



HAL
open science

Modélisation des marées et des surcotes dans les Pertuis Charentais

Amandine Nicolle

► **To cite this version:**

Amandine Nicolle. Modélisation des marées et des surcotes dans les Pertuis Charentais. Sciences de la Terre. Université de La Rochelle, 2006. Français. NNT : . tel-00113552

HAL Id: tel-00113552

<https://theses.hal.science/tel-00113552>

Submitted on 13 Nov 2006

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

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

N° d'ordre :

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DE LA ROCHELLE

Par Amandine NICOLLE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Océanologie, météorologie et environnement

**Modélisation des marées et des surcotes dans les Pertuis
Charentais**

Date de soutenance : 23 juin 2006

JURY

M. Cédric BACHER
M. Michel BENOIT
M. Patrice CASTAING
M. Eric FEUNTEUN
M. Philippe FRAUNIE
M. Mikhail KARPYTEV

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Mikhail Karpytchev. D'une part pour m'avoir proposé ce sujet de thèse motivant. D'autre part, pour sa très grande disponibilité et pour m'avoir fait confiance.

Merci à Cédric Bacher de l'IFREMER à Brest, et à Michel Benoit, du LNHE à Paris, d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Je leur suis reconnaissante pour leur lecture minutieuse du manuscrit et leurs commentaires constructifs.

Merci à Patrice Castaing, de l'Université de Bordeaux, à Eric Feunteun, de l'Université de La Rochelle, et à Phillippe Fraunié, de l'Université de Toulon, d'avoir répondu favorablement pour participer au jury de cette thèse.

Cette étude n'aurait pu être menée à bien sans la collaboration de nombreux laboratoires et organismes de recherche.

Mes plus vifs remerciements à Michel Benoit du LNHE de Paris, pour sa disponibilité et son aide sur la modélisation des surcotes.

Merci à Bernard Simon du SHOM pour la mise à disposition de données d'harmoniques de marée.

Merci à Jacques Fazilleau de la DDE de Charente maritime pour sa disponibilité, ses conseils et les données sur la marée et la tempête de décembre 1999.

Merci à Jean-Yves Stanisière de l'IFREMER pour la discussion et les données ADCP.

Merci à Alain Fort du Port Autonome de Bordeaux pour les données marégraphiques du Verdon.

Merci à ma famille et mes amis pour leur soutien et leur patience pendant toutes ces longues années d'études.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

Introduction générale.....	p 9
----------------------------	-----

PARTIE I : Propagation de la marée dans les Pertuis Charentais

Chapitre 1. Généralités sur la marée et sur l'analyse des marées.....	p 13
1.1 Historique des études sur la marée.....	p 13
1.2 Origine de la marée : théorie statique.....	p 15
1.2.1 Les forces à l'origine du phénomène.....	p 15
1.2.2 Description du phénomène.....	p 21
1.2.3 Limites de la théorie statique.....	p 27
1.3 Ondes de marée : théorie dynamique.....	p 29
1.3.1 Amplitude de la marée.....	p 29
1.3.2 Différents types de marée.....	p 35
1.4 Historique de l'analyse harmonique.....	p 37
1.5 Principe de l'analyse harmonique.....	p 38
1.5.1 Critère de Rayleigh.....	p 39
1.5.2 Satellites et modulation nodale.....	p 41
Chapitre 2. Présentation des Pertuis Charentais.....	p 44
2.1 Cadre géographique.....	p 44
2.2 Cadre géologique.....	p 47
2.3 Cadre hydrodynamique.....	p 52
2.3.1 Marée.....	p 52
2.3.2 Courants.....	p 68
2.3.3 Vent.....	p 75
2.3.4 Houle et vagues.....	p 77
2.3.5 Observations des surcotes dans la région des Pertuis Charentais.....	p 80
Chapitre 3. Présentation du modèle numérique de marée.....	p 85
3.1 Equations du modèle hydrodynamique.....	p 85
3.2 Modèle numérique construit.....	p 87
3.2.1 Principe.....	p 87
3.2.2 Maillage du domaine.....	p 87
3.3 Paramètres du modèle numérique de marée.....	p 91
3.3.1 Conditions limites.....	p 91
3.3.2 Frottement sur le fond.....	p 93
3.3.3 Diffusivité de la vitesse.....	p 97
3.3.4 Bathymétrie.....	p 97
3.4 Validation du modèle numérique de marée.....	p 100
3.4.1 Harmoniques de marée.....	p 100
3.4.2 Courants.....	p 101
3.5 Sensibilité du modèle tidal aux paramètres.....	p 103
3.5.1 Influence des conditions limites.....	p 103
3.5.2 Influence du coefficient de frottement sur le fond.....	p 104
3.5.2.1 Frottement uniforme en espace.....	p 104

3.5.2.2 Frottement variable en espace.....	p 113
3.5.3 Influence de Z0.....	p 117
Chapitre 4. Applications du modèle tidal et conclusions.....	p 122
PARTIE 2 : Propagation des surcotes dans les Pertuis Charentais	
Introduction.....	p 125
Chapitre 1. Mécanismes générateurs de surcote.....	p 127
1.1 Rôle de la pression atmosphérique.....	p 127
1.2. Rôle du vent.....	p 132
Chapitre 2 . Aspects théoriques des interactions houle / marée / surcote.....	p 139
2.1. Interaction avec le vent.....	p 139
2.1.1. Caractéristiques des vagues.....	p 140
2.1.2. Théorie de Janssen (1991).....	p 143
2.2. Contrainte de frottement sur le fond.....	p 150
2.2.1. Contrainte de frottement du aux vagues.....	p 150
2.2.2. Houle et courants combinés.....	p 152
2.2.3. Théorie de Christoffersen et Jonnson.....	p 154
2.3 Contrainte de radiation.....	p 157
2.3.1. Ondes progressives dans de l'eau de profondeur uniforme.....	p 157
Chapitre 3. Présentation des différents modèles numériques.....	p 167
3.1. Modèle de marée.....	p 168
3.2. Modèle de surcote.....	p 168
3.3. Modèle d'états de mer.....	p 170
3.4. Méthode de couplage entre les différents modèles.....	p 172
Chapitre 4. Conditions météorologiques, de marée et de houle pendant les 5 tempêtes 1999 – 2001.....	p 173
4.1. Vent.....	p 173
4.2. Niveau marin.....	p 176
4.3. Houle et états de mer.....	p 187
4.4. Synthèse.....	p 196
Chapitre 5. Modélisation des interactions marée-houle-surcote pendant 5 tempêtes entre 1999 et 2001.....	p 197
5.1. Forçage surcote et modèle global.....	p 197
5.2. Interaction marée-vent sans interaction avec la houle.....	p 204
5.3. Forçage surcote + couplage avec la houle à travers la contrainte de surface...	p 215
5.4. Apport de la contrainte sur le fond.....	p 223
5.5. Forçage surcote + contrainte sur le fond + contrainte de surface.....	p 231
5.6. Apport de la contrainte de radiation.....	p 236
5.7. Combinaison des contraintes de surface et de radiation.....	p 241

5.8. Association de la contrainte de radiation avec la contrainte de frottement au fond.....	p 244
5.9. Association des trois contraintes.....	p 247
5.10. Prise en compte de l'impact des courants sur la houle.....	p 251
5.11. Synthèse des résultats.....	p 253
Conclusion générale.....	p 257
Références.....	p 261
Annexe 1 : Ellipses de courant.....	p 269
Annexe 2 : Comparaison des amplitudes et des phases des ondes M2, M4 et M6 pour différents coefficients de frottement.....	p 275
Annexe 3 : Evidence for spatially variable friction from tidal amplification in a shallow embayment : the M2 and M4 tides in the Pertuis Breton, Bay of Biscay, France.....	p 282

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les tempêtes de décembre 1999 ont dévasté la France et ont causé la mort de 69 personnes. Les dégâts, considérables, se sont chiffrés à plus de 1.4 milliards d'euros. La Charente Maritime a été un des départements les plus touchés par cette tempête : 12 personnes ont trouvé la mort et une soixantaine de blessés ont été recensés. Les zones côtières ont subi de fortes inondations (cf figure 1). La ville de La Rochelle a été particulièrement ravagée. Le plan ORSEC a été déclenché vers 22h40 dans les départements de Charente et de Charente Maritime (Nouvel Observateur, 28 décembre 1999). Les images des toits arrachés, des forêts dévastées et de la mer débordant sur la côte ont réveillé la conscience française sur le danger que les tempêtes représentent.

Ce phénomène naturel et spectaculaire a motivé les recherches effectuées dans cette thèse (financée par le Conseil Général de Charente Maritime). La rencontre des ondes de tempête, des marées, de la houle et du vent a provoqué des submersions marines importantes rappelant la nécessité de la prédiction en temps réel des surcotes et des inondations. Cependant, encore aujourd'hui, notre capacité pour une prévision opérationnelle n'est pas limitée que par les moyens de calculs et la disponibilité d'observations (bien que ces aspects soient primordiaux), mais également par la compréhension des mécanismes d'interaction entre les différents facteurs-clefs à l'origine des surcotes et des vagues de tempête. L'objectif de cette thèse est donc d'apporter de nouvelles informations et connaissances pour combler cette lacune.

Les Pertuis Charentais présentent un grand intérêt scientifique dans ce type d'étude : c'est une zone macrotidale caractérisée par la géométrie complexe des côtes, leur faible profondeur et la présence importante d'estrans. Les interactions entre marée, houle et surcote jouent donc un rôle majeur dans la propagation des surcotes dans les Pertuis. Pour simuler ces mécanismes physiques, nous allons construire des modèles numériques basés sur la chaîne de logiciels du système TELEMAC.

Cette thèse se compose de deux grandes parties :

- L'étude de la propagation de la marée dans les Pertuis Charentais, avec le développement d'un modèle barotrope de marée.
- L'étude de la propagation des surcotes dans les Pertuis, avec le développement d'un modèle de surcote avec prise en compte des interactions houle / marée / surcote / vent.

