographie issu de la marée initiale, mais d'une marée située entre la marée initiale et la marée N+1 : après avoir calculé Δh_1 comme précédemment, on modifie la topographie puis on calcule la nouvelle évolution des fonds Δh_2 pour la marée (N+1) après correction des vitesses par continuité par exemple. On applique ensuite aux N premières marées le changement de topographie $N \frac{\Delta h_1 + \Delta h_2}{2}$ (Figure 29).

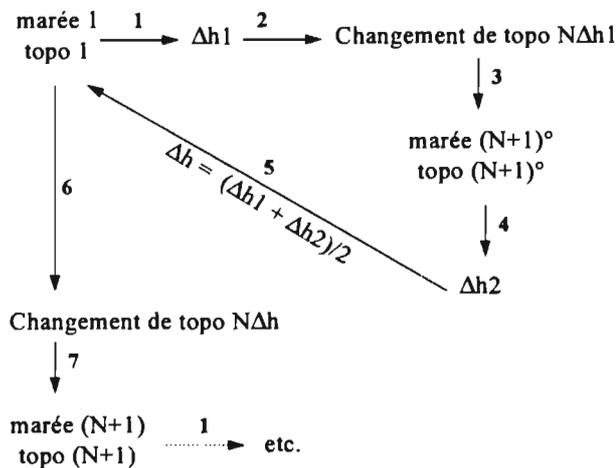


Figure 29 : Représentation schématique de la méthode d'extrapolation centrée. L'exposant ° représente une configuration intermédiaire.

Cette méthode est plus stable et précise que la première, mais ne permet toujours pas de représenter la propagation des corps sédimentaires (Latteux, 1995).

5 - 2 - 3 - Allongement de la marée

Cette méthode consiste à représenter N marées successives par une seule, allongée dans un rapport N, ce qui revient à juxtaposer les phases identiques des marées successives. Le pas de temps morphologique est alors égal à N fois le pas de temps hydrodynamique. A chaque pas de temps morphologique, la variation de niveau du fond n'est plus négligeable. La topographie est par conséquent modifiée et les vitesses sont réajustées par continuité (Figure 30).

Les champs de courant étant ajustés plus régulièrement que lors des précédentes méthodes, l'allongement de la marée permet une réduction des instabilités tandis que la méthode permet de représenter la propagation de corps sédimentaires.

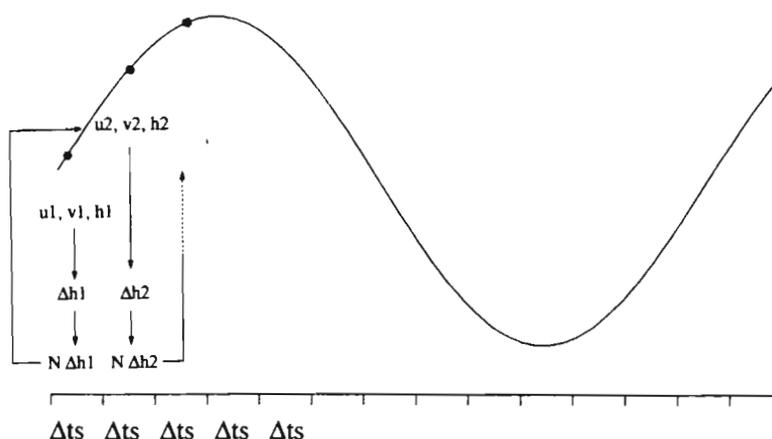


Figure 30 : Représentation schématique de la méthode d'allongement de la marée.

En revanche, la chronologie de la succession des courants de marée n'est plus respectée. N doit être choisi de façon que l'excursion des corps sédimentaires n'excède pas une ou deux mailles au cours d'une marée allongée.

5 - 2 - 4 - Développement du transport en fonction des évolutions du fond

Comme lors de la correction des vitesses par continuité, on suppose ici que ni les lignes de courant ni la surface libre ne sont affectées par l'évolution du fond tant que cette évolution est faible au regard de la hauteur d'eau. Le flux \bar{Q} au cours de la marée $(N+1)$ est alors identique au flux au cours de la première marée :

$$\bar{Q}(x, y, t + NT) = \bar{Q}(x, y, t)$$

où T est la période de la marée. L'hypothèse de toit rigide se traduit par

$$h(x, y, t + NT) + \xi_b(x, y, t + NT) = h(x, y, t) + \xi_b(x, y, t) \quad (8)$$

où ξ_b représente l'évolution du fond, d'où

$$\begin{aligned} \bar{V}(x, y, t + NT) &= \frac{\bar{Q}(x, y, t + NT)}{h(x, y, t + NT)} \\ &= \frac{\bar{Q}(x, y, t + NT)}{h(x, y, t) - (\xi_b(x, y, t + NT) - \xi_b(x, y, t))} \end{aligned}$$

Le transport solide q étant une fonction du courant et de la hauteur d'eau, on peut écrire $\bar{q} = \bar{q}(\bar{V}, h) = \bar{q}(\bar{Q}, h)$, soit au temps $t+NT$ et en omettant les coordonnées (x, y) pour alléger les notations :

$$\bar{q}(\bar{Q}(t + NT), h(t + NT)) = \bar{q}(\bar{Q}(t), h(t + NT))$$

En développant $h(t+NT)$ au premier ordre selon (8), il vient

$$\bar{q}(\bar{Q}(t), h(t + NT)) = \bar{q}(\bar{Q}(t), h(t)) - (\xi_b(t + NT) - \xi_b(t)) \frac{\partial \bar{q}}{\partial h}(t) + O(\xi_b^2) \quad (9)$$

L'évolution du fond au cours d'une marée s'obtient par intégration de l'équation de conservation du sédiment sur une marée :

$$\int_{NT}^{(N+1)T} \left((1-p) \frac{\partial \xi_b}{\partial t}(t) + \text{div}(\bar{q}(t)) \right) dt = 0$$

ou encore

$$(1-p)(\xi_b((N+1)T) - \xi_b(NT)) = - \int_{NT}^{(N+1)T} \text{div}(\bar{q}(t)) dt = - \int_0^T \text{div}(\bar{q}(t+NT)) dt \quad (10)$$

Comme l'évolution des fonds au cours d'une marée est faible, on peut faire l'approximation suivante :

$$(\xi_b(t + NT) - \xi_b(t)) \approx \xi_b(NT)$$

d'où, d'après (9),

$$\int_0^T \text{div}(\bar{q}(t+NT)) dt = \int_0^T \text{div}(\bar{q}(t)) dt - \text{div} \left(\xi_b(NT) \int_0^T \frac{\partial \bar{q}}{\partial h}(t) dt \right) + O(\xi_b^2) \quad (11)$$

Or au cours de la première marée, on peut calculer les grandeurs initiales suivantes :

$$\frac{\int_0^T \text{div}(\bar{q}(t)) dt}{(1-p)} = -\xi_b(T) \quad \text{et} \quad \frac{1}{(1-p)} \int_0^T \frac{\partial \bar{q}}{\partial h}(t) dt = \bar{\Gamma}(T) \quad (12)$$

En reportant (11) et (12) dans (10) et en négligeant les termes du second ordre en ξ_b , il vient

$$(\xi_b((N+1)T) - \xi_b(NT)) = +\xi_b(T) + \text{div}(\xi_b(NT)) \bar{\Gamma}(T) \quad (13)$$

Cette expression montre que l'évolution des fonds à la marée (N+1) peut être déduite de l'évolution à la marée précédente N et de termes calculés lors de la marée initiale. Le pas de temps morphologique demeure alors la période de la marée T, tandis que le calcul hydrodynamique et sédimentaire complet n'est effectué qu'au cours de la première marée. Notons cependant que l'hypothèse permettant le développement de cette méthode repose sur la conservation des débits et la non-déviations des vitesses. Lorsque la nouvelle configuration

des fonds diffère trop de la configuration initiale, cette hypothèse n'est plus vérifiée et il est de rigueur de réitérer le calcul complet.

5 - 2 - 5 - Comparaison des méthodes

Latteux (1987) a comparé ces 4 méthodes pour différents coefficients de filtrage (coefficient d'allongement de la marée pour la troisième méthode ou nombre de marées auxquelles est appliqué le transport calculé sur une marée pour les autres), dans le cas d'une onde de marée unidimensionnelle se propageant sur un relief accidenté. Les résultats d'évolution des fonds sont comparés aux évolutions de référence résultant d'un calcul complet après chaque ajustement de topographie. L'erreur relative est ensuite représentée en fonction du coefficient de filtrage et du temps de calcul.

Pour toutes les méthodes, l'erreur relative due au filtrage demeure inférieure à 1% jusqu'à des coefficients de filtrage de 100, et de l'ordre de 5 à 10% selon les méthodes pour des coefficients de filtrage de 300. Les méthodes les plus précises sont la seconde et la quatrième, mais cette dernière implique un surcoût de calcul de 25 à 100% par rapport à la seconde suivant le coefficient de filtrage.

Pour une situation particulièrement propagative (dans les régions où la propagation de dunes ou la migration de chenaux sont importantes), la technique d'allongement de la marée fournit les meilleurs résultats. En revanche, elle ne permet pas l'usage de coefficients de filtrage élevés pour les zones à forts gradients de pente.

D'autre part, une caractéristique intéressante de ces méthodes est, pour un coefficient de filtrage déterminé, la diminution de l'erreur relative lorsque la durée de la simulation augmente. Ce comportement doit résulter de la compensation des erreurs commises au cours du temps.

5 - 3 - Analyse de sensibilité appliquée à la région des passes

La première méthode d'extrapolation étant trop approximative, nous avons limité notre étude à l'examen de la seconde (extrapolation centrée) et de la troisième (allongement de la marée) qui ne requièrent pas un surcoût de calcul important. Nous n'avons pas considéré la dernière méthode relativement plus coûteuse.

Les performances de ces méthodes ont été évaluées par Latteux (1995) sur des cas tests, mais leur comportement en présence d'écoulements complexes n'a pas été étudié à notre connaissance. En l'absence de mesures - en l'occurrence de levés bathymétriques - suffisamment rapprochés assortis des conditions hydrodynamiques perdurant entre deux levés -, les critères de choix des paramètres utilisés pour les techniques de calcul à long terme reposent sur la cohérence des résultats pour différentes valeurs des paramètres d'une part, et sur les performances numériques d'autre part. Cette section est consacrée à une analyse de sensibilité des paramètres introduits pour les méthodes d'extrapolation centrée et d'allongement de la marée.

5 - 3 - 1 - Extrapolation centrée

Les deux paramètres numériques permettant de réduire le temps de calcul sont ici le nombre de marées N définissant le pas de temps morphologique et le nombre M_r d'ajustement des vitesses par continuité.

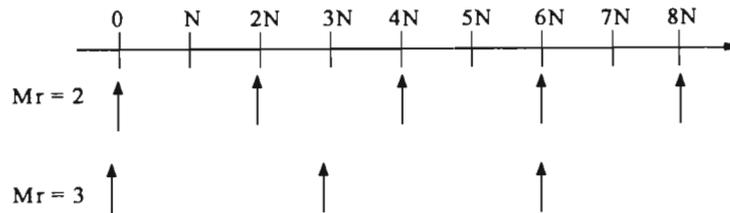


Figure 31 : Ajustement des vitesses par continuité ou calcul complet en fonction de M_r . Les flèches représentent les instants du calcul complet.

Influence de N

M_r étant fixé, nous avons comparé les évolutions morphologiques obtenues pour un pas de temps morphologique N de 1, 10, 20 et 25 marées. Cette méthode permet de diviser le temps de calcul par N , mais on observe l'apparition d'instabilités après quelques pas de temps morphologiques pour $N = 25$. La figure 32 représente les hauteurs de sédimentation ou d'érosion obtenues avec $N = 20$ en fonction de celles obtenues avec $N = 10$, pour $M_r = 2$, après respectivement 800 et 1600 marées. Bien que les variations entre les résultats soient faibles, on constate qu'elles s'accroissent avec le temps de calcul.

Influence de M_r

Pour N fixé, on a effectué les tests suivants : $M_r = 1$ (calcul hydrodynamique après chaque changement de topographie), $M_r = 3$ (2 ajustements des vitesses par continuité) et $M_r = 5$ (4 ajustements des vitesses par continuité). Les différences entre les simulations demeurent généralement faibles (Figure 33). L'augmentation du nombre de corrections des vitesses par continuité semble par ailleurs réduire certaines erreurs systématiques (on constate pour $M_r = 1$ l'apparition d'irrégularités topographiques irréalistes supprimées par l'introduction de l'ajustement par continuité). En revanche, il est inutile d'effectuer un trop grand nombre de ces corrections puisque le temps de calcul ne s'en trouverait pas réduit ; en effet, pour M_r trop grand, l'hypothèse de conservation des flux d'eau n'étant plus respectée, on a constaté que les évolutions des fonds induites par les vitesses issues d'une correction par continuité sont plus faibles que celles induites par un nouveau calcul hydrodynamique. Il semble que la valeur $M_r = 3$ fournisse un compromis acceptable.

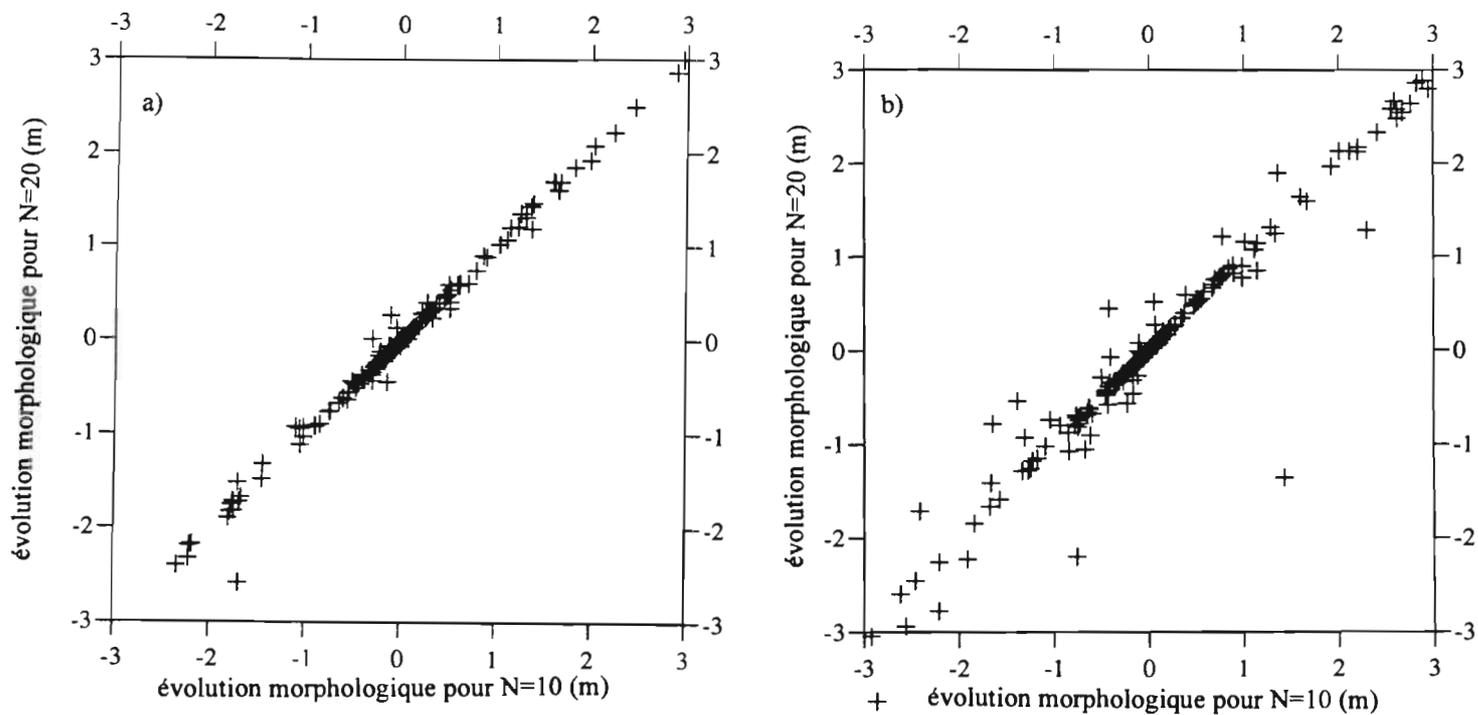


Figure 32 : Influence de N : pour $M_r = 2$, évolutions du fond pour $N=20$ en fonction des évolutions pour $N = 10$. a) après 800 marées ; b) après 1600 marées

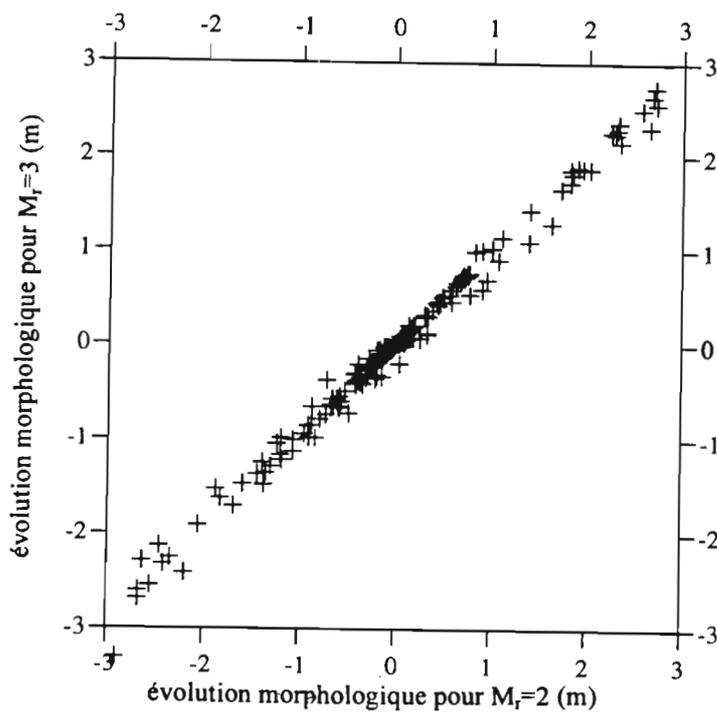


Figure 33 : Influence de M_r : pour $N = 10$, évolutions du fond pour $M_r = 3$ en fonction des évolutions pour $M_r = 2$

Cette analyse de sensibilité des paramètres N et M_r , indépendamment l'un de l'autre n'est pas suffisante. Ainsi, on a constaté que l'augmentation du nombre de corrections par continuité permettait d'augmenter la valeur de N sans apparition d'instabilités. Dans la mesure où les évolutions morphologiques sont respectées, le critère de choix pour la combinaison (N, M_r) est alors le temps de calcul requis pour simuler un laps de temps équivalent. D'autre part, certaines combinaisons conduisent à des instabilités inexplicables, qui n'apparaissent pas si on modifie légèrement l'un des deux paramètres. Ces instabilités pouvant apparaître après un temps de calcul imprévisible, le choix de la combinaison (N, M_r) fondé sur des calculs de courte durée demeure toujours hasardeux.

5 - 3 - 2 - Allongement de la marée

Le seul paramètre à considérer ici est le pas de temps morphologique. En effet, la topographie est modifiée à chaque pas de temps sédimentologique, et les vitesses au pas de temps suivant doivent également rendre compte des variations dues à la marée. On effectue par conséquent un unique ajustement des vitesses par continuité après chaque changement de topographie afin d'éviter d'éventuelles divergences numériques. Ces vitesses corrigées ne sont pas utilisées pour réitérer le calcul de transport sédimentaire : elles sont réintroduites dans le module hydrodynamique qui calcule les vitesses aux pas de temps suivants en fonction de la nouvelle configuration des fonds et du forçage de la marée.

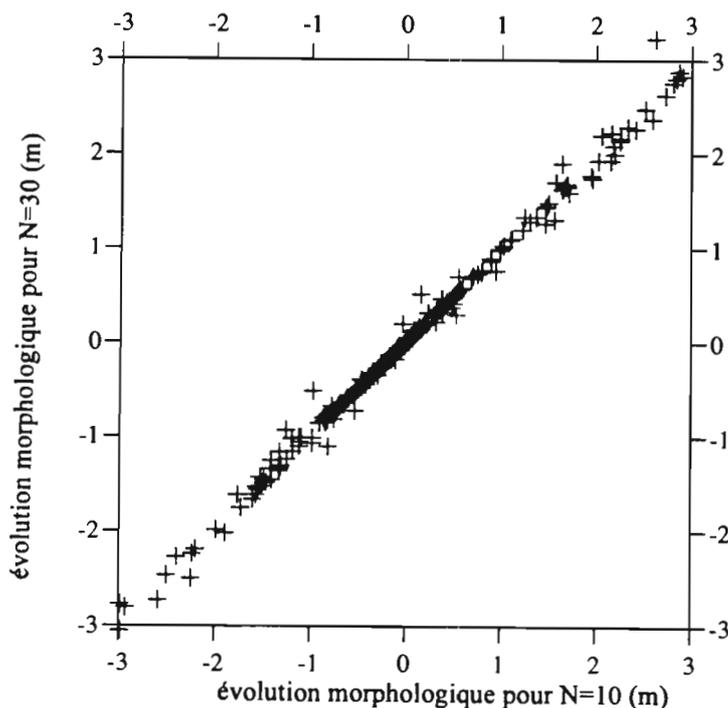


Figure 34 : Evolutions morphologiques pour $N = 30$ en fonctions des évolutions pour $N = 10$ (marée allongée);

La chronologie des courants de marée n'étant plus respectée au cours de cette simulation, nous avons vu que Latteux recommande de limiter le nombre N de marées au cours d'un pas de temps morphologique de sorte que l'excursion des corps sédimentaires n'excède pas une à deux mailles au cours d'une marée allongée. Nous avons comparé les évolutions morphologiques obtenues avec des valeurs de 10, 20, 30 et 50. Jusqu'à une valeur de $N = 30$, l'évolution du fond est représentée de manière similaire pour les différentes valeurs de N (Figure 34). Le calcul effectué avec $N = 30$ est 3 fois plus rapide qu'avec $N = 10$. En revanche, pour $N = 50$, d'importantes divergences apparaissent. Nous adopterons par conséquent pour la suite la valeur 30.

5 - 4 - Comparaison des méthodes appliquées à Arcachon

Deux techniques de calcul à long terme ont été étudiées. Les paramètres numériques déterminants sont :

- pour les deux méthodes le pas de temps morphologique, défini par le nombre N de marées durant lequel on considère le transport constant.
- pour la méthode d'extrapolation centrée, le nombre M_r de réajustement des vitesses par continuité après chaque calcul hydrodynamique complet.

Pour la méthode d'allongement de la marée, le paramètre N peut être pris égal à 30 sans que les résultats en soient notablement altérés. Pour la méthode d'extrapolation centrée, N ne peut être pris supérieur à 20. L'augmentation du paramètre M_r semble réduire les erreurs systématiques dues à des valeurs élevées de N . Ainsi, pour $N = 10$, l'évolution morphologique présente une divergence singulière avec $M_r = 1$ qui n'apparaît pas pour $M_r = 2$, tandis que l'allure des fond présente par ailleurs une évolution similaire dans les deux cas.

En l'absence d'évolution de référence observée, il est délicat de comparer la validité de ces deux méthodes appliquées à la situation réelle des passes. Nous considérerons par conséquent qu'une évolution de référence est celle obtenue sans ajustement des vitesses par continuité ($M_r = 1$) et pour $N = 1$. Les résultats des deux méthodes diffèrent cependant puisque la méthode d'allongement de la marée (notée méthode 2 par la suite) effectue un changement de topographie après chaque pas de temps sédimentologique tandis que la méthode d'extrapolation centrée (notée méthode 1) intègre le transport par marée avant de modifier les fonds.

La figure 35 représente les évolutions morphologiques de référence pour les 2 méthodes après 24 heures de calcul sur une station Sun Sparc 1000E. La simulation par la méthode 2 est nécessairement plus lente que par extrapolation centrée puisqu'elle requiert 81 changements de topographie par marée. Après un même temps de calcul, 180 marées ont été simulées par la méthode 2 et 480 par la méthode 1. Il est néanmoins remarquable que l'allure générale des passes soit comparable après 480 marées simulées par la méthode 1 et 180 simulées par la méthode 2, ce qui indiquerait que l'intégration du transport sédimentaire sur une marée induit une sous-estimation des modifications morphologiques. La principale caractéristique de l'évolution des fonds est le creusement d'une passe orientée à l'Ouest au droit du Cap Ferret, accompagné d'une érosion du Banc du Toulinguet qui prend par ailleurs une forme allongée dans la direction Nord-Est - Sud-Ouest. Un delta de jusant se dessine autour de cette nouvelle passe, au Nord par l'effet du tourbillon que nous avons précédemment observé sur la face océanique de la Flèche du Cap Ferret, et au Sud par le

morcellement du banc du Toulinguet et le sédiment chassé par la nouvelle passe. Les passes Nord et Sud sont quant à elles approfondies et une brèche s'ouvre à l'extrémité Nord du Banc d'Arguin. Le Sud-Ouest de ce banc s'engraisse par ailleurs.

Les résultats des deux simulations de référence diffèrent d'une part au Moulleau, où le banc de Bernet se scinde en deux parties pour la méthode 2, et d'autre part au niveau de l'ouverture de la passe au droit du Cap Ferret, où le delta de jusant présente des allures légèrement différentes. La méthode 1 laisse entrevoir en particulier une ramification de cette nouvelle passe.

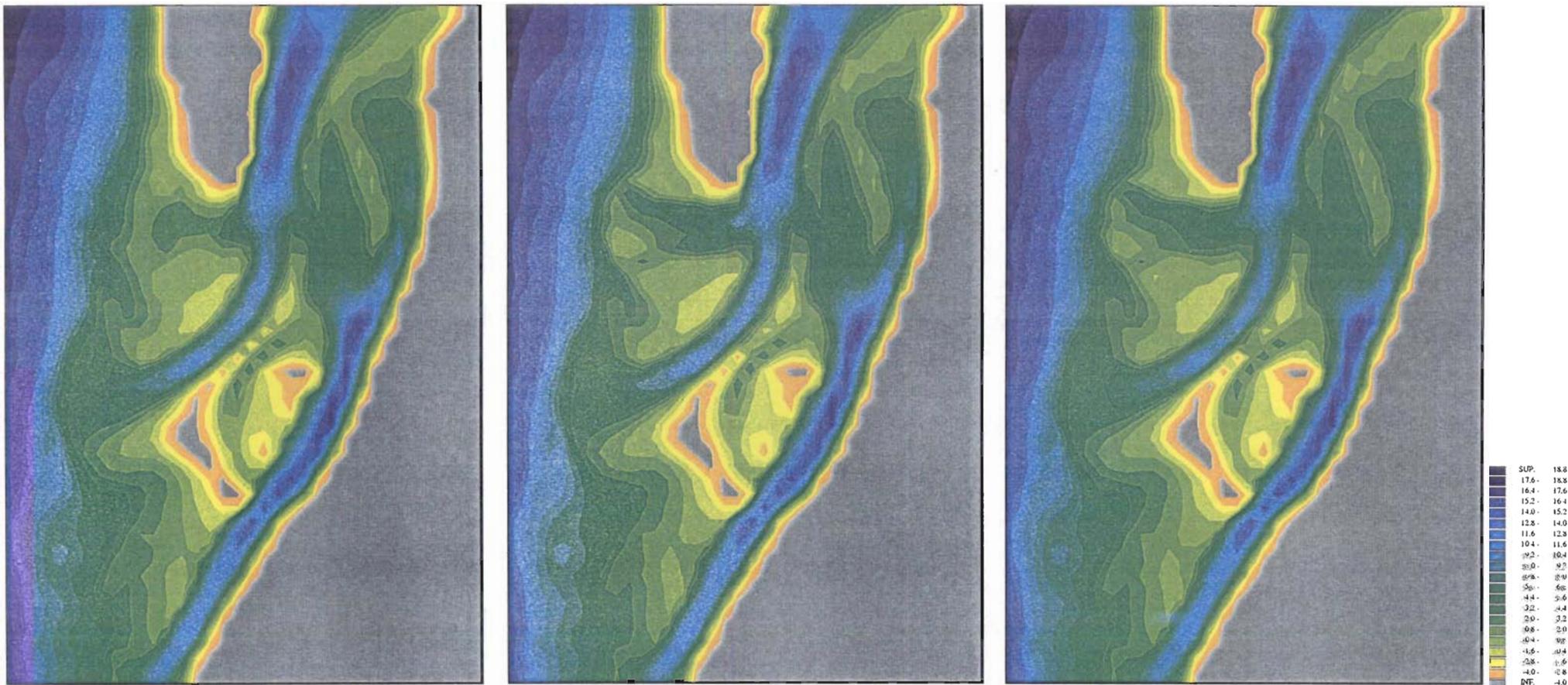
Afin de déterminer quelle technique privilégier pour les calculs suivants, nous avons comparé les distorsions induites pour chaque méthode par l'allongement du pas de temps morphologique par 10 ($N = 10$).

Pour la méthode 2, les distorsions sont minimales comme le montre la figure 36. Les principales caractéristiques de l'évolution des passes sont respectées. La méthode 1 présente un comportement tout différent : bien que la comparaison entre des simulations effectuées avec $N = 10$ et $N = 20$ nous aient permis de penser qu'il était valide d'augmenter la valeur de N (tout en augmentant celle de M_r), la comparaison entre la simulation de référence et la simulation $N = 10$ montre des évolutions relativement divergentes. En effet, la passe ouverte au droit du Cap Ferret se scinde en deux branches pour $N = 10$, ce qui confère au nouveau delta de jusant une allure différente de celle de référence. Le banc du Toulinguet présente quant à lui une forme moins allongée, et la brèche du banc d'Arguin est plus étroite. Si on augmente alors M_r , dont l'effet semble réduire les erreurs systématiques, on observe une morphologie plus lissée qu'auparavant, mais la persistance d'une fourche dans la nouvelle passe qui est par ailleurs moins large que pour $M_r = 1$. La brèche du Banc d'Arguin n'apparaît plus (Figure 37).

5 - 5 - Conclusion

Pour $N = 1$, il est délicat de déterminer laquelle des simulations de référence est la plus représentative de la réalité. Intuitivement, la seconde méthode paraît dans ce cas plus rigoureuse puisqu'elle n'effectue pas l'intégration des transports sur une marée et réactualise plus régulièrement la topographie, mais cette caractéristique n'est plus vérifiée dès que N est supérieur à 1. Néanmoins, nous avons vu que le comportement de la première méthode lorsque N et M_r sont modifiés affecte l'évolution morphologique dans une plus grande mesure que la seconde méthode. L'apparition d'une fourche dans la passe qui s'ouvre au droit du Cap Ferret (et ce après moins de 500 marées) laisse en effet augurer d'autres irrégularités pour des simulations à plus long terme.

Pour une application à l'étude du Bassin d'Arcachon, il semble par conséquent plus rigoureux d'utiliser la méthode d'allongement de la marée pour les calculs à long terme. Nous avons vu que le coefficient d'allongement pouvait être porté à 30 sans que les résultats en soient notablement affectés, ce qui permet un gain d'effort de calcul appréciable.



a)

b)

c)

Figure 35 : Topographie des passes initiale (a) et obtenue par les deux méthodes : b) marée 480, extrapolation centrée (méthode 1), c) marée 180, allongement de la marée (méthode 2).

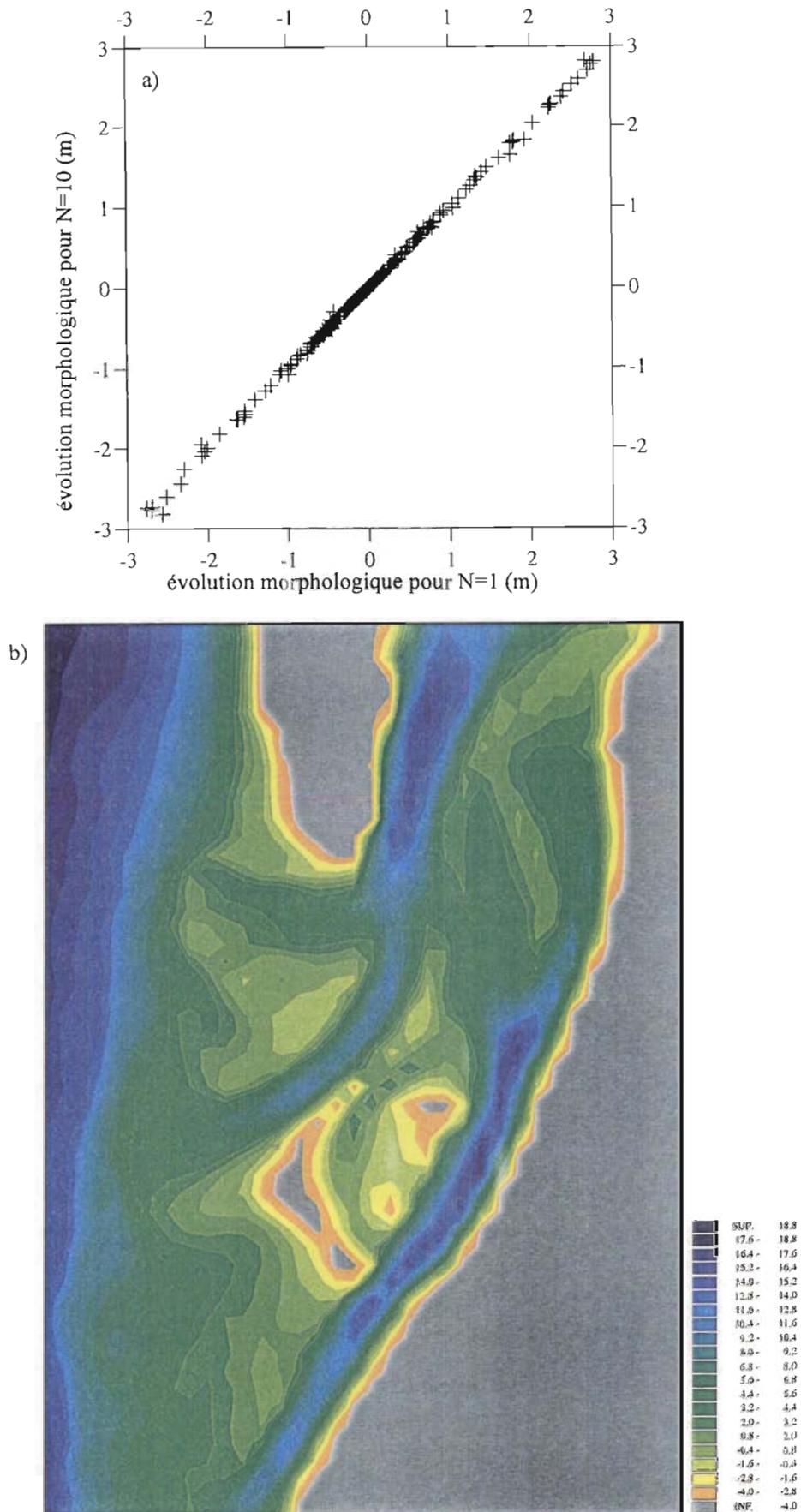


Figure 36 : Méthode 2 : a) Evolutions topographique pour N = 10 en fonction des évolutions pour N = 1. b) Topographie après 18 pas de temps morphologiques pour N = 10 (à comparer avec la marée 180 de la simulation de référence 2, Figure 35b)

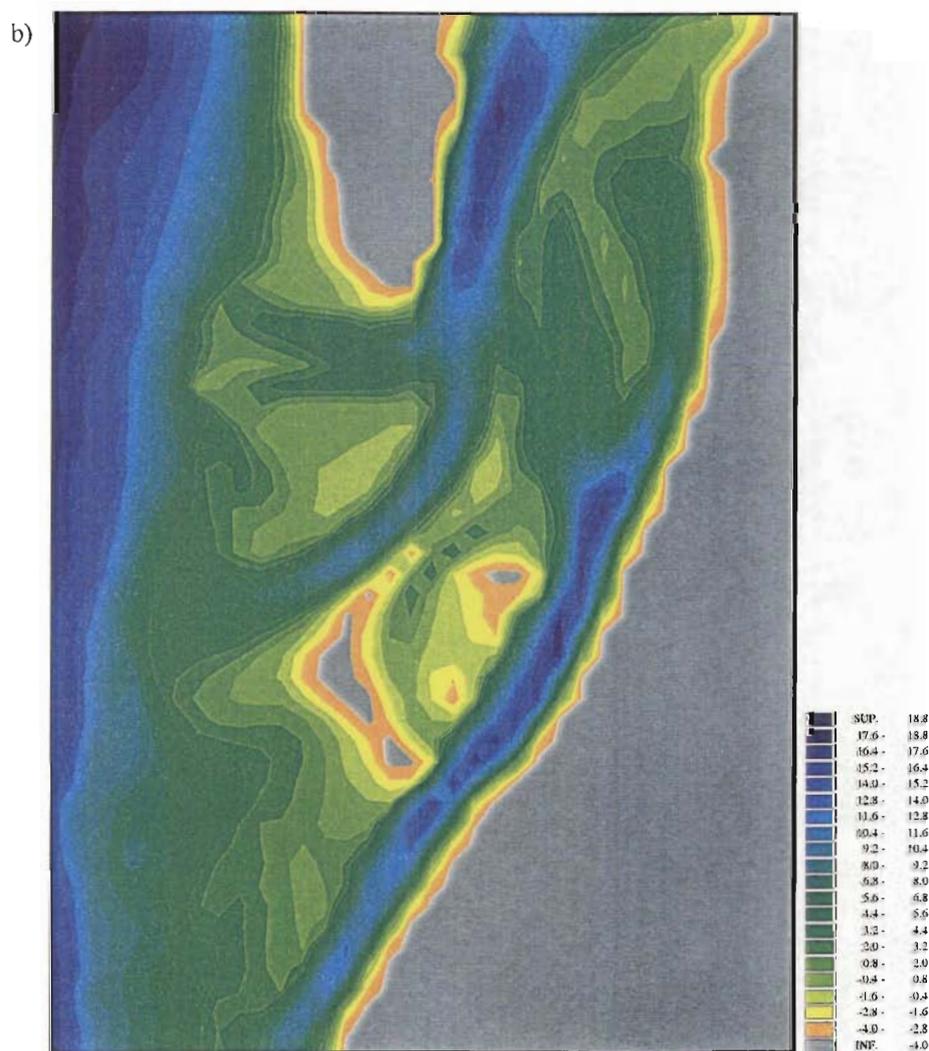
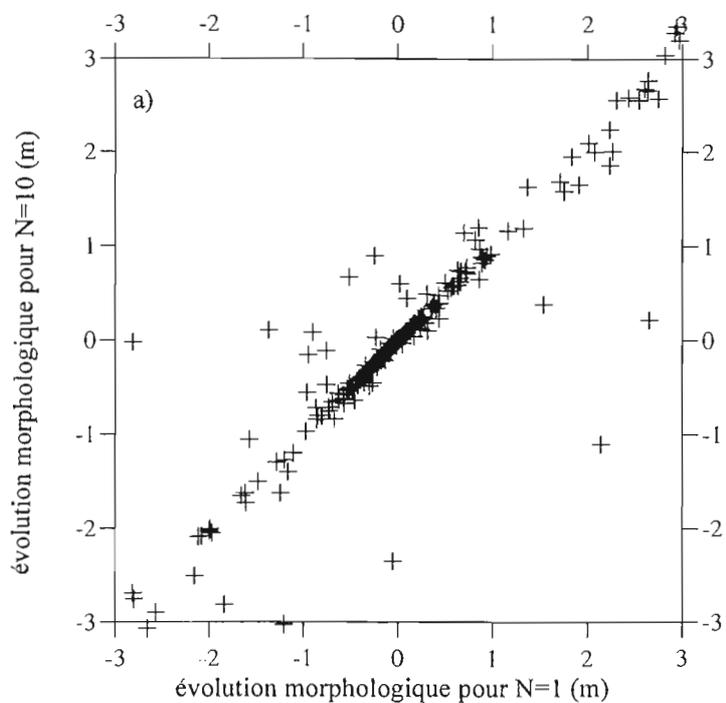


Figure 37 : Méthode 1 : a) Evolutions topographique pour N = 10 en fonction des évolutions pour N = 1. b) Topographie après 48 pas de temps morphologiques pour N = 10 (à comparer avec la marée 480 de la simulation de référence 1, Figure 35a)

6 - EVOLUTION MORPHOLOGIQUE A MOYEN TERME

Une première simulation a consisté à considérer pour situation **initiale** un bassin hypothétique dont la topographie intérieure seraient identique à la topographie actuelle, mais dont la zone des passes serait uniformément profonde de 3 m sous le niveau des plus basses mers. L'objectif de cette expérience est d'étudier le comportement du bassin dans cette situation, et de comparer la création et l'évolution d'un réseau de passes avec la situation actuelle. Cette simulation devra également mettre en évidence d'éventuelles aberrations dues au modèle lui-même.

L'évolution morphologique du bassin actuel en présence de marée seule a ensuite été simulée pour 150 pas de temps morphologiques. Différentes échelles de temps caractérisent les modifications topographiques selon la région considérée : on peut distinguer l'ensemble Banc du Toulinguet-Cap Ferret à l'évolution la plus rapide, tandis que les Bancs du Moulleau et d'Arguin ainsi que les passes internes évoluent plus lentement.

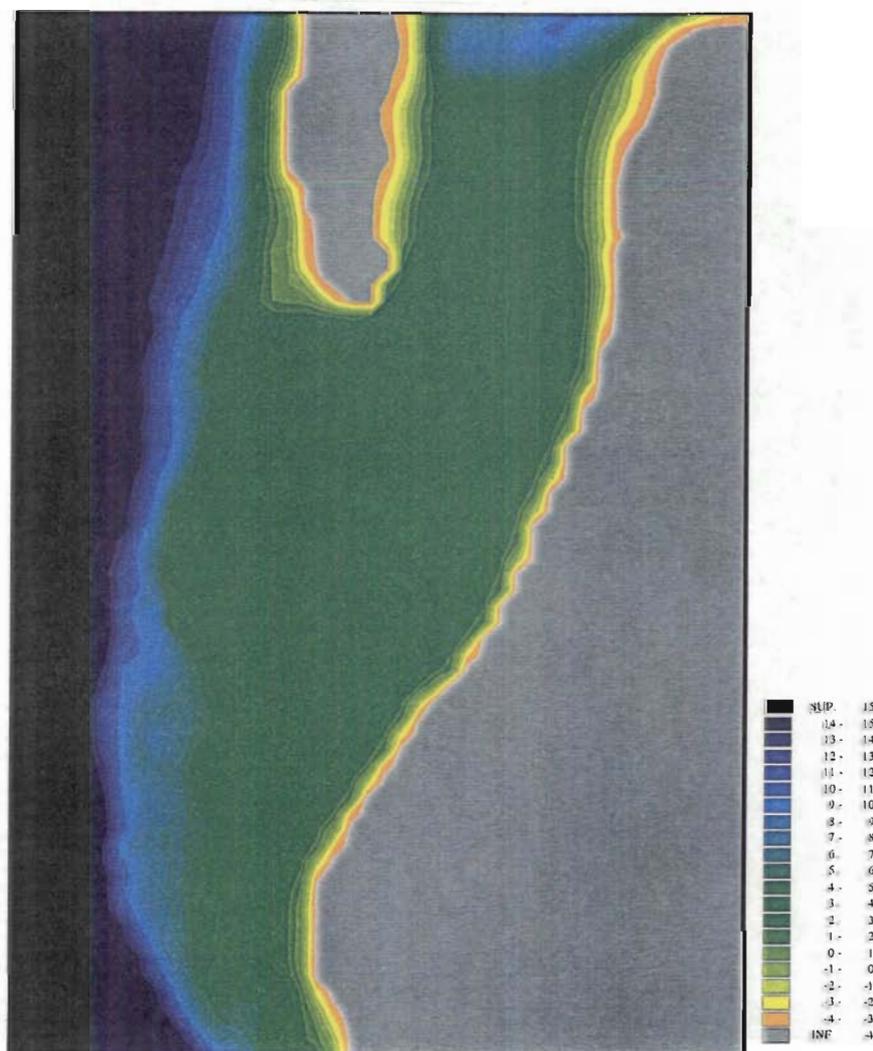


Figure 38 : Topographie initiale dans la configuration sans passes.

6 - 1 - Evolution d'un bassin initialement sans passes

La figure 38 représente la topographie initiale de la région des passes hypothétique : la configuration intérieure du bassin jusqu'à la latitude de Bélisaire est inchangée tandis que la profondeur entre cette latitude et la limite occidentale de l'actuel delta de jusant est uniformément de 3 m. Cette hauteur d'eau permet le remplissage et la vidange du bassin, et les courants induits par cette topographie initiale sont représentés Figure 39 pour une marée de coefficient 90.

Les lignes de courant épousent la côte à l'Est de la zone (orientation Sud-Ouest Nord-Est), et leur courbure s'accroît vers l'Ouest à mesure qu'on se rapproche du Cap Ferret qu'elles contournent. La dominance des courants de jusant sur les courants de flot est toujours observée, et leur intensité diminue à mesure qu'on s'éloigne de la flèche. L'intensité maximale des courants de marée est par ailleurs de l'ordre de 1 m/s, soit beaucoup plus faible que dans les passes actuelles.

La figure 40 présente les résultats de cette simulation pour une marée représentative de 90 et un pas de temps morphologique $N = 30$. Une passe se creuse rapidement le long de la rive orientale de la Flèche du Cap Ferret. Au Sud de la latitude du Cap, son axe s'oriente vers le Sud-Ouest tandis que les bancs de sable d'un delta de jusant se constituent de part et d'autre. Après 150 pas de temps morphologiques, on distingue l'esquisse d'une seconde passe longeant la côte d'Arcachon. Sa présence est surtout visible par le fait que la partie Sud du banc central tend à s'allonger selon l'axe de cette passe légèrement creusée. La passe la plus septentrionale se divise par ailleurs et une ramification s'oriente alors vers le Nord-Ouest.

La présence de bancs et de zones plus profondes provoque une accélération des courants de marée dans la configuration obtenue après 250 pas de temps morphologiques (Figure 41). Cette évolution est particulièrement sensible près du Cap Ferret où les passes sont déjà profondes. La dynamique de la région Sud des passes est plus lente, parce que plus éloignée de l'embouchure et que les vitesses y sont par conséquent plus faibles.

Nous n'avons malheureusement pas pu poursuivre cette simulation plus avant. On note néanmoins sur ces résultats la formation de deux bancs principaux dont les configurations peuvent rappeler les bancs du Toulouquet et d'Arguin ; rappelons que ces évolutions morphologiques résultent de l'action de la marée seule. Aucune dérive littorale n'est par conséquent susceptible de faire migrer ces bancs vers le Sud. Il sera intéressant de reconduire ces calculs en introduisant la houle afin de conclure quant à la capacité du modèle à reproduire une situation proche de la situation actuelle à partir d'une topographie hypothétique irréaliste.

Malgré toutes les hypothèses simplificatrices introduites au cours du développement de ce modèle, cette expérience montre qu'il fournit des résultats cohérents en induisant, à partir d'une topographie irréaliste, des évolutions morphologiques tendant à rapprocher la morphologie de la zone des passes d'une situation vraisemblable.

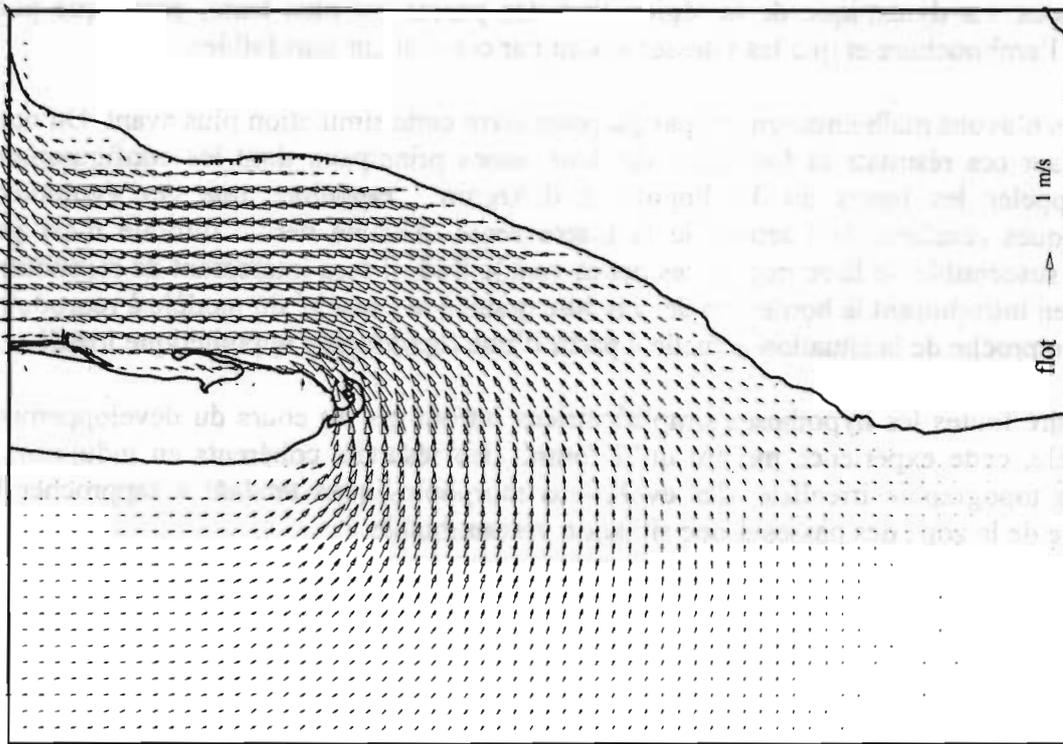
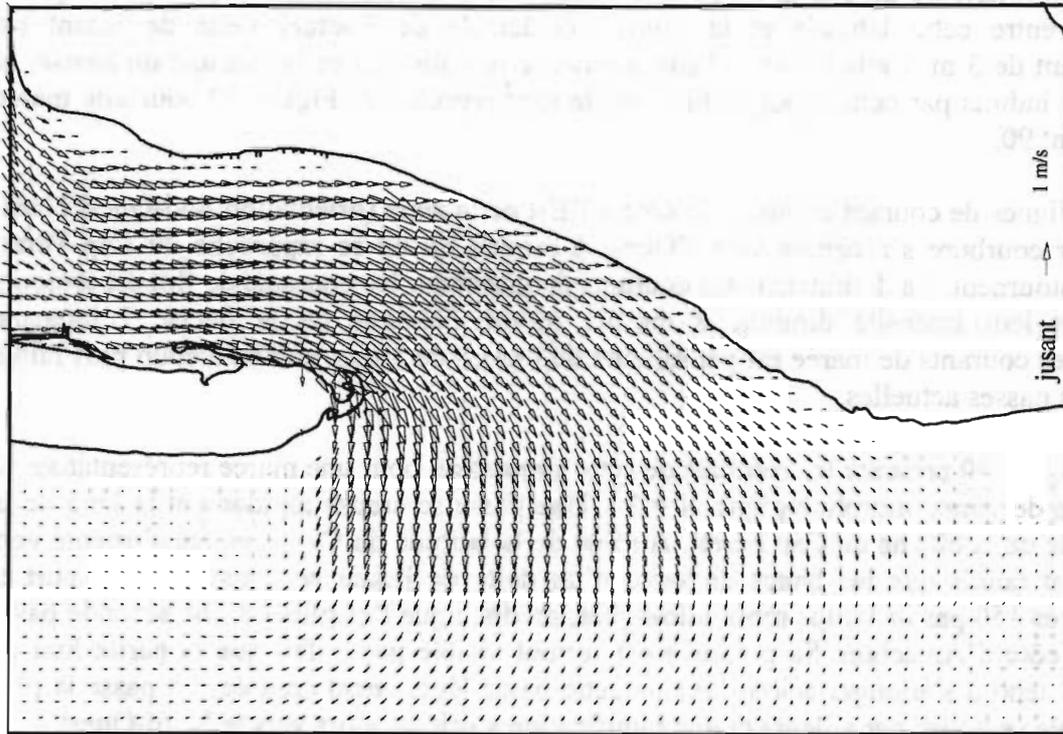
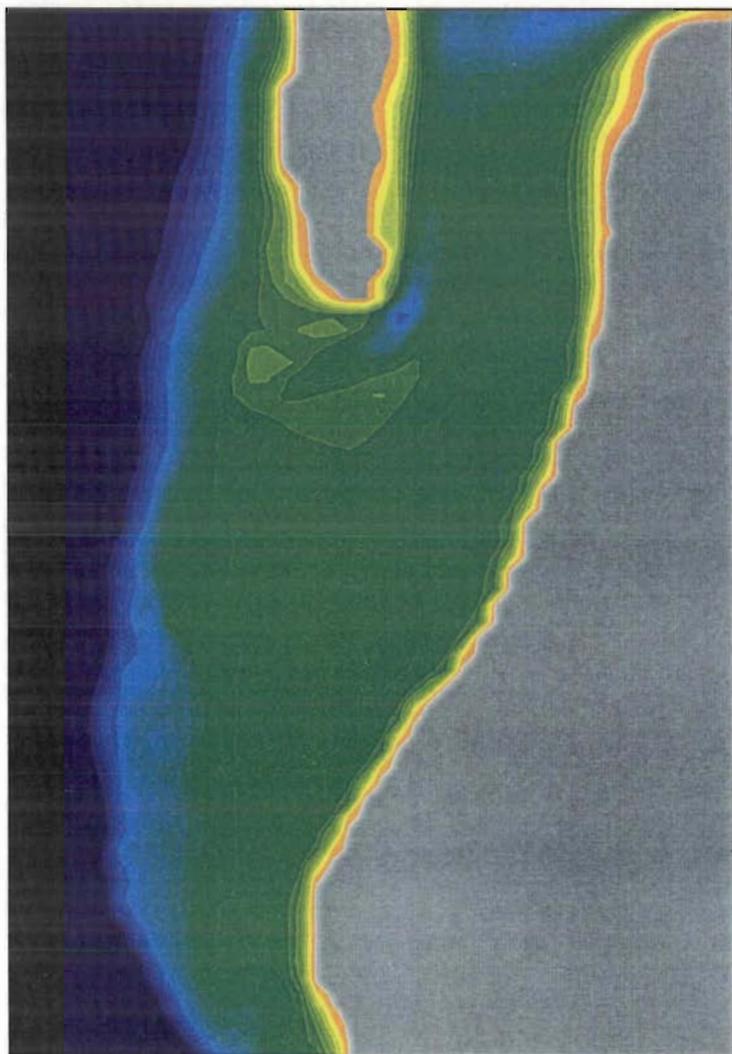


Figure 39 : Courants maximaux de flot et de jusant dans la configuration initiale sans passes.

50



150

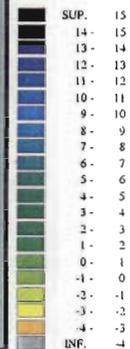
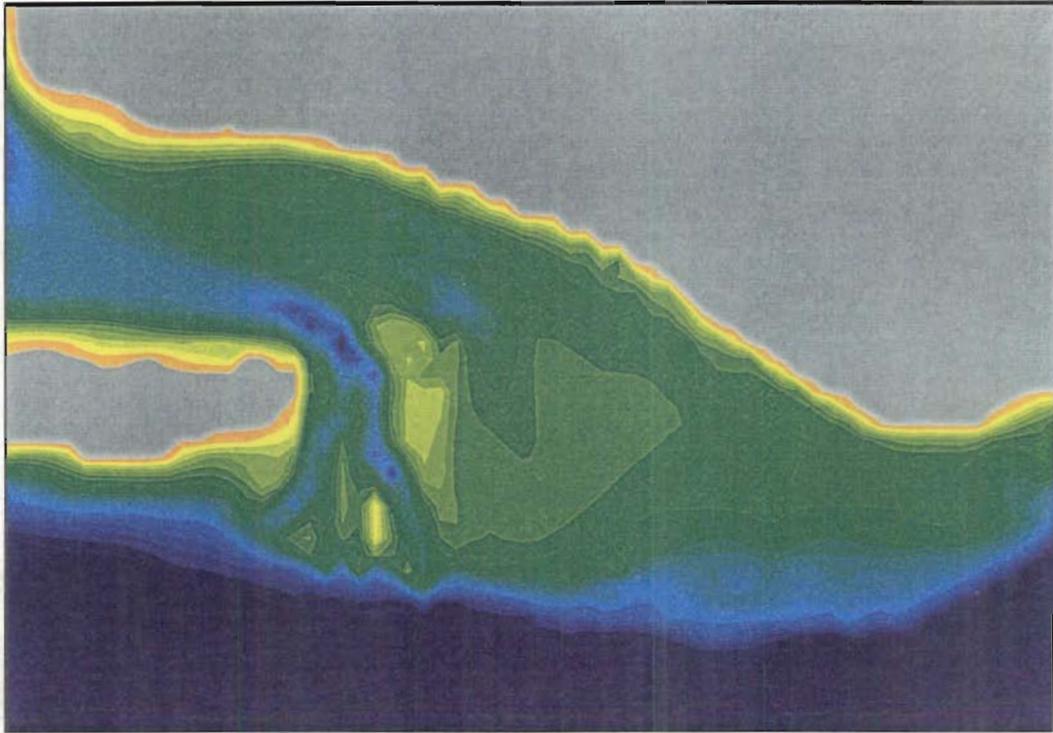


Figure 40 : Morphologie de la région des passes après 50, 150, 200 et 250 pas de temps morphologiques.

250



200

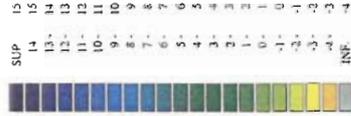
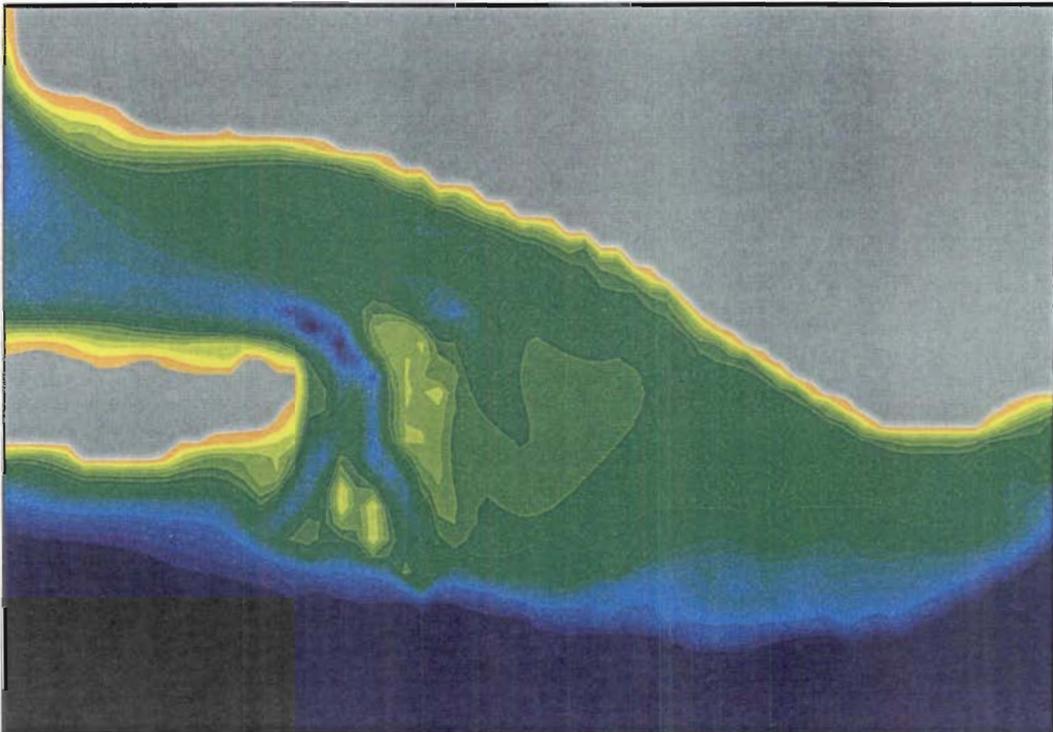


Figure 40 (cont.)

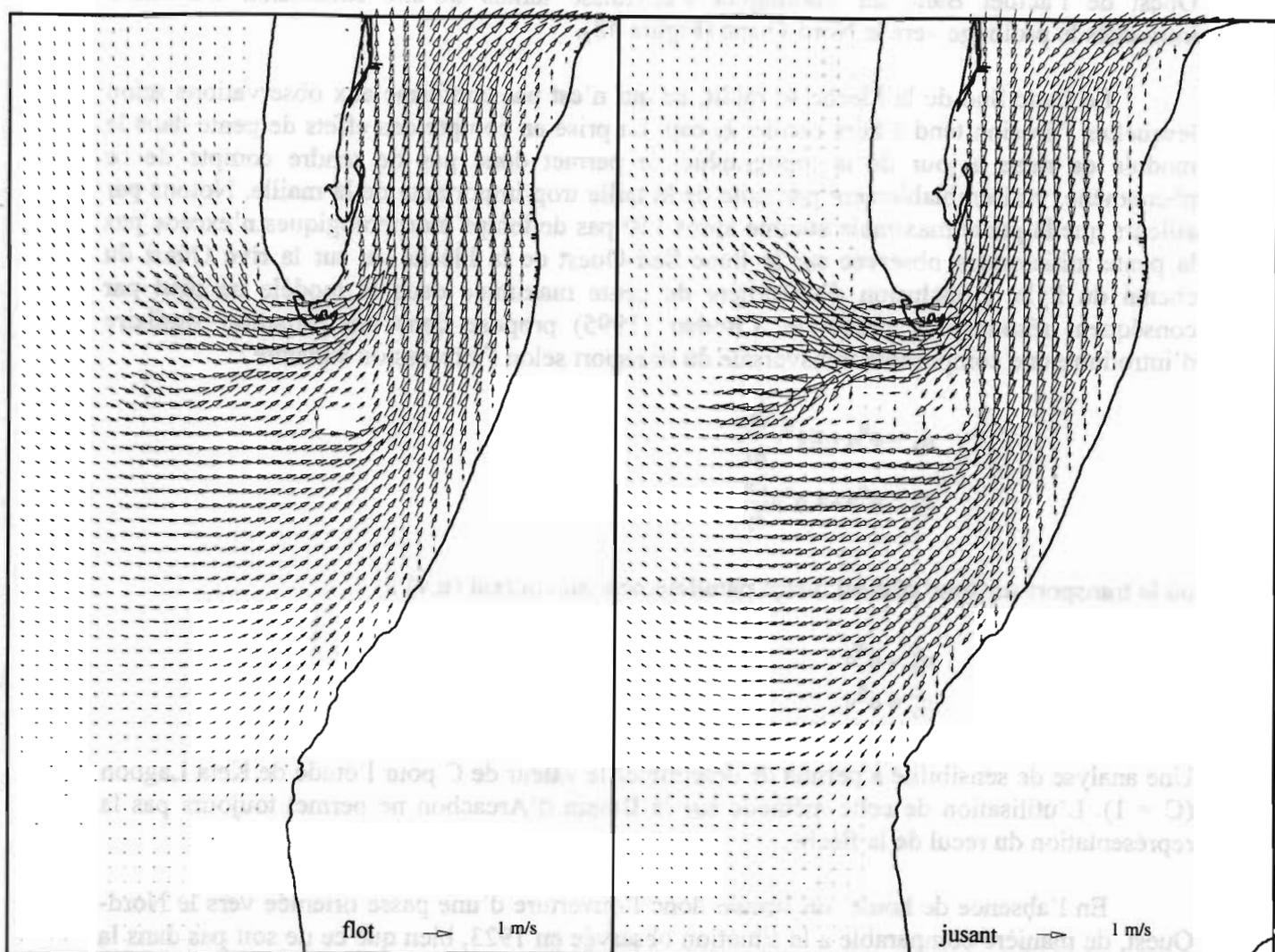


Figure 41 : Courants maximaux de flot et de jusant après 250 pas de temps morphologiques

6 - 2 - Evolution du bassin actuel

6 - 2 - 1 - Ouverture d'une passe au droit du Cap Ferret

Par suite des forts courants qui y règnent, le chenal du Ferret, celui du Pyla, la passe Nord et le Sud du Cap Ferret sont appelés à être les zones morphologiquement les plus actives. Néanmoins, une large étendue de ces régions étant recouverte de galets ou de graviers, on n'y assiste pas à l'intense érosion prévisible si elles étaient sableuses.

L'embryon de passe qui sépare actuellement la Flèche du Cap Ferret du Banc du Toulinguet est quant à lui sableux. Aussi son creusement s'effectue-t-il très rapidement, accompagné de la formation de cônes sableux de part et d'autre de l'embouchure de la nouvelle passe (comme observé sur le modèle physique du LCHF, voir chapitre 1). L'axe de

l'écoulement est initialement orienté à l'Ouest, puis s'incurve vers le Nord-Ouest. Le Sud-Ouest de l'actuel Banc du Toulinguet s'engraisse tandis qu'une succession « d'îlots » immergés le prolonge vers le Nord-Ouest (Figure 42).

Le flanc Sud de la Flèche se raidit, ce qui n'est pas conforme aux observations selon lesquelles l'érosion tend à faire reculer le cap. La prise en compte des effets de pente dans le module de mise à jour de la topographie ne permet donc pas de rendre compte de ce phénomène, vraisemblablement par suite de la taille trop importante de la maille. Notons par ailleurs que la pente maximale atteinte après 150 pas de temps morphologiques n'excède pas la pente initialement observée sur le flanc Sud-Ouest de la Flèche ou sur la rive Ouest du chenal du Pyla. L'inclusion d'un critère de pente maximale dans le modèle ne peut par conséquent résoudre ce problème. Chesher (1995) propose dans une situation similaire d'introduire une composante transversale du transport selon l'expression suivante :

$$q_x = \phi^0 u + C\phi^0 v \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$q_y = \phi^0 v + C\phi^0 u \frac{\partial h}{\partial y}$$

où le transport sur fond plat est dirigé parallèlement au courant (u,v) :

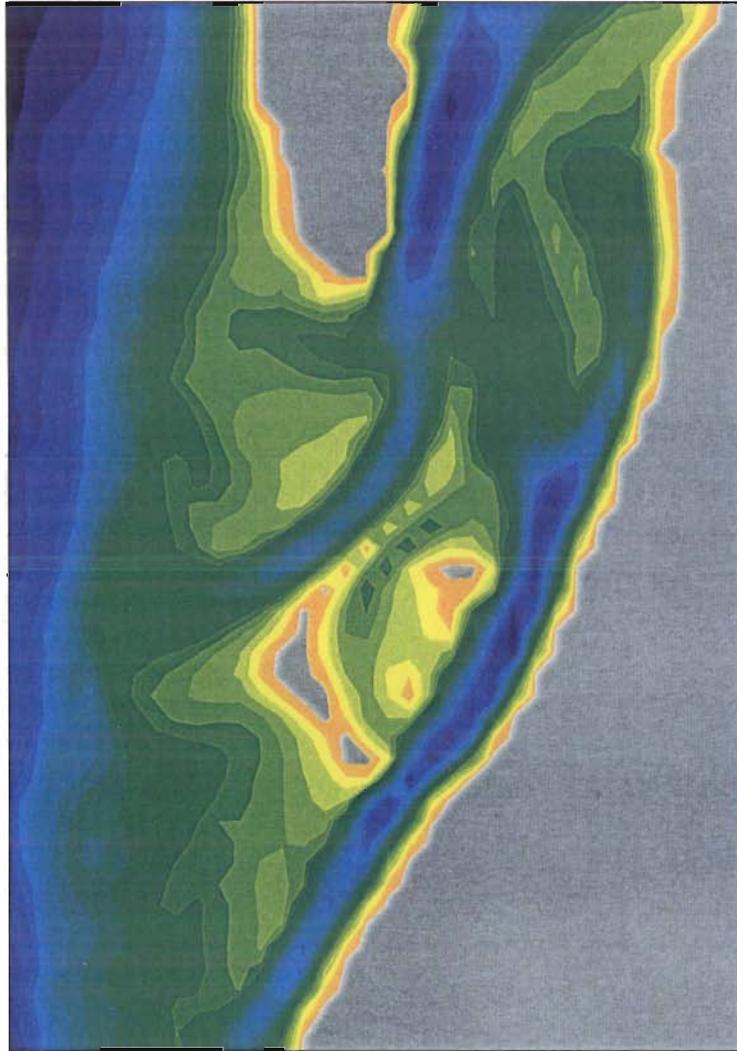
$$q_x^0 = \phi^0 u$$

$$q_y^0 = \phi^0 v$$

Une analyse de sensibilité a permis de déterminer la valeur de C pour l'étude de Keta Lagoon (C = 1). L'utilisation de cette méthode sur le Bassin d'Arcachon ne permet toujours pas la représentation du recul de la flèche.

En l'absence de houle, on simule donc l'ouverture d'une passe orientée vers le Nord-Ouest, de manière comparable à la situation observée en 1923, bien que ce ne soit pas dans la simulation l'actuelle passe Nord qui s'incurve, mais une nouvelle passe qui apparaisse. L'ouverture de cette passe peut néanmoins fournir un ordre de grandeur de l'échelle temporelle représentée par le modèle. Les 150 pas de temps morphologiques correspondent théoriquement à 4500 marées, soit un peu plus de 6 ans. Rappelons que la marée utilisée pour les calculs (marée représentative) fournit sur une année un transport 1.6 fois supérieur au transport annuel moyen. Dans ces conditions, les évolutions simulées sur 150 pas de temps morphologiques devraient correspondre à une dizaine d'années. Il est extrêmement délicat de calibrer ces résultats avec les observations puisque la houle a toujours été présente dans les situations réelles. D'après les cartes des anciennes configurations (Figure 6, chapitre 1), l'ouverture d'une passe fonctionnelle (i.e. profonde de plus de 5 m au niveau de la barre) requiert de 10 à 20 ans (1896 à 1905, 1965 à 1987). Les résultats de la simulation révèlent une passe fonctionnelle au droit du Cap Ferret après 20 pas de temps morphologiques, soit 16 mois calculés. Si on considère cette durée nécessaire à l'ouverture d'une passe suffisamment caractéristique pour fournir une calibration, l'extrapolation de cette relation entre la « durée simulée » et la « durée réelle » induit que vingt années simulées correspondraient à 150 à 300 années « nature ».

2



10

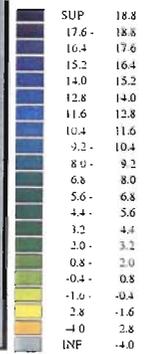
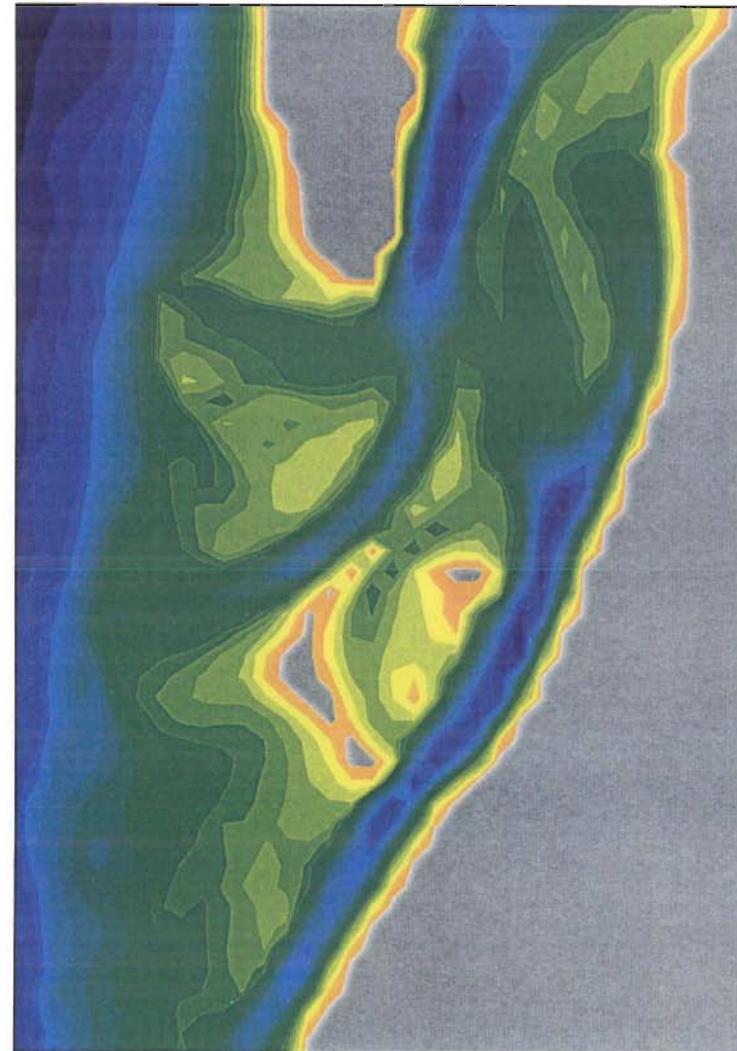


Figure 42 : Evolution morphologique de la zone des passes après 2, 10, 50 et 150 pas de temps morphologiques.

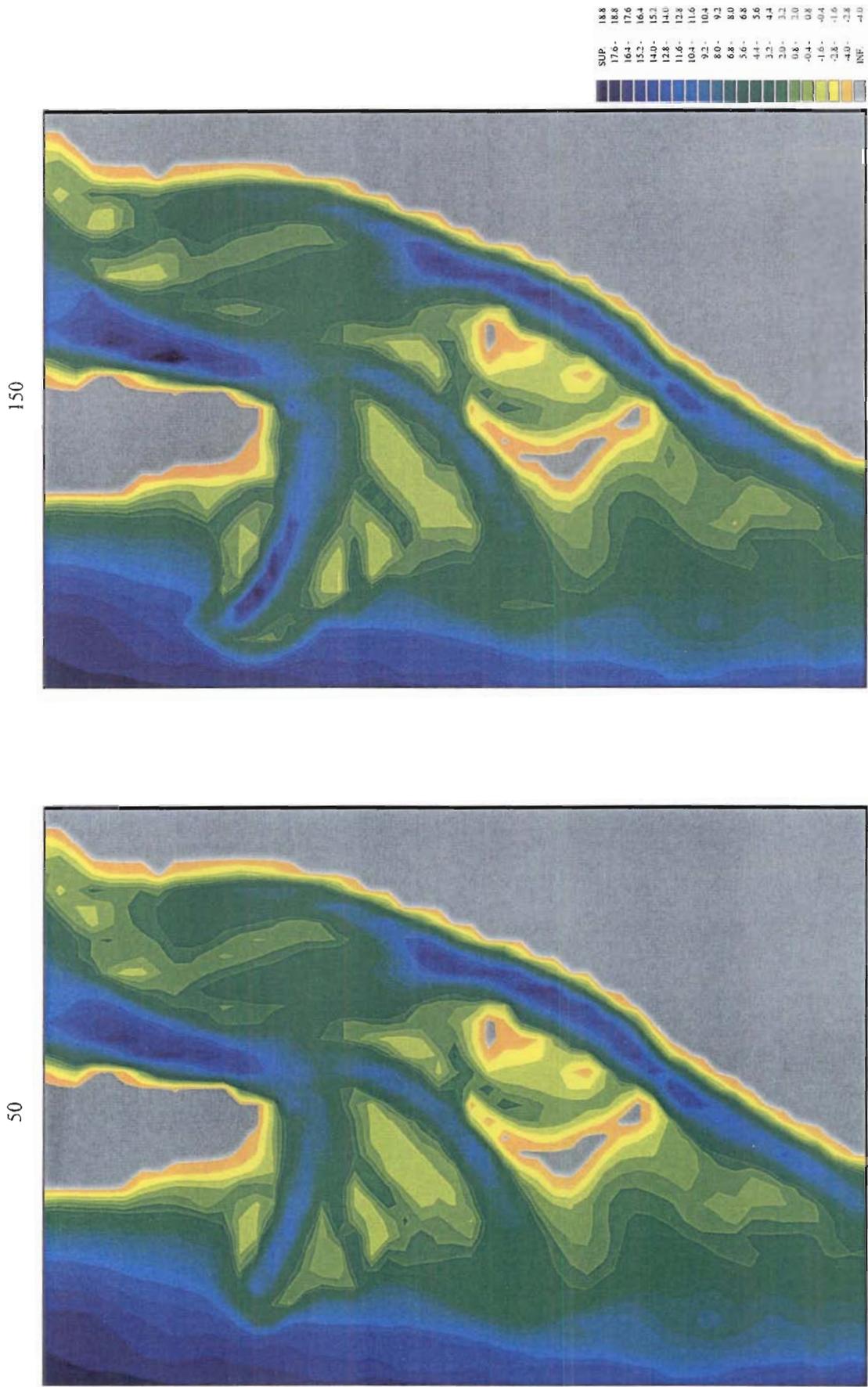


Figure 42 (cont.)

La différence d'échelle entre la simulation et les observations découle principalement de 3 approximations :

- l'influence de la houle n'est ici pas prise en compte. Aucune dérive littorale ne vient donc faire obstacle au creusement d'une passe ouverte sur l'océan. Il n'y a par ailleurs aucune force motrice susceptible de faire migrer bancs et passes.
- la formule de transport elle-même n'a pas été calibrée sur le site, et nous avons vu le degré d'incertitude que comporte une formulation de ce type. L'utilisation d'une marée représentative est certes cohérente avec la formule utilisée, mais on ne dispose pas de mesures permettant d'estimer les quantités de sable transportées au cours d'une marée réelle.
- nous avons considéré une granulométrie constante sur toute l'étendue du modèle et schématisé les zones couvertes de galets ou de graviers par des zones non-érodables. Il s'agit là d'approximations affectant d'une part le transport, et d'autre part l'évolution des fonds.

Les résultats montrent néanmoins que la marée seule peut être responsable de l'ouverture d'une passe orientée vers le Nord-Ouest à partir de la configuration de 1993.

6 - 2 - 2 - Evolution du banc d'Arguin et des passes internes

Une évolution lente caractérise le Banc d'Arguin, le Banc de Bernet et le chenal du Ferret au Nord du parallèle du Cap Ferret. Durant les 20 premiers pas de temps morphologiques, la simulation gomme les irrégularités de topographie présentes dans la situation initiale, en particulier visibles sur les deux « pointes » observables sur l'extrémité Sud-Ouest du Banc d'Arguin. On assiste ensuite à l'engraissement de cette même extrémité Sud du Banc d'Arguin et de sa pointe Nord, qu'une brèche tend par ailleurs à séparer du corps du banc. Le Banc de Bernet s'engraisse également, et se scinde en deux « îlots » qui émergent à 1 m au-dessus du zéro des plus basses mers. Ces îlots sont séparés par une brèche qui atteint 5.5 m de profondeur. Remarquons que la taille des mailles est ici trop grande pour permettre une description précise de ces bancs. La rive Ouest du chenal du Ferret se creuse légèrement ainsi que son prolongement vers la rade d'Eyrac (Figure 43).

Les modifications topographiques des passes internes sont lentes et de faible ampleur comparées à celles des passes externes. Il serait nécessaire d'utiliser un pas de temps morphologique plus long pour représenter leur évolution à plus long terme. On est alors confronté à un problème numérique, puisque la modélisation des passes externes requiert elle l'utilisation d'un pas de temps morphologique que nous avons limité à 30 marées. Or la circulation dans les passes internes n'est pas indépendante de celle des passes externes. On ne peut donc pas se permettre d'utiliser un pas de temps trop long qui induirait une topographie irréaliste des passes externes, voire des divergences numériques. Nous serons par conséquent contraints d'allonger la durée de la simulation pour représenter les évolutions à plus long terme des passes internes.

1993

Simulation

224

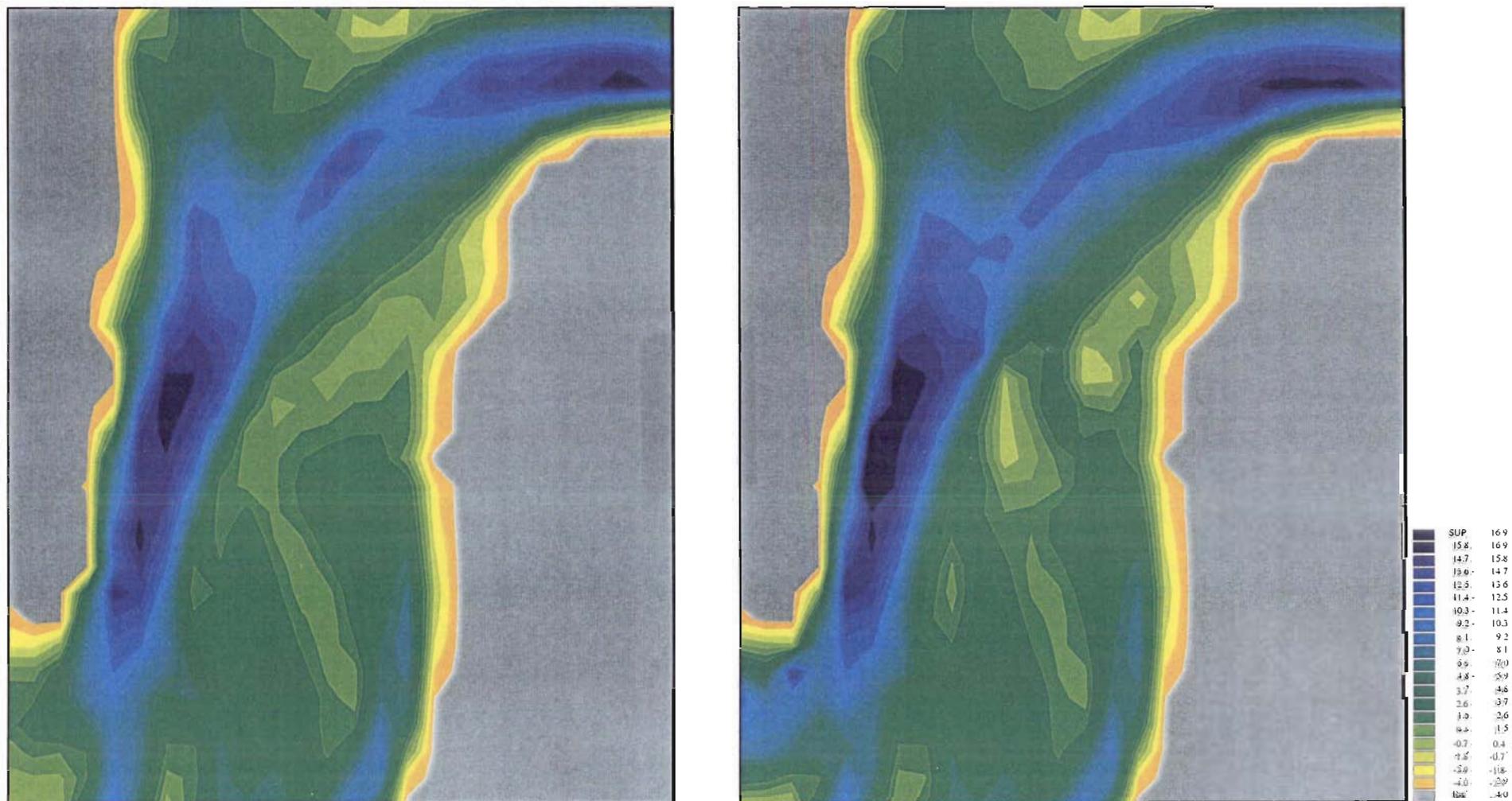


Figure 43 : Topographie des passes internes en 1993 et après 150 pas de temps morphologiques.

6 - 2 - 3 - Intérieur du Bassin

La figure 44 représente le bassin intérieur dans sa configuration initiale et après 150 pas de temps morphologiques. Rappelons que nous avons considéré une granulométrie uniforme de 0.35 mm. Les évolutions simulées correspondent donc aux évolutions d'un bassin hypothétique sableux dans lequel aucun apport extérieur en sédiments fins n'est considéré.

On constate principalement le creusement du chenal de Mapouchet, une érosion générale du bassin due à la dominance du jusant et de nouveau une simplification de la topographie initiale. Notons par ailleurs que la maille de 250 m n'est ici pas adaptée à l'étude détaillée des évolutions morphologiques de l'intérieur du bassin.

6 - 3 - Conclusion

La prise en compte de la marée seule permet de simuler en 20 pas de temps morphologiques l'ouverture d'une passe fonctionnelle au droit du Cap Ferret, dont l'orientation Ouest s'incurve vers le Nord-Ouest, tandis qu'un delta de jusant se développe de part et d'autre de cette nouvelle passe. En l'absence de limitations de l'érosion - on considère par conséquent que la granulométrie est uniforme sur toute la hauteur de sable et qu'il n'existe pas de substrat rocheux ni de galets -, cette passe s'approfondit d'une quinzaine de mètres. La situation est alors stable. L'évolution morphologique du Banc d'Arguin et des passes internes est beaucoup plus lente : la géométrie de ces zones ne subit pas de modification de grande ampleur durant les 80 à 160 années que représente la simulation.