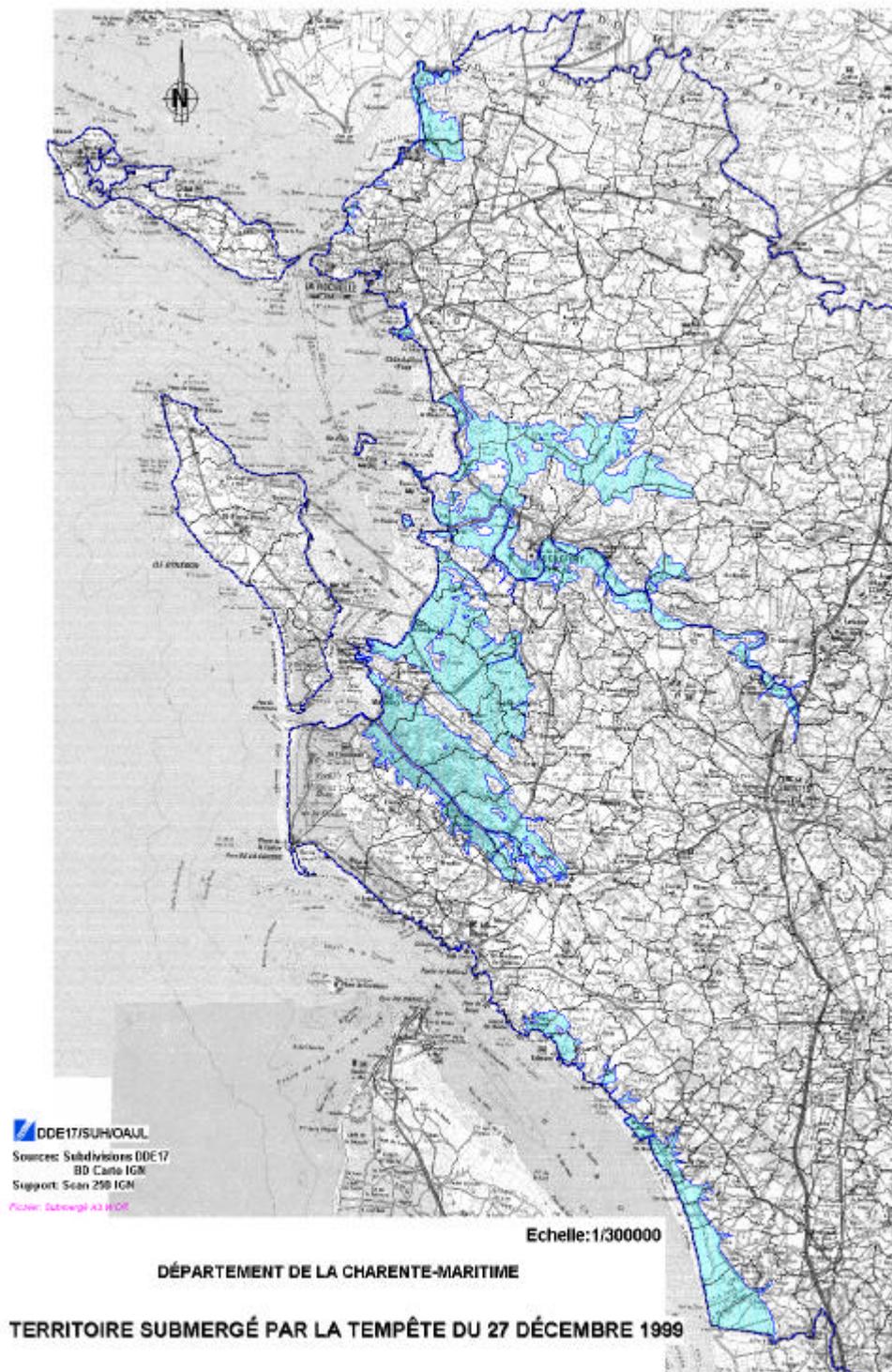


Figure n°1 : Territoires submergés pendant la tempête de décembre 1999 (source : DDE 17)

PARTIE 1 :
PROPAGATION DE LA MAREE DANS LES
PERTUIS CHARENTAIS

Chapitre 1. Généralités sur la marée et sur l'analyse des marées :

1-1 Historique des études sur la marée (Simon, 2005) :

Les Grecs et les Romains furent les premiers à étudier les marées, poussés par les nécessités de la guerre et du commerce sur les côtes de l'Atlantique, en Europe, Afrique, Mer Rouge et Océan Indien où celles-ci sont importantes.

Aux environs de 330 avant J.C., le Grec Pytheas partit de Marseille, qui était alors une colonie grecque, pour un long voyage vers les îles britanniques. Il observa alors des marées d'amplitude insoupçonnée dans le monde méditerranéen et fit une découverte fondamentale : la marée était d'une manière ou d'une autre contrôlée par le mouvement de la Lune. Non seulement il constata qu'il y avait deux pleines mers (= niveau le plus élevé atteint par la mer au cours d'un cycle de marée, noté PM) et deux basses mers (= niveau le plus bas atteint par la mer au cours d'un cycle de marée, noté BM) par jour lunaire, mais également que l'amplitude de la marée dépendait des phases de la Lune. Cette découverte peut être considérée comme le point de départ des recherches sur la théorie des marées.

Vers la même époque, Selerrrens de Babylone observait les marées du Golfe persique et signalait les effets de la déclinaison des astres sur l'amplitude de la marée.

Quelques 150 années plus tard, un astronome grec Selukos, observant la marée de la Mer Rouge, découvrit les inégalités diurnes et relia leur amplitude à la déclinaison de la Lune (= angle compris entre la direction de la Lune et le plan de l'équateur terrestre. Il est compté de 0° à 90°, positivement vers le pôle Nord et négativement vers le pôle Sud).

Au premier siècle avant J.C., Posidanius de Rhodes établit pour les marées des côtes espagnoles, un tableau donnant la concordance de leurs variations diurnes, semi-diurnes et mensuelles avec les mouvements de la Lune et du Soleil.

Strabon au début de l'ère chrétienne décrit les marées du Portugal, d'Angleterre, du Danemark, d'Italie et du Golfe persique. Vers la même époque, Pline l'ancien mentionne l'établissement (= valeur moyenne de l'intervalle de temps qui s'écoule entre le passage de la Lune au méridien d'un lieu et la pleine mer qui suit immédiatement ce passage), l'âge de la marée (= retard entre le maximum d'amplitude de la marée et le maximum d'action des astres. Pour une marée de type semi-diurne, c'est l'intervalle de temps qui sépare une pleine lune ou une nouvelle lune de la vive-eau qui suit. Pour une marée de type diurne, c'est l'intervalle de temps qui sépare le passage de la Lune à ses tropiques de l'instant de la vive-eau qui suit) et les variations annuelles de l'amplitude des vives-eaux (= période pendant laquelle le marnage (= différence de hauteur entre une basse mer et une pleine mer successive) passe par un maximum, notée VE).

Ainsi, il y a plus de deux millénaires, les caractéristiques les plus importantes de la marée étaient connues, grâce en particulier aux observations des Grecs dans les îles britanniques et en Mer Rouge. Il fallut pourtant attendre plus de 1700 années avant qu'une explication satisfaisante fût donnée à ce phénomène.

Pendant cette période, les explications les plus étranges ont pu être avancées, parfois dues à des esprits scientifiques éminents.

Bede le vénérable, un moine britannique (673-735) pensait que le jusant (= intervalle de temps entre une pleine mer et la basse mer qui la suit) était dû au souffle de la Lune sur l'eau, le flot (= intervalle de temps entre la basse mer et la pleine mer qui la suit) intervenant lorsque l'astre s'éloignait.

Un savant arabe, Zakariya al-Qwazwini (1203-1283) tenta la première explication scientifique. Selon lui, la marée montante (= flot) était due à l'expansion thermique de l'eau échauffée par la Lune et le Soleil. Son hypothèse cependant ne pouvait à l'évidence pas expliquer pourquoi la Lune jouait le rôle le plus important.

L'astronome allemand Kepler (1571-1630) était convaincu que l'explication devait être recherchée dans une force attractive de la Lune et du Soleil, force qui devait être une sorte de magnétisme. Il était probablement inspiré par la récente découverte du magnétisme terrestre par Gilbert.

Le physicien et astronome italien Galilée (1564-1642) se dit surpris que Kepler s'intéressât à l'action de la Lune sur l'eau et à des phénomènes occultes et autres enfantillages. Lui-même croyait, soutenant la théorie de Copernic sur la rotation de la Terre, que les marées étaient générées par l'effet combiné de la rotation de la Terre autour de son axe et de son mouvement orbital autour du Soleil. Ces mouvements étaient censés engendrer des oscillations des océans qui se manifesteraient par la marée.

Descartes (1596-1650), quant à lui, défendit l'idée de l'origine lunaire des marées. Selon lui, la Lune et la Terre sont chacune entourées d'un grand tourbillon. La pression exercée par le tourbillon de la Lune sur celui de la Terre était transmise à la surface de la Terre et générait les marées.

Le mathématicien anglais Wallis (1642- 1727) proposa en 1666 une version amendée de la théorie de Galilée en cherchant à y inclure l'influence de la Lune. Il proposa d'expliquer les oscillations de la marée non seulement par le mouvement de la Terre autour du Soleil, mais également par son mouvement autour du centre de gravité du système Terre-Lune.

Ce fut Newton qui, en 1687, posa les fondements véritables de toutes les recherches ultérieures en rattachant la théorie des marées à son grand principe de la gravitation universelle. Il admit que la cause des marées réside dans l'attraction exercée sur les molécules des océans par la Lune et le Soleil, seuls astres à considérer en raison de leur proximité ou de leur masse. Il proposa la théorie statique, mais aboutit à un échec car la mécanique des fluides était trop peu avancée à son époque pour qu'il puisse donner une théorie plus approfondie des marées.

Il fallut attendre près d'un siècle pour qu'un progrès fût réalisé dans l'explication du phénomène. Laplace, en 1799, envisagea le problème sous un aspect dynamique qui fut la base de tous les développements futurs.

Lord Kelvin, en 1870, décomposa le potentiel de la force génératrice de la marée en une somme de termes périodiques. Il inventa une machine, le Tide Predictor, pour faire la somme de tous les termes et tracer la courbe de marée.