La majeure limitation du modèle réside ici dans son incapacité à représenter le recul de la Flèche du Cap Ferret, recul manifestement dû à l'action de la marée et non de la houle. Deux raisons principales concourent à cette faiblesse :

- le modèle bidimensionnel horizontal ne peut représenter les courants secondaires sur la verticale, dont l'influence est non négligeable dans les chenaux courbes et autour des bancs (de Vriend, 1995). L'érosion liée à ces effets verticaux n'est par conséquent pas simulée.
- les effets de pente inclus dans le module de changement de topographie sont impuissants à représenter l'érosion latérale de la flèche par suite de la trop grande taille de la maille.

Il serait par conséquent nécessaire d'approfondir les recherches afin de déterminer une méthode capable de représenter ces phénomènes d'érosion latérale à partir du modèle actuel, une autre alternative consistant à réduire la taille de la maille dans la région des passes et/ou utiliser un modèle quasi-3D.

Il est d'autre part manifeste que la houle doit être prise en compte afin de simuler une évolution plus réaliste de la zone des passes : si la marée est indubitablement responsable de l'ouverture d'une passe, elle ne peut initier leur dérive ni la migration des bancs de sable. La suite de cette étude a consisté à déterminer les conditions de houle représentatives permettant une simulation à moyen terme, puis à introduire dans le modèle les modifications requises par la superposition des courants de marée et de la houle.

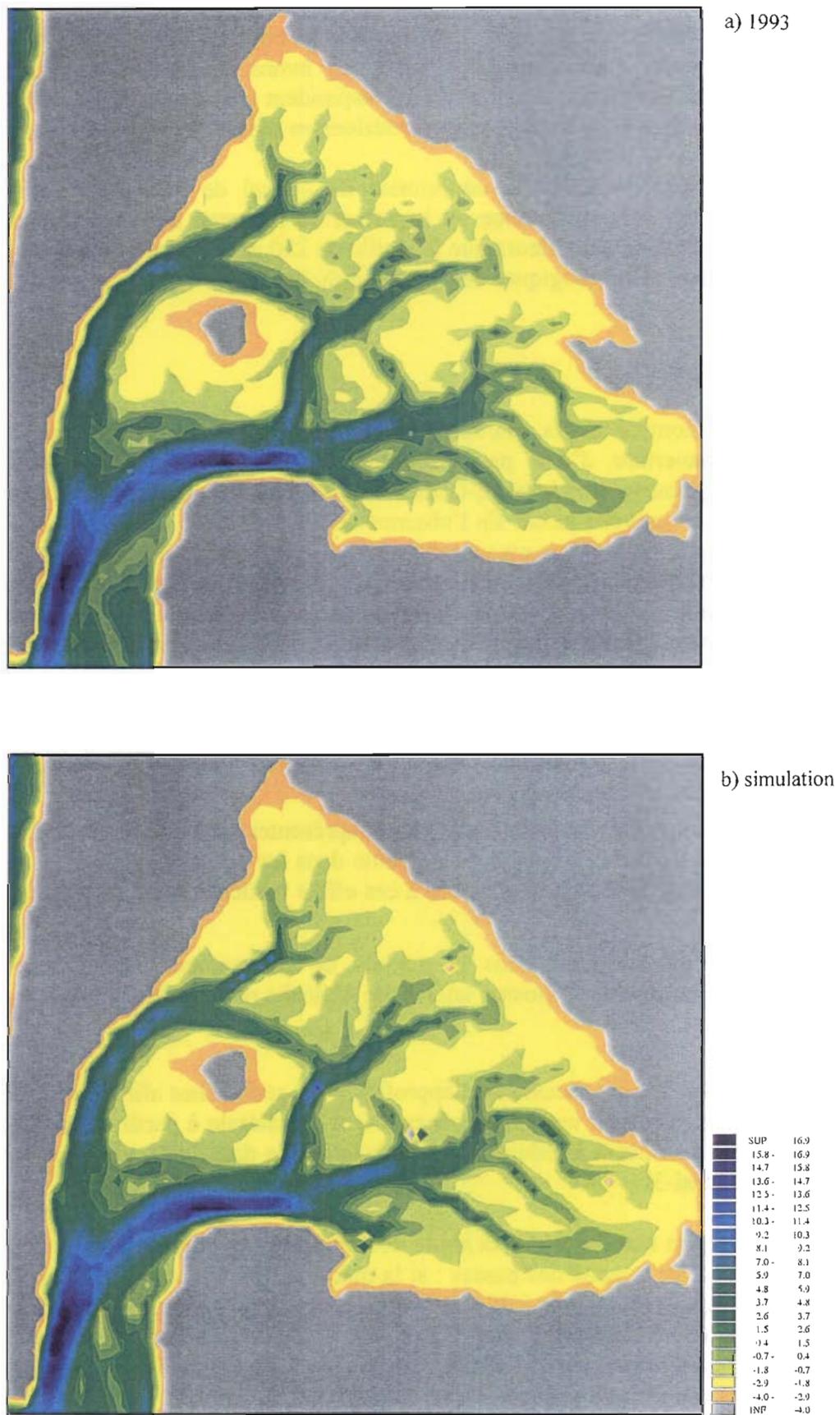


Figure 44 : Topographie du Bassin intérieur en 1993 et après 150 pas de temps morphologiques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CHAPITRE 4

- Andersen, O.H., Hedegaard, I.B., Deigaard, R., de Girolamo, P., Madsen, P., 1991, Model for morphological changes under waves and current, Preprints IAHR, Symposium Suspended Sediment Transport, Florence, Italy, pp. 327-338
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Bedload Model for a Plane Sloping Beach : Local Transport, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 86, N° C3, pp. 2035-2043
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Total Load Sediment Transport Model for a Plane Sloping Beach, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 86, N° C11, pp. 10938-10954
- Benqué, J.-P., Hauguel, A., Viollet, P.-L., 1982, Engineering applications of computational hydraulics, edited by Abott, M.B. and Cunge, J.A., Pitman Advanced Publishing Program
- Chesher, T.J., Miles, G.V., 1992, The concept of a single representative wave for use in numerical models of longterm sediment transport predictions, in : R.A. Falconer, S.N. Chandler-Wilde and S.Q. Liu (eds), *Proc. 2nd International Conference on Hydr. and Environment Modelling of Coastal, Estuaries and rivers waters*, Bradford, Ashgate, Brookfield, VT, pp. 371-380
- Chesher, T.J., Wallace, H.M., Meadowcroft, I.C., Southgate, H.N., 1993, PISCES, A Morphodynamic Coastal Area Model, First anual Report, Report SR 337, April 1993, HR Wallingford
- Chesher, T.J., 1995, Numerical morphodynamic modelling of Keta Lagoon, *Proceedings Coastal Dynamics '95*, pp. 927-937
- Damgaard, J.S., Latteux, B., Whitehouse, R.J.S., 1995, Sediment transport on sloping beds : a literature review, Report SR 404, HR Wallingford, 1995
- De Vriend, H.J., 1987, 2DH Mathematical modelling of morphological evolution in shallow water, *Coastal Engineering*, N° 11, pp. 1-27
- De Vriend, H.J., 1987, Analysis of horizontally two-dimensional morphological evolution in shallow water, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 92, N° C4, pp. 3877-3893
- De Vriend, H.J., Stive, 1987, Quasi-3D modelling of nearshore currents, *Coastal Engineering*, N° 11, pp. 565-601
- De Vriend, H.J., 1992, Mathematical modelling of 3D coastal morphology, in *Design & reliability of Coastal Structures*, Venice, 1992
- De Vriend, H.J., Zyserman, J., Nicholson, J., Roelvink, J.A., Péchon, P., Southgate, H.N., 1993, Medium term 2DH coastal area modelling, *Coastal Engineering*, N° 21, pp. 193-224
- De Vriend, H.J., Copabianco, M., Chesher, T., De Swart, H.E., Latteux; B., Stive, M.J.F., 1993, Long term modelling of coastal Morphology, *Coastal Engineering*, N° 21, pp. 225-269

- De Vriend, H.J., Bakker, W.T., Bilsse, D.P., 1994, A morphological behaviour model for the outer delta of mixed-energy tidal inlets, *Coastal Engineering*, N° 23(3/4), pp. 305-327
- Dhatt, G., Tanguy, J.M., Peltier, E., Zhang, B., 1993, Modélisation de l'évolution de fonds mobiles en mer et en rivière par éléments finis. *Revue européenne des éléments finis*, Vol. 3, N° 3, pp. 339-361
- Dyer, K.R., 1986, *Coastal and Estuarine Sediment Dynamics*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 1986
- Engelund, F., Hansen, E., 1967, A monograph on sediment transport in alluvial streams, *Technisk Vorlag*, Copenhagen, 62 pages
- Fletcher, C.A.J., 1990, *Computational Techniques for fluid dynamics*, Springer Series in Computational Physics, Springer-Verlag, 2nd edition, 1990, New York
- Fredsoe, 1978, Sedimentation of river navigation channel, *Journal of Hydraulics Div., ASCE*, Vol. 104, HY2, pp. 223-236
- Fredsoe, J., 1993, Modelling of non-cohesive sediment transport processes in the marine environment, *Coastal Engineering*, Vol. 21, pp. 71-103
- Gadd, P.E., Lavelle, J.W., Swift, J.P., 1978, Estimates of sand transport of the New York shelf using near-bottom current meter observations, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol. 48, N° 1, pp. 239-252
- Galapatti, R., Vreugdenhill, C.B., 1985, A depth integrated model for suspended sediment transport, *Journal of hydraulic Research*, Vol. 23; N° 4
- Gougenheim, A., 1953, Sur les fréquences des coefficients de marée, *COEC*, N°3, pp. 119-133
- Guy, H.P., Simons, D.B., Richardson, E.V., 1966, Summary of alluvial channel data from flume experiments 1955-1966 : Geological Survey Prof. Paper 462-I, U.S. Govt Printing Office, 96 pages
- Hamm, L., Tanguy, J.-M., Zhang, B., 1994, Prise en compte des effets gravitaires dans la modélisation du transport solide par charriage, *La Houille Blanche* N° 4
- Hauguel, A., 1978, Utilisation de modèles mathématiques pour l'étude du transport solide sous l'action des courants de marée, *Rapport EDF-LNH N° HE/42/78.41*
- Heathershaw, A.D., 1981, Comparisons of measured and predicted sediment transport rates in tidal currents, *Marine Geology*, N° 42, pp. 75-105
- Koch, F.G., Flokstra, C., 1981, Bed level computations for curved alluvial channels, XIXth IAHR Congress, New Dehli, paper A(d) N° 16, pp. 357-364
- Koutitas, C.G., 1986, Coastal circulation and sediment transport, *Proceedings 3rd. International Symposium of River Sedimentation*, Jackson, Mississippi

- Latteux, B., 1987, Modélisation du transport solide; Méthodologie à long terme de l'évolution des fonds. Rapport LNH HE-42/87.25, 85 pp.
- Latteux, B., 1995, Techniques for long-term morphological simulation under tidal action, *Marine Geology*, Vol. 126, pp. 129-141
- Maruyama, K., Takagi, T., 1988, A simulation system of nearshore sediment transport for the coupling of the sea-bottom topography, waves and currents, *Proceedings IAHR, Copenhagen*
- Miller, M.C., McCave, I.N., Komar, P.D., 1977, Threshold of sediment motion under unidirectional currents, *Sedimentology*, N° 24, pp. 507-527
- Mota Oliveira, I.B., 1970, Natural Flushing Ability in Tidal Inlets, *Proc. XIIth Coastal Engineering Conference, Washington D.C.*, Vol. III, pp. 1827-1845
- Ribberink, J.S., Negen, E.H., Hartsuiker, G., 1995, Mathematical modelling, of coastal dynamics near a tidal inlet system, *Proceedings Coastal Dynamics '95*, pp. 916-926
- Salomon, J.C., 1976, *Modèle mathématique de la propagation de la marée en estuaire et des transports sableux associés. Application aux estuaires de la Loire et de la Seine. Thèse de doctorat es Sciences, U.B.O.*
- Soulsby, R.L., 1995, The « Bailard » sediment transport formula : comparison with data and models, *MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995*
- Southgate, H.N., 1995, The effects of wave chronology on medium and long term coastal morphology, *Coastal Engineering*, N° 26, pp. 251-270
- Steijn, R.C., 1989, Voordelta morphological study, Schematization of the natural conditions in multi-dimensional numerical models of coastal morphology, *Delft Hydraulics/Rijkswaterstaat, Rept. H526, February 1989*
- Steijn, R.C., 1992, Input filtering techniques for complex morphological models, *Delft Hydraulics, Rept. H 824.53*
- Steijn, R.C., Hartsuiker, G., 1992, Morphodynamic response of a tidal inlet after a reduction in basin area, *Delft Hydraulics, Coastal Genesis report. H840.'0, 75 pp.*
- Sternberg, R.W., 1972, Predicting initial motion and bedload transport of sediment particles in the shallow marine environment, in *Shelf sediment transport : Process and Pattern*, D.J.P. Swift, D.B. Duane and O.H. Pilkey, Dowden, Hutchinson & Ross, Inc.
- Struiksmā, N., Olewesen, K.W., Flokstra, C., De Vriend, H.J., 1985, Bed deformation in curved alluvial channels, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 23, N° 1
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part I : Bed Load transport, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 110, N° 10, pp. 1431-1456
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part II : Suspended load transport, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 110, N° 11, pp. 1613-1641

- Van Rijn, L.C., Meijer, K., 1988, 3-D mathematical modelling of suspended sediment transport in currents and waves, IAHR Symposium, Copenhagen, pp. 89-99
- Van Rijn, L.C., 1989, Handbook Sediment transport by currents and waves, Delft Hydraulics, Rept. H461
- Wang, Z.B., 1989, Mathematical modelling of morphological processes in estuaries, Doctoral thesis, Delft University of Technology.
- Wang, Z.B., 1991, Morphodynamic Modelling for a tidal inlet in the Wadden Sea, Progress Report H840-50, Part II, Delft Hydraulics
- Wang, Z.B., De Vriend, H.J. Louters, T., 1991, A morphodynamic model for a tidal inlet, in Computer Modeling in Ocean Engineering, Arcilla et al. (eds), 1991, Balkema, Rotterdam
- Wang, Z.B., 1992, Some considerations on mathematical modelling of morphological processes in tidal regions, in Dynamics and exchanges in Estuaries and the Coastal Zone, Springer Verlag, New York, pp. 467-480
- Wang, Z.B., Louters, T., De Vriend, H.J., 1995, Morphodynamic modelling for a tidal inlet in the Wadden Sea, Marine Geology, Vol. 126, pp. 289-300
- Watanabe A., 1982, Numerical models of nearshore currents and beach deformation, Coastal Engineering in Japan, Vol. 25, pp. 147-161
- Watanabe, A., Maruyuma, K., Shimizu, T., Sakakiyama, T., 1986, Numerical prediction model of three-dimensional beach deformation around a structure, Coastal Engineering in Japan, Vol. 29
- Yalin, M.S., 1972
- Yoo, D., O'Connor, B.A., 1988, Numerical Modeling of waves and wave-induced currents on a groyned beach, Symposium on Mathematical modelling of sediment transport in the coastal zone, IAHR, Copenhagen

CHAPITRE 5

Représentation de la houle

INTRODUCTION

L'influence de la houle sur l'évolution morphologique de la côte aquitaine et des passes ne peut être négligée. Alors que la marée est un phénomène déterministe, le caractère aléatoire de la houle rend son introduction au sein du modèle morphodynamique plus délicate : la détermination d'une houle représentative au regard du transport est en particulier complexe. Ce chapitre est consacré à cette détermination dont le principe est le suivant :

La première étape consiste à étudier les statistiques de houle réelles afin d'établir un climat de houle annuel indiquant les pourcentages d'occurrence des différents types de houle (hauteur, période, incidence). C'est l'objet de la première partie.

Les mécanismes de transport sédimentaire dû à la houle dans la région des passes elle-même sont mal connus. La dérive littorale le long des côtes rectilignes est aujourd'hui mieux appréhendée. Le critère de choix pour la houle représentative concerne donc sa capacité à induire une dérive littorale conforme à la dérive mesurée ou estimée. La deuxième partie traite des formulations décrites dans la littérature pour estimer cette dérive. Leur application au climat de houle défini dans la première partie permettra de comparer leurs résultats à ceux cités dans la littérature.

Les formules globales de transport littoral ne permettent cependant pas d'introduire dans le modèle morphodynamique des champs de transport réalistes, particulièrement dans la zone des passes. Nous aurons par conséquent recours à des modèles de houle capables de représenter les courants induits par la houle. Les parties 3 et 4 décrivent la génération de ces courants et le principe des modèles de houle. Nous appliquerons enfin dans la cinquième partie les résultats d'un modèle particulier à la détermination de la houle représentative. Nous terminerons ce chapitre en vérifiant que la dérive littorale induite par cette houle représentative correspond à la dérive décrite dans la deuxième partie.

1 - NECESSITE D'INTRODUCTION DE LA HOULE ET STATISTIQUES SUR LE LITTORAL AQUITAIN

1 - 1 - Nécessité d'introduire la houle et complexité de la représentation

A son arrivée à la côte, la houle devient par deux mécanismes principaux un facteur prépondérant de transport sédimentaire : elle peut d'une part remettre en suspension et déplacer les sédiments sur le fond, et d'autre part engendrer un courant littoral parallèle au rivage susceptible de déplacer des matériaux tout comme les courants de marée.

L'exposition de la côte aquitaine à un régime de houle principalement d'Ouest à Nord-Ouest tout au long de l'année et aux violentes tempêtes hivernales induit pour la période actuelle un transport littoral net vers le Sud estimé à $600\,000\text{ m}^3$ par an en moyenne entre la pointe de Grave et Biscarosse (Catalogue Sédimentologique des Côtes Françaises). L'ampleur de ces déplacements interdit de les négliger pour l'étude des passes du Bassin d'Arcachon. Leur représentation au sein d'un modèle morphodynamique peut être effectuée avec plus ou

moins de précision, mais demeure dans tous les cas complexe pour maintes raisons succinctement énumérées ci-après :

- la houle est un phénomène stochastique. Cependant, la lourdeur des calculs de houle ne permet pas, lors d'une étude morphodynamique à long terme, l'introduction aléatoire de situations climatologiques successives se rapprochant au plus près d'un climat de houle réaliste. Il est nécessaire de restreindre le domaine du possible à un nombre limité de situations représentatives des phénomènes qu'on souhaite simuler, i.e. le transport sédimentaire dans notre cas (Steijn, 1989, 1992 ; de Vriend et al., 1993 ; Chesher et Miles, 1992).
- les statistiques de houle effectuées sur plusieurs années permettent d'estimer un climat de houle annuel, c'est-à-dire les probabilités d'occurrence de houles d'une hauteur significative ou d'une période donnée. La houle réelle n'étant pas monochromatique, il est de plus délicat, d'après les mesures, d'associer à une hauteur donnée une période unique correspondante.
- par ailleurs, l'alternance de périodes de calme et de tempêtes est primordiale pour le remodelage des bancs de sable (Van Overeem et al., 1992 ; Steijn et Hartsuiker, 1992 ; Southgate, 1995) : une succession rapprochée de houles fortes peut conduire à des modifications morphologiques irréversibles tandis qu'une répartition équilibrée entre tempêtes et calme peut maintenir une situation stable.

Quelle que soit la représentation du climat de houle pour laquelle nous opterons, elle sera donc nécessairement schématique, même si elle induit un transport annuel littoral compatible avec le transport mesuré.

1 - 2 - Statistiques

Les données d'amplitude et de période de la houle dans le Golfe de Gascogne ou aux abords du Bassin d'Arcachon proviennent de trois sources principales : mesures par houlographe au large de Biscarosse de Janvier 1963 à Janvier 1968 (houlographe à pression, LCHF, 1979, Catalogue Sédimentologique des Côtes Françaises), observations de l'état de la mer au Cap Ferret de 1980 à 1993 (Météorologie Nationale, 1995), observations par bateau effectuées entre 1960 et 1980 sur le Sud du Golfe de Gascogne (Météorologie Nationale, 1987). Le dépouillement des données côtières a amplement été reporté et exploité dans la littérature (Orgeron, 1974 ; Pénin, 1980 ; Gassiat, 1989). Les caractéristiques de la houle au Cap Ferret ou à Biscarosse sont cependant déjà affectées par l'irrégularité de la topographie à l'approche de la côte. Nous avons par conséquent considéré également les données du large.

Les statistiques de houle le long de la côte permettent de distinguer au cours de l'année deux saisons bien distinctes (données LCHF, 1979) :

- d'avril à septembre dominant les houles de hauteur maximale inférieure à 2 m (soit de hauteur significative inférieure à 1.50 m) et de période de pic comprise entre 6 et 10 secondes.
- d'octobre à mai dominant les houles longues (périodes allant de 9 à 12 secondes) dont 35% des hauteurs maximales sont comprises entre 2 et 4 m (hauteurs significatives entre 1.5 et 3 m), et 9% dépassent 9 m (hauteurs significatives supérieures à 6.50 m).

Au-delà de ces variations saisonnières, nous souhaitons déterminer à partir des mesures de houle diverses quelques classes de houles caractéristiques du climat de houle assorties de leur probabilité annuelle d'occurrence. La section suivante reporte les moyennes annuelles des données de hauteur, direction et période de la houle que nous avons utilisées pour une première estimation de ces différentes classes.

1 - 2 - 1 - Hauteurs significatives

Les pourcentages d'occurrence des houles en fonction de leur hauteur significative sont indiqués dans les tableaux suivants pour les différentes sources.

Hauteur significative (m)	Fréquence (%)
0 - 0.5	16
0.5 - 1	28
1 - 1.5	21
1.5 - 2.	13
2 - 2.5	8
2.5 - 3	5
3.5 - 4	3
4 - 4.5	2
4.5 - 5	1

Tableau 1 : Mesures par houlographe à pression, large Biscarosse (LCHF, 1979, mesures de 1963 à 1968)

Hauteur significative (m)	Fréquence (%)
< 0.5	23
0.5 - 1.25	46
1.25 - 2.5	20.6
2.5 - 4	7.7
4 - 6	2.3
6 - 9	0.4

Table 2 : Observations Cap Ferret, Météo Nationale, 1980-1993

Hauteurs significatives (m)	Fréquence (%)
0 - 0.5	5
1 - 2.5	75
3 - 6	18
> 6.5	2

Tableau 3 : Observations du large, Sud Golfe de Gascogne, Météo Nationale, 1960-1980

La variabilité des résultats peut incomber aux différentes méthodes de mesure. Les observations du large sont par nature moins précises que les mesures d'un houlographe, et les observations visuelles fournissent généralement des intervalles de hauteurs assez larges. Les résultats des mesures par houlographe et des observations au Cap Ferret présentent cependant une bonne concordance : environ 20% de houles inférieures à 0.50 m, 50% entre 0.50 m et 1.50 m, 20% entre 1.50 m et 2.50 m et 10% de houles supérieures à 3 m. Les observations du

large font part de houles plus fréquentes et plus fortes, puisque seulement 5% sont d'amplitude inférieure à 0.50 m tandis que 20% dépassent 3 m. Ces différences avec les estimations côtières sont du moins en partie dues à la perte d'énergie de la houle à son arrivée par des profondeurs qui affectent sa propagation.

Nous verrons plus en détail que ce sont les houles d'amplitude supérieure à 3 m qui contribuent pour une majeure partie au transit littoral (voir aussi Orgeron, 1974). Cependant, les statistiques de houle portant sur les conditions les plus extrêmes sont peu fiables par suite de la plus faible occurrence de ces situations, d'où la difficulté d'estimer de manière réaliste une fréquence d'apparition de ces houles de grande amplitude.

Nous adopterons par la suite un climat de houle défini par une série restreinte de conditions de houle ; la répartition des fréquences d'occurrence de ces diverses situations pourra éventuellement être calibrée par les estimations de transit littoral de Orgeron ou du LCHF.

1 - 2 - 2 - Direction

Les données de direction de houles au Cap Ferret proviennent d'observations visuelles effectuées de Juin 1966 à Février 1968 (LNH, Catalogue Sédimentologique des Côtes Françaises). Les houles de secteur Ouest à Nord-Ouest représentent 84% des directions observées. L'automne voit l'apparition de houles du cadran Sud-Ouest (2% par an) responsables du transit littoral Sud-Nord, les 14% par an restants étant répartis entre les secteurs Nord-Nord-Ouest et Nord.

Les observations de la Météorologie Nationale entre 1980 et 1993 fournissent des résultats comparables, avec 93% de houles de secteur 260°-280° (Ouest) et 6% de houles de secteur 290-340° (Nord-Ouest).

En revanche, les données du larges sont différentes, avec une nette prédominance de houles du Nord-Ouest (45%) contre 35% de l'Ouest, 10% du Nord et 10% d'autres directions. Cette apparente différence d'incidence s'explique par le fait que la houle s'oriente perpendiculairement à la côte à son arrivée par de faibles profondeurs : ce phénomène de réfraction justifie que la plupart des houles observées au Cap Ferret ou à Biscarosse soient qualifiées de houles d'Ouest.

1 - 2 - 3 - Période

Bien que période et hauteur de la houle ne soient pas indépendantes (les houles les plus fortes ont les périodes les plus longues), il n'est pas aisé de les corrélérer. Le SPM (1984) fournit néanmoins une formule permettant d'évaluer hauteur significative et période de la houle en fonction du fetch, de la durée pendant laquelle le vent a soufflé et de la profondeur. Les diverses formules développées pour différentes situations (eau peu profonde, eau profonde, houle complètement développée) ont été révisées par Hurdle et Stive (1989) qui proposent une unique formulation. Ces hauteurs et périodes correspondent à une houle générée à profondeur constante. On peut considérer que les houles qui abordent la côte aquitaine sont générées en eau profonde et sont complètement développées (i.e. une augmentation de la durée pendant laquelle le vent souffle n'altère pas les paramètres de

houle). La formule de Hurdle et Stive se réduit dans ce cas à $\tilde{H}_s = 0.25$ pour la hauteur significative adimensionnelle et $\tilde{T}_p = 8.3$ pour la période de pic adimensionnelle, avec

$$\tilde{H}_s = \frac{g}{u_A^2} H_s \quad \text{et} \quad \tilde{T}_p = \frac{g}{u_A} T_p.$$

g représente l'accélération de la gravité et u_A la vitesse du vent corrigée pour tenir compte des différences de température entre l'air et l'eau. La vitesse u_A peut être éliminée dans la formulation de \tilde{H}_s à partir de l'expression de \tilde{T}_p , ce qui conduit à une expression quadratique de la hauteur en fonction de la période :

$$T_p = 5.196\sqrt{H_s}$$

Pour une hauteur significative de 7 m, ce qui correspond environ aux hauteurs maximales observées à Arcachon, la période correspondante serait de 13.75 s. Or la fréquence d'occurrence de houles d'une telle période est largement supérieure à la fréquence d'occurrence des houles de 7 m (tableaux 1 à 4), ce qui laisse à penser que la formule ne s'applique plus à l'arrivée à la côte. Ceci s'explique par le fait que la houle générée au large et se propageant vers la côte en l'absence de vent tend à voir sa période s'allonger et sa hauteur se réduire ; les formules élaborées pour les houles générées localement ne sont alors plus valables.

En l'absence de formulation rigoureuse permettant d'associer à chaque classe de hauteur une période unique (ce qui n'est d'ailleurs pas le cas en nature, mais nécessaire pour schématiser des conditions de houle représentatives), nous aurons donc recours aux mesures dont nous disposons. Les statistiques des observations du LCHF et de la Météorologie Nationale sont représentées dans le tableau 4.

Période (s)	Fréquence		
	Météo 1995	LCHF 1979	
		Eté	Hiver
< 6	12.2	11.03	3.85
6 - 8	24.6	39.9	25.18
8 - 10	26.8	30.02	33.61
10 - 12	20.5	14.85	26.83
12 - 14	10.3	3.71	8.61
14 - 16	3.6	0.98	1.65
16 - 18	1.4	0.11	0.27
18 - 20	0.4	---	---

Tableau 4 : Période des houles observées par la Météorologie Nationale au Cap Ferret (1980-1993) et par le LCHF à Biscarosse (1976-1978)

Il est intéressant ici de remarquer les importantes variations des périodes observées suivant la saison. Les observations de la Météorologie Nationale et du LCHF sont en moyenne comparables. Les données de 1980 à 1993 indiquent cependant des périodes

supérieures à 14 s plus fréquentes que le LCHF. La durée d'observation étant plus longue, nous considérerons ce résultat plus proche de la réalité.

Les statistiques de houle provenant des différentes séries de mesures peuvent être compilées afin d'obtenir un climat de houle annuel moyen intégrant toutes ces informations. On peut considérer que toutes les houles sont d'incidence Ouest-Nord-Ouest, tandis que les hauteurs significatives et périodes peuvent être regroupées suivant les classes suivantes indiquées dans le tableau 5.

type 1	< 0.5 m	6 secondes	20%
type 2	1 m	8 secondes	50%
type 3	2 m	11 secondes	20%
type 4	3 m	13 secondes	8%
type 5	5 m	17 secondes	2%

Tableau 5 : Types de houles présents à Arcachon déduits des différentes statistiques utilisées (incidence Ouest-Nord-Ouest)

Nous vérifierons dans la section suivante que cette classification induit un transport littoral compatible avec celui mesuré par Orgeron (1974) et estimé par le LCHF.

Il est certain que les mesures dont nous disposons sont incomplètes et manquent sans doute de cohérence. Il serait utile de déterminer un climat de houle rigoureusement, à l'aide de mesures de longue durée permettant de corréler les hauteurs significatives avec la direction et la période de la houle. On peut espérer accéder à l'avenir à ces données grâce aux observations des satellites radar ERS1 et ERS2 ou au modèle de la Météorologie Nationale (DSA5 par exemple).

2 - ESTIMATIONS DU TRANSPORT LITTORAL

La détermination du climat de houle représentatif vis-à-vis du transport annuel requiert une estimation du transport littoral induit par chaque catégorie de houle. Les premières formules fondées intuitivement sur le concept de flux d'énergie de la houle permettent une estimation rapide du transport à partir des seules données de hauteur de houle, de période et d'angle d'incidence. Il ne semble cependant pas raisonnable de ne pas introduire dans ces formules les paramètres morphologiques caractéristiques de la plage ni la granulométrie du sédiment. Nous décrirons dans cette section les diverses approches afin de déterminer quelles formules semblent donner les résultats les plus rigoureux.

Nous pourrons ensuite appliquer ces formules au climat de houle que nous avons déterminé afin de comparer les résultats aux mesures.

2 - 1 - Origine physique du transport littoral sur une plage rectiligne

Avant de décrire la représentation mathématique du courant littoral, il est bon d'en fournir une description physique : considérons une houle monochromatique d'amplitude a_0 et d'incidence θ_0 en eau profonde ($x \approx +\infty$) approchant une côte rectiligne (Figure 1). Au-delà d'une certaine hauteur d'eau, la propagation de la houle est indépendante de la profondeur. Lorsque la houle commence à « sentir » le fond (c'est-à-dire que sa propagation est modifiée par les variations de la profondeur), la composante du nombre d'onde normale à la côte augmente par réfraction, de sorte que les rayons de houle tendent à s'orienter perpendiculairement à la côte. A mesure que la profondeur diminue, le profil des vagues se raidit jusqu'à l'éventuel déferlement à une distance x_b de la côte, par une profondeur $h_b = h(x_b)$. Cette ligne de déferlement délimite l'extrémité océanique d'une bande appelée zone de déferlement, limitée d'autre part par la plage. L'énergie de la houle y est en grande partie dissipée par l'intense turbulence qui y règne, ce qui se traduit par une diminution de la hauteur des vagues. A leur arrivée sur la berge, les vagues « montent » finalement sur la plage en une mince pellicule d'eau avant de se retirer par gravité et d'être absorbées par les crêtes suivantes. Alors que le retour des vagues vers la mer s'effectue le long de la ligne de plus grande pente, c'est-à-dire généralement perpendiculairement à la plage, leur avance vers la plage s'effectue obliquement. Cette incidence oblique est à l'origine d'un courant net le long de la rive, appelé courant littoral. La turbulence présente dans la zone de déferlement provoque par ailleurs la mise en suspension d'importants volumes de sédiments mêlés au fluide ; le courant littoral devient ainsi un puissant mécanisme de transport.

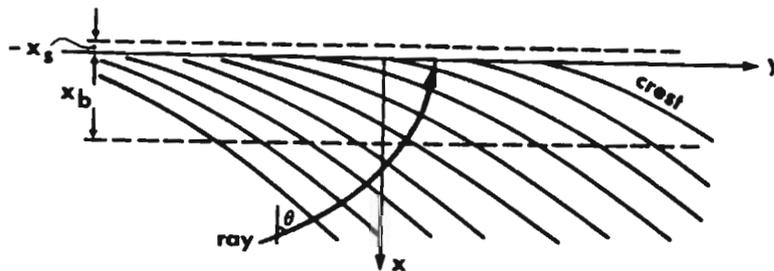


Figure 1 : Incidence de la houle sur une plage rectiligne infinie (D'après Mei, 1989)

2 - 2 - Formules de transport littoral

2 - 2 - 1 - Formules fondées sur le flux d'énergie de houle

Dés les années 50, les campagnes de mesures de courant, de houle et de transport sédimentaire ont laissé entrevoir que le transport littoral était proportionnel à la composante du flux d'énergie dirigée parallèlement à la côte, écrite sous la forme :

$$P_l = (ECn)_b \sin\alpha_b \cos\alpha_b \quad (\text{N/s})$$

- E = énergie de la houle par mètre de crête
 Cn = vitesse de groupe
 α = angle d'incidence de la houle

L'indice b indique que les grandeurs sont considérées au déferlement.

Ce n'est qu'à partir des années 60 que l'élaboration des méthodes de mesures a permis de déterminer avec plus de précision cette relation de proportionnalité. Afin de la rendre dimensionnellement correcte, Inman et Bagnold ont proposé en 1963 d'exprimer le transport littoral en terme de poids de sédiment immergé :

$$I_l = (\rho_s - \rho)g p S_l \quad (\text{N/s})$$

S_l	= transport volumique exprimé en m^3/s
ρ, ρ_s	= densités volumiques respectives du fluide et du sédiment
g	= gravité
p	= porosité des sédiments

S'inspirant de la relation intuitive suggérée par les mesures et utilisant la similitude des unités entre le flux d'énergie et le poids de sédiment immergé, Komar et Inman (1970) ont proposé l'expression

$$I_l = K P_l$$

soit encore

$$I_l = K (ECn)_b \sin \alpha_b \cos \alpha_b \quad (\text{N/s}) \quad (1)$$

où K est un coefficient de proportionnalité sans dimension ($K = 0.77$). Komar (1971) a par la suite montré que cette formulation correspondait en fait à la description théorique du transport littoral «en dents de scie» dans la zone de déferlement : à l'abord de la plage, les vagues transportent des sédiments dans leur direction de propagation, contribuant ainsi à un transport net parallèle au rivage, tandis que durant le retrait des vagues, le retour des sédiments s'effectue suivant la ligne de plus grande pente. Ce retour normal à la plage maintient le profil de plage stationnaire sans participer au transport littoral.

Komar et Inman (1970) ont ensuite proposé une deuxième relation fondée sur l'approche énergétique de Bagnold (1963) : la vitesse orbitale des particules d'eau impose un mouvement de va-et-vient des particules de sable qui ne contribue qu'à leur mise en suspension, tandis que tout courant littoral superposé à la houle induit un transport net dans sa direction. Une partie du flux d'énergie de la houle est dissipée par la mise en suspension, et la contrainte moyenne disponible pour la mise en mouvement est alors proportionnelle à

$$\frac{(ECn)_b \cos \alpha_b}{u_0}$$

où u_0 est la vitesse de friction moyenne, supposée proportionnelle à l'amplitude de la vitesse orbitale u_{orb} . Si v_l désigne la vitesse moyenne d'un courant littoral, quelle que soit son origine (houle, marée, vent), le poids immergé de sédiments transportés par ce courant devient

$$I_l = K' (ECn)_b \cos \alpha_b \frac{v_l}{u_{orb}} \quad (\text{N/s}) \quad (2)$$

où le coefficient de proportionnalité K' vaut cette fois 0.28. Ces deux formules considèrent, pour le calcul des caractéristiques de la houle, les hauteurs quadratiques moyennes, reliées à la hauteur significative par la relation suivante (Longuet-Higgins, 1952) :

$$H_{sig} = 1.42 H_{rms}$$

Les équations 1 et 2 semblent fournir des expressions indépendantes pour la détermination d'une dérive due à la houle ou au courant. Or elles ne peuvent être correctes que si elles sont équivalentes, ce qui conduit à une relation du type (en égalant 1 et 2)

$$v_l = K'' u_{orb} \sin \alpha_b \quad (3)$$

avec $K'' = 2.7$. Komar et Inman (1971) montrent alors que cette expression revient à limiter l'équivalence des modèles 1 et 2 au cas où v_l est uniquement la composante du courant liée à la houle. En effet, Longuet-Higgins proposait en 1970 une formule toujours utilisée permettant d'évaluer la vitesse du courant littoral induit par la houle :

$$v_l = \frac{5\pi \tan \beta}{8 c_f} u_{orb} \sin \alpha_b \cos \alpha_b$$

c_f = coefficient de frottement
 $\tan \beta$ = pente de la plage (constante)
 u_{orb} = amplitude du mouvement orbital sur le fond

Or Komar et Inman (1971) suggèrent que

$$\frac{\tan \beta \cos \alpha_b}{c_f} = \text{constante}$$

ce qui réduit la formule de Longuet-Higgins à une expression du type

$$v_l = \frac{5\pi}{8} \times \text{const.} \times u_{orb} \sin \alpha_b$$

soit encore une formule semblable à (3). Cela montre que la formulation de v_l dans (3) représente bien la vitesse d'un courant dû à la houle, et finalement que le modèle décrit par l'équation (1) limite la représentation du transport littoral au cas où le courant littoral résulte uniquement de la houle, ce qui restreint bien sûr son domaine d'application. Le deuxième modèle permet lui de prédire le transport littoral en présence d'un courant v_l quelle que soit son origine.

Les formules reliant le poids immergé de sédiments à la puissance littorale sont aujourd'hui encore largement utilisées par les ingénieurs. On notera en particulier la formule du CERC (Shore Protection Manual, 1977) :

$$I_l = 0.39 P_l$$

$$P_l = \frac{1}{16} \left(\rho g H_{sig,b}^2 C_b \sin 2\alpha_b \right) \quad (N/s)$$

où $H_{sig,b}$ représente la hauteur significative - et non pas la hauteur quadratique moyenne - au déferlement. Cette expression est analogue à celle de Komar si on écrit

$$E_b = \frac{1}{8} \rho g H_{sig,b}^2$$

D'autre part, le coefficient de proportionnalité 0.39 est ici inférieur à celui proposé par Komar par suite de l'utilisation des hauteurs significatives, qui sont 1.48 fois plus élevées que les hauteurs quadratiques moyennes. Le coefficient de proportionnalité 0.39 est par conséquent $(1.48)^2 \cong 2$ fois plus petit que celui proposé par Komar (0.77).

C'est d'une part leur simplicité, et d'autre part les nombreuses validations par des mesures qui rendent ces formules attrayantes. Leurs limites d'application ne sont cependant pas souvent mentionnées : Bailard (1984) souligne qu'elles ne s'appliquent qu'aux plages dont la granulométrie varie entre 0.15 mm et 0.25 mm, et d'autre part pour des houles dont la hauteur significative est comprise entre 0.5 m et 2 m. Elles sous-tendent par ailleurs de nombreuses approximations, en ne prenant pas en compte la morphologie de la plage (pente ou présence de barres) ni la granulométrie du sédiment, et en ne faisant pas de distinction entre transport par charriage ou suspension. Bailard (1984) tente de remédier à ces faiblesses à partir d'une simplification de son modèle complexe de transport (Bailard, 1981) : il introduit la distinction entre charriage et suspension, divise le transport en une composante dans la direction du courant et une composante suivant la ligne de plus grande pente, introduit la pente de la plage (corrigée après prise en compte de la surélévation du niveau de la surface par action de la houle : « set-up ») et la vitesse de chute des sédiments (w_s). Ce perfectionnement se traduit par une dépendance en u_{orb} et w_s du coefficient K de Komar et Inman :

$$K = 0.05 + 2.6 \sin^2 2\alpha_b + 0.007 \frac{u_{orb}}{w_s}$$

mais l'influence de la pente devient négligeable après le développement des calculs. Bailard souligne le degré d'approximation élevé de cette formule dû aux hypothèses limitantes de ce type de modèle. Notons que pour une vitesse orbitale de 40 cm/s, une vitesse de chute de 4 cm/s et un angle d'incidence de 15°, on retrouve $K=0.77$.

2 - 2 - 2 - Deigaard et al., 1986

Deigaard et al. (1986) ont abordé une approche plus précise afin de prendre en compte les aspects tridimensionnels du transport littoral : un modèle hydrodynamique simple décrit la distribution du courant littoral et de la hauteur de houle dans la zone de déferlement, et un modèle de transport sédimentaire fondé sur la méthode de Engelund et Fredsoe fournit la répartition verticale de la concentration en sédiment. Le couplage de ces deux modèles permet le calcul du transport littoral intégré sur la largeur de la zone de déferlement. Les résultats du modèle indiquent que le courant littoral augmente légèrement avec l'augmentation de la pente, tandis que la largeur de la zone de déferlement diminue ; ces caractéristiques induisent une augmentation du transport qui est approximativement proportionnel à $\sqrt{\beta}$ où β désigne la pente de la plage. Les auteurs introduisent alors un transport adimensionnel Φ , tandis que le transport volumique Q_s est exprimé en m^3/s :

$$\Phi = \frac{Q_s}{H_0 \sqrt{\beta} \sqrt{(s-1)gd^3}}$$

et une vitesse de chute adimensionnelle :

$$w^* = \frac{w}{\sqrt{gd}}$$

β	= pente de la plage
H_0	= hauteur significative de la houle au large
L_0	= longueur d'onde de la houle large
g	= gravité
d	= diamètre des grains
w	= vitesse de chute
s	= densité relative du sédiment

Ils évaluent ce transport pour une incidence de 45° en fonction des caractéristiques de la houle au large (hauteur H_0 , longueur d'onde L_0), de la granulométrie (diamètre des grains d) et de la vitesse de chute adimensionnelle :

$$\Phi_{45^\circ} = \left(\frac{H_0/d}{10^4}\right)^P 1.8 \times 10^7 \left(\frac{H_0}{d}\right)^{0.42} \exp\left\{\left(-8.9 + 65 \frac{H_0}{L_0}\right)(w^* - 0.3) + \left(4.0 - 65 \frac{H_0}{L_0}\right)(w^* - 0.3)^2\right\}$$

où

$$P = 2.79 + 0.069 \ln\left(\frac{H_0}{L_0}\right) - 1.67 \left[1.46 + 0.187 \ln\left(\frac{H_0}{L_0}\right) - w^*\right]^2$$

La complexité de cette formule tient au fait qu'elle tente d'approcher au mieux (à 10% près en l'occurrence) les courbes résultant de l'intégration des résultats du modèle sur la largeur de la zone de déferlement. Cette approximation à un degré de précision moindre (50%) conduit à la formulation plus simple suivante :

$$\Phi_{45^\circ} = 0.1 \left(\frac{H_0}{d}\right)^{2.3} \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{0.5} \exp(-6.1w^*)$$

Dans le cas d'une plage sans rides (ce qui est toujours le cas pendant les tempêtes, où le paramètre de Shields excède les valeurs limites de présence de rides) de pente constante, les auteurs proposent une relation entre le transport pour un angle d'incidence de la houle quelconque et le transport maximal induit par un angle d'incidence de 45° :

$$Q_s = Q_{45^\circ} \left\{ \sin \left[2\alpha_0 \left(1 - 0.4 \frac{\alpha_0}{90} \left(1 - \frac{\alpha_0}{90} \right) \right) \right] \right\}^{5/2} \quad (\text{m}^3/\text{s})$$

La formule de Deigaard et al. suggère donc que le transport littoral n'est pas seulement fonction du flux d'énergie de la houle, mais varie en fonction de la racine carrée de la pente et augmente considérablement lorsque la granulométrie diminue. La comparaison de cette formule avec celle du CERC montre une bonne concordance pour une granulométrie de 0.2 mm, très commune sur les plages.

2 - 2 - 3 - Kamphuis, 1991

La formule la plus récente que nous traiterons ici est celle développée par Kamphuis (1991) à partir d'expériences dans un bassin à houle. La distinction est faite entre transport par charriage et suspension. Les résultats de l'expérience reflètent l'existence de deux pics dans la distribution du transport : l'un situé dans la zone de déferlement, provenant exclusivement de transport par charriage (ce qui correspond à l'unique maximum relaté par Komar, 1977), et l'autre sur la ligne de déferlement, provenant d'une combinaison entre transport par charriage et suspension. Une analyse dimensionnelle permet à l'auteur de proposer la formule suivante pour le transport S (en kg de sédiment immergé par seconde) :

$$S = 2.27 \left(H_{sb}^2 \right) \left(T_p^{1.5} \right) \left(\beta^{0.75} \right) \left(d^{-0.25} \right) \sin^{0.6} 2\alpha_b \quad (\text{kg / s})$$

où H_{sb} , T_p et α sont respectivement les hauteur significative (ou hauteur pour une houle régulière) au déferlement, période de pic (ou période pour une houle régulière) et angle d'incidence de la houle au déferlement, β la pente de la plage et d le diamètre des grains. Pour un sable moyennement dense de porosité 32%, le transport volumique annuel est alors

$$Q_{an} = 6.4 \times 10^4 \left(H_{sb}^2 \right) \left(T_p^{1.5} \right) \left(\beta^{0.75} \right) \left(d^{-0.25} \right) \sin^{0.6} 2\alpha_b \quad (\text{m}^3 / \text{an})$$

Cette formule expérimentale a été validée à partir de plusieurs données de terrain. Le transport est ici proportionnel à H^2 , et dépend plus de la pente de la plage que de la taille des grains. D'après Kamphuis, le terme $\sin 2\alpha$ communément introduit dans les formules classiques surestime le transport, d'où l'introduction d'une puissance inférieure à 1, justifiée en partie par l'interaction houle-courant négligée dans les approches énergétiques classiques.

2 - 2 - 4 - LCHF

Citons enfin la formule proposée par le LCHF et utilisée pour les estimations de transport littoral sur la côte aquitaine (Catalogue Sédimentologique des Côtes Françaises) :

$$Q_s = 3 \times 10^{-6} \frac{g}{H_b/L_b} H_b^2 T \sin \frac{7\alpha_b}{4} \quad (\text{m}^3 / \text{s})$$

où les caractéristiques de la houle sont prises au point de déferlement. Si on applique l'approximation de faible profondeur, cette formule devient

$$Q_s = 3 \times 10^{-6} \left(g^{1.5} \right) \left(H_b^{1.5} \right) T^2 \sin \frac{7\alpha_b}{4} \quad (\text{m}^3 / \text{s})$$

On remarque la dépendance en H avec seulement l'exposant 1.5, la dépendance en T retrouvée par Kamphuis et une prise en compte de l'angle d'incidence légèrement inférieure à celle des formules classiques en $\sin 2\alpha$.

Il est intéressant de comparer les résultats de ces formules sur une situation particulière. Nous avons choisi pour exemple d'estimer le transit littoral annuel le long de la

côte aquitaine au Nord d'Arcachon, qui serait induit par une houle de hauteur significative de 2 m (i.e. $H_{rms} = 1.4$ m), de période 11 s et d'angle d'incidence 15° . La pente est de 8/1000 et la granulométrie de 0.35 mm (soit une vitesse de chute de 4 cm/s). On utilise au déferlement les caractéristiques suivantes, où h_b désigne la profondeur au déferlement :

$$E_b = \frac{1}{8} \rho g H_b^2$$

$$h_b = 0.8 H_b$$

$$C_b = \sqrt{g h_b} \approx 2.8 \sqrt{H_b}$$

Les formules de Komar, du CERC et de Bailard sont dans ce cas équivalentes et s'écrivent comme suit :

$$I = 0.39 \times \frac{1}{8} \rho g H_{sb}^2 \times \sqrt{g h_b} \times \frac{1}{2} \sin 2\alpha_b \quad (\text{N/s})$$

ou encore

$$Q = 6.825 \times 10^{-2} \times H_{sb}^{2.5} \times \sin 2\alpha_b \quad (\text{m}^3/\text{s})$$

Les résultats des calculs effectués pour les formules de Komar, Deigaard, Kamphuis et du LCHF sont consignés dans le tableau 6.

La formule « classique » uniquement fondée sur des considérations de flux d'énergie de la houle surestime considérablement le transport. La formule du LCHF ayant été avantageusement comparée à des mesures sur la côte aquitaine (Orgeron, 1974), on peut en effet la choisir pour référence. Les formules plus récentes de Deigaard et Kamphuis fournissent d'ailleurs des résultats comparables.

	transport en m^3/s	transport annuel en Mm^3
Komar, CERC	0.193	6.09
Deigaard	5.74×10^{-2}	1.81
Kamphuis	3.87×10^{-2}	1.12
LCHF	4.29×10^{-2}	1.35

Tableau 6 : Transports instantanés et annuels pour une houle de 2 m et de période 11s, d'incidence 15° sur la côte aquitaine (pente 8/1000).

2 - 2 - 5 - Conclusion

Les formules classiques fondées sur le flux littoral d'énergie, dont la plus utilisée demeure sans doute celle préconisée par le CERC, sont séduisantes par leur simplicité. Cependant, les conditions dans lesquelles elles ont été validées sont manifestement des conditions particulières les plus fréquemment rencontrées (houle inférieure à 2 m, granulométrie et pente de plage particulières). Ces formules surestiment considérablement le transport sur la côte aquitaine par exemple, où les sédiments sont plus grossiers et la pente

plus faible que sur les sites ayant permis leur validation. Les formules plus complètes récemment développées sont en accord avec les formules classiques pour leurs conditions restreintes d'applications, mais permettent d'obtenir des résultats plus cohérents au-delà de ce domaine d'application traditionnel en prenant en compte la morphologie de la plage et la granulométrie. Elles ne sont par ailleurs pas limitées par la hauteur de houle, bien qu'on manque de mesures permettant de les valider pour des conditions extrêmes.

Il semble que la formule du LCHF soit bien adaptée à la côte aquitaine bien qu'elle ne comporte pas explicitement de paramètres granulométriques ou de pente de la plage. Nous retiendrons donc pour les estimations de transport littoral global les formules de Deigaard (1986), Kamphuis (1991) et du LCHF (restreinte à la côte aquitaine).

2 - 3 - Estimations du transport littoral annuel à partir du climat de houle

Les estimations effectuées par le LCHF donnent un transport littoral moyen net de 600000 m³ par an vers le Sud (voit chapitre 3). La formule de transport du LCHF appliquée au climat de houle que nous avons défini fournit les résultats du tableau 7.

Ce résultat concorde avec les estimations du LCHF et celles d'Orgeron (1974), ce qui confirme donc la représentativité du climat de houle que nous avons défini à partir des statistiques de houle détaillées.

type de houle	contribution annuelle au transport (m ³)
type 1	12 315
type 2	98 500
type 3	180 600
type 4	192 000
type 5	140 000
total	623415

Tableau 7 : Contribution annuelle à la dérive littorale des houles sur la côte aquitaine (Formule du LCHF). Les types de houle sont ceux définis dans le tableau 5 p°236.

2 - 4 - Conclusion

Les formules de transport littoral global citées dans la littérature permettent d'obtenir une estimation rapide de la dérive annuelle le long de la côte aquitaine. Nous avons déterminé que les formules les plus rigoureuses applicables à Arcachon étaient celles proposées par Deigaard et al. (1986), Kamphuis (1991) et le LCHF(1969). La formule du LCHF appliquée au climat de houle que nous avons défini dans la première partie de ce chapitre confirme la validité de cette représentation simplifiée des statistiques de houle. C'est par conséquent ce climat que nous considérerons par la suite, en particulier dans la dernière partie de ce chapitre.

3 - MODELISATION DU COURANT LITTORAL

Les estimations de transport littoral annuel intégré sur la zone de déferlement sont précieuses pour la définition des houles représentatives tout comme pour les calculs de stabilité des embouchures tidales. Leur degré d'intégration ne permet cependant pas de les coupler à un modèle hydrodynamique : la tentative d'introduction dans le modèle morphodynamique d'une simple dérive littorale superposée au transport sédimentaire dû à la marée a été infructueuse. Les interactions non-linéaires entre houle et courants rendent cette superposition incompatible avec les phénomènes réels et cette approche trop peu rigoureuse a conduit à des résultats irréalistes. Il est donc nécessaire de connaître la répartition des courants dus à la houle, à partir desquels le transport peut être calculé à l'aide de formules appropriées comme c'est le cas pour le transport dû aux courants de marée. Une première section décrit brièvement les premiers travaux permettant de calculer les profils de vitesse et les variations de niveau moyen dues à la houle.

La suite de ce chapitre et le chapitre suivant s'intéressent à une représentation mathématique de la houle, la deuxième section présente quelques rappels de la théorie linéaire que nous utiliserons par la suite.

Le modèle hydrodynamique décrit dans le chapitre 2 peut intégrer les forces motrices de houle à condition de prendre en compte la modification de contrainte sur le fond en présence de houle et de courant. La troisième section est consacrée à la description rapide de la méthode de calcul de ces forces motrices à partir des données de houle, puis de la modélisation des courants de houle qui en découlent. Nous utiliserons en effet le courant littoral prédit par le modèle de réfraction dans la section suivante, afin de comparer les simulations avec les observations et de confirmer ou infirmer la validité de ce modèle.

3 - 1 - Profil du courant littoral dans la zone de déferlement

La définition des contraintes de radiation par Longuet-Higgins et Stewart (1964) a marqué la naissance de la modélisation des courants littoraux et de leur répartition dans la zone de déferlement. Bowen (1969) montre que le long d'une plage de pente constante, une houle monochromatique ne crée une force motrice pour le courant qu'à l'intérieur de la zone de déferlement. C'est le mélange latéral qui permet l'extension de ce courant au large de la ligne de déferlement. Bowen montre par ailleurs que la largeur de la zone de déferlement et l'intensité du courant augmentent avec la hauteur de houle, et propose un profil de vitesse du courant littoral montrant une bonne correspondance avec les mesures.

Longuet-Higgins (1970), Jonsson et al. (1974) et Komar (1977), pour ne citer qu'eux, ont par la suite développé d'autres modèles intégrés sur la verticale où la contrainte sur le fond et le mélange latéral sont représentés de manière plus ou moins complexe. La houle est toujours considérée linéaire, les courants de retour et la réfraction par le courant sont négligés et la topographie présente des isobathes parallèles. Bien que constituant des représentations très simplifiées de la nature, ces modèles ont permis les calculs des variations de niveaux dues à la houle (« wave set-up » et « set-down ») et la détermination du profil de vitesses du courant littoral proches des observations. La figure 2 représente un exemple de profil de vitesse calculé d'après le modèle de Komar, ainsi que le profil de transport correspondant.

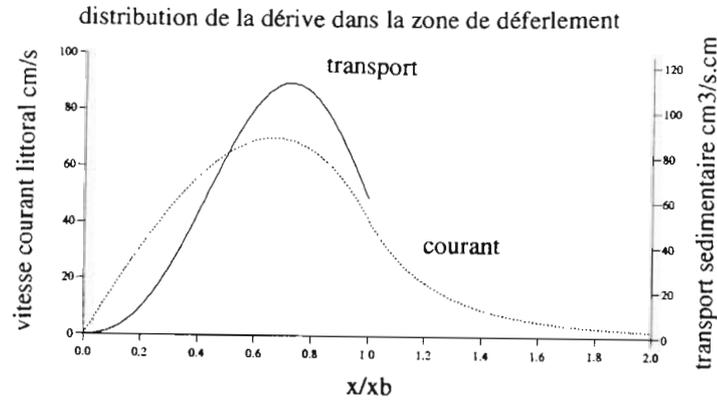


Figure 2 : Profils de vitesse et de transport sur une section perpendiculaire à la plage d'après le modèle de Komar (1977). x : distance au rivage ; x_b : distance entre le rivage et la ligne de déferlement.

3 - 2 - Principaux résultats de la théorie linéaire

L'objet de cette section est de rappeler quelques notions élémentaires concernant la propagation des ondes, et d'introduire les notations classiques que nous serons amenés à utiliser par la suite.

Nous considérons dans toute cette étude une houle linéaire, représentée par une onde progressive. La surface libre a pour équation

$$\zeta = a \sin(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t)$$

\bar{x}, t	= coordonnées spatiale et temporelle
ω	= fréquence
λ	= longueur d'onde
\bar{k}	= nombre d'onde, avec $k = 2\pi/\lambda$

La relation de dispersion relie la fréquence au nombre d'onde et à la hauteur d'eau h :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh)$$

et l'onde se propage à la célérité avec

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

La relation de dispersion traduit le fait qu'à profondeur constante, les ondes les plus longues se propagent généralement le plus vite. Les perturbations à l'origine de la création de houle génèrent une superposition d'ondes de fréquences étalées continûment sur le spectre. Au cours de leur propagation, les ondes les plus longues s'éloignent ainsi du lieu de leur formation plus rapidement que les ondes plus courtes. En théorie, la côte voit donc arriver successivement des trains d'onde de longueur d'onde de plus en plus courte.

On emploie fréquemment des approximations dites de profondeur infinie (lorsque la profondeur est grande devant la longueur d'onde : $kh \gg 1$) et de faible profondeur (lorsque la profondeur est petite devant la longueur d'onde : $kh \ll 1$), qui permettent d'utiliser les relations suivantes :

$$\begin{array}{lll} kh \ll 1 & \omega = k\sqrt{gh} & c = \sqrt{gh} \\ kh \gg 1 & \omega = \sqrt{gk} & c = \sqrt{g/k} \end{array}$$

Les champs de pression dynamique p (contribution due à la houle, abstraction faite de la composante hydrostatique) et de vitesse (u horizontale, w verticale) s'écrivent

$$\begin{aligned} p &= \rho g a \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh(kh)} \sin(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t) \\ u &= \frac{gka}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh(kh)} \sin(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t) \\ w &= \frac{gka}{\omega} \frac{\sinh k(z+h)}{\cosh(kh)} \cos(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t) \end{aligned}$$

où $z=0$ en surface et $z=-h$ au fond.

Les particules décrivent donc dans un plan vertical des trajectoires elliptiques dont les axes diminuent de manière exponentielle avec la profondeur. En eau peu profonde, l'expression de la pression dynamique se simplifie pour s'écrire $p = \rho g \zeta$. La pression totale devient alors $P = \rho g(\zeta - z)$, ce qui exprime en fait une pression hydrostatique pour la hauteur d'eau sous la surface libre. Sur le fond, la vitesse verticale des particules devient négligeable : leur trajectoire se réduit à un mouvement de va-et-vient horizontal ;

La vitesse de groupe représente la vitesse de propagation de l'énergie. C'est également la vitesse de propagation d'un groupe d'ondes de fréquences continûment réparties autour d'une valeur ω_0 : l'enveloppe du train d'onde constitué par la superposition infinie de ces ondes se propage à la célérité C_g avec

$$C_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right)$$

et

$$\begin{array}{ll} kh \gg 1 & C_g \approx \frac{1}{2} C \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} \\ kh \ll 1 & C_g \approx C \approx \sqrt{gh} \end{array}$$

L'énergie de la houle s'exprime par unité de longueur de crête, uniquement en fonction de son amplitude :

$$E = \frac{1}{2} \rho g a^2 \quad \text{ou encore} \quad E = \frac{1}{8} \rho g H^2$$

où H représente la hauteur de vague de crête à creux plus communément utilisée.

3 - 3 - Modélisation des courants induits par la houle : contraintes de radiation et équations du mouvement

Lorsqu'elle s'approche du rivage, la houle déferle et perd ainsi la majeure partie de son énergie qui se dissipe lors du moutonnement des brisants ou par frottement des particules d'eau. Cependant, une fraction de l'énergie demeure mécanique et transmet au fluide un courant de masse. L'énergie de ce courant de houle se dissipe quant à elle par frottement latéral et sur le fond. Un régime permanent est atteint lorsque la totalité de cette énergie a été dissipée.

Longuet-Higgins et Stewart (1964) ont montré que les forces motrices du courant de houle étaient dues aux variations du flux des quantités de mouvement induites par la houle. Schématiquement, dans le cas d'une plage rectiligne, la composante de cette poussée parallèle à la côte engendre une dérive littorale tandis que sa composante normale induit une surélévation du niveau moyen. Nous proposons ici de décrire la méthode de détermination des « contraintes de radiations » introduites par Longuet-Higgins et Stewart pour calculer les forces motrices du courant de houle, puis de dériver les équations du mouvement.

3 - 3 - 1 - Contraintes de radiation

Le sens physique de la contrainte de radiation est décrit par les auteurs comme suit : la houle est porteuse d'une quantité de mouvement parallèle à la direction de propagation et proportionnelle au carré de l'amplitude. Si un train de houle est réfléchi par un obstacle, cette quantité de mouvement est inversée. La conservation de la quantité de mouvement requiert l'existence d'une force exercée sur l'obstacle, égale à la variation de quantité de mouvement de la houle. Cette force est la manifestation de la contrainte de radiation. La définition d'une contrainte est par ailleurs un flux de quantité de mouvement. La contrainte de radiation est par conséquent définie comme l'excès de flux de quantité de mouvement dû à la présence de la houle.

Le principe de calcul du tenseur de radiation par Longuet-Higgins et Stewart est le suivant :

Considérons tout d'abord une masse d'eau au repos de profondeur h (Figure 3). La pression est partout égale à la pression hydrostatique :

$$p_0 = -\rho g z$$

où z désigne la distance mesurée positivement vers le haut à partir de la surface. Le flux de quantité d'énergie au travers d'un plan vertical $x = \text{constante}$ se réduit alors à p_0 par unité de hauteur, et le flux total de quantité de mouvement entre la surface et le fond s'écrit

$$\int_{-h}^0 p_0 dz$$

Cette quantité est indépendante de x , il n'y a par conséquent pas de variation de quantité de mouvement entre un plan x et un plan $x + dx$ (Figure 3).

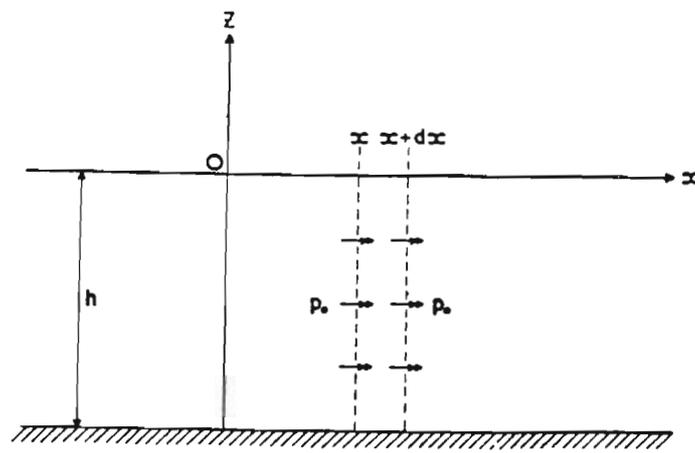


Figure 3 : Flux de quantité de mouvement dans un fluide au repos (D'après Longuet-Higgins et Stewart, 1964).

Considérons maintenant la quantité de mouvement en présence d'une onde progressive (Figure 4). La cote de la surface libre, la pression dynamique et la vitesse vérifient

$$\begin{aligned}\zeta &= a \sin(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t) \\ p &= \rho g a \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh(kh)} \sin(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t) \\ u &= \frac{gka}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh(kh)} \sin(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t) \\ w &= \frac{gka}{\omega} \frac{\sinh k(z+h)}{\cosh(kh)} \cos(\bar{k} \cdot \bar{x} - \omega t)\end{aligned}$$

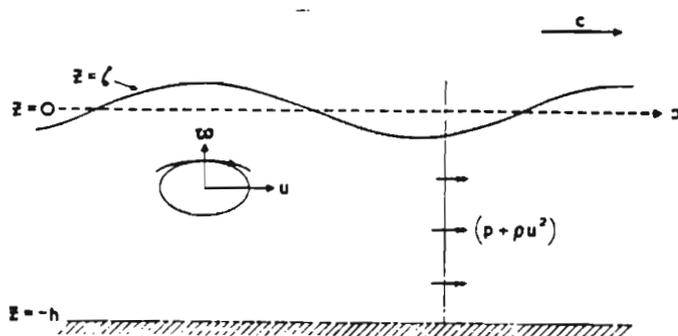


Figure 4 : Flux de quantité de mouvement en présence d'une onde progressive (D'après Longuet-Higgins et Stewart, 1964).

Le flux instantané de quantité de mouvement horizontale à travers une unité de surface d'un plan vertical s'écrit

$$p + \rho u^2$$

où ρu^2 représente le flux de la quantité de mouvement ρu à la vitesse u . Bien que la moyenne de u sur une période soit nulle, la moyenne $\overline{u^2}$ est elle positive. Le flux de quantité de mouvement à travers un plan $x = \text{constante}$ s'écrit donc :

$$\overline{\int_{-h}^{\zeta} (p + \rho u^2) dz}$$

L'excès de flux de quantité de mouvement dû à la houle au travers d'un plan $x = \text{constante}$ est par conséquent la différence entre le flux en présence de houle et le flux pour un fluide au repos, soit

$$S_{xx} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} (p + \rho u^2) dz} - \int_{-h}^0 p_0 dz$$

Les variations d'élévation de la surface par rapport à la hauteur d'eau totale étant négligées, le développement de cette expression à l'aide des expressions pour p_0 , p et u conduit à :

$$S_{xx} = E \left(\frac{2kh}{\sinh(kh)} + \frac{1}{2} \right)$$

De même, pour l'excès de flux de quantité de mouvement au travers d'un plan $y = \text{constante}$,

$$S_{yy} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} (p + \rho v^2) dz} - \int_{-h}^0 p_0 dz$$

ce qui conduit après substitution à :

$$S_{yy} = E \left(\frac{2kh}{\sinh(kh)} \right)$$

Ces développements ont été effectués dans un repère lié à une orthogonale de houle. Dans le repère initial dans lequel l'incidence de la houle est θ , et en utilisant le rapport

$$\frac{c_g}{c} = n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right),$$

le tenseur S devient :

$$S = E \begin{pmatrix} (2n - \frac{1}{2}) \cos^2 \theta + (n - \frac{1}{2}) \sin^2 \theta & n \cos \theta \sin \theta \\ n \cos \theta \sin \theta & (2n - \frac{1}{2}) \sin^2 \theta + (n - \frac{1}{2}) \cos^2 \theta \end{pmatrix}$$

3 - 3 - 2 - Equations du mouvement

Le développement des équations du mouvement moyennées dans le temps et sur la verticale permet d'introduire de manière différente le tenseur des contraintes de radiation. Les notations seront les suivantes :

u, v composantes horizontales de la vitesse
 w composante verticale de la vitesse

On introduit la vitesse moyenne horizontale (U,V) par intégration sur la hauteur d'eau de la vitesse instantanée (u,v) puis sur la période de la houle T :

$$U(x,y,t) = \frac{1}{h + \bar{\zeta}} \int_{-h}^{\bar{\zeta}} u dz$$

$$V(x,y,t) = \frac{1}{h + \bar{\zeta}} \int_{-h}^{\bar{\zeta}} v dz$$

où $\zeta(x,y,t)$ est le déplacement de la surface libre, $\bar{\zeta}$ sa moyenne dans le temps et $h(x,y)$ la profondeur au repos.

L'équation de conservation de la masse intégrée sur la verticale s'écrit

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\zeta}} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\zeta}} v dz = 0$$

soit après intégration dans le temps

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U(\bar{\zeta} + h)) + \frac{\partial}{\partial y} (V(\bar{\zeta} + h)) = 0$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement s'écrivent

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p + \rho g z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}$$

où τ représente le tenseur des contraintes visqueuses. Plusieurs hypothèses simplificatrices peuvent être invoquées pour poursuivre le calcul : on peut considérer toutes les quantités moyennées sur la période de la houle constantes ; la viscosité, la pente du fond et la raideur des vagues peuvent être également négligés, ainsi que les variations de hauteur de la surface libre par rapport à la profondeur (on peut trouver le détail de ces approximations ainsi que l'expression complète des équations de conservation sans approximations dans Mei, 1989).

Après intégration sur la verticale et sur la période de la houle, on obtient finalement en régime établi :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho(\bar{\zeta} + h)} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) - \frac{\bar{\tau}_{bx}}{\rho(\bar{\zeta} + h)}$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho(\bar{\zeta} + h)} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) - \frac{\bar{\tau}_{by}}{\rho(\bar{\zeta} + h)}$$

où τ_{bx} et τ_{by} représentent les contraintes sur le fond et S le tenseur des contraintes de radiation introduit précédemment par Longuet-Higgins et Stewart. Cette expression met en évidence les forces motrices (F_x, F_y) du courant de houle qui dérivent donc des contraintes de radiations comme suit :

$$F_x = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right)$$

$$F_y = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right)$$

Si on néglige $\bar{\zeta}$ devant la hauteur h , la contribution due à la présence de la houle dans les équations de Navier-Stokes se réduit aux forces motrices F_x et F_y et à la modification de la contrainte sur le fond. La dynamique bidimensionnelle horizontale d'un écoulement dû à l'influence de la houle et de la marée peut par conséquent être décrite à l'aide des équations de Saint-Venant classiques auxquelles sont simplement rajoutés les termes F_x et F_y , soit finalement

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(hU)}{\partial x} + \frac{\partial(hV)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} - fV = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{atm}}{\partial x} - g \frac{\tau_{bx}}{\rho h} - \frac{F_x}{h} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + u \frac{\partial V}{\partial x} + v \frac{\partial V}{\partial y} + fU = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{atm}}{\partial y} - g \frac{\tau_{by}}{\rho h} - \frac{F_y}{h} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

ν et p_{atm} désignent ici respectivement la viscosité cinématique et la pression atmosphérique. Pour une première approximation, l'influence de la houle sur le frottement sur le fond peut être prise en compte sous la forme

$$\bar{\tau}_b = -\rho \frac{g}{C_s^2} \|\bar{u} + \bar{u}_{orb}\| \bar{u}$$

où C_s est le coefficient de Chézy et u_{orb} la vitesse orbitale sur le fond (Sabaton et Hauguel, 1978 ; Coeffé et Péchon, 1982). D'autres formules plus ou moins complexes ont été utilisées dans la littérature (Watanabe, 1982 ; de Vriend, 1995). Nous les étudierons en détail dans le chapitre 6.

4 - MODELES DE HOULE

La propagation de la houle au large s'apparente à celle d'une onde progressive, et son comportement est alors bien connu. En revanche, l'arrivée de cette houle dans des zones de faible profondeur affecte son comportement de manière complexe : alors apparaissent de manière sensible les phénomènes de réfraction, diffraction et réflexion.

La réfraction a tout d'abord été modélisée à l'aide des lois de l'optique géométrique (loi de Descartes ou « Snell's law » pour les anglo-saxons), puis l'effet du frottement a été introduit (Skovgaard, 1975). Les approximations nécessaires à l'application de ces modèles essentiellement unidimensionnels ne sont cependant plus valides lorsque la diffraction ne peut plus être négligée. Dans le cas d'une faible pente du fond, Berkhoff (1972) le premier a obtenu une équation d'onde bidimensionnelle régissant la propagation d'une houle linéaire (« Mild Slope Equation ») :

$$\nabla(cc_g \nabla \varphi) + \omega^2 \left(\frac{c}{c_g} \right) \varphi = 0$$

où $\nabla = (\partial x, \partial y)$, c est la vitesse de phase et c_g la vitesse de groupe, ω la fréquence angulaire et φ l'amplitude du potentiel des vitesses. En introduisant l'élévation de la surface libre ζ , l'équation s'écrit également :

$$\frac{1}{acc_g} \nabla \cdot (cc_g \nabla a) + k^2 - \nabla \chi \cdot \nabla \chi = 0$$

$$\nabla \cdot (cc_g a^2 \nabla \chi) = 0$$

avec $\zeta = ae^{-i(x-\omega t)}$ et $\chi = x - \omega t$

Cette équation prend en compte les phénomènes de réfraction et diffraction; elle a été résolue par différences finies par de nombreux auteurs (Watanabe et al., 1986 ; Yoo et O'Connor, 1988 ; Southgate et Goldberg, 1989 par exemple).

Afin d'étudier l'effet de la dérive littorale seule sur l'évolution morphologique de la zone des passes - et non l'effet du déferlement de la houle sur les bancs -, l'utilisation d'un modèle de réfraction simple doit cependant être suffisante. La régularité de la bathymétrie le long de la côte aquitaine permet en effet l'application des hypothèses requises à l'utilisation d'un modèle de ce type.

Nous décrivons dans cette section un premier modèle de réfraction simple fondé sur la méthode des rayons, dont nous évaluerons la qualité des résultats en comparant les courants induits à ceux observés d'une part dans un cas d'école (baie circulaire) puis à Arcachon. La nécessité d'obtenir un champ de courants de houle détaillé aux abords des bancs nous conduira à utiliser un modèle plus perfectionné dont nous décrivons ensuite les performances, les limitations et les résultats.

4 - 1 - Modèle de réfraction : méthode des rayons

Le modèle utilisé ici s'inspire de celui décrit par Skovgaard et al. (1975), dans une version codée et testée par Lazure (1984). Cette approche considère une onde de gravité de surface régulière et de faible amplitude. Les effets du vent, l'interaction avec les courants, la réflexion et la diffraction sont négligés. Le principe du calcul des hauteurs de houle repose sur la conservation de l'énergie entre deux orthogonales. On fait également l'hypothèse que la houle est monochromatique et linéaire. Ces approximations affectent la précision des résultats par faible profondeur (Briand and Kamphuis, 1993), mais dans une mesure comparable à la précision des données de houle que nous considérerons par la suite. Rappelons qu'il s'agit ici d'obtenir l'estimation d'une dérive littorale restreinte à la côte aquitaine, et non une description précise des hauteurs de houle sur tout le domaine, ce qui est au-delà des capacités d'un tel modèle.

4 - 1 - 1 - Description du modèle

La houle considérée est caractérisée par sa période T et sa hauteur au large de crête à creux H . Les vitesses de phase c , de groupe c_g , sont données par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}c^2 &= \frac{g}{k} \tanh(kh) \\c_g &= nc \\n &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right)\end{aligned}$$

Les notations sont celles des sections précédentes.

Les particules d'eau décrivent des trajectoires elliptiques dont le rapport du grand axe sur le petit axe varie de 1 à la surface pour devenir infini sur le fond où leur mouvement devient un va-et-vient d'amplitude A_b et de vitesse orbitale u_b avec

$$\begin{aligned}A_b &= \frac{H}{2 \sinh(kh)} \\u_b &= \pi \frac{H}{T \sinh(kh)}\end{aligned}$$

L'énergie totale par unité de surface est $E = \frac{1}{8} \rho g H^2$.

Nous ne détaillerons pas ici le calcul des orthogonales de houle. Rappelons que la hauteur de houle est déduite de la conservation de l'énergie entre deux orthogonales voisines (ce qui suppose qu'elles ne sont pas sécantes) ; en l'absence de frottement, la hauteur en tout point est donnée par la relation

$$H = k_r k_s H_0$$

où k_s (« shoaling coefficient ») traduit l'augmentation d'amplitude lorsque la hauteur d'eau diminue, k_r (coefficient de réfraction) traduit l'augmentation de l'amplitude lorsque deux

orthogonales se rapprochent, et H_0 dénote la hauteur de la houle au large. La dissipation par frottement sur le fond a été négligée.

Le calcul est interrompu lorsque le coefficient de réfraction croît démesurément par suite du rapprochement de deux orthogonales. La méthode en soi n'est alors plus valide ; dans le cas d'Arcachon, ce phénomène se rencontre lors de la convergence des rayons à l'approche de certains bancs. L'arrêt du calcul revient à ne pas étudier le déferlement de la houle en cet endroit, ce qui respecte le cadre d'étude de la dérive littorale (ce phénomène ne se produit pas lorsque la côte est rectiligne).

Le critère physique d'arrêt du calcul est le déferlement. Le critère de déferlement généralement utilisé pour cette méthode est du type Miche : le déferlement intervient pour une hauteur de houle H_b et à une profondeur h_b telles que

$$\frac{H_b}{L_b} = 0.142 \tanh(kh_b)$$

(l'indice b indique que les grandeurs sont considérées à l'endroit du déferlement). La hauteur de houle après le déferlement obéit au critère de saturation de Battjes, i.e. $H = \gamma h$, où γ peut dépendre de la pente locale du fond, de l'amplitude et de la longueur d'onde de la houle au large. Afin d'éviter que la hauteur de houle après déferlement sur une barre augmente de manière irréaliste avec la hauteur d'eau au-delà des barres, on suppose que la hauteur de vague reste constante après chaque barre de déferlement si la profondeur augmente lorsqu'on s'approche du rivage. Le coefficient γ est fonction de

$$\xi = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}}$$

où β est la pente du fond, et l'indice 0 s'applique aux grandeurs du large (Tableau 8).

ξ	0.1	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5
γ	0.8	1.0	1.1		1.2		1.2	
type de déferlement	déversant		plongeant		plongeant avec effondrement		pas de déferlement	

Tableau 8 : Types de déferlement et valeur de γ correspondante.

Une autre raison d'interruption du calcul est la faiblesse de la hauteur d'eau. L'hypothèse de linéarité n'est alors plus applicable, et l'amplitude de l'erreur commise masquerait la véritable information. S'il n'y a eu ni convergence des orthogonales ni déferlement avant, on interrompt le calcul lorsque la profondeur est inférieure à 2 mètres (ce cas ne se présente cependant pas pour Arcachon où le déferlement se produit toujours par plus de 2 m de fond).

Le modèle décrit ci-dessus fournit les hauteurs de houle le long des orthogonales, en des points sans rapport avec les mailles du modèle hydrodynamique. Pour la suite des calculs, on interpole donc ces données de houle par maille.

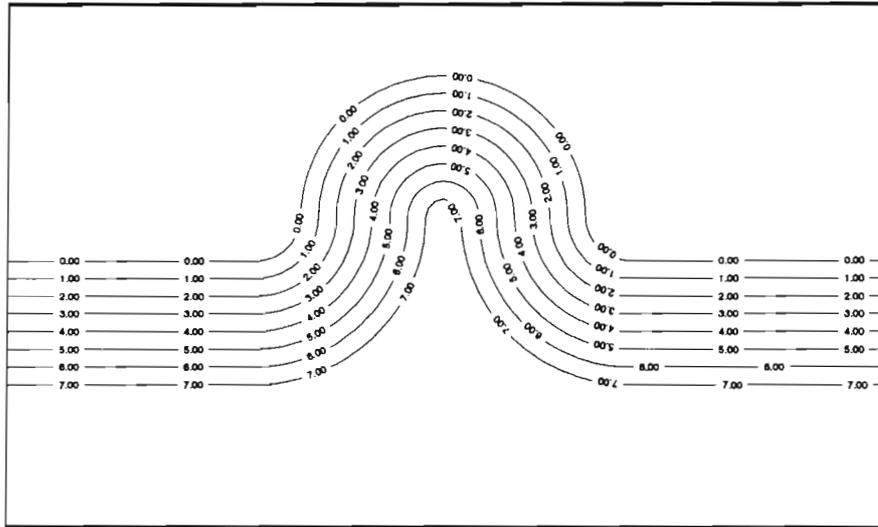


Figure 5 : Topographie de la baie circulaire utilisée pour tester le modèle des rayons.

4 - 1 - 2 - Résultats du modèle dans un cas simple

Afin de prévenir toute mauvaise interprétation des résultats de ce modèle appliqué au cas d'Arcachon due à son éventuel mauvais fonctionnement, nous avons confronté ses résultats à ceux obtenus par une méthode analogue par Le Hir (1978) et Coeffé et Péchon (1982). Le test consiste à tracer les orthogonales de houle, calculer les hauteurs de vague puis les vitesses du courant induit par cette houle dans le cas schématisé d'une baie semi-circulaire. Les caractéristiques de cette baie en forme d'entonnoir (Figure 5) sont son diamètre (260 m), la pente du fond (3%) et la profondeur au large (7.5 m). Les tests ont été effectués pour une houle monochromatique de hauteur 3 m et de période 10 s, dans le cas d'une incidence normale (0°) ou oblique (30°).

Les diagrammes de réfraction et de hauteurs sont représentés sur les figures 6 et 7 pour les incidences normale et oblique. Dans le cas d'une houle d'incidence normale, on observe bien le développement de 2 tourbillons symétriques prédits par la solution analytique (Le Hir, 1976). Les vitesses maximales sont atteintes au niveau des pointes de raccordement entre la baie et la plage rectiligne.

Ces résultats sont qualitativement en accord avec ceux décrits par les auteurs précédemment cités. La pénétration de la houle dans le fond de la baie et l'amplitude maximale des vitesses sont cependant inférieures. Si ce test ne permet pas de «valider» l'adéquation du modèle au cas d'Arcachon, du moins prévient-il toute aberration de forme.

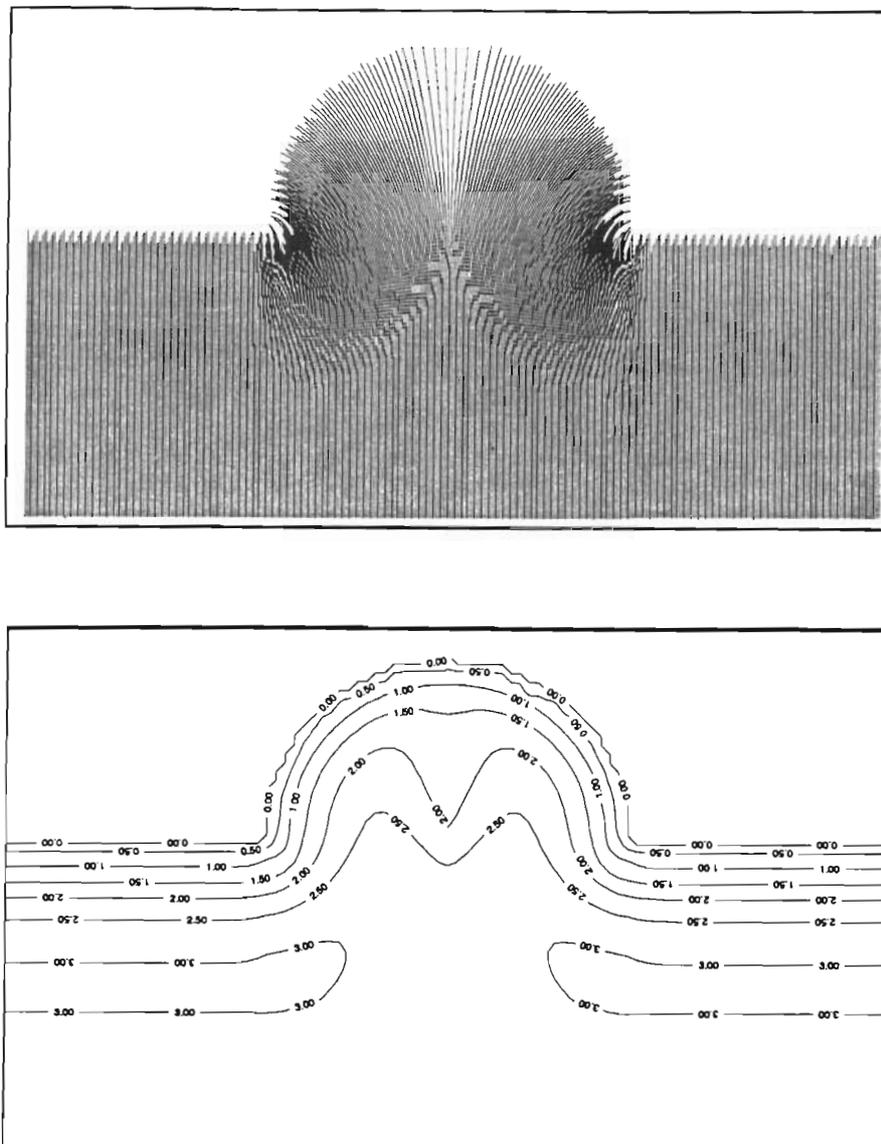


Figure 6 : Rayons de houle et hauteurs pour une houle d'incidence normale
($H = 3$ m, $T = 10$ s, $\alpha = 0^\circ$)

4 - 1 - 3 - Application au cas d'Arcachon

La figure 8 représente les rayons de houle, les hauteurs et le courant induit pour une houle de hauteur 3 m et de période 13 s du Nord-Ouest. L'angle d'incidence pour cette méthode est limité à 45° , limite après laquelle les courants de houle présentent des tourbillons tout à fait irréalistes. Les hauteurs de houle sont extrêmement sensibles aux irrégularités de topographie. Même après le lissage de la topographie au large, on remarque sur le diagramme des rayons des « ondulations » caractéristiques de l'alternance de régions où les rayons sont plus rapprochés ou plus distants les uns des autres. Ces irrégularités sont responsables de la forme allongée dans la direction de propagation des lignes d'iso-hauteur de houle, ce qui ne correspond bien sûr à aucune réalité physique. Les courants résultants sont obtenus par l'intermédiaire du modèle hydrodynamique après calcul des contraintes de radiation issues des hauteurs de houle. Ils occupent quant à eux une bande littorale beaucoup trop étendue : 2 km alors que les mesures d'Orgeron (1974) décrivent une bande littorale de 500 m.

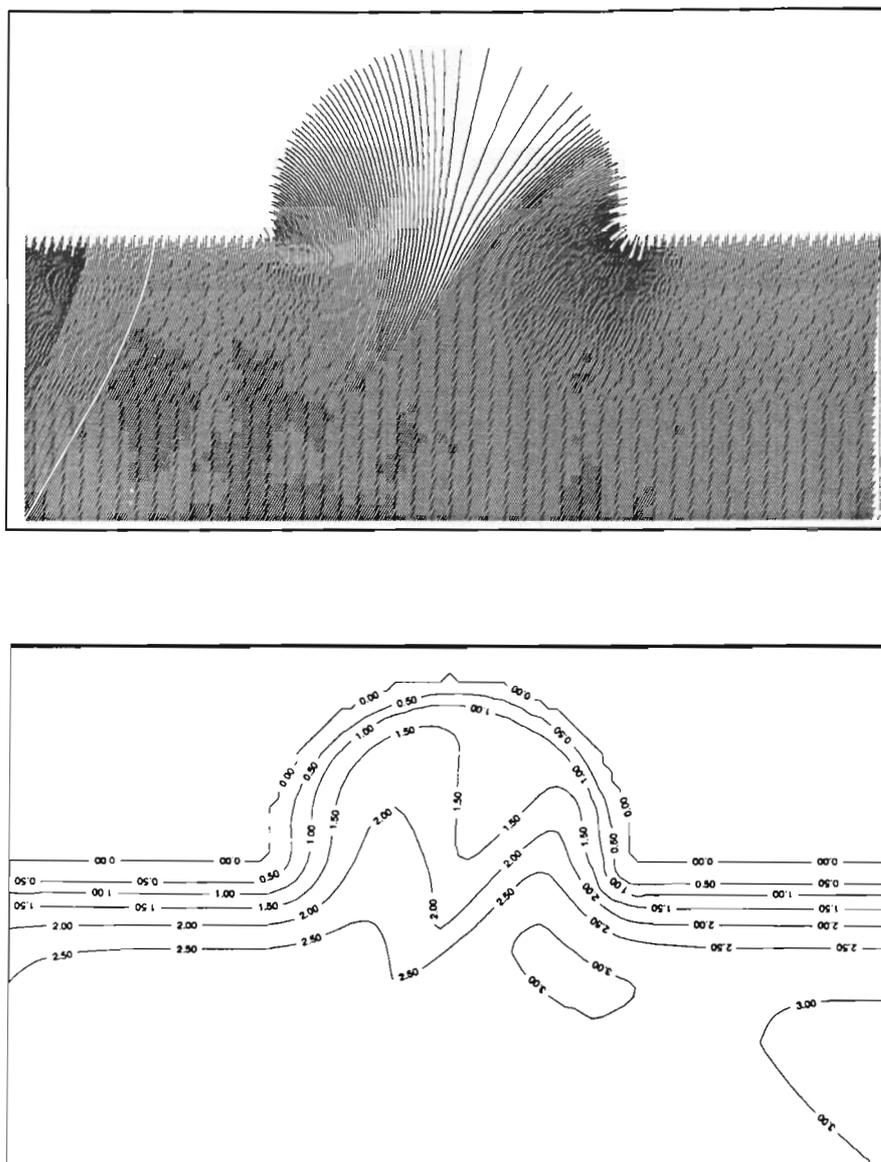


Figure 7 : Rayons de houle et hauteurs pour une houle d'incidence oblique
($H = 3 \text{ m}$, $T = 10 \text{ s}$, $\alpha = 30^\circ$)

Les limitations d'un modèle de réfraction simple par la méthode de calcul des orthogonales sont connues, surtout pour une zone à la topographie tourmentée comme ce peut être le cas dans le delta d'un bassin. L'avantage qu'ils présentent sur les modèles complexes est le gain de temps de calcul. Les résultats sur Arcachon sont cependant trop éloignés de la réalité pour permettre de les exploiter, ne serait-ce que pour l'estimation de la dérive littorale. Nous avons donc utilisé pour la suite de notre étude un modèle plus perfectionné que nous décrivons dans la section suivante.

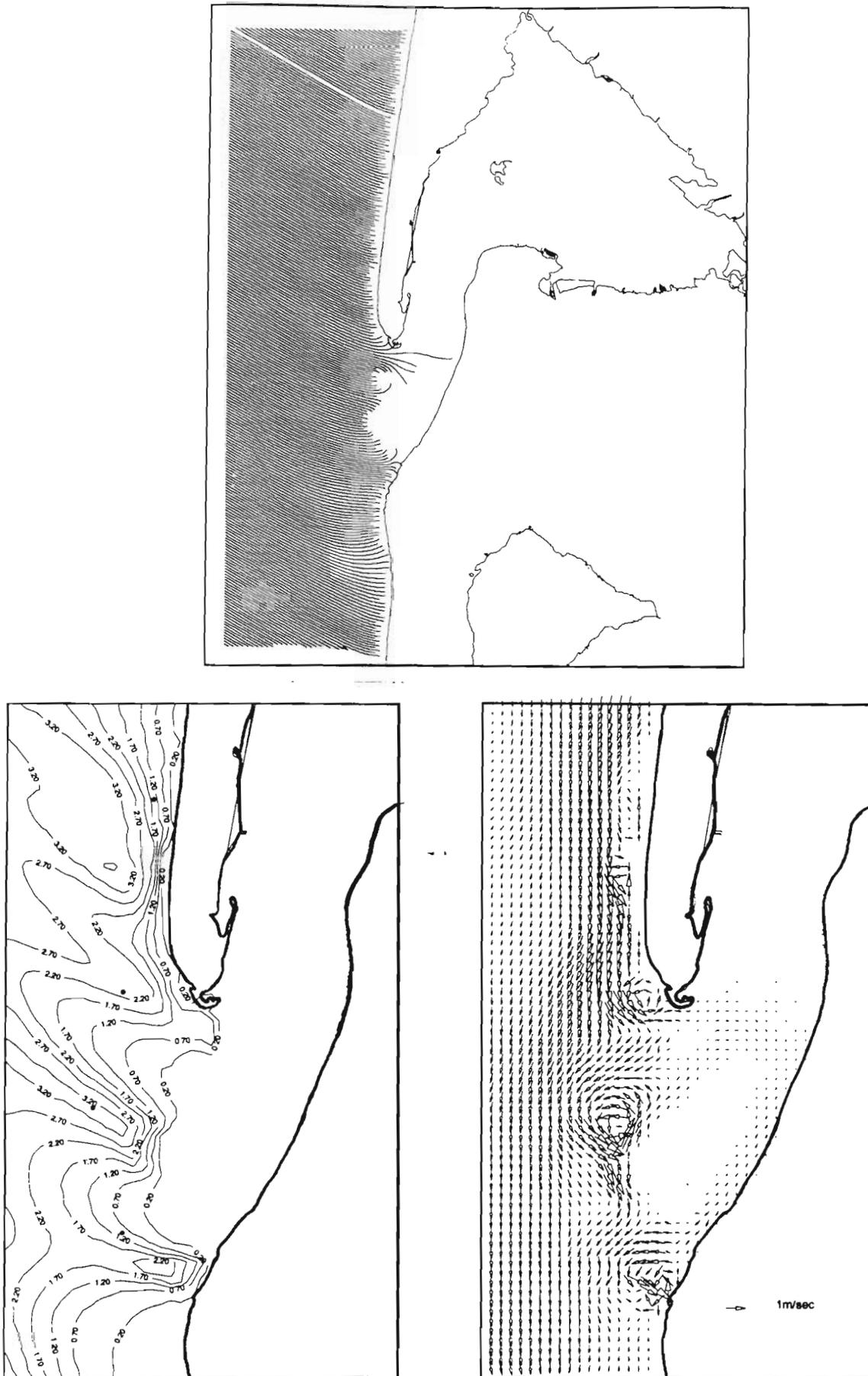


Figure 8 : Résultat du modèle des rayons pour Arcachon ($H = 3$ m, $T = 13$ s, $\alpha = 45^\circ$). a) Rayons. b) hauteurs de houle et c) courants de houle.

4 - 2 - Modèle de réfraction HISWA (Holthuijsen et Booij, Delft University of Technology, 1989)

La topographie de la zone des passes du Bassin d'Arcachon est extrêmement complexe, et affecte donc la propagation de la houle de telle sorte qu'un simple modèle de réfraction comme celui décrit ci-dessus ne sera pas en mesure de la prédire. On doit alors faire appel à des modèles plus perfectionnés capables de représenter correctement les propriétés des vagues dans une région où la diffraction et l'étalement directionnel de la houle sont susceptibles de jouer un rôle important. L'intensité des courants de marée dans les chenaux interdit également de négliger leur influence sur la propagation.

De nombreux modèles de calcul de hauteurs de houle ont été développés récemment afin de traiter les problèmes de génie côtier. Nombre d'entre eux traitent simultanément réfraction et diffraction en résolvant l'équation de Berkhoff (1972) obtenue par intégration sur la colonne d'eau de l'équation d'une houle linéaire monochromatique.

Ces modèles requièrent généralement une puissance de calcul importante, tout en ne permettant pas l'intégration aisée des phénomènes de dissipation ou de génération par le vent (Bondzie et Panchang, 1993).

L'autre principale catégorie de modèles est fondée sur la conservation de l'énergie. Leur variété s'étend des modèles les plus simples de rayons de houle monochromatique aux modèles spectraux non stationnaires les plus complexes. Afin de prendre en compte les processus de génération et dissipation non linéaires ainsi que l'interaction houle-courant, on distingue les modèles spectraux et les modèles paramétriques.

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit dans ce cas :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(c_x E) + \frac{\partial}{\partial y}(c_y E) + \frac{\partial}{\partial \omega}(c_\omega E) + \frac{\partial}{\partial \theta}(c_\theta E) = S(x, y, \omega, \theta, t)$$

$\bar{c}(c_x, c_y) = \bar{c}_g + \bar{U}$ représente la vitesse de groupe en présence d'un courant \bar{U} , tandis que c_θ et c_ω représentent respectivement la réfraction (vitesse de propagation dans le domaine des θ) et le décalage de l'énergie dans le spectre de fréquence dû à la variation dans le temps de la profondeur ou du courant (vitesse de propagation dans le domaine des ω). Le terme $S(x, y, \omega, \theta, t)$ représente les processus de génération ou de dissipation de la houle.

Les modèles spectraux impliquent la discrétisation des spectres fréquentiels et directionnels en bandes de fréquence et de direction. Le nombre N de degrés de liberté est alors égal au produit du nombre de bandes spectrales et du nombre de bandes directionnelles, et l'équation de conservation doit être résolue N fois en chaque point. Ces modèles intégralement spectraux offrent bien sûr une définition très fine, mais leur coût de calcul ne permet leur application qu'à des zones très réduites.

Les modèles dits paramétriques intègrent la directionnalité en supposant une distribution spatiale du type $\cos^{ms}(\theta)$ et décrivent le spectre de fréquence à l'aide d'un petit nombre de paramètres pour lesquels l'équation de conservation est résolue dans chaque maille.

Le modèle HISWA (Holthuijsen et Booij, 1989) représente un intermédiaire original entre ces deux types classiques, puisqu'il est spectral en direction, puis, dans chaque bande de direction, ne résout l'équation de conservation de l'énergie (ou de l'action en présence d'un courant) que pour deux moments intégrés en fréquence, à savoir l'action de la houle ($A = E/\omega$) et la fréquence moyenne. Les termes puits et sources sont représentés de manière paramétrique et incluent la génération de vagues par le vent, la dissipation par déferlement et par frottement sur le fond.

4 - 2 - 1 - Description du modèle HISWA

Principe de résolution

Certaines simplifications sont requises afin de résoudre l'équation de propagation. Sur le littoral, les temps de propagation de la houle sont courts par rapport à l'échelle de temps de variation des vents et courants. Pour Arcachon, la zone des passes à la topographie complexe et soumise à de forts courants n'excède pas 8 km dans le sens de la propagation de la houle, ce qui, pour la houle représentative, correspond à un temps de propagation inférieur à 15 minutes. On considère ce temps suffisamment court pour faire l'approximation de situation stationnaire.

Les termes $\frac{\partial A}{\partial t}$ et $\frac{\partial}{\partial \omega}(c_\omega A)$ s'annulent alors (puisque profondeur et courant sont stationnaires, il n'y a pas de décalage de l'énergie dans le spectre de fréquence) et l'équation utilisée par le modèle se réduit à l'expression

$$\frac{\partial}{\partial x}(c_x A) + \frac{\partial}{\partial y}(c_y A) + \frac{\partial}{\partial \theta}(c_\theta A) = T(x, y, \omega, \theta, t),$$

où $T = S/\omega$ représente les termes puits et source.

D'autre part, l'équation est paramétrée par les moments directionnels intégrés en fréquence suivants :

- le spectre d'action directionnel :

$$A_0(\theta) = \int_0^{\infty} A(\omega, \theta) d\omega = m_0(\theta)$$

où

$$A(\omega, \theta, x, y, t) = \frac{E(\omega, \theta, x, y, t)}{\sigma}$$

$\sigma = \omega - \bar{k} \cdot \bar{U}$ est la fréquence relative,

- la fréquence moyenne directionnelle

$$\omega_0(\theta) = \frac{\int_0^{\infty} \omega A(\omega, \theta) d\omega}{\int_0^{\infty} A(\omega, \theta) d\omega} = \frac{m_1(\theta)}{m_0(\theta)}.$$

L'opérateur m_n est défini par

$$m_n(\theta) = \int_0^{\infty} \omega^n A(\omega, \theta) d\omega$$

L'application de cet opérateur à l'équation de conservation de l'action pour $n=0$ et $n=1$ conduit à une équation d'évolution pour $m_0(\theta)$ et une pour $m_1(\theta)$. Ce sont ces 2 équations qui sont implémentées dans le modèle.

Termes source

La fréquence moyennée sur l'énergie Ω_0 étant plus souvent référencée dans la littérature que la fréquence moyennée sur l'action ω_0 , les paramètres choisis pour la description des termes sources sont E_0 et

$$\Omega_0(\theta) = \frac{1}{E_0(\theta)} \int_0^{\infty} \omega E(\omega, \theta) d\omega$$

Génération par le vent

Le modèle considère une situation idéale dans laquelle un vent uniforme et stationnaire de vitesse V souffle sur une région calme en eau profonde (ni vent, ni vagues). Les coefficients empiriques requis sont obtenus par comparaison avec les résultats fournis par le CERC (Shore Protection Manual, 1977). Une formule de relaxation permet de déduire de cette situation idéale les résultats pour une situation réelle. Cette formule est choisie de façon à obtenir des résultats comparables à ceux de Günther (1981).

La dissipation par frottement sur le fond est fondée sur une loi quadratique classique de contrainte sur le fond proportionnelle au carré de la vitesse orbitale avec

$$\langle \tau \rangle = \left(\frac{8}{\pi} \right)^{1/2} \frac{c_{fw}}{g} \frac{\omega^2}{\sinh^2(kd)} E_1$$

$$\langle u_{orb} \rangle = \frac{\omega}{\sinh(kd)} E_1^{1/2}$$

où E_1 est l'énergie d'une onde harmonique de fréquence ω correspondant à la houle réelle étudiée.

La formulation directionnelle de cette contrainte - et du terme de dissipation - est obtenue en supposant que la distribution de la contrainte en direction est proportionnelle au carré de la vitesse orbitale dans chaque direction.

$$\langle \tau(\theta) \rangle = \left(\frac{g}{\pi} \right)^{1/2} \frac{c_{fw}}{g} \frac{\Omega_0^2(\theta)}{\sinh^2(k_0(\theta)d)} E_0(\theta)$$

La non-linéarité de la dissipation est prise en compte en supposant que la dissipation dans chaque direction est couplée aux autres directions par l'amplitude de la vitesse orbitale sur le fond :

$$\langle u_{orbl} \rangle = \left\{ \int_0^{2\pi} \frac{\Omega_0^2(\theta) E_0(\theta)}{\sinh^2(k_0(\theta)d)} d\theta \right\}^{1/2}$$

La distribution de la dissipation sur le fond s'écrit donc

$$S(\theta)_{\text{bottom}} = -\langle \tau(\theta) \rangle \langle u_{orbl} \rangle$$

La prise en compte d'un courant moyen se fait en ajoutant la composante de ce courant V_θ dans la direction θ à la vitesse orbitale caractéristique $\langle u_{orbl} \rangle$ associée à son coefficient de friction c_{fc} et en remplaçant la fréquence absolue $\Omega_0(\theta)$ par la fréquence relative $\sigma_0(\theta)$:

$$S_{\text{bottom}}(\theta) = -\left(\frac{g}{\pi} \right)^{1/2} \frac{(c_{fw} \langle u_{orbl} \rangle + c_{fc} V_\theta)}{g} \frac{\sigma_0^2(\theta)}{\sinh^2(k_0(\theta)d)} E_0(\theta)$$

Déferlement

Le critère de déferlement est celui de Battjes et Janssen (1979) d'après Miche :

$$H_m = \frac{\gamma_1}{k_1} \tanh\left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} k_1 d \right)$$

où k_1 est obtenu à partir de la théorie linéaire. La formulation de la dissipation est également inspirée de celle de Battjes et Janssen (1979) :

$$S_{\text{breaking}}(\theta) = -\frac{\alpha_1 Q_b \Omega_0(\theta) H_m^2 E_0(\theta)}{8\pi E_1}$$

α_1 , γ_1 et γ_2 sont des paramètres déterminés empiriquement, Q_b est la fraction de vagues qui déferlent.

Note : Le moutonnement est également pris en compte lors de la génération de vagues par le vent : les hauteurs de houles sont en effet déduites des vitesses du vent à partir de mesures effectuées en présence de moutons, et la dissipation d'énergie est de ce fait incluse dans le calcul même des hauteurs de houle.

Action du courant

Lorsque les vagues sont opposées à un fort courant, la partie de leur énergie située dans les hautes fréquences ne peut être transportée contre le courant du fait que la vitesse de groupe dans ces fréquences élevées est inférieure à la vitesse du courant. La fréquence critique au-delà de laquelle ce phénomène se produit est la plus grande fréquence pour laquelle il existe une solution à la relation de dispersion

$$\omega_c - \bar{k} \cdot \bar{U} - (gk \tanh(kd))^{1/2} = 0 .$$

Les conséquences de ce phénomène sur la dissipation par le courant sont directement déduites des variations dans le temps du nombre d'onde critique k_c correspondant à cette fréquence critique.

La structure numérique du modèle est détaillée par Holthuijsen et Booij (1989).

4 - 2 - 2 - Critiques et limitations du modèle HISWA citées dans la littérature

Il est important pour l'utilisateur d'un modèle de propagation de houle d'en connaître les performances et les limitations. HISWA ne traite pas les phénomènes de diffraction, mais est-ce là son inconvénient majeur? Les résultats de ce modèle ont été confrontés dans la littérature à ceux de modèles de réfraction et diffraction, ainsi qu'à des séries de mesures en nature ou sur des modèles hydrauliques. Nous proposons ici de rappeler les limitations fondamentales du modèle, résultant des approximations de la méthode de résolution, ses limitations dans les applications et la fiabilité des résultats.

Limitations fondamentales

La majeure simplification pour la plupart des applications résulte du fait que le spectre d'énergie est intégré dans le domaine des fréquences. HISWA affecte au spectre une forme standard dans chaque direction, mais on ne peut tirer des calculs aucune conclusion quant à la forme réelle du spectre.

Le modèle est stationnaire : les variations dans le temps ne sont pas considérées, et HISWA ne peut être utilisé que si le temps de résidence des vagues dans le domaine d'étude est suffisamment court. La durée de traversée du domaine par la houle doit être petite comparée à l'échelle de temps des conditions extérieures (variations du vent, de la hauteur d'eau). Le vent peut cependant varier sur la zone de calcul.

La diffraction n'est pas représentée par HISWA, ce qui réduit la précision des hauteurs de houle à l'abri d'obstacles.

La méthode de résolution du modèle ne permet que le calcul de houle se propageant « vers l'avant », c'est-à-dire dans un secteur de 90° de part et d'autre de la direction de propagation initiale. On ne peut donc superposer des champs de houle de directions trop écartées l'une de l'autre (houle orthogonale à une mer du vent locale par exemple).

Les champs de courant et de profondeur doivent être fournis au modèle avant que les calculs soient effectués. Les variations de niveau (« set-up ») et les courants dus à la houle ne sont donc pas pris en compte de manière interactive. Ils peuvent cependant être introduits de manière itérative (calculés à partir d'un modèle hydrodynamique, puis affectés aux nouveaux champs de courant et de hauteur d'eau avant de reconduire le calcul de houle).

Limitations dans les applications

Les processus altérant la houle à son arrivée dans une zone à la bathymétrie complexe sont d'une part la réfraction, la diffraction et la réflexion (processus conservatifs), d'autre part l'éventuelle génération de vagues par le vent, et la dissipation par déferlement et par frottement sur le fond (processus non conservatifs). Les modèles de diffraction présentent l'inconvénient de requérir une puissance de calcul très supérieure à celle requise par les modèles de réfraction, et ne permettent pas de représenter correctement la génération ou la dissipation de vagues. Afin d'évaluer les erreurs commises en négligeant la diffraction, Booij et al. (1992) ont étudié la propagation d'ondes courtes (clapot) dans une entrée de port ou une ouverture creusée dans une digue traversée par un chenal perpendiculaire, puis ils ont comparé les résultats fournis par HISWA et par un modèle de diffraction et réfraction combinées. Ils concluent que les effets de diffraction sont mineurs dans les régions où les rayons de houle peuvent pénétrer, et dominent sur les effets de réfraction ailleurs. Les auteurs remarquent par ailleurs que l'introduction du clapot (i.e. d'ondes multidirectionnelles courtes par rapport à la houle) lisse les hauteurs de vagues et réduit l'importance de la diffraction. De même, en présence d'un courant contraire, les vagues sont guidées dans la direction dudit courant, et cet effet de guide ainsi que la réfraction par le courant (qui provoque une amplification des vagues) sont très atténués par l'introduction du clapot.

A partir de tests particulièrement sévères de propagation sur un haut-fond de forme elliptique ou circulaire, Bondzie et Panchang (1993) ont également trouvé un bon accord entre les résultats d'HISWA et ceux d'un modèle de réfraction et diffraction combinées, ainsi que des déviations comparables par rapport aux mesures effectuées sur un modèle hydraulique. Ces bons résultats ne concernent cependant que les spectres directionnels larges : dans le cas d'un spectre étroit (i.e. situation proche d'une houle monochromatique unidirectionnelle), HISWA fournit des résultats médiocres.

Il faut cependant relativiser cette contre-performance réalisée sur un test extrêmement exigeant. Vogel et al. (1988) ont comparé les résultats d'HISWA avec des mesures sur des sites réels (embouchures tidales et estuaires) et ont conclu à une bonne représentativité du modèle. Ils soulignent l'importance de la prise en compte de la réfraction par les courants de marée (variations de hauteurs de houle allant jusqu'à 50% pour un courant de 1.5 m/s) et de génération de clapot par le vent local. Ils remarquent également des résultats de moindre qualité pour une distribution angulaire d'énergie étroite. En revanche, Verhagen et al. (1992) ont obtenu d'excellents résultats dans l'étude de la propagation de houle bien formée dans deux situations de tempête pour lesquelles ils disposaient de mesures ($H_s = 2.8$ m, période de 8.6 s en jusant et 7.8 s en flot, et $H_s = 4$ m, période de 15 s), même avec une répartition étroite de l'énergie (13° et 6° respectivement).

Il paraît donc délicat, en l'absence de mesures, d'évaluer rigoureusement la précision des résultats du modèle. Dans le cas de la propagation de la houle dans Saginaw Bay, Bondzie et Panchang (1993) montrent en un point particulier que les phénomènes de réfraction et de

frottement sur le fond sont les causes principales de l'atténuation de la houle, tandis que le déferlement n'y joue qu'un rôle dissipatif mineur. Dans ce cas, l'introduction du déferlement dans le modèle conduit à une surévaluation des phénomènes dissipatifs et par conséquent à une sous-estimation des hauteurs de houle. En un autre point de la zone d'étude, les auteurs montrent que l'amplification observée des hauteurs n'est reproduite par le modèle que pour les ondes de période courte (gonflement des hauteurs de 50% pour une période de 2.5 s par rapport à une période de 7s). Si la période réelle à fournir comme condition aux limites est mal connue, le modèle ne prédira pas dans ce cas la surélévation observée.

On peut en conclure que HISWA permet d'identifier les mécanismes responsables des variations des hauteurs observées en un site donné. Si ces mécanismes sont bien représentés par l'utilisateur du modèle (i.e. si le type de houle incidente ou l'importance des phénomènes de friction et de déferlement sont connus), les résultats du modèle seront de bonne qualité (conformes à la réalité). En revanche, si les phénomènes qui régissent la propagation sont mal évalués, les résultats peuvent diverger des observations (en général les hauteurs seront sous-estimées).

Dans le cas d'Arcachon, les données de houle au large sont aujourd'hui peu précises (du moins celles dont nous disposons) et les mesures dans la zone des passes inexistantes. Le long de la Flèche du Cap Ferret, la bathymétrie est suffisamment régulière et les courants de marée suffisamment faibles pour que les résultats soient fiables. Dans la zone des passes, il est certain que la diffraction n'est pas négligeable autour des bancs et que le modèle prédira des hauteurs de houle trop faibles à l'Est de ces bancs. En revanche, les courants de marée étant forts, la réfraction par le courant jouera certainement un rôle dominant dans la détermination des hauteurs de houle dans les passes elles-mêmes.

4 - 2 - 3 - Exemple de calcul à Arcachon

La distribution directionnelle d'énergie est définie dans le modèle par la fonction

$$D(\theta) = k_{ms} [\cos(\theta)]^{ms}$$

où ms détermine la largeur du spectre et k_{ms} est un coefficient tel que l'intégrale de $D(\theta)$ soit égale à 1. La figure 9 représente l'allure du spectre pour quelques valeurs de ms . On ne dispose pas pour Arcachon de mesures de l'étalement directionnel de l'énergie. Cependant, les houles abordant la côte aquitaine étant des houles du large bien formées, leur spectre directionnel doit être étroit, ce qui correspond à des valeurs de ms élevées. Nous avons testé la sensibilité des résultats à ce paramètre sur Arcachon. La valeur de ms ne modifie pas les hauteurs de houle le long de la côte rectiligne. Elle affecte peu la propagation dans la zone des passes. Cette faible sensibilité à l'étalement directionnel a également été reportée par Silva Jacinto et Le Hir (1996) qui indiquent des variations maximales des résultats de 5 à 10%. En revanche, les valeurs élevées de ms ($ms > 100$) provoquent la divergence du modèle en certains points. Pour éviter ces divergences, nous avons donc adopté une valeur de ms constante égale à 20, ce qui correspond à un étalement directionnel de 12.4° (Booij et Holthuijsen, 1993).

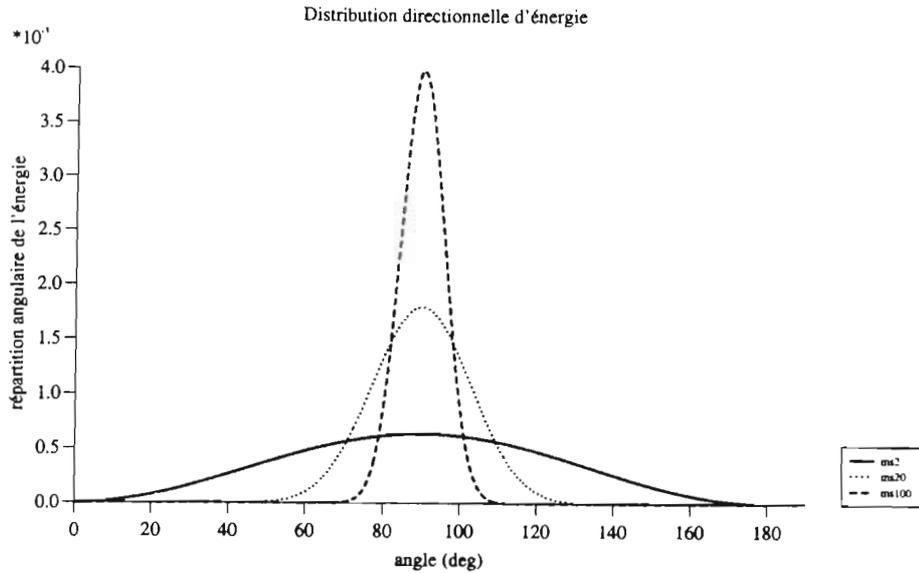


Figure 9 : Allure du spectre directionnel d'énergie pour $ms = 2$, $ms = 20$ et $ms = 100$.

Des tests de sensibilité au coefficient de frottement sur le fond f_w (uniforme sur tout le domaine) ont été effectués par Silva Jacinto et Le Hir (1996). Si les résultats de hauteur significative se révèlent peu sensibles à la valeur de f_w , ceux de la vitesse orbitale le sont beaucoup plus. Une variation de 50% autour de la valeur 0.01 (valeur par défaut proposée par Booij et Holthuijsen, 1993) entraîne des variations de vitesse orbitale de l'ordre de 10%. Or en toute rigueur, f_w dépend du rapport entre amplitude du mouvement orbital a_b et longueur de rugosité z_0 (Swart, 1974 ; Soulsby et al., 1993). La rigueur est cependant bien relative lorsqu'on constate les variations dans les formulations de z_0 citées dans la littérature. Davies et al. (1988) la relie implicitement à la hauteur des rides ($z_0 = 0.5$ cm pour des rides de l'ordre de 5 cm de hauteur) tandis que Madsen et Grant (1976) reportent d'après leurs mesures des valeurs de l'ordre de 0.1 cm en présence de houle seule et de l'ordre du centimètre en présence d'interaction entre houle et courant (notion de rugosité apparente, voir chapitre 6). Van Rijn (1989) propose une expression liée au rapport entre la hauteur h_r et la longueur d'onde λ_r des rides :

$$z_0 = \frac{k_s}{30} \quad \text{avec} \quad k_s = 20 \frac{h_r^2}{\lambda_r}$$

D'après la formule de Soulsby (1994, $f_w = 1.39(a_b/z_0)^{-0.52}$), une variation du rapport a_b/z_0 d'un facteur 4 (pouvant être due à la variabilité de la vitesse orbitale sur le domaine ou à l'incertitude sur la rugosité) induit une variation du coefficient de frottement d'un facteur 2. Nous avons déterminé une longueur de rugosité z_0 indirectement à partir des résultats du modèle hydrodynamique en présence de la marée seule : le frottement est exprimé par une loi de Strickler, et on peut considérer d'après le chapitre 2 que les vitesses simulées sont correctes, et par conséquent que le frottement est bien représenté. Dans ces conditions, on doit avoir

$$\tau_c = \frac{\rho g \bar{u}^2}{k_r^2 h^{1/3}} = \rho C_D \bar{u}^2 \quad \text{avec} \quad C_D = \left(\frac{0.4}{\ln(h/z_0) - 1} \right)^2$$

où h est la hauteur d'eau, \bar{u} la vitesse du courant moyen et k_r le coefficient de Strickler ($k_r = 36$). L'équivalence des 2 formulations du frottement permet de trouver une valeur de z_0 . Cette valeur varie en fonction de la hauteur d'eau comme l'indique la figure 10. Nous avons vérifié que les résultats du modèle de marée varient très peu lorsque z_0 prend les valeurs extrêmes de 0.3 cm ou 0.45 cm, et nous avons retenu pour toute la suite cette dernière valeur (qui correspond selon la formule de Van Rijn à des rides de rapport $h_r/\lambda_r = 0.08$). Pour une houle de période 10 s, cette valeur de z_0 fournit des coefficients de frottements f_w de 0.11 pour $a_b = 60$ cm (i.e. $u_b = 40$ cm/s), de 0.08 pour $a_b = 100$ cm (i.e. $u_b = 70$ cm/s), et de 0.07 pour $a_b = 140$ cm (i.e. $u_b = 100$ cm/s). Nous retiendrons pour les calculs de houle $f_w = 0.08$ sur tout le domaine.

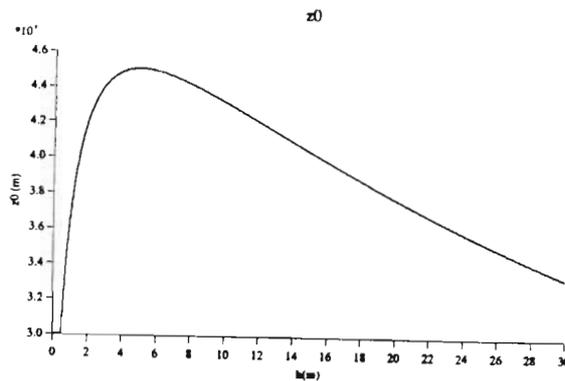


Figure 10 : Variation avec la hauteur d'eau de la valeur de z_0 fournissant un frottement équivalent au frottement fourni par la formule de Strickler.

Les hauteurs de houle calculées en l'absence de courant de marée pour une houle incidente de Ouest-Nord-Ouest, de hauteur 3 m et de période 13 s sont représentées figure 11.

La hauteur moyenne considérée pour ce calcul correspond au niveau moyen à Arcachon. On remarque que la houle ne pénètre pas dans les passes internes et contourne légèrement le banc du Toulinguet.

Si on superpose à la houle le courant de jusant correspondant à l'heure de la marée où la hauteur d'eau dans les passes atteint le niveau moyen (3 heures après une pleine mer de vive eau moyenne dans notre exemple, figure 12), les hauteurs de houle sont modifiées comme l'indique la figure 13. Le courant contraire limite encore la pénétration de la houle, élargit la zone où les hauteurs de houle excèdent 3m et resserre les ligne d'iso-hauteur (accélère donc l'atténuation de la houle). Au contraire, l'influence du courant de flot ralentit l'atténuation de la houle, accroît légèrement sa propagation vers l'Est et rétrécit la zone de hauteurs supérieures à 3 m (Figures 14 et 15).

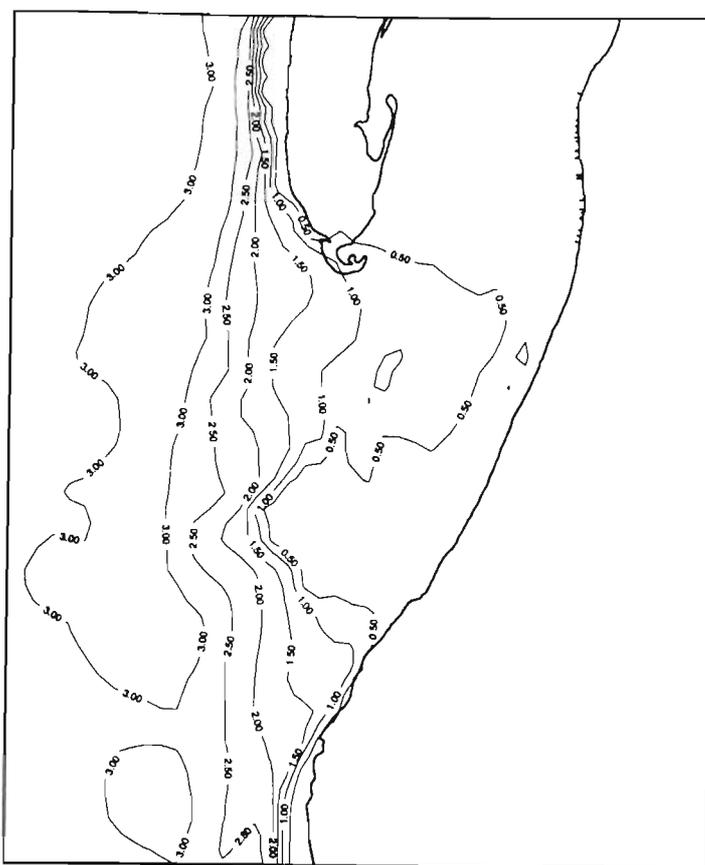


Figure 11 : Hauteurs de houle à Arcachon pour une houle incidente de $H = 3$ m ;
 $T = 13$ s, $\alpha = 22.5^\circ$. (Houle seule, sans courant de marée).

Les contraintes de radiations fournies par le modèle permettent de calculer les courants induits par la houle. On trouve ainsi qu'une houle de 2 m provoque un courant littoral de 0.60 m/s le long de la côte aquitaine au Nord du Cap Ferret, et une houle de 5 m un courant de 1.40 m/s, ce qui recoupe les informations fournies par le LCHF (1979, Catalogue Sédimentologique des Côtes Françaises). Cette dérive est confinée dans une bande de 500 m le long du rivage, comme l'a mesuré Orgeron (1974). La figure 16 représente le courant résultant de la houle seule, dans le cas hypothétique de l'absence de marée, pour $H = 3$ m et $T = 13$ s.

Les courants de marée affectent la propagation de la houle, mais la houle étant elle-même responsable d'un courant, il faut en toute rigueur effectuer une itération pour tenir compte de l'influence de ce courant sur la propagation. La procédure est alors la suivante :

- 1 - le modèle hydrodynamique fournit les courants en présence de marée seule (figures 12 et 14).
- 2 - le modèle de houle fournit les hauteurs de houle en présence des courants de marée seule, et les forces motrices résultantes (figures 13 et 15).

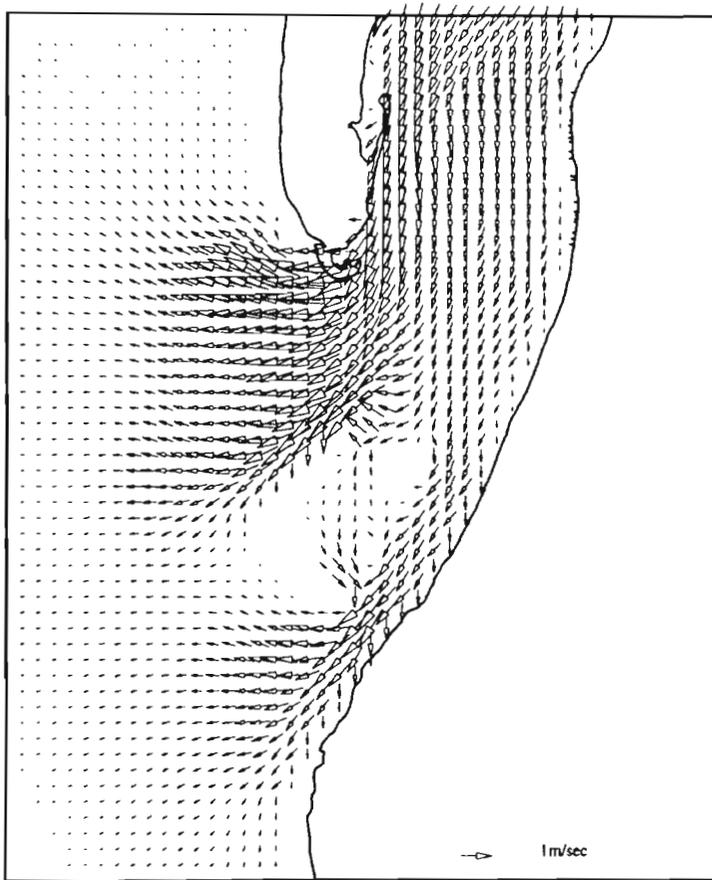


Figure 12 : Courant de jusant dans les passes à PM+3, marée de coefficient 90

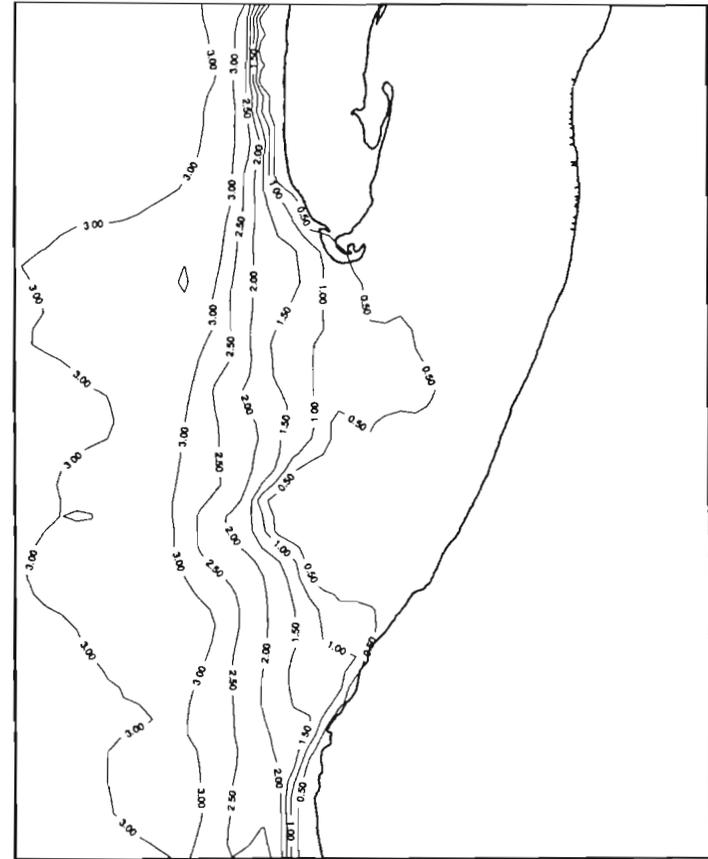


Figure 13 : Hauteurs de houle à Arcachon pour une houle incidente de $H = 3$ m, $T = 13$ s, $\alpha = 22.5^\circ$. Houle superposée au courant de jusant représenté sur la figure 12.

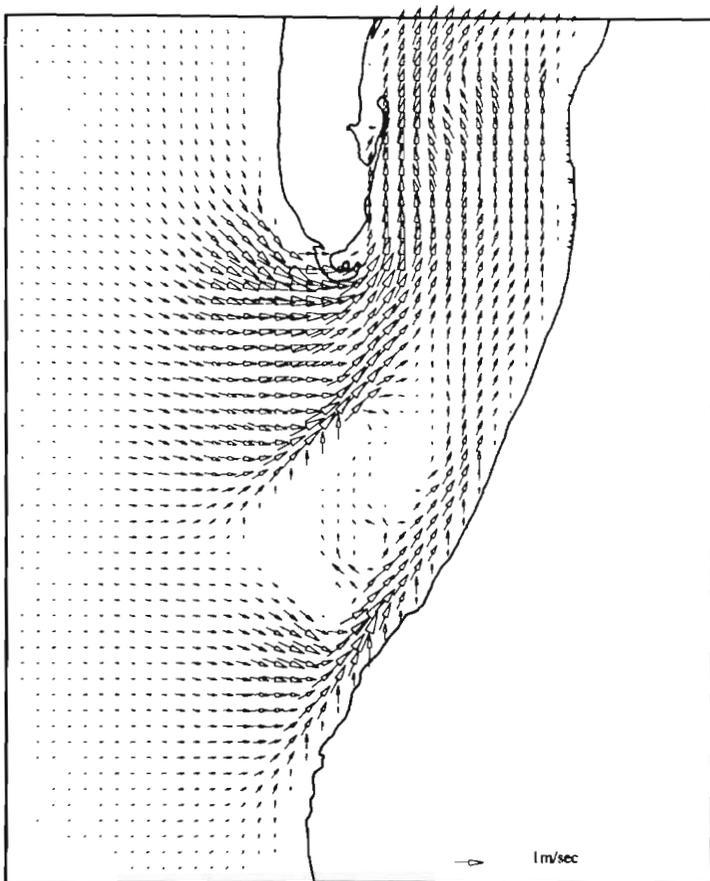


Figure 14 : Courant de flot dans les passes à BM+3, marée de coefficient 90

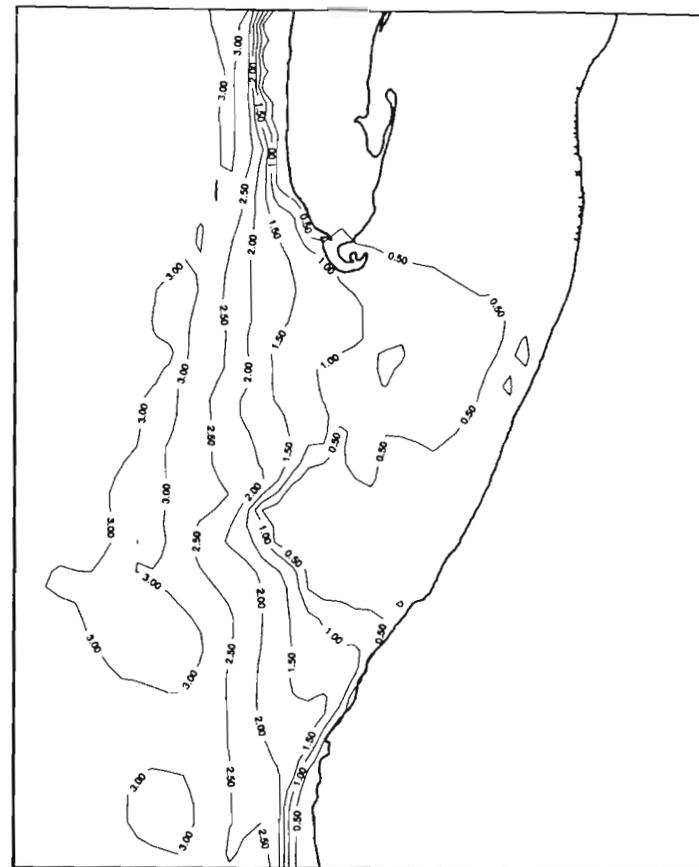


Figure 15 : Hauteurs de houle à Arcachon pour une houle incidente de $H = 3$ m; $T = 13$ s, $\alpha = 22.5^\circ$. Houle superposée au courant de flot représenté sur la figure 14.

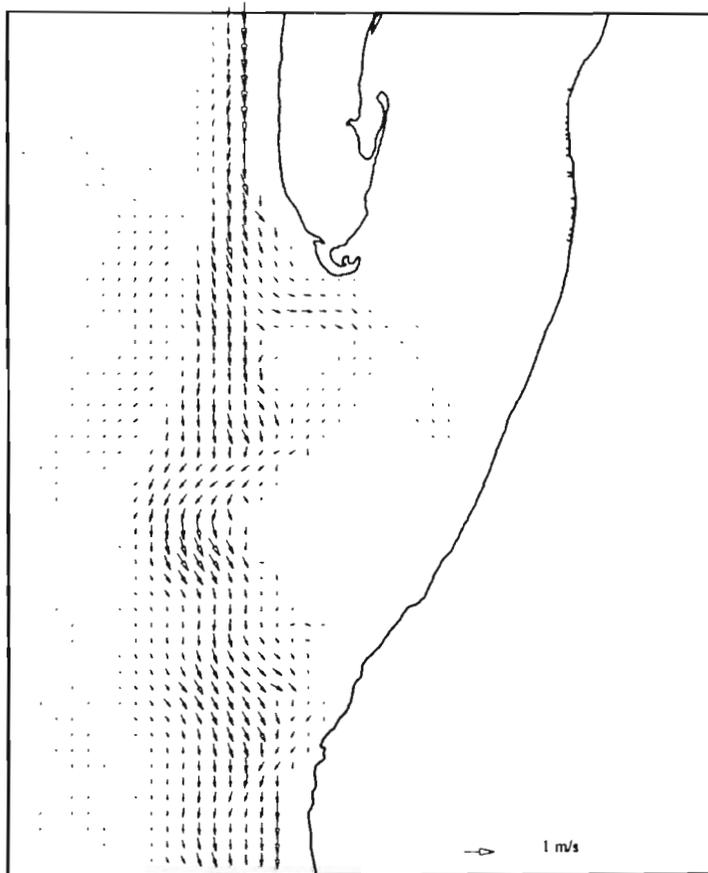


Figure 16 : Courant résultant de la houle seule ($H = 3 \text{ m}$; $T = 13 \text{ s}$, $\alpha = 22.5^\circ$) dans le cas hypothétique de l'absence de marée. La dérive littorale est confinée dans une bande de 500m le long du rivage.

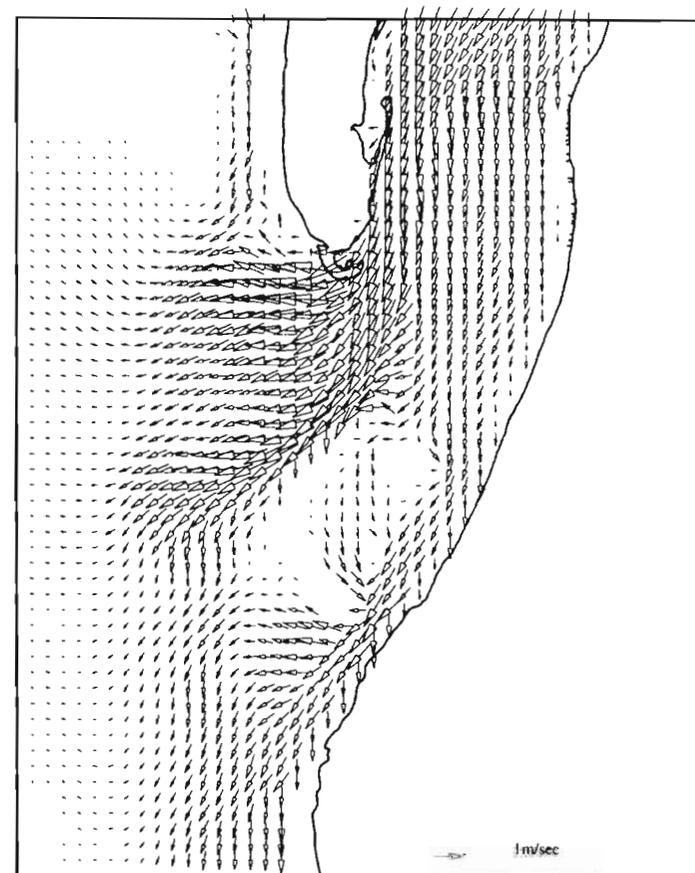


Figure 17 : Champ de courant résultant de la superposition de la houle (figure 13) et du courant de jusant (figure 12)

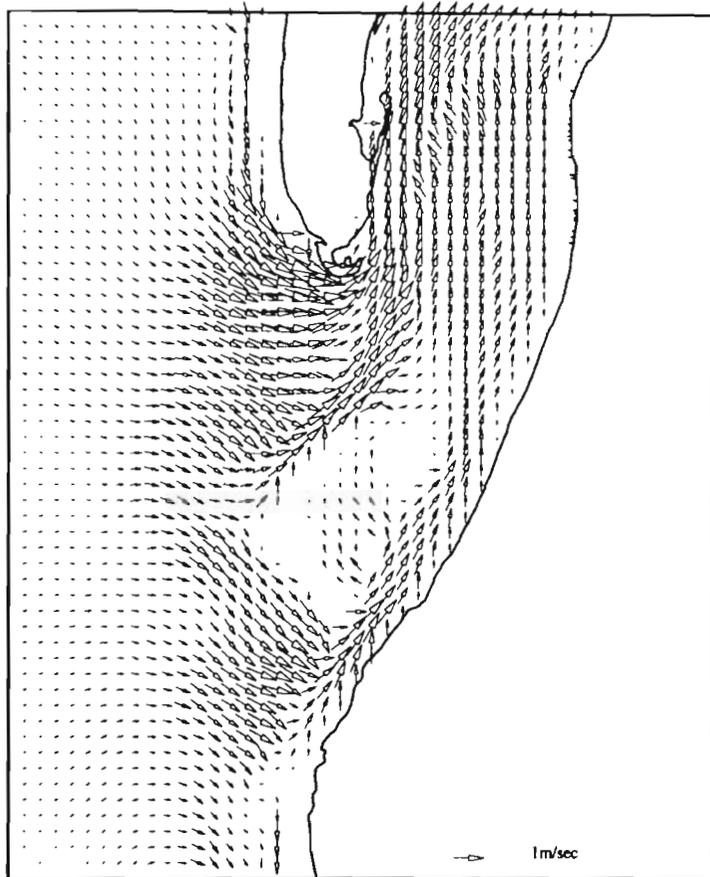


Figure 18 : Champ de courant résultant de la superposition de la houle (figure 14) et du courant de flot (figure 15)

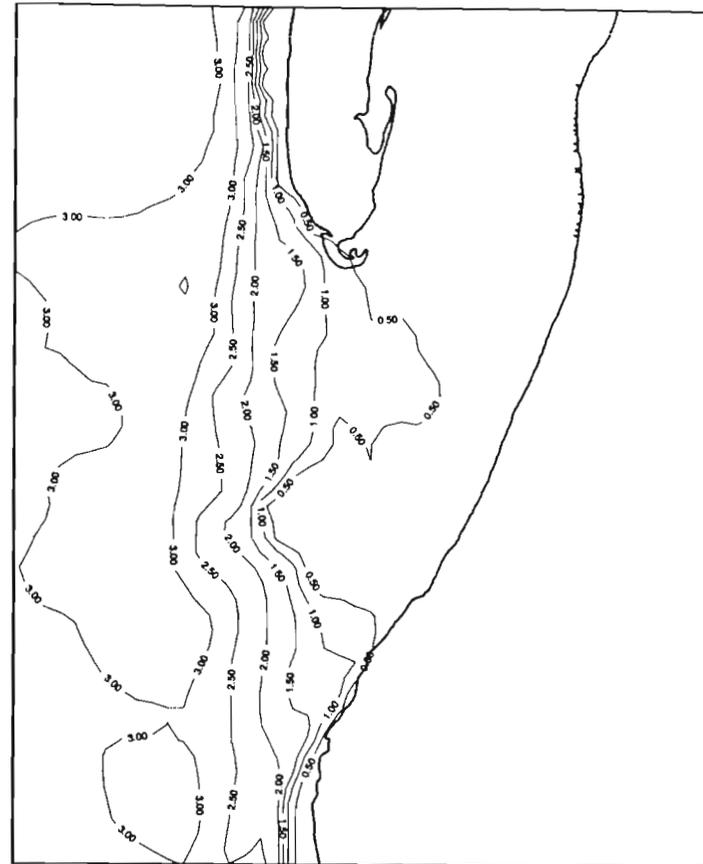


Figure 19 : Hauteurs de houle calculées en présence du courant résultant de l'action (houle+courant de jusant) représenté figure 17

- 3 - le modèle hydrodynamique forcé par la marée et les contraintes de radiation de la houle fournit le champ de courant en présence de houle et marée superposées (figures 17 et 18).
- 4 - le modèle de houle prédit de nouvelles hauteurs de houle en présence du courant fourni par le modèle hydrodynamique (figures 19 et 20).

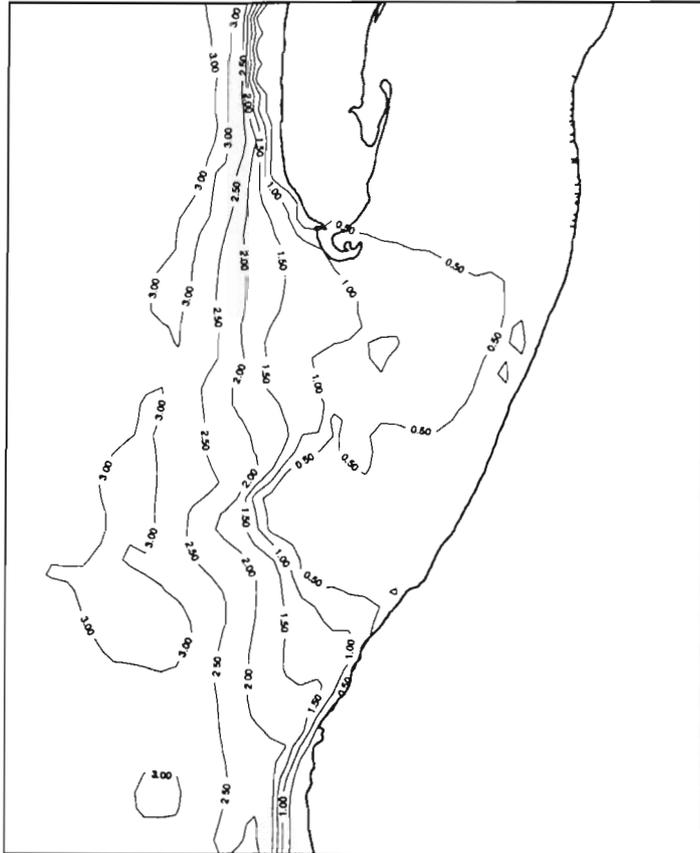


Figure 20 : Hauteurs de houle calculées en présence du courant résultant de l'action (houle+courant de flot) représenté figure 18

On pourrait réitérer cette procédure jusqu'à obtention de la solution exacte. Cependant, le calcul de houle doit être effectué plusieurs fois au cours de la marée pour tenir compte des variations de niveau (nous l'effectuerons 10 fois, voir chapitre 6). On dispose alors par marée de 10 champs de forces motrices de houle à appliquer successivement dans le modèle hydrodynamique pour obtenir les courants en présence de houle et marée superposées. Il faut alors de nouveau effectuer le calcul de houle 10 fois avant de reconduire le calcul hydrodynamique.

Ces opérations itératives sont extrêmement lourdes, et les courants résultant d'une seconde itération diffèrent peu de ceux issus de la première itération. Nous nous limiterons donc par la suite à une seule itération afin de calculer les courants induits par la houle en

présence des courants de houle et de marée. Le chapitre 6 présente cette technique plus en détail.

4 - 2 - 4 - Conclusion

Le modèle HISWA résout l'équation de conservation de l'action de la houle par une technique semi-spectrale : le spectre d'énergie est spectral en direction et paramétrique en fréquence. Dans chaque direction spatiale, 2 quantités sont propagées : une densité d'action intégrée en fréquence et une fréquence moyenne. Le modèle intègre les phénomènes de réfraction par la topographie et par le courant, génération de mer du vent (clapot), dissipation par frottement sur le fond et par déferlement. Les contraintes de radiations calculées par le modèle selon la formulation de Longuet-Higgins peuvent être introduites dans le modèle hydrodynamique afin de déterminer les courants induits par la houle. Cette méthode a permis de retrouver les estimations de courant littoral effectuées par le LCHF en 1979 le long de la côte aquitaine. La présence de forts courants de marée dans la zone des passes affecte la propagation de la houle, et ce phénomène est pris en compte par un processus itératif alternant calculs de houle et calculs hydrodynamiques. L'absence de mesures de houle à Arcachon interdit d'y confronter les résultats du modèle. Les résultats fournis par HISWA ont été comparés à des mesures sur d'autres sites, en particulier des embouchures tidales et des estuaires, où ils ont pu être validés. Il demeure cependant délicat d'évaluer la précision des résultats en l'absence de mesure : ils semblent en effet dépendre des phénomènes dissipatifs pris en compte. En l'absence de données, nous considérerons les phénomènes de dissipation sur le fond et par déferlement sans privilégier l'un par rapport à l'autre. La diffraction n'étant pas prise en compte, il est probable que les hauteurs de houle seront sous-estimées à l'abri des bancs. Rappelons que nous utiliserons le modèle de houle pour des conditions de houle représentatives. Il est certain que les résultats de courants de houle ne seront pas exempts d'erreurs, mais on les supposera suffisamment corrects dans la mesure où ils fourniront un transport également représentatif.

5 - DETERMINATION D'UN CLIMAT DE HOULE REPRESENTATIF

Les conditions de houle réelle varient de manière aléatoire dans le temps, et l'état de la mer pour des conditions météorologiques données peut lui-même présenter des irrégularités géographiques (variations de hauteur de houle, période et direction). L'estimation du transport littoral et des évolutions topographiques à long terme requiert nécessairement une schématisation du climat de houle par un nombre réduit de conditions représentatives.

On estime généralement que les fluctuations à long terme du climat de houle sont suffisamment faibles pour justifier l'utilisation d'un climat de houle annuel moyen. On peut distinguer au cours de l'année, en particulier sur la côte aquitaine, une période estivale calme et une période hivernale rude qu'il est possible de schématiser séparément. Steijn (1992) indique cependant que le fait de négliger les variations saisonnières implique une sous-estimation du transport en général inférieure à 5%, ce qui est négligeable au regard de l'ordre de grandeur des autres approximations. Aux fluctuations saisonnières s'ajoutent les fluctuations journalières, et particulièrement les tempêtes dont les effets sur la morphologie

sont les plus significatifs. De Vriend et al. (1993) recommandent de considérer séparément les répercussions des événements extrêmes sur la morphologie, ces événements étant délicats à inclure au sein d'une modélisation à long terme.

La difficulté de la détermination de conditions de houle représentatives tient à la réponse hautement non-linéaire du transport sédimentaire aux conditions de houle. Deux approches destinées à déterminer ces conditions ont été développées jusqu'à présent. L'une propose de déterminer une hauteur de houle représentative pour un nombre de directions choisies (Steijn, 1989), l'autre détermine une seule hauteur de houle de direction unique (Chesher et Miles, 1992). Nous proposons ici de décrire ces deux méthodes, de discuter leurs conditions d'application au site d'Arcachon, et de déterminer le climat de houle représentatif que nous utiliserons dans le modèle morphodynamique.

5 - 1 - Hauteurs représentatives multiples (Steijn, 1989)

5 - 1 - 1 - Principe général

La manière de déterminer des conditions de houle représentatives dépend des phénomènes physiques qu'on souhaite représenter. Si on souhaite représenter le transport littoral dans une direction parallèle à la côte, dont l'amplitude est proportionnelle à $H^{5/2}$, on conçoit que le facteur de pondération à affecter à chaque classe de hauteur de houle sera proportionnel à $H^{5/2}$. Cette schématisation ne représentera pas nécessairement des mécanismes de transport différents, comme le transport dû à l'asymétrie de la houle par exemple. Ce transport étant proportionnel à H^6 (Steijn, 1989), une schématisation du climat de houle destinée à représenter correctement le transport perpendiculaire à la côte impliquera l'utilisation d'un facteur de pondération proportionnel à H^6 . La hauteur de houle représentative sera par conséquent différente pour les deux schématisations.

Bien que l'utilisation d'une formule de transport comme celle de Bailard puisse résoudre ce problème de représentativité en introduisant des coefficients différents pour le transport parallèle ou normal à la côte, nous limiterons notre étude à la représentation correcte de la dérive littorale le long de la côte. Il faut être conscient de l'importante répercussion que cette approximation aura sur la modélisation de l'évolution morphologique des bancs de la zone des passes : même si la formule de transport inclut une composante normale à la côte due à l'action des vitesses orbitales, l'érosion des bancs par l'action directe de la houle sera sous-estimée. Rappelons que nous souhaitons représenter ici la dérive des bancs vers le Sud.

Dans cette optique, l'approche de Steijn consiste à utiliser pour critères de représentativité de la houle non seulement la composante littorale du transport, mais aussi un paramètre de mélange représentatif de la mise en suspension des sédiments par la houle. Les facteurs de pondérations ne seront donc pas proportionnels à $H^{5/2}$ comme ce serait le cas si seul le transport littoral était considéré, mais proportionnels à une combinaison simple des expressions du transport et du paramètre de mélange. La suite de cette section décrit plus en détail cette schématisation.

5 - 1 - 2 - Méthode

La méthode de Steijn consiste à déterminer un nombre restreint de conditions de hauteur et de direction de houle assorties de leur probabilité d'occurrence, à partir du climat de houle observé. Les critères permettant de choisir ces conditions représentatives sont d'une part le transit littoral et d'autre part la mise en suspension des sédiments par la houle. Ces phénomènes sont représentés par le flux d'énergie de houle parallèle à la rive (désigné par le terme « puissance littorale » par l'auteur),

$$P_l = (ECn)_b \sin \alpha_b \cos \alpha_b$$

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2$$

et par un paramètre dit de mélange,

$$\tau_w = \frac{1}{2} f_w \rho u_{orb}^2$$

$$f_w = \exp \left[-6. + 5.2 \left(\frac{u_{orb} T}{2\pi k_{sw}} \right)^{-0.19} \right]$$

où u_{orb} représente l'amplitude maximale de la vitesse orbitale de houle sur le fond, f_w le coefficient de friction sur le fond en présence de houle, et k_{sw} la rugosité du fond en présence de houle. Ces paramètres peuvent être simplifiés de manière à considérer

$$P_l = \beta_1 n H^{5/2} \sin 2\alpha$$

$$\tau_w \approx \beta_2 H$$

où β_1 et β_2 sont des constantes, et n le rapport entre vitesse de groupe et vitesse de phase.

La procédure proposée par Steijn est alors la suivante :

- 1 - choisir une sélection de directions de houle au large (3 à 4 secteurs de 45°).
- 2 - déterminer une relation $H_s - T_p$ à partir des données de houle (H_s : hauteur significative, T_p : période de pic).
- 3 - sélectionner un nombre restreint de points de schématisation selon les critères suivants :
 - .. les facteurs de pondération ne devant pas être trop faibles pour limiter les imprécisions numériques, choisir des points de faible profondeur proches de la ligne de déferlement,
 - distribuer les points sur toute la surface d'étude,
 - les points doivent pouvoir être atteints par des houles de toutes les incidences sélectionnées (en particulier ils ne doivent pas être protégés par des bancs).
- 4 - déterminer les conditions de houle (H, T, α) en ces points pour chaque classe de hauteur et de direction à l'aide d'un modèle de houle. On obtient ainsi le climat de houle en eau peu profonde.

- 5 - calculer $P_{1,i,j}$ aux points de schématisation pour chaque direction i et chaque hauteur de houle j .
- 6 - pour chaque direction i , calculer la puissance littorale $\tilde{P}_{1,i}$ et le paramètre de mélange $\tilde{\tau}_{w,i}$ pondérés sur les hauteurs :

$$\tilde{P}_{1,i} = \sum_j p_{i,j} \left(H_{s,i,j}^{5/2} n_{i,j} \sin 2\alpha_{i,j} \right)$$

$$\tilde{\tau}_{w,i} = \sum_j p_{i,j} H_{s,i,j}$$

où $p_{i,j}$ est la probabilité d'occurrence de la houle (i,j).

- 7 - Les caractéristiques de la houle représentative pour la direction i vérifient

$$\hat{H}_{s,i}^{3/2} n_i \sin 2\hat{\alpha}_i = \frac{\tilde{P}_{1,i}}{\tilde{\tau}_{w,i}}$$

$\hat{H}_{s,i}$ et $\hat{\alpha}_i$ sont les inconnues, qu'on détermine par une méthode de prédicteur-correcteur, de façon que $\hat{\alpha}_i$ corresponde bien au secteur angulaire i . n_i est un paramètre que Steijn qualifie de dérivatif, qui n'a plus ici de signification physique (initialement le rapport entre vitesse de groupe et vitesse de phase).

- 8 - le facteur de pondération relatif à la direction i est alors donné par

$$p_i = \frac{\tilde{\tau}_{w,i}}{\hat{H}_{s,i}}$$

On dispose ainsi de conditions de houle ($\hat{H}_{s,i}, \hat{\alpha}_i$) représentatives assorties de leur facteur de pondération p_i . Les périodes correspondantes peuvent être déduites de la relation entre hauteur significative et période pic issue des données.

Il faut souligner que cette méthode est restreinte aux régions où les effets de la superposition de la houle et d'un courant de marée par exemple peuvent être négligés. Dans le cas contraire, le paramètre dit de mélange ne peut plus être fondé sur la contrainte sur le fond en présence de houle seule, mais sur la contrainte en présence de houle et de courant. Steijn suggère alors d'utiliser la formulation de Bijker pour une méthode dite « à un paramètre » (par opposition à la méthode « à deux paramètres ») :

$$\tau_{cw} = \tau_c \left(1 + \xi \left(\frac{u_{orb}}{\bar{u}} \right)^2 \right)$$

$$\xi = C \sqrt{\frac{f_w}{2g}}$$

$$C = 18 \log \frac{12h}{k_{s,c}}$$

$$k_{s,c} = 2.5D_{90}$$

où u_{orb} est l'amplitude maximale de la vitesse orbitale de houle et \bar{u} la valeur du courant moyen. Steijn propose alors d'utiliser pour paramètre de mélange

$$\beta = 1 + \xi \left(\frac{u_{orb}}{\bar{u}} \right)^2$$

L'importance de la hauteur d'eau sur la valeur de β (par l'intermédiaire de la vitesse orbitale) impose de la calculer pour différentes heures de la marée. Steijn suggère de considérer les niveaux de basse mer, de pleine mer et niveau moyen afin d'obtenir une valeur représentative de β au cours de la marée :

$$\beta = \frac{t_{pm}\beta(pm) + t_m\beta(m) + t_{bm}\beta(bm)}{t_{pm} + t_m + t_{bm}}$$

où $\beta(pm)$ paramètre β calculé au niveau de pleine mer, valable pendant le temps t_{pm}

$\beta(m)$ paramètre β calculé au niveau moyen, valable pendant le temps t_m

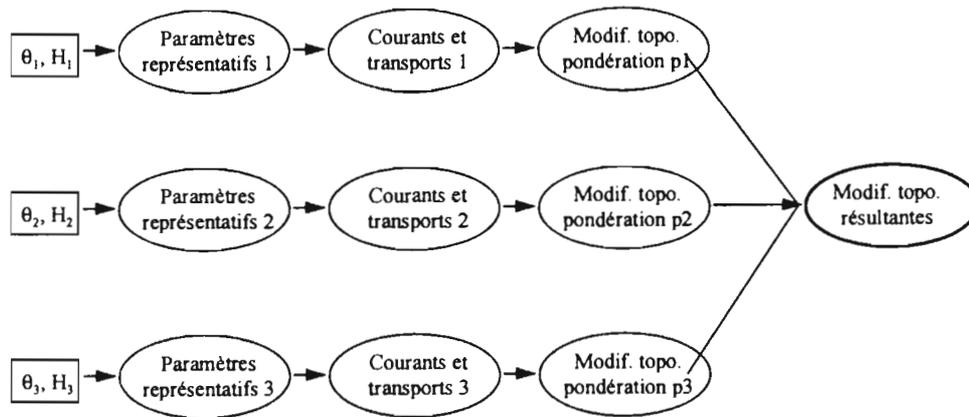
$\beta(bm)$ paramètre β calculé au niveau de basse mer, valable pendant le temps t_{bm}

On opère ensuite comme pour le paramètre $\tau_{w,i,j}$ afin d'obtenir un paramètre $\tilde{\beta}_i$ caractéristique de chaque direction de houle.

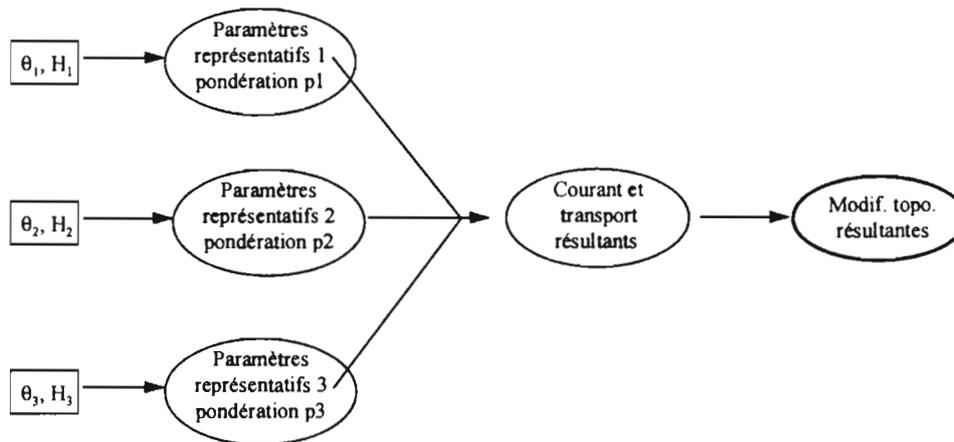
Dans ce cas particulier où l'influence de la marée ne peut être négligée par rapport à celle de la houle, Steijn ne considère cependant que ce paramètre β - et non plus la puissance littorale -, et la méthode décrite ci-dessus permettant de trouver des conditions de houle ($\hat{H}_{s,i}, \hat{\alpha}_i$) représentatives ne s'applique plus.

5 - 2 - Hauteur représentative unique (Chesher et Miles, 1992)

La méthode de Steijn consistait à prédire les champs de courant et de transport pour chaque direction et de combiner les résultats selon leur facteur de pondération. L'approche de Chesher et Miles consiste à combiner non pas les champs de transport mais les résultats des calculs de houle pour les différentes directions afin d'obtenir un unique champ de paramètres représentatif du climat de houle, correspondant à une houle caractéristique unique. Cette méthode représente un important gain de temps et de coût de calcul puisque les modules hydrodynamique et sédimentaire ne sont mis à contribution qu'une fois et non pas pour chaque direction.



Méthode classique



Méthode Chesher et Miles

Figure 21 : Méthodes de schématisation des conditions de houle de Steijn (ou « classique ») et de Chesher et Miles (D'après Chesher et Miles, 1992)

Le fondement de cette méthode repose sur le fait que la principale source d'augmentation du transport en présence de houle provient de la mise en suspension de sédiment ensuite advecté par le courant. Cette remise en suspension est indépendante de l'angle d'incidence de la houle, ce qui permet de ne pas conserver l'information de direction.

La loi de transport utilisée afin de déterminer ces conditions de transport est celle de Van Rijn (1984) modifiée suivant le principe de Grass (1981) afin d'inclure l'influence de la houle : le transport total en présence de courant seul peut être mis sous la forme

$$q_t = Au(u - u_{cr})^{n-1} \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

où A est une constante dépendant de la granulométrie du sédiment, u la vitesse du courant intégrée sur la verticale, u_{cr} une vitesse critique d'érosion et $n = 3.4$. L'effet de la houle induit le transport suivant :

$$q_{t+} = Au[(u^2 + Bu_{orb}^2)^{0.5} - u_{cr}]^{n-1} \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

où u_{orb} est la l'amplitude de la vitesse orbitale, $B = \frac{0.08}{C_D}$ et C_D le coefficient de frottement.

La première étape de la schématisation consiste à déterminer une hauteur caractéristique pour chaque direction à partir de cette loi de transport et des pourcentages d'occurrence de chaque hauteur dans cette direction :

$$H_\theta = \left(\frac{\sum_i (p_i H_i^{2.4})}{\sum_i p_i} \right)^{1/2.4}$$

L'obtention d'une houle représentative unique requiert alors de moyenner les hauteurs dans l'espace des directions assorties de facteurs de pondération appropriés. Le choix de ces facteurs demeure délicat, le transport fournissant une réponse hautement non linéaire aux données de houle. Les auteurs proposent d'utiliser les facteurs de pondération correspondant au pourcentage d'occurrence de houles de chaque direction.

Chesher et Miles ont comparé sur un cas particulier les résultats de leur méthode à ceux de la méthode dite classique. Leur schématisation augmente le degré d'approximation et sous-estime ainsi le transport de 20%. Une meilleure estimation des facteurs de pondération devrait améliorer ces résultats.

Cette méthode présente néanmoins l'avantage de réduire les coûts de calcul particulièrement en des sites où les directions d'incidence de la houle sont nombreuses.

5 - 3 - Climat de houle représentatif à Arcachon

La houle à Arcachon présente la particularité d'être de direction quasiment uniforme tout au long de l'année, ce qui facilite sa schématisation. D'après notre analyse de la validité des formules globales de transport littoral, les formulations fondées sur la « puissance littorale » seule, comme celle proposée par le CERC, surestiment la dérive à Arcachon. La méthode de schématisation de Steijn s'en inspire afin de définir un paramètre de schématisation P_1 qui intervient au même titre qu'un paramètre de mélange. Nous comparerons les résultats de cette méthode à ceux fournis par celle de Chesher et Miles,

fondée sur la formule de transport de Van Rijn, et qui peut être appliquée aisément dans le cas d'une direction de houle constante.

Nous estimerons la validité des schématisations en comparant le transport littoral annuel qu'elles induisent avec les mesures et estimations disponibles pour la côte aquitaine.

5 - 3 - 1 - Méthode de Steijn

Steijn recommande la répartition des directions d'incidence de houle en secteurs de 45°. Cette répartition se réduit pour Arcachon au choix d'un unique secteur centré sur la direction Ouest-Nord-Ouest. Les points de schématisation sont représentés figure 22. Ils sont situés à la limite de la ligne de déferlement la plus au large (correspondant aux hauteurs de houle les plus fortes), par des fonds de 5 à 7 m. Les classes de hauteur assorties de leur probabilité d'occurrence sont celle définies en 5-1. Les résultats du modèle de houle pour le point de schématisation 5 sont reportés dans le tableau 9.

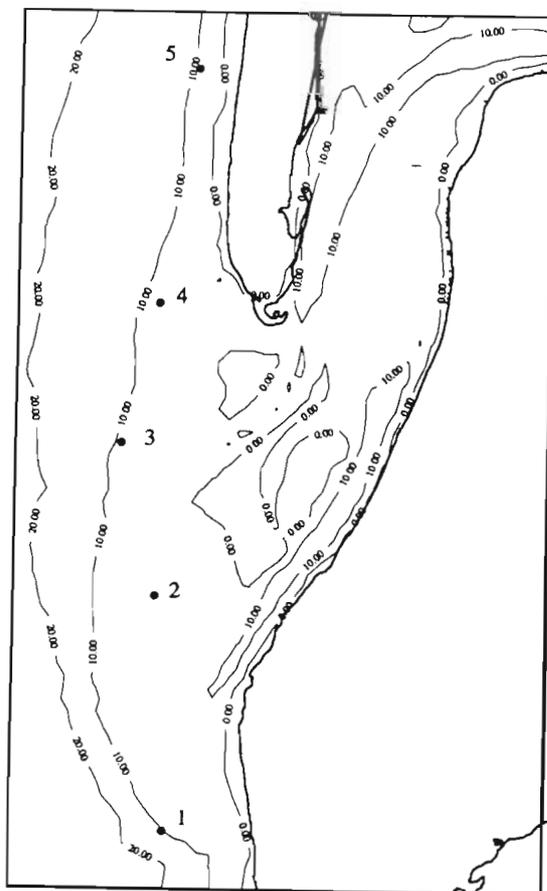


Figure 22 : Points de schématisation utilisés pour déterminer les conditions de houle représentatives.

Conditions au large			Occurrence	Conditions Point 5		
H ₀ (m)	α ₀ (°)	T(s)	p (%)	H _s (m)	α(°)	n
0.5	- 22.5	6	20	0.46	- 20.74	0.63
1.	- 22.5	8	50	1.00	- 18.44	0.68
2	- 22.5	11	20	2.18	- 16.52	0.71
3	- 22.5	13	8	3.25	- 15.89	0.72
5	- 22.5	17	2	4.68	- 15.10	0.73

Tableau 9 : conditions de houle au point 5 en fonction du régime de houle imposé au large.

soit pour le point 5, $\tilde{P}_1 = -1.76$ et $\tilde{\tau}_w = 1.38$. Les angles sont comptés dans le sens direct, l'angle nul pointant vers l'Est. Le signe négatif de la puissance littorale correspond à un transport vers le Sud.

Les caractéristiques de la houle représentative doivent vérifier

$$\hat{H}_s^{3/2} n \sin 2\hat{\alpha} = \frac{\tilde{P}_1}{\tilde{\tau}_w} \quad (3)$$

et le facteur de pondération correspondant est donné par

$$\hat{p} = \frac{\tilde{\tau}_w}{\hat{H}_s}.$$

Steijn recommande de déterminer \hat{H}_s et $\hat{\alpha}$ par une méthode de prédicteur-correcteur en résolvant (3) pour $\hat{\alpha}$ à partir de \hat{H}_s . Si \hat{H}_s est trop grand, la probabilité d'occurrence sera trop faible, et si \hat{H}_s est trop faible, (3) n'aura pas de solution.

Le tableau 10 montre un exemple de résultats ($\hat{H}_s, \hat{\alpha}, \hat{p}$) pour le point 5 et le point 3. La dernière ligne indique la hauteur représentative correspondant à la direction résultant de la moyenne pondérée des directions, les facteurs de pondération étant pris égaux aux pourcentages d'occurrence de chaque classe. On remarque que les facteurs de pondération correspondants sont faibles.

On remonte aux conditions de houle au large à partir de ces conditions de houle en eau peu profonde. La cohérence exige que les facteurs de pondérations soient identiques pour tous les points de schématisation. C'est donc ce critère, associé à l'impératif de direction de la houle, qui prévaudra au choix des conditions de houles aux points de schématisation.

Point 3			Point 5		
\hat{H}_s (m)	$\hat{\alpha}$ (°)	\hat{p}	\hat{H}_s (m)	$\hat{\alpha}$ (°)	\hat{p}
1.55	- 34.22	0.89	1.55	- 40.25	0.89
1.60	- 31.23	0.86	1.60	- 35.06	0.86
1.65	- 28.93	0.84	1.65	- 31.94	0.83
1.70	- 27.03	0.81	1.70	- 29.58	0.81
1.75	- 25.41	0.79	1.75	- 27.65	0.79
1.80	- 24.00	0.77	1.80	- 26.00	0.76
1.85	- 22.75	0.75	1.85	- 24.57	0.74
1.90	- 21.63	0.73	1.90	- 23.31	0.73
1.95	- 20.62	0.71	1.95	- 22.17	0.71
2.00	- 19.69	0.69	2.00	- 21.15	0.69
2.05	- 18.85	0.67	2.05	- 20.21	0.67
2.10	- 19.25	0.65	2.00	- 18.24	0.66

Tableau 10 : Valeur des paramètres de schématisation $\hat{\alpha}$ et \hat{p} en fonction de la hauteur caractéristique \hat{H}_s aux points 3 et 5. La dernière ligne indique la hauteur caractéristique \hat{H}_s correspondant à une direction résultant de la moyenne pondérée des directions.

5 - 3 - 2 - Méthode de Chesher et Miles

Cette méthode se réduit dans le cas d'un unique secteur d'incidence à calculer la hauteur de houle représentative par la formule

$$H = \left(\frac{\sum_i (p_i H_i^{2.4})}{\sum_i p_i} \right)^{1/2.4}$$

Le facteur de pondération correspondant est identique à celui calculé par Steijn.

5 - 3 - 3 - Résultats et comparaisons

Le critère principal de choix des conditions représentatives étant l'homogénéité des facteurs de pondération sur tout le domaine, nous avons représenté dans le tableau 11 les hauteurs de houles et les angles correspondant à un même facteur de pondération pour les 5 points de schématisation pour les formules de Steijn et de Chesher et Miles. Ces résultats sont à comparer avec les conditions induites par des houles de hauteurs significatives de $H_1 = 1.70$ m et $H_2 = 1.80$ m au large, d'incidence Ouest-Nord-Ouest (i.e. direction $\alpha_0 = - 22.5^\circ$) et de période 9 s.

La houle représentative de 1.70 m correspond bien aux hauteurs fournies par la méthode de schématisation de Chesher, et sous-estime d'une dizaine de centimètres les estimations fournies par la méthode de Steijn. Les transports littoraux annuels induits par les houles H_1 et H_2 sont respectivement $Q_1 = 652\ 000\ \text{m}^3$ et $Q_2 = 731\ 000\ \text{m}^3$, d'où, avec un facteur de pondération de 0.75, $Q_{\text{an1}} = 489\ 000\ \text{m}^3$ et $Q_{\text{an2}} = 548\ 000\ \text{m}^3$. Cette dernière valeur est proche des estimations du LCHF de dérive littorale nette annuelle ($600\ 000\ \text{m}^3$ vers le Sud, voir chapitre 2).

	\hat{H}_s C. M.	\hat{H}_s Steijn	$\hat{\alpha}$ Steijn	\hat{p} Steijn	H_{s1}	H_{s2}	α
Point 1	1.49	1.55	11.12	0.74	1.45	1.53	4.55
Point 2	1.71	1.83	- 13.97	0.75	1.75	1.85	- 12.98
Point 3	1.79	1.85	- 24.57	0.74	1.76	1.86	- 18.74
Point 4	1.74	1.85	- 22.00	0.74	1.75	1.85	- 16.55
Point 5	1.78	1.85	- 22.75	0.75	1.76	1.86	- 17.59

Tableau 11 : Hauteurs représentatives aux points de schématisation pour les méthodes de Steijn et de Chesher et Miles, puis pour les houles H_1 et H_2 .