A la fin du XIXème siècle, la théorie dynamique fut reprise par Poincaré qui indiqua les méthodes de calcul au moyen desquelles la solution du problème des marées pouvait être obtenue sur un globe où les océans sont séparés par des continents.

1.2 Origine de la marée : théorie statique (Ifremer, SHOM, Observatoire océanologique de Roscoff) :

1.2.1 Les forces à l'origine du phénomène :

La marée est due à la Lune et au Soleil. Plus précisément, ce phénomène d'origine astronomique est une manifestation de la loi de gravitation universelle appliquée au système formé par la Terre, le Soleil et la Lune.

Considérons successivement les systèmes Terre-Lune, puis Terre-Soleil : dans chacun une particule d'eau de masse M_2 , située à la surface de la Terre sera soumise à deux forces : la force centrifuge et la force d'attraction gravitationnelle.

1.2.1.1 La force d'attraction gravitationnelle :

Cette force F_a est exercée par un astre (Lune ou Soleil) de masse M_1 sur une particule d'eau à la surface des océans :

$$F_a = \frac{GM_1M_2}{d^2}$$

Avec G = constante universelle de gravitation = $6.672 \cdot 10^{-11} \text{ N.m}^2.\text{Kg}^{-2}$

d = distance Terre-astre

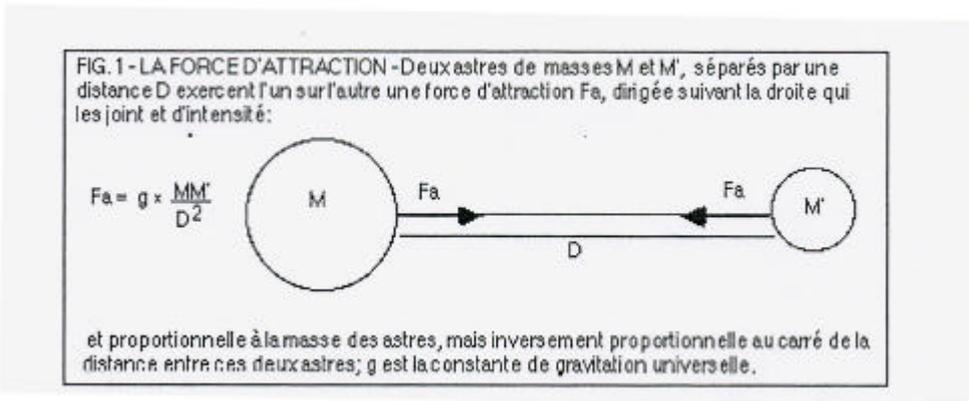


Figure n°1-1 : la force d'attraction (Source : Observatoire de Roscoff).

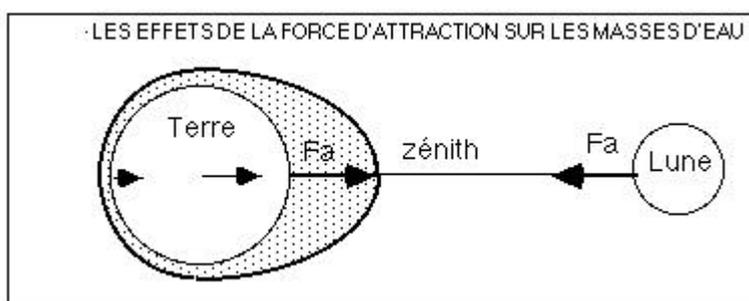


Figure n°1-2 : effets de la force d'attraction sur les masses d'eau (Source : Observatoire de Roscoff).

Cette force est maximum au point de la Terre qui est le plus proche de l'astre (c'est-à-dire quand l'astre est au zénith du point d'observation) et minimum lorsque celui-ci est au nadir (point diamétralement opposé à la position de l'observateur).

1.2.1.2 La force centrifuge :

Cette force Fg est due à la rotation de la Terre autour du centre de gravité Terre-Lune ou Terre-Soleil et compense exactement la force d'attraction gravitationnelle. Elle est identique en tout point de la surface de la Terre et a la forme suivante :

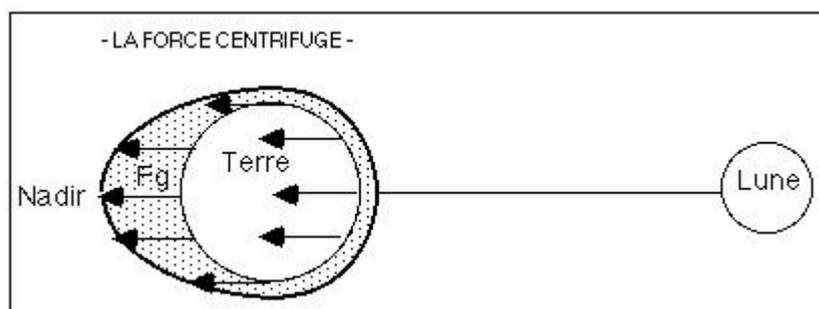


Figure n°1-3 : la force centrifuge (Source : Observatoire de Roscoff).

La valeur F_g peut être obtenue en utilisant la formule :

$$F_g = -\frac{GM_1M_2}{d^2}$$

L'effet de la Lune est prépondérant. Cependant, il est à noter que le Soleil, malgré sa distance, participe pour environ un tiers de la force de marée, de par sa masse imposante.

1.2.1.3 La force génératrice de la marée :

C'est la résultante des deux forces F_a et F_g . Elle dépend de la position sur la Terre :

- elle est nulle au centre de la Terre : $F_a = F_g$
- elle est dirigée vers la Lune au zénith : $F_a > F_g$
- elle est dirigée à l'opposé de la Lune au nadir : $F_a < F_g$
- elle est dirigée plus ou moins vers le centre de la Terre pour les points situés perpendiculairement à l'axe zénith-nadir.

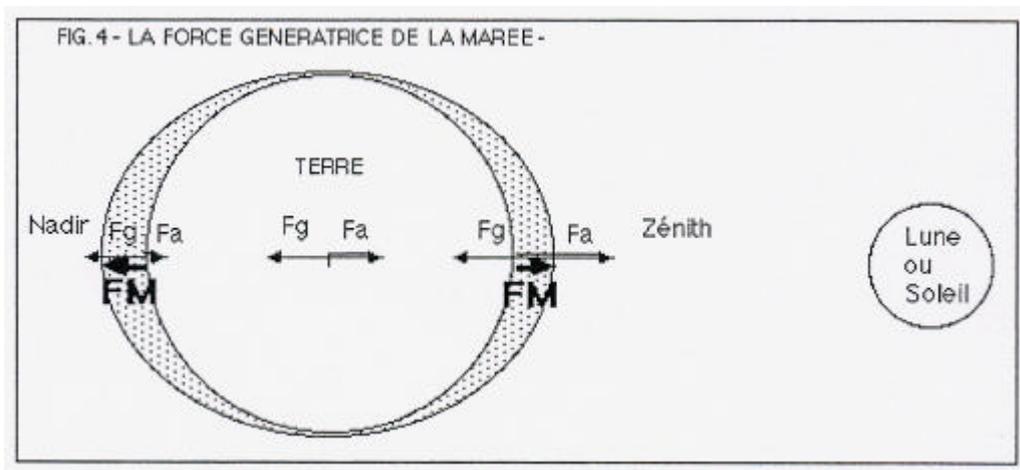


Figure n°1-4 : la force génératrice de la marée (Source : Observatoire de Roscoff).

1.2.1.4 Potentiel générateur de la marée (Munk and Cartwright, 1966 ; Simon, 2005) :

La force d'attraction gravitationnelle exercée sur une masse unité par un astre de masse M_a situé à une distance d est égale à :

$$\vec{F}_A = G \frac{M_a}{d^2} \vec{u}$$

Où \vec{u} est le vecteur unitaire dans la direction de l'astre.

En posant $V = G \frac{M_a}{d}$, \vec{F}_A peut être exprimée à l'aide de la formule : $\vec{F}_A = -\text{grad}V$.

La force d'attraction gravitationnelle \vec{F}_A dérive du potentiel gravitationnel V .

Cette force a pour composantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{Ax} = G \frac{M_a}{d^2} \mathbf{a} \\ F_{Ay} = G \frac{M_a}{d^2} \mathbf{b} \\ F_{Az} = G \frac{M_a}{d^2} \mathbf{g} \end{array} \right.$$

Où α , β et γ sont les cosinus directeur du vecteur \vec{u} .

Soit \vec{F}_A la force d'attraction gravitationnelle sur l'unité de masse au point T(x_T , y_T , z_T) et V_T le potentiel en ce point. Déplaçons le point d'application de cette force en M(x , y , z). Au cours de ce déplacement,

$$dV = \frac{\partial V}{\partial x} dx + \frac{\partial V}{\partial y} dy + \frac{\partial V}{\partial z} dz = -F_{Ax} dx - F_{Ay} dy - F_{Az} dz = -\frac{GM_a}{d^2} (\mathbf{a}dx + \mathbf{b}dy + \mathbf{g}dz)$$

En intégrant selon chacune des composantes de la force :

$$V = V_T - \frac{GM_a}{d^2} [\mathbf{a}(x-x_T) + \mathbf{b}(y-y_T) + \mathbf{g}(z-z_T)] = V_T - \frac{GM_a}{d^2} \vec{u}TM$$

La différence entre les potentiels aux points T et M est égale au travail de la force lorsque son point d'application est déplacé de T à M.

Ces résultats peuvent être appliqués à la force génératrice de la marée :

La force génératrice de la marée en un point M est égale à la différence des attractions gravitationnelles exercées par un astre au point M et au centre de la Terre T.