5 - 3 - 4 - Conclusion

La méthode de schématisation de Chesher et Miles sous-estime de 6% dans notre cas la hauteur de houle représentative, ce qui correspond à une sous-estimation de 11% de la dérive littorale annuelle. Les conditions représentatives obtenues par la méthode de Steijn sont les suivantes :

$H_s = 1.80\ \text{m}$
$T = 9\ \text{s}$
$\alpha = - 22.5^\circ$
$p = 0.75$

Ces conditions de houle fournissent un transport littoral annuel conforme à celui mesuré et calculé par le passé.

Quelques remarques s'imposent cependant quant à la validité de ces estimations :

Nous n'avons pas considéré dans la méthode de schématisation de Steijn l'interaction entre la houle et le courant de marée, ni la variation de niveau de la surface au cours de la marée. Steijn propose de prendre en compte ces variables dans une schématisation dite « à un paramètre » où le paramètre de mélange est prépondérant. Le paramètre de puissance littorale représentatif du transport littoral par le courant de dérive dû à la houle seule n'est alors pas pris en compte. La complexité de la formulation de la contrainte sur le fond en présence de houle et de courant d'intensités comparables interdit aujourd'hui de prendre en compte ces interactions pour définir un climat de houle simple. Nous avons choisi de privilégier la

représentativité de la dérive littorale au détriment d'une représentation précise de la houle dans la zone des passes elle-même. Le degré d'approximation résultant des calculs de hauteurs de houle par un modèle de réfraction simple et des calculs de transport rend par ailleurs déplacée une modélisation plus rigoureuse des conditions représentatives de houle : le perfectionnement des modèles de houle et de transport doit sans aucun doute précéder les perfectionnements de cette schématisation.

Le climat de houle représentatif est un climat moyen. L'influence de tempêtes aux effets parfois irréversibles n'est pas représentée ici. On peut cependant envisager de considérer séparément les effets de conditions de houle exceptionnelles sur la morphodynamique.

Rappelons d'autre part que les valeurs de dérive littorale sont estimées pour la période actuelle, et qu'elles ont fluctué au cours du temps, notamment durant les 3 derniers siècles.

5 - 4 - Conclusion

L'action de la houle sur la morphologie de la côte aquitaine se manifeste par la présence d'une dérive littorale vers le Sud. Son influence sur les passes du Bassin d'Arcachon est beaucoup plus complexe : à la migration des bancs induite par la dérive générale s'ajoute une action directe contribuant à éroder et remanier ces bancs. Le choix de la houle représentative que nous introduirons dans le modèle morphodynamique devrait théoriquement considérer ces deux effets majeurs. Leurs mécanismes sont néanmoins différents ; le transport littoral est en particulier proportionnel à la puissance 2.5 de la hauteur de houle tandis que le transport normal à la côte est proportionnel à la puissance 6 de cette hauteur. Le transport dans la région des passes résulte de la superposition mal connue d'un transport littoral et d'un transport normal.

La seule estimation de transport dont nous disposons concerne la dérive littorale moyenne annuelle. Diverses formulations permettent d'y accéder, et nous avons vu que les plus perfectionnées fournissent des résultats comparables aux mesures effectuées le long du littoral aquitain. Nous avons par conséquent choisi de déterminer une houle représentative induisant une dérive littorale conforme aux estimations, sachant que le transport normal à la côte sera de ce fait sous-estimé. La méthode de Steijn (1989) permet d'obtenir des conditions de houle représentatives à partir d'une formule reliant le transport littoral à la puissance 2.5 de la hauteur de houle ($H_s = 1.8$ m, $T = 9$ s, $\alpha = -22.5^\circ$). Ces conditions ne sont rigoureusement représentatives du transport annuel que si on calcule par la suite le transport à l'aide d'une formule de même type. Les formules locales que nous utiliserons au sein du modèle morphodynamique sont plus complexes que les formules globales d'estimation du transport littoral, aussi devons-nous vérifier que leur application à Arcachon induit bien un transport littoral correct.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CHAPITRE 5

- Bagnold, R.A., 1963, Mechanics of marine sedimentation, in : The Sea, Vol. 3, pp. 507-528, M.N. Hill (ed.), Interscience, New York
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Bedload Model for a Plane Sloping Beach : Local Transport, Journal of Geophysical Research, Vol. 86, N° C3, pp. 2035-2043
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Total Load Sediment Transport Model for a Plane Sloping Beach, Journal of Geophysical Research, Vol. 86, N° C11, pp. 10938-10954
- Bailard, J.A., 1984, A simplified Model for Longshore Sediment Transport, Proceeding of IXth Coastal Engineering Conference, Houston, ASCE ed., NY, pp. 1454-1470
- Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M., 1979, Energy loss and set-up due to breaking and random waves, in : Proc. 16th International Coastal Engineering Conference, Hamburg, ASCE, New York, pp. 569-587
- Berkhoff, J.C.W., 1972, Computation of combined refraction-diffraction, Proceedings 13th International Conference of Coastal Engineering, ASCE, Vancouver, pp. 471-490
- Bondzie, C., Panchang, V.G., 1993, Effects of bathymetric complexities and wind generation in a Coastal Wave Propagation Model, Coastal Engineering, Vol. 21, pp. 333-366
- Booij, N., Holthuijsen, L.H., de Lange, P.H.M., 1992, The Penetration of Short-Crested Waves Through a Gap, Proc. ICCE, 1992, Venice, pp. 1044-1052
- Bowen, A.J., 1969, The generation of longshore currents on a plane beach, Journal of Marine Research, N° 27, pp. 206-215
- Briand, M.H.G., Kamphuis, J.W., 1993, Waves and currents on natural beaches : a quasi 3D model, Journal of Coastal Engineering, Vol. 20, pp. 101-134
- Catalogue sédimentologique des côtes françaises, Côtes de la Manche et de l'Atlantique, Laboratoire Central d'Hydraulique de France, Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France, Eyrolles (ed.)
- Chesher, T.J., Miles, G.V., 1992, The concept of a single representative wave for use in numerical models of longterm sediment transport predictions, in : R.A. Falconer, S.N. Chandler-Wilde and S.Q. Liu (eds), Proc. 2nd International Conference on Hydr. and Environment Modelling of Coastal, Estuaries and rivers waters, Bradford, Ashgate, Brookfield, VT, pp. 371-380
- Coeffé, Y., Péchon, P., 1982, Modelling of sea-bed evolution under wave action, Proceedings 18th Conference ICCE, Capetown
- Davies, A.G., Soulsby, R.L., King, H.L., 1988, A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer, Journal of Geophysical Research, Vol. 93, N° C1, pp. 491-508

- De Vriend, H.J., Zyserman, J., Nicholson, J., Roelvink, J.A., P echon, P., Southgate, H.N., 1993, Medium term 2DH coastal area modelling, *Coastal Engineering*, N  21, pp. 193-224
- De Vriend, H.J., Copabianco, M., Chesher, T., De Swart, H.E., Latteux; B., Stive, M.J.F, 1993, Long term modelling of coastal Morphology, *Coastal Engineering*, N  21, pp. 225-269
- De Vriend, H.J., 1995, Mathematical modelling of meso-tidal barrier island coasts, Part II : process-based simulation models, *Marine Geology*, Vol. 60
- Deigaard, R., Fredsoe, J., Hedegaard, I., 1986, Suspended sediment in the surf zone, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 112(1), pp. 115-128
- Deigaard, R., Fredsoe, J., Hedegaard, I., 1986, Mathematical modelling for littoral drift, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 112(3), pp. 351-369
- Gassiat, L., 1989, Hydrodynamique et évolution sédimentaire d'un système lagune-fl che littorale. Le Bassin d'Arcachon et la fl che du Cap Ferret. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.
- Graf, W.H., 1971, *Hydraulics of sediment transport*, McGraw-Hill Book Company, 1971
- Grass, A.J., 1981, *Sediment transport by waves and currents*, Report N  FL29, SERC London Centre Marine Technology, London, UK
- Günther, H., 1981, A parametric surface wave model and the statistics of the prediction parameters, Ph.D. Thesis, *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften A55*, 90 pages
- Holthuijsen, L.H., Booij, N., Herberes, T.H.C., 1989, A Prediction Model for Stationary, Short-crested Waves in Shallow Water with Ambient Currents, *Coastal Engineering*, Vol. 13, 1989, pp. 23-54
- Hurdle, D.P., Stive, R.J.H., 1989, Revision of SPM 1984 Wave Hindcast Model to avoid inconsistencies in Engineering Applications, *Coastal Engineering*, Vol. 12, pp. 339-351
- Inman, D.L., Bagnold, R.A., 1963, Littoral processes, in : *The Sea*, Vol. 3, pp. 529-533, M.N. Hill (ed.), Interscience, New York
- Jonsson, I.G., Skovgaard, O., Jacobsen, T.S., 1974, Computation of longshore currents, *Proceedings 14th International Conference of Coastal Engineering*, ASCE, pp. 699-714
- Kamphuis, J.W., 1991, A longshore sediment transport rate, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, Vol. 117, N  6, pp. 624-640
- Komar, P.D., Inman, D.L., 1970, Longshore Sand Transport on Beaches, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 74, N  30, pp. 5914-5927
- Komar, P.D., 1971, The mechanics of sand transport on beaches, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 76, N  3, pp. 713-721

- Komar, P.D., 1977, Beach sand transport : distribution and total drift, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, Proceedings ASCE*, Vol. 103, N° WW2, May 1977
- Lawson, J., Smallman, J.V., Watson, G.M., 1993, Application of appropriate wave transformation models, HR Wallingford, R&D Note 272
- Lazure, P., 1884, Etude de la propagation de la houle en zone littorale, Rapport de DEA, Université de Bretagne Occidentale, Brest
- Le Hir, P., 1978, Mémoire de fin d'études Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, LNH
- Longuet-Higgins, M.S., 1952, On the statistical distribution of the height of sea waves, *Journal of Marine Research*, Vol. 11, pp. 246-266
- Longuet-Higgins, M.S., Stewart R.W., 1964, Radiation stresses in water waves, a physical discussion with applications, *Deep-sea Research*, Vol. 11, pp. 529-562
- Longuet-Higgins, M.S., 1970, Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 7, N° 33, pp. 6790-6801
- Madsen, O.S., Grant, W.D., 1976, Quantitative description of sediment transport, *Proceedings 15th Coastal Engineering Conference*, pp. 1093-1112
- Mei, C.C., 1989, The applied dynamics of ocean surface waves, *Advances Series on Ocean Engineering*, Vol. 1, World Scientific Publishing, 740 pp.
- Météorologie Nationale, 1987, Données et statistiques, N° 8, Elements climatologiques concernant les côtes de la France Métropolitaine, 1987
- Météorologie Nationale, 1987, Données et statistiques, N° 11, Zones Inter-service mer, Tome 1 : Manche et Atlantique
- Météorologie Nationale, 1995, Statistiques de houle observées au Cap Ferret entre 1980 et 1993
- Pénin, F., 1980, Le prisme littoral aquitain : histoire holocène et évolution récente des environnements morfo-sédimentaires, Thèse de Doctorat, Bordeaux I
- Sabatou, M., Hauguel, A., 1978, A numerical model of longshore currents, Rapport EDF N° HE/42/78.34
- Shore Protection Manual, 1977 (3rd edition), Coastal Engineering Research Center, U.S.Army Corps of Engineers, Vicksburg.
- Shore Protection Manual, 1984 (4th edition), Coastal Engineering Research Center, U.S.Army Corps of Engineers, Vicksburg.
- Silva Jacinto, R., Le Hir, P., 1996, Simulation des agitations dans l'embouchure de la Seine; Etude méthodologique, soumis pour présentation aux 24èmes Journées de l'Hydraulique, Société Hydrotechnique de France, Paris, 1996

- Skovgaard, O., Jonsson, I.G., Bertelsen, J.A., 1975, Computation of wave heights due to refraction and friction, *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, WW1, February 1975
- Soulsby, R.L., 1994, *Manual of marine sands*, HR Wallingford report, SR 351
- Southgate, H.N., Goldberg, D.G., 1989, An efficient computational model for wave refraction and diffraction using finite differences, HR Wallingford, Report SR213
- Steijn, R.C., Louters, T., van der Spek, A.J.F., De Vriend, H.J., 1989, Numerical model hindcast of the ebb tidal delta evolution in front of the delta-works, in / Falconer, R.A. et al. (eds) : *Hydraulic and Environmental Modelling of Coastal, Estuarine and River Waters*, Gower Technical, Aldershot, pp. 255-264
- Steijn, R.C., 1989, Voordelta morphological study, Schematization of the natural conditions in multi-dimensional numerical models of coastal morphology, Delft Hydraulics/Rijkswaterstaat, Rept. H526, February 1989
- Steijn, R.C., 1992, Input filtering techniques for complex morphological models, Delft Hydraulics, Rept. H 824.53
- Steijn, R.C., Hartsuiker, G., 1992, Morphodynamic response of a tidal inlet after a reduction in basin area, Delft Hydraulics, Coastal Genesis report. H840.'0, 75 pp.
- Swart, D.H., 1974, Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles, Delft hydraulics lab., Publ. 131
- Van Overeem, J., Steijn, R.C., Van Banning, G.K.F.M., 1992, Simulation of morphodynamics of tidal inlet in the Wadden Sea, in : H. Sterr, J. Hofstede, H.-P. Plag (eds), *Proc. Int. Coastal Congress*, Kiel, Peter Lang Verlag, Frankfurt am Main, pp. 351-364
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part I : Bed Load transport, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, N° 10, pp. 1431-1456
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part II : Suspended load transport, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, N° 11, pp. 1613-1641
- Verhagen, L.A., Holthuijsen, L.H., Won, Y.S., 1992, Modelling Ocean Waves in the Columbia River Entrance, *Proc. ICCE, 1992, Venice*, pp. 2893-2901
- Vogel, J.A., Radder, A.C., de Reus, J.H., 1988, Verification of Numerical Wave Propagation Models in Tidal Inlets, *Proc. 21st ICCE, Spain, 1988*
- Watanabe A., 1982, Numerical models of nearshore currents and beach deformation, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 25, pp. 147-161
- Watanabe A., Maruyama, K., 1986, Numerical modelling of nearshore wave field under combined refraction, diffraction and breaking, *Coastal Engineering in Japan*, Vol.29, pp. 19-40

Yoo, D., O'Connor, B.A., 1988, Numerical Modeling of waves and wave-induced currents on a groyned beach, Symposium on Mathematical modelling of sediment transport in the coastal zone, IAHR, Copenhagen

CHAPITRE 6

Modèle morphodynamique : houle et marée

INTRODUCTION

L'évolution morphologique simulée en présence de marée seule représente principalement l'ouverture d'une passe au droit de la Flèche du Cap Ferret. Cette intense érosion est en réalité contrée par l'action de la houle, responsable de la dérive littorale observée tout au long de la côte aquitaine et du remaniement des bancs dans la zone des passes. Des conditions représentatives de houle ayant été déterminées dans le chapitre précédent, nous sommes à même d'introduire les effets de la houle dans une modélisation morphodynamique. Le modèle décrit dans le chapitre 4 requiert quelques modifications que nous détaillerons ici. Nous considérerons ainsi la représentation des courants de houle induits par l'intermédiaire des contraintes de radiation, la modification des contraintes sur le fond et des formules de transport puis les champs de transport initiaux en présence de houle et marée combinées. La dernière partie présentera les résultats des simulations d'évolution morphologique.

1 - INTRODUCTION DES CONTRAINTES DE RADIATION DANS LE MODELE HYDRODYNAMIQUE

A partir des données de hauteur et de direction de la houle sur la frontière occidentale de la grille de calcul, le modèle HISWA fournit les données de houle sur tout le domaine et en particulier les contraintes de radiation calculées par dérivation du tenseur de radiation (Longuet-Higgins et Stewart, 1964, voir chapitre 5). La variation du niveau de la surface au cours de la marée ne peut pas être négligée en zone côtière, particulièrement aux abords du Bassin d'Arcachon. Le marnage y atteint en effet 3.35 m pour une marée de coefficient 90 alors que les fonds considérés sont de moins de 10 m. Les hauteurs d'eau étant requises pour les calculs de houle, nous devons effectuer ces calculs à plusieurs heures de la marée. La prise en compte de l'action des courants de marée sur la propagation de la houle requiert également la multiplicité des calculs de houle au cours de la marée.

Cette section décrit la répartition des calculs de houle au cours de la marée, la manière dont la houle affecte les courants suivant la hauteur d'eau et l'importance relative d'une itération de ces calculs pour tenir compte des courants induits par la houle elle-même.

1 - 1 - Répartition des calculs de houle

La houle est particulièrement affectée à son arrivée à la côte par les variations du niveau de l'eau et des courants de marée. La prise en compte de la hauteur d'eau dans le modèle HISWA peut se faire en affectant au fichier de topographie les hauteurs totales d'eau présentes à l'instant du calcul. Les modèles de houle et hydrodynamique n'étant pas interactifs, il est nécessaire de procéder à des itérations successives. Les calculs de houle étant particulièrement coûteux en temps, il est indispensable d'en réduire le nombre par marée et de ne pas effectuer de calculs de houle « continus » (la « continuité » étant ici représentée par le pas de temps de calcul hydrodynamique). La démarche à adopter est donc la suivante :

- 1 - obtenir les hauteurs d'eau et les courants sur le domaine à partir du modèle hydrodynamique en l'absence de houle ;
- 2 - sélectionner au cours de la marée un nombre restreint de champs de courants et de hauteurs mis en mémoire pour les calculs de houle ;
- 3 - pour chaque situation sélectionnée, faire tourner le modèle de houle afin d'obtenir un champ de contraintes de radiation ;
- 4 - introduire ces contraintes dans le modèle hydrodynamique.

Les champs de courants et de hauteurs issus de la quatrième étape diffèrent de ceux considérés à la première étape puisqu'ils comportent une composante due au forçage par la houle. Il est par conséquent plus rigoureux de réitérer les étapes 2, 3 et 4 afin de tenir compte dans le calcul des contraintes de radiation de la réfraction par le courant total (houle+marée). Nous considérerons plus loin l'éventuelle nécessité de cette itération.

L'hypothèse de stationarité supposée dans HISWA interdit d'effectuer des calculs de houle à intervalles de temps plus rapprochés que la durée nécessaire à l'onde pour se propager au travers de la zone d'étude (une quinzaine de minutes de l'extrémité Ouest du delta de jusant à la côte pour la houle représentative). Une seconde limitation quant à la fréquence des calculs concerne le temps qu'ils requièrent (5mn par calcul pour les paramètres que nous utilisons, sur une station SPARC 1000E). Ces limitations de coûts étant les plus restrictives, nous avons choisi de limiter à 10 le nombre de calculs de houle par marée, ce qui induit un temps de calcul de 50 mn uniquement pour déterminer les paramètres de houle sur une marée et pour une configuration du fond. Il convient de choisir une répartition judicieuse de ces calculs au cours de la marée afin de rendre compte au mieux des effets de la variation de la hauteur d'eau et des courants sur l'évolution des contraintes de radiation et des vitesses orbitales. Afin de déterminer les effets relatifs de ces deux phénomènes, nous avons comparé les résultats de calculs prenant en compte les variations de la hauteur d'eau seule puis les variations de hauteur et la réfraction par les courants de marée. Cette démarche devra nous permettre d'estimer quel paramètre privilégier dans la discrétisation de la marée.

En l'absence de courants de marée (plus rigoureusement lorsqu'on néglige la réfraction par ces courants), la houle se propage plus avant dans les passes à pleine mer, alors que la dissipation par frottement sur le fond est moindre. Les hauteurs significatives sur le méridien du Cap Ferret atteignent alors 1.40 m contre 60 cm à marée basse. Une agitation de 50 cm est d'autre part ressentie jusqu'à l'intérieur de la passe du Pilat tandis qu'elle dépasse à peine le banc du Toulinguet à basse mer (Figure 1).

Lorsque les courants de marée sont introduits, des hauteurs significatives maximales de 2 m sont observées lors du courant de jusant maximal à l'extérieur des passes. A l'Est du méridien du Cap Ferret en revanche, c'est toujours à marée haute que la houle est la plus forte. Les courants de flot limitent légèrement la pénétration de la houle dans les passes, mais sont surtout responsables d'une diminution de l'agitation à l'Ouest du méridien du Cap Ferret. Les courants de jusant limitent quant à eux très nettement l'entrée de la houle, et induisent un très net resserrement des iso-hauteurs.

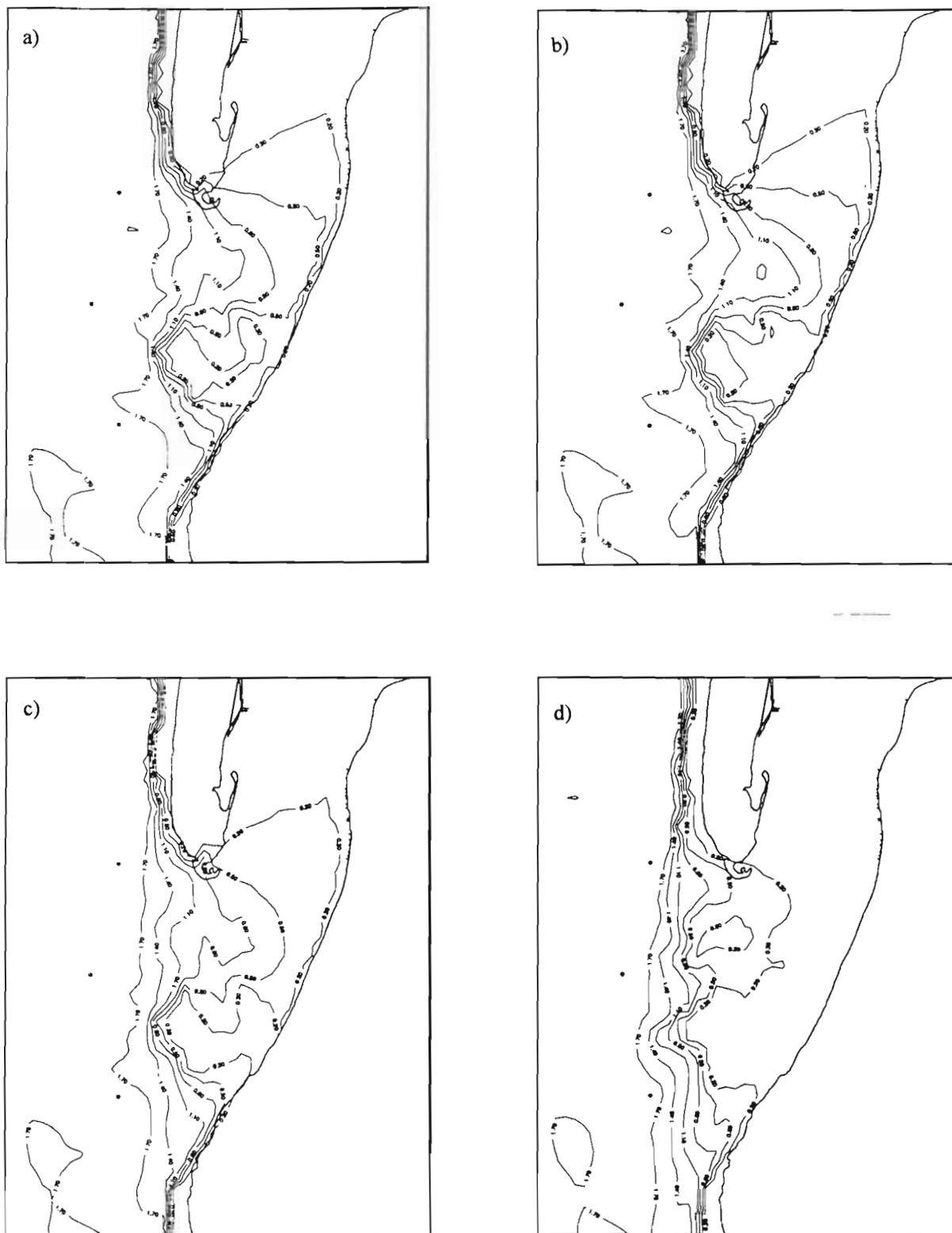


Figure 1 : Propagation de la marée lorsqu'on néglige la réfraction par le courant de marée : hauteurs de houle en mètres : a) à l'instant du courant de flot maximum, b) à pleine mer, c) à l'instant du courant de jusant maximum, d) à basse mer ($H_0=1.8\text{m}$, $T=9\text{s}$, Nord-Nord-Ouest).

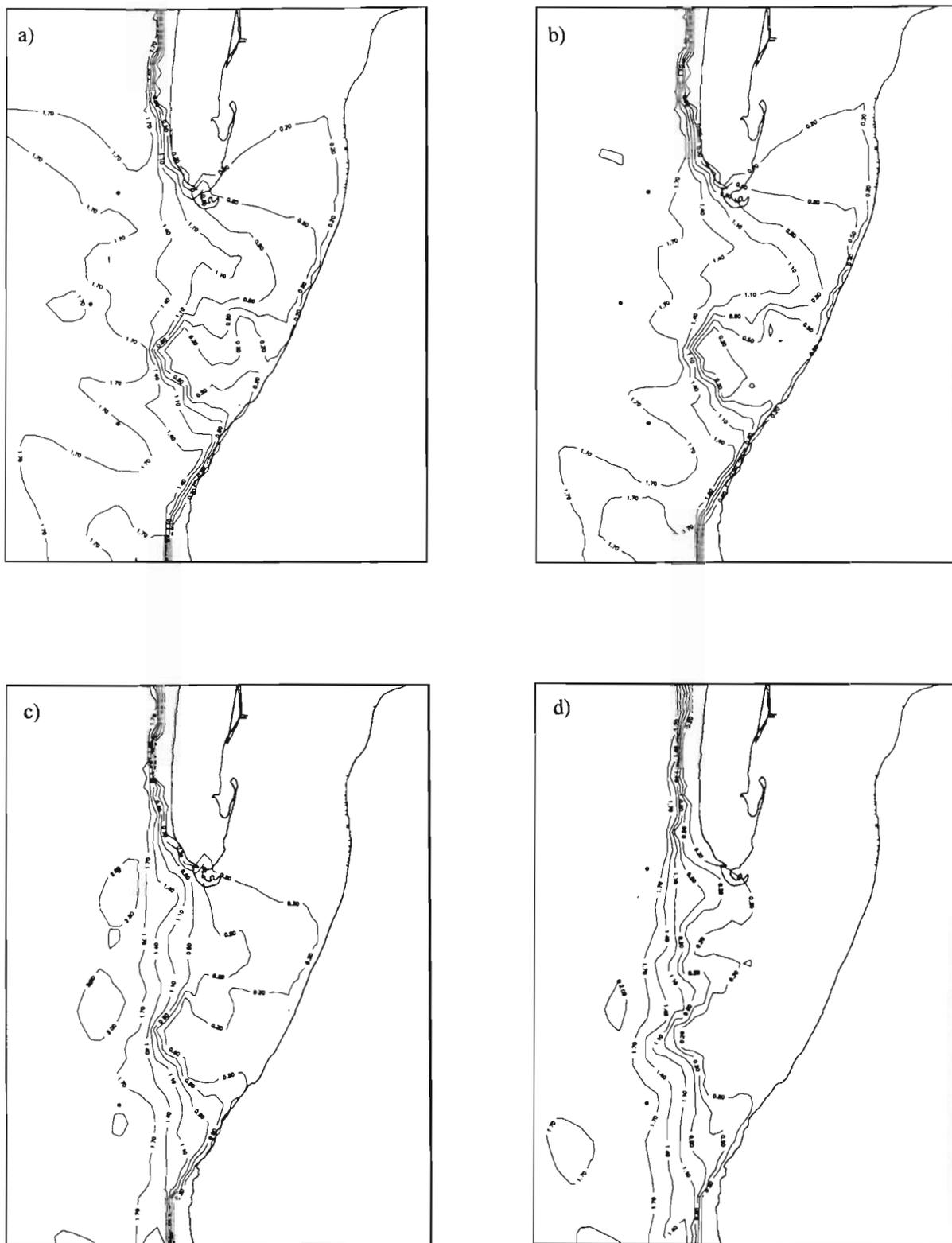


Figure 2 : Propagation de la marée avec réfraction par le courant de marée : hauteurs de houle en mètres : a) à l'instant du courant de flot maximum, b) à pleine mer, c) à l'instant du courant de jusant maximum, d) à basse mer ($H_0=1.8\text{m}$, $T=9\text{s}$, Nord-Nord-Ouest).

La situation diffère en ce qui concerne les vitesses orbitales : la prise en compte de la réfraction par les courants n'a pas d'effet notable sur le champ de vitesses sur le fond. On remarque en revanche l'influence marquée de la hauteur d'eau : à marée haute, la pénétration de la houle jusqu'au delà des bancs qui barrent les passes induit des vitesses orbitales pouvant dépasser 50 cm/s sur les hauts fonds entre les passes Nord et Sud. A marée basse, les plus faibles hauteurs d'eau sont responsables d'une augmentation des vitesses orbitales avant la ligne de déferlement. En revanche, la faible pénétration de la houle au-delà de la barre y induit des vitesses plus faibles qu'à pleine mer. Ce comportement est conforme aux résultats de la théorie linéaire en eau peu profonde, puisque

$$u_b \propto \frac{gkH}{\omega} \quad \text{avec} \quad \omega^2 = gk \tanh(kh) \approx gk^2h, \text{ soit}$$

$$u_b \propto \frac{H}{\sqrt{h}}$$

avec les notations suivantes :

- u_b = vitesse orbitale de la houle
- k = nombre d'onde
- ω = fréquence de la houle
- H = hauteur de houle
- h = profondeur.

L'action réductrice de l'élévation du niveau à marée haute sur les vitesses orbitales peut donc être en partie compensée par l'augmentation de la hauteur de houle. On assiste cependant à deux phénomènes distincts selon la localisation par rapport à la barre et suivant l'instant de la marée : à basse mer, c'est l'abaissement du niveau qui accroît les vitesses orbitales à l'extérieur des bancs tandis qu'à pleine mer, c'est l'augmentation de la hauteur de houle qui régit leur évolution au-delà de la barre.

Nous avons sélectionnés 7 points de contrôle dans le domaine des passes afin de présenter des résultats plus détaillés (Figure 3).

Les points 1, 2 et 5 sont situés aux abords de la ligne de déferlement (dont la position pour une houle constante oscille suivant l'heure de la marée), par des fonds de 0.5 à 4.5 m. Le point 4 se trouve légèrement au large, par 6.5 m de fond, tandis que les points 3 et 7 sont au-delà de la barre : le point 3 sur le banc du Toulinguet (profondeur 0 m) et le point 7 sur la marge Est de la passe Nord (profondeur 2.6 m). Les variations des hauteurs significatives et des vitesses orbitales en ces points sont représentées figure 4. Nous retrouvons les tendances précédemment décrites et la distinction entre le domaine « océanique », à l'extérieur de la barre, et la zone des passes proprement dite : dans le domaine océanique, les hauteurs de houle sont maximales lorsque le courant de jusant est maximal, tandis que les vitesses orbitales atteignent leur maximum à basse mer (points 1, 2, 4, 5 et 6). A l'Est de la barre (points 3 et 7), les hauteurs significatives comme les vitesses orbitales sont maximales à pleine mer.



Figure 3 : Représentation des points de référence pour les résultats de propagation de la houle.

Variations de niveau et de l'intensité des courants de marée modifient les courants résultant de la superposition (houle+marée) et les contraintes sur le fond, mais il est délicat à partir des résultats précédents de conclure quant à l'importance relative de ces deux phénomènes. On ne peut cependant à l'aide des outils dont on dispose déterminer rigoureusement à chaque instant les conditions de houle, en particulier par suite de l'hypothèse de stationarité formulée par HISWA. Nous avons par conséquent déterminé des courants dits de référence résultant d'une simulation comportant 27 calculs de houle au cours de la marée (i.e. un calcul toutes les 27 minutes). Nous comparerons ces courants de référence à ceux résultant d'une discrétisation consistant à effectuer 10 calculs par marée. Cette simulation de référence est elle-même une approximation, mais plus proche d'un résultat « continu » que toute discrétisation comportant moins de calculs par marée.

Deux méthodes de discrétisation de la marée vis-à-vis de la houle peuvent être examinées : les intervalles entre deux calculs de houle consécutifs peuvent être déterminés soit par un gradient de hauteur constant (discrétisation 1, qui privilégie l'influence des variations de niveau), soit par un gradient de vitesse constant (discrétisation 2, qui privilégie l'influence des variations de vitesse). Courbes de hauteur et de vitesse étant quasiment en quadrature et d'allure sinusoïdale sur tout le domaine atteint par la houle, la première

discrétisation intensifie la représentation des maximums de courants de flot et de jusant (répartition plus dense en ces points) et la seconde celle des hauteurs extrêmes (Figure 5). D'autre part, la phase des hauteurs d'eau comme celle des vitesses ne sont pas constantes sur toute l'étendue du domaine. Aussi avons-nous considéré pour déterminer les intervalles de calcul les courbes de niveau et de vitesse au Cap Ferret. Les performances des deux discrétisations seront ensuite comparées.

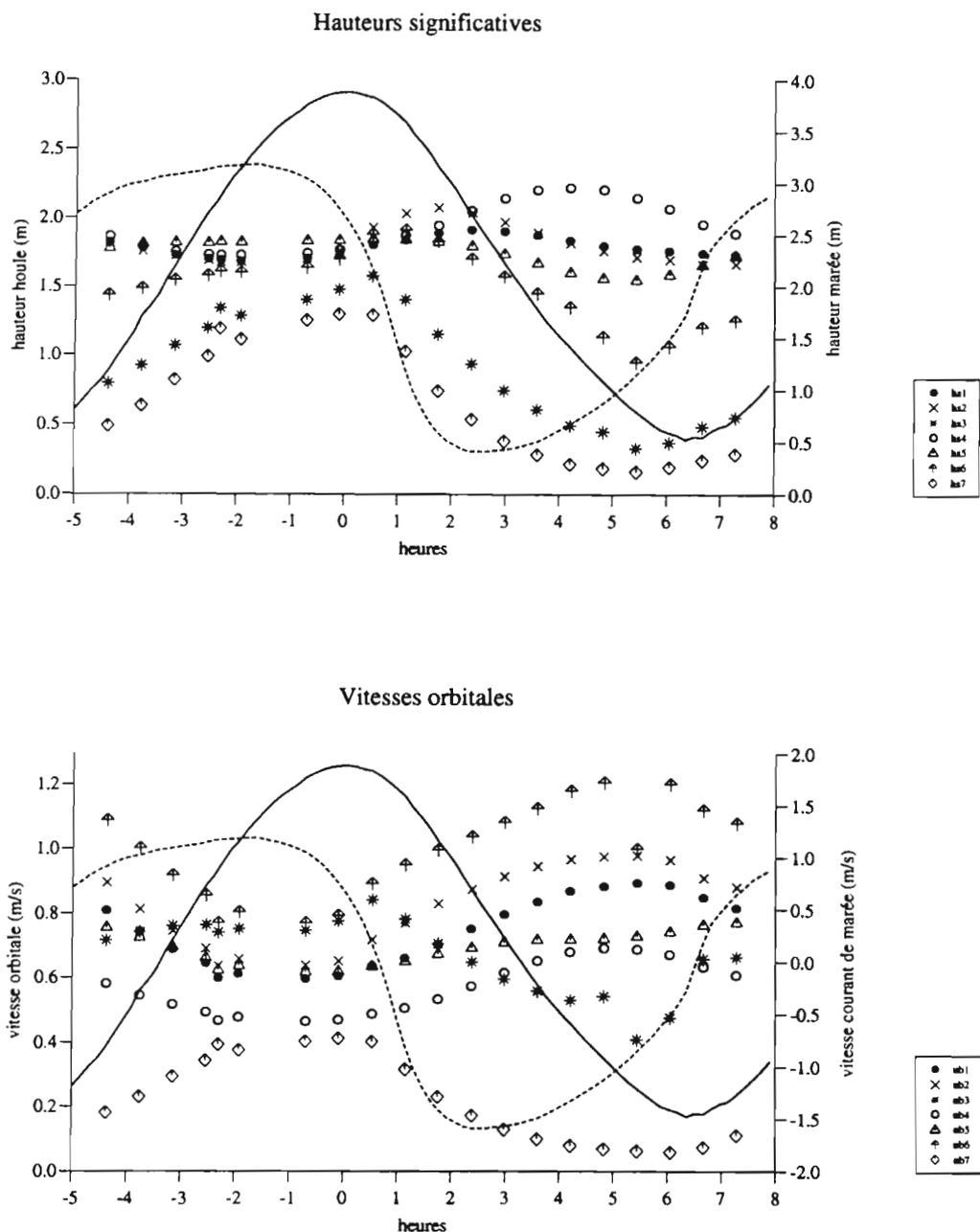


Figure 4 : Hauteurs significatives et vitesses orbitales au cours de la marée aux 7 points de référence. La courbe en trait plein représente la hauteur d'eau au Cap Ferret et la courbe en tirets la vitesse du courant au même point. Pleine mer à l'heure 0.

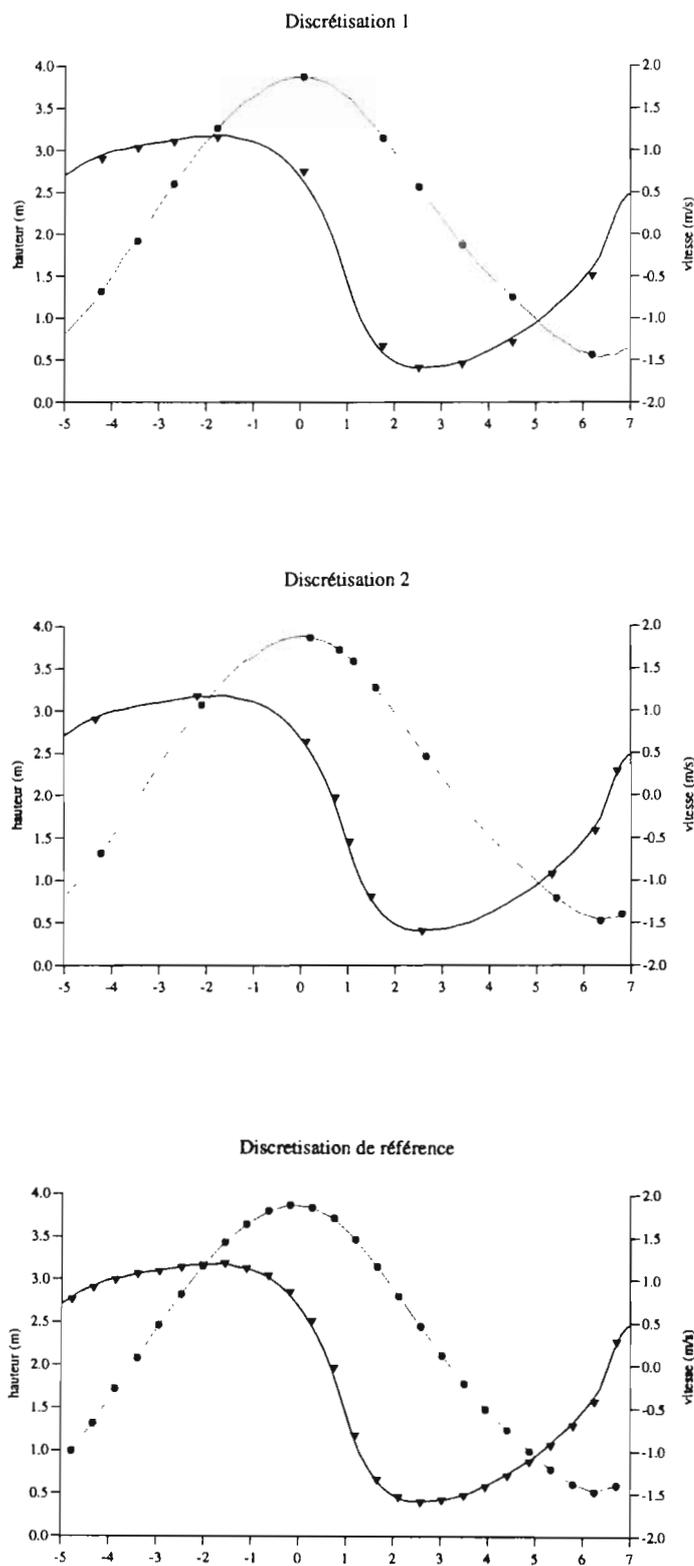


Figure 5 : Répartition des instants de calcul au cours de la marée pour les discrétisations 1 (gradient de niveau constant entre les intervalles), 2 (gradient de vitesse constant entre les intervalles) et pour le calcul de référence. Pleine mer à l'heure 0.

Nous considérerons que les contraintes de radiations calculées en chacun des instants t_i sont appliquées sur l'intervalle de temps

$$\left(t_i - \frac{t_i - t_{i-1}}{2}, t_i + \frac{t_{i+1} - t_i}{2} \right).$$

Les courbes présentées pour les 3 simulations résultent de deux itérations des calculs de houle, compte étant ainsi tenu de la réfraction par les courants résultant de la superposition (houle+marée).

La figure 6 représente les composantes Sud-Nord des vitesses aux 7 points de contrôle pour la simulation de référence et les deux discrétisations. Mis à part pour les points 3 et 7, on observe des différences notables entre les résultats. Les performances des deux discrétisations sont comparables à pleine mer, où le rapprochement des temps de calcul dans la discrétisation 2 n'améliore cependant pas les résultats issus de la discrétisation 1. Les écarts les plus importants apparaissent lorsque le niveau est inférieur au niveau moyen, particulièrement à marée basse. Ici encore, malgré une plus grande densité de points de calcul autour de la basse mer, la discrétisation 2 tend à réduire considérablement la composante vers le Sud (jusqu'à 30% par rapport aux vitesses de référence aux points 2 et 6). Cette tendance s'inverse au plus fort du courant de jusant, où la discrétisation 2 ne représente pas suffisamment l'intensité des vitesses vers le Nord.

Au vu des résultats aux points de contrôle, il semble donc que la discrétisation 1 fournisse des résultats plus proches de la situation de référence que la seconde discrétisation. Cette tendance se confirme sur l'ensemble du domaine où la houle est présente, comme l'indique la figure 7 : l'erreur induite par chaque discrétisation k est quantifiée par la fonction $E_k(t)$

$$E_k(t) = \int_{\psi} (u_k(t) - u_{ref}(t))^2 \quad k = 1,2$$

où ψ représente le domaine d'action de la houle, u_k la vitesse du courant issu de la discrétisation k et u_{ref} le courant de référence. $E_2(t)$ est supérieur à $E_1(t)$ sur la quasi intégralité de la marée, ce qui traduit la meilleure performance de la discrétisation 1 pour la représentation des courants (Figure 7). Ce résultat indique par ailleurs que les gradients de hauteur prévalent sur les gradients de courants de marée pour la détermination des courants résultant de la superposition (houle+marée). Nous opterons désormais pour la première discrétisation lors des simulations suivantes.

1 - 2 - Action de la houle sur les courants avec ou sans prise en compte de la réfraction par les courants

La méthode de discrétisation ayant été choisie, il convient de quantifier l'influence sur les courants (et non plus seulement sur la propagation de la houle) de la réfraction de la houle par les courants de marée seuls, puis de la réfraction de la houle par les courants de houle et marée combinées. Nous pourrions ainsi estimer l'importance d'une itération permettant de tenir compte de la réfraction par les courants induits par la houle dans un calcul supplémentaire des contraintes de radiation.

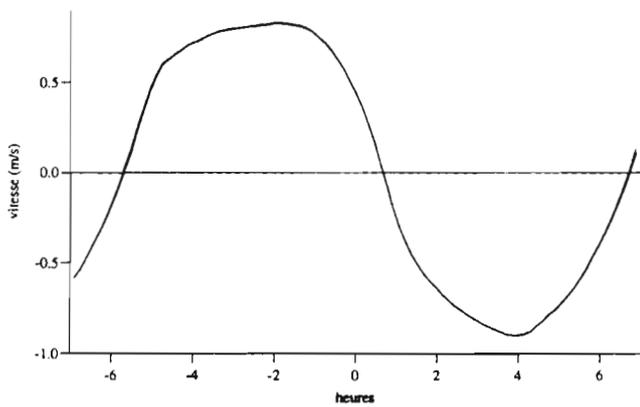
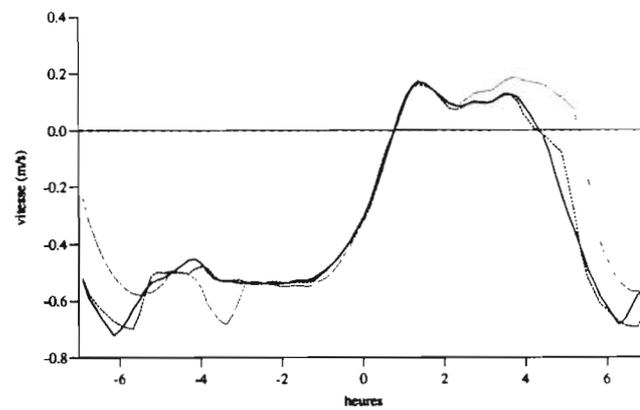
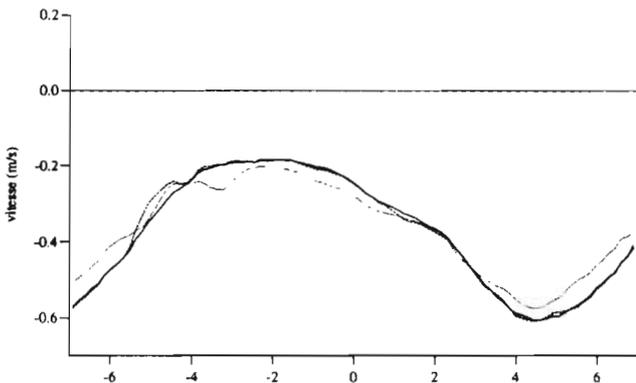
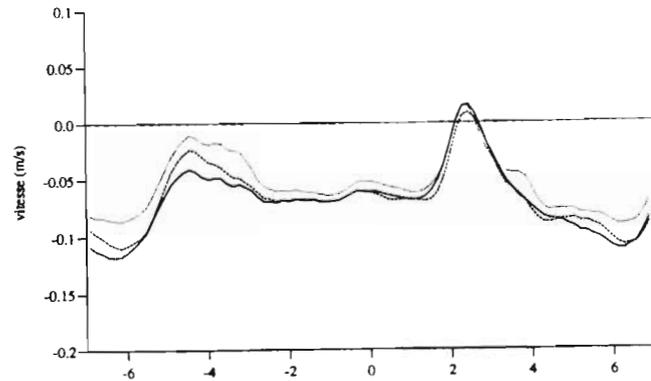
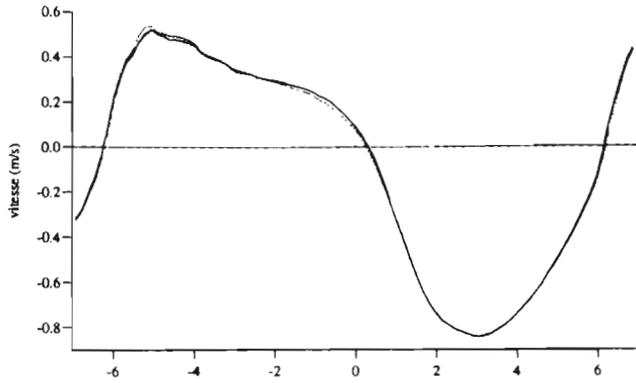
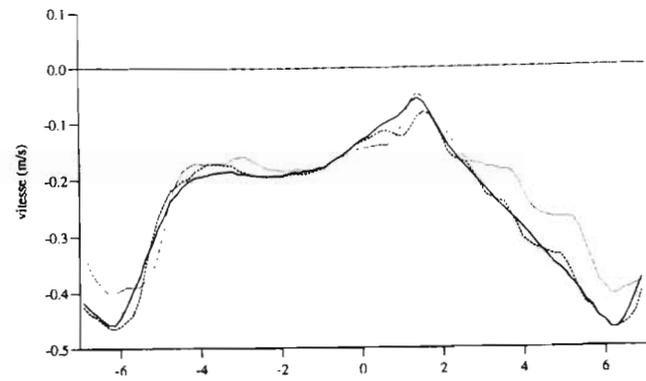
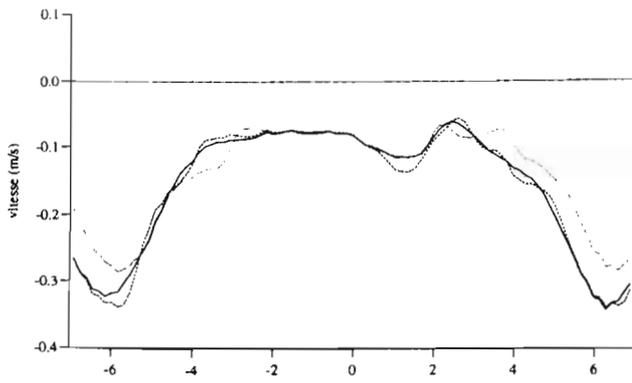


Figure 6 : Composantes Sud-Nord des vitesses aux 7 points de contrôle pour la situation de référence (trait plein), la discrétisation 1 (tirets) et la discrétisation 2 (pointillés). Pleine mer à l'heure 0.

Une première simulation a consisté à fournir au modèle de houle les champs de hauteurs ξ_0 pour les 10 calculs tout au long de la marée, en absence de courants de marée. Les contraintes de radiation résultantes (fx_0, fy_0) sont ensuite introduites dans le modèle hydrodynamique. Hauteurs ξ_1 et courants (u_1, v_1) pour cette première situation de superposition sont conservés aux 10 instants de schématisation.

La seconde simulation utilise ces champs de hauteurs et de courants afin d'effectuer 10 nouveaux calculs de houle et d'obtenir 10 nouveaux champs de contraintes (fx_1, fy_1) . Le calcul hydrodynamique utilise alors ces contraintes pour fournir les champs de hauteurs ξ_2 et de courants (u_2, v_2) tenant ainsi compte de la réfraction par les courants. Une troisième simulation calcule les contraintes (fx_2, fy_2) issues du calcul de houle en présence des courants (u_2, v_2) afin d'étudier la nécessité d'une éventuelle itération. Les courants issus de cette dernière itération seront notés (u_3, v_3) .

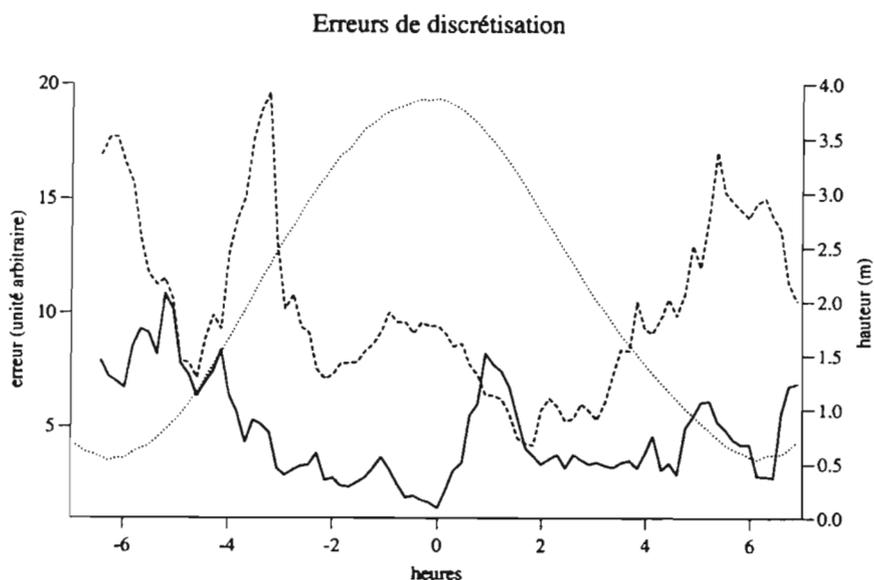


Figure 7 : Erreurs de discrétisation au cours de la marée pour la discrétisation 1 (trait plein) et la discrétisation 2 (tirets). La courbe en pointillés représente la hauteur d'eau au Cap Ferret. Pleine mer à l'heure 0.

La figure 8 représente les composantes Sud-Nord des vitesses aux points de contrôle pour la marée seule (v_0), après l'introduction de la houle calculée sans prise en compte de la réfraction par les courants (v_1), puis avec prise en compte de la réfraction par les courants (v_2). L'influence des contraintes de radiation est particulièrement marquée lorsque le niveau est inférieur au niveau moyen. Durant environ 5 heures autour de la pleine mer (alors que le niveau est supérieur au niveau moyen, entre les heures 26 et 31 de la simulation), courants de marée seule ou de houle et marée combinées diffèrent modérément. Le point 5 se distingue cependant puisque les variations de la hauteur d'eau s'y font moins sentir et que la houle y induit une dérive vers le Sud notable quelle que soit l'heure de la marée (courants de 10 à 40 cm/s plus forts vers le Sud qu'en l'absence de marée). A partir de la deuxième heure après la pleine mer au Cap Ferret et pour 6 à 7 heures, le niveau de la surface est inférieur au niveau

moyen et l'effet de la houle est alors très net : la composante Nord-Sud du courant augmente progressivement pour atteindre un maximum vers le Sud à marée basse. On remarque particulièrement au point 2 une évolution du courant légèrement en escalier à marée descendante, correspondant à l'introduction discontinue des contraintes de radiation.

Considérons maintenant l'influence de la réfraction par le courant sur le calcul des contraintes de radiation et les courants qui en découlent (deuxième simulation). Pour tous les points, la réfraction par les courants n'affecte quasiment pas la composante Ouest-Est du courant ($u_1 = u_2$), ce qui est compréhensible puisque l'effet des contraintes de radiation se traduit par l'apparition d'un courant de houle dirigé le long de la côte. Pour les points 3 et 5, les courbes v_1 et v_2 sont également quasiment confondues, ce qui peut s'expliquer au point 5 par la faiblesse des courants de marée, et au point 3 par l'influence négligeable de la houle sur le courant (avec ou sans réfraction). Pour les autres points, la prise en compte de la réfraction modifie la valeur du courant Nord-Sud tout au long de la marée (variation allant jusqu'à 50% de la valeur du courant au point 4). On constate une diminution de la composante vers le Sud durant la majeure partie de la marée, sauf pour les points 1 et 2 où les deux premières heures du flot voient une légère augmentation de cette composante vers le Sud.

Les résultats de la troisième simulation sont représentés figure 9. Les courants ne sont que légèrement, voire pas affectés par cette itération. Les différences maximales entre v_2 et v_3 sont observées à marée basse, lorsque la composante vers le Sud induite par la houle est maximale. Elles atteignent 5% au point 1, 10% aux points 4 et 6 mais demeurent négligeables pour les autres points de contrôle.

Ces résultats montrent qu'on ne peut négliger la réfraction par les courants dans les calculs de houle sans commettre d'erreur importante (deuxième simulation). Pour chacun des 10 instants de calcul de houle au cours de la marée, nous retiendrons donc du calcul hydrodynamique les courants et hauteurs requis afin de déterminer les contraintes de radiation. Ces contraintes seront introduites pour le calcul hydrodynamique suivant. Nous considérerons qu'il est inutile de réitérer le calcul des contraintes de radiations une seconde fois pour tenir compte de la modification du courant qu'elles induisent (troisième simulation), puisque cette modification est du même ordre que l'erreur commise sur les vitesses par la discrétisation. Remarquons de plus que dans le modèle morphodynamique, lorsque les modifications topographiques requerront un nouveau calcul de houle, les courants pris en compte dans le calcul des nouvelles contraintes de radiation incluront les courants de houle issus du forçage des calculs de houle précédents.

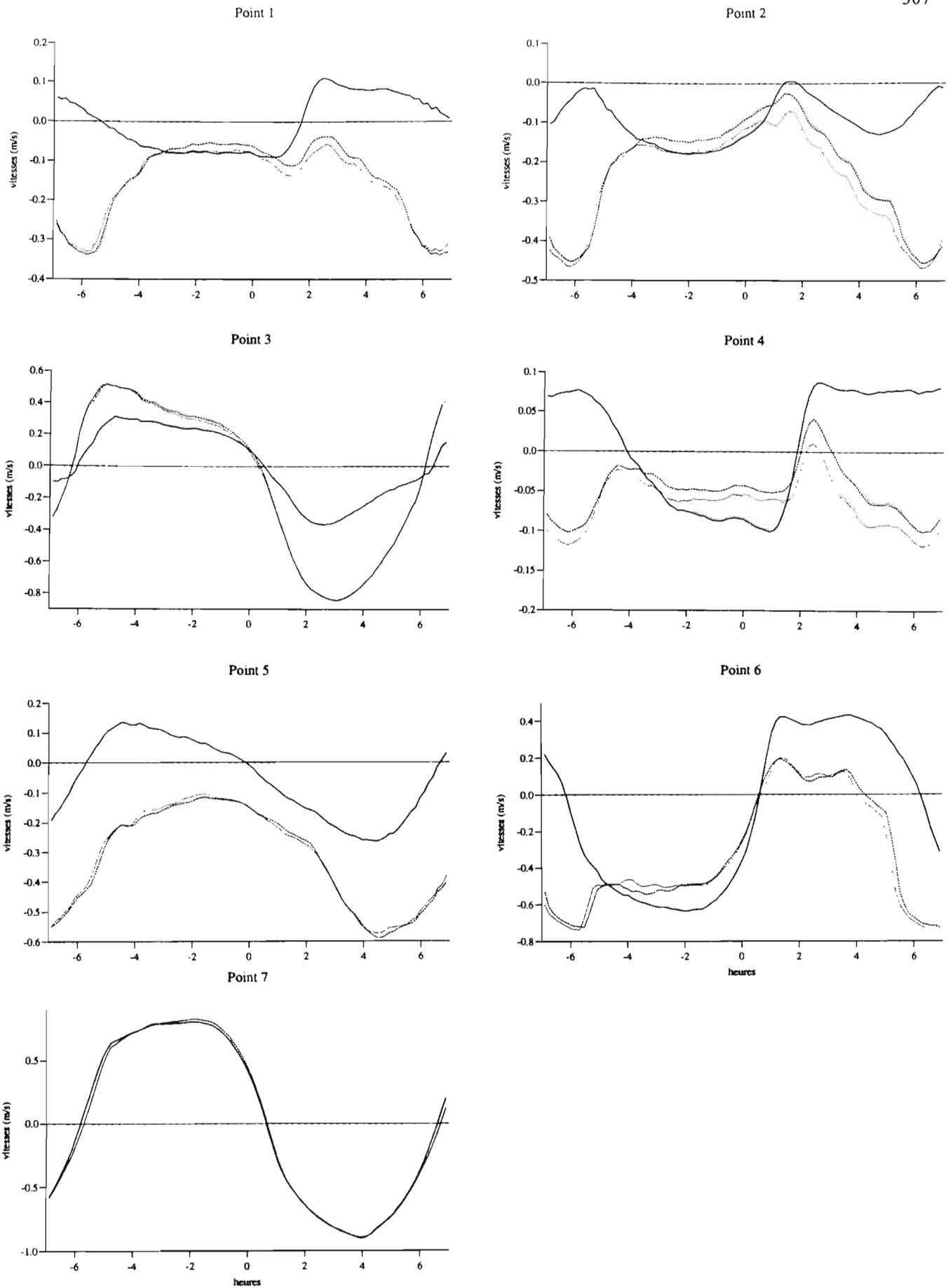


Figure 8 : Courants moyens Nord-Sud en présence de la marée seule (v_0 , trait plein), de marée et houle combinées sans réfraction par les courants (v_1 , trait pointillé) puis avec réfraction par les courants (v_2 , tirets). Résultats aux 7 points de contrôle. Pleine mer à l'heure 0.

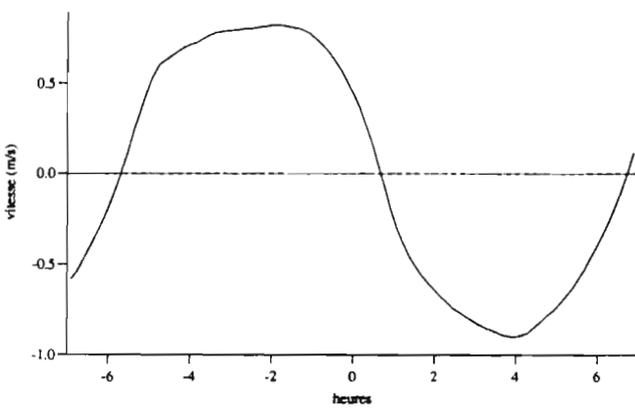
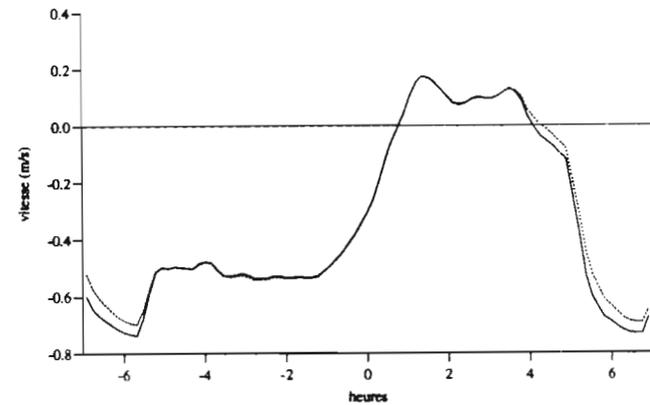
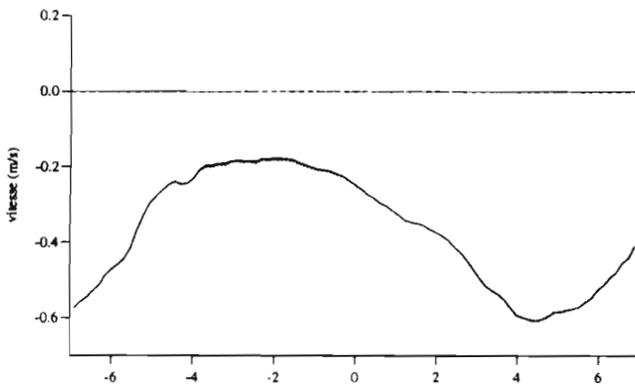
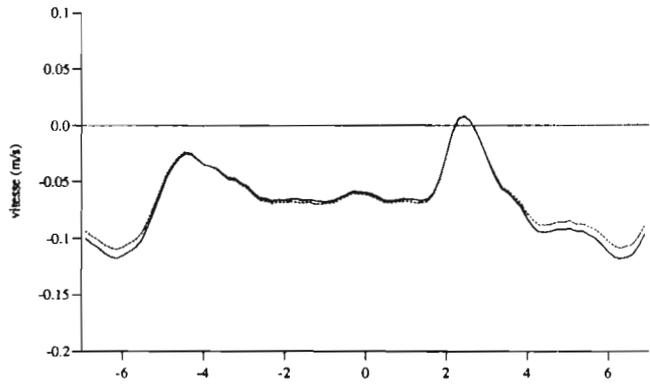
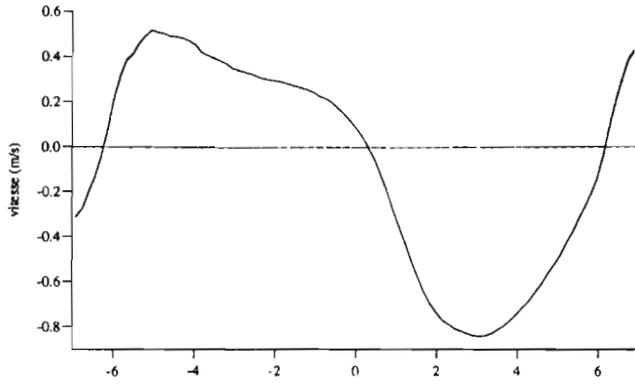
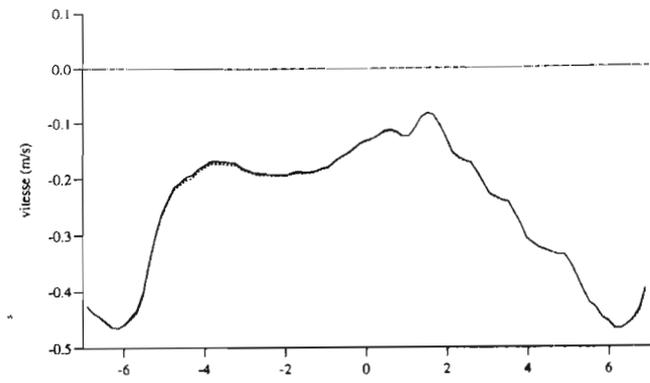
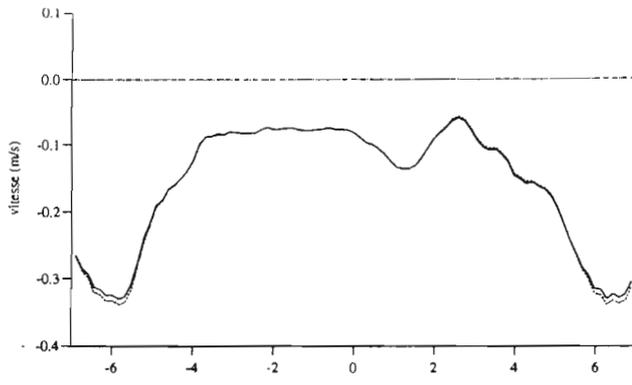


Figure 9 : Influence de l'itération des calculs de houle pour tenir compte de la réfraction par les courants de (houle+marée) : vitesses v_2 (trait plein) et v_3 (tirets). Résultats aux 7 points de contrôle. Pleine mer à l'heure 0.

2 - MODIFICATION DE LA CONTRAINTE SUR LE FOND

L'interaction de la houle et du courant concerne particulièrement la contrainte sur le fond, et ce même par de grandes profondeurs : des houles de période 5 et 15 secondes ressentent l'influence du fond à respectivement 20 et 180 m d'eau. A leur approche de la côte, elles sont à l'origine de vitesses orbitales dont l'amplitude peut atteindre ou dépasser celle des plus forts courants de marée. De plus, la contrainte sur le fond associée à la vitesse orbitale peut être 10 fois plus forte que celle associée à un courant de même amplitude (Grant et Madsen, 1979). La moyenne sur une période de cette contrainte oscillante affecte la dynamique de l'écoulement, tandis que sa valeur maximale est importante dans les considérations de transport sédimentaire.

Nous aborderons ici quelques notions physiques permettant de comprendre les phénomènes d'interaction entre houle et courant et leurs effets sur la contrainte sur le fond, puis nous décrivons les modèles plus ou moins complexes permettant d'en trouver une représentation. L'application de l'un d'eux à Arcachon mettra en évidence l'importance de la prise en compte de l'effet de la houle sur la contrainte sur le fond.

2 - 1 - Description physique de l'effet de la superposition de la houle et du courant sur la contrainte sur le fond

Les propriétés de la couche limite en présence de courants de marée ou de houle seule sont aujourd'hui bien comprises. La situation lorsque la houle se superpose à un courant a cependant été moins bien appréhendée à ce jour. Les couches limites oscillantes, en présence du courant de marée seul ou de la houle seule, sont de structures comparables, mais les échelles de temps et d'espace qui les caractérisent sont extrêmement différentes : la marée induit un courant quasiment stationnaire à l'échelle de la période de la houle, et la couche limite associée à la houle se réduit à une épaisseur de l'ordre de 10 à 20 cm près du fond, tandis que la couche limite turbulente associée au courant de marée atteint 20 à 80 m et occupe l'intégralité de la colonne d'eau sur une grande partie du plateau continental (Davies et al., 1988). L'épaisseur de la couche limite dans le cas de superposition est nettement plus grande que dans le cas de la houle seule.

L'épaisseur de la couche limite est directement reliée à l'intensité des contraintes sur le fond : les gradients verticaux de vitesse étant d'autant plus grands que la couche limite est mince, la contrainte sur le fond en présence de houle seule ou de houle et courant superposés sera plus forte qu'en présence du courant seul. La houle permet ainsi d'entraîner d'importants volumes de sédiments alors qu'un courant d'amplitude comparable à la vitesse orbitale de houle serait trop faible ne serait-ce que pour initier un mouvement. Au premier ordre, la houle demeure cependant un mécanisme de transport inefficace puisque la symétrie du mouvement orbital n'induit pas de transport net. La présence d'un courant même faible superposé à la houle est néanmoins à l'origine d'un transport net dans la direction du courant.

Cette représentation de la houle agissant comme facteur de remise en suspension tandis que le courant transporterait le sédiment ainsi rendu disponible permet de concevoir le mécanisme de superposition, mais constitue une simplification extrême : l'interaction entre houle et courant près du fond est hautement non linéaire et la dynamique des écoulements en présence de houle ou de courant seul(e) est affectée par la présence de l'autre phénomène.

La mobilité du fond rend la situation d'autant plus complexe puisque l'interaction entre fluide et sédiment induit la formation de corps sédimentaires qui modifient la rugosité du fond. Ces corps sédimentaires influent à leur tour sur la dynamique de la couche limite.

La section suivante propose une revue de différents modèles de couche limite fondés sur un nombre d'hypothèses plus ou moins restreint. Leur objectif est le calcul de la contrainte sous l'effet de la superposition de houle et de courant, mais nous les décrivons ici principalement afin d'éclairer les mécanismes mis en jeu. Un modèle explicite développé à partir de compilations de données fournira les valeurs des contraintes moyenne et maximale utilisées dans les modèles hydrodynamique et sédimentaire.

2 - 2 - Expression de la contrainte sur le fond en présence de houle et courant

Plus de trente théories ont été développées jusqu'à présent pour prédire la valeur de la contrainte sur le fond en présence de houle et de courant (Simons et al., 1995). Bien que chaque modèle apporte sa contribution à la compréhension des interactions entre les phénomènes, la plupart se fondent sur les trois concepts suivants :

- modèle de longueur de mélange de Prandtl (Bijker, 1967 ; O'Connor et Yoo, 1988 ; Yoo, 1989)
- modèle de viscosité turbulente constante (Grant et Madsen, 1979 ; Tanaka et Shuto, 1981)
- modèles numériques de fermeture d'énergie turbulente (Davies et al., 1988)

La non-linéarité des phénomènes complexes d'interaction entre houle et courant rend ces modèles difficiles à mettre en oeuvre et exigeants en temps de calcul. Afin de rendre cependant possible la prise en compte de ces phénomènes d'interaction au sein de modèles morphodynamiques, Soulsby et al. (1993) proposent une paramétrisation de la contrainte sur le fond à partir de l'intercomparaison de 8 modèles et de données de terrain.

2 - 2 - 1 - Modèles fondés sur la théorie de la longueur de mélange

L'un des premiers modèles de contrainte en présence de houle et de courant est celui de Bijker (1967), fondé sur la théorie de la longueur de mélange de Prandtl. Cette théorie conduit à l'expression logarithmique du profil de vitesse bien connue :

$$v(z) = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}$$

où z_0 est la distance au-dessus du fond à laquelle la vitesse logarithmique s'annule (longueur de rugosité), κ est la constante de Von Karman ($\kappa = 0.4$). On a

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}}$$

$$\tau_c = \frac{\rho g}{C^2} \bar{v}^2$$

où C est le coefficient de Chézy et \bar{v} la vitesse moyenne intégrée sur la hauteur d'eau. La signification physique de la vitesse de frottement v_* n'est cependant pas très tangible. L'originalité de Bijker consiste en la définition d'un point du profil de vitesse plus significatif selon lui, réalisant la transition entre l'écoulement turbulent du profil logarithmique et l'écoulement considéré linéaire de la couche limite visqueuse (Figure 10). Bijker suppose une distribution linéaire de la vitesse dans cette couche, tangente au profil logarithmique à la hauteur z_t au-dessus du fond. La vitesse à cette hauteur est alors donnée par

$$v_t = \frac{v_*}{\kappa} = \frac{\sqrt{g} \bar{v}}{C \kappa}$$

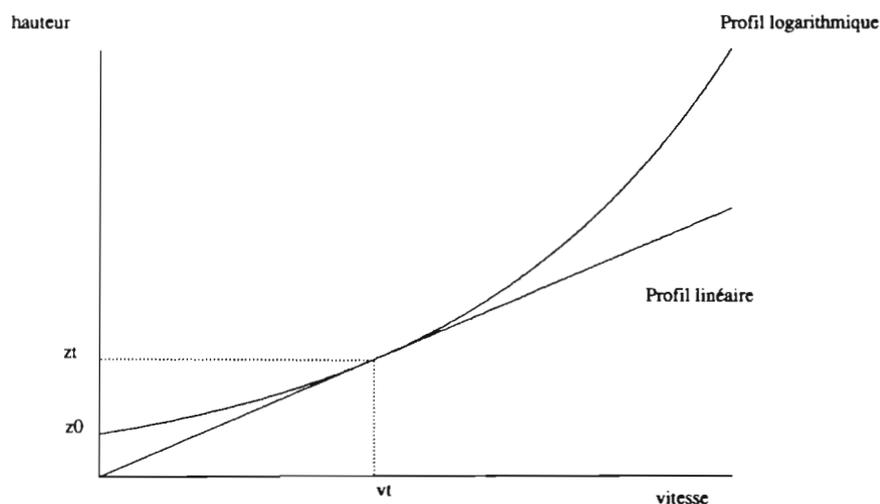


Figure 10 : Définition du point de Bijker, transition entre l'écoulement turbulent du profil logarithmique et l'écoulement laminaire de la couche limite.

Une nouvelle formulation de la contrainte sur le fond s'écrit donc

$$\tau_c = \rho \kappa^2 v_t^2$$

L'intérêt de ce point particulier est d'y effectuer une superposition vectorielle des vitesses du courant et vitesse orbitale, représentative des intensités relatives de la turbulence près du fond. Bijker détermine donc la contrainte sur le fond τ_{cw} en présence de courant et de houle faisant entre eux un angle ϕ par sommation vectorielle des contraintes en présence du courant seul et de la houle seule. Pour ce faire il est nécessaire d'exprimer la contrainte due à la houle seule sous la même forme que celle due au courant. L'auteur réitère donc le raisonnement tenu pour le courant seul et introduit de nouveau le point où le profil de vitesse supposé linéaire près du fond est tangent au profil de vitesse dans la couche limite du mouvement orbital. Il exprime ainsi la contrainte due à la houle seule :

$$\tau_w = \rho \kappa^2 u_t^2$$

où u_t est la vitesse en ce point particulier. u_t peut être comparée à la vitesse v_t définie en présence d'un courant seul, et est reliée à la vitesse orbitale u_0 au sommet de la couche limite visqueuse par un facteur p :

$$u_t = pu_0$$

soit

$$\tau_w = \rho\kappa^2(p\hat{u}_0)^2 \sin^2 \omega t$$

$$\hat{\tau}_w = \rho\kappa^2(p\hat{u}_0)^2$$

- τ_w = contrainte instantanée due à la houle,
 $\hat{\tau}_w$ = contrainte maximale due à la houle,
 u_0 = vitesse orbitale instantanée,
 \hat{u}_0 = amplitude maximale de la vitesse orbitale
 ω = fréquence de la houle.

D'autre part, Bijker s'appuie sur les résultats de Jonsson (1966) afin d'exprimer

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho f_w \hat{u}_0^2 \sin^2 \omega t$$

$$\hat{\tau}_w = \frac{1}{2} \rho f_w \hat{u}_0^2$$

avec la formulation de Swart (1974) pour le coefficient de friction

$$f_w = \exp\left(-5.977 + 5.213 \left(\frac{a_0}{k_s}\right)^{-0.194}\right) \quad \frac{a_0}{k_s} > 1.59$$

$$f_w = 0.3 \quad \frac{a_0}{k_s} \leq 1.59$$

où a_0 est l'amplitude du mouvement orbital et k_s la longueur de rugosité, ce qui permet d'exprimer le facteur p :

$$p = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{f_w}{2}}$$

On peut désormais écrire :

$$\tau_c = \rho\kappa^2 v_t^2$$

$$\tau_w = \rho\kappa^2 u_t^2$$

et les vitesses u_t et v_t peuvent être combinées afin d'effectuer la sommation vectorielle des contraintes. Bijker suppose pour cela que la houle se propage à un angle ϕ par rapport au courant (Figure 11).

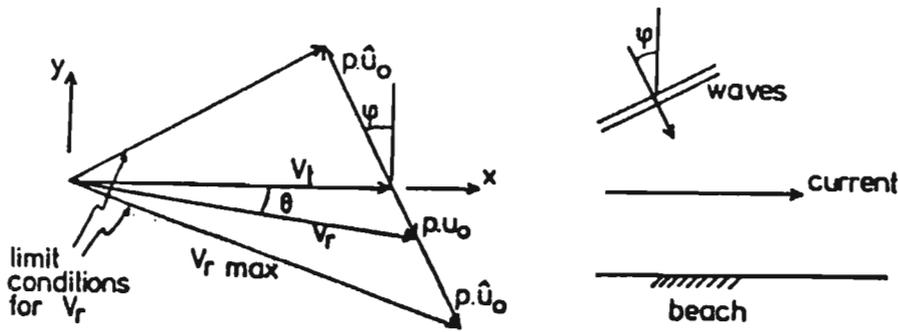


Figure 11 : Composantes de la vitesse à la hauteur z_t au-dessus du fond (point de Bijker, d'après Bijker, 1992).

La vitesse instantanée étant notée v_t , la contrainte instantanée en présence de houle et de courant vaut ainsi

$$\tau_{cw} = \rho \kappa^2 \left(v_t^2 + (\rho \hat{u}_0 \sin \omega t)^2 + 2v_t \hat{u}_0 \sin \omega t \sin \varphi \right)$$

L'orientation et la norme de cette contrainte varient en fonction de la phase de la vitesse orbitale (Figure 12).

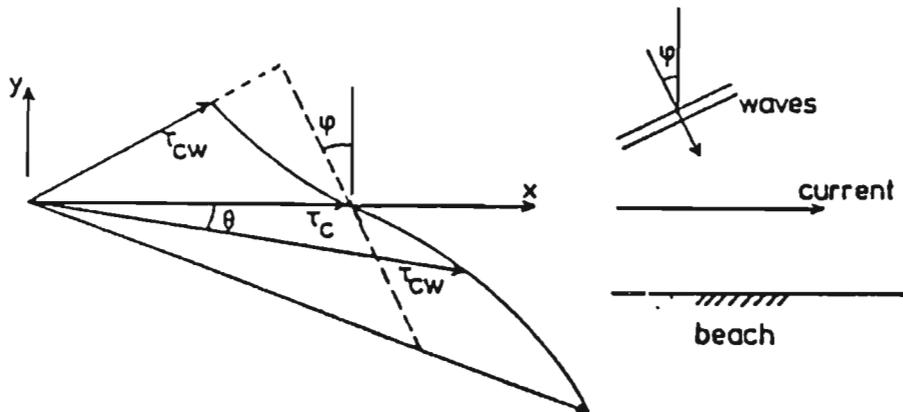


Figure 12 : Variations de la contrainte instantanée en fonction de la phase de la houle (D'après Bijker, 1992).

La direction ne joue cependant aucun rôle dans la mise en suspension du sédiment : seule l'amplitude importe, puisqu'on suppose qu'une fois en suspension, le sédiment est transporté par le courant principal. Bijker considère donc la moyenne de τ_{cw} sur une période, soit après développements :

$$\overline{\tau_{cw}} = \rho \kappa^2 \left(v_t^2 + \frac{1}{2} p \hat{u}_0^2 \right)$$

ou encore

$$\overline{\tau_{cw}} = \tau_c + \frac{1}{2} \hat{\tau}_w$$

$$\hat{\tau}_w = \frac{1}{2} \rho f_w \hat{u}_0^2$$

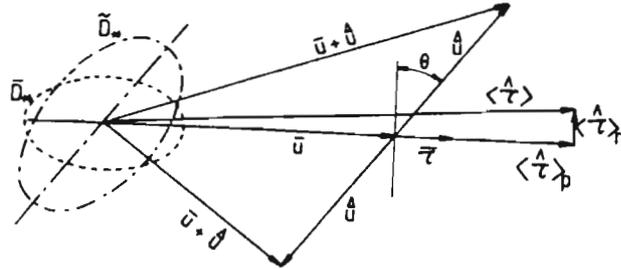


Figure 13 : Schéma représentatif de l'interaction houle-courant sur la contrainte sur le fond (d'après O'Connor et Yoo, 1988).

Bien que ne tenant pas suffisamment compte des interactions entre houle et courant, le modèle de Bijker représente une première approximation utile dans la compréhension du phénomène complexe de superposition de la houle et du courant. La simplicité de son application l'a d'ailleurs souvent fait préférer à de récents modèles plus complexes, certes plus rigoureux mais lourds à manier. O'Connor et Yoo (1988) puis Yoo (1989) proposent un raffinement du modèle de Bijker fondé sur les résultats théoriques et expérimentaux de Jonsson (1966) montrant que la vitesse orbitale u_t n'est pas proportionnelle à la vitesse orbitale u_0 au-dessus de la couche limite (et qu'il n'existe par conséquent pas de facteur p constant). En revanche, Swart (1974) puis O'Connor et Yoo (1988) montrent que le rapport entre vitesse orbitale $u_{w,t}$ et vitesse du courant $u_{c,t}$ au point de Bijker est égal à la racine carrée du rapport des contraintes dues respectivement à la houle et au courant sur le fond :

$$\frac{u_{w,t}}{u_{c,t}} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\tau_c}}$$

D'autre part, l'interaction entre la houle et le courant accroît la turbulence dans la couche limite et rend incorrecte la superposition linéaire de la vitesse du courant et de la vitesse orbitale (la vitesse résultante est inférieure à la somme linéaire des composantes de houle et de courant). O'Connor et Yoo (1988) introduisent un facteur de réduction α permettant d'évaluer au point de Bijker la vitesse de l'écoulement en présence de houle et de courant $u_{cw,t}$ à partir de la vitesse du courant seul $u_{c,t}$:

$$u_{cw,t} = \alpha u_{c,t}$$

$$\alpha = \frac{\bar{\epsilon}}{\hat{\epsilon}}$$

où $\bar{\epsilon}$ et $\hat{\epsilon}$ sont les viscosités turbulentes en présence de courant seul et houle seule respectivement. Les auteurs introduisent également la déviation de la contrainte due à la houle (Figure 13). Les composantes normale et parallèle au courant s'écrivent alors

$$\langle \hat{\tau} \rangle_p = \beta \tau_c$$

$$\langle \hat{\tau} \rangle_n = \gamma \tau_c$$

où β et γ sont obtenus à partir de la sommation vectorielle des vitesses au point de Bijker (en tenant compte du facteur de réduction) ; les circonflexes représentent l'écoulement (houle+courant), l'indice c l'écoulement (courant seul) et l'indice w l'écoulement (houle seule). En supposant que le facteur de réduction de vitesse est constant sur une période, O'Connor et Yoo proposent les formulations suivantes :

$$\beta = \alpha^2 (a + b \mu_\alpha^c)$$

$$\gamma = \alpha^2 (d + f \mu_\alpha^h)$$

$$\mu_\alpha = \frac{\mu}{\alpha}$$

$$\mu = \frac{u_{w,t}}{u_{c,t}} = \left(\frac{f_w}{C_D} \right)^{1/2} \left(\frac{\hat{u}_w}{\bar{u}_c} \right)$$

$$\tau_c = \rho C_D \bar{u}_c^2$$

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho f_w \hat{u}_w^2$$

où a, b, c, d, f et h des fonctions linéaires de $t = \cos 2\theta$ et θ est l'angle entre la direction de propagation de la houle et la normale à la direction du courant.

Le facteur de réduction de vitesse est estimé en supposant que les viscosités turbulentes pour l'écoulement combiné et pour le courant seul sont proportionnelles à la racine cubique du taux de dissipation d'énergie par friction sur le fond, ce qui conduit aux expressions suivantes :

$$\alpha = (\beta + \delta \eta \mu^2)^{-1/3}$$

$$\delta = \frac{4}{3\pi} + r \mu_\alpha^q$$

$$\eta = \frac{\hat{u}_w}{\bar{u}_c}$$

r et q sont également des fonctions de $\cos 2\theta$ seulement.

La contrainte moyenne intégrée sur une période, et la valeur maximale de la contrainte $\hat{\tau}_{wc}$ s'expriment finalement

$$\langle \hat{\tau} \rangle = \xi |\tau_c|$$

$$\hat{\tau}_{cw} = \lambda \tau_c$$

$$\xi = \alpha^2 + \frac{1}{2} \mu^2$$

$$\lambda = \alpha^2 + \mu^2 + 2\alpha \mu \sin \theta$$

Yoo (1989) a confronté les résultats de ce modèle aux données d'expériences en laboratoire (pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$) et aux résultats d'autres modèles (Fredsoe, 1984 ; Christoffersen et Jonsson, 1985 ; Grant et Madsen, 1982 ; Tanaka et Shuto, 1984). Les variations entre les simulations de β et les résultats de laboratoire valent environ 7%. Les confrontations avec les autres modèles indiquent des résultats en général comparables. Celui-ci présente l'avantage de proposer des formulations explicites.

	$0 < \mu \leq 1$	$1 \leq \mu < \infty$	$0.7 < \mu < 6$
a	1.0	$0.58+0.2t$	1.0
b	$0.34-0.15t$	$0.76-0.35t$	$0.36-0.14t$
c	$1.89-0.06t$	$1.08+0.04t$	1.5
d	0.0	$-0.151+0.15 t $	0.0
f	$0.21-0.21 t $	$0.36-0.36 t $	$0.205(1-t^2)^{0.5}$
h	$1.87-0.24t$	$0.97+0.2t$	1.25
	$0.01 \leq \mu_\alpha^{-1} \leq 100$		
r	$0.43-0.2t$		
q	$-1.9+0.1t$		

Tableau 1 : estimations des constantes utilisées dans le modèle de O'Connor et Yoo (D'après Yoo, 1989).

2 - 2 - 2 - Modèles de viscosité turbulente constante

Se fondant également sur la théorie de Prandtl, Grant et Madsen (1979) utilisent une viscosité turbulente K_z variant linéairement avec la hauteur afin de résoudre l'équation du mouvement dans la colonne d'eau :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau}{\rho} \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

avec la vitesse de frottement u_* définie par

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho}$$

$$K_z = \kappa u_* z$$

Le frottement sur le fond pour les écoulements turbulents associés à un courant unidirectionnel stationnaire ou à un mouvement oscillatoire est généralement représenté par

une loi quadratique. S'inspirant de cette méthode pour considérer l'écoulement résultant de la superposition de la houle et du courant, Grant et Madsen définissent un coefficient de friction f_{cw} associé au champ de vitesse résultant de la superposition. La contrainte instantanée sur le fond s'exprime alors

$$\begin{aligned}\bar{\tau}_{cw} &= \frac{1}{2} \rho f_{cw} |\bar{u}_{cw}| \bar{u}_{cw} \\ \bar{u}_{cw} &= \bar{u}_c + \bar{u}_w\end{aligned}$$

où u_c et u_w représentent les vitesses instantanées respectivement du courant seul et de la houle seule à l'intérieur de la couche limite de houle. L'amplitude u_c et l'angle ϕ_c entre la direction de propagation du courant seul et la direction de propagation de la houle, sont considérés comme des inconnues qui seront déterminées par la résolution des équations.

A partir de cette définition, les auteurs déterminent les vitesses de frottement associées à l'écoulement dans les couches limites respectives de la houle et du courant :

- au-dessus de la couche limite de houle

Seul le courant stationnaire est ici considéré. Il est affecté par la contrainte moyenne

$$|\tau_c| = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \langle \bar{u}_{cw}^2 \rangle$$

Les crochets représentent la moyenne intégrée sur une période. L'opération d'intégration du vecteur $\bar{u}_w + \bar{u}_c$ prend en compte la direction et fait apparaître un coefficient V_2 tel que

$$\begin{aligned}|\tau_c| &= \frac{1}{2} f_{cw} \rho V_2 \hat{u}_w^2 \\ V_2 &= f\left(\frac{u_c}{\hat{u}_w}, \phi_c\right)\end{aligned}$$

\hat{u}_w représente l'amplitude maximale de la vitesse orbitale de houle. La vitesse de frottement est alors définie par

$$u_{*c}^2 = \frac{1}{2} f_{cw} V_2 \hat{u}_w^2$$

Lorsque le courant est faible devant la vitesse orbitale ($\frac{u_c}{\hat{u}_w} < 0.25$), Grant et Madsen proposent une valeur approchée de V_2 :

$$V_2 = \frac{2}{\pi} \frac{u_c}{\hat{u}_w} \left(4 - 3 \sin^2 \phi_c\right)^{1/2}$$

La direction de $\bar{\tau}_c$ est bien sûr la même que celle du courant en dehors de la couche limite de houle, de manière à s'opposer à la force motrice du courant stationnaire. Cette direction diffère cependant de celle du courant stationnaire à l'intérieur de la couche limite de houle, ϕ_c ,

le courant dans cette couche limite s'écartant en effet de la direction de la contrainte moyenne $\bar{\tau}_c$ sous l'effet de la présence de la houle. La contrainte moyenne fait ainsi un angle $\bar{\phi}_c$ avec la direction de propagation de la houle, où $\bar{\phi}_c$ dépend du rapport u_c / \hat{u}_w et de l'angle ϕ_c . Pour $u_c / \hat{u}_w < 0.2$, on a la relation simple

$$\tan \bar{\phi}_c = \frac{1}{2} \tan \phi_c .$$

$\bar{\phi}_c$ est d'autant plus proche de ϕ_c que la situation est dominée par le courant.

- à l'intérieur de la couche limite de houle

La contrainte maximale est ici également définie à partir de l'amplitude maximale de la vitesse orbitale :

$$\begin{aligned} |\hat{\tau}_w| &= \frac{1}{2} f_{cw} \rho \alpha \hat{u}_w^2 \\ \alpha &= 1 + \left(\frac{u_c}{\hat{u}_w} \right)^2 + 2 \left(\frac{u_c}{\hat{u}_w} \right) \cos \phi_c \end{aligned}$$

L'intensité de la turbulence est alors caractérisée par la vitesse de frottement u_{*cw} avec

$$u_{*cw}^2 = \frac{|\hat{\tau}_w|}{\rho} = \frac{1}{2} f_{cw} \alpha \hat{u}_w^2$$

A l'aide des vitesses de frottement définies à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite de houle, Grant et Madsen utilisent deux expressions correspondantes de la viscosité turbulente invariantes dans le temps :

$$K_{z,c} = \kappa |u_{*c}| z$$

en dehors de la couche limite de houle, et

$$K_{z,cw} = \kappa |u_{*cw}| z$$

à l'intérieur. La résolution de l'équation du mouvement dans les deux régions de l'écoulement permet de décrire le profil de vitesse du courant stationnaire, et met en évidence l'existence d'une rugosité apparente $k_{b,c}$ traduisant l'influence de la houle sur le courant même à l'extérieur de la couche limite de houle d'épaisseur δ_w :

$$\begin{aligned} u_c(z) &= \frac{u_{*c}}{\kappa} \left| \frac{u_{*c}}{u_{*cw}} \right| \ln \frac{30z}{k_b} & z < \delta_w \\ u_c(z) &= \frac{u_{*c}}{\kappa} \left| \frac{u_{*c}}{u_{*cw}} \right| \ln \frac{30z}{k_{bc}} & z > \delta_w \end{aligned}$$

La présence de houle accroît en effet la turbulence près du fond, et augmente ainsi la résistance ressentie par l'écoulement stationnaire. Cette résistance accrue se manifeste par une augmentation apparente de la rugosité physique k_b :

$$\frac{k_{bc}}{k_b} = \left[24 \left| \frac{u_{*cw}}{\hat{u}_w} \right| \left(\frac{a_0}{k_b} \right) \right]^\beta$$

$$\beta = 1 - \frac{u_{*c}}{u_{*cw}}$$

Pour des situations dominées par la houle, il est à noter que la rugosité apparente peut atteindre des valeurs extrêmement élevées. Par exemple, pour $u_c = 0.2$ m/s, $u_w = 1$ m/s, $T = 10$ s, $H = 10$ m et $z_0 = 3$ mm (situation envisageable le long de la côte aquitaine), on a $k_{bc}/k_b = 12$ (Figure 14).

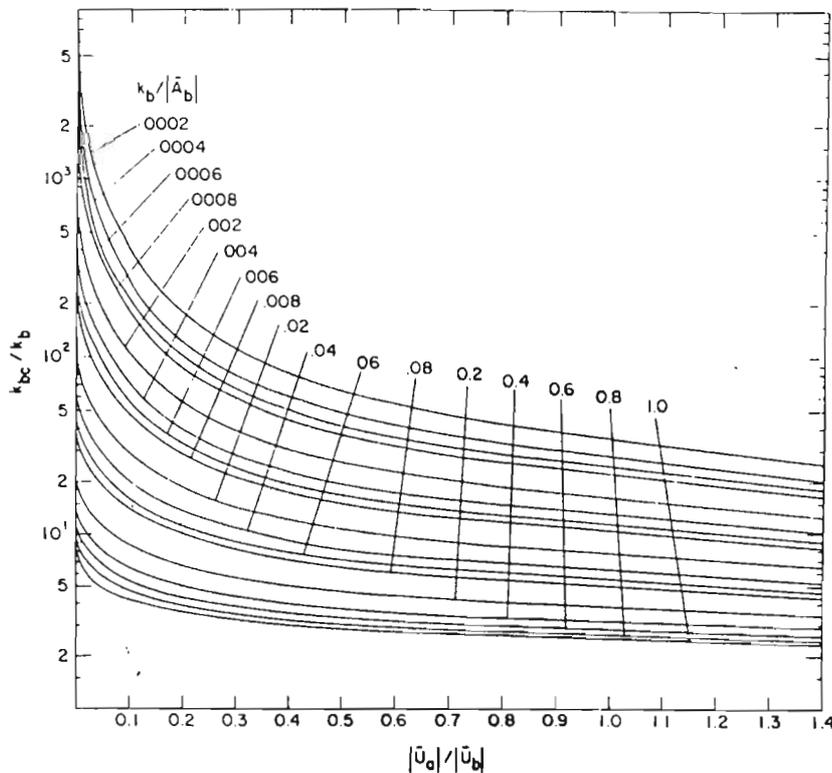


Figure 14 : Rapport de la rugosité apparente k_{bc} sur la rugosité physique k_b pour houle et courant colinéaires. u_a et u_b désignent respectivement la vitesse du courant et l'amplitude de la vitesse orbitale de houle (D'après Grant et Madsen, 1979).

Tous les paramètres ci-dessus requièrent l'estimation du coefficient de friction f_{cw} , défini à partir de

$$\hat{\tau}_{cw} = \rho u_{*cw}^2 = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \alpha \hat{u}_w^2$$

où $\hat{\tau}_{cw}$ est la contrainte totale maximale. Cette valeur maximale de la contrainte totale résultant de la somme vectorielle de la contrainte stationnaire et de la valeur maximale de la contrainte oscillante, on a

$$\bar{\tau}_{cw,max} = \bar{\tau}_c + \bar{\tau}_{w,max}$$

d'où

$$|\bar{\tau}_c + \bar{\tau}_{w,max}| = \rho u_{cw}^2$$

Remarquons que cette formulation ne résulte pas de la somme des contraintes associées à la houle seule et à un courant seul, mais représente la somme des contraintes associées à la houle dans l'écoulement combiné (houle+courant) et au courant dans ce même écoulement.

La résolution des profils de vitesse et des paramètres définis dans le modèle fournissent une expression implicite complexe de f_{cw} pour laquelle Grant et Madsen proposent une représentation graphique en fonction des intensités relatives du courant et de la houle, et de l'angle entre les directions du courant et de la houle (Figure 15).

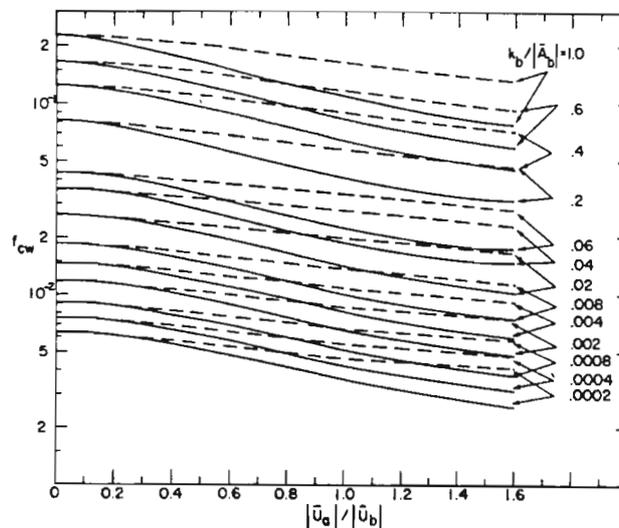


Figure 15 : Coefficient de frottement f_{cw} pour $\phi_c = 0^\circ$ (trait plein) et $\phi_c = 90^\circ$ (tirets). k_b et A_b dénotent respectivement la rugosité physique et l'amplitude du mouvement orbital ; u_a et u_b désignent respectivement la vitesse du courant et l'amplitude de la vitesse orbitale de houle (D'après Grant et Madsen, 1979).

Conclusion

A partir de l'amplitude et de la direction du courant stationnaire en dehors de la couche limite de houle, il est possible d'obtenir par un processus itératif les paramètres adimensionnels

$$\frac{u_c}{\hat{u}_w}, \quad \phi_c, \quad \frac{k_b}{a_0},$$

qui sont nécessaires au calcul également itératif de la rugosité apparente et du coefficient de friction f_{cw} . Une méthode graphique peut être utilisée. La procédure est simplifiée lorsque la situation est dominée par la houle, condition requise pour l'utilisation des expressions de V_2 et $\bar{\phi}_c$. Ce modèle a été comparé par les auteurs à des données de terrain (Signell, 1990), et les résultats ont montré une bonne concordance avec les mesures. Signell (1990) puis Davies et al. (1995) ont explicité le calcul itératif de f_{cw} dans le cas de houle et courant colinéaires. L'application du modèle de Grant et Madsen est alors relativement simple. Dans le cas général, et particulièrement lorsque la situation n'est pas nécessairement dominée par la houle, cette application devient extrêmement lourde. La validation du modèle par des données de terrain en fait cependant une des références majeures pour la validation d'autres modèles par exemple. L'introduction dans ce modèle d'une viscosité variable dans le temps a d'ailleurs fourni des résultats proches de ceux de Davies (1990) qui est aujourd'hui l'un des plus perfectionnés (Malarkey et Davies, 1995).

Devant la complexité du résultat précédent, Tanaka et Shuto (1981) ont élaboré un modèle comparable à celui de Grant et Madsen en ne considérant cependant qu'une seule expression de la viscosité turbulente sur toute la colonne d'eau :

$$K_z = \kappa |u_{*cw}| z$$

La résolution des équations du mouvement pour le courant stationnaire d'une part et la composante harmonique d'autre part fournit le profil de vitesse dans la couche limite où les deux composantes coexistent ($\bar{u}_{cw} = \bar{u}_c + \bar{u}_w$). La contrainte sur le fond en est déduite :

$$\bar{\tau}_{wc} = \rho(\kappa u_{*cw} z) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)_{z=0}$$

puis l'expression du coefficient de frottement f_{cw} défini par :

$$\hat{\tau}_{cw} = \rho u_{*cw}^2 = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \hat{u}_w^2$$

L'expression implicite proposée par Tanaka et Shuto relie u_{*cw} / \hat{u}_w aux paramètres adimensionnels

$$\frac{h}{z_0}, \frac{\bar{u}_c}{\hat{u}_w}, \phi_c \text{ et } \frac{a_0}{z_0}$$

où h est la hauteur d'eau. Cette expression complexe fait intervenir les fonctions de Bessel et de Neumann d'ordres 0 et 1. Les auteurs, initialement à la recherche d'une formule plus simple que celle de Grant et Madsen et valable quelle que soit l'importance relative de la houle et du courant, proposent une solution approchée valable pour $a_0/z_0 \geq 50$, soit $\hat{u}_w \geq 10 - 15$ cm pour $z_0 = 3 - 4.5$ mm :

$$f_{cw} = 2 \left[B^2 \left(\frac{\bar{u}_c}{\bar{u}_w} \right)^2 + 2BC \left(\frac{\bar{u}_c}{\bar{u}_w} \right) \cos \phi + C^2 \right]$$

$$B = \frac{\kappa}{\ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - 1}$$

$$C = \frac{\kappa}{\pi} \left[0.25 + 0.101 \left(\ln \frac{z_0}{a_0} - \frac{1}{2} \ln f_{cw} + 2.42 \right)^2 \right]^{-1/2}$$

La comparaison des profils de vitesse simulés avec des mesures effectuées en bassin à houle est satisfaisante, particulièrement près du fond (et donc pour l'expression de la contrainte et du coefficient de frottement). L'expression de viscosité turbulente utilisée n'étant pas vérifiée à la surface, les profils calculés s'écartent de ceux mesurés. Une autre limitation de ce modèle (comme de celui de Grant et Madsen) vient du fait que la viscosité turbulente est estimée à partir de la vitesse de frottement correspondant à la contrainte maximale sur le fond, et non à la contrainte moyenne.

Ces approximations ont conduit plusieurs auteurs à développer des modèles plus complets permettant de mieux comprendre les interactions entre houle et courant dans la couche limite. Ils permettent particulièrement de décrire en détail la déviation de la contrainte moyenne par rapport à la direction du courant seul.

2 - 2 - 3 - Modèles numériques de fermeture d'énergie turbulente : Davies et al. (1988)

Les principales conclusions des théories précédentes sont qualitativement comparables (augmentation de la rugosité apparente par exemple). Le modèle de Davies et al. les confirme, sans cependant émettre comme ses prédécesseurs d'hypothèse sur la nature de la couche limite de l'écoulement combiné (houle+courant). L'une des principales caractéristiques de ce modèle est en effet qu'il n'ajoute pas d'hypothèses à celles utilisées avec succès dans la représentation des couches limites en présence de houle seule ou de courant seul. Le modèle de Davies et al. dégradé par l'utilisation d'une viscosité turbulente constante fournit par ailleurs des résultats comparables à ceux des modèles précédents (Davies et al., 1988).

Le schéma de fermeture turbulente utilisé ici permet de traiter les cas de superposition quelle que soit l'importance relative de la houle et du courant. L'introduction d'une viscosité turbulente variable dans le temps fournit en particulier une représentation précise de la physique de la couche limite. L'inconvénient majeur de ce modèle est qu'il ne fournit pas d'expression analytique, et requiert comme ses prédécesseurs une solution numérique ou une interpolation graphique afin d'être appliqué à des problèmes pratiques.

A partir d'un modèle hydrodynamique semblable à ceux précédemment décrits, la démarche adoptée par Davies et al. consiste à générer un courant stationnaire puis à lui superposer un régime de houle. La pression étant maintenue constante, l'introduction de la houle induit une augmentation de la contrainte sur le fond qui tend à réduire la vitesse du courant stationnaire initial jusqu'au retour à l'équilibre. Cette phase de retour à l'équilibre prend d'ailleurs plusieurs heures par des profondeurs typiques du plateau continental, ce qui fait remarquer aux auteurs que l'équilibre est rarement atteint dans la nature lorsque que la houle est superposée à un courant de marée.

La viscosité turbulente $K(z,t)$ dépend de la distribution de l'énergie turbulente $b(z,t)$ sur la verticale et de la longueur de mélange $l(z,t)$ d'après les relations suivantes :

$$\frac{\partial b}{\partial t} = K \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{vu}{\partial z} \right)^2 \right\} + \alpha \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial b}{\partial z} \right) - \epsilon$$

$$l = \kappa b^{1/2} \left\{ \int_{z_0}^z b^{-1/2} dz + z_0 b_0^{-1/2} \right\}$$

où α est le rapport entre les diffusivités turbulentes d'énergie et de quantité de mouvement, et ϵ est le taux de dissipation d'énergie turbulente. Le schéma de fermeture turbulente est complété par les lois d'échelle de turbulence suivantes :

$$K = c_0 l b^{1/2}$$

$$\epsilon = c_1 \frac{b^{3/2}}{l}$$

où c_0 et c_1 sont des constantes. Le modèle s'avère peu sensible aux valeurs de α , c_0 et c_1 .

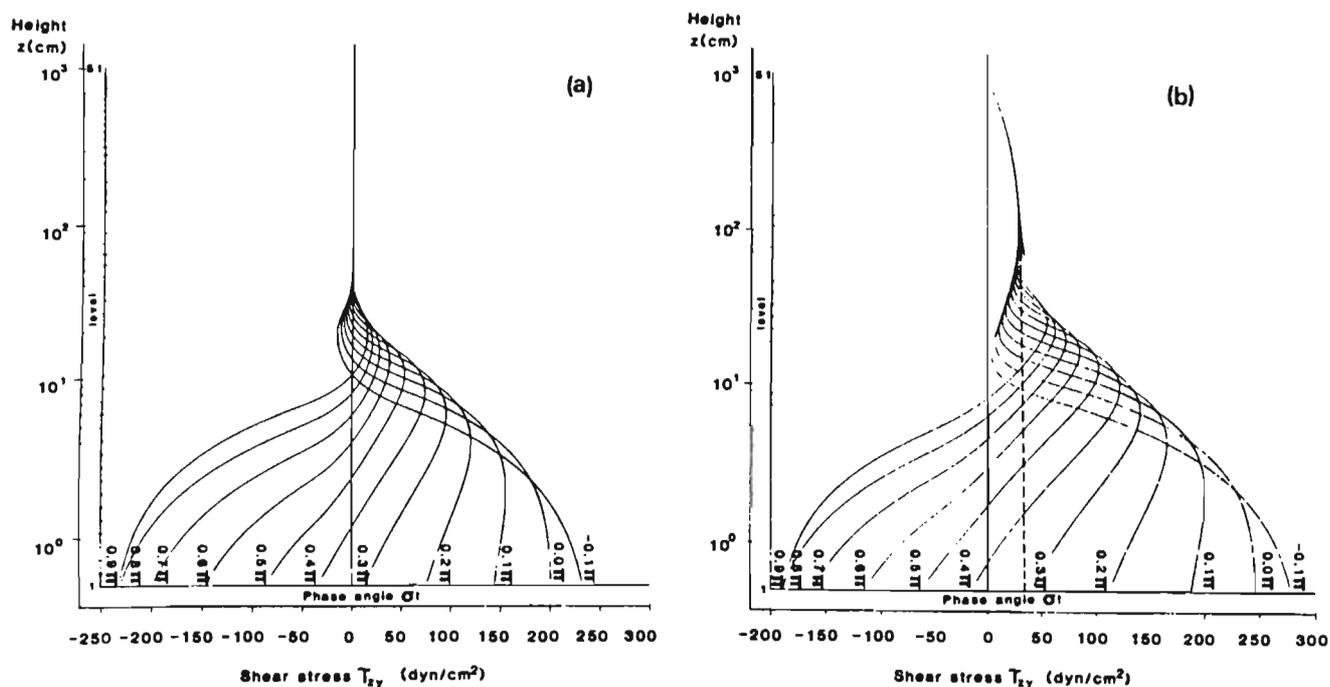


Figure 16 : Profils verticaux de la contrainte pour houle et courant colinéaires ($\phi=0^\circ$), $\hat{u}_0 = 1\text{m/s}$. a) houle seule. b) houle+courant. La ligne pointillée représente la contrainte moyenne (d'après Davies et al., 1988).

Les auteurs proposent la description des résultats du modèle dans quelques cas pour lesquels la hauteur d'eau vaut 10 m, la longueur de rugosité $z_0 = 5$ mm (ce qui correspond à des rides de hauteur de l'ordre de 5 mm), la vitesse du courant seul en surface vaut 1 m/s et la période de la houle 8 s. Ces valeurs se trouvent correspondre à celles qu'on peut trouver le long de la côte aquitaine. L'amplitude maximale de la vitesse orbitale vaut selon les test $\hat{u}_0 = 0.5$ m/s, 1.0 m/s puis 1.5 m/s pour un angle d'incidence de la houle par rapport au courant $\phi = 0^\circ, 45^\circ$ puis 90° .

La figure 16 représente les profils verticaux de la contrainte pour $\phi = 0^\circ$ et $\hat{u}_0 = 1$ m/s dans le cas de la houle seule et de la houle superposée au courant. La superposition du courant induit une augmentation de la contrainte instantanée dans la couche limite de l'écoulement combiné, contrainte qui ne change de signe durant une période de la houle que très près du fond ($z < 8$ cm).

La figure 17a montre le profil vertical de vitesse du courant après superposition de trois types de houle colinéaires au courant. En l'absence de houle, le profil est logarithmique jusqu'à l'approche de la surface. L'influence des vagues retarde le courant d'autant plus que la vitesse orbitale est grande. Le courant moyen intégré sur la hauteur d'eau varie ainsi de 94.3 cm/s (courant seul) à respectivement 79.5, 67.2 et 61.2 cm/s pour les trois configurations de houle et courant superposés. La figure 17b présente les mêmes résultats pour le cas où $\hat{u}_0 = 1$ m/s et l'angle ϕ prend successivement les valeurs $0^\circ, 45^\circ$ et 90° . Le courant intégré sur la verticale prend ici respectivement les valeurs 67.2, 73.4 et 78.4 cm/s, montrant ainsi que le retard du courant diminue lorsque l'angle d'incidence de la houle augmente.

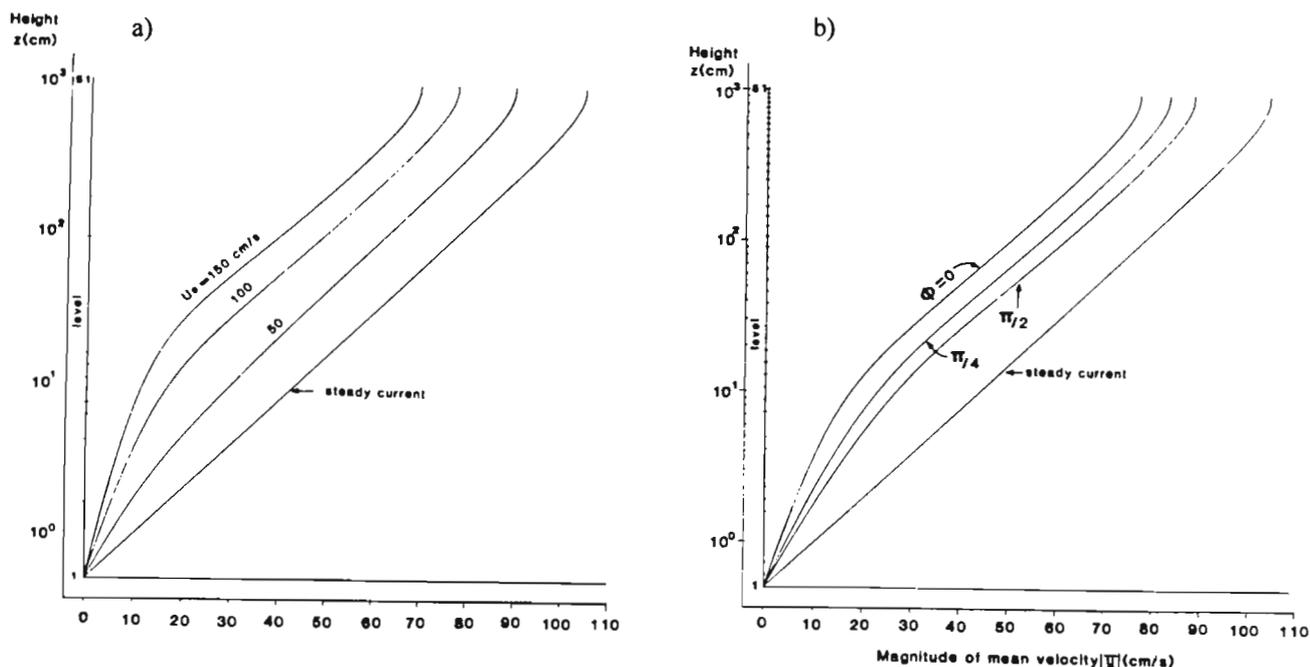


Figure 17 : Profils verticaux de la vitesse moyenne horizontale : a) pour $\phi=0^\circ$ et $\hat{u}_0 = 50, 100$ et 150 cm/s, b) pour $\hat{u}_0 = 100$ cm/s avec $\phi=0^\circ, 45^\circ$ et 90° (D'après Davies et al., 1988).

Pour $\phi = 45^\circ$, le modèle reproduit la rotation du courant mentionnée par Grant et Madsen (1979) : la vitesse moyenne du courant en présence de houle fait avec la direction de propagation de la houle un angle supérieur à celui formé par le courant initial. Cet angle varie de 15° à 4° en fonction de la profondeur, l'angle de rotation associé au courant intégré sur la hauteur étant de 4.6° (Figure 18). Davies et al. expliquent cette rotation par la génération de quantités différentes d'énergie turbulente au cours de la période de la houle suivant que la vitesse orbitale de la houle s'ajoute (plus de turbulence générée) ou se retranche (moins de turbulence générée) au courant stationnaire. Le courant moyen tend donc à s'éloigner dans la couche limite de la direction dans laquelle vitesses de la houle et du courant s'additionnent.

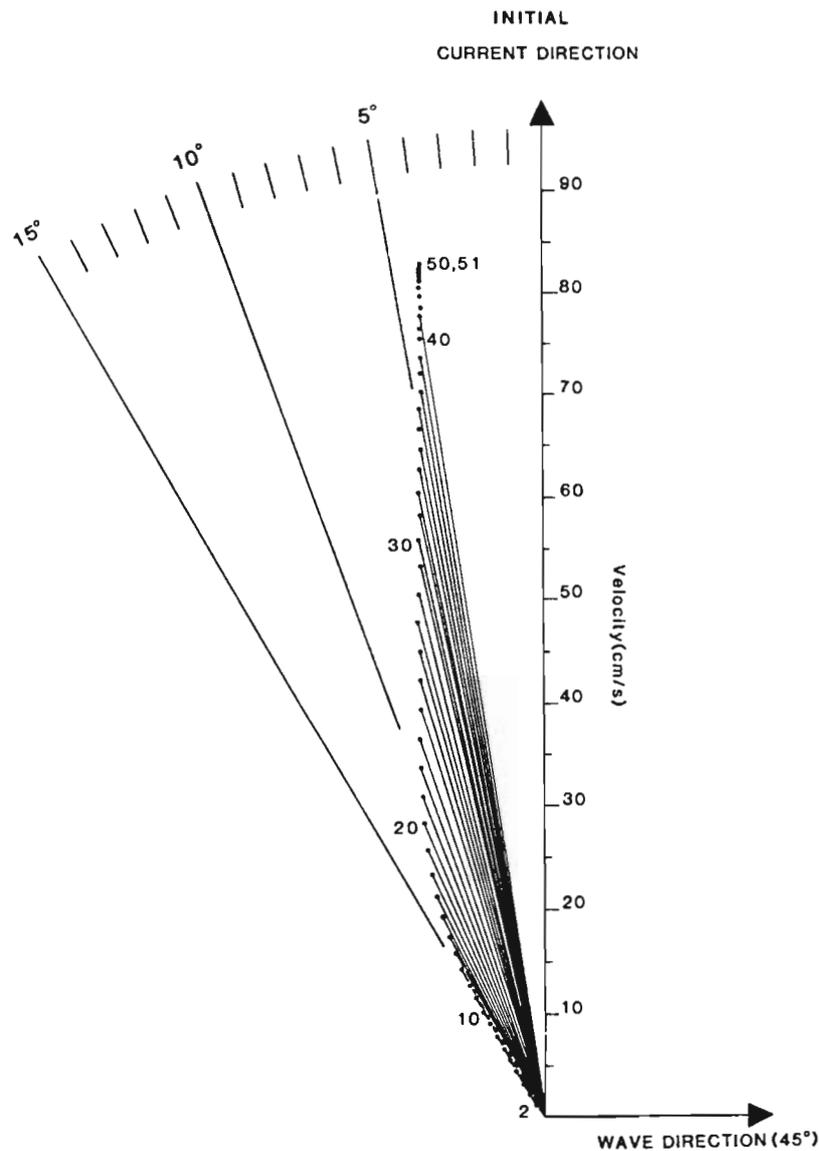


Figure 18 : Rotation du courant moyen en présence de houle par rapport à la direction du courant seul pour $\phi = 45^\circ$, en fonction de la hauteur d'eau. Les angles sont représentés au double de leur valeur pour plus de clarté. Le niveau 1 correspond au fond et le niveau 51 à la surface. (D'après Davies et al., 1988).

Le tableau 2 récapitule l'importance de l'augmentation de la contrainte sur le fond lorsque la houle est superposée au courant. Ce résultat est particulièrement important dans des perspectives de calculs de transport sédimentaire et indique à quel point la présence de houle superposée à un courant facilite le dépassement du seuil de mise en mouvement des sédiments. Il montre également la variation du coefficient de frottement f_{cw} en fonction des conditions de houle, défini par

$$\hat{\tau}_{cw} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \hat{u}_w^2$$

et met en évidence le déphasage θ entre \hat{u}_0 et $\hat{\tau}_{cw}$ suivant que houle et courant s'opposent (c-w) ou sont de même sens (c+w).

\hat{u}_0	Houle seule			Houle + courant $\phi=0^\circ$			Houle + courant $\hat{u}_0=100\text{cm/s}$		
	$\hat{\tau}_w$	f_{cw}	θ	$\hat{\tau}_w$	θ_{c+w}	θ_{c-w}	ϕ	$\hat{\tau}_{cw}$	ϕ_r
50	80.83	0.0646	28.2°	130.3	23.7°	30.3°	0°	279.6	0°
100	234.8	0.0470	26.4°	279.6	25.2°	27.6°	45°	269.6	38.7°
150	443.0	0.0394	25.2°	488.5	24.6°	27.0°	90°	241.6	80.6°

Tableau 2 : Les contraintes sur le fond sont en dyn/cm^2 et les vitesses orbitales en cm/s . La contrainte en présence de courant seul vaut $\hat{\tau}_c = 33.8 \text{ dyn/cm}^2$, θ désigne le déphasage entre la vitesse orbitale et la contrainte, et ϕ_r représente l'angle entre la direction du courant moyen intégré sur la verticale et la direction de propagation de la houle.

2 - 2 - 4 - Le modèle de Soulsby

Soulsby et al. (1993) ont effectué au sein du groupe Mast G6M une comparaison des résultats des modèles de Grant et Madsen (1979), Christoffersen et Jonsson (1985), Bijker (1967), Van Kesteren et Bakker (1984), Fredsoe (1984), Myrhaug et Slaattelid (1990), Davies et al. (1988) et Huynh-Thanh et Temperville (1991). Ils proposent de déterminer la contrainte moyenne τ_m - déterminant la vitesse du courant et la diffusion du sédiment en suspension dans les couches supérieures de l'écoulement - et la contrainte maximale τ_{\max} - déterminant le seuil d'entraînement et le transport des sédiments - (Figure 19). Les auteurs utilisent pour ce faire une paramétrisation adimensionnelle à partir des contraintes qui existeraient s'il n'y avait pas d'interaction non-linéaire, i.e. si les contraintes générées par la houle seule et le courant seul pouvaient être sommées linéairement. Ils définissent ainsi τ_c , contrainte associée à un courant seul de vitesse u_c égale à la vitesse moyenne de l'écoulement combiné (houle+courant), et τ_w la contrainte maximale associée à une houle seule dont l'amplitude de la vitesse orbitale u_b serait celle de l'écoulement combiné. On a ainsi

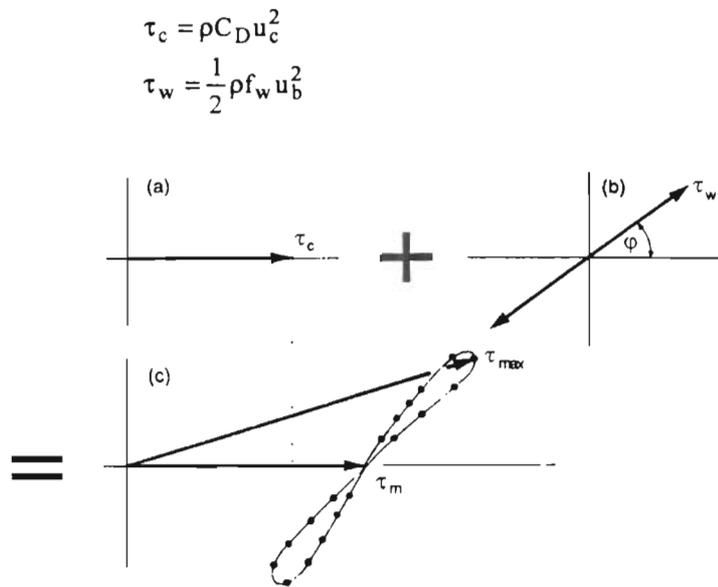


Figure 19 : Contraintes sur le fond : a) τ_c courant seul, b) τ_w houle seule, c) lieu géométrique de la contrainte en présence de houle et de courant : τ_m contrainte moyenne, τ_{max} contrainte maximale (D'après Soulsby et al., 1993).

Les paramètres adimensionnels sont alors définis par

$$y = \frac{\tau_w}{\tau_c + \tau_w}$$

$$Y = \frac{\tau_{max}}{\tau_c + \tau_w}$$

représentés en fonction de

$$x = \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_w}$$

En l'absence d'interaction non-linéaire, une sommation vectorielle des contraintes comme celle effectuée par Bijker (1967) induit la relation

$$Y^2 = x^2 + (1-x)^2 + 2x(1-x)\cos\phi$$

où ϕ représente l'angle d'incidence de la houle par rapport au courant (demi-cercle sur la figure 20). D'autre part, on a alors $\tau_m = \tau_c$ quel que soit l'angle d'incidence, soit $y=x$. Les autres paramètres requis par les modèles sont les rapports z_0/h et a_0/z_0 .

Les résultats de la comparaison des modèles sont présentés figure 20 pour $z_0/h=10^{-4}$, $a_0/z_0=10^4$ et $\phi = 0^\circ$. Les prédictions de Y varient jusqu'à 30%, et celles de y de 35%. Les auteurs concluent d'autre part les tendances suivantes :

- l'augmentation de la contrainte par effet non linéaire croît avec z_0/h et a_0/z_0 (i.e. avec la taille des rides à profondeur constante et avec l'amplitude du mouvement orbital), et décroît lorsque ϕ varie de 0° à 90° .
- les différences entre les modèles sur la valeur de y augmentent avec z_0/h et a_0/z_0 , tandis que les différences sur la valeur de Y augmentent avec z_0/h et diminuent avec a_0/z_0 .
- pour $\phi = 90^\circ$, les résultats des modèles diffèrent relativement peu.

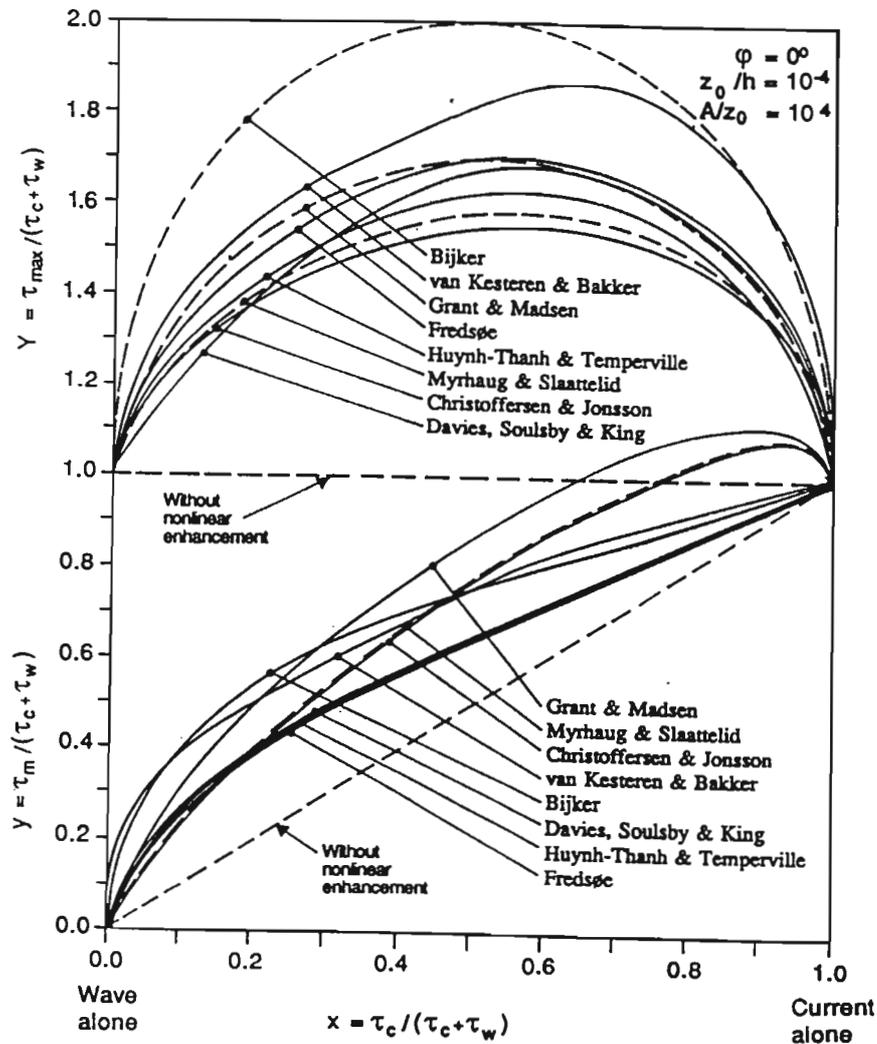


Figure 20 : Comparaison des résultats des 8 modèles testés par Soulsby et al. (1993). D'après Soulsby et al. (1993).

Soulsby et al. ont par ailleurs considéré les données d'une dizaine de tests en mer ou en laboratoire afin de les comparer aux résultats des modèles. Bien que les méthodes utilisées pour calculer les contraintes, les échelles spatiales, l'angle d'incidence de la houle et la rugosité diffèrent considérablement selon les tests, le comportement des contraintes mesurées

s'apparente à celui prédit par les modèles. Les mesures semblent indiquer d'autre part que l'interaction non-linéaire est particulièrement importante dans les situations dominées par la houle.

Soulsby et al. proposent pour les modèles précédemment comparés une paramétrisation sous la forme

$$y = x[1 + bx^p(1-x)^q]$$

$$Y = 1 + ax^m(1-x)^n$$

qui n'est fondée sur aucun critère physique mais représente au mieux les courbes issues des modèles. Les modèles numériques représentant précisément l'influence de l'angle d'incidence de la houle ont suggéré la définition des paramètres a, b, p et q selon les expressions suivantes :

$$a = (a_1 + a_2|\cos\phi|^1) + (a_3 + a_4|\cos\phi|^1) \log_{10}\left(\frac{f_w}{C_D}\right)$$

avec des expressions analogues pour m et n, et

$$b = (b_1 + b_2|\cos\phi|^J) + (b_3 + b_4|\cos\phi|^J) \log_{10}\left(\frac{f_w}{C_D}\right)$$

avec des expressions analogues pour p et q. Les coefficients dépendent bien sûr du modèle choisi (tableau 3) et les courbes approximées diffèrent des résultats exacts de 1 à 3% en moyenne (erreur maximale relative de 10%).

	a1	a2	a3	a4	m1	m2	m3	m4	n1	n2	n3	n4	I
F84	-0.06	1.70	-0.29	0.29	0.67	-0.29	0.09	0.42	0.75	-0.27	0.11	-0.02	0.80
MS90	-0.01	1.84	-0.58	-0.22	0.63	-0.09	0.23	-0.02	0.82	-0.30	0.19	-0.21	0.67
HT91	-0.07	1.87	-0.34	-0.12	0.72	-0.33	0.08	0.34	0.78	-0.23	0.12	-0.12	0.82
GM79	0.11	1.95	-0.49	-0.28	0.65	-0.22	0.15	0.06	0.71	-0.19	0.17	-0.15	(0.67)
DSK88	0.05	1.62	-0.38	0.25	1.05	-0.75	-0.08	0.59	0.66	-0.25	0.19	-0.03	(0.82)
B67	0.00	2.00	0.00	0.00	0.00	-0.50	0.00	0.00	0.00	0.50	0.00	0.00	1.00
	b1	b2	b3	b4	p1	p2	p3	p4	q1	q2	q3	q4	J
F84	0.29	0.55	-0.10	-0.14	-0.77	0.10	0.27	0.14	0.91	0.25	0.50	0.45	3.0
MS90	0.65	0.29	-0.30	-0.21	-0.60	0.10	0.27	-0.06	1.19	-0.68	0.22	-0.21	0.50
HT91	0.27	0.51	-0.10	-0.24	-0.75	0.13	0.12	0.02	0.89	0.40	0.50	-0.28	2.7
GM79	0.73	0.40	-0.23	-0.24	-0.68	0.13	0.24	-0.07	1.04	-0.56	0.34	-0.27	(0.50)
DSK88	0.22	0.73	-0.05	-0.35	-0.86	0.26	0.34	-0.07	-0.89	2.33	2.60	-2.50	(2.7)
B67	0.32	0.55	0.00	0.00	-0.63	0.05	0.00	0.00	1.14	0.18	0.00	0.00	(3.0)

Tableau 3 : Coefficients obtenus à partir des modèles de Fredsoe (1984) : F84, Myrhaug et Slaattelid (1990) : MS90, Huynh-Thanh et Temperville (1991) : HT91, Grant et Madsen (1979) : GM79, Davies et al. (1988) : DSK88, Bijker (1967) : B67. Les valeurs entre parenthèses sont obtenues par analogie avec d'autres modèles. D'après Soulsby (1994).

Les auteurs recommandent par ailleurs pour les coefficients de frottement C_D et f_w les formulations classiques suivantes :

$$C_D = \left(\frac{0.4}{\ln(h/z_0) - 1} \right)^2$$

$$f_w = 0.00251 \exp \left(5.21 \left(\frac{a_0}{k_s} \right)^{-0.19} \right) \quad \frac{a_0}{k_s} > 1.57$$

$$f_w = 0.3 \quad \frac{a_0}{k_s} \leq 1.57$$

avec $k_s = 30z_0$. La figure 21 présente la comparaison de mesures à la formule ci-dessus (formule de Swart 1974) pour f_w .

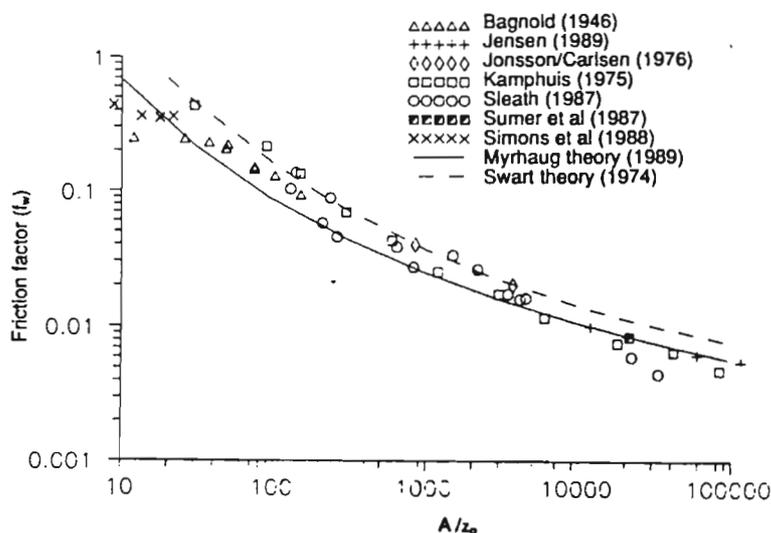


Figure 21 : Variation de f_w avec a_0/z_0 (D'après Soulsby et al., 1993).

2 - 2 - 5 - Conclusion

Comme mentionné par Soulsby et al. (1993), il n'est pas aujourd'hui concevable d'utiliser les modèles complexes d'expression de la contrainte sur le fond en présence de houle et de courant couplés à des modèles morphodynamiques. La modification de la contrainte sur le fond par la houle est pour cette raison souvent négligée dans les modèles morphodynamiques (voir Péchon, 1988 ; Briand et Kamphuis, 1993 par exemple). L'augmentation de cette contrainte avec la rugosité ou l'amplitude du mouvement orbital ne peut cependant être négligée pour le transport sédimentaire, et les données numériques de Davies et al. (1988) montrent combien la houle peut affecter le courant de marée le long de la côte aquitaine par exemple, où l'amplitude du courant de marée n'excède pas 25 cm/s tandis que la vitesse orbitale de houle peut dépasser 1 m/s. La formulation de Soulsby et al. (1993) représente donc un progrès remarquable permettant d'introduire à moindre coût la contrainte

résultant des interactions non-linéaires entre houle et courant, d'une part dans le calcul hydrodynamique, et d'autre part dans le calcul du transport sédimentaire.

2 - 3 - Influence de la modification de contrainte sur les courants à Arcachon

Cette section propose de mettre en évidence l'importance à Arcachon de la modification de la contrainte sur l'hydrodynamique en présence de houle et de courant combinés, les conditions de houle et de marée choisies étant les conditions représentatives définies dans les chapitres 4 et 5. Nous avons pour ce faire utilisé la formulation de Soulsby (1994) avec pour paramètres ceux déduits du modèle de Huynh-Thanh et Temperville (1991). La comparaison des résultats des divers modèles avec une série de mesures en laboratoire et en nature révèle en effet que celui de Huynh-Thanh et Temperville fournit l'une des meilleures performances (Soulsby, 1995). La direction de la contrainte est colinéaire au courant moyen.

Soulsby (1995) remarque également une large variation entre les valeurs du coefficient de friction utilisées par les différents modèles, et propose une formule fondée sur une série de mesures :

$$f_w = 1.39 \left(\frac{a_0}{z_0} \right)^{-0.52}$$

La figure 22 représente cette formulation comparée à celle de Swart (1974) communément utilisée.

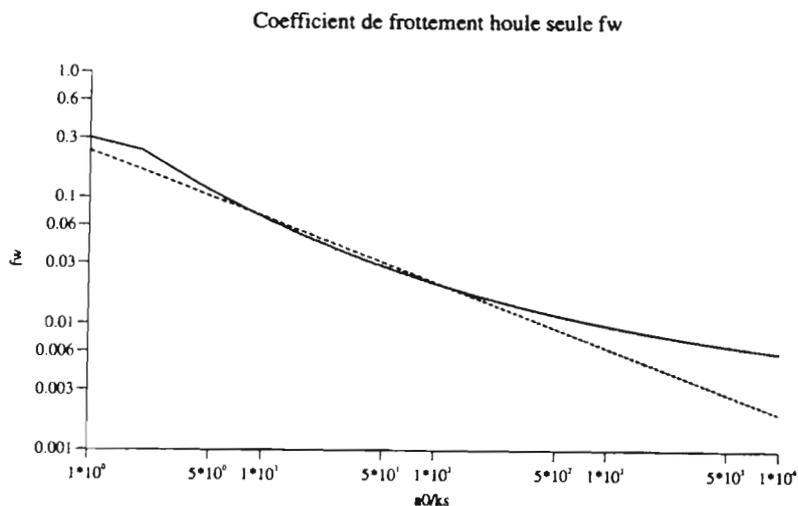


Figure 22 : Comparaison des formulations du coefficient de frottement f_w par Soulsby (1994, tirets) et Swart (1974, trait plein).

Nous considérerons pour cette étude les 7 points de contrôle utilisés dans la section précédente (Figure 3). La contrainte τ_c calculée en négligeant l'influence de la houle et la contrainte calculée en tenant compte de l'interaction non-linéaire entre houle et courant τ_{cw} sont représentées en ces points de référence figures 23 et 24a. On constate une augmentation de la contrainte pouvant dépasser un facteur 2 par suite de l'interaction non-linéaire (points 1

et 2 par exemple), ce qui est concevable si on compare ces résultats aux données de Davies et al. (1988, tableau 2). Le tableau 4 indique les valeurs maximales du courant de flot et de jusant moyens u_c et de la vitesse orbitale u_b au cours de la marée. La situation est partout dominée par la houle selon la classification de Grant et Madsen ($u_b/u_c > 0.25$). Plus à l'intérieur des passes, l'influence de la houle diminue tandis que le courant de marée peut devenir plus fort. Au point 7, la houle peut dominer légèrement au cours du cycle de marée, mais elle n'agit que faiblement sur la modification de la contrainte sur le fond. Les vitesses en sont très peu affectées (Figure 24). Cependant, autour des étales (particulièrement de l'étales de basse mer), la houle domine partout où elle pénètre puisque les courants de marée sont alors très faibles (Figure 25).

	$u_{b,min}$	$u_{b,max}$	$u_{c,max}$ jusant	$u_{c,max}$ flot
1	0.60	0.90	0.44	0.41
2	0.65	0.98	0.76	0.64
3	0.52	0.78	1.40	1.00
4	0.47	0.68	0.92	0.36
5	0.61	0.76	0.63	0.00
6	0.79	1.17	0.59	0.91
7	0.00	0.41	1.14	1.13

Tableau 4 : vitesses orbitales minimales et maximales et vitesses maximales de flot et de jusant (m/s).

Les figures 24b et 26 représentent l'influence de la prise en compte de la contrainte τ_{cw} sur les courbes de vitesse (composante Sud-Nord, notée v). Le ralentissement de la vitesse est d'autant plus important que la houle domine, et par conséquent que la contrainte τ_{cw} excède τ_c . Cette influence peut même modifier la direction de la composante v comme au point 4 par exemple : tandis que la marée seule induit un courant de composante v dirigée vers le Nord ($v > 0$) à marée descendante, les contraintes de radiation créent une composante vers le Sud suffisamment importante pour donner au courant une orientation Sud tout au long de la marée ($v < 0$). L'augmentation de la contrainte sur le fond contrarie cependant cette tendance : le courant résultant de l'opposition entre forces motrices de la houle et frottement sur le fond demeure dirigé vers le Nord durant le jusant. Notons qu'il s'agit en ce point de courants d'intensité inférieure à 10 cm/s. Lorsque le courant de marée est de plus grande amplitude, la contrainte affecte proportionnellement moins l'amplitude du courant moyen résultant.

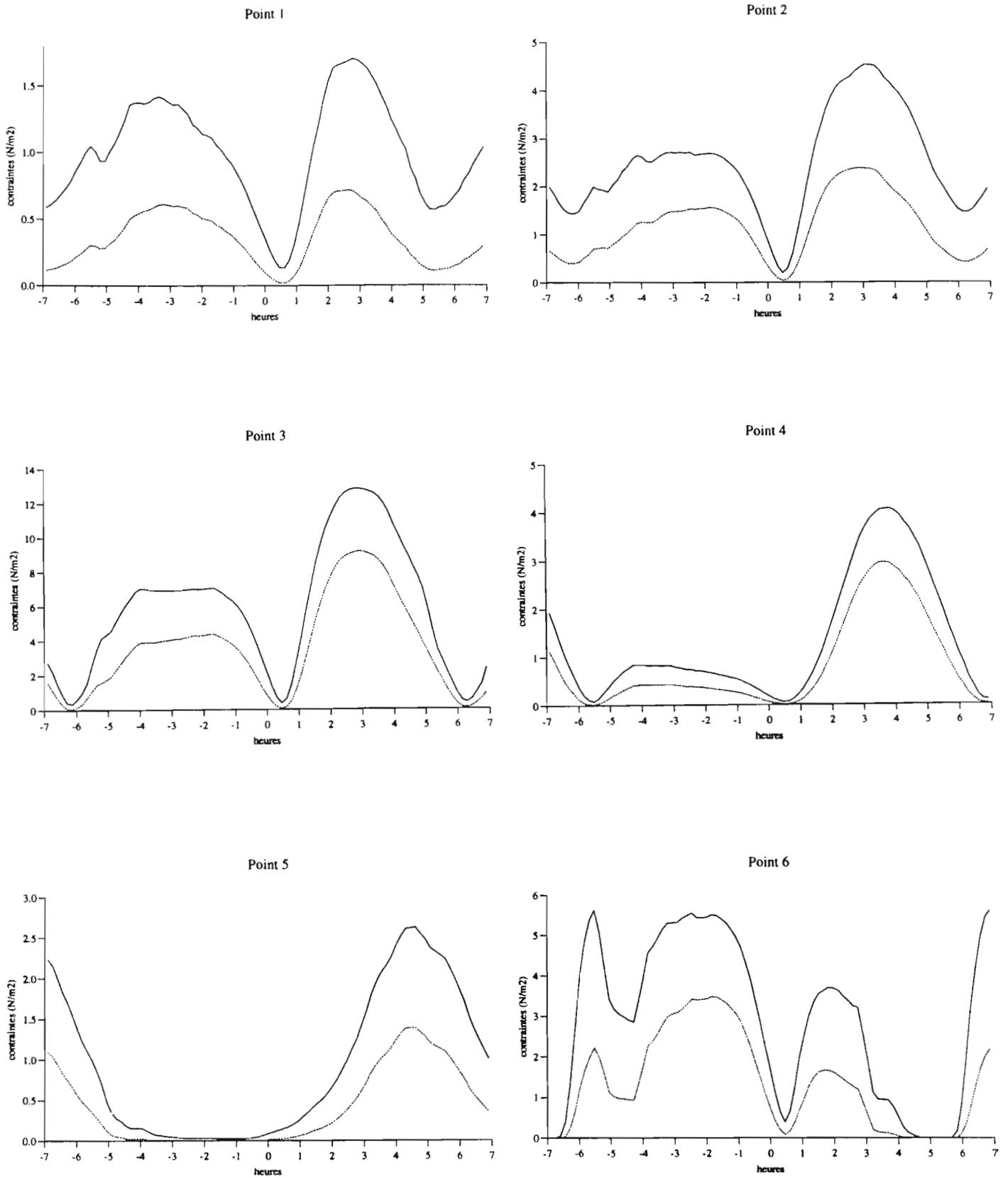


Figure 23 : Contrainte due au courant moyen τ_c (tirets) et contrainte due à l'interaction entre houle et courant τ_{cw} (trait plein). Pleine mer à l'heure 0.

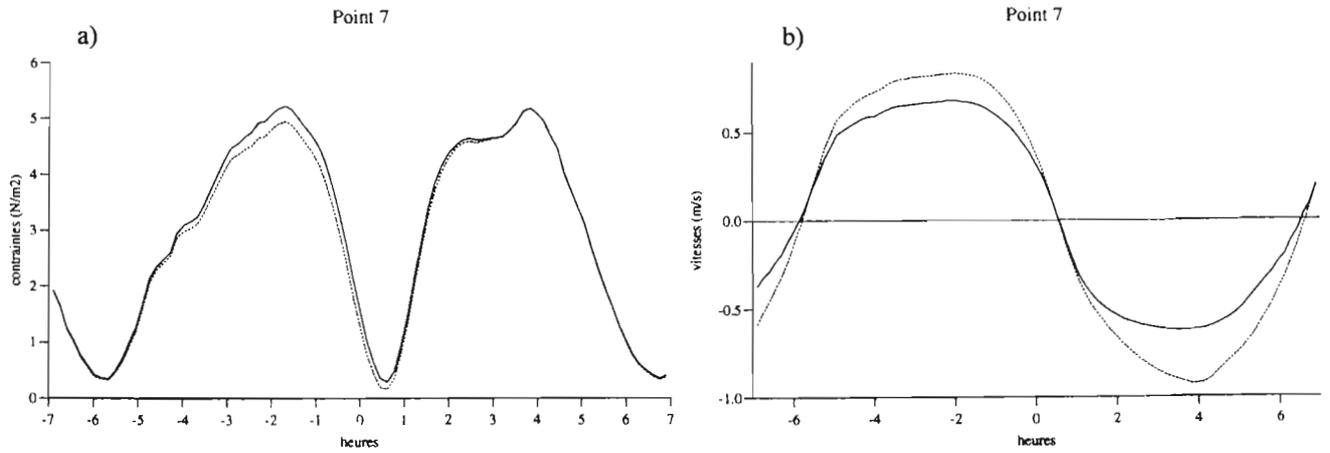


Figure 24 : Influence de la houle au point 7. a) contraintes τ_c (tirets) et τ_{cw} (trait plein), b) vitesses v en présence de la marée seule (trait plein), de marée et houle combinées en présence de τ_c (trait pointillé), puis en présence de τ_{cw} (tirets). Pleine mer à l'heure 0.

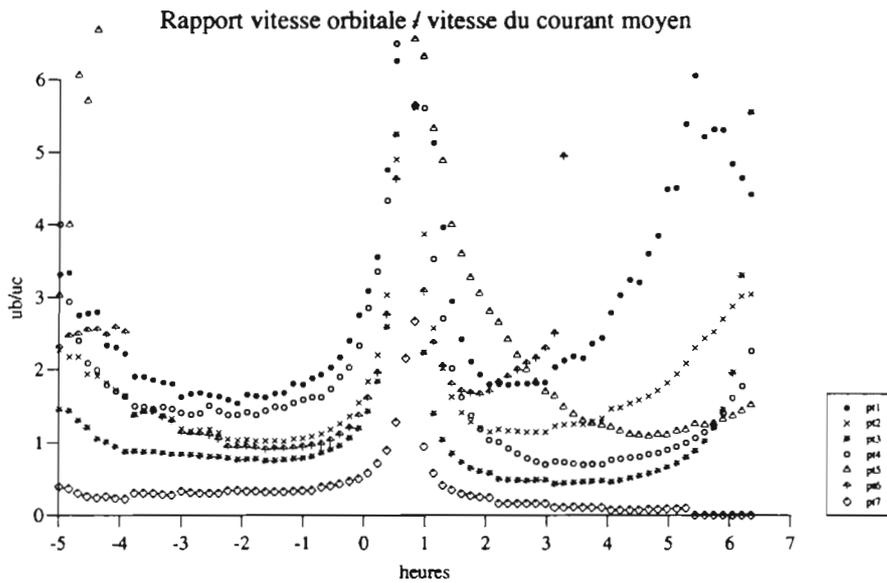


Figure 25 : Rapport entre vitesses orbitales maximales et vitesses du courant moyen au cours de la marée pour les points 1 à 7. Pleine mer à l'heure 0.

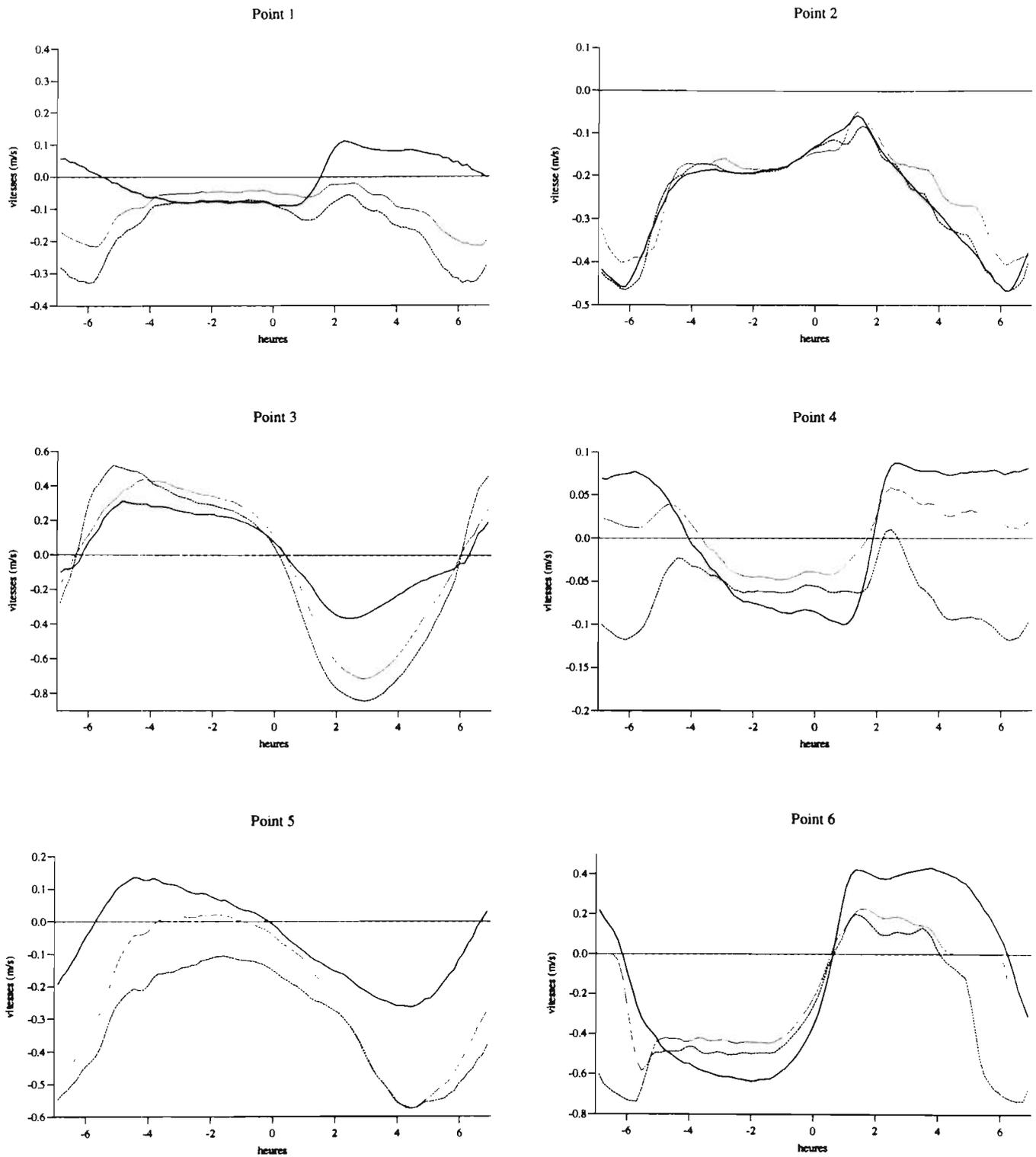


Figure 26 : Composant Sud-Nord du courant moyen en présence de la marée seule (trait plein), de marée et houle combinées en présence de la contrainte due au courant moyen τ_c (tirets), puis en présence de la contrainte τ_{cw} (trait pointillé). Pleine mer à l'heure 0.

3 - TRANSPORT EN PRESENCE DE HOULE ET DE COURANT COMBINES

Il est encore délicat aujourd'hui de déterminer quel type de module de transport adopter dans le cas d'écoulements en présence de houle et de courant combinés (formules globales, formules fondées sur les grandeurs caractéristiques locales de la houle et du courant, résolution de l'équation d'advection-diffusion pour la concentration de sédiment sur la verticale et le transport en suspension ...). Les recommandations quant au choix du modèle de transport à utiliser pour un modèle morphodynamique diffèrent quelque peu dans la littérature : Zyserman et al. (1991) concluent de leur description des caractéristiques indispensables d'un modèle de transport que « il n'est pas possible de développer un modèle satisfaisant fondé sur les quantités moyennées sur la période de la houle » et prônent une description tridimensionnelle instantanée de l'écoulement. De Vriend (1994) indique lui que « en pratique, l'utilisation de modèles tridimensionnels pour les calculs de transport est encore injustifiable dans la plupart des cas ». Ces opinions ne divergent cependant que parce qu'elles concernent des échelles de temps et d'espace différentes : il est certain qu'on ne peut se permettre dans une modélisation à long terme les raffinements d'une étude restreinte à la description précise d'un écoulement tridimensionnel très localisé pour une unique combinaison de houle et de courant.

Cette section est consacrée à une brève description des mécanismes de transport présents lors de la superposition de houle et de courant, et des divers types de modèles censés les représenter. Nous développerons plus en détails les modèles que nous avons retenus pour l'étude morphodynamique.

3 - 1 - Mécanismes de transport

Divers modes de transport peuvent être observés selon l'importance relative de la houle et du courant :

- le transport induit par le courant moyen (i.e. le courant « stationnaire » modifié par la présence de houle)

Ce transport correspond à la composante littorale le long de la côte décrite par le terme « longshore » par opposition à « crossshore », résultant du transport par le courant de particules rendues disponibles par l'action combinée de la houle et du courant. On distingue alors le transport par charriage, plus particulièrement accru par l'augmentation de contrainte sur le fond, et le transport en suspension, accru par l'augmentation de concentration de sédiments en suspension. C'est généralement ce dernier mode de transport qui prévaut (Zyserman et al., 1991 ; De Vriend, 1994).

- le transport induit par la houle

C'est le transport de particules déplacées par l'action des vitesses orbitales (et par conséquent de tendance normale à la côte : « crossshore »). Sur un fond ridé, ce transport est largement associé à la turbulence induite par les corps sédimentaires. Le mouvement orbital étant asymétrique, il peut être à l'origine d'un transport dont la direction dépend largement du mode de transport. Ainsi, dans le cas d'une houle se propageant dans la direction du courant,

la différence d'intensité de la vitesse orbitale sous une crête ou sous un creux de la vague combinée à la présence de rides peut induire un transport de direction opposée à la direction de propagation de la houle (Van Rijn, 1989 ; Fredsoe, 1993).

D'autre part, les trajectoires des particules d'eau mises en mouvement n'étant pas fermées, le mouvement orbital est à l'origine d'un transport de masse dans la couche limite de houle et de courant, et par conséquent d'un éventuel transport de sédiment généralement dans la direction de propagation de la houle.

On distingue un dernier mode de transport par la houle induit par le déplacement de la couche supérieure du fond (d'épaisseur de l'ordre de 5 grains), représentant un écoulement diphasique (« sheet flow »).

De même qu'en l'absence de houle, un mécanisme important dans le comportement morphodynamique côtier est le transport dû à la gravité. L'introduction de l'effet de pente sera identique à celle décrite en l'absence de houle.

3 - 2 - Modèles de transport

3 - 2 - 1 - Formules globales

Les formules globales fournissent une estimation du transport littoral annuel intégré sur la largeur de la zone de déferlement (cf. Chapitre 5). Elles ne concernent par essence que le transport lié au courant (le transport lié à la houle étant plutôt dirigé perpendiculairement à la côte). Ce sont les plus rapides et les plus approximatives, et elles se limitent aux zones où la géométrie est suffisamment simple pour permettre la définition d'une direction prédominante du transport (côte rectiligne). Nous avons par ailleurs vu les limitations de ce type de modèle dans le chapitre précédent. Elles ne sont pas applicables à une modélisation morphodynamique.

3 - 2 - 2 - Formules pour le transport lié au courant

Lorsque les échelles de temps et de longueur d'adaptation sont suffisamment faibles, une formule de transport locale reliant en chaque point le transport aux paramètres hydrodynamiques locaux peut être utilisée (De Vriend, 1994). Ces formules découlent généralement de formules de transport développées pour un courant seul, puis modifiée pour prendre en compte la modification de la contrainte sur le fond en présence de houle (Bijker, 1992 ; Van Rijn, 1989). Un paramètre déterminant dans ces modèles est la rugosité du fond, dont l'estimation est généralement laissée au soin de l'utilisateur, ce qui en fait souvent un facteur de calibration. Van Rijn (1989) propose cependant une expression de la rugosité en fonction de la taille des rides. La majeure partie du transport étant en suspension, sa direction coïncide dans ces formules avec celle du courant moyen.

3 - 2 - 3 - Formules pour le transport lié à la houle (fond ridé)

Les mécanismes fondamentaux à considérer ici sont l'interaction entre les vagues et les corps sédimentaires d'une part, et l'asymétrie du mouvement orbital d'autre part. Les modèles à l'échelle du mouvement orbital lui-même étant extrêmement coûteux, on leur préférera des modèles semi-empiriques comme celui proposé par Nielsen (1988, tableau 5).

$q_w = 0.0025 \frac{\Theta'^3}{(1 - \pi\Delta/\lambda)} \frac{\hat{u}_{off}^6 - \hat{u}_{on}^6}{\hat{u}^6} \hat{a}_b \quad (\text{m}^2/\text{s})$ $\Theta' = 0.5f_w \frac{\rho\hat{u}^2}{(\rho_s - \rho)gd_{50}}$
<p>Δ, λ hauteur et longueur des rides f_w coefficient de frottement lié au grain ρ, ρ_s densités de l'eau et du sédiment g gravité d_{50} diamètre médian des grains \hat{u} amplitude maximale de la vitesse orbitale \hat{a}_b amplitude maximale du mouvement orbital $\hat{u}_{on}, \hat{u}_{off}$ vitesses maximales respectivement vers la côte et vers le large</p>

Tableau 5 : Formule de Nielsen (1988) pour le transport lié à la houle en présence de rides.

Ces modèles exigent par essence une description rigoureuse des vitesses orbitales afin de décrire l'asymétrie du mouvement.

3 - 2 - 4 - Formules pour le transport lié à la houle (« sheet flow »)

Une part non négligeable du transport s'effectue dans la couche supérieure du fond fluidifié dans le mode dit « sheet flow » (De Vriend, 1994). Le transport instantané peut alors être relié à la vitesse orbitale instantanée ou à la contrainte totale instantanée sur le fond. Une telle formulation est valable sur fond plat (formules de Madsen et Grant, 1976, tableau 6 ; Bailard, 1981), mais pas en présence de rides. Zyserman et al. (1991) concluent à l'inapplicabilité de ces formules à moins que soient introduits des paramètres correcteurs supplémentaires modifiant les résultats en présence de rides (expressions des facteurs d'efficacité variables dans l'espace pour la formule de Bailard par exemple). L'introduction de facteurs appropriés rendrait néanmoins ces modèles tout aussi complexes que les modèles décrivant la structure verticale des vitesses et des concentrations au cours de la période de la houle.

Les modèles hydrodynamiques fournissent des grandeurs qui varient lentement comparées à la période de la houle. Les modèles de houle eux-mêmes ne donnent souvent accès qu'à des paramètres intégrés dans le temps. L'application des modèles de Madsen et Grant ou de Bailard requiert donc un sous-modèle décrivant les variations dans le temps de la vitesse orbitale et de la contrainte sur le fond, puis un intégrateur sur la période de la houle.

Ces opérateurs supplémentaires peuvent augmenter de manière non négligeable le temps de calcul total.

$q(t) = 40w_s d_{50} \Theta^3 \frac{u_t}{ u_t } \quad (\text{m}^2/\text{s})$	
$\Theta = 0.5f_w \frac{\rho u_t^2}{(\rho_s - \rho)gd_{50}}$	
q(t)	transport total instantané
u _t	vitesse totale instantanée près du fond (houle + courant)
w _s	vitesse de chute

Tableau 6 : Formule de Madsen et Grant

3 - 2 - 5 - Formules de transport en suspension

Tandis que le transport par charriage est souvent calculé par une formule validée en présence de courant seul (l'influence de la houle étant traduite uniquement par l'augmentation de la contrainte sur le fond), le transport en suspension fait l'objet d'un calcul séparé. Lorsqu'il n'est pas inclus dans une formule de transport total, il est donc généralement décrit par l'équation d'advection-diffusion appliquée à la concentration, moyennée dans le temps :

$$w_s c(z) + \epsilon_s(z) \frac{dc(z)}{dz} = 0$$

qui traduit l'équilibre entre le transport net vers le haut dû à la diffusion turbulente (facteur de mélange ϵ_s) et le transport vers le bas dû à la gravité et lié à la vitesse de chute w_s . L'influence de la houle apparaît alors dans l'expression du coefficient ϵ_s .

L'expression du coefficient de mélange détermine le profil vertical de concentration. Si on suppose que la diffusivité croît linéairement avec la profondeur, i.e. $\epsilon_s(z) = \epsilon z$, on obtient un profil en loi puissance :

$$c(z) = c_a \left(\frac{z}{z_a} \right)^{-b}$$

où z_a est une hauteur de référence à laquelle la concentration vaut c_a . Si la diffusivité est une fonction parabolique de la hauteur d'eau, on obtient le profil de Rouse :

$$c(z) = c_a \left[\frac{z}{z_a} \cdot \frac{h - z_a}{h - z} \right]^{-b}$$

Bijker (1967) utilise cette formulation avec

$$b = z_* = \frac{w_s}{\kappa v_{*cw}}$$

où κ est la constante de Von Karman et v_{*cw} la vitesse de frottement. Il calcule la concentration de référence au niveau $z_a = k_s$ où k_s est la rugosité du fond.

Pour Van Rijn (1989), le niveau de référence est pris égal à la hauteur des rides s'il y en a, ou à l'épaisseur de la couche limite dans le cas d'un écoulement en lamelles (sheet flow). Le coefficient de diffusion en présence de courant et de houle est déduit des coefficients de diffusion en présence de houle seule $\epsilon_{s,w}$ et de courant seul $\epsilon_{s,c}$ à partir de considérations énergétiques :

$$\epsilon_{s,cw} = \left[\epsilon_{s,c}^2 + \epsilon_{s,w}^2 \right]^{0.5}$$

En présence de courant seul, Van Rijn suppose que la diffusivité est une fonction parabolique de la hauteur sur la moitié inférieure de la hauteur d'eau, puis est constante au-dessus :

$$\begin{aligned} \epsilon_{s,c} &= \kappa u_* z (1 - z/h) & z/h < 0.5 \\ \epsilon_{s,c} &= 0.25 \kappa u_* h & z/h \geq 0.5 \end{aligned}$$

ce qui conduit au profil de concentration suivant :

$$\begin{aligned} c(z) &= c_a \left[\frac{z}{z_a} \cdot \frac{h - z_a}{h - z} \right]^{-b} & \text{pour } z_a < z < h/2 \\ c(z) &= c_a \left[\frac{z_a}{h - z_a} \right]^b \exp \left[-4b \left(\frac{z}{h} - \frac{1}{2} \right) \right] & \text{pour } h/2 < z < h \end{aligned}$$

En présence de houle seule, Van Rijn suggère une évolution du coefficient de mélange comme suit :

$$\begin{aligned} \epsilon_{s,w} &= \epsilon_{s,w,bed} & z \leq \delta_s \\ \epsilon_{s,w} &= \epsilon_{s,w,bed} + (\epsilon_{s,w,max} - \epsilon_{s,w,bed}) \left(\frac{z - \delta_s}{0.5h - \delta_s} \right) & \delta_s < z < 0.5h \\ \epsilon_{s,w} &= \epsilon_{s,w,max} & z \geq 0.5h \end{aligned}$$

où δ_s est l'épaisseur de mélange (liée à la taille des rides ou à l'épaisseur de la couche limite du « sheet flow ») et $\epsilon_{s,w,max}$ et $\epsilon_{s,w,bed}$ dépendent des paramètres de houle (Figure 27).

Une fois déterminé le profil de concentration, le transport en suspension est calculé selon l'expression suivante :

$$q_s = \int_a^h c(z) u(z) dz$$

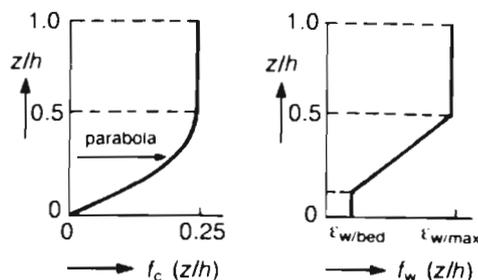


Figure 27 : allure des profils de diffusivité adoptés par Van Rijn (1989) en présence de houle seule et de courant seul.

Remarquons que ces formules ne concernent que le transport par le courant. Les modèles tenant compte du transport en suspension par la houle doivent inclure les variations temporelles de vitesses et de concentration durant la période de la houle (Deigaard et al., 1986, Fredsoe, 1993). Zyserman et al. (1991) montrent d'ailleurs l'importance de la prise en compte de ces variations sur le transport : si u et c représentent les valeurs instantanées de la vitesse du courant et de la concentration, le transport en suspension intégré sur une période peut s'écrire

$$\langle q_s \rangle = \int_a^h \langle uc \rangle dz$$

où les crochets représentent la moyenne sur une période. On peut distinguer dans u et c les composantes associées au courant stationnaire et les composantes oscillantes associées à la houle : $u = \bar{u} + \tilde{u}$, $c = \bar{c} + \tilde{c}$, avec par définition $\langle \tilde{u} \rangle = 0$, $\langle \tilde{v} \rangle = 0$, d'où

$$\langle uc \rangle = \bar{u}\bar{c} + \langle \tilde{u}\tilde{c} \rangle$$

Le second terme est en général différent de zéro, et constitue même la plus forte contribution au terme $\langle uc \rangle$ dans le cas de faible courant. L'approximation consistant à ne considérer que les valeurs intégrées dans le temps de u et c pour le calcul du transport en suspension peut donc ne pas être justifiée. Les modèles considérant les variations instantanées de toutes les grandeurs (modèles « déterministes » suivant la dénomination de Zyserman et al.) considèrent alors une équation d'advection-diffusion non stationnaire :

$$\frac{\partial c}{\partial t} - w_s \frac{\partial c}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_s \frac{\partial c}{\partial z} \right) = 0$$

L'introduction de ces modèles au sein d'un modèle de transport résiduel à long terme dans des situations réelles serait néanmoins beaucoup trop coûteuse.

3 - 3 - Modèles de transport appliqués à la morphodynamique

Une représentation rigoureuse des phénomènes de transport en présence de houle et de courant requiert la prise en compte de tous les modes décrits ci-dessus, en particulier le traitement des rides. Les interactions non-linéaires entre houle et courant doivent être considérées pour une description détaillée de l'hydrodynamique dans la couche limite afin de déduire les profils instantanés de concentration et de vitesse. L'intégration sur la verticale et sur la période de la houle du produit concentration-vitesse fournit alors le transport en suspension moyen. La génération de turbulence occasionnée par le déferlement doit également être introduite.

Il n'existe pas aujourd'hui de modèle aussi complexe soit-il permettant le traitement rigoureux de tous ces phénomènes, et valide quelles que soient les conditions de houle et de courant et la nature du fond. Les modèles s'en approchant par leur traitement entièrement tridimensionnel et la considération de grandeurs instantanées (Van Rijn et Meijer, 1988 par exemple) ne sont pas applicables à la morphodynamique par suite des coûts de calculs qu'ils engendrent. Il est par conséquent indispensable de connaître la nature des phénomènes dominants dans chaque cas particulier afin de choisir un modèle représentant ces phénomènes en priorité. Dans la mesure où nous ne considérons pas ici l'évolution du profil de plage mais bien le déplacement des bancs par la dérive littorale et l'action de la marée, nous privilégierons la représentation du transport par le courant.

Le choix pour les modèles morphodynamiques se porte généralement sur la résolution quasi-3D du transport couplée à un modèle hydrodynamique bidimensionnel horizontal (Kamphuis, 1992 ; Briand et Kamphuis, 1993 ; Wang, 1992 ; Wang et al., 1995), ou bien sur une résolution entièrement bidimensionnelle fondée sur une formule de transport locale (Watanabe, 1982 ; Ohnaka et Watanabe, 1990 ; Steijn et Hartsuiker, 1992). Les résolutions quasi-3D considèrent généralement l'une de ces formules pour le calcul du transport par charriage (Bijker, 1971 ; Van Rijn, 1984) puis intègrent sur la verticale le produit concentration-vitesse en supposant un profil de vitesse logarithmique.

Nous avons limité notre étude aux formules bidimensionnelles locales, sensées représenter correctement le transport induit par le courant. Nous présentons ici les formules les plus couramment utilisées. Il est à noter qu'aucune d'elles ne fait l'unanimité dans la communauté scientifique et que toutes sont entachées d'une erreur proportionnelle à la complexité du problème : le fond naturel n'est jamais uniformément ridé ni plat, la longueur de rugosité appropriée à chaque cas demeure relativement mystérieuse etc.

3 - 3 - 1 - Formule de Watanabe et al. (1986)

Watanabe et al. distinguent le transport lié au courant q_c de celui lié à la houle q_w . Ils proposent l'expression suivante :

$$\bar{q}_c = A_c \frac{\tau_{cw} - \tau_{cr}}{\rho g} \bar{u}$$

où τ_{cw} est la contrainte maximale en présence de houle et de courant calculée par le modèle de Tanaka et Shuto (1981), τ_{cr} est la contrainte critique d'érosion, A_c est une constante de calibration (0.1-1) et u la vitesse moyenne de l'écoulement. La rugosité est considérée égale à

la taille des rides dans l'estimation de la contrainte totale sur le fond et au diamètre des grains pour le calcul des forces de friction exercées sur le grain.

Les auteurs s'inspirent de la formule de transport développée pour la houle seule par Watanabe (1982) pour exprimer le transport lié à la houle par

$$q_w = A_w \frac{\tau_{cw} - \tau_{cr}}{\rho g} u_b$$

où A_w est à nouveau une constante de calibration (0.1-1) et u_b l'amplitude de la vitesse orbitale. La direction de ce transport est déterminée à partir de deux paramètres adimensionnels :

$$I_f = \frac{u_b^2}{sgd_{50}} \quad \text{et} \quad Ur = \frac{HL^2}{h^3}$$

où s est la densité relative des sédiments, H la hauteur de houle, L sa longueur d'onde et h la profondeur. Le transport s'effectue en direction de la plage (« onshore ») en deçà d'une valeur critique du paramètre Π et en direction du large (« offshore ») au-delà, avec

$$\Pi = \frac{u_b^2 h}{sgd_{50} L_0}$$

où L_0 est la longueur d'onde de la houle au large. Une fonction de direction ($F_D = \tanh(\alpha(\Pi_c - \Pi)/\Pi)$) réalise la transition continue entre les deux transports. Le transport lié à la houle s'écrit finalement

$$\bar{q}_w = F_D A_w \frac{\tau_{cw} - \tau_{cr}}{\rho g} \bar{u}_b$$

Watanabe et al. proposent par ailleurs une expression de la contrainte limite d'érosion dépendant de la distance à la ligne de déferlement.