Cette force dérive du potentiel $V = V_1 + V_2$ où V_1 est le potentiel dont dérive la force $-F_A(T)$

$$\vec{F}(M) = F_A(M) - F_A(T)$$

appliquée au point M et V_2 le potentiel dont dérive la force $F_A(M)$.

$$F_A(T) = \text{grad}V_1$$

$$F_A(M) = \text{grad}V_2$$

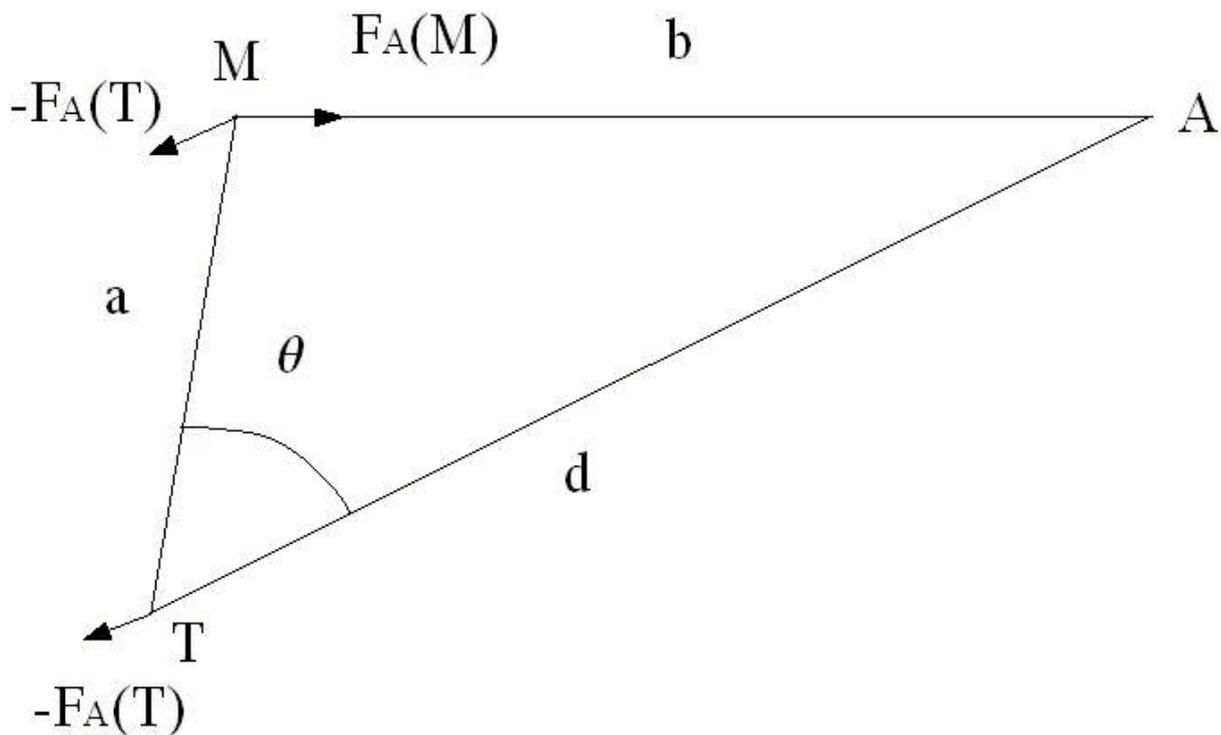


Figure n°3-5 : Forces en présence

$$V_1 = -\frac{GM_A}{d} - \frac{GM_A}{d^2} a \cos \theta$$

V_1 représente l'opposé du potentiel gravitationnel en T, corrigé du travail de la force en T et M.

$$V_2 = -\frac{GM_A}{b}$$

V_2 est le potentiel gravitationnel en M.

$$V = V_1 + V_2 = GM_a \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{d} - \frac{a}{d^2} \cos \mathbf{q} \right)$$

Dans le triangle ATM :

$$b^2 = d^2 + a^2 - 2ad \cos \theta$$

d'où :

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{a}{d} \cos \mathbf{q} + \frac{a^2}{d^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Cette expression met en évidence le rapport a/d dont la faible valeur va permettre de mettre le potentiel sous la forme d'une série rapidement convergente. Ce développement peut être fait directement, mais il semble plus judicieux de passer par l'intermédiaire des polynômes de Legendre.

$$\frac{1}{\sqrt{1-2ax+a^2}} = \sum_{n=0}^{n=\infty} a^n P_n(x)$$

Où les P_n sont les polynômes de Legendre définis par les formules récurrentes :

$$P_l^m(x) = (-1)^m \frac{(1-x^2)^{m/2}}{2^l l!} \frac{d^{(l+m)}}{dx^{(l+m)}} (x^2-1)^l$$

Avec l et m = degré et ordre de la fonction.

Il s'ensuit une expression du potentiel générateur de la marée sous la forme d'un développement en polynômes de Legendre où les termes en P_0 et P_1 s'éliminent :

$$V = \frac{GM}{d} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{d} \right)^n P_n(\cos \mathbf{q})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_2(\cos \mathbf{q}) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \mathbf{q} - 1) \\ P_3(\cos \mathbf{q}) = \frac{1}{2}(5 \cos^3 \mathbf{q} - 3 \cos \mathbf{q}) \\ P_4(\cos \mathbf{q}) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \mathbf{q} - 30 \cos^2 \mathbf{q} + 3) \\ \dots \end{array} \right.$$

En introduisant l'accélération de la pesanteur $g = \frac{GM_T}{a}$ et en posant selon l'usage : $i = \frac{d_0}{d}$ où d_0 est la distance moyenne de l'astre,

$$V = \frac{M}{M_T} g \frac{a^4}{d_0^3} \sum_{n=2}^{\infty} i^{n+1} \left(\frac{a}{d_0} \right)^{n-2} P_n(\cos \mathbf{q})$$

a/d est proche de $1/60$ pour la Lune et de $1/23400$ pour le Soleil. Les termes de la série sont donc rapidement décroissants. En pratique, seuls les deux premiers termes sont conservés, et en première approximation, le développement est limité au terme en P_2 , soit :

$$V \cong \frac{M}{M_T} g \frac{a^4}{d_0^3} i^3 \frac{1}{2} (3 \cos^2 \mathbf{q} - 1)$$

Le potentiel générateur de la marée est constitué de la somme du potentiel relatif à la Lune et du potentiel relatif au Soleil. Il est appelé potentiel luni-solaire.

1.2.2 Description du phénomène :

1.2.2.1 Les cycles semi-diurnes :

La rotation de la Terre sur elle-même en 24 heures fait qu'un point de la surface du globe se trouve successivement du côté zénithal, où la force génératrice de la marée est maximale et correspond à la Pleine Mer, puis environ 6 heures plus tard, du côté de moindre attraction et correspond à la Basse Mer, puis 6 heures après, du côté nadiral, où la force génératrice de la marée est maximale aussi (PM) et encore 6 heures après, du côté de moindre

attraction (BM). Chaque point verra donc 2 PM et 2 BM par 24 heures, ce qui explique la période semi-diurne de la marée.

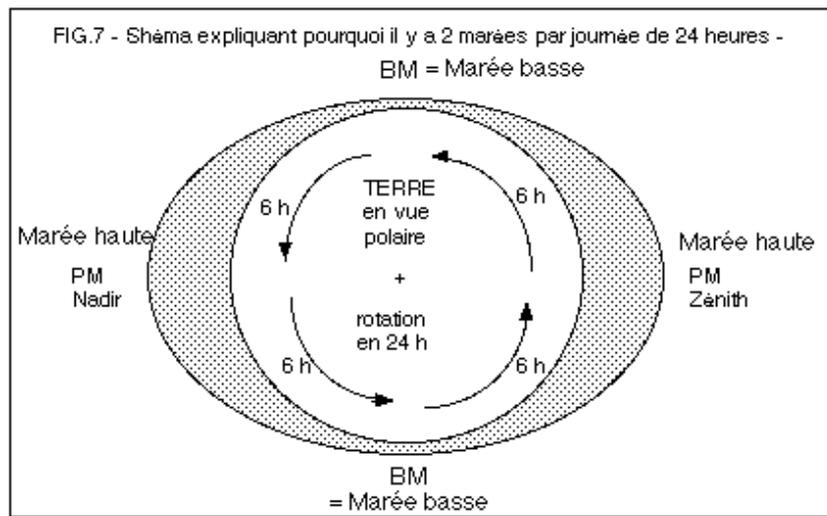


Figure n°1-6 : les cycles semi-diurnes (Source : Observatoire de Roscoff).

1.2.2.2 Les marées de vives eaux et de mortes eaux :

Le mouvement de rotation de la Lune autour de la Terre (une révolution en 27.5 jours) entraîne l'existence de maxima de marées lorsque Soleil, Terre et Lune sont alignés (syzygies) : ce sont les marées de vives eaux (VE).

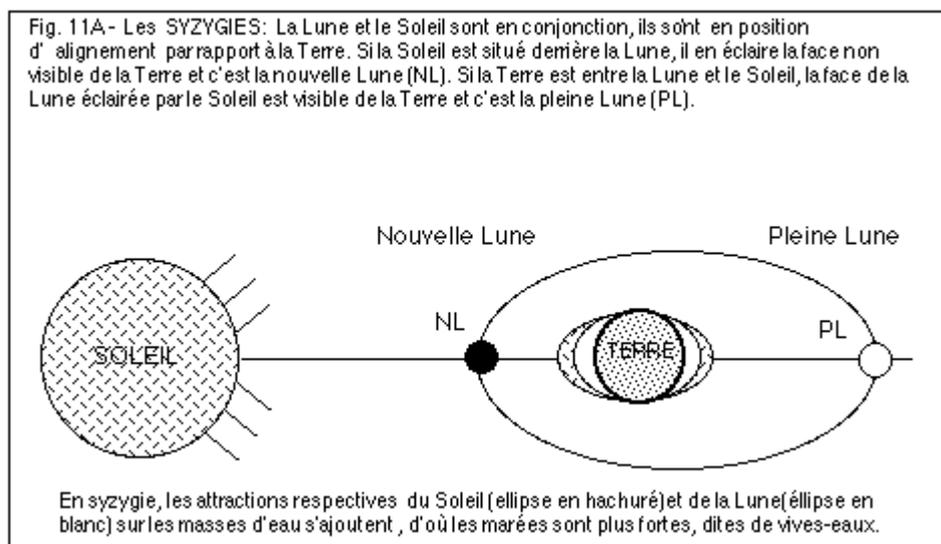


Figure n°1-7 : les syzygies (Source : Observatoire de Roscoff).

A l'inverse, lorsque les deux astres sont orientés à 90°, l'amplitude des marées est réduite (quadrature) : ce sont des marées de mortes eaux (ME).

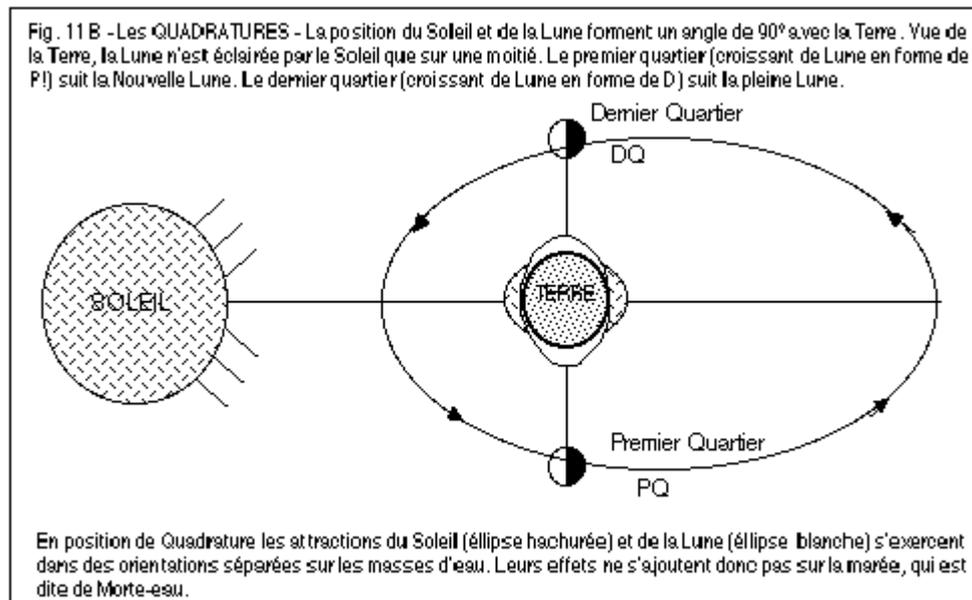


Figure n°1-8 : les quadratures (Source : Observatoire de Roscoff).

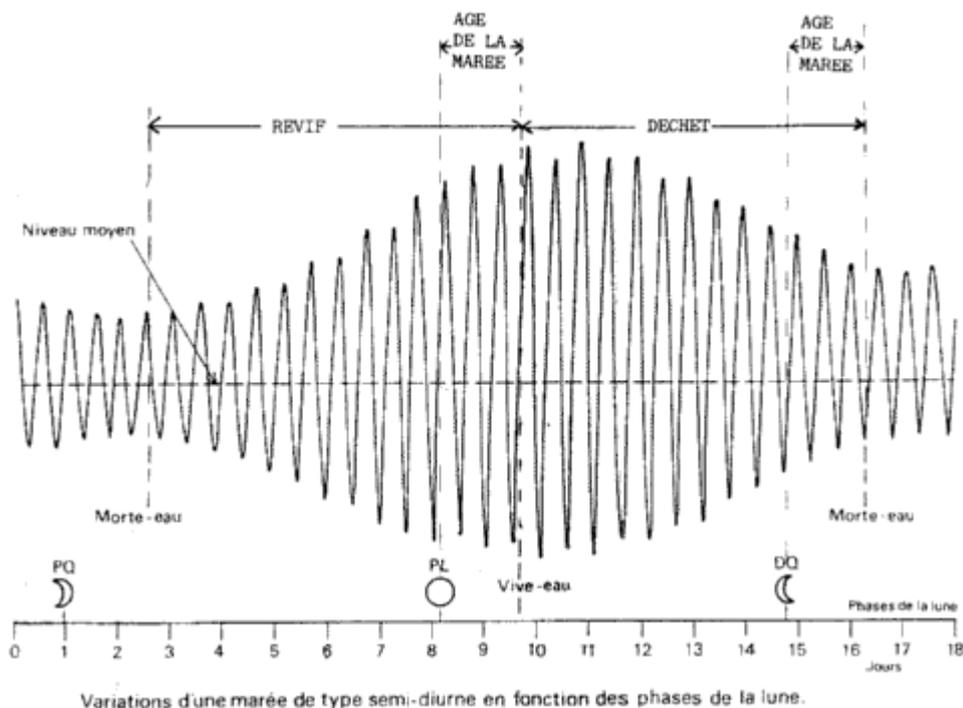


Figure n°1-9 : Effet du cycle lunaire sur l'amplitude des marées (Source : Site internet du SHOM)

1.2.2.3 Le retard de la marée :

Si 2 PM et 2 BM étaient observées par jour avec une périodicité de 24 heures, les heures de marée seraient exactement identiques d'un jour à l'autre ; or, ce n'est pas le cas.

La Terre tourne sur elle-même en 24 heures et pendant ce temps là, la Lune s'est un peu déplacée car elle tourne autour de la Terre en 29 jours 12 heures et 44 minutes. En 24 heures, la Lune se sera déplacée de 13° environ sur son orbite. A la fin de sa rotation quotidienne, la Terre devrait donc se tourner de 13° supplémentaires pour se retrouver exactement dans sa position initiale face à la Lune. Cela prend environ 50 minutes à la Terre pour rattraper ces 13 degrés. Le cycle des 2 marées est donc bouclé en environ 24 heures et 50 minutes. De ce fait, le temps entre 2 PM n'est pas 24 heures / 2, mais $24\text{h}50' / 2$ soit $12\text{h}25'$.

Remarque : T = 24 heures : jour solaire

T = 24 heures 50 minutes : jour lunaire

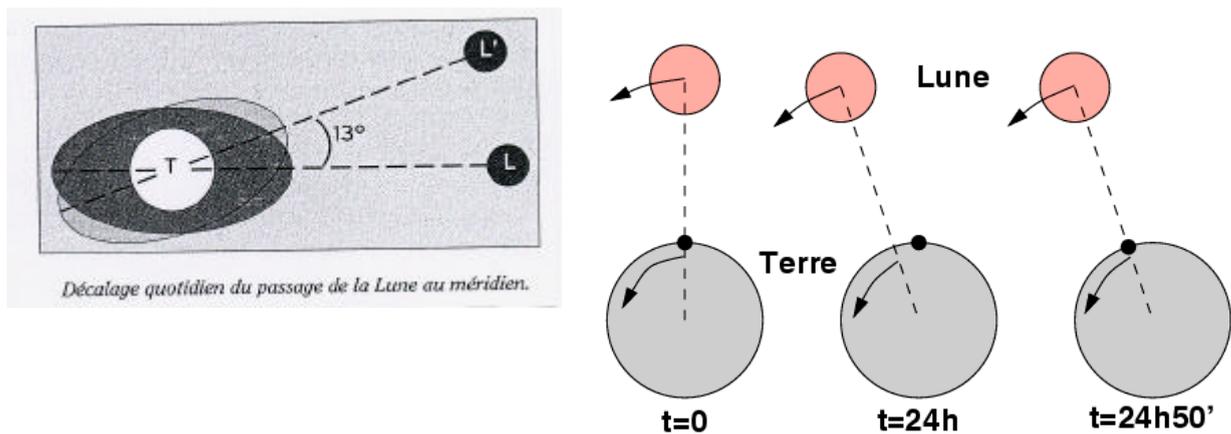


Figure n°1-10 : le décalage de la Lune (Source : SHOM, 1997)

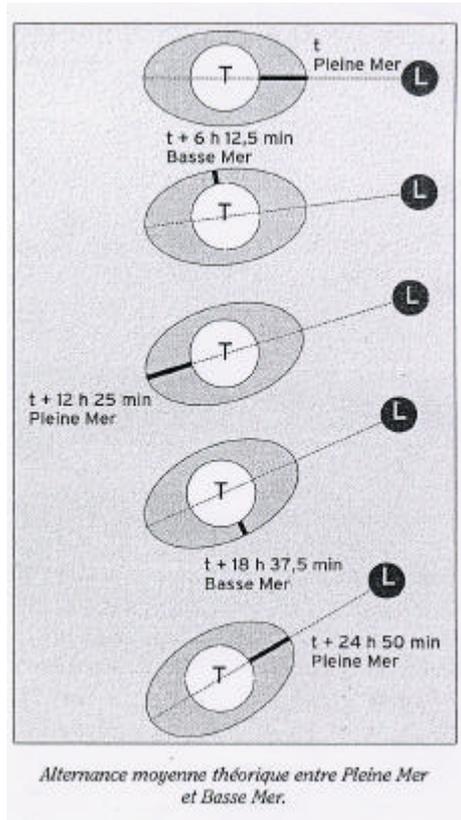


Figure n°1-11 : Alternance moyenne théorique entre Pleine Mer et Basse Mer (Source : SHOM, 1997).

Le mouvement d'un astre autour d'un autre astre s'appelle révolution. La Lune fait le tour de la Terre (360°) en 27 jours 7 heures et 43 minutes. C'est la révolution sidérale. L'alignement Terre-Lune-Etoile ne se retrouve qu'au bout de ce temps.

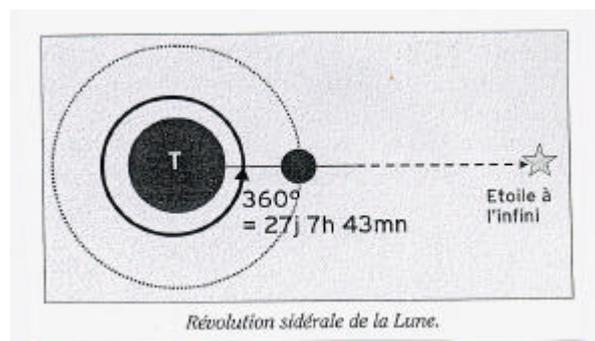


Figure n°1-12 : Révolution sidérale de la Lune (Source : SHOM, 1997).

Mais pendant ce temps, la Terre, elle aussi, s'est déplacée puisqu'elle tourne autour du Soleil (360° en 365 jours 6 heures et 9 minutes : année sidérale). La Terre accomplit donc un déplacement d'environ 27° en 27 jours et 7 heures.