Ce modèle a été perfectionné par Ohnaka et Watanabe (1990) afin d'introduire les effets de turbulence induits par le déferlement. Les expressions pour le transport deviennent alors

$$\bar{q}_c = \frac{A_c(\tau_{cw} - \tau_{cr}) + A_{cb}\tau_t}{\rho g} \bar{u}$$

$$\bar{q}_w = \frac{F_D A_w(\tau_{cw} - \tau_{cr}) + A_{wb}\tau_t}{\rho g} \bar{u}_b$$

où τ_t désigne la contrainte turbulente induite par le déferlement.

Ces formules ont le mérite de la simplicité mais leur domaine de validité n'a pas été clairement établi. Elles présentent par ailleurs l'inconvénient de considérer des facteurs de calibration aucunement reliés aux conditions hydrodynamiques ou sédimentaires, ce qui les rend difficilement utilisables en l'absence de mesures concernant le site d'application.

3 - 3 - 2 - Formule de Bijker (1971)

La formule de Bijker pour le transport lié au courant est l'une de celles résultant de la modification d'une formule développée pour le transport par un courant seul : Bijker s'est inspiré de la formule de Kalinkse-Frijlink, séduisante par la distinction qu'elle permet entre une partie représentant la mise en suspension par suite de l'agitation sur le fond, et une partie représentant le transport. La formule obtenue par Frijlink (1952) à partir d'une compilation de toutes les données disponibles à cette date permet de calculer le transport par charriage comme suit :

$$S_b = b d_{50} \frac{u_c}{C_c} \sqrt{\mu g} \exp \left[-0.27 \frac{s d_{50} \rho g}{\mu \tau_0} \right]$$

S_b =	transport par charriage
b =	coefficient expérimental (≈ 5)
d_{50} =	diamètre moyen du sédiment
s =	densité relative des grains
u_c =	vitesse moyenne du fluide
C_c =	coefficient de Chézy
μ =	facteur de ride
τ_0 =	contrainte sur le fond en présence de courant seul

La fonction exponentielle correspond à la mise en suspension tandis que le premier facteur représente le transport. Bien que présentée comme formule de charriage, cette expression est de par son origine une formule de transport total puisque les mesures faites en rivière et en bassin intègrent une part importante de sédiment en suspension.

Bijker introduit un «facteur de ride», rapport entre la tension de peau (c'est-à-dire la tension effective dans le transport du sédiment, et non celle due à la présence de rides) et la tension totale, $\mu = \tau_s / \tau_0$, calculé par

$$\mu = \left(\frac{C_c}{C_{90}} \right)^{3/2}$$

Le coefficient de Chézy sur fond plat C_{90} exprime le frottement sur le grain seul (rugosité égale à d_{90}) tandis que le coefficient de Chézy en présence de rides, C_c , exprime le frottement total dû aux grains et aux rides :

$$C_c = 18 \log \left(\frac{12h}{k_s} \right) \quad \text{avec} \quad \tau_0 = \frac{\rho g u^2}{C_c^2}$$

$$C_{90} = 18 \log \left(\frac{12h}{d_{90}} \right) \quad \text{avec} \quad \tau_{\text{grains}} = \frac{\rho g u^2}{C_{90}^2}$$

La part de la tension sur le fond responsable de la mise en suspension devient

$$\tau_s = \mu \tau_0 = \left(\frac{\tau_{\text{grains}}}{\tau_0} \right)^{3/4} \tau_0$$

Le facteur μ ne doit cependant apparaître que dans l'exponentielle qui représente la mise en suspension et non dans la partie représentant le transport. En présence de houle, la contrainte sur le fond devient τ_{cw} . Bijker propose finalement :

$$S_b = b d_{50} \frac{u}{C_c} \sqrt{g} \exp \left[-0.27 \frac{sd_{50} \rho g}{\mu \tau_{cw}} \right]$$

avec $b=2$ en dehors de la zone de déferlement et $b=5$ à l'intérieur.

Il utilise ensuite la méthode de Einstein pour calculer le transport en suspension sous la forme :

$$S_s = 11.6 \sqrt{\frac{\tau_{cw}}{\rho}} k_s c_a \left[I_1 \ln \left(33 \frac{h}{k_s} \right) + I_2 \right]$$

La concentration de référence est calculée au niveau $z_a = k_s$ où k_s est la rugosité du fond :

$$c_a = 2 d_{50} \frac{\rho_s}{6.34 z_a} \exp \left[-0.27 \frac{sd_{50} \rho g}{\mu \tau_{cw}} \right],$$

et les intégrales d'Einstein (Figure 28) s'écrivent

$$I_1 = 0.216 \frac{a^{(z-1)}}{(1-a)^{z-1}} \int_a^1 \left[\frac{(1-\zeta)}{\zeta} \right]^{z-1} d\zeta$$

$$I_2 = 0.216 \frac{a^{(z-1)}}{(1-a)^{z-1}} \int_a^1 \left[\frac{(1-\zeta)}{\zeta} \right]^{z-1} \ln \zeta d\zeta$$

$a = k_s/h$ rugosité adimensionnelle

$\zeta = z/h$ élévation adimensionnelle

En présence de houle, le terme z_* devient

$$z_* = \frac{w_s}{K u_{cw*}} \quad \text{avec} \quad u_{cw*} = \sqrt{\frac{\tau_{cw}}{\rho}}$$

où w_s représente la vitesse de chute et u_{cw*} la vitesse de frottement en présence de houle et de courant. Bijker utilise pour l'expression de la contrainte τ_{cw} la formulation décrite dans la section 1 sans tenir compte de l'interaction non-linéaire entre houle et courant.

Après simplifications, le transport en suspension s'exprime

$$S_s = 1.83 * S_b \left[I_1 \ln \left(33 \frac{h}{k_s} \right) + I_2 \right]$$

Le transport total est la somme des contributions du charriage et de la suspension.

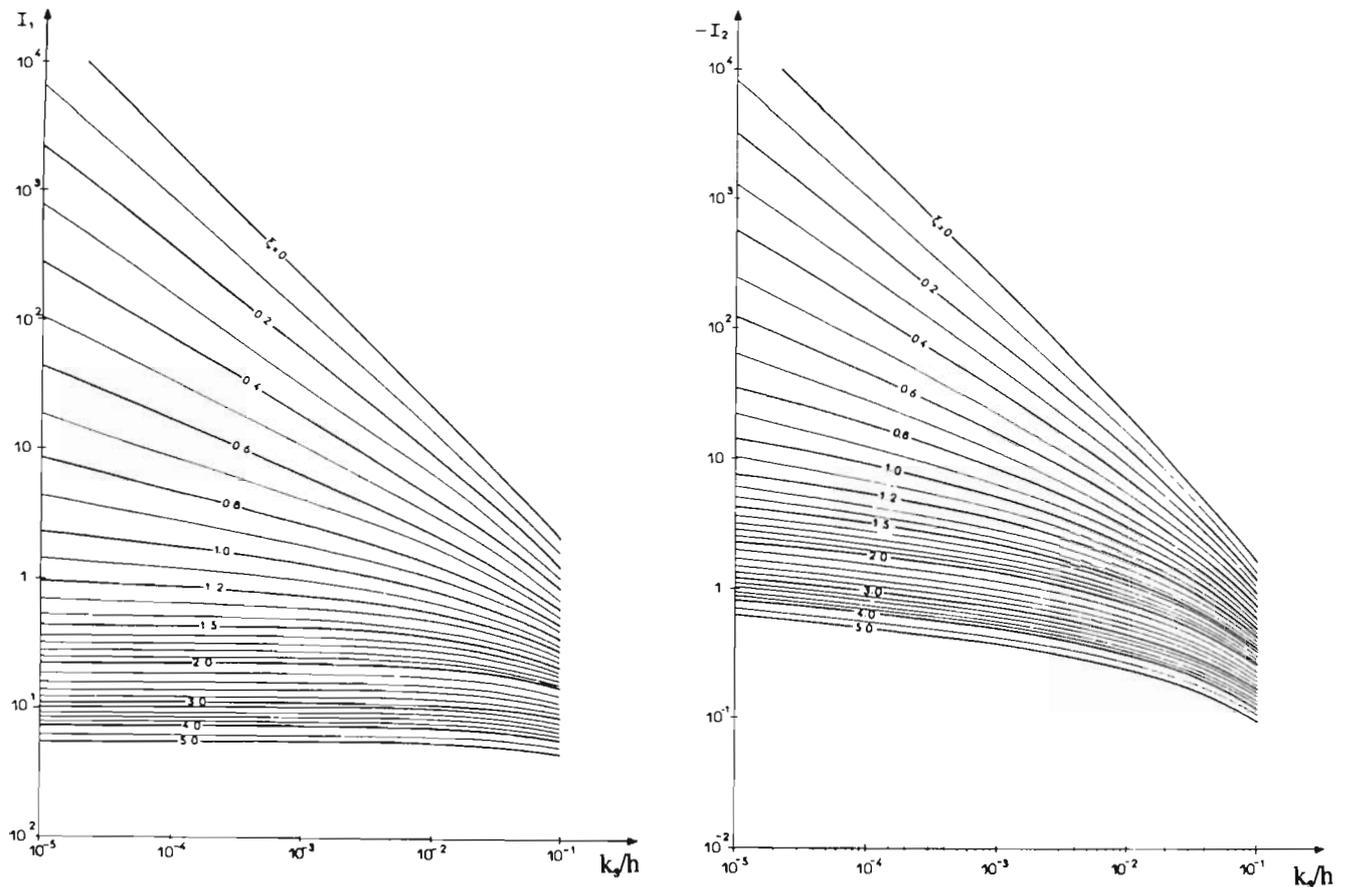


Figure 28 : Intégrales d'Einstein en fonction de la rugosité adimensionnelle.

3 - 3 - 3 - Formule de Bailard (1981)

Bailard s'est inspiré de la méthode énergétique développée par Bagnold (1963) pour le calcul du transport sédimentaire induit par un écoulement bidimensionnel stationnaire. L'approche de Bagnold consiste à définir un coefficient d'efficacité pour le transport par charriage et un coefficient d'efficacité pour le transport en suspension. Chaque coefficient représente le rapport entre l'énergie utilisée pour le transport dans chacun des modes et l'énergie totale produite par l'écoulement.

Bailard considère un courant non constant de vitesse instantanée u_t sur un fond de pente quelconque faisant un angle β avec l'horizontale. La vitesse u_t résulte de la superposition d'un courant d'intensité u_c et de la vitesse orbitale oscillante u_w faisant entre elles un angle α :

$$u_t = \left(u_c^2 + u_w^2 + 2u_c u_w \cos \alpha \right)^{0.5}$$

avec $u_w = \hat{u}_w \sin(\omega t)$

où ω est la fréquence de la houle et \hat{u}_w l'amplitude de la vitesse orbitale.

Le transport dans chacun des modes est constitué d'une composante dans la direction du courant et d'une composante dirigée dans le sens de la pente. Le transport total est obtenu par intégration sur une période du transport instantané :

$$\bar{q}_b = \frac{c_f}{g(s-1)} \frac{\epsilon_b}{\tan \varphi} \left[\left\langle |\bar{u}_t|^2 \bar{u}_t \right\rangle - \frac{\tan \beta}{\tan \varphi} \left\langle |\bar{u}_t|^3 \right\rangle \bar{i} \right] \quad (\text{m}^2 / \text{s})$$

$$\bar{q}_s = \frac{c_f}{g(s-1)} \frac{\epsilon_s}{w_s} \left[\left\langle |\bar{u}_t|^3 \bar{u}_t \right\rangle - \frac{\epsilon_s}{w_s} \tan \beta \left\langle |\bar{u}_t|^5 \right\rangle \bar{i} \right] \quad (\text{m}^2 / \text{s})$$

où l'indice b s'applique au charriage et l'indice s à la suspension. Les coefficients d'efficacité prennent des valeurs variables suivant les auteurs : Bailard (1984) modifie les valeurs de Bagnold pour donner $\epsilon_b = 0.13 \pm 0.009$ et $\epsilon_s = 0.032 \pm 0.004$, Van Rijn (1989) cite $\epsilon_b = 0.11-0.14$ et $\epsilon_s = 0.016-0.024$ tandis que Soulsby (1995) utilise $\epsilon_b = 0.11$ et $\epsilon_s = 0.02$. w_s représente la vitesse de chute du sédiment, c_f un coefficient de friction en présence de houle et courant combinés, g la gravité et s la densité relative du sédiment. La contrainte sur le fond est alors exprimée par

$$\bar{\tau}_{cw} = \rho c_f |\bar{u}_t| \bar{u}_t$$

Dans la mesure où on considère une vitesse orbitale purement sinusoïdale comme c'est le cas dans la théorie linéaire, les contributions des troisième et cinquième moments des vitesses seront nulles : $\langle u_w^3 \rangle = 0$, $\langle u_w^5 \rangle = 0$. La contribution au transport due à l'asymétrie du mouvement orbital sera donc négligée, ce qui risque de surestimer les effets gravitaires de lissage de la plage puisqu'on ne tient pas compte des processus d'érosion ou d'engraissement par la houle susceptibles de créer des profils de plage plus abrupts. D'autre part, l'hypothèse de l'absence de rides réduit l'utilisation du modèle à la zone de déferlement où les conditions de fond plat sont généralement respectées et où la force des courants minimise l'erreur commise en n'introduisant pas de contrainte limite d'érosion.

Cette formule a néanmoins été largement utilisée pour ses particularités peu communes : prise en compte possible de la combinaison d'une houle asymétrique et du courant, distinction entre transport par charriage et suspension, inclusion des effets de pente dans toutes les directions. Afin d'estimer son domaine d'application et son degré de précision, un groupe de travail de MAST G8M en a comparé les résultats avec des mesures en laboratoire et le modèle de transport danois STP. Les conclusions rapportées par Soulsby (1995) montrent le degré de fiabilité à attendre de la formule de Bailard : pour un fond sans rides (condition initiale d'application recommandée par Bailard), les transports prédits et observés s'accordent à un facteur 5 près. L'erreur atteint un facteur 100 sur fond ridé, et la direction du transport prédit peut être opposée à celle observée. Les résultats peuvent être améliorés en utilisant soit une rugosité de grain soit une rugosité liée à la taille des rides selon le cas (pour le calcul de c_f), et en considérant la vitesse du courant u_c à une distance du fond appropriée. Les bonnes performances de la formule de Bailard citées dans la littérature

résultent souvent de ces ajustements au cas par cas (Soulsby, 1995). En l'absence de mesures permettant un calibrage, on peut donc s'attendre à des erreurs atteignant un facteur 100, particulièrement à Arcachon où les fonds présentent des rides. Les résultats de la formule de Bailard sont cependant comparables à ceux fournis par le modèle STP (Figure 29), ce qui laisse à penser que même le modèle perfectionné danois souffre de déficiences comparables à celles de la formule de Bailard dans sa capacité à effectuer des prédictions fiables dans un large éventail de situations.

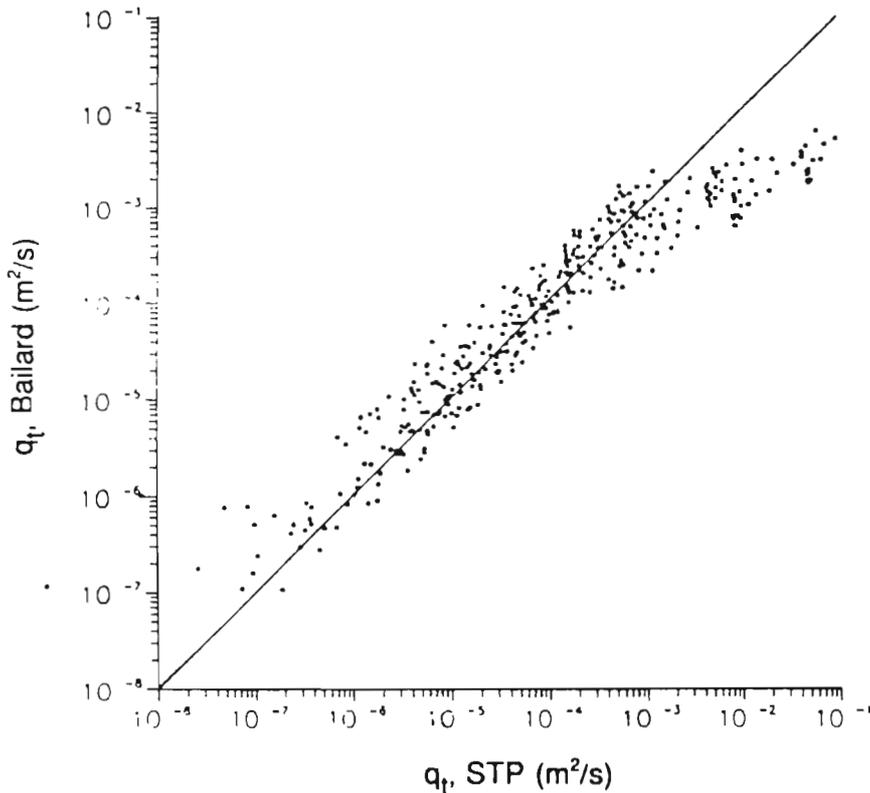


Figure 29 : Résultats du modèle STP et de la formule de Bailard (D'après Soulsby, 1995).

3 - 3 - 4 - Formule de Van Rijn (1984-1989)

Van Rijn calcule séparément le transport par charriage et par suspension. Il suit l'approche de Bagnold (1963) en supposant que le charriage est dominé par la saltation des particules sous l'influence des forces hydrodynamiques et de la gravité. Les équations du mouvement sont résolues pour une particule individuelle, et le transport par charriage est défini comme le produit de la vitesse de la particule u_b , la hauteur de saltation δ_b et la concentration près du fond c_b : $q_b = u_b \delta_b c_b$. Il introduit comme Bijker un facteur d'efficacité μ afin de rendre compte de la tension efficace en présence de rides. La formule pour le transport par charriage est finalement donnée par

$$q_b = 0.25 u_*' c d_{50} T^{1.5} D_*^{-0.3}$$

où u_*' est la vitesse de frottement liée au grain et D_* un diamètre du grain adimensionnel

$$D_* = d_{50} \left[(s-1)g/v^2 \right]^{1/3} \quad \text{et} \quad u'_{*c} = \frac{\sqrt{g}u_c}{C'}$$

C' est un coefficient de Chézy lié au grain que Van Rijn exprime par $C' = 18 \log \frac{12h}{3d_{90}}$.

T représente l'excès de contrainte par rapport à la contrainte critique. La formulation de Van Rijn est rendue assez complexe par la multiplicité de facteurs d'efficacité ou d'interaction houle-courant, ainsi que par la prise en compte de la présence de rides :

Les contraintes effectives sur le fond en présence de courant seul ou de houle seule sont obtenues après multiplication par

- μ_c , facteur d'efficacité pour la contrainte due au courant $\mu_c = f'_c/f_c$
- μ_w , facteur d'efficacité pour la contrainte due à la houle $\mu_w = 0.6/D_*$

avec

$$f_c = 0.24 \log^{-2} \left(\frac{12h}{3d_{90}} \right) \quad \text{et} \quad f'_c = 0.24 \log^{-2} \left(\frac{12h}{k_{sc}} \right)$$

La contrainte due au courant est modifiée par un facteur d'interaction houle-courant α_{cw} qui dépend de l'épaisseur de la couche limite de houle δ_w :

$$\alpha_{cw} = \frac{\ln^2(90\delta_w/k_a)}{\ln^2(90\delta_w/k_{sc})} \quad \text{avec} \quad \delta_w = 0.072\hat{a}_w \left(\frac{\hat{a}_w}{k_{s,w}} \right)^{-0.25}$$

$\alpha_{cw} = 1$ si $\delta_w < k_{s,c}/30$

On obtient donc les contraintes effectives suivantes pour le courant et la houle :

$$\overline{\tau'_c} = \frac{1}{8} \rho \alpha_{cw} \mu_c f_a u_c^2 \quad \text{et} \quad \overline{\tau'_w} = \frac{1}{4} \rho \mu_w f_w \hat{u}_w^2$$

Les hauteurs de rugosité en présence de courant seul, $k_{s,c}$ ou de houle seule, $k_{s,w}$ dépendent des caractéristiques des rides et du type d'écoulement. Avant le déferlement, $k_{sc} = k_{sw} \approx 3\Delta r$ où Δr est la hauteur des rides. Les rugosités prennent des valeurs variant entre 3 et 10 cm. Pour un écoulement en « sheet flow », Van Rijn recommande de considérer $k_{s,w}$ égal à δ_w avec des valeurs de 1 à 2 cm.

La contrainte totale en présence de houle et de courant s'écrit ensuite $\overline{\tau'_{cw}} = \overline{\tau'_c} + \overline{\tau'_w}$, ce qui permet finalement de calculer l'excès de contrainte

$$T = \frac{\overline{\tau'_{cw}} - \overline{\tau'_{cr}}}{\overline{\tau'_{cr}}} \quad \text{avec} \quad \overline{\tau'_{cr}} = (\rho_s - \rho)gd_{50}\theta_{cr}$$

θ_{cr} est le paramètre de Shields exprimé en fonction du diamètre adimensionnel D_* .

Pour le calcul du transport en suspension, Van Rijn effectue l'intégration numérique du produit concentration-vitesse sur la hauteur d'eau. Le profil de concentration est déduit de la résolution de l'équation d'advection-diffusion mise sous la forme

$$\frac{dc(z)}{dz} = -\frac{w_{s,m}}{\varepsilon_{s,cw}} c(z) \quad \text{avec} \quad w_{s,m}(z) = (1 - c^5(z))w_s$$

où w_{sm} est la vitesse de chute du sédiment dans le mélange fluide-sédiment et w_s la vitesse de chute dans l'eau pure. Le coefficient de mélange $\varepsilon_{s,cw}$ est déterminé en fonction de la profondeur comme dans la section précédente, à partir des coefficients de mélange en présence de courant seul et de houle seule. Le niveau de référence z_a est pris égal à la hauteur des rides s'il y en a, ou à l'épaisseur de la couche limite dans le cas d'un écoulement en lamelles (« sheet flow »), et la concentration de référence vaut

$$c_a = 0.015 \rho_s \frac{d_{50}}{z_a} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}}$$

L'interaction non-linéaire entre houle et courant fait intervenir la rugosité apparente qui s'exprime ici

$$k_a = k_{s,c} \exp\left[\gamma \frac{\hat{u}_w}{u}\right] \quad \text{avec} \quad \gamma = f(\varphi)$$

où φ est l'angle entre la direction de propagation de la houle et le courant. Le profil de courant est décrit à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite de houle par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} v(z) &= \frac{\bar{u} \ln(30z/k_a)}{-1 + \ln(30h/k_a)} && \text{pour } z \geq 3\delta_w \\ \text{et} \quad v(z) &= \frac{u_\delta \ln(30z/k_{s,c})}{\ln(90\delta_w/k_{s,c})} && \text{avec} \quad u_\delta = \frac{\bar{u} \ln(90\delta_w/k_a)}{-1 + \ln(30h/k_a)} \quad \text{pour } z < 3\delta_w \end{aligned}$$

\bar{u} représente la vitesse moyenne intégrée sur la verticale.

L'intégration numérique étant quelque peu coûteuse, Van Rijn propose une formule en fournissant une approximation à un facteur 3 près (formule utilisée par Steijn et Hartsuiker, 1992). Le transport en suspension s'écrit alors

$$q_s = (F_c + F_w) \bar{u} h c_a$$

où les facteurs de correction liés au courant et à la houle sont donnés respectivement par

$$F_c = \frac{\left(\frac{z_a}{h}\right)^{z_c} - \left(\frac{z_a}{h}\right)^{1.2}}{(1.2 - z_c) \left(1 - \frac{z_a}{h}\right)^{z_c}} \quad \text{et} \quad F_w = \frac{\left(\frac{z_a}{h}\right)^{z_w} - \left(\frac{z_a}{h}\right)^{1.2}}{(1.2 - z_w) \left(1 - \frac{z_a}{h}\right)^{z_w}}$$

avec

$$z_c = \frac{w_s}{\kappa u_* c},$$

$$z_w = \alpha \left(\frac{w_s}{\bar{u}} \right)^{0.9} \left(\frac{\bar{u} T_s}{H_s} \right)^{1.05}$$

$$\alpha = 7 \text{ pour } h \geq 100\delta_s \text{ et } \alpha = 0.7(h/\delta_s)^{0.5} \text{ pour } h < 100\delta_s$$

T_s et H_s désignent ici la période et la hauteur significative de la houle.

3 - 3 - 5 - Formule de Soulsby (1994)

Grass (1981) propose une formule pour le transport total (charriage et suspension) dû au courant en présence de houle et de courant combinés :

$$q_t = A_G \bar{u} \left(\bar{u}^2 + \frac{0.08}{c_D} u_b^2 \right)^{\frac{n-1}{2}}$$

c_D est le coefficient de frottement en présence de courant seul, et A_G et n sont des coefficients empiriques déterminés à partir de données. Cette formule est donc particulièrement utile lorsque des mesures ont été effectuées sur le site d'étude. En l'absence de mesures, on pourra avoir recours à la formulation de Soulsby dérivée de celles de Grass et de Van Rijn, et qui propose d'inclure un terme de pente ($\tan\beta$) :

$$q_t = A_s \bar{u} \left[\left(\bar{u}^2 + \frac{0.08}{c_D} u_b^2 \right)^{1/2} - \bar{u}_{cr} \right]^{2.4} (1 - 1.6 \tan\beta) \quad (\text{m}^2/\text{s})$$

où

$$A_s = \frac{0.005(d_{50}/h)^{1.2} + 0.012d_{50}D_*^{-0.6}}{[(s-1)gd_{50}]^{1.2}}$$

La vitesse critique d'érosion est déterminée par la formule proposée par Van Rijn (1984) :

$$\bar{u}_{cr} = 0.19(d_{50})^{0.1} \log_{10} \left(\frac{4h}{d_{90}} \right) \quad 100 < d_{50} < 500\mu\text{m}$$

$$\bar{u}_{cr} = 8.5(d_{50})^{0.6} \log_{10} \left(\frac{4h}{d_{90}} \right) \quad 500 < d_{50} < 2000\mu\text{m}$$

3 - 3 - 6 - Conclusion

La figure 30 représente les transports estimés par les formules que nous avons choisies en fonction de la contrainte sur le fond en présence de houle et de courant. La représentation logarithmique masque des différences tout à fait considérables entre les résultats, ce que confirmeront les applications aux passes d'Arcachon. Les différences entre formules résultent principalement de la puissance de la vitesse en fonction de laquelle le transport est exprimé. Pour de faibles valeur de la contrainte sur le fond, les résultats en sont peu affectés, mais une

formule variant comme la puissance 5 de la vitesse s'éloignera très rapidement d'une autre variant comme le cube de la vitesse.

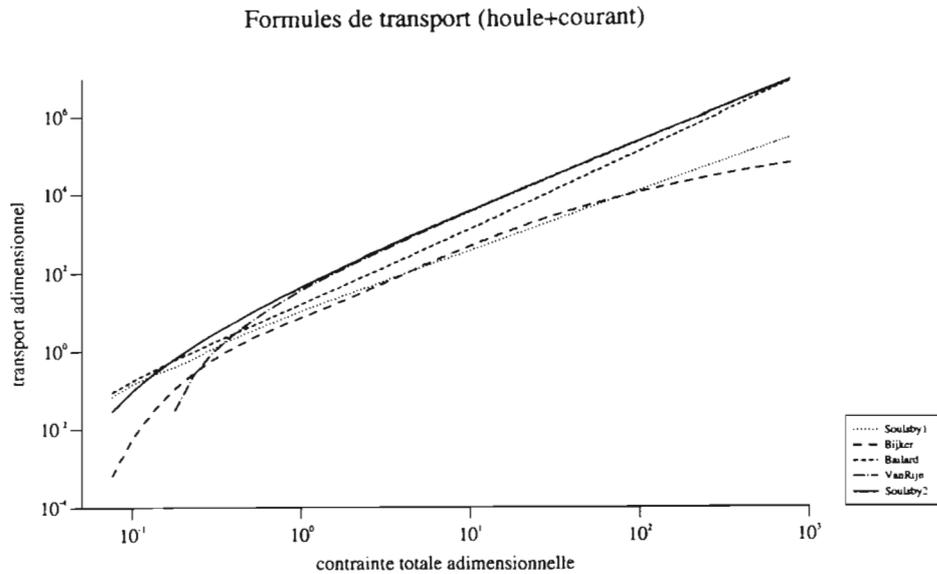


Figure 30 : Transports induits par le courant en présence de houle et de courant combinés, calculés par les formules de Bijker, Bailard, Van Rijn, Van Rijn simplifiée et Soulsby en fonction de la contrainte totale sur le fond.

Lorsqu'il s'agit d'effectuer des calculs à court terme (capacités de transport sur une marée ou schémas de sédimentation-érosion), le coût de calcul de ces différents modèles demeure raisonnable. Nous décrivons dans la section suivante les capacités de transport initiales fournies par les diverses formules pour le site d'Arcachon. Les calculs à plus long terme ne pourront être conduits avec toutes les formules pour des raisons de temps de calcul. Nous limiterons par conséquent l'étude aux formules les plus « légères ».

Remarque : Toutes ces formules locales effectuent un calcul de transport potentiel au point de calcul, sans tenir compte des conditions hydrodynamiques ou sédimentaires alentour (comme la disponibilité de sédiments par exemple). Les modèles plus perfectionnés résolvent une équation de continuité appliquée à la masse de sédiments en suspension, et introduisent ainsi une interaction entre le transport et les paramètres gouvernant l'écoulement (Galapatti et Vreugdenhill, 1985). L'inconvénient majeur de ce type de modèle appliqué à des simulations à long terme demeure le temps de calcul qu'ils requièrent.

4 - RESULTATS HYDRODYNAMIQUES ET CHAMPS DE TRANSPORT SEDIMENTAIRE INITIAUX

Avant d'intégrer l'une de ces formules de transport au modèle morphodynamique, il convient de comparer les résultats qu'elles fournissent, particulièrement pour la marée représentative et une condition de houle représentative. Nous effectuerons ici les calculs sur une marée et comparerons les transports instantanés puis intégrés sur la marée afin d'estimer qualitativement l'influence de la houle sur les transports initiaux.

La comparaison des formules ainsi que des considérations pratiques (principalement temps de calcul requis) guideront le choix de la formule à utiliser pour les calculs à long terme.

4 - 1 - Résultats hydrodynamiques

Après avoir observé ponctuellement l'influence de la houle sur les vitesses dans les sections précédentes, nous proposons ici de décrire les résultats hydrodynamiques sur toute la zone en considérant les champs de vitesse à diverses heures de la marée. Nous avons observé en effet que les niveaux étaient très peu sensibles au type de condition imposé (marée seule ou houle et marée superposées, pour des amplitudes et périodes de houle variées). Cette caractéristique n'est certainement pas vérifiée dans la nature lors des tempêtes, mais rappelons que nous n'avons pas considéré ici l'influence du vent.

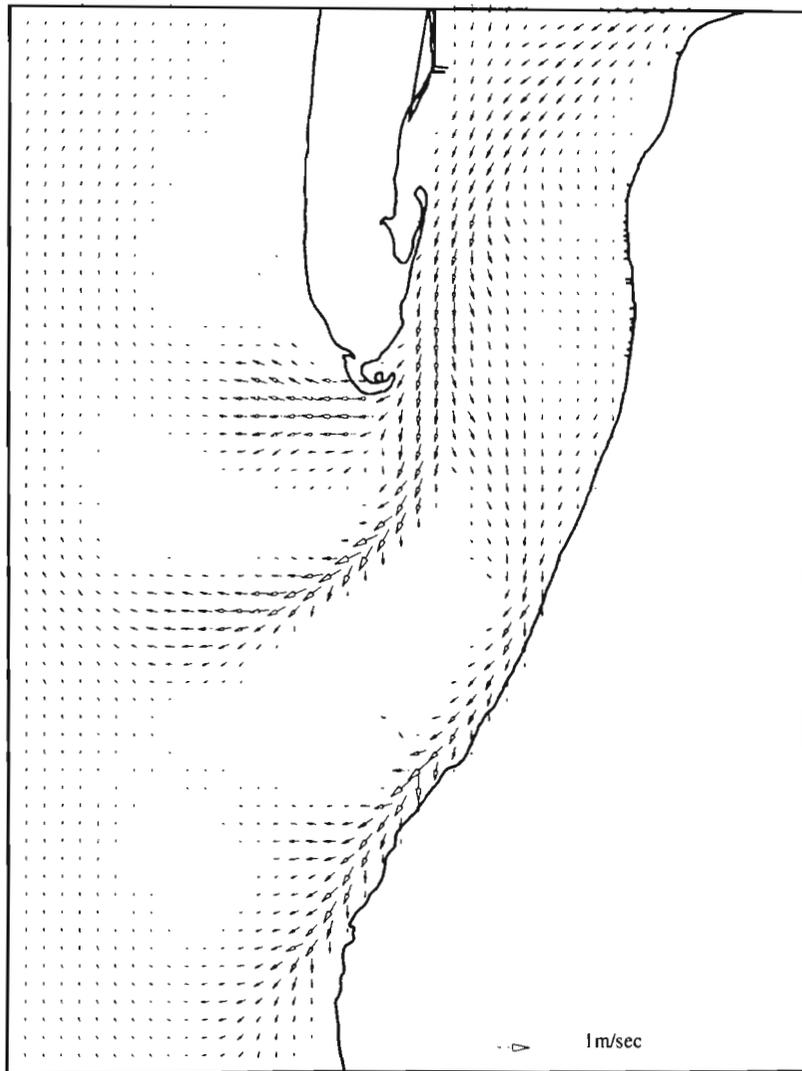
La figure 31 montre l'influence de l'introduction de la houle représentative sur les champs de courant au cours de la marée. Notons qu'à aucun moment la houle n'affecte les courants au Nord du parallèle du Cap Ferret dans les passes internes.

L'influence de la houle est particulièrement remarquable à basse mer, où se distingue très nettement un courant littoral Nord-Sud qui franchit les passes. On remarque un tourbillon au Sud du Cap Ferret qui tend à limiter la vidange du bassin par cette zone, tandis que les courants en sortie de la passe Nord se trouvent amplifiés. Les courants dans le chenal intermédiaire entre chenal du Ferret et chenal du Pyla sont également légèrement accentués par l'action de la houle.

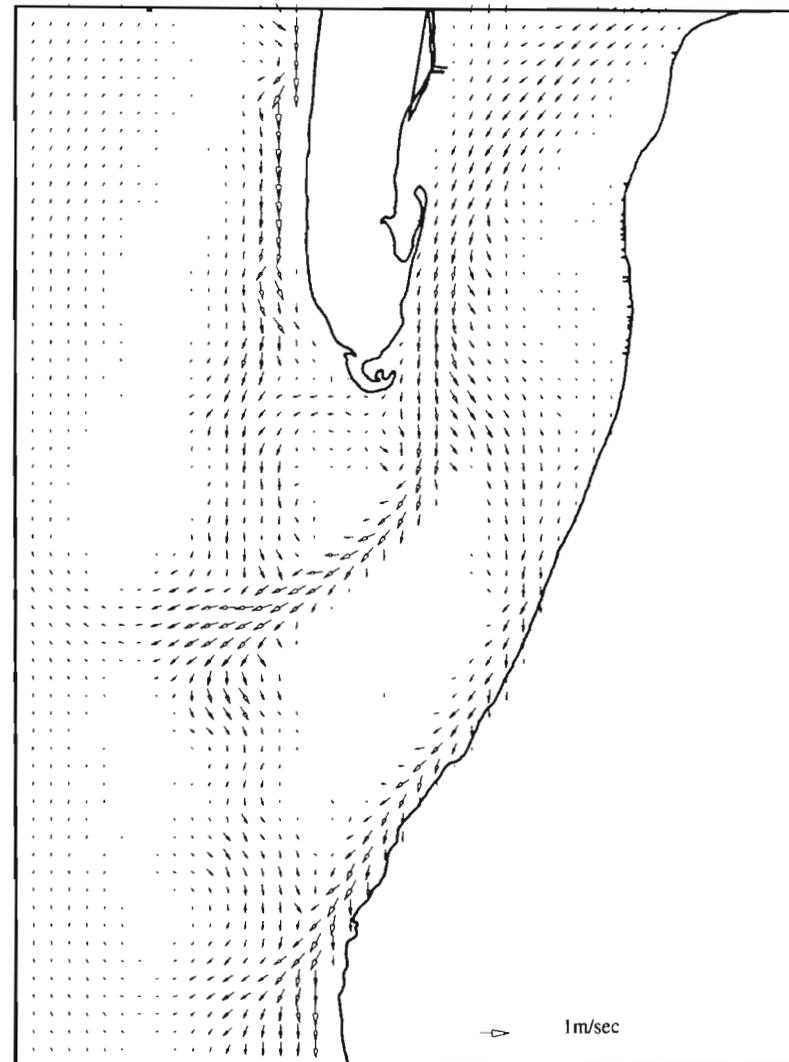
Au maximum du flot, on note toujours la présence du courant littoral le long de la Flèche du Cap Ferret et au Sud de la Pointe d'Arcachon. La force des courants de marée dissimule quelque peu l'influence de la houle dans les passes, mais on y distingue cependant une composante des vitesses vers le Sud plus accentuée en présence de houle. La circulation dans la passe Nord est également légèrement affectée : la houle facilite ici la pénétration du flot en augmentant la composante vers l'Est.

A pleine mer, on remarque un ralentissement du courant de marée sur le banc du Toulinguet. Au contraire, la houle est responsable d'un courant dirigé vers le Sud tout au long de la côte Ouest du Banc d'Arguin.

Au maximum du jusant, l'action de la houle est de nouveau moins notable dans le delta de jusant, bien qu'une observation attentive décèle une légère rotation des courants de marée vers le Sud par suite de l'action des courants de houle.

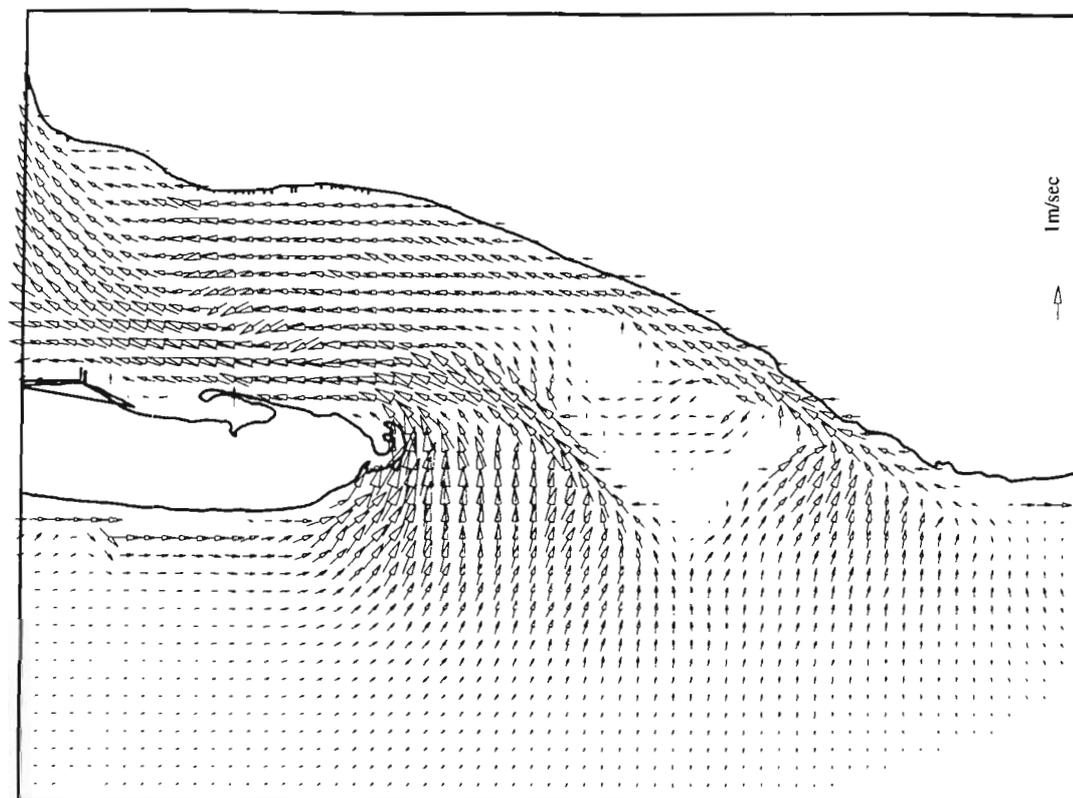


a) marée seule

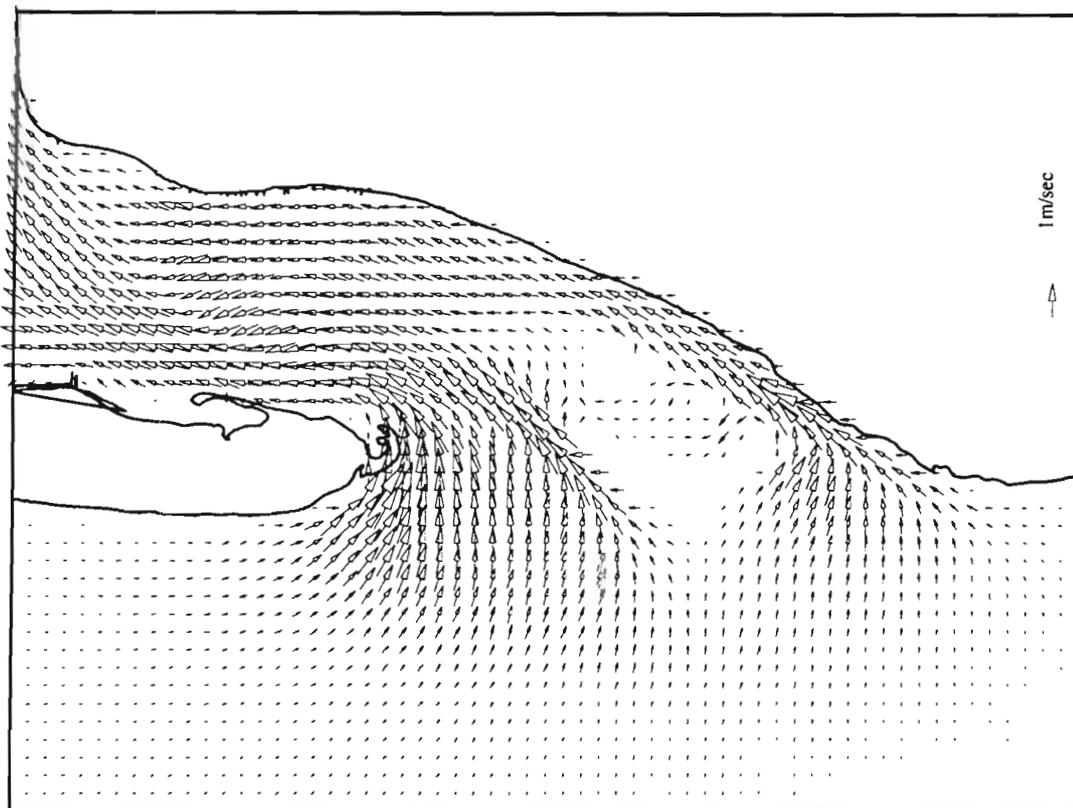


b) marée + houle

Figure 31a : Courant à basse mer en présence de marée seule et de marée et houle combinées.

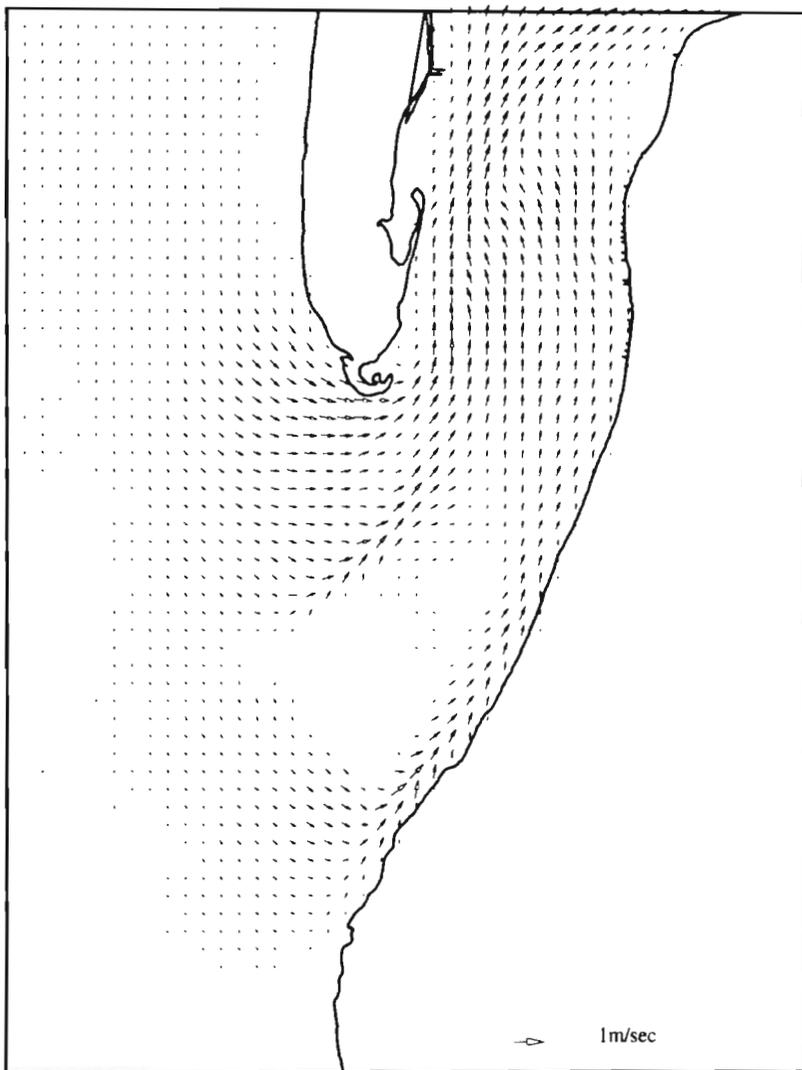


a) marée seule

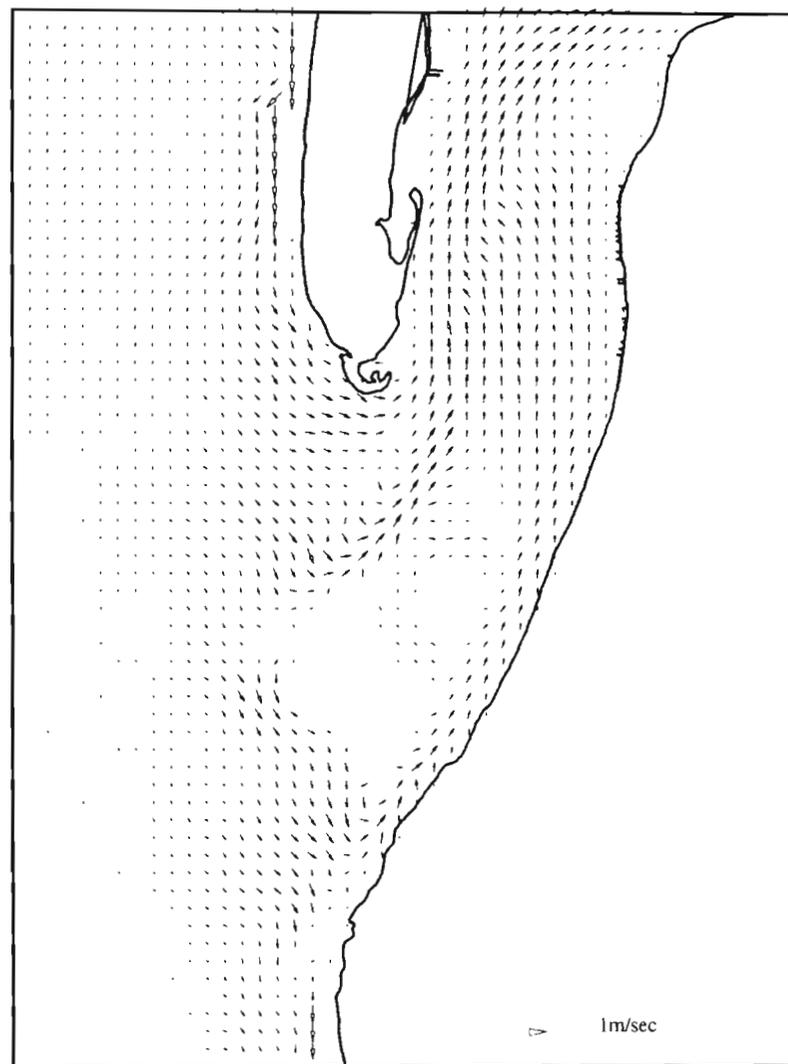


b) marée + houle

Figure 31b : Courant de flot maximal en présence de marée seule et de marée et houle combinées.

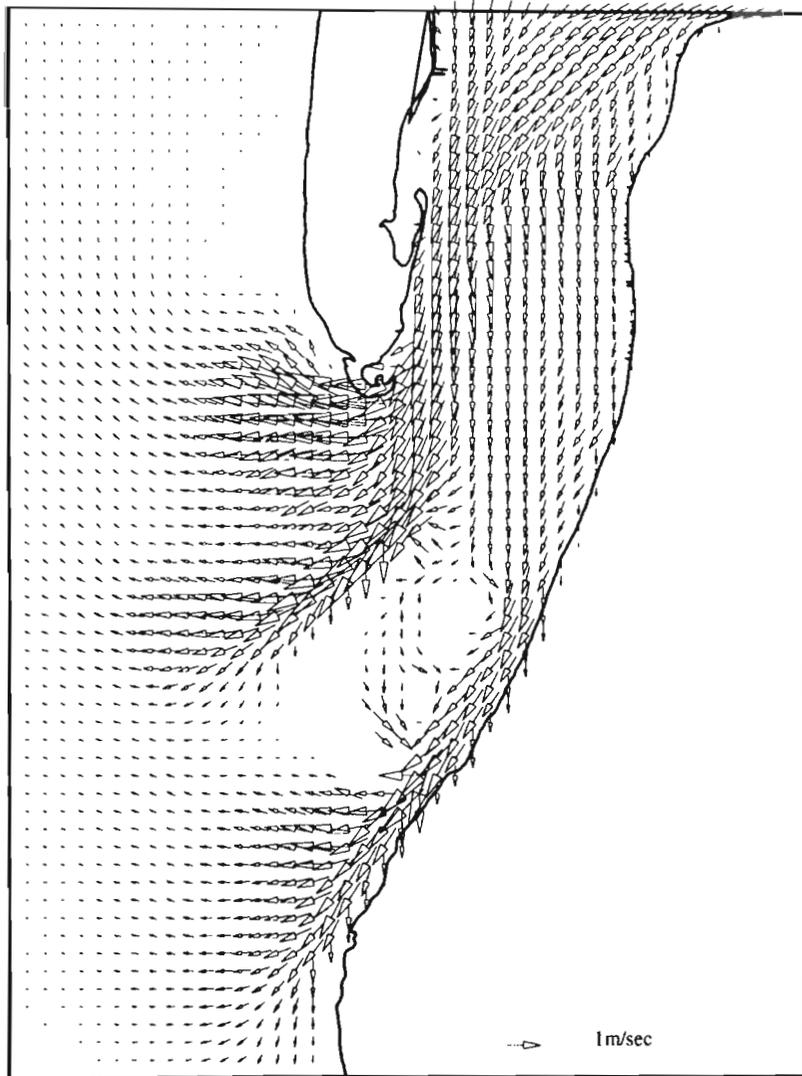


a) marée seule

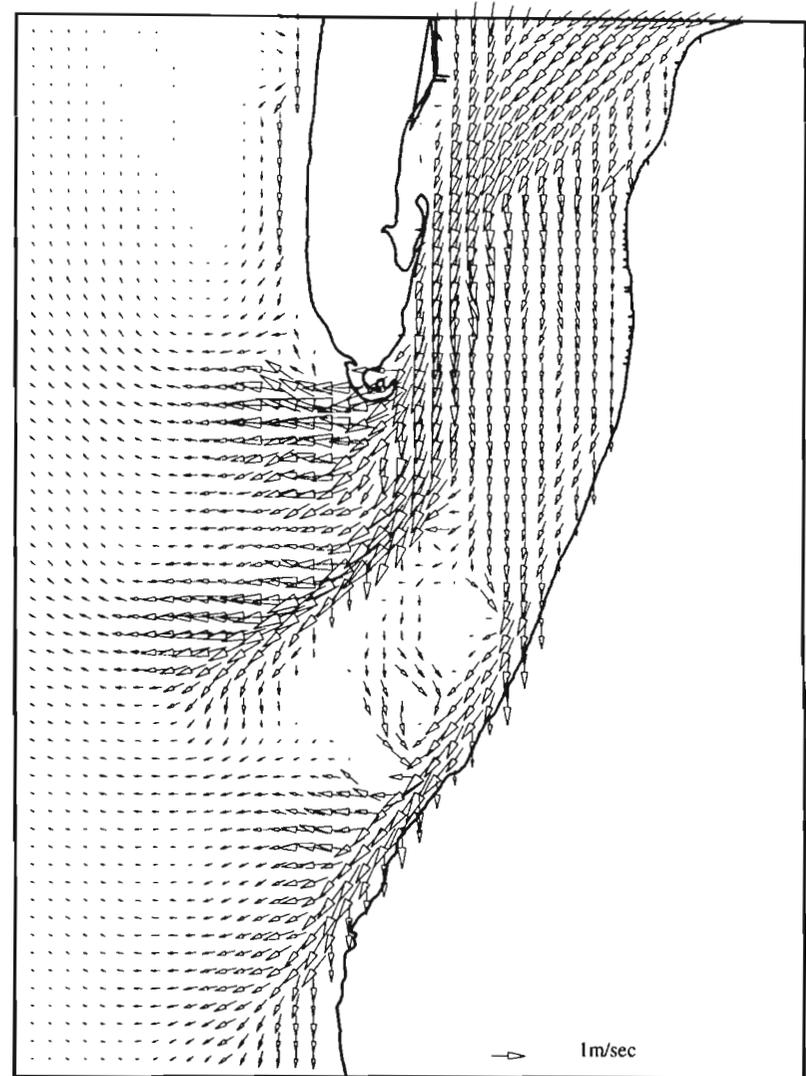


b) marée + houle

Figure 31c : Courant à pleine mer en présence de marée seule et de marée et houle combinées.



a) marée seule



b) marée + houle

Figure 31d : Courant de jusant maximal en présence de marée seule et de marée et houle combinées.

4 - 2 - Transport sédimentaire

Les courants ayant été déterminés, nous proposons de décrire les champs de transport instantanés en présence et en l'absence de houle pour les situations particulières de courants de flot maximum, de jusant maximum, de basse mer et de pleine mer, puis les champs de transports résiduels intégrés sur une marée. Nous avons comparé les formules de Bijker, Bailard et Van Rijn (VR1 : intégration numérique, VR2 : approximation par formule). Ces formules peuvent être utilisées en l'absence de houle, auquel cas la vitesse orbitale est nulle et la contrainte sur le fond τ_{cw} est remplacée par τ_c .

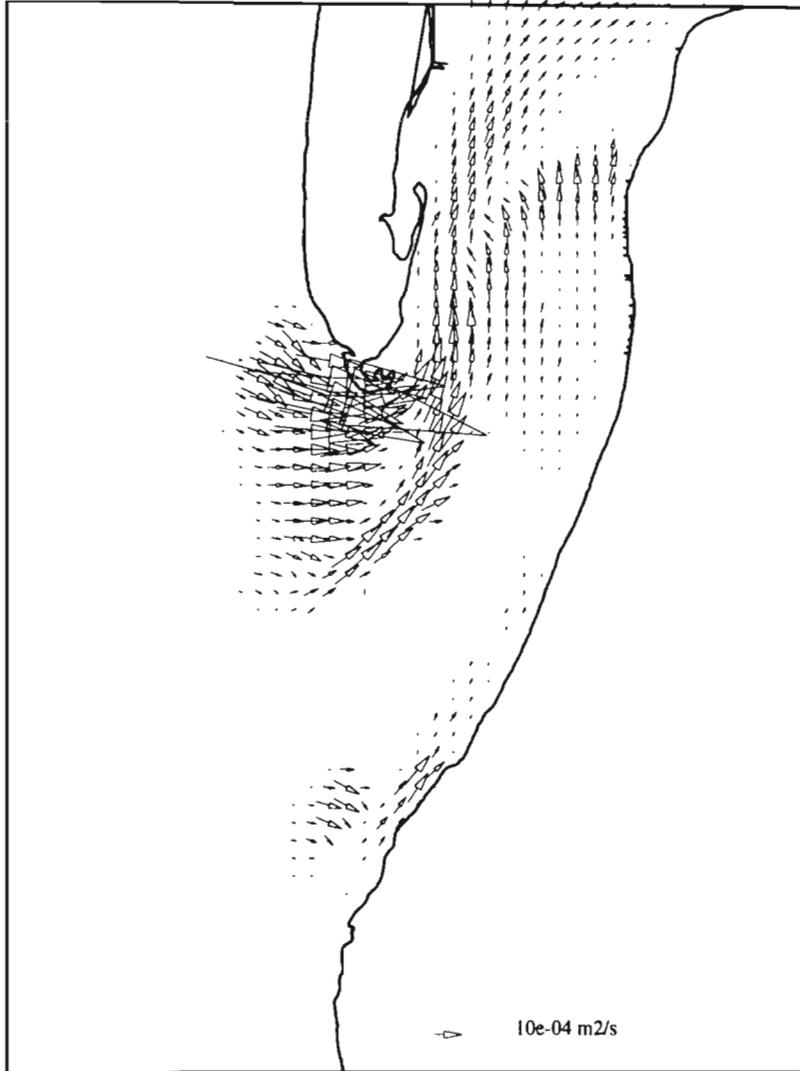
4 - 2 - 1 - Formule de Bijker

Le paramètre b dans la formule de Bijker doit prendre des valeurs plus élevées dans la zone de déferlement ($b = 5$) qu'au large ($b = 2$). Toutefois l'application d'une telle correction (considérant une variation linéaire de b entre le large et la zone de déferlement par exemple) n'assure pas la conservation de la quantité de sable à la limite entre les zones où b vaut respectivement 2 et 5. Si cette absence de continuité n'a pas d'incidence sur les résultats de transports instantanés (voir Steijn et Hartsuiker, 1992 par exemple), elle modifie en revanche les schémas d'érosion et de sédimentation et interdit toute modification de topographie destinée aux calculs itératifs à long terme. Nous avons par conséquent choisi de considérer b constant, sachant que le transport sera surestimé au large pour $b = 5$ et sous-estimé dans la zone de déferlement pour $b = 2$. Les résultats de cette section résultent de calculs effectués avec $b = 5$.

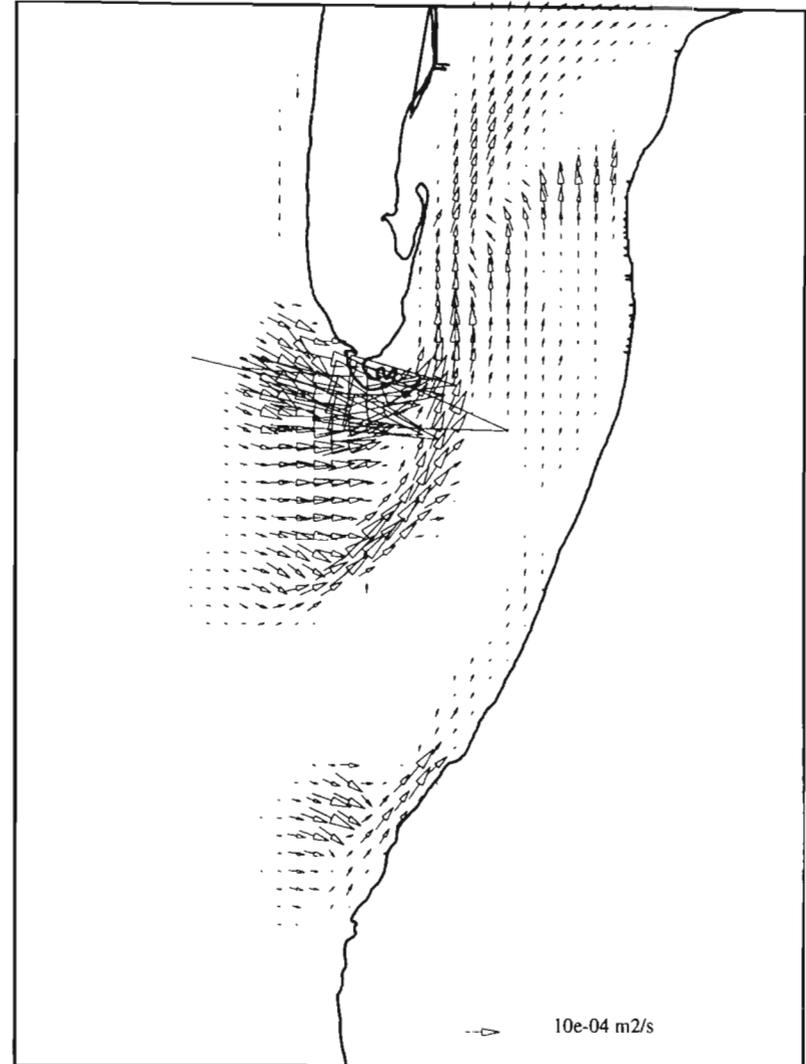
Les figures 32 et 33 reflètent la forte asymétrie flot-jusant avec des transports en jusant d'amplitude jusqu'à 5 fois supérieure à celle du flot (de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} m²/s). Durant le jusant, la houle tend à s'opposer aux courants de marée mais le surcroît d'agitation compense le ralentissement des vitesses pour créer un transport résultant de même amplitude dans le delta de jusant. On observe clairement en revanche le transport issu de la dérive littorale le long du Cap Ferret et au niveau de la Pointe d'Arcachon où les courants de marée sont plus faibles.

Durant le flot, effets de la houle et de la marée s'additionnent au contraire et le transport est alors accru en présence de houle dans tout le domaine des passes.

Le transport résiduel résultant de l'intégration des transports instantanés sur une marée est très nettement dominé par le jusant dans tout le domaine (Figure 34). La houle accentue ce phénomène aux extrémités des passes Nord et Sud, tout en faisant apparaître un transport supplémentaire net vers le Sud le long du littoral rectiligne et dans une moindre mesure au travers de la zone des passes. L'allure du transport Est-Ouest au Sud du Cap Ferret est également modifiée, puisque la houle introduit un transport vers l'Est-Sud-Est plus important qu'auparavant tandis que la composante vers l'Ouest est atténuée.

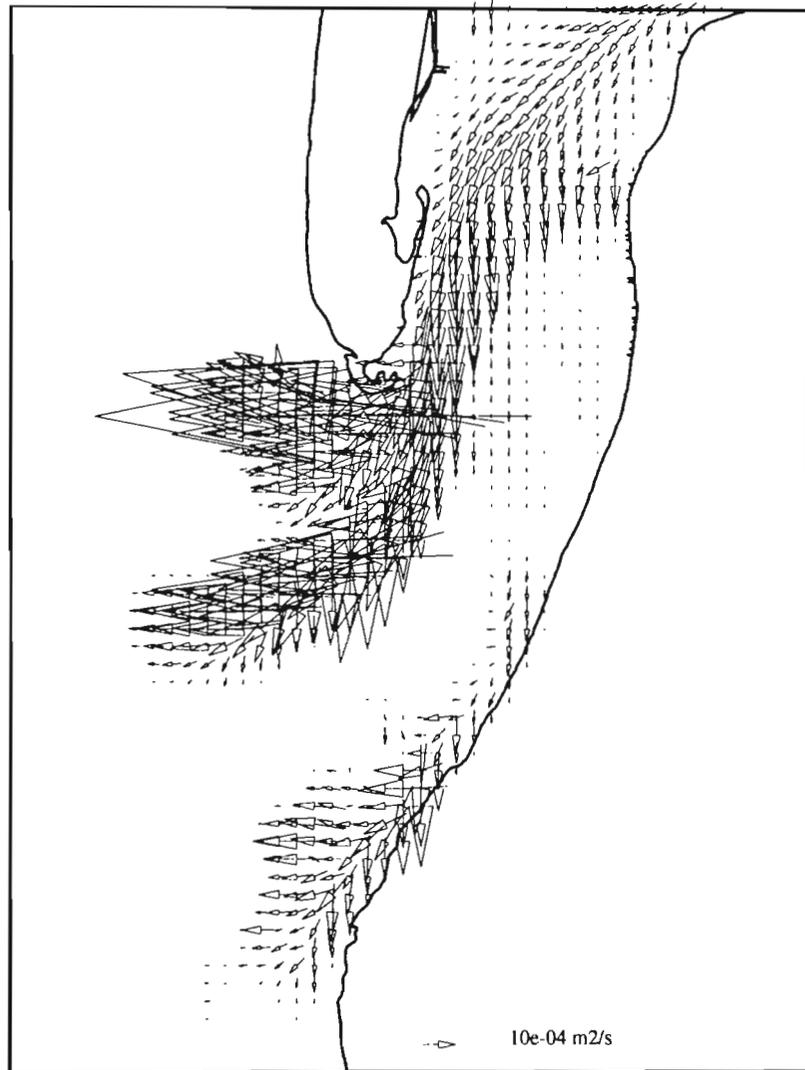


a) marée seule

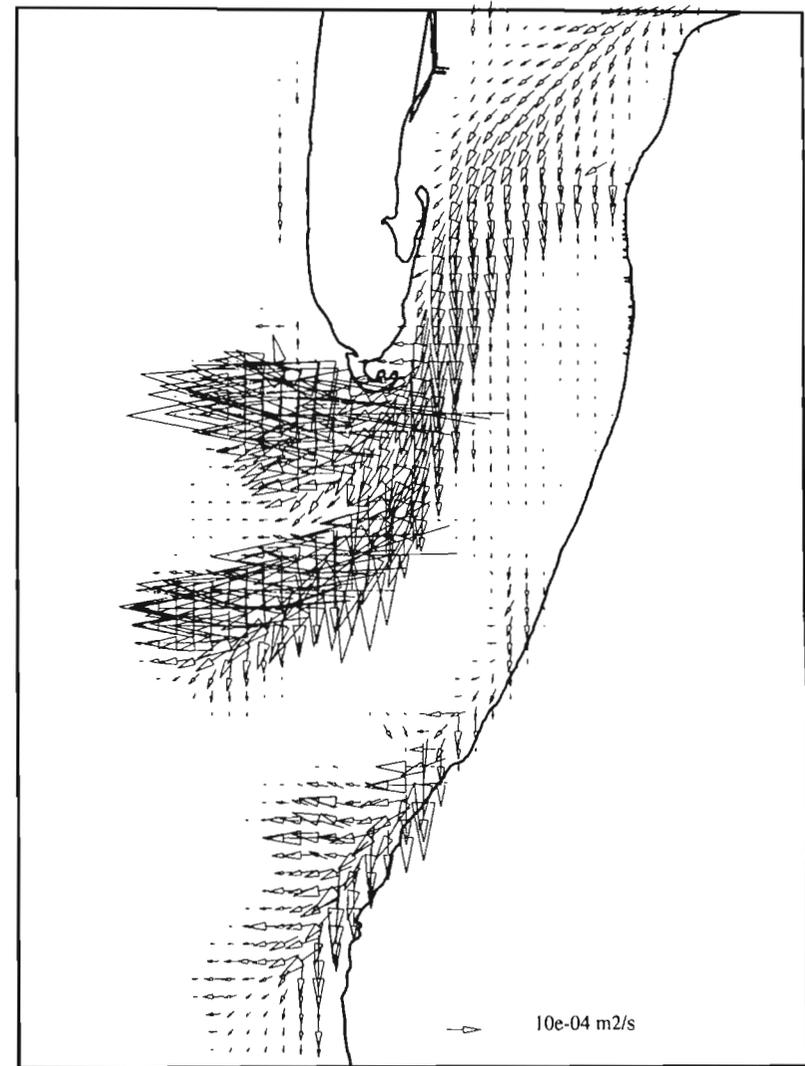


b) marée + houle

Figure 32 : Transport instantané en flot, formule de Bijker : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

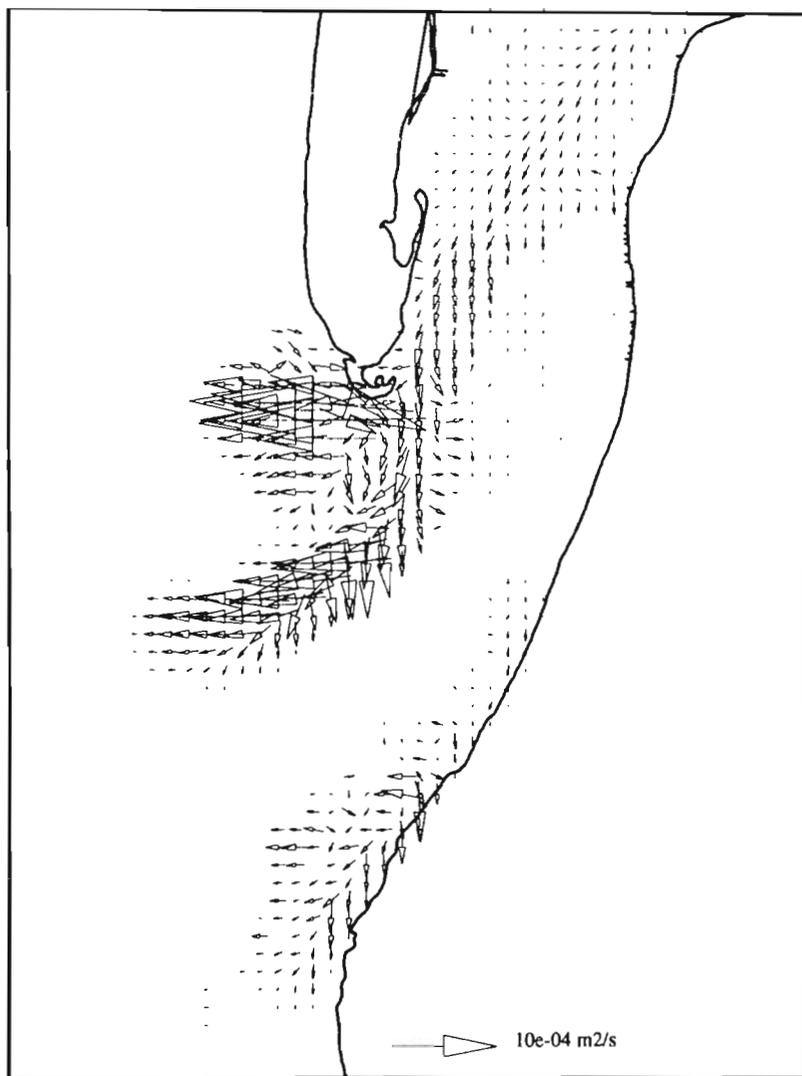


a) marée seule

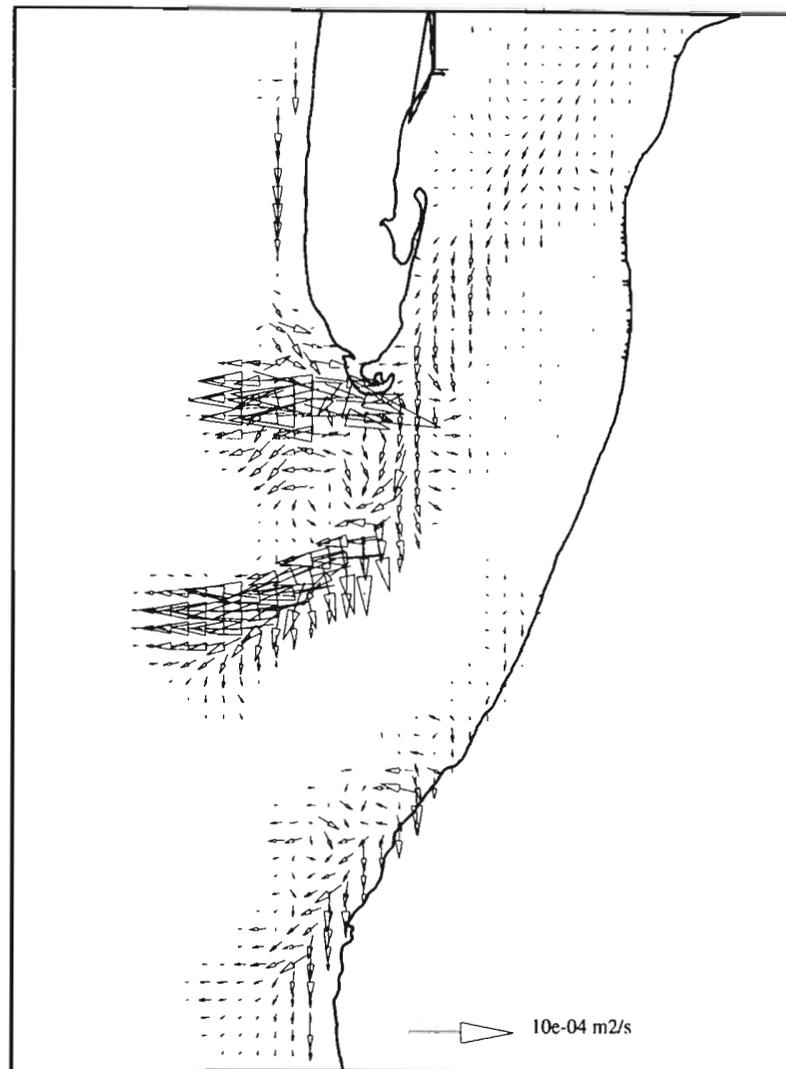


b) marée + houle

Figure 33 : Transport instantané en jusant, formule de Bijker : a) marée seule, b) houle et marée combinées.



a) marée seule



b) marée + houle

Figure 34 : Transport résiduel sur une marée, formule de Bijker : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

4 - 2 - 2 - Formule de Bailard

Tout comme la formule de Bijker, la formule de Bailard présente des paramètres dont les valeurs varient suivant les auteurs. Nous avons affecté à ϵ_b et ϵ_s les valeurs respectives de 0.1 et 0.02 indiquées par Soulsby (1995). Les caractéristiques qualitatives du transport instantané sont identiques à celles décrites pour la formule de Bijker. Néanmoins les ordres de grandeurs diffèrent considérablement selon les zones : dans les régions où le courant est faible, les deux formules fournissent des résultats comparables tandis que les amplitudes fournies par la formule de Bailard sont jusqu'à deux fois supérieures à celles fournies par la formule de Bijker dans les zones de fort courant. Le terme de pente introduit dans la formule de Bailard étant négligeable, les directions du transport instantané coïncident (Figures 35 et 36, à comparer aux figures 32 et 33).

Les différences d'amplitude entre les deux formules sont beaucoup plus accusées si on considère les transports résiduels, et dans ce cas moindres dans la situation de houle et marée superposées que dans la situation de marée seule. Le transport résiduel littoral le long de la Flèche du Cap Ferret, dans le chenal du Pilat et jusqu'au Sud de la pointe d'Arcachon est de même ordre dans les deux cas. Les différences les plus marquées sont confinées dans la passe Nord et au Sud du Cap Ferret où les transports sont plus importants avec la formule de Bailard cependant que les directions demeurent identiques. On remarque en particulier avec la formule de Bailard une composante vers le Sud-Est à la pointe Sud-Ouest du Cap Ferret, tandis que le transport est dirigé vers l'Ouest légèrement plus au Sud (Figure 37).

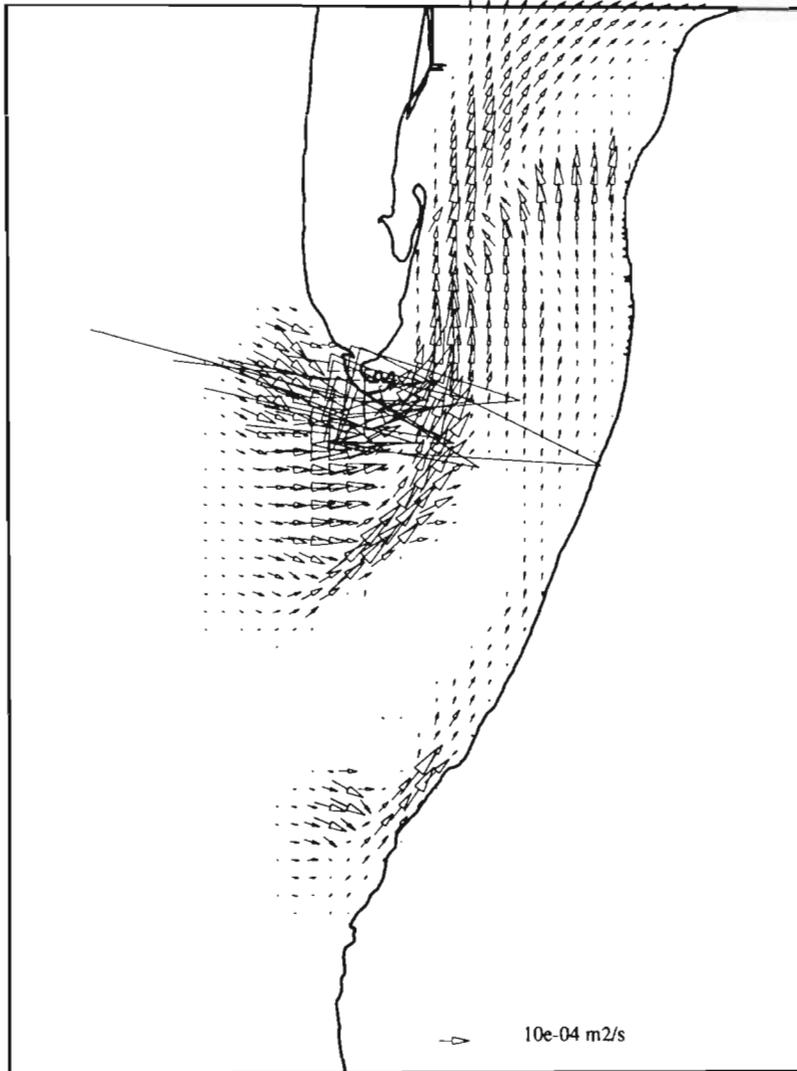
4 - 2 - 3 - Formules de Van Rijn

Deux formules de Van Rijn (1989) ont été utilisées, l'une effectuant l'intégration numérique sur la verticale du produit concentration-vitesse (notée VR1) et la seconde, plus rapide, proposant une formule sensée fournir une approximation de l'intégration numérique à un facteur 3 près (notée VR2).

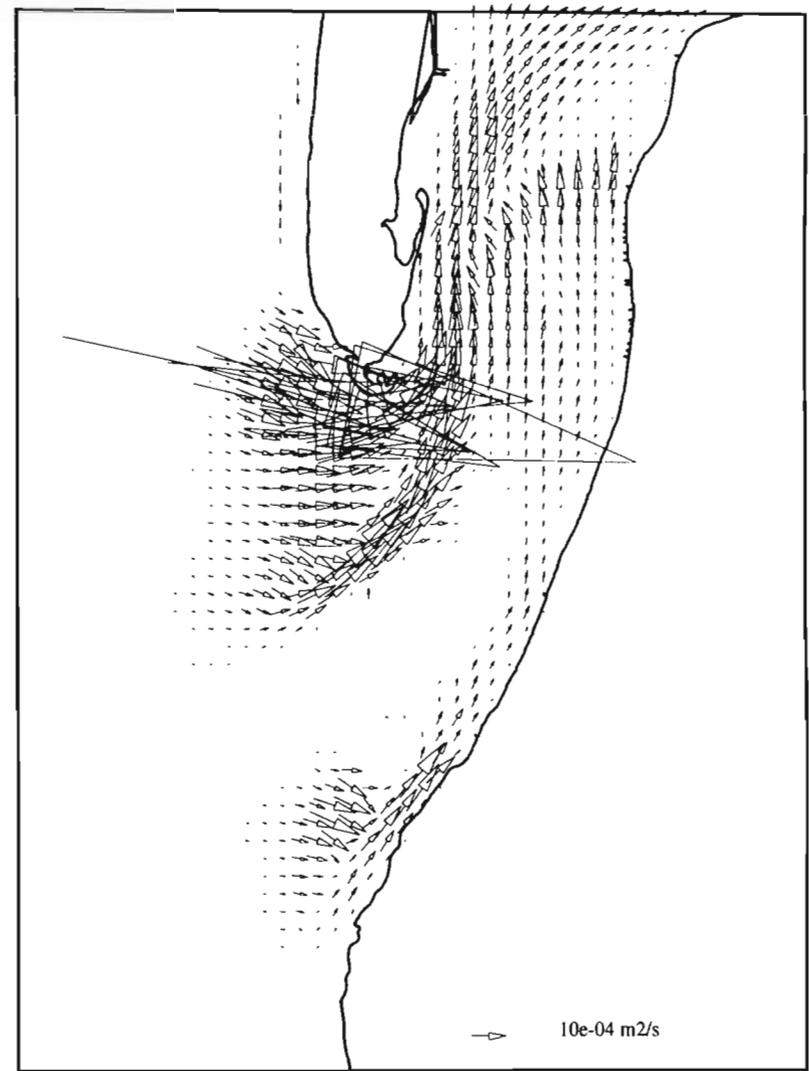
La première remarque concerne la comparaison des résultats calculés par VR1 et VR2, qui coïncident remarquablement dans toutes les conditions que nous avons observées (Figures 38 à 43).

En présence comme en absence de houle, la formule de Van Rijn présente un comportement pour le moins divergent des formules de Bijker et Bailard. En comparaison avec les transports instantanés calculés par la formule de Bijker, ceux prédits par VR1 ou VR2 sont jusqu'à deux fois plus faibles pour les faibles transports, et jusqu'à deux fois plus forts pour les transports élevés. La formule de Van Rijn représentera par conséquent plus intensément les transports dans les régions de forts courants.