Donc un alignement initial Soleil-Terre-Lune ne se retrouvera que lorsque la lune aura tourné de $360^\circ + 27^\circ +$ le rattrapage du déplacement de la Terre pendant ces 27° supplémentaires,

c'est-à-dire $360^\circ + 27^\circ + 2^\circ$, ce qui demande 29 jours 12 heures 44 minutes et 2 secondes. C'est la révolution synodique, ou mois lunaire ou lunaison. Ce temps est celui qui sépare 2 phases identiques de la Lune.

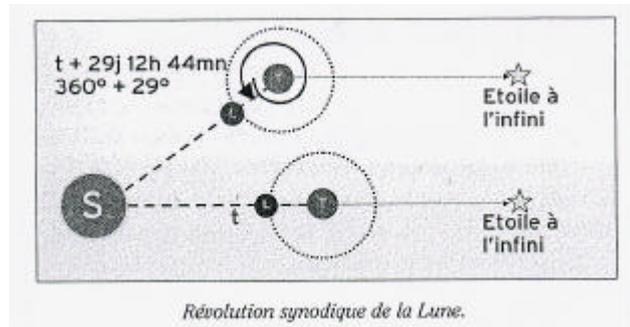
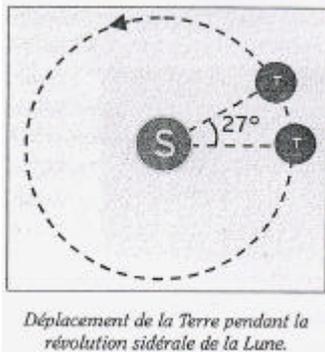


Figure n°1-13 : Déplacement de la Terre pendant la révolution sidérale de la Lune

Figure n°1-14 : Révolution synodique de la Lune (Source : SHOM, 1997)

1.2.2.4 L'influence de la déclinaison :

Le Soleil et la Lune présentent des déclinaisons qui varient au cours de l'année (Lune : 28° de part et d'autre du plan de l'équateur, avec une période de 27.2 jours, et Soleil : 23° , avec une périodicité annuelle).

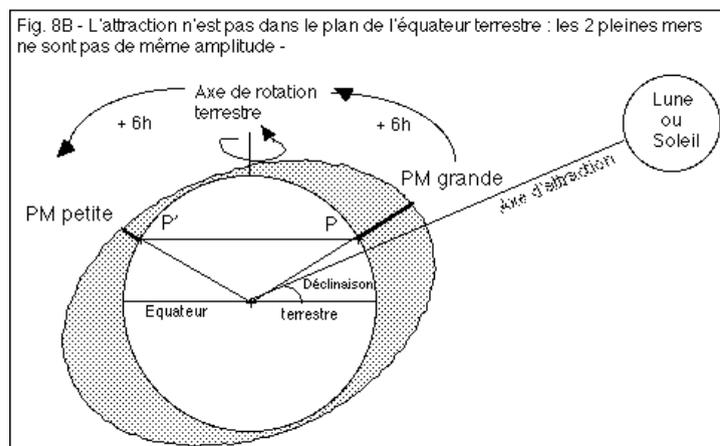
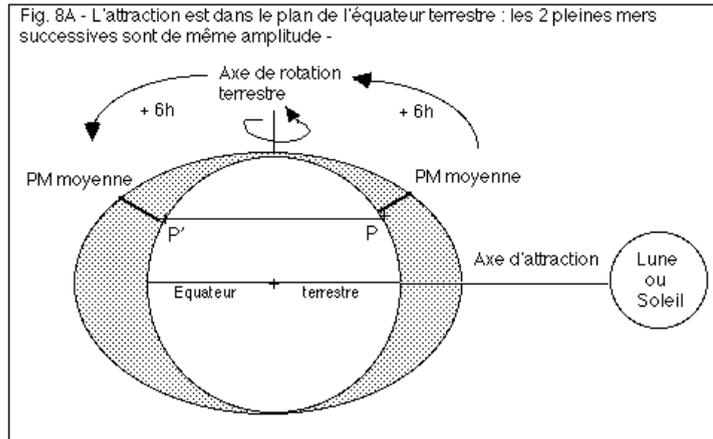


Figure n°1-15 : Influence de la déclinaison (Source : observatoire de Roscoff).

Remarque : déclinaison = angle entre la position de l'astre et le plan de l'équateur terrestre. Plus la déclinaison est forte, plus la différence entre 2 PM successives sera importante.

La déclinaison de l'astre déforme la surface liquide dans un plan qui n'est pas celui de la rotation du globe. En conséquence, un point P subissant une forte PM en zénithal aura une faible PM en nadiral, puisque cette dernière position ne sera plus dans le plan d'attraction maximale de l'astre.

1.2.3 Limites de la théorie statique :

La théorie statique n'est pas satisfaisante car elle n'est que la représentation d'un équilibre qui, en raison de l'inertie des masses d'eau, n'est jamais atteint.

La surface des océans ne prend pas la forme imposée par la force génératrice (PM au zénith et au nadir) pour plusieurs raisons :

- les continents forment des barrières empêchant la marée de tourner autour de la Terre.
- une PM devrait faire un tour de la Terre en 24h50' or aucune onde ne peut aller aussi vite dans l'océan. La vitesse de propagation des ondes dépend de la profondeur, elle est maximale au dessus des grandes plaines abyssales et diminue très fortement au voisinage des côtes.

$$c = \sqrt{gh}$$

Avec c = célérité de l'onde

g = accélération de la pesanteur = 9.81 m/s²

h = profondeur d'eau

- la force de Coriolis vient compliquer la propagation des ondes : celles-ci ont tendance à tourner dans le sens contraire des aiguilles d'une montre et en laissant la côte sur leur droite dans l'hémisphère Nord.

Pour ces différentes raisons, la marée est une onde stationnaire tournant autour de points fixes appelés points amphidromiques où l'amplitude de la marée est nulle.

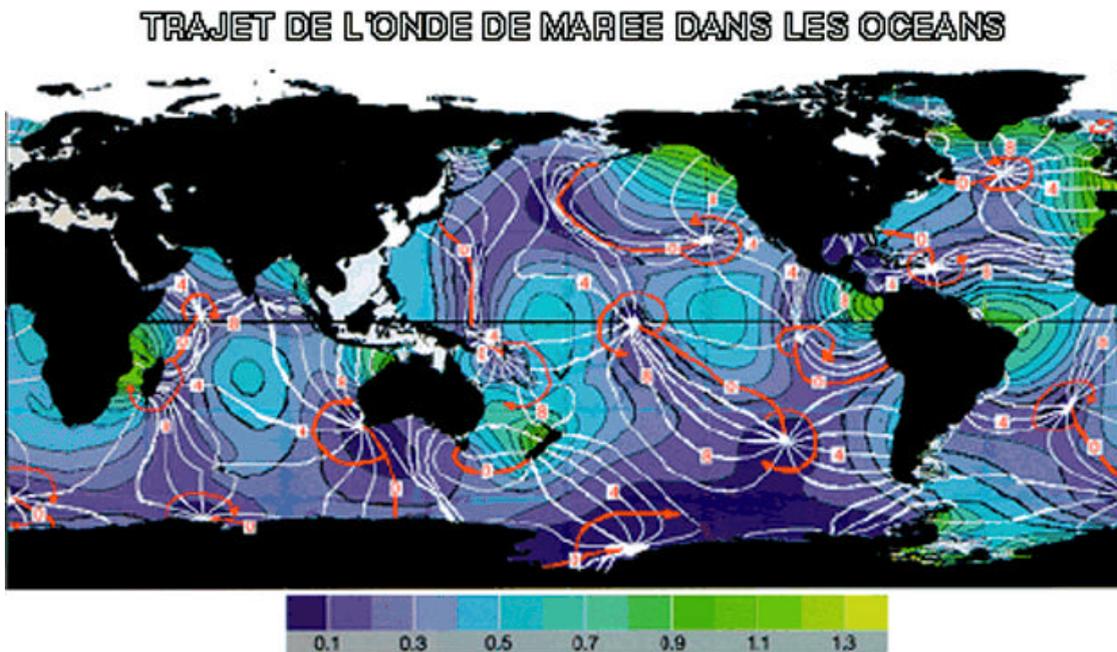


Figure n°1-16 : Trajet de l'onde de marée dans les océans (Source : observatoire de Roscoff)

1.3 Onde de marée : théorie dynamique

Selon le point de vue de Laplace qui n'a jamais été remis en cause, la réponse de la mer à la force génératrice de la marée prend la forme d'ondes générées de manière diffuse à travers les océans. Ces ondes se propagent avec des vitesses qui dépendent de la profondeur, et comme toutes les ondes, en fonction du milieu de propagation, elles sont réfléchies, réfractées et dissipées. Il s'ensuit que la marée observée en un point est le résultat de la superposition de toutes ces ondes élémentaires arrivant de tous les points des océans et qui, chacune sur son trajet, a rencontré des conditions de propagation différentes. Ces ondes peuvent évidemment interférer entre elles, renforçant ou au contraire atténuant certaines fréquences.

1.3.1 Amplitude de la marée :

La marée peut être considérée comme la somme d'ondes élémentaires strictement périodiques, appelées composantes harmoniques dont certaines sont associées aux mouvements des astres.

	nom	argument	amplitude	période	origine astronomique
LONGUES	M_0	0	0,556	∞	constante lunaire
	S_0	0	0,258	∞	constante solaire
	S_2	$h - p_S$	0,013	8766,163	onde solaire elliptique
	S_{2s}	2h	0,080	4382,921	onde solaire déclinaisonnelle
	M_{2s}	$s - p_L$	0,091	661,309	onde lunaire elliptique
	M_2	2s	0,172	327,859	onde lunaire déclinaisonnelle
COMPOSANTES DIURNES	O_1	$(\tau - s) - (s - p_L)$	0,079	26,866	onde lunaire elliptique majeure
	O_1	$\tau - s$	0,415	25,819	onde lunaire diurne principale
	M_1	$(\tau + s) - (s - p_L)$	-0,033	24,833	onde lunaire elliptique mineure
	π_1	$(t - h) - (h - p_S)$	0,011	24,132	onde solaire elliptique de P_1
	P_1	t - h	0,193	24,066	onde solaire diurne principale
	S_1	$(t + h) - (h - p_S)$	-0,005	24,000	onde solaire elliptique de s_{K1}
	m_{K1}	$\tau + S$	-0,399	23,934	onde lunaire déclinaisonnelle
	s_{K1}	t + h	-0,185	23,934	onde solaire déclinaisonnelle
	ψ_1	$(t + h) + (h - p_S)$	-0,005	23,869	onde solaire elliptique de s_{K1}
	ϕ_1	t + 3h	-0,008	23,804	onde solaire déclinaisonnelle
	J_1	$(\tau + s) + (s - p_L)$	-0,033	23,098	onde elliptique lunaire de m_{K1}
00_1	$\tau + 3s$	-0,018	22,306	onde lunaire déclinaisonnelle	
COMPOSANTES SEMI-DIURNES	$2N_2$	$2\tau - 2(s - p_L)$	0,025	12,905	onde lunaire elliptique de M_2
	μ_2	$2\tau - 2(s - h)$	0,031	12,872	onde lunaire variationnelle
	N_2	$2\tau - (s - p_L)$	0,191	12,658	onde lunaire elliptique majeure de M_2
	ν_2	$2\tau - (s - 2h + p_L)$	0,036	12,626	onde lunaire évectionnelle
	M_2	2 τ	1,000	12,421	onde lunaire principale semi-diurne
	λ_2	$2\tau + (s - 2h + p_L)$	-0,007	12,222	onde lunaire évectionnelle
	L_2	$2\tau + (s - p_L)$	-0,028	12,192	onde lunaire elliptique mineure de M_2
	T_2	$2\tau - (h - p_S)$	0,027	12,016	onde solaire elliptique majeure de S_2
	S_2	2t	0,486	12,000	onde solaire principale semi-diurne
	R_2	$2t + (h - p_S)$	-0,004	11,984	onde solaire elliptique mineure de S_2
	m_{K2}	$2(\tau + s)$	0,087	11,967	onde lunaire déclinaisonnelle
	s_{K2}	$2(\tau + h)$	0,040	11,967	onde solaire déclinaisonnelle
M_3	3 τ	-0,013	8,280	onde lunaire principale tiers-diurne	

Tableau n°1-1 : Les harmoniques de marée (Source : Revault d'Allonnes, 2005)

D'autres proviennent des interactions non linéaires entre une onde principale et le fond. Elles sont importantes dans les eaux peu profondes. Par exemple, l'onde M4 provient de M2. L'apparition de ces harmoniques supérieures a pour conséquence une courbe de marée qui devient asymétrique.

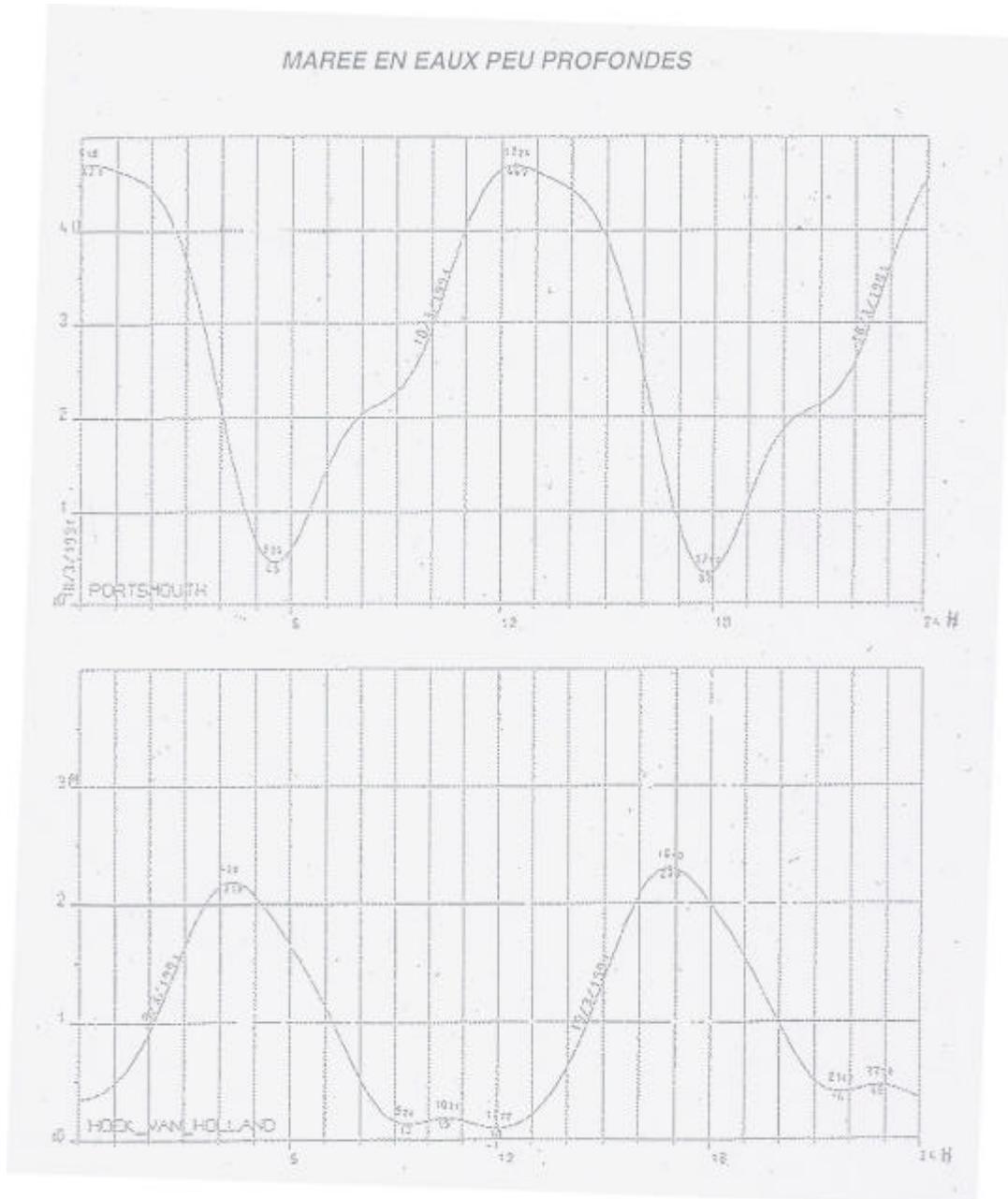


Figure n°1-17 : Marée en eaux peu profondes. (Source : SHOM, 1997).

Chaque harmonique est une sinusoïde dont l'amplitude et la phase ne dépendent que du lieu d'observation. Ainsi, la hauteur de la marée à un instant t peut s'exprimer par la formule suivante :

$$h(t) = Z_0 + \sum_{i=1}^n [A_i \cos(\omega_i t - j_i)]$$

Avec Z_0 = niveau moyen, rapporté au zéro des cartes, autour duquel oscille le niveau de l'eau

A_i = amplitude de l'onde i

φ_i = phase de l'onde i

ω_i = pulsation de l'onde i

t = temps

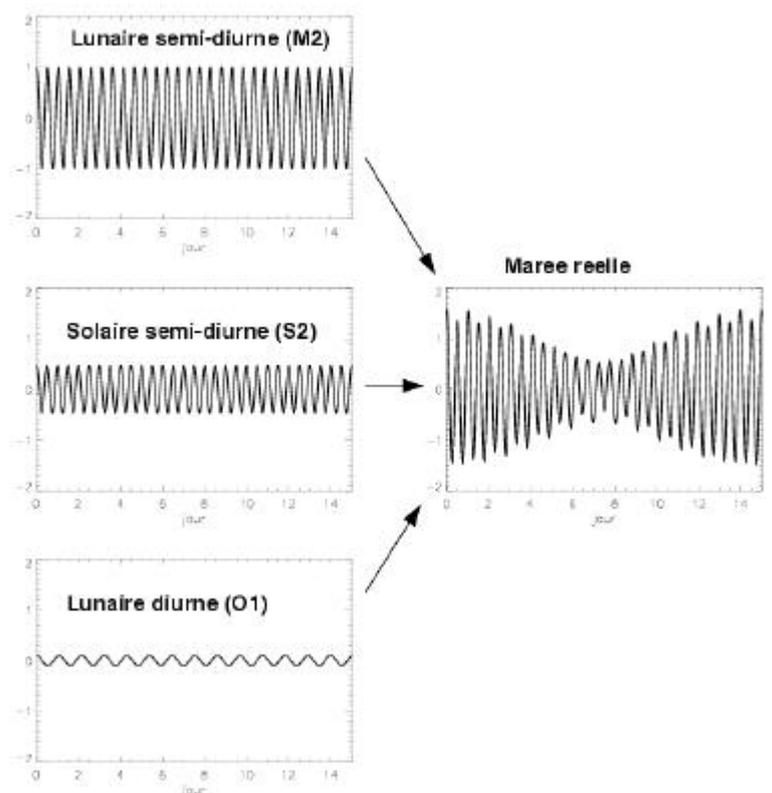


Figure n°1-18 : la marée = superposition d'onde. (Source : SHOM, 1997).

Les composantes harmoniques sont réparties en 4 grands groupes :

- ondes semi-diurnes (période $T \cong 12$ heures)

- ondes diurnes ($T \cong 24$ heures)
- ondes de longue période (bimensuelle, annuelle, mensuelle, trimestrielle...)
- ondes supérieures : quart-diurne ($T \cong 6$ heures) ; sixième-diurne ($T \cong 4$ heures)...

M2, qui dépend du mouvement moyen de la Lune, existerait seul si l'orbite lunaire coïncidait avec l'équateur et s'il n'y avait pas d'excentricité (Poincaré, 1910).

L'inclinaison de l'orbite lunaire sur l'équateur donne naissance à K2.

L'effet de l'excentricité (e) se traduit dans le groupe semi-diurne par trois termes : N2, L2, 2N2 qui dépendent du mouvement moyen du périhélie lunaire (point de l'orbite lunaire le plus rapproché de la Terre). N2 et L2 qui contiennent e en facteur sont les termes elliptiques de premier ordre. 2N2 est le terme elliptique de second ordre : il contient e^2 en facteur.

Les inégalités, évection et variation qui sont des irrégularités du mouvement de la Lune dues à l'attraction du soleil introduisent les termes ν^2 , λ^2 et μ^2 .