Malgré cette différence sur les transports instantanés, les transports résiduels sont du même ordre que ceux calculés par la formule de Bijker ou légèrement supérieurs, et partout de même direction. Cet accord entre les résultats se limite cependant aux régions affectées par la houle : à l'intérieur du Bassin (au Nord du parallèle du Cap Ferret), où les courants sont faibles, la formule de Van Rijn ne s'écarte pas de celles de Bailard ou Bijker (Figure 40 et 43).



a) marée seule



b) marée + houle

Figure 35 : Transport instantané en flot, formule de Bailard : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

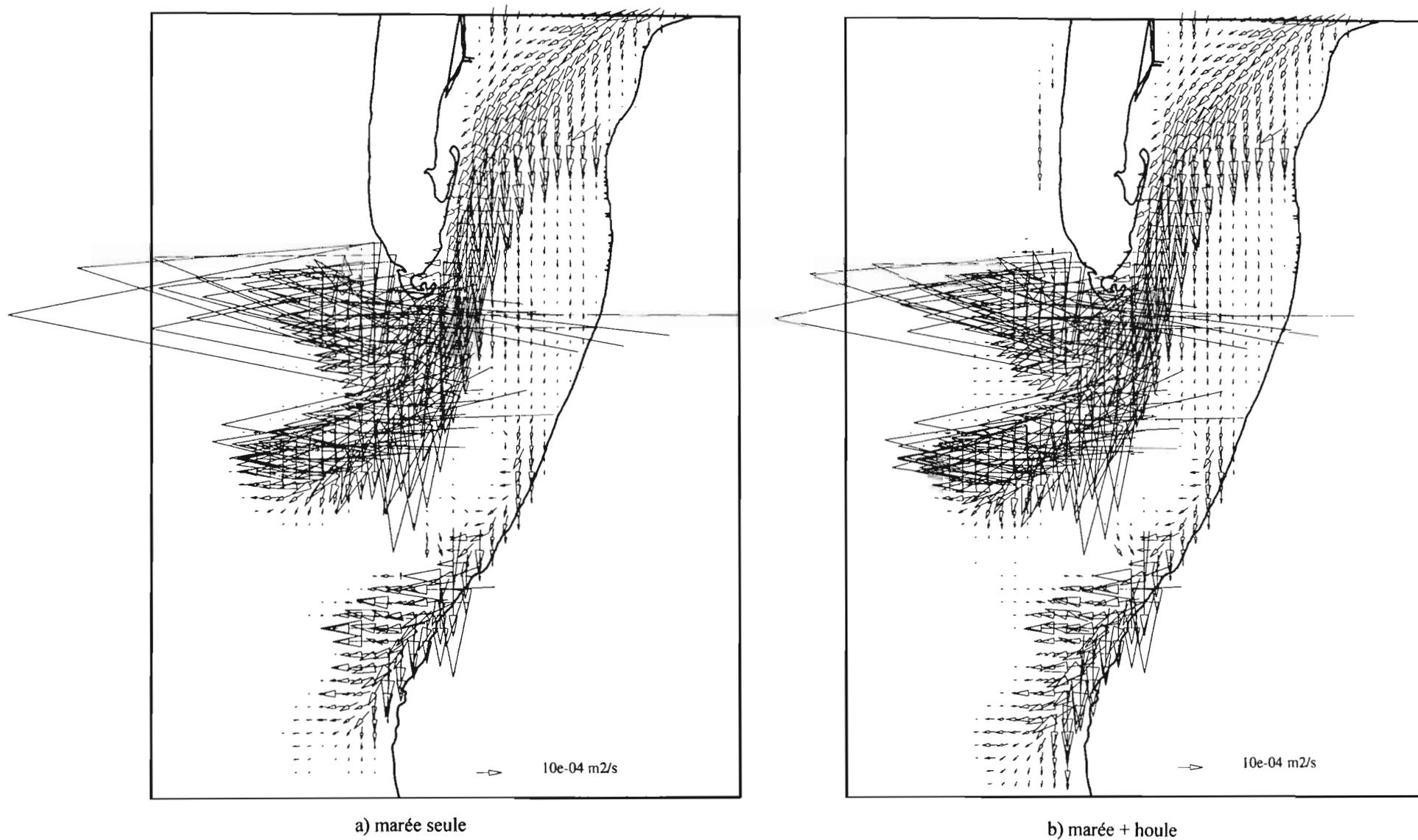
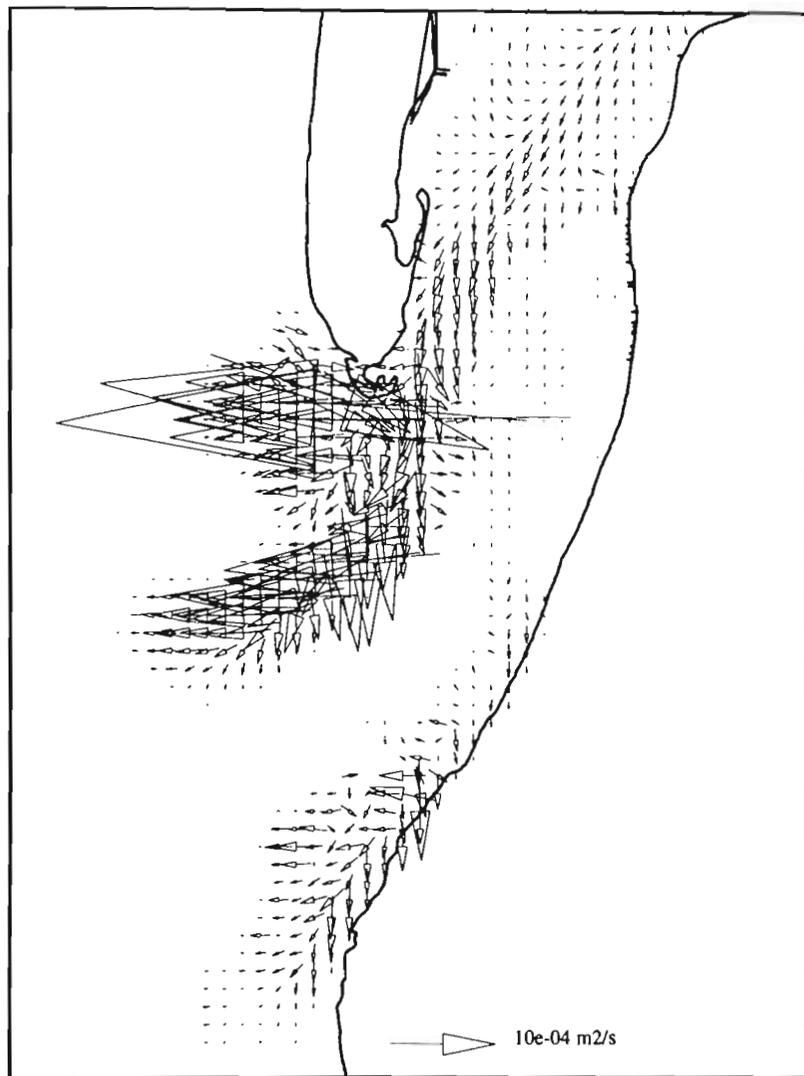
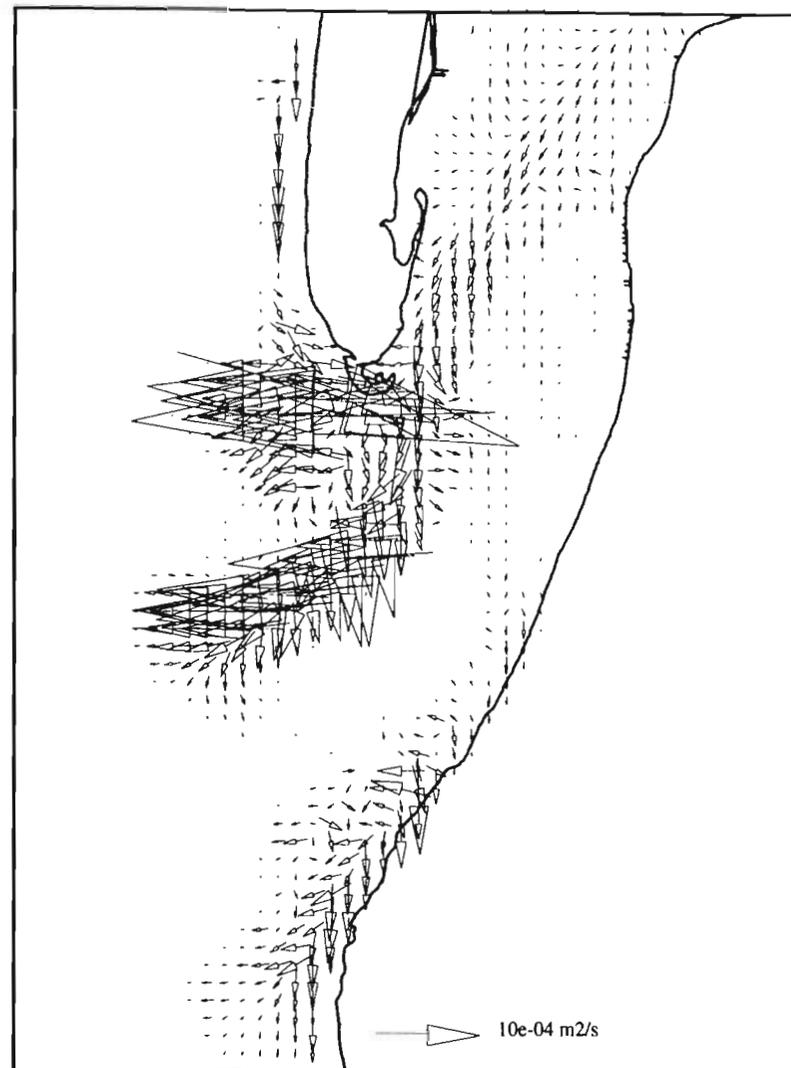


Figure 36 : Transport instantané en jusant, formule de Bailard : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

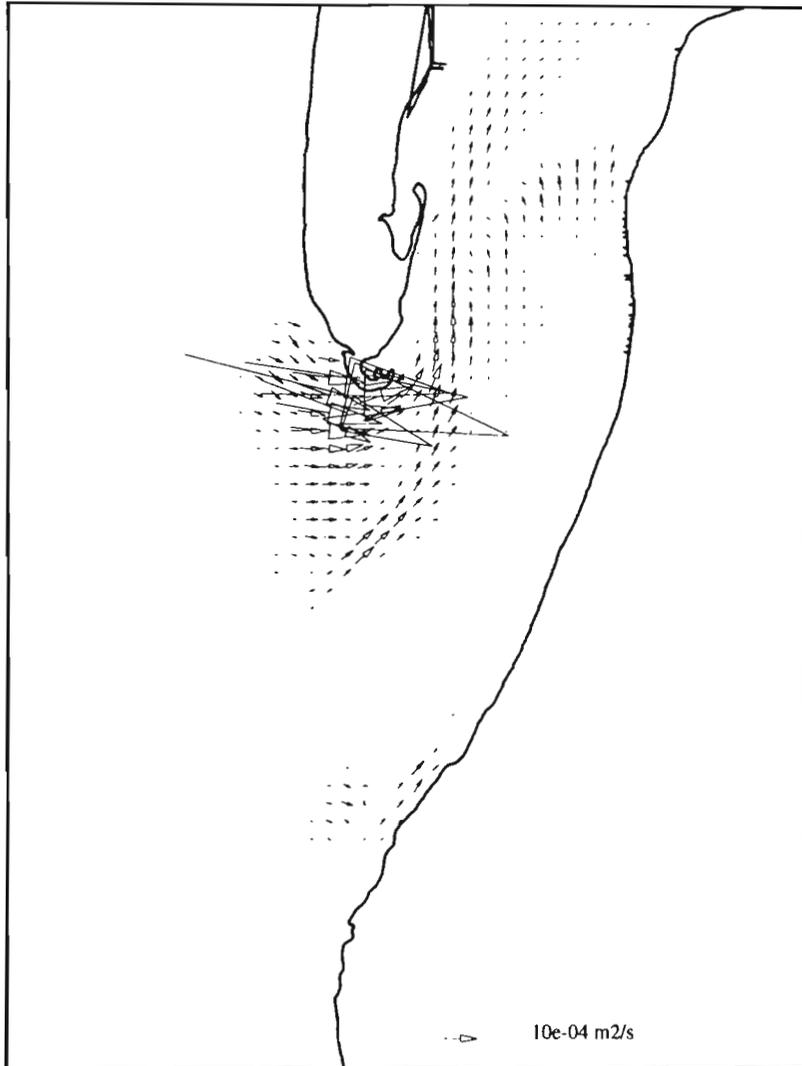


a) marée seule

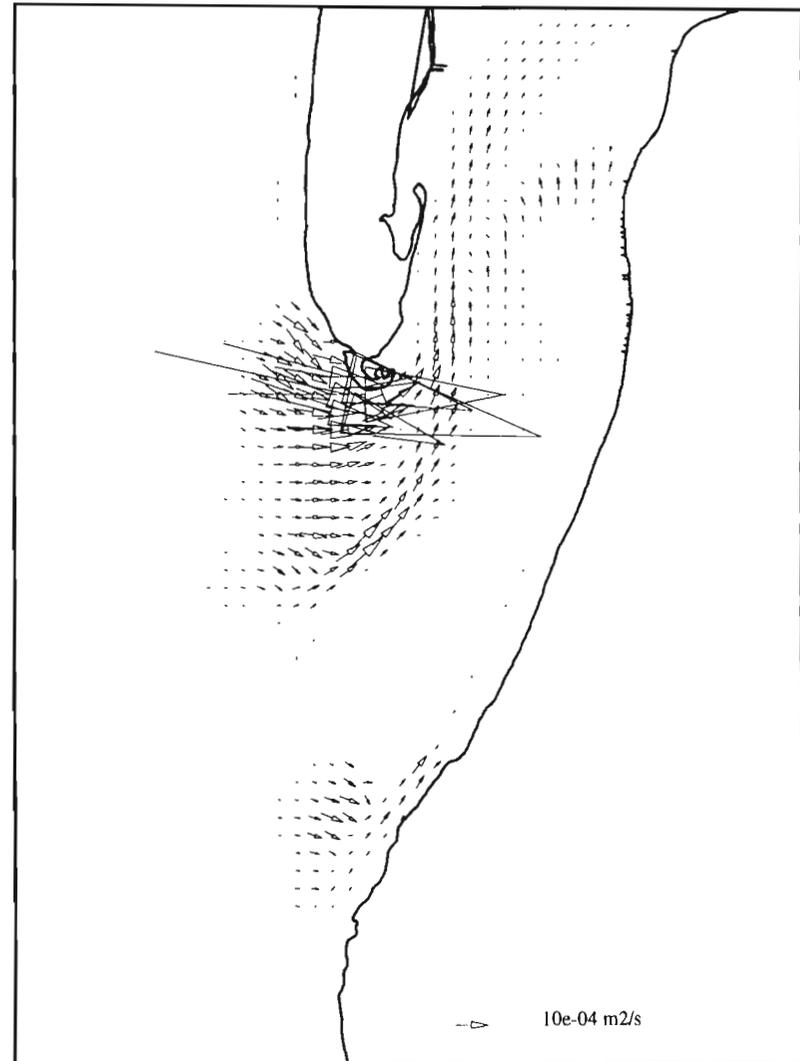


b) marée + houle

Figure 37 : Transport résiduel sur une marée, formule de Bailard : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

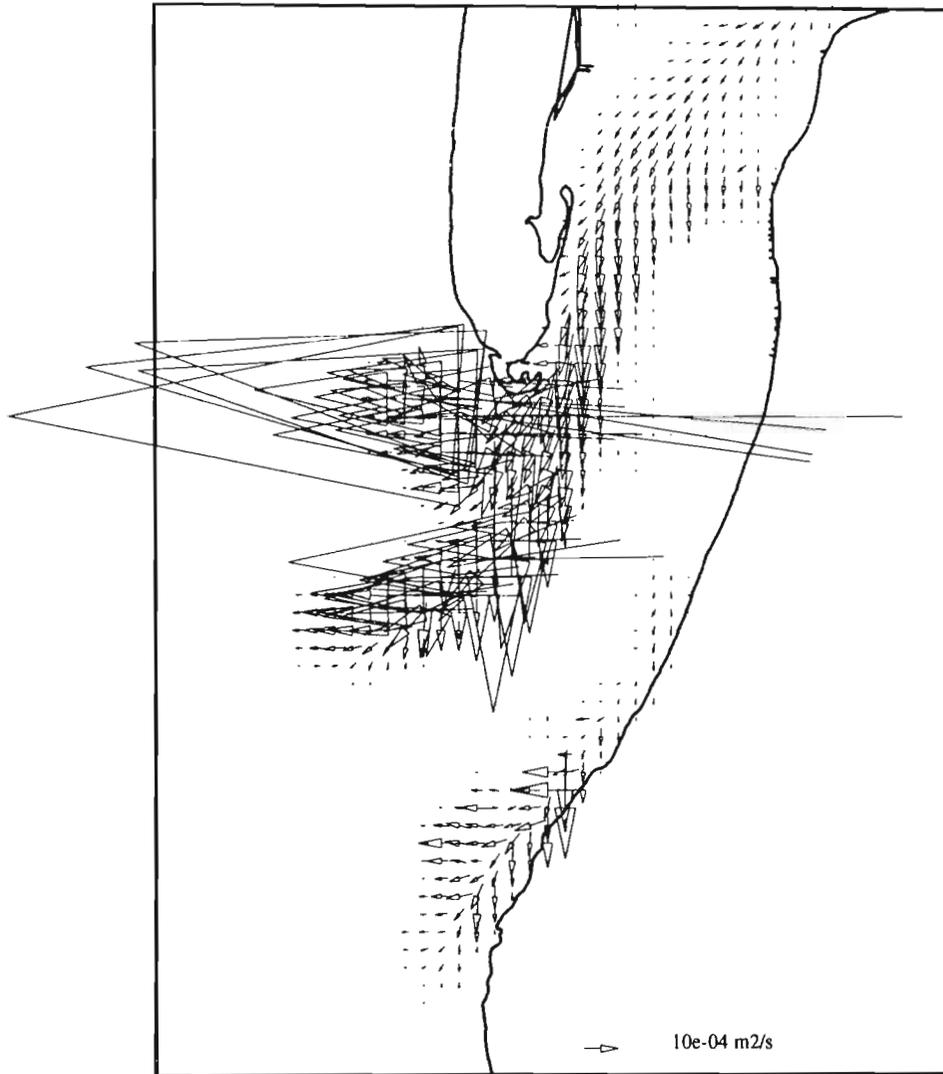


a) marée seule

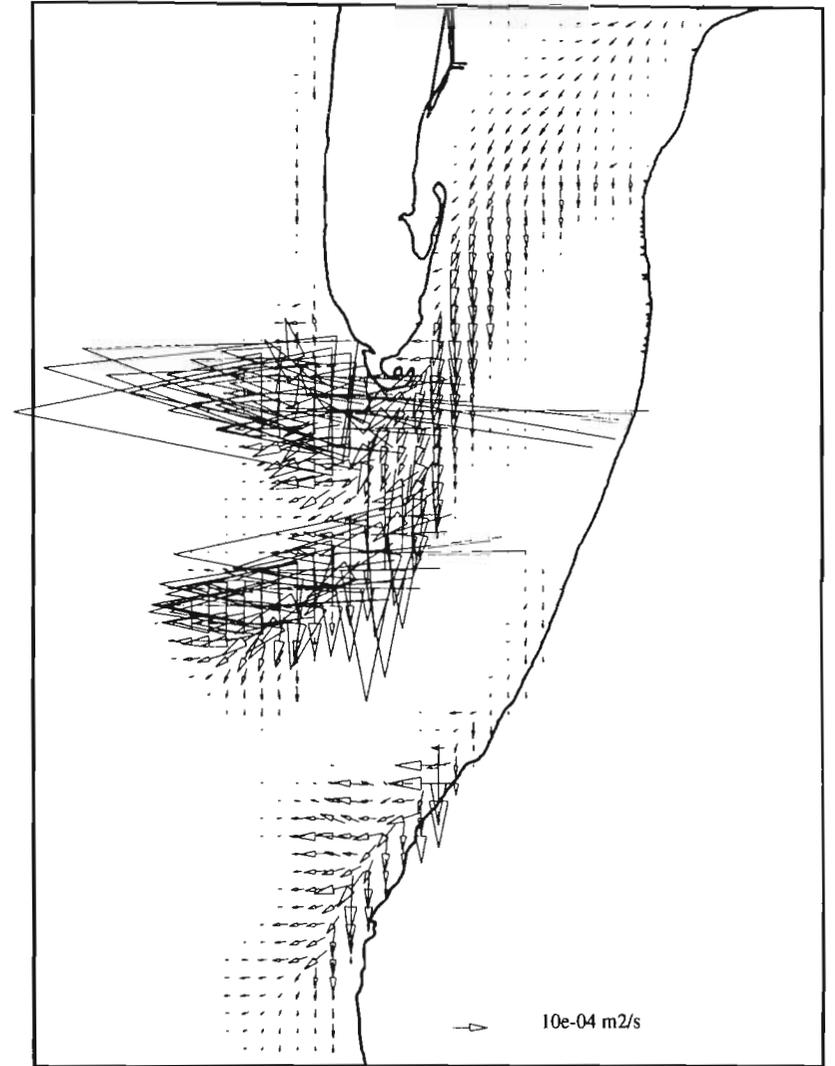


b) marée + houle

Figure 38 : Transport instantané en flot, formule de Van Rijn 1 : a) marée seule, b) houle et marée combinées.



a) marée seule



b) marée + houle

Figure 39 : Transport instantané en jusant, formule de Van Rijn 1 : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

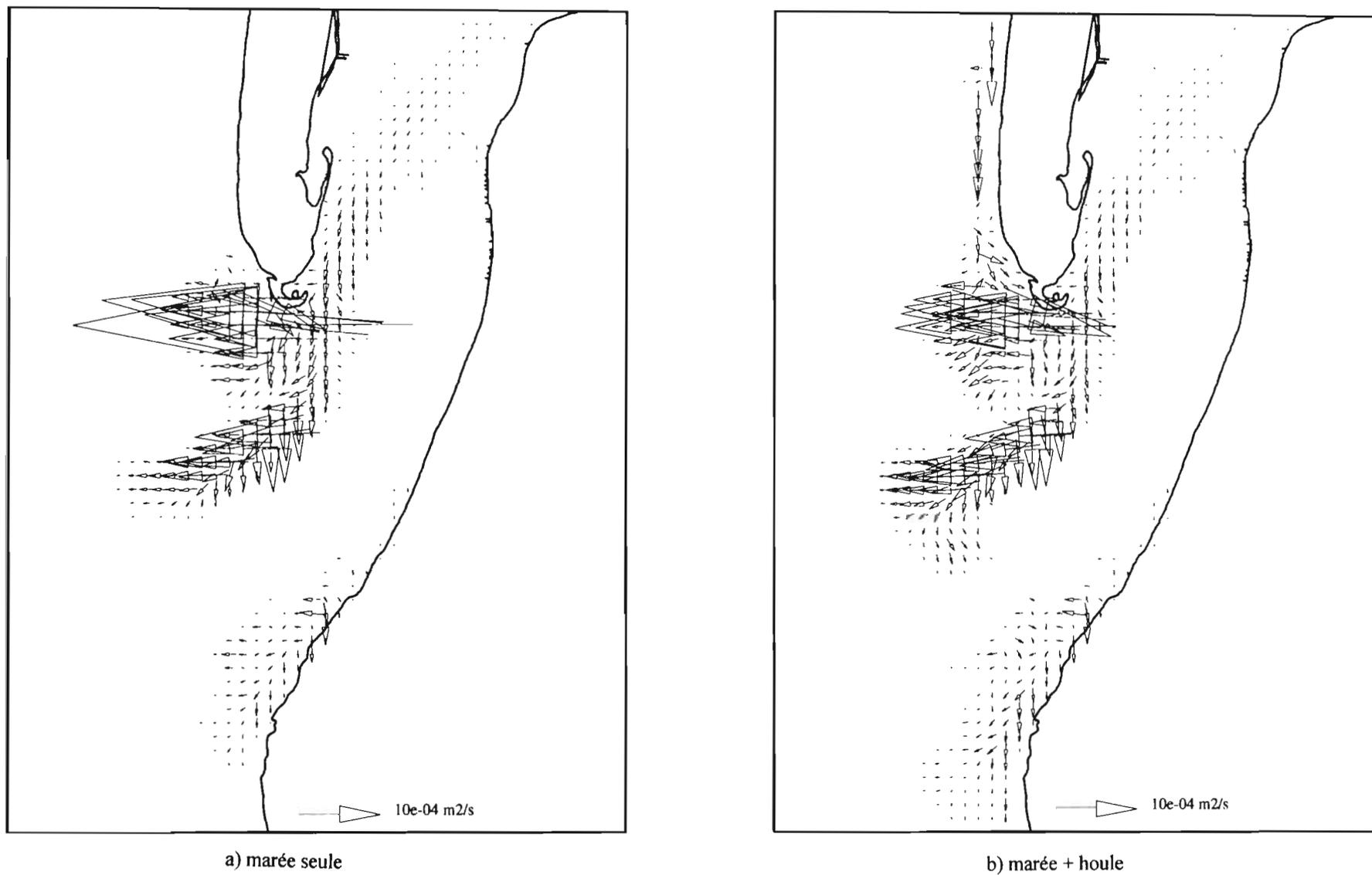
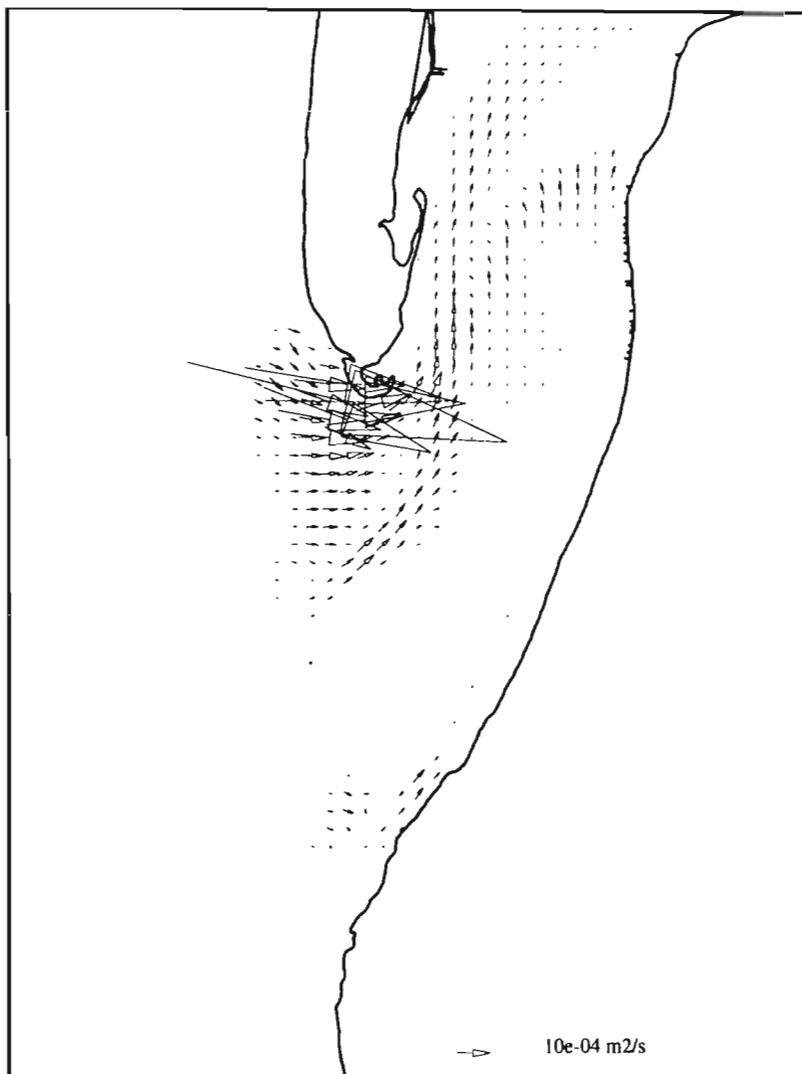
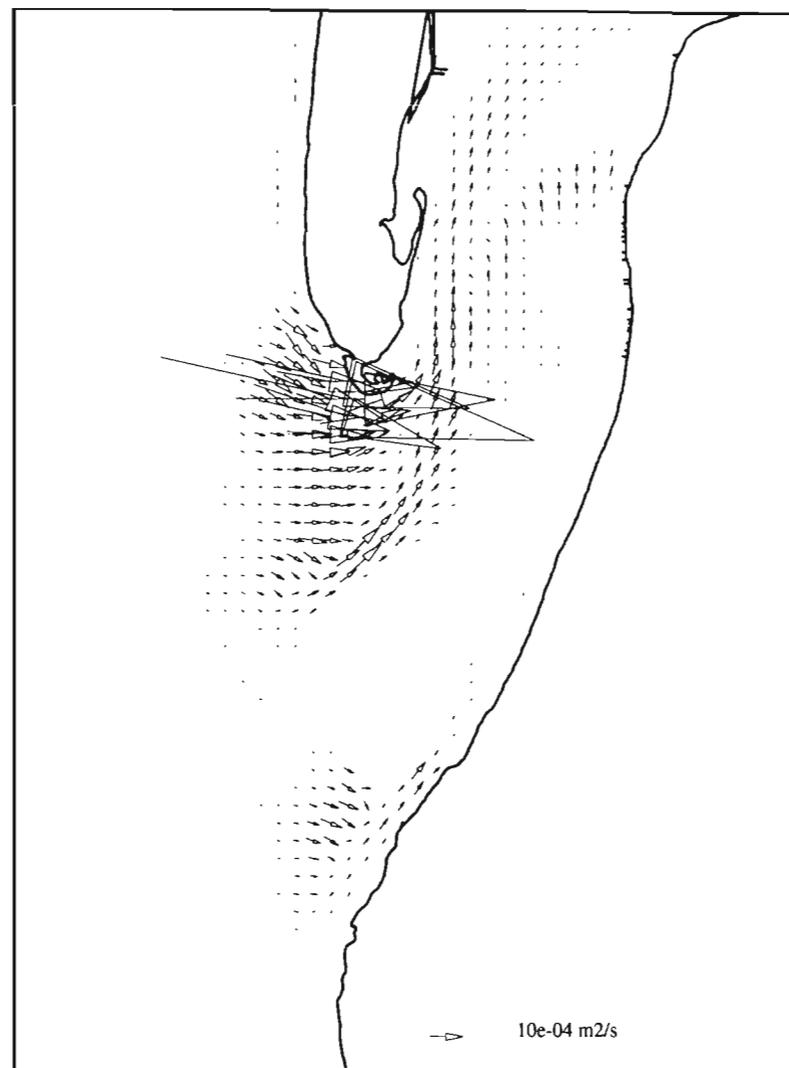


Figure 40 : Transport résiduel sur une marée, formule de Van Rijn 1 : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

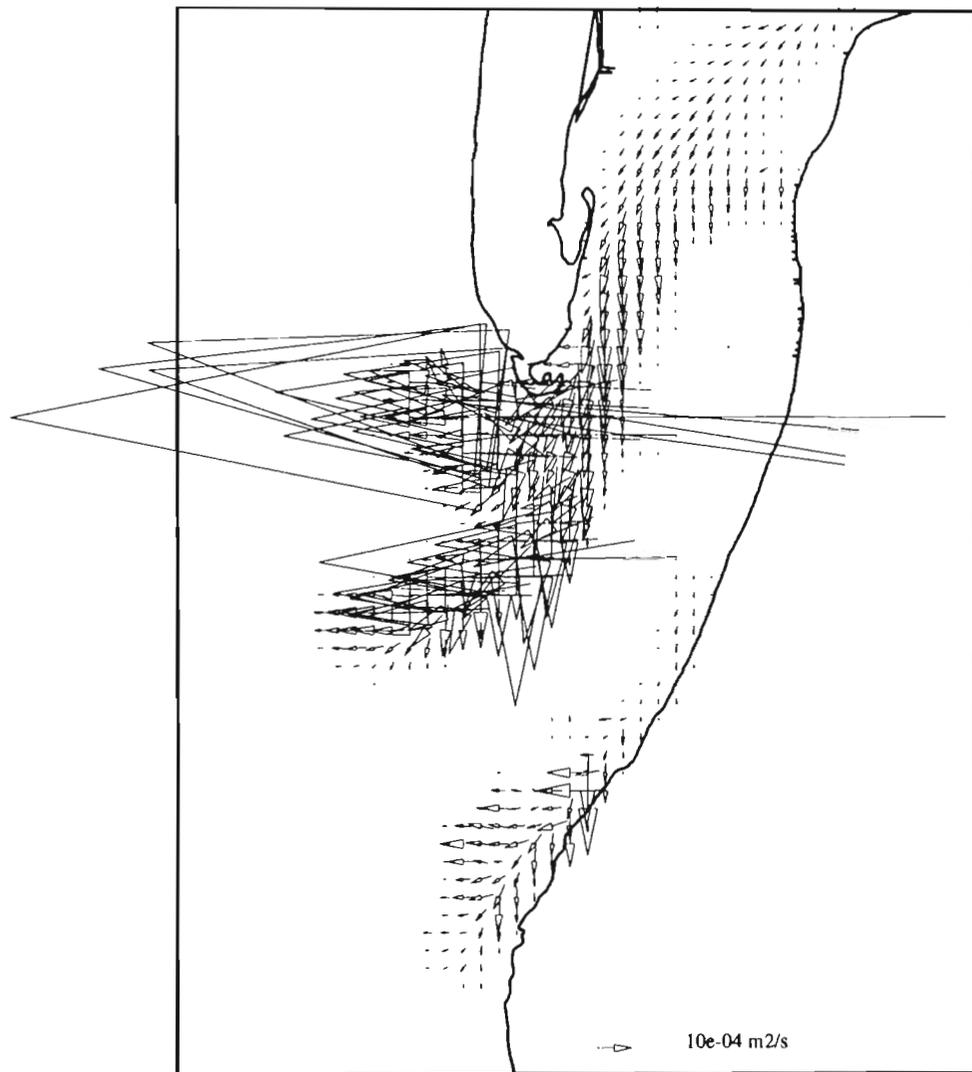


a) marée seule

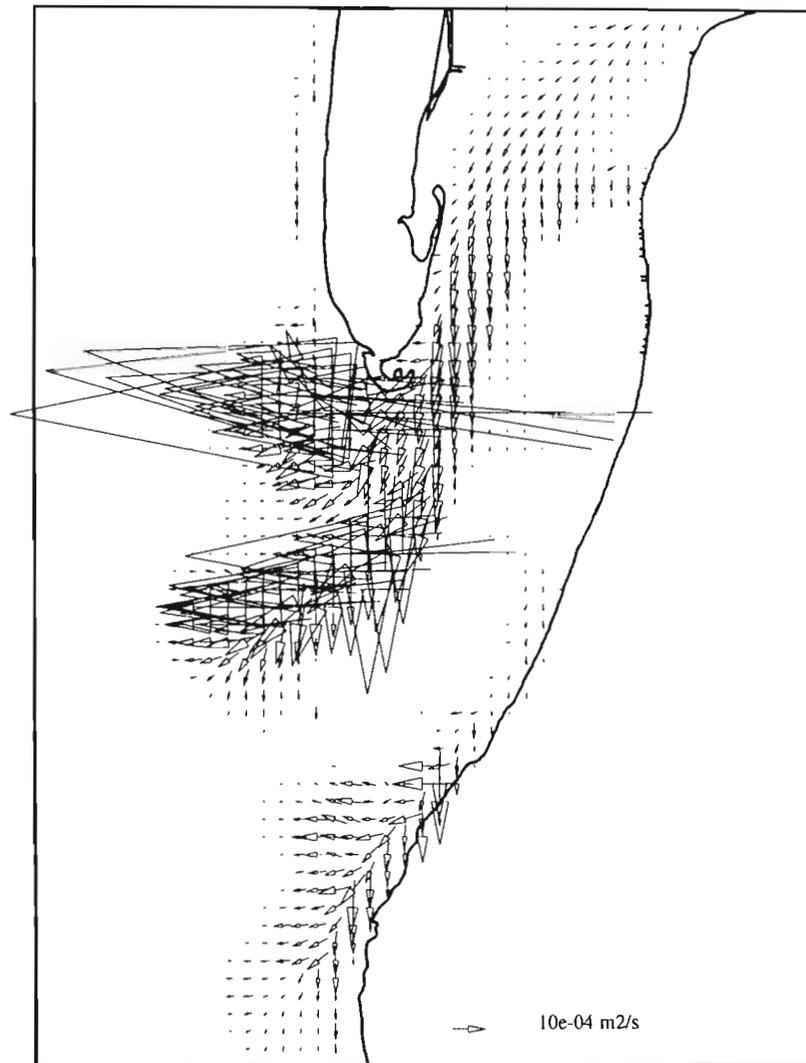


b) marée + houle

Figure 41 : Transport instantané en flot, formule de Van Rijn 2 : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

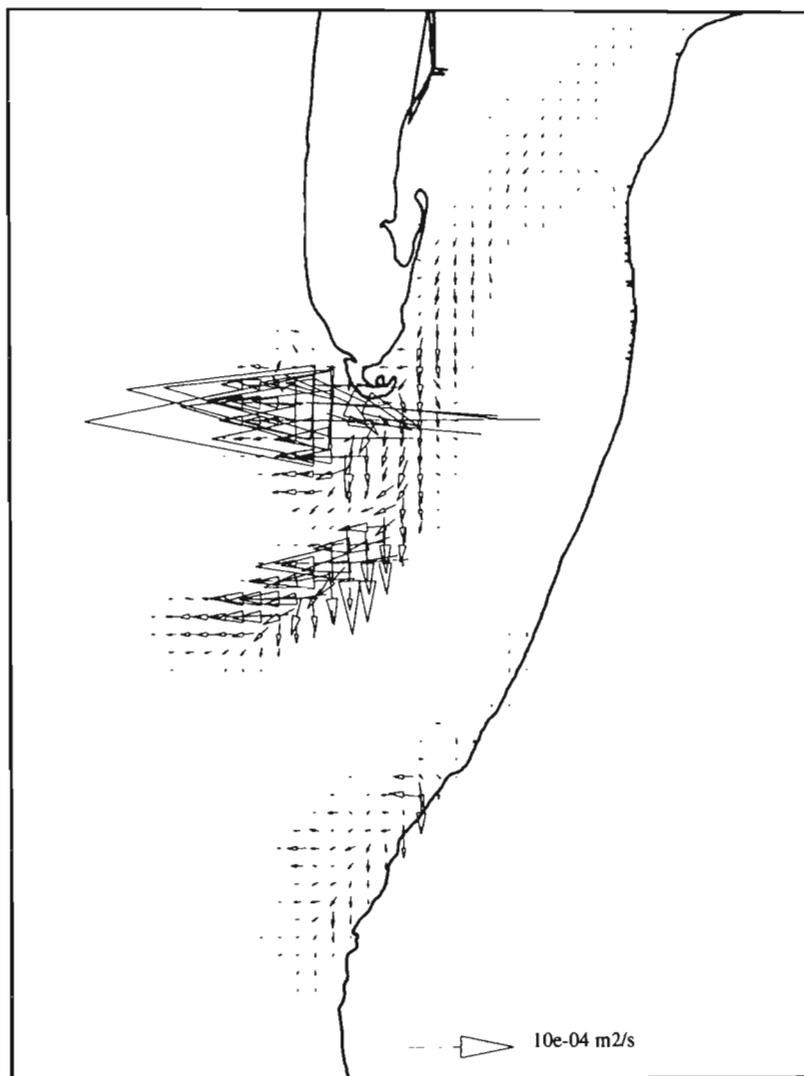


a) marée seule

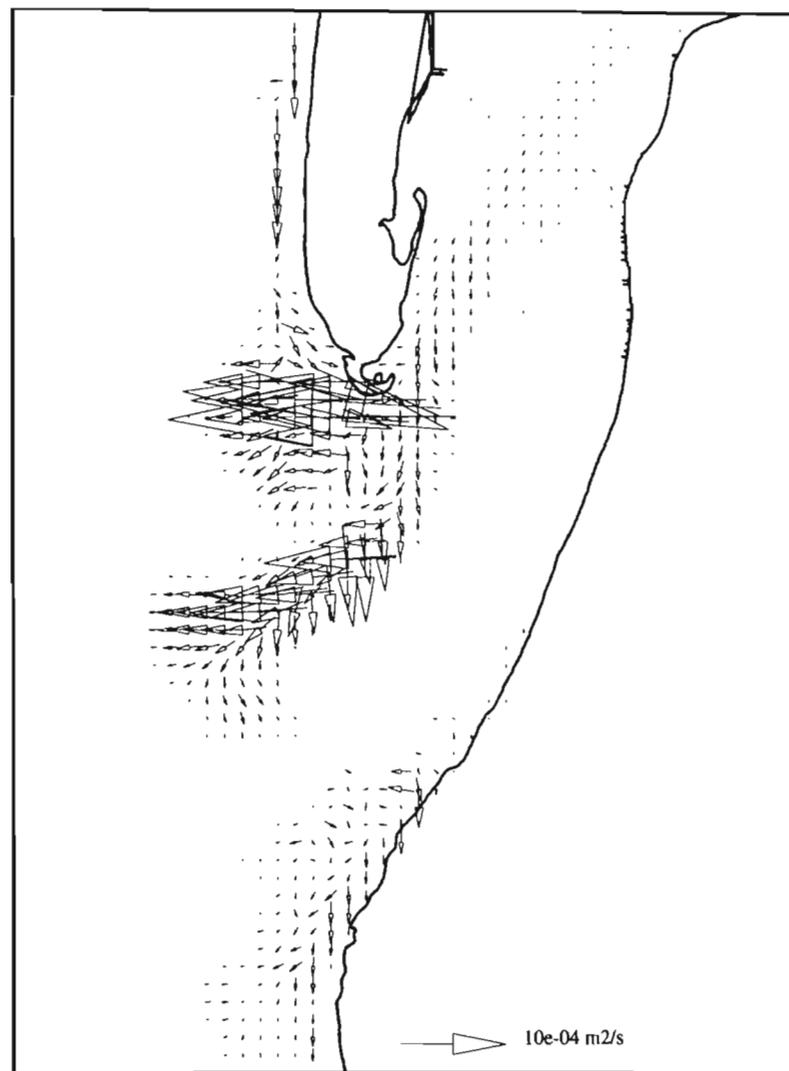


b) marée + houle

Figure 42 : Transport instantané en jusant, formule de Van Rijn 2 : a) marée seule, b) houle et marée combinées.



a) marée seule



b) marée + houle

Figure 43 : Transport résiduel sur une marée, formule de Van Rijn 2 : a) marée seule, b) houle et marée combinées.

4 - 2 - 4 - Conclusion

Les quatre formules fournissent des résultats cohérents et d'ordre de grandeur identique en ce qui concerne les transports résiduels intégrés sur une marée. L'influence fondamentale de la houle est d'initier un transport net vers le Sud dans une bande de 250 à 500m tout au long de la côte aquitaine, transport combiné au transport par les courants de marée dans la zone des passes, puis qui reprend son allure rectiligne au Sud de la Pointe d'Arcachon. La remise en suspension résultant de l'agitation augmente la dominance du transport de jusant sur le transport de flot, à l'exception d'un chenal de 1000m de large orienté Est-Ouest au sud du Cap Ferret dans lequel la houle tend à introduire des sédiments à l'intérieur des passes. Cette tendance s'oppose au creusement extrême de ce chenal que nous avons constaté en négligeant l'influence de la houle.

Il ne nous est pas possible en l'absence de mesures de conclure quant à l'adéquation de ces formules à l'estimation précise du transport dans la zone des passes du Bassin d'Arcachon. Les schémas d'érosion-sédimentation résultant d'une marée ne sont pas réellement significatifs, et on ne dispose pas d'enregistrements bathymétriques suffisamment rapprochés dans le temps pour les comparer aux résultats de nos calculs. De plus, même si on dispose de levés bathymétriques effectués à quelques années d'intervalle, le résultat de l'extrapolation sur plusieurs années d'un calcul de sédimentation et d'érosion initial sera nécessairement faux. La tentative de Steijn et Hartshuiker (1992) le montre suffisamment clairement. Même une remise à jour de la topographie comme nous proposons de le faire par la suite présente une quantité d'approximations non négligeable - l'absence de prise en compte des tempêtes étant une des faiblesses majeures -, il est par conséquent inutile de tenter de valider l'emploi d'une formule de transport à partir de calculs initiaux. Nous ne nous risquons d'ailleurs pas à effectuer de validation à partir des résultats de modifications topographiques à long terme non plus, auquel cas nous mettrions au point une expression artificielle du transport destinée à absorber les erreurs de toutes origines issues du modèle morphodynamique.

A cause des intégrations numériques qu'elles effectuent, les formules de Bailard et de Van Rijn 1 requièrent des temps de calculs beaucoup trop longs pour prétendre à une utilisation dans le modèle morphodynamique. Les formules de Bijker et de Van Rijn 2 fournissent des résultats instantanés et résiduels comparables dans la zone des passes. Toutefois, la formule de Van Rijn 2 semble sous estimer le transport en l'absence de houle, et par conséquent dans tout l'intérieur du bassin. Elle est par ailleurs numériquement moins performante que celle de Bijker et requiert de nombreux tests pour la définition de paramètres en eau peu profonde et pour de faibles hauteurs significatives. Nous avons par conséquent choisi d'utiliser pour le modèle morphodynamique la formule classique de Bijker, formule économique résultant de la compilation de mesures.

5 - SIMULATIONS A MOYEN TERME

5 - 1 - Conditions représentatives

Nous avons décrit dans les chapitres 4 et 5 les méthodes de détermination de conditions représentatives de marée et de houle au regard du transport sédimentaire. Nous avons ainsi conclu qu'une marée de coefficient 90 induisait un transport annuel d'intensité partout 1.6 fois trop élevée mais dans la bonne direction, tandis qu'une houle vérifiant $H_s = 1.8$ m, $T = 9$ s d'incidence Ouest-Nord-Ouest appliquée 75% du temps induisait une dérive littorale conforme à la dérive précédemment citée dans la littérature. L'éventuelle application de ces résultats à une configuration où marée et houle interviennent simultanément requiert quelques justifications.

En effet, nous avons vu en détail que l'interaction entre courants de marée et houle est non-linéaire. Il semble par conséquent incorrect d'effectuer une superposition linéaire des conditions représentatives de houle et de marée. Néanmoins, la situation d'Arcachon est particulière puisque les régions où courants de houle ou de marée dominent sont géographiquement distinctes : l'influence de la houle ne se fait quasiment pas ressentir au-delà des bancs dans les passes, tandis que les effets de la marée sont négligeables devant ceux de la houle le long de la côte aquitaine. Or nous avons déterminé des conditions de houle représentatives pour la dérive littorale, c'est-à-dire là où les effets de la marée sont faibles. On peut par conséquent considérer que ces conditions sont toujours représentatives dans une situation où marée et houle se superposent. De même pour les conditions de marée représentatives, elles ont été établies principalement pour induire un transport représentatif à l'intérieur des passes, et doivent par conséquent conserver leur représentativité en présence de houle.

En revanche, la représentativité de conditions de houle ou de marée concerne l'évaluation du transport sédimentaire. Elle dépend par conséquent de la méthode utilisée pour évaluer ce transport. Dans le chapitre 4, c'est la formule de Inglis-Lacey qui nous a permis d'obtenir une marée représentative pour cette formule, et nous avons vu qu'il était délicat de calibrer les transports obtenus : le critère de choix de la marée représentative concernait son aptitude à reproduire en tout point un transport proportionnel au transport obtenu en superposant la contribution des marées de divers coefficients associées à leur probabilité d'occurrence. En l'absence de mesures, le transport résultant ne pouvait aucunement être calibré de manière certaine.

D'autre part, les conditions de houle ont elles été établies afin de représenter correctement la dérive littorale observée le long de la côte aquitaine, là encore à partir d'une formule de transport particulière (en l'occurrence par l'intermédiaire des paramètres de la méthode de Steijn, 1989).

Bien plus qu'au problème de superposition non-linéaire de la houle et de la marée, nous sommes par conséquent confrontés à la détermination de l'importance relative des effets de la houle et de la marée, et ce lorsque la formule de Bijker est utilisée. Nous avons précédemment justifié le choix de cette formule pour les calculs de transport en présence de houle et marée combinées. Si on superpose directement la houle représentative du chapitre 5 à une marée de coefficient de 90, on constate que la dérive littorale résultante est deux fois inférieure à la dérive mesurée ($300\ 000\ \text{m}^3$ par an). Cette tendance était prévisible puisque

nous avons vu précédemment que la marée représentative de coefficient 90 induit un transport 1.6 fois plus fort que celui induit par la succession des cycles de morte eau et vive eau au cours de l'année. La compatibilité des conditions représentatives de houle et de marée requiert par conséquent que la houle représentative induise une dérive annuelle elle aussi 1.6 fois supérieure à la dérive réelle (cette condition est par ailleurs nécessaire, mais pas suffisante puisque le transport du à la marée n'est pas et ne peut pas être calibré). Les conditions de houle nécessaires à la représentation de la dérive littorale avec la formule de Bijker doivent donc être modifiées.

Les transports induits par la marée seule à l'aide de cette même formule de Bijker diffèrent quant à eux des transports obtenus à l'aide de la formule de Inglis-Lacey, ce qui conduit à des évolutions morphologiques différentes de celles décrites dans le chapitre 4. Nous pourrions reconduire l'étude d'une marée représentative pour la formule de Bijker, mais d'une part une telle étude fournirait une marée représentative proche d'une marée de coefficient 90 (vive eau moyenne) sinon égale, et d'autre part cette nouvelle étude ne permettrait pas plus que la précédente de calibrer les transports intégrés sur une marée. Nous simulerons par conséquent les évolutions morphologiques en présence de houle et marée superposées pour les conditions représentatives précédentes puis pour diverses conditions de houle afin de déterminer les effets relatifs de la houle sur les évolutions morphologiques imputables aux courants de marée.

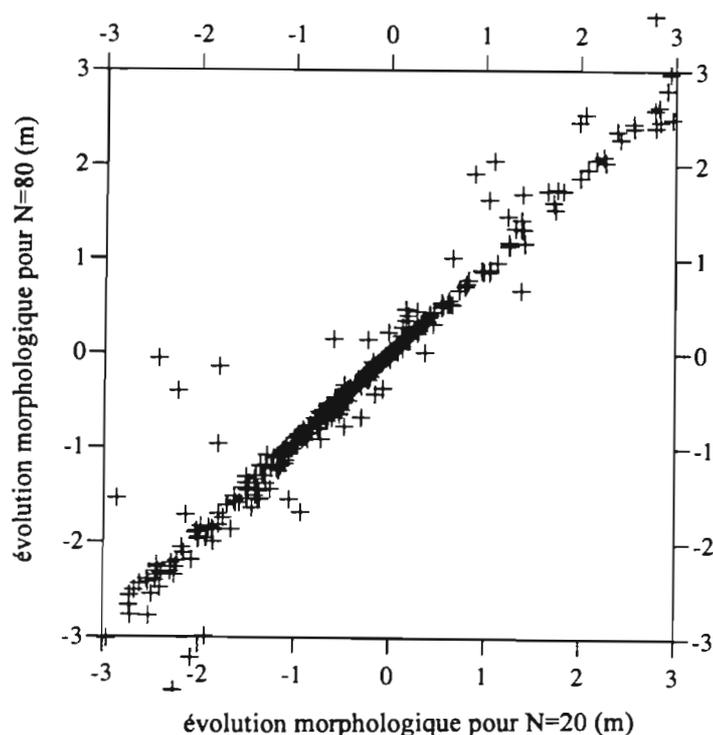


Figure 44 : Evolutions morphologiques pour N = 80 en fonction des évolutions pour N = 20.

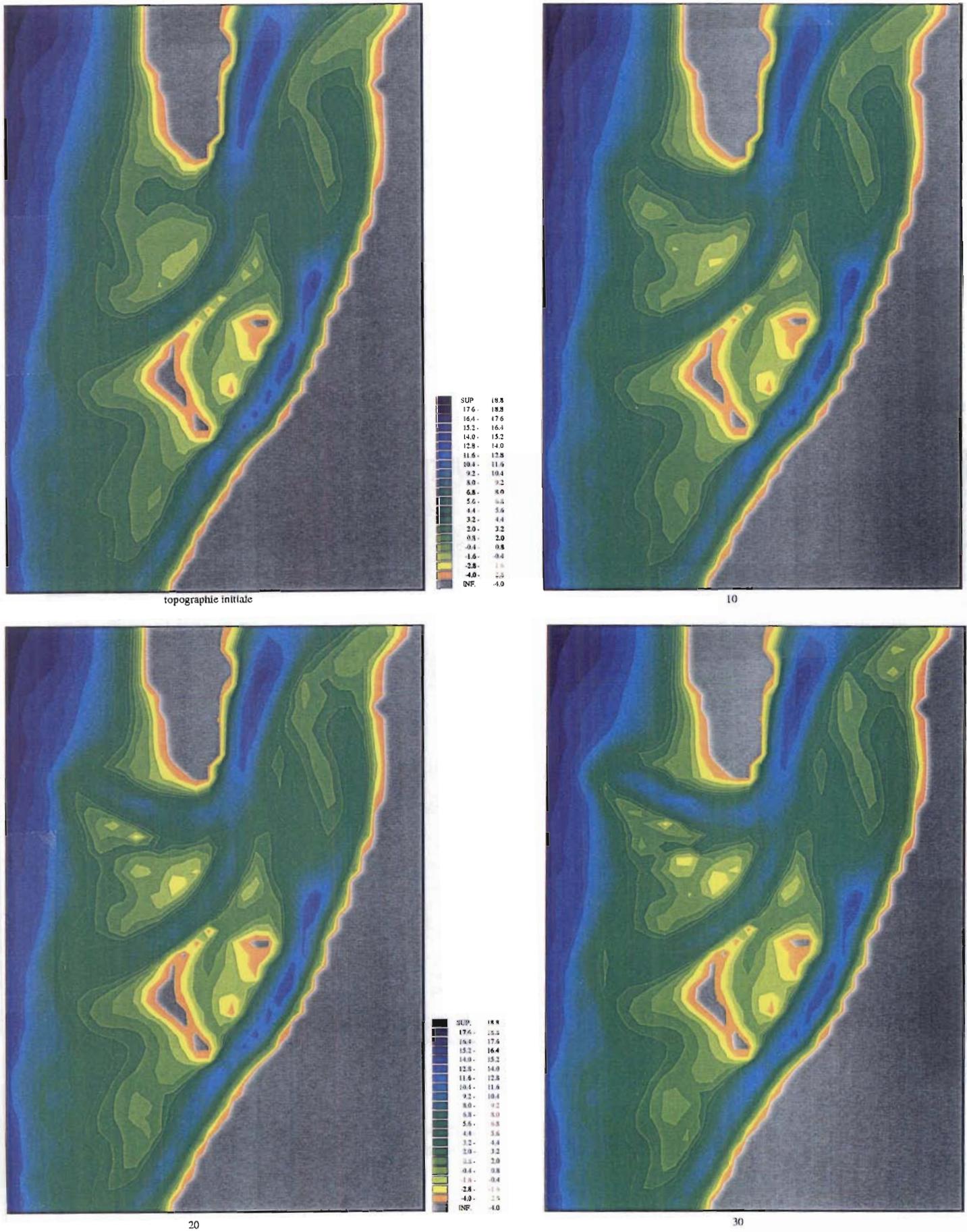


Figure 45 : Topographie initiale et évolution des passes en l'absence de houle avec la formule de Bijker après 10, 20 et 30 pas de temps morphologiques.

5 - 2 - Evolutions morphologiques sans houle avec la formule de Bijker

Il est remarquable de constater que les évolutions morphologiques en l'absence de houle diffèrent de manière non négligeable suivant la formule de transport utilisée. Puisque nous souhaitons déterminer les évolutions morphologiques imputables à la houle dans le cas de houle et de marée combinées, il est de rigueur de déterminer les évolutions en présence de marée seule à l'aide de la même formule, à savoir la formule de Bijker.

Une première remarque concerne le pas de temps morphologique : l'amplitude des évolutions du fond étant plus faible avec la formule de Bijker qu'avec celle de Inglis-Lacey (chapitre 4), on peut utiliser un pas de temps morphologique N beaucoup plus élevé. Pour la méthode de la marée allongée, la figure 44 montre les évolutions morphologiques pour $N = 80$ en fonctions des évolutions pour $N = 20$. Les déviations sont faibles, aussi adopterons-nous par la suite un pas de temps morphologique de 80 (au lieu de 20 pour la formule de Inglis-Lacey).

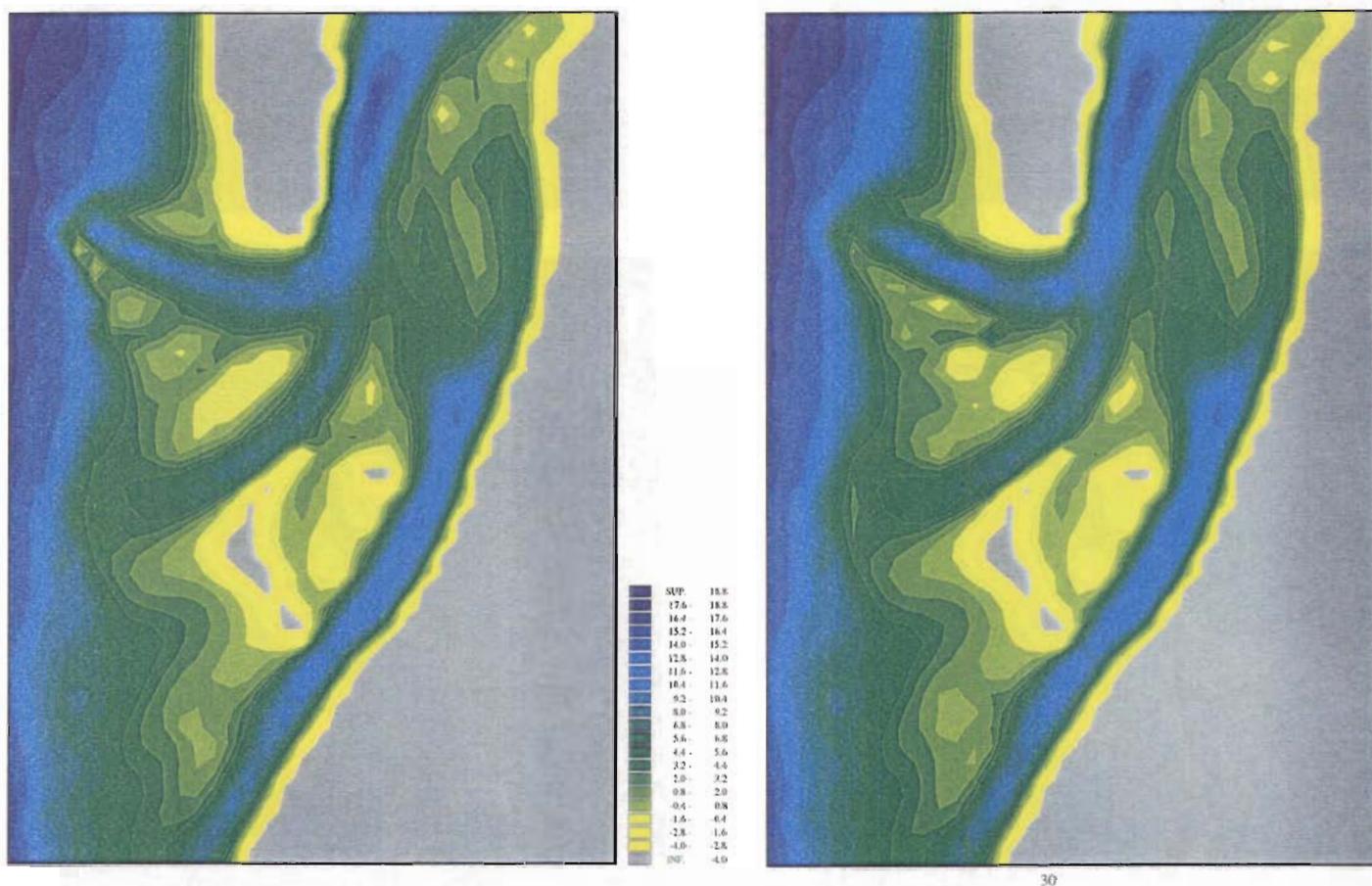


Figure 46 : Topographie a) après 75 pas de temps morphologiques pour la formule de Inglis-Lacey et b) après 50 pas de temps morphologiques pour la formule de Bijker.

L'évolution morphologique en l'absence de houle pour la formule de Bijker est représentée figure 45. On remarque comme avec la formule de Inglis-Lacey l'ouverture vers l'Ouest-Nord-Ouest d'une passe au droit du Cap Ferret et l'allongement du Banc du

Toulinguet vers l'océan. Cet allongement s'accompagne pour la formule de Bijker d'une élévation de ce banc qui affleure donc plus que dans la configuration initiale. La conservation de la quantité de sable est assurée, puisque ce rehaussement du banc va de paire avec un creusement de la passe plus important qu'avec la formule de Inglis-Lacey. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, le chenal de flot du Moulleau ouvre une brèche qui scinde le banc de Bernet en deux parties. L'évolution du Sud du Banc d'Arguin paraît ici assez désordonnée, avec l'engraissement d'un îlot sous-marin tendant à s'individualiser. La figure 46 permet de comparer les topographies simulées avec les formules de Inglis-Lacey et Bijker. Bien que les résultats ne soient pas fondamentalement différents, il est notable que la formule de Bijker produit des résultats beaucoup plus bruités que ceux induits par la formule de Inglis-Lacey. L'introduction de la houle aggravera certainement cette tendance, aussi devons-nous nous attendre à des résultats à l'apparence désordonnée que nous devons filtrer - du moins par la pensée - afin d'en retirer les informations indépendantes des anomalies numériques.

5 - 3 - Fréquence des calculs de houle

Rappelons que nous effectuons les calculs de houle 10 fois par marée, ce qui représente un temps de calcul de 35 à 45 minutes sur une station SPARC 1000E. Une fois les paramètres de houle connus, la simulation d'une marée morphologique allongée représente quant à elle 10 minutes de calcul. La reconduction des calculs de houle après chaque changement de topographie élèverait par conséquent le temps total de calcul pour la simulation d'une marée morphologique à une cinquantaine de minutes, ce qui ne permettrait pas de faire des études ne serait-ce qu'à moyen terme (les simulations du chapitre 4 représentaient 200 à 250 marées morphologiques ... ce qui requerrait donc 7 à 9 jours de calcul). De même que nous avons testé précédemment la sensibilité des résultats à l'allongement de la marée ou à la discrétisation des calculs de houle au cours d'une marée, nous allons évaluer ici l'influence du paramètre NH, nombre de pas de temps morphologiques après lequel les calculs de houle sont itérés. Nous avons comparé les évolutions morphologiques pour NH prenant les valeurs 5, 10 et 20, c'est-à-dire en reconduisant les 10 calculs de houle toutes les 5, 10 ou 20 marées morphologiques. Nous n'avons pas considéré le cas $NH = 1$ pour les raisons de temps de calcul mentionnées plus haut.

Les figures 47 et 48 présentent les résultats de ces tests de sensibilité. Bien que les évolutions morphologiques soient dans l'ensemble respectées, on constate un écart notable entre les résultats avec $NH = 10$ par rapport à $NH = 5$. Cet écart se creuse pour $NH = 20$, avec en particulier l'apparition de points singuliers (résultats après 30 pas de temps morphologiques, figure 47). Les erreurs augmentent avec le temps de calcul comme le montre la figure 48 (résultats après 75 pas de temps morphologiques). Il semble donc que $NH = 20$ soit une limite à ne pas dépasser dans notre cas. Les erreurs induites par cette schématisation demeurent acceptables dans la mesure où la configuration générale des bancs et des passes est respectée pour toutes les simulations, et que notre étude concerne des tendances d'évolution et non des évolutions détaillées. Il est bon de mentionner que cette valeur limite de NH est liée au choix du pas de temps morphologique ($N = 80$ pour la formule de Bijker). En effet, pour un pas de temps morphologique plus petit, les évolutions des fonds après chaque marée allongée seraient moindres, ce qui permettrait par conséquent d'augmenter le paramètre NH.

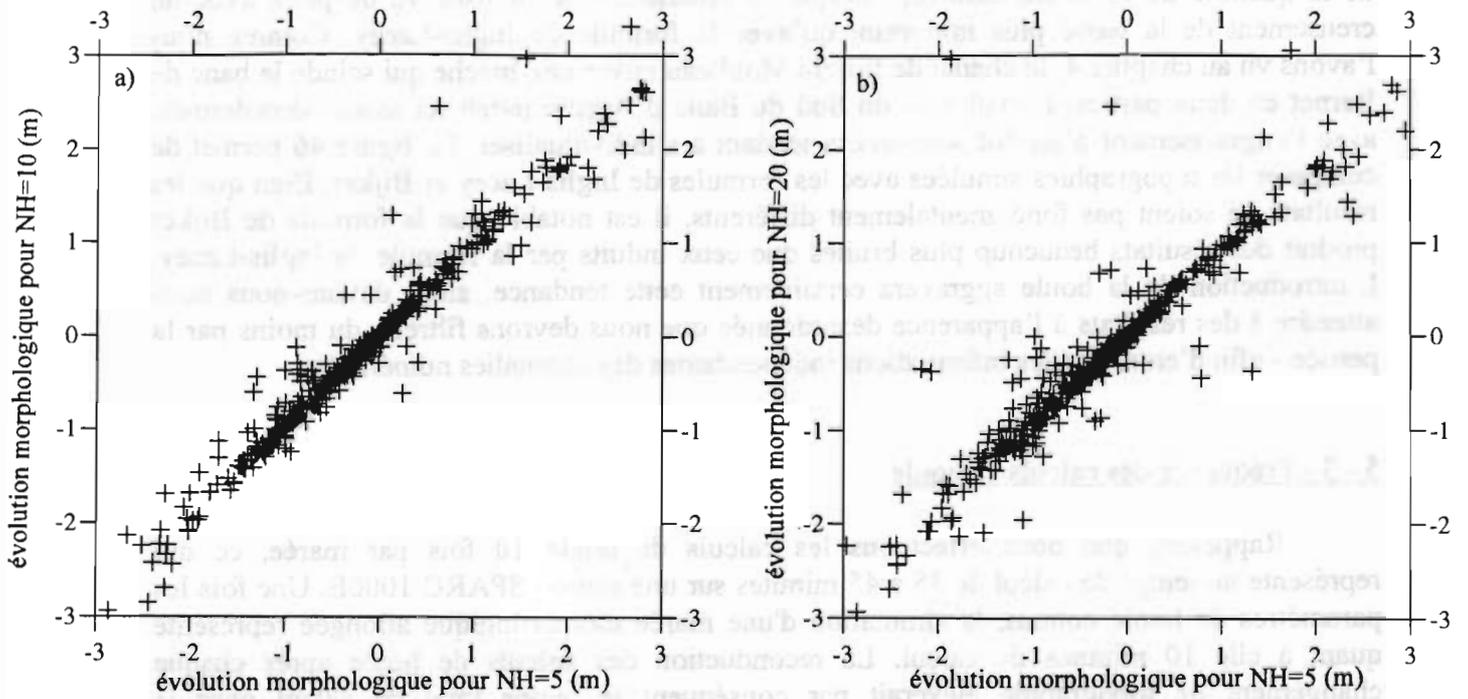


Figure 47 : Evolutions morphologiques après 30 pas de temps morphologiques a) pour $NH = 10$ en fonction de $NH = 5$, b) pour $NH = 20$ en fonction de $NH = 5$.

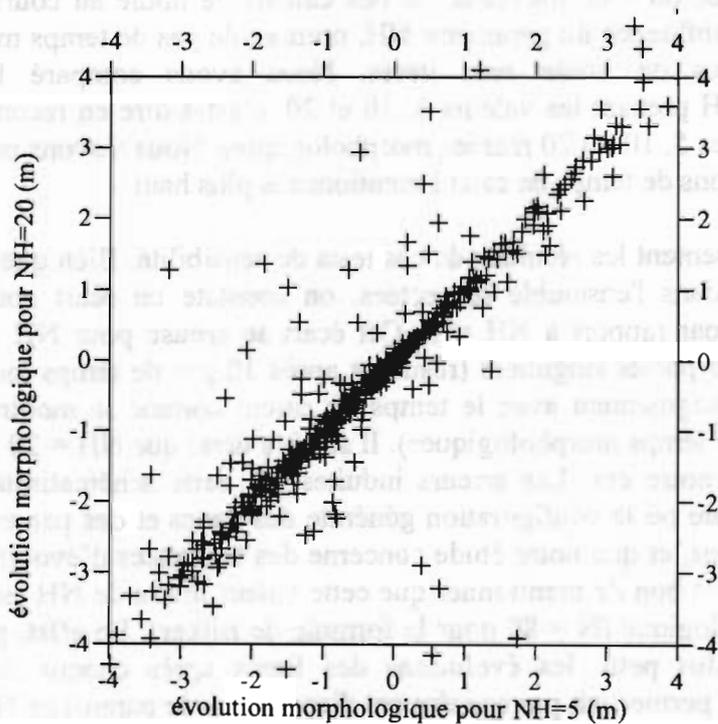


Figure 48 : Evolutions morphologiques après 75 pas de temps morphologiques pour $NH = 20$ en fonction de $NH = 5$.

5 - 4 - Evolution d'une topographie initiale sans passes

Nous avons reconduit l'expérience décrite dans le chapitre 4 afin de simuler l'évolution d'une embouchure de profondeur 3 m initialement uniforme. Les courants de marée seuls creusaient principalement une passe au droit du Cap Ferret tandis qu'une seconde passe se dessinait le long de la côte d'Arcachon, séparée de la première par un important banc de sable.

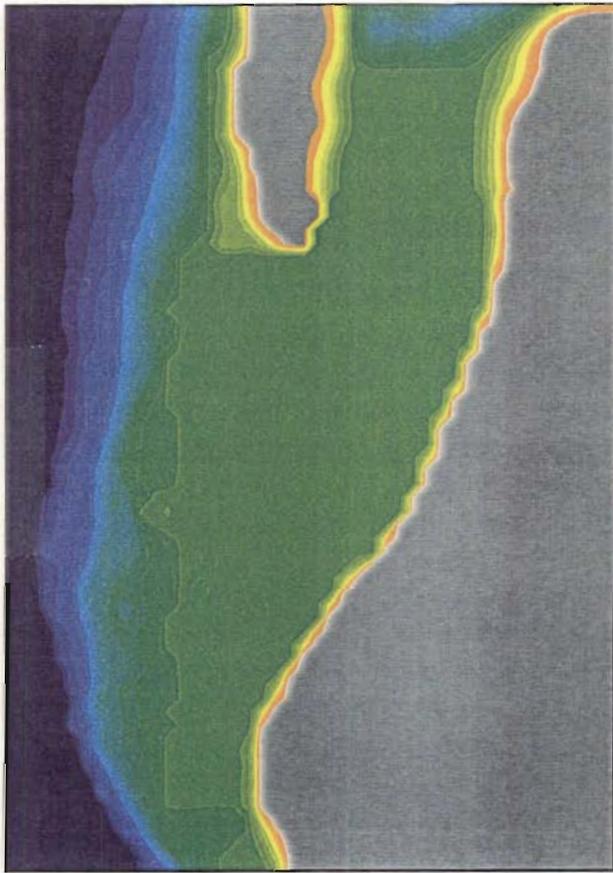
La présente simulation considère une marée représentative de coefficient 90 et une houle d'incidence Nord-Nord-Ouest au large, de hauteur significative 4 m et de période 13 s. L'évolution de la topographie initiale dans ces conditions est représentée figure 49. Elle diffère très nettement des résultats de la situation sans houle. On retrouve nombre de caractéristiques de la situation actuelle ou de situations observées par le passé. La plus remarquable est la création d'une passe Sud dominante qui longe la côte d'Arcachon à partir du Pyla. On note également une petite brèche de cette passe dominée par le flot, qui remonte vers le Nord à la latitude du Cap Ferret, et la création d'un banc un peu au Sud du Moulleau, qui rappelle fortement l'actuel banc de Bernet. La passe Sud est limitée à l'Ouest par un grand banc de forme allongée dont l'extrémité Sud se scinde en petits îlots qui migrent vers le Sud, ce qui correspond aux évolutions observées par le passé (Banc de Pinot par exemple, qui vient se coller à la côte à la Salie). La région située entre la Flèche du Cap Ferret et le grand banc (peut-on l'appeler Banc d'Arguin?) est encombrée de petits bancs qui empêchent l'ouverture d'une seconde passe en cet endroit. La progression de ces bancs vers l'Est à l'emplacement de l'actuel Banc du Toulinguet résulte des conditions de houle que nous avons imposées, qui dominant certainement plus les courants de marée que lors de la situation moyenne réelle.

Nous remarquons une fois encore que les résultats ne sont pas exempts de bruit. En particulier, l'action de la houle sur les bancs situés au Sud du Cap Ferret est sans aucun doute mal représentée pour de multiples raisons que nous avons citées au cours de ce chapitre et sur lesquelles nous reviendrons dans la conclusion. Il demeure néanmoins très intéressant de constater que les actions combinées de la houle et du courant suffisent à modeler une passe et un système de bancs comparables à ceux que nous connaissons aujourd'hui. Ce résultat obtenu avec une houle moyenne de 4 m montre par ailleurs que le transport par les courants de marée est certainement surestimé par rapport au transport dû à la houle. En effet, si on considérait une houle comme la houle représentative déterminée au chapitre 5, la configuration de la région des passes serait demeurée dominée par la marée. La configuration que nous avons obtenue par cette simulation est en revanche réaliste, tandis qu'il est peu probable qu'elle résulte dans la nature d'une houle de moyenne annuelle de 4 m.

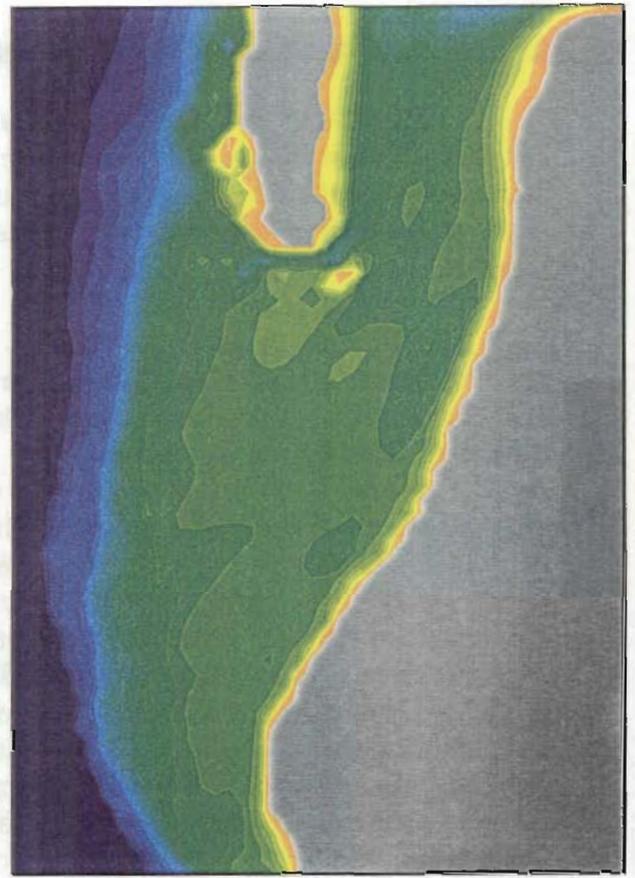
5 - 5 - Simulations à moyen terme pour le Bassin d'Arcachon

5 - 5 - 1 - Description des résultats

Les conditions de houle et de marée utilisées pour la topographie initiale sans passes semblent représenter correctement l'influence relative des deux processus. Nous utiliserons donc ces mêmes conditions pour la simulation appliquée à la topographie initiale. Les résultats sont présentés figure 50. Comme nous l'avons entrevu précédemment, la topographie résultant de la superposition de la houle et de la marée présente de nombreuses irrégularités non significatives. Nous ne commenterons que les phénomènes qui paraissent les plus représentatifs.



100



150



Figure 49 : Evolution morphologique d'une embouchure initialement sans passes pour une marée de coefficient 90, et une houle de hauteur $H_s = 4$ m, de période 13 s et d'incidence Nord-Nord-Ouest.

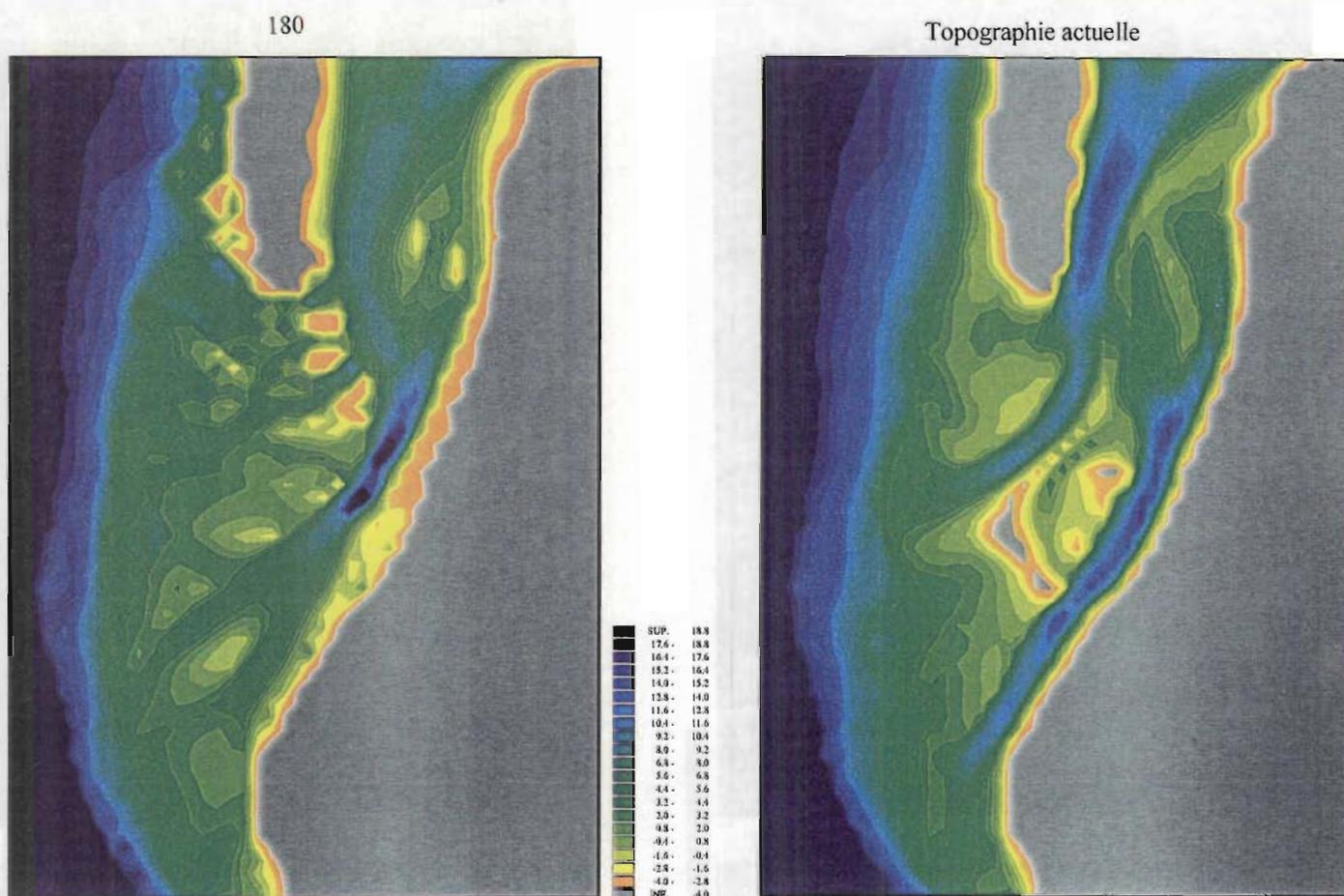


Figure 49 (cont.)

L'effet de la houle n'empêche pas lors de cette simulation l'ouverture d'une passe au droit du Cap Ferret ; on constate en revanche des apports de sable importants venant s'accumuler sur l'extrémité Sud-Ouest de la Flèche. La nouvelle passe est flanquée de bancs de sable au Sud à l'aspect irrégulier. Le banc d'Arguin s'allonge et s'amincit tandis que sa cote maximale atteint 3 m au-dessus du zéro. On distingue le long de sa face Nord-Ouest une petite déviation de la passe ouverte au Nord.

L'actuelle passe Nord ne subit pas de modification dans sa morphologie, mais le Banc d'Arguin est remodelé de manière importante par la présence de la houle : son extrémité Nord-Est s'engraisse et s'individualise, et le corps du banc prend une orientation Nord-Sud (et non plus Nord-Ouest Sud-Est). Sa rive la plus occidentale est érodée, et la dérive littorale vient alimenter la partie extrême Sud. L'ancienne pointe Sud du Banc d'Arguin s'est elle détachée et migre vers le Sud en s'engraissant. La dérive littorale se manifeste par ailleurs par la migration de nombreux petites cellules sableuses au large du delta de jusant.

L'action de la houle ne se fait quasiment pas ressentir dans les passes internes où l'évolution est comparable à celle que nous avons décrite en l'absence de houle.

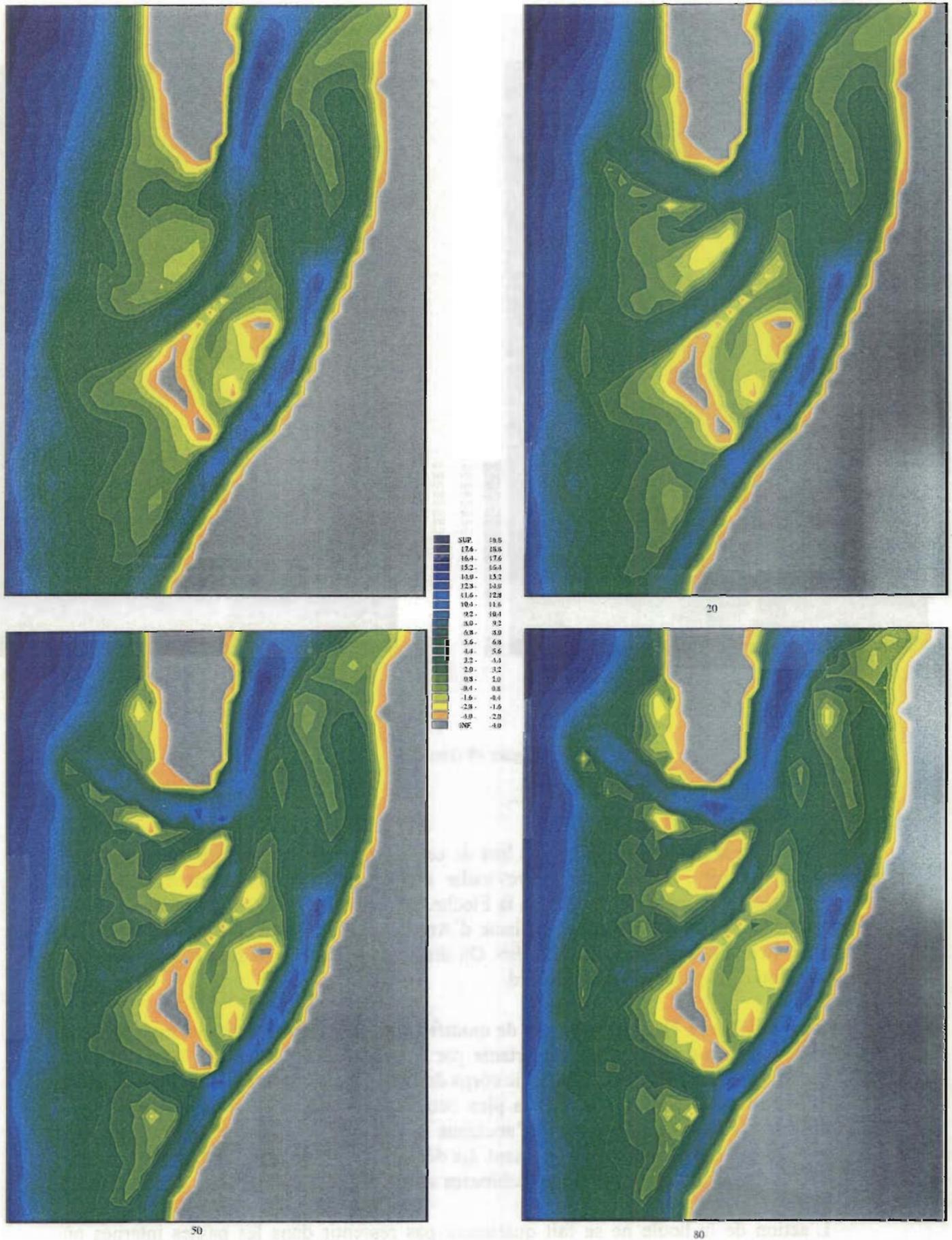


Figure 50 : Topographie initiale et évolution morphologique de la zone des passes après 20, 50, 80, 100 et 150 pas de temps morphologiques

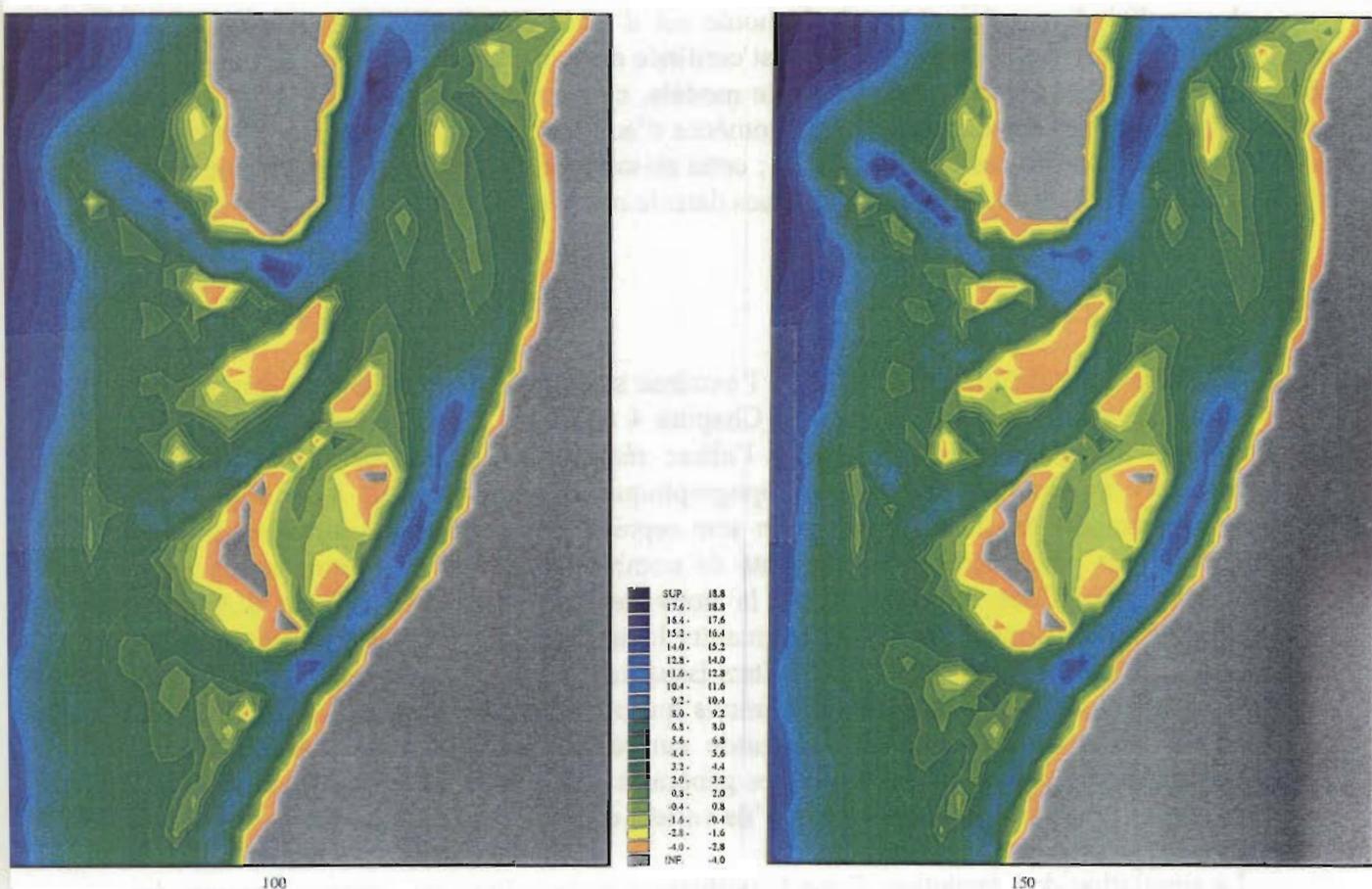


Figure 50 (cont.)

L'accumulation d'irrégularités numériques empêche de poursuivre cette simulation au-delà de 150 pas de temps morphologiques.

5 - 5 - 2 - Commentaires

Ces résultats mettent en lumière les approximations que nous avons effectuées dans le développement du modèle. L'une des plus manifestes est l'absence de représentation de l'érosion due à la houle perpendiculairement à la côte (« cross-shore modelling ») : la houle est ici représentée comme un phénomène bi-dimensionnel qui engendre un courant littoral parallèle à la côte, et qui n'est donc susceptible d'éroder les bancs ou les côtes qu'elle aborde que par des phénomènes d'érosion latérale par le courant. Or nous avons précédemment remarqué (Chapitre 4) que le modèle ne rendait pas compte de manière satisfaisante de ces phénomènes érosifs, puisque le creusement d'une passe au droit du Cap Ferret en l'absence de houle ne s'accompagnait pas d'un recul de la Flèche. Or dans la nature, la Flèche tend à s'éroder sous l'action des courants (et bien sûr de la houle de manière plus violente lors des tempêtes). Il est par ailleurs certain que l'action « directe » de la houle sur les bancs du delta de jusant, et non par l'intermédiaire du courant de dérive littorale, domine dans la nature, particulièrement lors des tempêtes.

La qualité de représentation de la houle est d'autre part limitée par la taille de la maille : nous savons que la dérive littorale est confinée dans une bande de 500 m le long de la côte, soit sur une largeur de 2 mailles sur le modèle, ce qui est insuffisant. La situation est plus critique encore si on considère les phénomènes d'action directe de la houle sur des bancs dont la largeur n'excède pas 3 ou 4 mailles ; cette raison justifie à elle seule le fait que nous n'ayions pas tenté d'introduire ces phénomènes dans le modèle.

5 - 6 - Conclusion

Une remarque préliminaire concerne l'extrême sensibilité du modèle à la formule de transport utilisée : alors que les résultats du Chapitre 4 (Formule de Inglis-Lacey) présentent des évolutions topographiques régulières à l'allure réaliste, la formule de Bijker induit à moyen terme de nombreuses irrégularités topographiques ne correspondant à aucune réalité physique. Les grandes tendances d'évolution sont représentées de manière comparable pour ces deux formules, mais nous avons constaté de nombreuses différences entre autres pour l'ouverture ou non d'une ramification de la nouvelle passe longeant le banc d'Arguin. L'utilisation d'autres formules ne fait qu'augmenter le nombre d'évolutions « possibles ». Par ailleurs, une petite divergence entre les résultats issus de 2 formules après un nombre de pas de temps donné induit par la suite des évolutions qui peuvent être extrêmement différentes. Cette première observation nous met en garde contre une interprétation « absolue » des résultats : nous commentons ici les tendances générales d'évolution simulées par le modèle, les détails ne peuvent être significatifs puisqu'ils varient d'une formule à l'autre.

La simulation de l'évolution d'une hypothétique embouchure sans passes a permis de reconstituer la formation d'une passe et d'un système de bancs de morphologie dans l'ensemble comparable aux situations observées au cours des 200 dernières années. Le modèle reproduit en particulier la dérive générale des bancs vers le Sud, bancs qui semblent venir se coller à la côte au niveau de la Salie après leur traversée du delta de jusant. La passe (correspondant à une passe Sud) s'allonge tandis que la houle accumule de petites cellules sableuses de forme irrégulière au Sud du Cap Ferret. Nous n'avons pas pu reproduire l'ouverture d'une passe dite Nord : un tel phénomène s'apparente à l'ouverture d'une brèche à la suite de conditions météorologiques extrêmes (voir le chapitre 3) et ne peut dans ce cas être représenté à partir de conditions moyennes.

Les mêmes conditions de houle et de marée ont ensuite été appliquées à la topographie actuelle. Les résultats d'évolution sont moins spectaculaires que ceux obtenus à partir d'une embouchure sans passes : la complexité de la bathymétrie initiale est une sévère limitation à une représentation fidèle de la houle en particulier. Le modèle prédit comme en l'absence de houle l'ouverture d'une passe au Sud du Cap Ferret, la houle étant responsable de l'accumulation de sédiments au Nord de cette passe. Les actuelles passes Nord et Sud subissent peu de modifications, mais les bancs du Toulinguet et d'Arguin sont amplement remaniés. On observe par ailleurs la migration continue de petits bancs vers le Sud.

On peut en conclure que le modèle reproduit les phénomènes pris en compte lors de son élaboration : la houle est à l'origine d'une dérive littorale qui se manifeste par la migration des bancs de l'extrémité océanique du delta de jusant. Les approximations du modèle HISWA (particulièrement houle linéaire inapte à reproduire le transport dans la direction de propagation et absence de diffraction) combinées à une maille de 250 m ne

permettent pas de reproduire l'érosion frontale des bancs par la houle, principale responsable de leur remaniement.

D'autre part, l'observation de situations extrêmes à Arcachon montre bien que ce sont les tempêtes qui jouent un rôle déterminant dans l'évolution morphologique des passes : en présence de conditions moyennes, la situation est globalement en équilibre ; la migration régulière des chenaux ne représente que peu de changements en comparaison de l'ampleur des bouleversements consécutifs au mauvais temps.

Une dernière remarque concerne la calibration des résultats que nous avons obtenus dans ce chapitre : il ne semble pas que l'influence de la houle soit trop prise en compte par rapport à celle de la marée dans les simulations précédentes. Or nous avons considéré une houle « moyenne » de hauteur significative 4 m pour une marée de coefficient 90. La formule de Bijker étant uniquement fonction de la contrainte sur le fond, de la vitesse du courant et de la granulométrie, plusieurs arguments peuvent justifier ce déséquilibre consistant à utiliser des conditions de houle beaucoup plus fortes qu'en nature :

- le modèle peut tout d'abord sous-estimer les courants littoraux induits par la houle (à cause d'un frottement trop fort ou d'une mauvaise représentation de la houle), ce qui conduirait à une sous-estimation du transport dû à la houle. Néanmoins, nous avons vérifié dans le chapitre 5 que la « houle représentative » initiait une dérive littorale conforme à la dérive mesurée. Il semblerait donc que les courants de dérive soient correctement représentés ;
- la granulométrie au large du delta de jusant est plus fine que celle des passes, et le sédiment y est alors mis en suspension plus facilement. L'hypothèse de granulométrie uniforme participe alors à une représentation erronée du transport ;
- la présence de rides est un phénomène important vis-à-vis de la mise en suspension des sédiments. Or nous avons considéré un fond uniformément ridé. Dans les passes, la force des courants est certainement responsable de la disparition des rides du moins durant le plus fort des courants de flot et de jusant. La diminution de la rugosité peut ainsi contribuer dans les passes à un transport plus faible que celui que nous simulons.

Dans ces conditions, il nous est impossible de calibrer les résultats, c'est-à-dire de déterminer à quelle durée correspond un pas de temps morphologique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES CHAPITRE 6

- Bagnold, R.A., 1963, Mechanics of marine sedimentation, in : The Sea, Vol. 3, pp. 507-528, M.N. Hill (ed.), Interscience, New York
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Bedload Model for a Plane Sloping Beach : Local Transport, Journal of Geophysical Research, Vol. 86, N° C3, pp. 2035-2043
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Total Load Sediment Transport Model for a Plane Sloping Beach, Journal of Geophysical Research, Vol. 86, N° C11, pp. 10938-10954
- Bailard, J.A., 1984, A simplified Model for Longshore Sediment Transport, Proceeding of IXth Coastal Engineering Conference, Houston, ASCE ed., NY, pp. 1454-1470
- Bijker, E.W., 1967, Some considerations about scales for coastal models with movable beds, Publ. 50, Delft Hydraulics Lab., 142 pages
- Bijker, E.W., 1971, Longshore transport calculations, Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, ASCE, Vol. 97, WW4, pp. 687-701
- Bijker, E.W., 1992, Mechanics of sediment transport by the combination of waves and current, in : Design & reliability of Coastal Structures, Venice, 1992, pp. 147-173
- Briand, M.H.G., Kamphuis, J.W., 1993, Sediment transport in the surf zone : a quasi 3D model, Journal of Coastal Engineering, Vol. 20, pp. 135-156
- Christoffersen, J.B. Jonsson, I.G., 1985, Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion, Ocean Engineering, Vol. 12(5), pp. 387-423
- Davies, A.G., Soulsby, R.L., King, H.L., 1988, A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer, Journal of Geophysical Research, Vol. 93, N° C1, pp. 491-508
- Davies, A.G., 1990, A model of the vertical structure of the wave and current boundary layer, in : Modeling Marine Systems, A.M. Davies (eds.), Vol. 2, CRC Press, pp. 263-297
- Davies, A.G., Lawrence, J., 1995, Modeling the effect of wave-current interaction on the three-dimensional wind-driven circulation of the Eastern Irish Sea, Journal of Physical Oceanography, Vol. 25, pp. 29-45
- De Vriend, H.J., 1994, Two-dimensional horizontal and weakly three-dimensional models of sediment transport due to waves and currents, In : M.B. Abbott and W.A. Price (Editors), Coastal, Estuarial and Harbour Engineers' Reference Book, E & FN. Spon, London, pp. 215-238.
- Deigaard, R., Fredsoe, J., Hedegaard, I., 1986, Suspended sediment in the surf zone, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, 112(1), pp. 115-128
- Fredsoe, J., 1984, The turbulent boundary layer in wave-current motion, ASXE, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 110, N° 8, pp. 1103-1120

- Fredsoe, J., 1993, Modelling of non-cohesive sediment transport processes in the marine environment, Coastal Engineering, Vol. 21, pp. 71-103
- Frijlink, H.C., 1952, Discussion on the sediment transport formulas of Kalinski, Einstein and Meyer-Peter and Müller in relation to recent sediment transport measurements in Dutch rivers, 2ème Journal Hydraulique, Société hydraulique de France, Grenoble, pp. 98-103
- Grant, W.D., Madsen, O.S., 1979, Combined wave and current interaction with a rough bottom, Journal of Geophysical Research, Vol. 84, N° C4
- Grant, W.D., Madsen, O.S., 1982, Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow, Journal of Geophysical Research, Vol. 87, N° C1, pp. 469-481
- Grass, A.J., 1981, Sediment transport by waves and currents, Report N° FL29, SERC London Centre Marine Technology, London, UK
- Huynh-Thanh, S., Temperville, A., 1991, A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction, in : R.L. Soulsby and R. Bettess (eds.), Sand transport in rivers, estuaries and the sea, Balkema, Rotterdam, pp. 93-100
- Jonsson, I.G., 1966, Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th International Conference on Coastal Engineering, Tokkio, Vol. 1, Ch. 10, pp. 127-148
- Kamphuis, J.W., 1992, Computation of coastal morphology, in Design & reliability of Coastal Structures, Venice, 1992
- Longuet-Higgins, M.S., Stewart R.W., 1964, Radiation stresses in water waves, a physical discussion with applications, Deep-sea Research, Vol. 11, pp. 529-562
- Madsen, O.S., Grant, W.D., 1976, Quantitative description of sediment transport, Proceedings 15th Coastal Engineering Conference, pp. 1093-1112
- Malarkey, J. Davies, A.G., 1995, The effect of time variation in the eddy viscosity in wave-current interaction model, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, September 1995, Gdansk
- Myrhaug, J., Slaattelid, O.H., 1990, A rational approach to wave-current friction coefficient for rough, smooth and transitional turbulent flow, Coastal Engineering, N° 14, pp. 265-293
- Nielsen, P., 1988, Three simple models of wave sediment transport, Coastal Engineering, Vol. 12, pp. 43-62
- O'Connor, B.A., Yoo, 1988, Mean bed friction of combined wave/current flow, Coastal Engineering, N° 12, pp. 1-21
- Ohnaka, S., Watanabe, A., 1990, Modelling of wave-current interaction and beach change, Proceedings 22nd ICCE, Delft, pp. 2443-2456
- Péchon, P., 1988, Comparison of a numerical model for longshore sediment transport with measurements, Computer Modelling in Ocean Engineering, Schrefler & Zienkiewicz, Balkema, Rotterdam

- Signell, R.P., Beardsley, R.C., Graber, H.C., Capotondi, A., 1990, Effect of wave-current interaction on wind-driven circulation in narrow, shallow embayments, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 95, N° C6, pp. 9671-9678
- Simons, R.R., Grass, A.J., Mansour Tehrani, M., Saleh, W.M., MacIver, R.D., 1995, Wave-current bottom shear stress task force, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995
- Soulsby, R.L., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R.R., Thomas, G.P., 1993, Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer, *Coastal Engineering*, N° 21(1-3), pp. 41-69
- Soulsby, R.L., 1995, The « Bailard » sediment transport formula : comparison with data and models, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995
- Soulsby, R.L., 1995, Bed shear stress due to combined waves and currents, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995
- Steijn, R.C., Hartsuiker, G., 1992, Morphodynamic response of a tidal inlet after a reduction in basin area, Delft Hydraulics, Coastal Genesis report. H840.'0, 75 pp.
- Swart, D.H., 1974, Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles, Delft hydraulics lab., Publ. 131
- Tanaka, H., Shuto, N., 1981, Friction coefficient for a wave-current coexistent system, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 24, pp. 105-128
- Tanaka, H., Shuto, N., 1984, Friction laws and flow regimes under wave and current motion, *Journal of Hydraulic Research*, N° 22, pp. 246-261
- Van Kesteren, W.G.M., Bakker, W.T., 1984, Near Bottom velocity in waves with a current, analytical and numerical computations, Proceedings 19th International Conference on Coastal Engineering, Houston, TX, ASCE, pp. 1161-1177
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part I : Bed Load transport, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, N° 10, pp. 1431-1456
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part II : Suspended load transport, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, N° 11, pp. 1613-1641
- Van Rijn, L.C., Meijer, K., 1988, 3-D mathematical modelling of suspended sediment transport in currents and waves, IAHR Symposium, Copenhagen, pp. 89-99
- Van Rijn, L.C., 1989, Handbook Sediment transport by currents and waves, Delft Hydraulics, Rept. H461
- Wang, Z.B., 1992, Theoretical analysis on depth-integrated modelling of suspended sediment transport, *Journal of Hydrological Research*, Vol. 30, N° 3
- Wang, Z.B., Louters, T., De Vriend, H.J., 1995, Morphodynamic modelling for a tidal inlet in the Wadden Sea, *Marine Geology*, Vol. 126, pp. 289-300

- Watanabe, A., 1982, Numerical models of nearshore currents and beach deformation, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 25, pp. 147-161
- Watanabe, A., Maruyuma, K., Shimizu, T., Sakakiyama, T., 1986, Numerical prediction model of three-dimensional beach deformation around a structure, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 29
- Yoo, D., 1989, Explicit modelling of bottom friction in combined wave-current flow, *Coastal Engineering*, Vol. 13, pp. 325-340
- Zyserman, J.A., Hedegaard, I.B., Fredsoe, J., Deigaard, R., 1991, Requirements to a sediment transport model for morphological modelling, in *Computer Modeling in Ocean Engineering*, Arcilla et al. eds, 1991, Balkema, Rotterdam

CONCLUSION

CONCLUSION

Cette étude décrit le développement d'un modèle morphodynamique destiné à représenter les évolutions morphologiques de la zone des passes du Bassin d'Arcachon. La région d'étude présente une topographie complexe dont les configurations changent au cours du temps, à l'échelle d'une dizaine d'année. Le modèle nous a permis d'identifier les processus responsables de ces modifications. Ses limitations ne permettent pas une description détaillée de tous les mécanismes - en particulier de ceux liés à la houle ; mais l'analyse des résultats en l'absence de prise en compte de ces phénomènes permet de mettre à jour leur importance.

Le modèle morphodynamique est constitué de 3 modules principaux : un module hydrodynamique qui fournit les courants de marée et de houle - lorsque le forçage par la houle est pris en compte -, un module de transport sédimentaire et un module de changement de topographie. Afin d'effectuer des simulations à moyen terme, un effort particulier a été porté à la détermination de conditions représentatives de houle et de marée d'une part, et au choix de techniques permettant d'étendre les résultats des calculs sur une marée à plusieurs marées consécutives d'autre part.

Une première version du modèle ne considère que l'influence de la marée, et la seconde lui superpose l'influence de la houle. Les calculs de houle sont dans ce cas effectués à l'aide du logiciel HISWA, et les effets de la houle sur l'hydrodynamique ont été soigneusement représentés. Les deux versions du modèle ont été appliquées à la configuration actuelle des passes et à une configuration hypothétique d'une embouchure de profondeur uniforme sans passes. Les conclusions en sont les suivantes :

Configuration initiale sans passes

En l'absence de houle, une passe se creuse le long de la rive orientale du Cap Ferret puis s'oriente vers le Sud-Ouest. La formation de cette passe s'accompagne de celle d'un banc de sable de dimensions comparables à celles de l'actuel Banc d'Arguin. L'esquisse d'une seconde passe longeant la côte d'Arcachon se dessine, limitée à l'Ouest par une élévation des fonds (qu'on ne peut encore appeler un banc au stade de calcul auquel nous sommes parvenus). L'absence de dérive des bancs et la localisation de la passe qui s'est ouverte montrent, s'il le fallait encore, qu'il est indispensable d'introduire la houle dans le modèle.

L'évolution de la même configuration initiale simulée par le modèle comprenant la houle présente des résultats beaucoup plus réalistes : une passe se creuse comme auparavant à l'actuel emplacement du chenal du Ferret, puis est déviée par les bancs introduits dans la zone des passes. La passe poursuit son cheminement le long de la côte d'Arcachon à l'emplacement de l'actuel chenal du Pyla, bordée par un long banc qui rappelle le Banc d'Arguin. Le Sud de la Flèche du Cap Ferret est quant à lui encombré de bancs de sable empêchant dans des conditions météorologiques moyennes l'ouverture d'une passe en cet endroit. On observe par ailleurs une dérive générale des bancs vers le Sud, et la tendance de ces bancs à venir s'accrocher à la côte au niveau de La Salie. Cette simulation représente remarquablement la plupart des processus régissant l'évolution des passes, à l'exception de l'ouverture d'une nouvelle passe. Sans doute faudrait-il poursuivre le calcul et utiliser une meilleure résolution afin de représenter dans le détail les mouvements des bancs au droit du Cap Ferret.

Configuration initiale de 1993

Les deux mêmes versions du modèle ont été ensuite appliquées à la topographie de 1993. En l'absence de houle, les forts courants présents à l'extrémité du Cap Ferret sont responsables du creusement d'une passe qui contourne la flèche pour s'orienter vers le Nord-Ouest. Le Banc du Toulinguet s'étend vers l'océan. Les modifications des passes internes et des passes existantes sont mineures.

En présence de houle, le creusement de la passe au droit du Cap Ferret est ralenti, mais la houle se manifeste surtout par l'accumulation de bancs de sable au Nord de cette passe et l'engraissement des bancs existants. Cet engraissement s'accompagne d'une déformation et d'un allongement pour le Banc du Toulinguet tandis que le Banc d'Arguin se divise en trois cellules. On observe également la migration de bancs de sable le long de l'extrémité océanique du delta de jusant.

Les résultats obtenus à partir de la configuration de 1993 sont particulièrement bruités : de nombreuses irrégularités confèrent à la topographie une allure irréaliste. Les instabilités numériques dont elles découlent sont beaucoup moins développées lors des simulations à partir d'une topographie initiale uniforme ; nous pouvons en conclure que le modèle est très sensible à la complexité de la topographie.

L'évolution simulée à partir de la situation de 1993 peut décevoir comparée à celle simulée sans les passes. Elle révèle les limitations du modèle liées aux hypothèses nécessaires à son développement. Rappelons ici les plus sévères pour une représentation correcte des évolutions morphologiques :

- nous avons considéré une granulométrie uniforme. Or les fonds des passes sont recouverts de sédiments de composition extrêmement étendue, avec en particulier des zones de galets, de graviers, ou même par endroits un substrat rocheux. L'introduction dans le modèle de zones de galets non-érodables a permis de palier quelque peu à l'inconvénient de l'utilisation d'une granulométrie uniforme ; toutefois, le transport calculé n'est représentatif de la réalité que dans les zones où la granulométrie égale celle que nous avons considérée.
- le module de transport utilise des formules locales. Or une représentation plus détaillée du transport - en particulier en suspension - requiert une prise en compte des effets de relaxation. Une amélioration certaine du modèle consisterait à utiliser une représentation quasi-3D du transport.
- nombre d'approximations concernent la représentation de la houle. En particulier, nous n'avons pas représenté son asymétrie. Le transport dans la direction de propagation n'a par conséquent pas été pris en compte. Or c'est le principal responsable de l'évolution des bancs, particulièrement lors des tempêtes. L'influence de la houle dans le modèle est donc uniquement représentée par la dérive littorale, traduites sur la morphologie par la migration des bancs.
- si la taille des mailles convient à une représentation correcte de l'hydrodynamique en présence de marée seule, elle devient extrêmement limitante lorsqu'il s'agit d'étudier les processus liés à la houle : le déferlement, l'érosion des bancs, même la dérive littorale sont des phénomènes d'échelle trop petite pour être convenablement représentés par une maille de 250 m.

- enfin, nous avons simulé des évolutions morphologiques correspondant à des conditions de houle et de marée moyennes. L'importance de l'alternance de périodes de calme et de tempêtes a déjà été mentionnée dans la littérature et est bien connue des riverains des passes : les fortes tempêtes induisent des modifications topographiques parfois irréversibles que ne peut représenter un modèle morphodynamique à long terme. Nous sommes effectivement limités aujourd'hui par la capacité de calcul. La représentation d'une tempête requiert un tout autre modèle que celui que nous avons développé, avec une maille plus petite et certainement une représentation quasi-tridimensionnelle, si ce n'est tridimensionnelle. En aucun cas un modèle de ce type ne pourrait s'appliquer à des simulations à long terme.

Il serait profitable de poursuivre le développement de ce modèle afin de permettre une représentation plus fine de l'évolution morphologique des passes à moyen terme. Toutefois les modèles de processus ne sont peut-être pas les mieux adaptés à l'étude à plus long terme d'une embouchure tidale. La représentation affinée qu'ils requièrent pour présenter des résultats valides à long terme exige des capacités numériques au-delà de celles dont nous disposons à l'heure actuelle. Par ailleurs, est-il nécessaire de reproduire avec tant de détails l'intégralité des mécanismes lorsqu'on s'intéresse à une évolution morphologique à l'échelle du siècle? Particulièrement pour les embouchures tidales au comportement extrêmement complexe, les modèles semi-empiriques semblent constituer la solution d'avenir pour les simulations morphodynamiques à long terme.

BIBLIOGRAPHIE

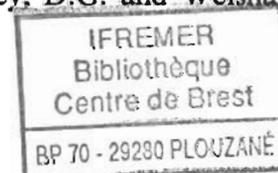
- Andersen, O.H., Hedegaard, I.B., Deigaard, R., de Girolamo, P., Madsen, P., 1991, Model for morphological changes under waves and current, Preprints IAHR, Symposium Suspended Sediment Transport, Florence, Italy, pp. 327-338
- Aubrey, D.G., and Gaines, A.G., Jr., 1982, Rapid formation and degradation of barrier spits in areas with low rates of littoral drift, *Marine Geology*, Vol.49, pp. 257-277
- Aubrey, D.G., Speer, P.E., 1984, Updrift migration of tidal inlets, *Journal of Geology*, Vol. 92, pp. 531-545
- Babin, P., 1990. Morphologie, sédimentologie et processus dynamiques des passes intérieures du Bassin d'Arcachon : Un exemple d'évolution cyclique d'une communication lagune/océan, Thèse de l'Université de Bordeaux I, 308 pages
- Bagnold, R.A., 1963, Mechanics of marine sedimentation, in : *The Sea*, Vol. 3, pp. 507-528, M.N. Hill (ed.), Interscience, New York
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Bedload Model for a Plane Sloping Beach : Local Transport, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 86, N° C3, pp. 2035-2043
- Bailard, J.A., 1981, An Energetics Total Load Sediment Transport Model for a Plane Sloping Beach, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 86, N° C11, pp. 10938-10954
- Bailard, J.A., 1982, Modelling on-offshore sediment transport in the surf-zone, ICCE, Proceedings 18th Conference, Capetown, pp. 1419-1438
- Bailard, J.A., 1984, A simplified Model for Longshore Sediment Transport, Proceeding of IXth Coastal Engineering Conference, Houston, ASCE ed., NY, pp. 1454-1470
- Bakker, W.T., De Vriend, H.J., 1995, Resonance and morphological stability of tidal basins, *Marine Geology*, Vol. 126, pp. 5-18
- Battjes, J.A., 1974, Surf Similarity, ICCE, Copenhagen, pp. 466-479
- Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M., 1979, Energy loss and set-up due to breaking and random waves, in : Proc. 16th International Coastal Engineering Conference, Hamburg, ASCE, New York, pp. 569-587
- Benqué, J.-P., Hauguel, A., Viollet, P.-L., 1982, Engineering applications of computational hydraulics, edited by Abott, M.B. and Cunge, J.A., Pitman Advanced Publishing Program
- Berkhoff, J.C.W., 1972, Computation of combined refraction-diffraction, Proceedings 13th International Conference of Coastal Engineering, ASCE, Vancouver, pp. 471-490
- Bijker, E.W., 1967, Some considerations about scales for coastal models with moveable beds, Publ. 50, Delft Hydraulics Lab., 142 pages
- Bijker, E.W., 1971, Longshore transport calculations, *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, ASCE, Vol. 97, WW4, pp. 687-701

- Bijker, E.W., Van Hijum, E., Vellinga, P., 1976, Sand transport by waves, in : Proceedings 15th Coastal Engineering Conference, Honolulu, HI. ASCE, Vol. 2, pp. 1149-1167
- Bijker, E.W., 1992, Mechanics of sediment transport by the combination of waves and current, in : Design & reliability of Coastal Structures, Venice, 1992, pp. 147-173
- Bondzie, C., Panchang, V.G., 1993, Effects of bathymetric complexities and wind generation in a Coastal Wave Propagation Model, Coastal Engineering, Vol. 21, pp. 333-366
- Booij, N., Holthuijsen, L.H., de Lange, P.H.M., 1992, The Penetration of Short-Crested Waves Through a Gap, Proc. ICCE, 1992, Venice, pp. 1044-1052
- Boon, J.D., Byrne, R.J., 1981, On basin hypsometry and the morphodynamic response of coastal inlet systems, Marine Geology, Vol. 40, pp. 27-48
- Bouchet, J.M., 1968, Etude océanographique des chenaux du Bassin d'Arcachon, Thèse d'Etat, Faculté des sciences de l'Université de Bordeaux, N° 212, T1
- Bouchet, J.M., 1974, Evolution, hydrologie, écologie du Bassin d'Arcachon, in Bulletin I.G.B.A., n°15, pp. 15-30
- Bouchet, J.M., 1990, Evolution du Bassin d'Arcachon et des conditions de navigation, Actes de Colloque, Société historique d'Arcachon, pp. 69-81
- Bouws, E., Battjes, J.A., 1982, A Monte Carlo approach to the computation of refraction of water waves, Journal of Geophysical Research, Vol. 87, pp. 5718-5722
- Bowen, A.J., 1969, The generation of longshore currents on a plane beach, Journal of Marine Research, N° 27, pp. 206-215
- Bowen, A.J., 1969, Rip currents I, Theoretical investigations, Journal of Geophysical Research, Vol. 74, pp. 5467-5478
- Bowen, A.J., Inman, D.L., 1969, Rip currents II, Laboratory and field observations, Journal of Geophysical Research, Vol. 74, pp. 5479-5490
- Briand, M.H.G., Kamphuis, J.W., 1993, Waves and currents on natural beaches : a quasi 3D model, Journal of Coastal Engineering, Vol. 20, pp. 101-134
- Briand, M.H.G., Kamphuis, J.W., 1993, Sediment transport in the surf zone : a quasi 3D model, Journal of Coastal Engineering, Vol. 20, pp. 135-156
- Brown, E. L., 1928, Inlets on sandy coasts, Proceedings American Society of Civil Engineers, Vol. 54, pp. 505-553
- Bruun, P., Gerritsen, F., 1960, Natural bypassing of sand at coastal inlets, Journal of the Waterways and Harbors Division, Vol. 85, pp. 75-107
- Bruun, P., 1967, Tidal inlets and littoral drift, Bulletin of the PIANC, Vol. 1, 2, N°. 23/24
- Bruun, P., 1968, Tidal inlets and littoral drift, University Book Co., Oslo, 200 pages
- Bruun, P.(ed.), 1978, Stability of tidal inlets, Elsevier scientific Publ. Comp. Amsterdam, the Netherlands

- Bruun, P., 1986, Morphological and Navigational Aspects of Tidal Inlets on Littoral Drift Shores, *Journal of Coastal Research*, 2(2), pp. 123-143, Fort Lauderdale
- Bruun, P., 1990, Improvement of Bypassing and Backpassing at Tidal Inlets, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 116, N° 4
- Caspari, E., 1872, Rapport sur l'exploration des passes d'Arcachon.
- Castaing, P., Froidefond, J.M., Durand, F., Gonthier, E., Jai, J., Prud'homme, R., 1992, Evolution bathymétrique du Bassin d'Arcachon, Université de Bordeaux I, Février 1992
- Catalogue sédimentologique des côtes françaises, Côtes de la Manche et de l'Atlantique, Laboratoire Central d'Hydraulique de France, Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France, Eyrolles (ed.)
- Chandramohan, P., Nayak, B.U., 1994, A study of the improvement of the Chilka Lake Tidal Inlet, East Coast of India, *Journal of Coastal Research*, Fall 1994, pp. 909-918
- Chesher, T.J., Miles, G.V., 1992, The concept of a single representative wave for use in numerical models of longterm sediment transport predictions, in : R.A. Falconer, S.N. Chandler-Wilde and S.Q. Liu (eds), *Proc. 2nd International Conference on Hydr. and Environment Modelling of Coastal, Estuaries and rivers waters*, Bradford, Ashgate, Brookfield, VT, pp. 371-380
- Chesher, T.J., Wallace, H.M., Meadowcroft, I.C., Southgate, H.N., 1993, PISCES, A Morphodynamic Coastal Area Model, First anual Report, Report SR 337, April 1993, HR Wallingford
- Chesher, T.J., 1995, Numerical morphodynamic modelling of Keta Lagoon, *Proceedings Coastal Dynamics '95*, pp. 927-937
- Christoffersen, J.B. Jonsson, I.G., 1985, Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion, *Ocean Engineering*, Vol. 12(5), pp. 387-423
- Coeffé, Y., Péchon, P., 1982, Modelling of sea-bed evolution under wave action, *Proceedings 18th Conference ICCE*, Capetown
- Colby, B. R., 1964, Discharge of sands and mesn velocity relationships in sand-bed streams, Geological Survey, Prof. Paper 462-A
- Cole, J., 1994, A Geological Survey of the Lac de Sanguinet, M.Sc. in Oceanography, University of Southampton / University of Bordeaux I, October 1994
- Cuchlaine, A., King, M., McCullagh, M.J., 1971, A simulation model of a complex recurved spit, *Journal of Geology*, Vol. 79, N° 1
- Damgaard, J.S., Latteux, B., Whitehouse, R.J.S., 1995, Sediment transport on sloping beds : a literature review, Report SR 404, HR Wallingford, 1995
- Davies, A.G., Soulsby, R.L., King, H.L., 1988, A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 93, N° C1, pp. 491-508

- Davies, A.G., 1990, A model of the vertical structure of the wave and current boundary layer, in : Modeling Marine Systems, A.M. Davies (eds.), Vol. 2, CRC Press, pp. 263-297
- Davies, A.G., Lawrence, J., 1995, Modeling the effect of wave-current interaction on the three-dimensional wind-driven circulation of the Eastern Irish Sea, Journal of Physical Oceanography, Vol. 25, pp. 29-45
- De Vriend, H.J., 1987, 2DH Mathematical modelling of morphological evolution in shallow water, Coastal Engineering, N° 11, pp. 1-27
- De Vriend, H.J., 1987, Analysis of horizontally two-dimensional morphological evolution in shallow water, Journal of Geophysical Research, Vol. 92, N° C4, pp. 3877-3893
- De Vriend, H.J., Stive, 1987, Quasi-3D modelling of nearshore currents, Coastal Engineering, N° 11, pp. 565-601
- De Vriend, H.J., 1991, G6 coastal morphodynamics, Proc. Coastal Sediments '91, ASCE, Seattle, Washington, pp. 356-370
- De Vriend, H.J., 1991, Modelling in marine morphodynamics, Proc. CMOE '91 Conference, Barcelona, Spain, in Computer Modeling in Ocean Engineering, Arcilla et al. eds., 1991, Balkema, Rotterdam
- De Vriend, H.J., 1992, Mathematical modelling of 3D coastal morphology, in Design & reliability of Coastal Structures, Venice, 1992
- De Vriend, H.J., Zyserman, J., Nicholson, J., Roelvink, J.A., Péchon, P., Southgate, H.N., 1993, Medium term 2DH coastal area modelling, Coastal Engineering, N° 21, pp. 193-224
- De Vriend, H.J., Copabianco, M., Chesher, T., De Swart, H.E., Latteux; B., Stive, M.J.F., 1993, Long term modelling of coastal Morphology, Coastal Engineering, N° 21, pp. 225-269
- De Vriend, H.J., 1994, Two-dimensional horizontal and weakly three-dimensional models of sediment transport due to waves and currents, In : M.B. Abbott and W.A. Price (Editors), Coastal, Estuarial and Harbour Engineers' Reference Book, E & FN. Spon, London, pp. 215-238.
- De Vriend, H.J., 1995, Mathematical modelling of meso-tidal barrier island coasts, Part I : Empirical and semi-empirical models, Marine Geology, Vol. 60
- De Vriend, H.J., 1995, Mathematical modelling of meso-tidal barrier island coasts, Part II : process-based simulation models, Marine Geology, Vol. 60
- De Vriend, H.J., Bakker, W.T., Bilse, D.P., 1995, A morphological behaviour model for the outer delta of mixed-energy tidal inlets, Coastal Engineering, N° 23(3/4), pp. 305-327
- Deigaard, R., Fredsoe, J., Hedegaard, I., 1986, Suspended sediment in the surf zone, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, 112(1), pp. 115-128
- Deigaard, R., Fredsoe, J., Hedegaard, I., 1986, Mathematical modelling for littoral drift, ... Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, 112(3), pp. 351-369

- Dhatt, G., Tanguy, J.M., Peltier, E., Zhang, B., 1993, Modélisation de l'évolution de fonds mobiles en mer et en rivière par éléments finis. *Revue européenne des éléments finis*, Vol. 3, N° 3, pp. 339-361
- Di Lorenzo, J. L., 1988, The overtide and filtering response of small inlet/bay systems, in : Aubrey, D.G. and Weishar, L., 1988, pp. 24-53
- Di Silvio, G., 1989, Modelling the Morphological Evolution of Tidal Lagoons and their equilibrium configuration, *Proc. XIIIth Congress of the IAHR*, Ottawa, pp. C169-C175
- Di Silvio, G., 1991, Averaging operations in sediment transport modelling : short-step versus long-step morphological simulations, in : *Preprints International Symposium on Transport of Suspended Sediment Modelling*, Florence, pp. 723-739
- Dingemans, M.W., Radder, A.C., De Vriend, H.J., 1987, Computation of the driving forces of wave-induced currents, *Coastal Engineering*, 11(5&6), pp. 539-563
- Drapeau, G., 1988, Stability of tidal Inlet Navigation Channels and Adjacent Dredge Spoil Islands, In : *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies*, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 226-244
- Dyer, K.R., 1986, *Coastal and Estuarine Sediment Dynamics*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 1986
- Engelund, F., Hansen, E., 1967, A monograph on sediment transport in alluvial streams, *Technisk Vorlag*, Copenhagen, 62 pages
- Engelund, F., 1974, Flow and Bed Topography in Channel Bends, *Journal of the Hydraulic division*, ASCE, Vol. 100, N° HY11, pp. 1631-1648
- Engelund, F., 1981, The motion of sediment particles on an inclined bed, *Technical University of Denmark, ISVA, Progress Report 53*, US Army Corps of Engineers.
- Escoffier, F.F., 1940, The stability of tidal inlets
- Escoffier, F.F., 1977, *Hydraulics and Stability of Tidal Inlets, General Investigation of Tidal Inlets (GITI)*, Rep. 13, US Army Corps of Engineers
- Escoffier, F.F., Walton, T.L., 1979, Inlet Stability Solutions For Tributary Inflow, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, Nov. 1979, pp. 341-354
- Eysink, W.D., 1990, Morphologic response of tidal basins to changes, in : B.L. Edge (editors) *Proc. 22nd Int. Conf. Coastal Engineering*, Delft. ASCE, New York, pp. 1948-1961
- Fitzgerald, D.M., 1982, Sediment bypassing at mixed energy tidal inlets, *18th Coastal Engineering Conference*, ASCE, pp. 1094-1118
- Fitzgerald, D.M., Penland, S., Nummedal, D. 1984, Control of barrier island shape by inlet sediment bypassing, *Marine Geology*, Vol. 60
- Fitzgerald, D.M., 1988, Shoreline Erosional - Depositional Processes associated with tidal Inlets, In : *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies*, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 186-225



- Fletcher, C.A.J., 1990, Computational Techniques for fluid dynamics, Springer Series in Computational Physics, Springer-Verlag, 2nd edition, 1990, New York
- Fox, W.T., Haney, R.L., Curran, H.A., 1995, Penouille Spit, Evolution of a Complex Spit, Gaspé, Quebec, Canada, Journal of Coastal Research, Spring 1995, pp. 478-493
- Fredsoe, J., 1974, On the development of dunes in erodible channels, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 64, Part 1, pp. 1-16
- Fredsoe, 1978, Sedimentation of river navigation channel, Journal of Hydraulics Div., ASCE, Vol. 104, HY2, pp. 223-236
- Fredsoe, J., 1984, The turbulent boundary layer in wave-current motion, ASXE, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 110, N° 8, pp. 1103-1120
- Fredsoe, J., 1993, Modelling of non-cohesive sediment transport processes in the marine environment, Coastal Engineering, Vol. 21, pp. 71-103
- Friedrichs, C.T., Aubrey, D.G., Gies, G.S., Speer, P.E., 1993, Hydrodynamic modeling of a multiple-inlet estuary-barrier system : insight into tidal inlet formation and stability, Formation and Evolution of Multiple Tidal Inlets, Coastal and Estuarine Studies, Vol. 44, pp. 95-112, AGU
- Frijlink, H.C., 1952, Discussion on the sediment transport formulas of Kalinski, Einstein and Meyer-Peter and Müller in relation to recent sediment transport measurements in Dutch rivers, 2ème Journal Hydraulique, Société hydraulique de France, Grenoble, pp. 98-103
- Gadd, P.E., Lavelle, J.W., Swift, J.P., 1978, Estimates of sand transport of the New York shelf using near-bottom current meter observations, Journal of Sedimentary Petrology, Vol. 48, N° 1, pp. 239-252
- Galapatti, R., Vreugdenhill, C.B., 1985, A depth integrated model for suspended sediment transport, Journal of hydraulic Research, Vol. 23; N° 4
- Galvin, C.J., Jr., 1971, Wave climate and coastal processes, in : Ippen, A.T. (eds), « Water environments and human needs », M.I.T., Cambridge, Mass., pp. 48-78
- Gao, S., 1993, Sediment dynamics and Stability of Tidal Inlets, Ph. D. Thesis, University of Southampton
- Gao, S., Collins, M., 1994, Tidal Inlet stability in response to hydrodynamic and sediment dynamic conditions, Coastal Engineering, Vol. 23, pp. 61-80
- Gassiat, L., 1989, Hydrodynamique et évolution sédimentaire d'un système lagune-flèche littorale. Le Bassin d'Arcachon et la flèche du Cap Ferret. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.
- Gerritsen, F., 1990, Morphological stability of tidal inlets and channels of the Western Wadden Sea, Rijkswaterstaat Report GWAO-90.019, the Netherlands
- Giese, S.G., 1988, Cyclical Behavior of the Tidal Inlet at Nauset Beach, Chatham, Massachussets, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 269-282

- Gougenheim, A., 1953, Sur les fréquences des coefficients de marée, COEC, N°3, pp. 119-133
- Graf, W.H., 1971, Hydraulics of sediment transport, McGraw-Hill Book Company, 1971
- Grant, W.D., Madsen, O.S., 1979, Combined wave and current interaction with a rough bottom, Journal of Geophysical Research, Vol. 84, N° C4
- Grant, W.D., Madsen, O.S., 1982, Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow, Journal of Geophysical Research, Vol. 87, N° C1, pp. 469-481
- Grass, A.J., 1981, Sediment transport by waves and currents, Report N° FL29, SERC London Centre Marine Technology, London, UK
- Grochowski, N.T.L., Collins, M.B., Roxall, S.R., Salomon, J.C., 1993, Sediment transport predictions for the English Channel, using numerical models, Journal of the Geological Society, Vol. 105, pp. 683-695
- Günther, H., 1981, A parametric surface wave model and the statistics of the prediction parameters, Ph.D. Thesis, Hamburger Geophysikalische Einzelschriften A55, 90 pages
- Guy, H.P., Simons, D.B., Richardson, E.V., 1966, Summary of alluvial channel data from flume experiments 1955-1966 : Geological Survey Prof. Paper 462-I, U.S. Govt Printing Office, 96 pages
- Hamm, L., Tanguy, J.-M., Zhang, B., 1994, Prise en compte des effets gravitaires dans la modélisation du transport solide par charriage, La Houille Blanche N° 4
- Hauguel, A., 1977, Utilisation de modèles mathématiques pour l'étude du transport solide, Rapport EDF-LNH N° HE/42/77.38
- Hauguel, A., 1978, Utilisation de modèles mathématiques pour l'étude du transport solide sous l'action des courants de marée, Rapport EDF-LNH N° HE/42/78.41
- Hauguel, A., 1979, Modélisation numérique du transport solide, Comparaison expérimentale, Rapport N° 3, Rapport EDF-LNH N° HE/42/79.40
- Hauguel, A., 1979, Modélisation numérique du transport solide, Essais et calculs complémentaires, Rapport N° 4, Rapport EDF-LNH N° HE/42/79.46
- Hayes, M.O., 1980, General Morphology and sediment patterns in tidal inlets, Sedimentary Geology, Vol. 26, N° 1-3, pp. 139-156
- Heathershaw, A.D., 1981, Comparisons of measured and predicted sediment transport rates in tidal currents, Marine Geology, N° 42, pp. 75-105
- Hine, A.C., 1975, Bedform distribution and migration patterns on tidal deltas in the Chatham Harbor Estuary, Cape Cod, MA., In : Cronin, L.E. (eds°, Estuarine Research Academic Press, New York, Vol. 2, pp. 235-252
- Holthuijsen, L.H., Booij, N., Herberes, T.H.C., 1989, A Prediction Model for Stationary, Short-crested Waves in Shallow Water with Ambient Currents, Coastal Engineering, Vol. 13, 1989, pp. 23-54

- Huynh-Thanh, S., Temperville, A., 1991, A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction, in : R.L. Soulsby and R. Bettess (eds.), Sand transport in rivers, estuaries and the sea, Balkema, Rotterdam, pp. 93-100
- Hume, T.M., Herdendorf, C.E., 1987, Tidal Inlet Stability : Proceedings of a workshop, Christchurch, Wellington 1987
- Hume, T.M., Herdendorf, C.E., 1989, Morphologic and hydrologic characteristics of Tidal Inlets on a headland dominated, Low littoral Drift Coast, Northeastern New Zealand, Shagen Symposium
- Hurdle, D.P., Stive, R.J.H., 1989, Revision of SPM 1984 Wave Hindcast Model to avoid inconsistencies in Engineering Applications, Coastal Engineering, Vol. 12, pp. 339-351
- Inman, D.L., Bagnold, R.A., 1963, Littoral processes, in : The Sea, Vol. 3, pp. 529-533, M.N. Hill (ed.), Interscience, New York
- Iovenitti, L., Riccioni, M., Valentini, V., 1988, Comparison of a numerical model for longshore sediment transport with measurements, Computer Modelling in Ocean Engineering, Schrefler & Zienkiewicz, Balkema, Rotterdam
- Isobe, M., 1985, Calculation and application of first order cnoidal wave theory, Coastal Engineering, Vol. 109, pp. 309-325
- Jarrett, J.T. 1976, Tidal prism area relationships, US Army Corps of Engineers, GITI report N° 3, 32 pages
- Jonsson, I.G., 1966, Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th International Conference on Coastal Engineering, Tokkio, Vol. 1, Ch. 10, pp. 127-148
- Jonsson, I.G., Skovgaard, O., Jacobsen, T.S., 1974, Computation of longshore currents, Proceedings 14th International Conference of Coastal Engineering, ASCE, pp. 699-714
- Kamphuis, J.W., 1991, A longshore sediment transport rate, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 117, N° 6, pp. 624-640
- Kamphuis, J.W., 1991, Incipient wave breaking, Coastal Engineering, Vol. 15, pp. 185-204
- Kamphuis, J.W., 1992, Computation of coastal morphology, in Design & reliability of Coastal Structures, Venice, 1992
- Kamphuis, J.W., 1994, Wave height decay from deep water through the breaking zone, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 120, N° 4, pp. 347-367
- Keulegan, G.H., 1951, Water-level fluctuations of basins in communication with seas, Third Progress Report on Tidal Flow in Entrances, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Department of the Army, U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards Report 1146A
- Komar, P.D., Inman, D.L., 1970, Longshore Sand Transport on Beaches, Journal of Geophysical Research, Vol. 74, N° 30, pp. 5914-5927

- Komar, P.D., 1971, The mechanics of sand transport on beaches, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 76, N° 3, pp. 713-721
- Komar, P.D., 1977, Beach sand transport : distribution and total drift, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, Proceedings ASCE*, Vol. 103, N° WW2, May 1977
- Komar, P.D., 1978, Relative quantities of suspension versus bedload transport on beaches, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol. 48, N° 3, pp. 921-923
- Koutitas, C.G., 1986, Coastal circulation and sediment transport, *Proceedings 3rd. International Symposium of River Sedimentation*, Jackson, Mississippi
- Kovacs, A., Parker, G., 1994, A new vectorial bedload formulation and its application to the time evolution of straight river channels, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 267, pp. 153-183
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1969, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations en nature, Rapport Général, Février 1969
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1969, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations en nature, Rapport Sédimentologique, Février 1969
- Laboratoire Central Hydraulique de France, 1973, Etude Hydraulique du Bassin d'Arcachon, Mission d'observations complémentaires en nature, Rapport Général, Mars 1973
- Latteux, B., 1987, Modélisation du transport solide; Méthodologie à long terme de l'évolution des fonds. Rapport LNH HE-42/87.25, 85 pp.
- Latteux, B., 1993, Long-term morphological modelling in tidal areas, Rapport LNH HE-42/93.26, 72 pages
- Latteux, B., Hamm, L., 1993, Inclusion of bottom slope effects in modelling bedload transport under steady flow, *Euromech 310*, Le Havre
- Latteux, B., 1995, Techniques for long-term morphological simulation under tidal action, *Marine Geology*, Vol. 126, pp. 129-141
- Latteux, B., Petitjean, A., 1995, Long-term morphodynamic modelling : similarities between coastal and river cases, HYDRA 20000 XXVIth IAHR Congress, Seminar « Morphology of Rivers, Estuaries and Coasts : Reconciling the Various, Approaches », London, 1995, Rapport LNH HE-42/95/068/A
- Lawson, J., Smallman, J.V., Watson, G.M., 1993, Application of appropriate wave transformation models, HR Wallingford, R&D Note 272
- Lazure, P., 1884, Etude de la propagation de la houle en zone littorale, Rapport de DEA, Université de Bretagne Occidentale, Brest
- Le Hir, P., 1978, Rapport de stage LNH
- Le Hir, P., 1994, Aide mémoire de dynamique sédimentaire, Document interne Ifremer, Mars 1994

- Le Mehauté, B, Wang, J.D., Lu, C.-C., 1983, Wave data discretization for shoreline processes, *Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 109, pp. 63-78
- Le Mehauté, B., Soldate, M., 1978, Mathematical Modelling of shoreline evolution, *Proceedings 16th International Conference in Coastal Engineering*, ASCE, pp. 163-1179
- Levin, D.R., 1995, Tidal Inlet Evolution in the Mississippi River Delta Plain, *Journal of Coastal Research*, Vol. 9, N° 2, pp. 462-480
- Liu, J.T., Aubrey, D.G., 1993, Tidal residual currents and sediment transport through multiple tidal inlets, *Formation and Evolution of Multiple Tidal Inlets*, *Coastal and Estuarine Studies*, Vol. 44, pp. 113-157, AGU
- Longuet-Higgins, M.S., 1952, On the statistical distribution of the height of sea waves, *Journal of Marine Research*, Vol. 11, pp. 246-266
- Longuet-Higgins, M.S., Stewart R.W., 1964, Radiation stresses in water waves, a physical discussion with applications, *Deep-sea Research*, Vol. 11, pp. 529-562
- Longuet-Higgins, M.S., 1970, Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 7, N° 33, pp. 6790-6801
- L'Yavanc, J., 1995, Evolution bathymétrique et morphologique du Bassin d'Arcachon, *Rapport Interne Ifremer DEL/95.12 Brest*
- Madsen, O.S., Grant, W.D., 1975, The threshold of sediment movement under oscillatory water wave, A discussion, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol. 45
- Madsen, O.S., Grant, W.D., 1976, Quantitative description of sediment transport, *Proceedings 15th Coastal Engineering Conference*, pp. 1093-1112
- Malarkey, J. Davies, A.G., 1995, The effect of time variation in the eddy viscosity in wave-current interaction model, *MAST G8M Coastal Morphodynamics*, Final Overall Meeting, September 1995, Gdansk
- Manaud, F., 1971, L'évolution morphologique récente du Bassin d'Arcachon, *Thèse de Géographie*, *Faculté de Lettres et Sciences Humaines de Bordeaux*, 101 pp.
- Manaud, F., 1995, *Rapport Etude Intégrée Bassin d'Arcachon*, Evolution bathymétrique, *Rapport Ifremer Arcachon 1995*
- Mangor, K., Driscoll, A.M., Broker, I., Skou, A., 1995, Morphological impact assessment of artificial islands for the Oresund Link between Denmark and Sweden, *Proceedings '95 Coastal Dynamics*, pp. 939-950
- Marino, J.M., Mehta, A.S., 1988, Sediment trapping at Florida's East Coastal Inlets, In : *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies*, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 284-296
- Maruyama, K., Takagi, T., 1988, A simulation system of nearshore sediment transport for the coupling of the sea-bottom topography, waves and currents, *Proceedings IAHR*, Copenhagen

- Mei, C.C., 1989, The applied dynamics of ocean surface waves, Advances Series on Ocean Engineering, Vol. 1, World Scientific Publishing, 740 pp.
- Météorologie Nationale, 1987, Données et statistiques, N° 8, Elements climatologiques concernant les côtes de la France Métropolitaine, 1987
- Météorologie Nationale, 1987, Données et statistiques, N° 11, Zones Inter-service mer, Tome 1 : Manche et Atlantique
- Météorologie Nationale, 1995, Statistiques de houle observées au Cap Ferret entre 1980 et 1993
- Miller, M.C., McCave, I.N., Komar, P.D., 1977, Threshold of sediment motion under unidirectional currents, Sedimentology, N° 24, pp. 507-527
- Mota Oliveira, I.B., 1970, Natural Flushing Ability in Tidal Inlets, Proc. XIIth Coastal Engineering Conference, Washington D.C., Vol. III, pp. 1827-1845
- Myrhaug, J., Slaattelid, O.H., 1990, A rational approach to wave-current friction coefficient for rough, smooth and transitional turbulent flow, Coastal Engineering, N° 14, pp. 265-293
- Myrhaug, D., 1995, Bottom Friction beneath Random Waves, Coastal Engineering, Vol. 24, pp. 259-273
- Niederoda, A.W., Ma, C.M., Mangarella, P.A., Cross, R.H., Huntsman, S.R., Treadwell, D.D., 1982, Measured and computed coastal ocean bedload transport, 18th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, pp. 1353-1368
- Nielsen, A.F., Gordon, A.D., 1980, Tidal Inlet behavioral analyses, Proceeding 17th Coastal Engineering Conference, ASCE, Sydney, pp. 2461-2480
- Nielsen, P., 1988, Three simple models of wave sediment transport, Coastal Engineering, Vol. 12, pp. 43-62
- Normand, M., 1968, Introduction à l'étude des lacs du littoral atlantique, Thèse de Doctorat, Tome 1, Université de Bordeaux
- O'Brien, M.P., 1931, Estuary Tidal Prisms Related to Entrance Areas, Civil Engineering, Vol. 1, N° 8, 1931, pp. 738-739
- O'Brien, M.P., 1969, Equilibrium Flow Areas of Inlets in Sandy Coasts, Journal of Waterways and Harbors Division, American Society of Civil Engineers, Vol. 95, N° WW1, Feb. 1969, pp. 43-52
- O'Brien, M.P., Dean, G., 1972, Hydraulics and Sedimentary Stability of Coastal Inlets, XIIIth Coastal Engineering Conference, Vancouver, Vol. II, pp. 761-780
- O'Connor, B.A., Yoo, 1988, Mean bed friction of combined wave/current flow, Coastal Engineering, N° 12, pp. 1-21
- O'Connor, B.A., Nicholson, J., Rayner, R., 1990, Estuary geometry as a function of tidal range, Proc. 22nd. ICCE, ASCE, Delft, pp. 3050-3062

- O'Connor, B.A., 1991, Suspended sediment transport in the coastal zone, Preprints IAHR, Symposium Suspended Sediment Transport, Florence, Italy, pp. 17-63
- O'Connor, B.A., Nicholson, J., 1992, An estuarine and coastal sediment transport model, Dynamics and exchanges in Estuaries and the Coastal Zone, Springer Verlag, New York, pp. 507-526
- Oertel, G.F., 1977, Geomorphic cycles in ebb deltas and related patterns of shore erosion and accretion, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol. 47, pp. 1121-1131
- Oertel, G.F., 1988, Processes of Sediment exchange between Tidal Inlets, Ebb Deltas and Barrier Islands, In : *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies*, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp 297-318
- Ohnaka, S., Watanabe, A., 1990, Modelling of wave-current interaction and beach change, *Proceedings 22nd ICCE*, Delft, pp. 2443-2456
- Oost, A.P., 1995, The cyclic development of the Pinkegat Inlet system and the Engelsmanplaat/Smeriggat, Dutch Wadden Sea, over the period 1832-1991, In : « Dynamics and sedimentary developments of the Dutch Wadden Sea, with special emphasis on the Frisian Inlet », Doctoral thesis, Utrecht University.
- Orgeron, 1974, Sédimentologie des passes d'entrée du Bassin d'Arcachon, *Bulletin I.G.B.A.*, n°15, pp 31-51
- Pattiaratchi, C.B., Collins, M.B., 1984, Sediment transport under waves and tidal currents : a case study from the Northern Bristol Channel, U.K., *Marine Geology*, N° 56, pp. 27-40
- Péchon, P., 1987, Modelling of longshore currents with a nonlinear theory, *Rapport EDF-LNH N° HE/42/87.21*
- Péchon, P., 1988, Comparison of a numerical model for longshore sediment transport with measurements, *Computer Modelling in Ocean Engineering*, Schrefler & Zienkiewicz, Balkema, Rotterdam
- Péchon, P., 1994, Advances in 3D Modelling of wave-driven currents, *Rapport EDF 94NV00036*, Collection de notes internes à la Direction des Etudes et Recherches, 14 pp.
- Péchon, P., Teisson, C., 1994, Numerical modelling of currents and sediment transport due to breaking waves, *Rapport EDF 94NV00040*, Collection de notes internes à la Direction des Etudes et Recherches, 12 pp.
- Peltier, E., Duplex, J., Latteux, B., Péchon, P., Chausson; P., 1991, Finite element model for bedload transport and morphological evolution, *Proceedings, CMOE '91 Conference*, Barcelona, Spain, pp. 227-233
- Pénin, F., 1980, Le prisme littoral aquitain : histoire holocène et évolution récente des environnements morpho-sédimentaires, *Thèse de Doctorat*, Bordeaux I
- Pethick, J.S., 1980, Velocity surges and asymmetry in tidal channels, *Estuarine Coastal Marine Science*, Vol. 11, pp. 321-345
- Price, D.M., Chesher, T.J., Southgate, H.N., 1995, PISCES, A Morphodynamic Coastal Area Model, Final Report, Report SR 411, April 1995, HR Wallingford

- Pethick, J.S., 1980, Velocity surges and asymmetry in tidal channels, *Estuarine Coastal Marine Science*, Vol. 11, pp. 321-345
- Price, D.M., Chesher, T.J., Southgate, H.N., 1995, PISCES, A Morphodynamic Coastal Area Model, Final Report, Report SR 411, April 1995, HR Wallingford
- Ribberink, J.S., Al Salem, A., 1991, Near bed sediment transport and suspended sediment under waves, in : Int. Symposium on the transport of suspended sediments and its mathematical modelling, IAHR Florence, pp. 375-388
- Ribberink, J.S., Negen, E.H., Hartsuiker, G., 1995, Mathematical modelling, of coastal dynamics near a tidal inlet system, *Proceedings Coastal Dynamics '95*, pp. 916-926
- Rivero, F.J., Arcilla, A.S., 1991, Quasi-3D nearshore current modelling, in *Computer modelling in Ocean Engineering*, Arcilla et al. (eds), 1991, Balkema, Rotterdam
- Roelvink, J.A., 1991, Modelling of cross-shore flow and morphology, *Coastal Sediments '91*, Seattle, Washington, ASCE, pp. 603-617
- Roelvink, J.A., Hedegaard, I.B., 1993, Cross-shore profile models, *Journal of Coastal Engineering*, Vol. 21, pp. 163-191
- Roelvink, J.A., van Banning, G.K.F.M., 1994, Design and Development of Delft-3D and application to coastal morphodynamics, In : A. Verwey, A.W. Minns, V. Babovic and M. Maksimovic, C. (Editors), « *Hydroinformatics '94* », Balkema, Rotterdam, pp. 451-456
- Sabaton, M., Hauguel, A., 1978, A numerical model of longshore currents, *Rapport EDF N° HE/42/78.34*
- Salomon, J.C., 1976, *Modèle mathématique de la propagation de la marée en estuaire et des transports sableux associés. Application aux estuaires de la Loire et de la Seine. Thèse de doctorat es Sciences, U.B.O.*
- Salomon, J.-C., Breton, M., 1995, Arcachon : l'hydrodynamique par la modélisation mathématique, *Rapport interne IFREMER*
- Sancho, E.E.P., 1991, A finite difference wave refraction-diffraction model, in *Computer Modeling in Ocean Engineering*, Arcilla et al. eds, 1991, Balkema, Rotterdam
- Sexton, W.J., Hayes, O., 1982, Natural Bar-Bypassing of Sand at Tidal Inlets, XVIIIth Conference in Coastal Engineering, Sydney
- Sha, L.P., van den Berg, J.H., 1993, Variation in ebb-tidal geometry along the coast of the Netherlands and the German Bight, *Journal of Coastal Research*, Vol. 9, pp. 730-746
- Shore Protection Manual, 1977 (3rd edition), Coastal Engineering Research Center, U.S.Army Corps of Engineers, Vicksburg.
- Shore Protection Manual, 1984 (4th edition), Coastal Engineering Research Center, U.S.Army Corps of Engineers, Vicksburg.
- Signell, R.P., Beardsley, R.C., Graber, H.C., Capotondi, A., 1990, Effect of wave-current interaction on wind-driven circulation in narrow, shallow embayments, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 95, N° C6, pp. 9671-9678

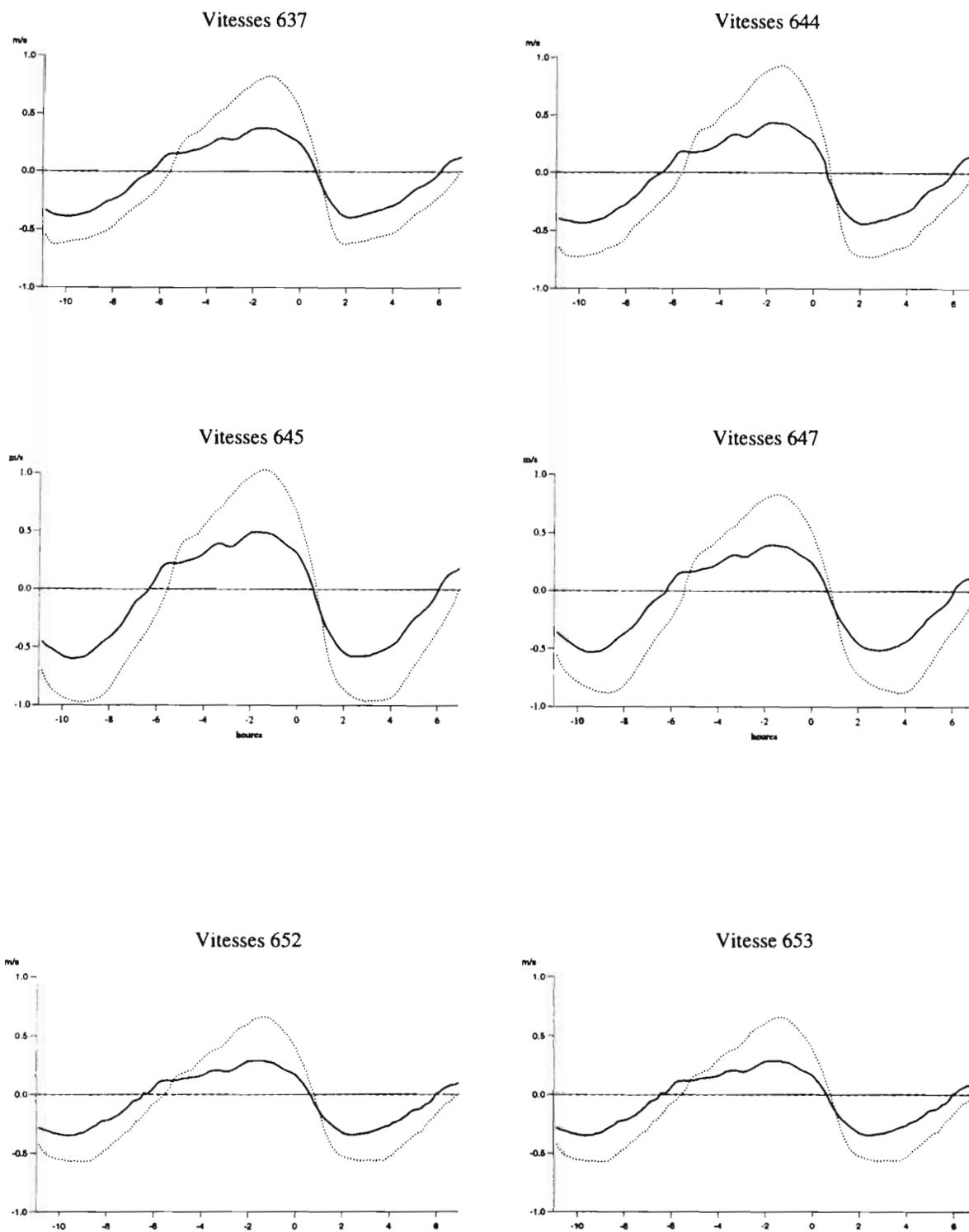
- Silva Jacinto, R., Le Hir, P., 1996, Simulation des agitations dans l'embouchure de la Seine; Etude méthodologique, soumis pour présentation aux 24èmes Journées de l'Hydraulique, Société Hydrotechnique de France, Paris, 1996
- Simons, R.R., Grass, A.J., Mansour Tehrani, M., Saleh, W.M., MacIver, R.D., 1995, Wave-current bottom shear stress task force, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995
- Skou, A., Fredsoe, J., 1988, Prediction of the dimension of tidal inlets, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic engineering, Technical University of Denmark, pp. 894-910
- Skovgaard, O., Jonsson, I.G., Bertelsen, J.A., 1975, Computation of wave heights due to refraction and friction, Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, WW1, February 1975
- Smith, D., 1984, The hydrology and geomorphology of tidal basins, in : Huis in't Veld, J.C., e.a. (eds), The Closure of Tidal Basins, Delft University Press, Delft, the Netherlands
- Sorenson, R.M., 1977, Procedures for Preliminary Analysis of tidal Inlet Hydraulics and Stability, Coastal Engineering Technical Aid N° 77-8, December 1977, U.S.Army, Corps of Engineers
- Soulsby, R.L., 1991, Aspects of sediment transport by combined waves and currents, in : International Symposium on the transport of suspended sediment and its mathematical modeling, IAHR, Florence, pp. 709-722
- Soulsby, R.L., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R.R., Thomas, G.P., 1993, Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer, Coastal Engineering, N° 21(1-3), pp. 41-69
- Soulsby, R.L., 1994, Manual of marine sands, HR Wallingford report, SR 351
- Soulsby, R.L., 1995, The « Bailard » sediment transport formula : comparison with data and models, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995
- Soulsby, R.L., 1995, Bed shear stress due to combined waves and currents, MAST G8M Coastal Morphodynamics, Final Overall Meeting, Gdansk, Sept. 1995
- Southgate, H.N., Goldberg, D.G., 1989, An efficient computational model for wave refraction and diffraction using finite differences, HR Wallingford, Report SR213
- Southgate, H.N., 1995, The effects of wave chronology on medium and long term coastal morphology, Coastal Engineering, N° 26, pp. 251-270
- Speer, P.E., Aubrey, D.G., 1985, A study of non-linear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems. Part II : Theory, Estuarine Coastal Shelf Science, Vol. 21, pp. 207-224.
- Stauble, D.K., Da Costa, S.L., Monroe, K.L., Bhogal, V.K., 1988, Inlet Flood Tidal Delta Development Through Sediment Transport Processes, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp 319-347

- Steijn, R.C, Louters, T., van der Spek, A.J.F., De Vriend, H.J., 1989, Numerical model hindcast of the ebb tidal delta evolution in front of the delta-works, in / Falconer, R.A. et al. (eds) : Hydraulic and Environmental Modelling of Coastal, Estuarine and River Waters, Gower Technical, Aldershot, pp. 255-264
- Steijn, R.C., 1989, Voordelta morphological study, Schematization of the natural conditions in multi-dimensional numerical models of coastal morphology, Delft Hydraulics/Rijkswaterstaat, Rept. H526, February 1989
- Steijn, R.C., 1991, Some considerations on tidal inlets, Delft Hydraulics/Rijkswaterstaat, Coastal Genesis Rept. H840.45, May 1991
- Steijn, R.C., 1992, Input filtering techniques for complex morphological models, Delft Hydraulics, Rept. H 824.53
- Steijn, R.C., Hartsuiker, G., 1992, Morphodynamic response of a tidal inlet after a reduction in basin area, Delft Hydraulics, Coastal Genesis report. H840.'0, 75 pp.
- Steijn, R.C, Louters, T., 1992, Hydro- and morphodynamics of a mesotidal inlet in the Dutch Wadden Sea, in : Oceanology International '92 Conference, Brighton
- Sternberg, R.W., 1972, Predicting initial motion and bedload transport of sediment particles in the shallow marine environment, in Shelf sediment transport : Process and Pattern, D.J.P. Swift, D.B. Duane and O.H. Pilkey, Dowden, Hutchinson & Ross, Inc.
- Stive, M.J.F., De Vriend, H.J., 1995, Modelling Shoreface Profile Evolution, Marine Geology, Vol. 126, pp. 235-248
- Struiksma, N., Olewesen, K.W., Flokstra, C., De Vriend, H.J., 1985, Bed deformation in curved alluvial channels, Journal of Hydraulic Research, Vol. 23, N° 1
- Swart, D.H., 1974, Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles, Delft hydraulics lab., Publ. 131
- Tanaka, H., Shuto, N., 1981, Friction coefficient for a wave-current coexistent system, Coastal Engineering in Japan, Vol. 24, pp. 105-128
- Tanaka, H., Shuto, N., 1984, Friction laws and flow regimes under wave and current motion, Journal of Hydraulic Research, N° 22, pp. 246-261
- Tanaka, H., Thu, A., 1994, Full-range equation of friction coefficient and phase difference in a wave-current boundary layer, Coastal Engineering, Vol. 22, pp. 237-254
- Tanaka, H., To, D.V., 1995, Initial Motion of sediments under waves and wave-current combined motions, Coastal Engineering, Vol. 25, pp. 153-163
- Tanguy, J.M.; Zhang, B., Hamm, L., 1993, A new Lax-Wendroff algorithm to solve the bed continuity equation with slope effect, 3rd. International Conference on Estuarine and Coastal Modeling, Oak Brook, Illinois
- Thauront, F., 1994, Les transits sédimentaires subtidiaux dans les passes internes du Bassin d'Arcachon, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I

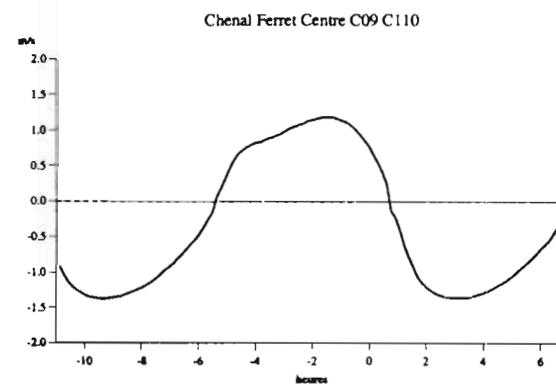
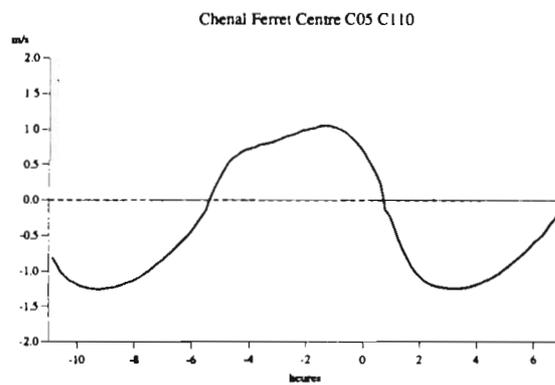
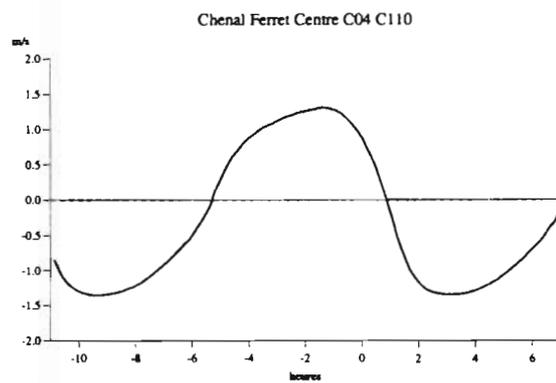
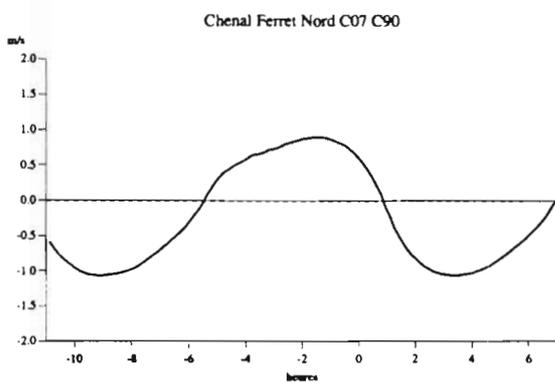
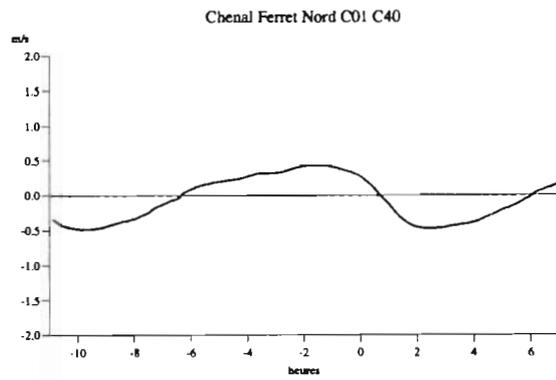
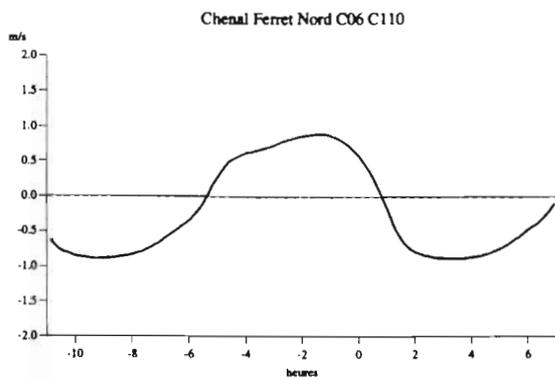
- Tsuchiya, Y., 1986, A law for sediment transport by waves in a bed load, Coastal Engineering in Japan, Vol.29, pp. 129-139
- Van de Kreeke, J., 1967, Water level fluctuations and flows in tidal inlets, Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division, ASCE, Proc. Paper 5575, 93:WW4, pp. 97-107
- Van de Kreeke, J., 1985, Stability of tidal inlets, Coastal Shelf Science, Vol. 21, pp. 33-43
- Van de Kreeke, J., 1988, Hydrodynamics of tidal inlets, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 1-23
- Van de Kreeke, J., 1990, Can multiple tidal inlets be stable? Estuarine, Coastal and Shelf Science, Vol. 30, pp. 261-273
- Van de Kreeke, J., 1990, Stability analysis of a two-inlet bay system, Coastal Engineering, Vol. 14, pp. 481-497
- Van Dongeren, A.R., De Vriend, H.J., 1994, A model of morphological behaviour of tidal basins, Coastal Engineering, N° 22, pp. 287-310
- Van Kesteren, W.G.M., Bakker, W.T., 1984, Near Bottom velocity in waves with a current, analytical and numerical computations, Proceedings 19th International Conference on Coastal Engineering, Houston, TX, ASCE, pp. 1161-1177
- Van Overeem, J., Steijn, R.C., Van Banning, G.K.F.M., 1992, Simulation of morphodynamics of tidal inlet in the Wadden Sea, in : H. Sterr, J. Hofstede, H.-P. Plag (eds), Proc. Int. Coastal Congress, Kiel, Peter Lang Verlag, Frankfurt am Main, pp. 351-364
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part I : Bed Load transport, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 110, N° 10, pp. 1431-1456
- Van Rijn, L.C., 1984, Sediment transport : Part II : Suspended load transport, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 110, N° 11, pp. 1613-1641
- Van Rijn, L.C., Meijer, K., 1988, 3-D mathematical modelling of suspended sediment transport in currents and waves, IAHR Symposium, Copenhagen, pp. 89-99
- Van Rijn, L.C., 1989, Handbook Sediment transport by currents and waves, Delft Hydraulics, Rept. H461
- Van Rijn, L.C., Kroan, A., 1992, Sediment transport by currents and waves, Proc. ICCE 1992, Venice, pp. 2613-2628
- Vemulakonda, S.R., Houston, J.R., Swain, A., 1988, Development and Application of Coastal and Inlet Processes Modeling System, In : Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Aubrey, D.G. and Weishar, L.(eds.), Springer-Verlag, 1988, pp. 54-70
- Verhagen, L.A., Holthuijsen, L.H., Won, Y.S., 1992, Modelling Ocean Waves in the Columbia River Entrance, Proc. ICCE, 1992, Venice, pp. 2893-2901
- Vogel, J.A., Radder, A.C., de Reus, J.H., 1988, Verification of Numerical Wave Propagation Models in Tidal Inlets, Proc. 21st ICCE, Spain, 1988

- Voulgaris, G., Wallbridge, S., Tomlinson, B.N., Collins, M.B., 1995, Laboratory investigations into wave period effects on sand bed erodibility, under combined action of waves and currents, *Coastal Engineering*, Vol. 26, pp. 117-134
- Walton, T.L., Adams, W.D., 1976, Capacity of inlet outer bars to store sand, *Proc. 15th Conference in Coastal Engineering*, ASCE, pp. 1919-1937
- Wang, H., Miao, G., Lin, L.W., 1992, A time dependant nearshore morphological response model, *Proc. ICCE, 1992, Venice*, pp. 2513-2527
- Wang, Z.B., 1989, *Mathematical modelling of morphological processes in estuaries*, Doctoral thesis, Delft University of Technology.
- Wang, Z.B., 1991, *Morphodynamic Modelling for a tidal inlet in the Wadden Sea*, Progress Report H840-50, Part II, Delft Hydraulics
- Wang, Z.B., De Vriend, H.J., Louters, T., 1991, A morphodynamic model for a tidal inlet. in *Computer Modeling in Ocean Engineering*, Arcilla et al. (eds), 1991, Balkema, Rotterdam
- Wang, Z.B., 1992, Theoretical analysis on depth-integrated modelling of suspended sediment transport, *Journal of Hydrological Research*, Vol. 30, N° 3
- Wang, Z.B., 1992, Some considerations on mathematical modelling of morphological processes in tidal regions, in *Dynamics and exchanges in Estuaries and the Coastal Zone*, Springer Verlag, New York, pp. 467-480
- Wang, Z.B., Louters, T., De Vriend, H.J., 1995, *Morphodynamic modelling for a tidal inlet in the Wadden Sea*, *Marine Geology*, Vol. 126, pp. 289-300
- Watanabe, A., 1982, Numerical models of nearshore currents and beach deformation, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 25, pp. 147-161
- Watanabe, A., Maruyama, K., 1986, Numerical modelling of nearshore wave field under combined refraction, diffraction and breaking, *Coastal Engineering in Japan*, Vol.29, pp. 19-40
- Watanabe, A., Maruyama, K., Shimizu, T., Sakakiyama, T., 1986, Numerical prediction model of three-dimensional beach deformation around a structure, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 29
- Wen-Juinn, C., Ching-Ton, K., Numerical model of beach profile changes, in *Computer Modeling in Ocean Engineering*, Arcilla et al. eds, 1991, Balkema, Rotterdam
- Whitehouse, R.J.S., Hardisty, J., 1988, Experimental assessment of two theories for the effect of bedslope on the threshold of bedload transport, *Marine Geology*, N° 79, pp. 135-139
- Yalin, M.S., 1972
- Yoo, D., O'Connor, B.A., 1988, Numerical Modeling of waves and wave-induced currents on a groyned beach, *Symposium on Mathematical modelling of sediment transport in the coastal zone*, IAHR, Copenhagen
- Yoo, D., 1989, Explicit modelling of bottom friction in combined wave-current flow, *Coastal Engineering*, Vol. 13, pp. 325-340

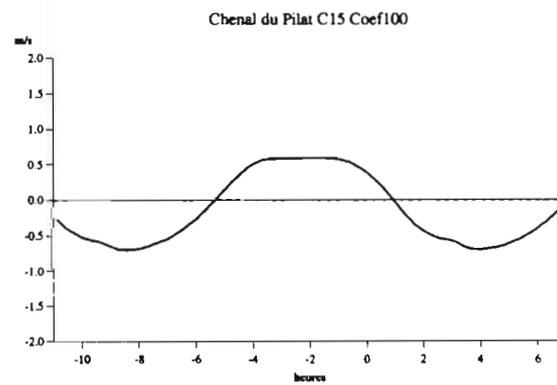
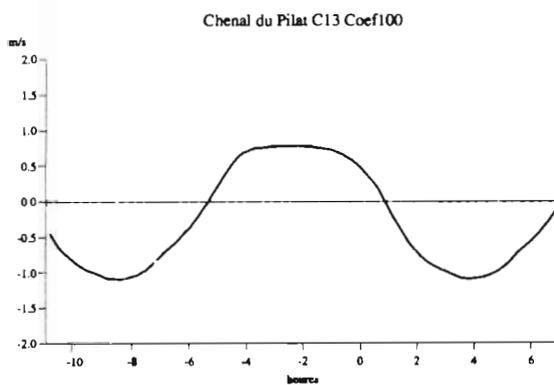
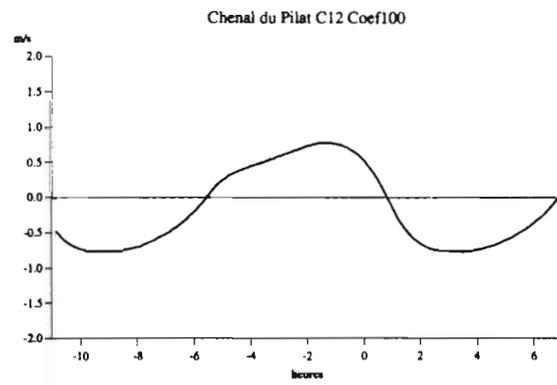
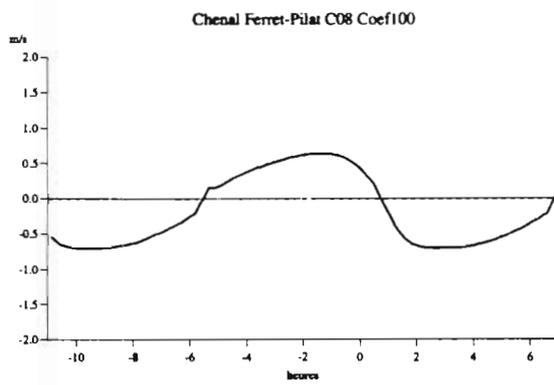
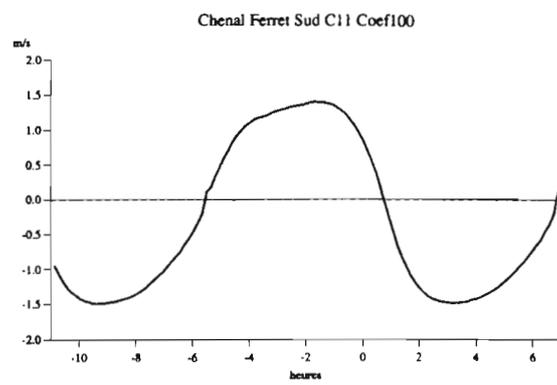
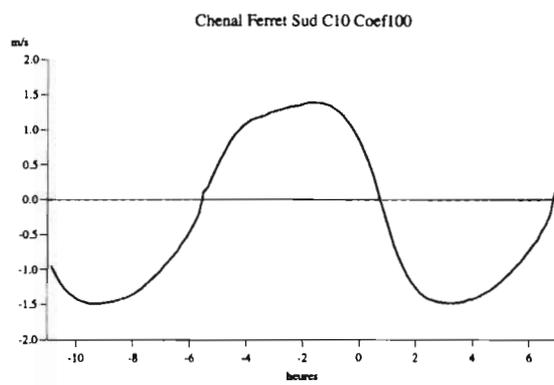
ANNEXE



Courants simulés aux points de mesure du LCHF en vive eau (pointillés) et en morte eau (trait plein).



Courants simulés aux points de mesure de Thauront



Courants simulés aux points de mesure de Thauront