Parmi les termes lunaires diurnes sont considérés O1, K1, OO1, Q1, M1 et J1.

Les termes O1 et K1 sont les plus importants. Tous ces termes contiennent un terme en $\sin I$ (= inclinaison). Et Q1, M1 et J1 contiennent un terme en e .

Enfin, les termes lunaires à longue période sont Mf, Mm, Msf. Le plus important de ce groupe est Mf qui a une période de 15 jours et qui contient un terme en $\sin^2 I$.

Dans les termes solaires, le nombre de termes efficaces est moins grand.

Dans le groupe semi-diurne, il y a S2, K2 et T2.

K2 est inséparable du terme lunaire correspondant : leur somme ne forme qu'un seul terme distinct, dit luni-solaire ou sidéral.

Dans le groupe solaire diurne, 2 termes seulement importent : P1 et K1. K1 doit s'ajouter également au terme lunaire correspondant pour constituer le terme luni-solaire ou sidéral diurne.

Enfin, il suffit de considérer 2 termes solaires à longue période Ssa et sa qui sont respectivement semi-annuel et annuel.

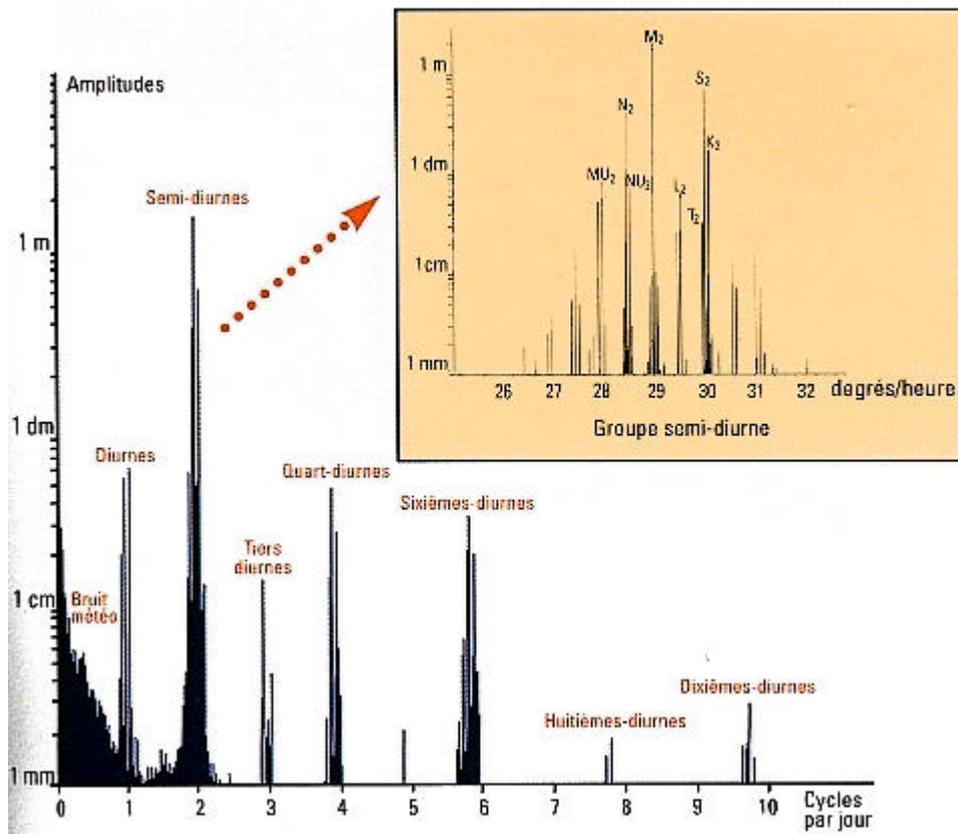


Figure n°1-19 : Spectre de marée (Source : SHOM, 1997).

Le spectre des ondes de marée n'est pas continu (cf figure n°1-19), il est représenté par des pics fréquentiels regroupés en clusters. Les 2 figures suivantes (1-20 et 1-21) représentent le spectre de marée à La Rochelle (marégraphe de La Pallice) :

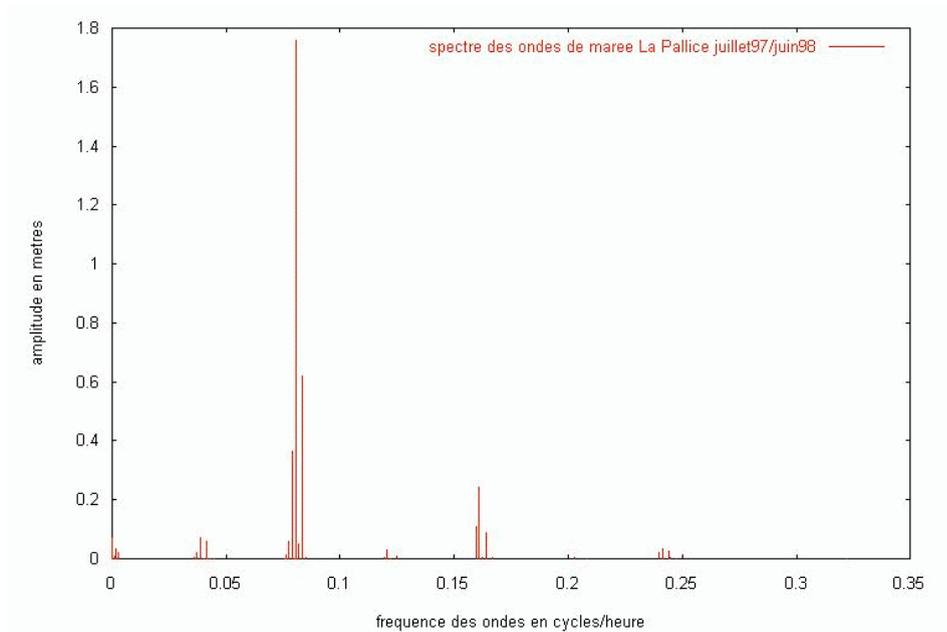


Figure n°1-20 : Spectre des ondes de marée à La Pallice entre juillet 1997 et juin 1998

Pour représenter l'amplitude de toutes les ondes, une échelle logarithmique est employée :

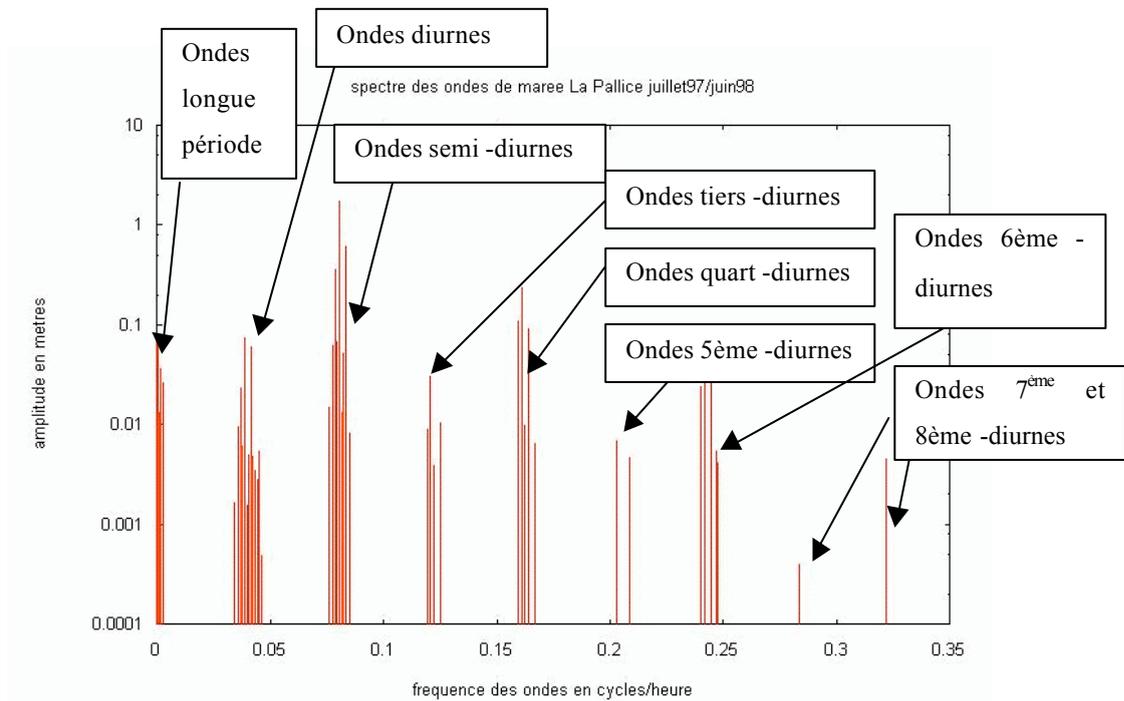


Figure n°1-21 : figure n°1-20 avec l'amplitude en échelle logarithmique

Le caractère discret du spectre et la disposition en cluster sont les particularités des marées.

1.3.2 Différents types de marée :

Il existe 4 grands types de marée, selon les importances respectives des composantes semi-diurnes et diurnes :

- Type semi-diurne : les composantes diurnes sont négligeables devant les composantes semi-diurnes. Deux PM et deux BM d'importance sensiblement égale sont observées par jour. Ce type de marée est prépondérant en Atlantique.
- Type diurne : les composantes semi-diurnes sont négligeables devant les composantes diurnes. Une PM et une BM sont observées par jour. Ce type de marée se trouve dans les petites mers comme la Baltique ou le Golfe du Mexique.
- Type semi-diurne à inégalités diurnes : c'est un cas intermédiaire entre les deux types précédents. Les composantes diurnes ne sont pas négligeables. La marée présente toujours 2 PM et 2 BM par jour, mais les hauteurs des PM ou des BM consécutives peuvent être très différentes.
- Type mixte : c'est un autre cas intermédiaire, avec cette fois des composantes diurnes très importantes. Tantôt 2 PM et 2 BM sont observées par jour (lorsque la Lune est à l'équateur) et tantôt 1 PM et 1 BM sont observées par jour (lorsque la déclinaison de la Lune est proche de son maximum). Ce type de marée se trouve dans le Pacifique et l'Océan Indien.

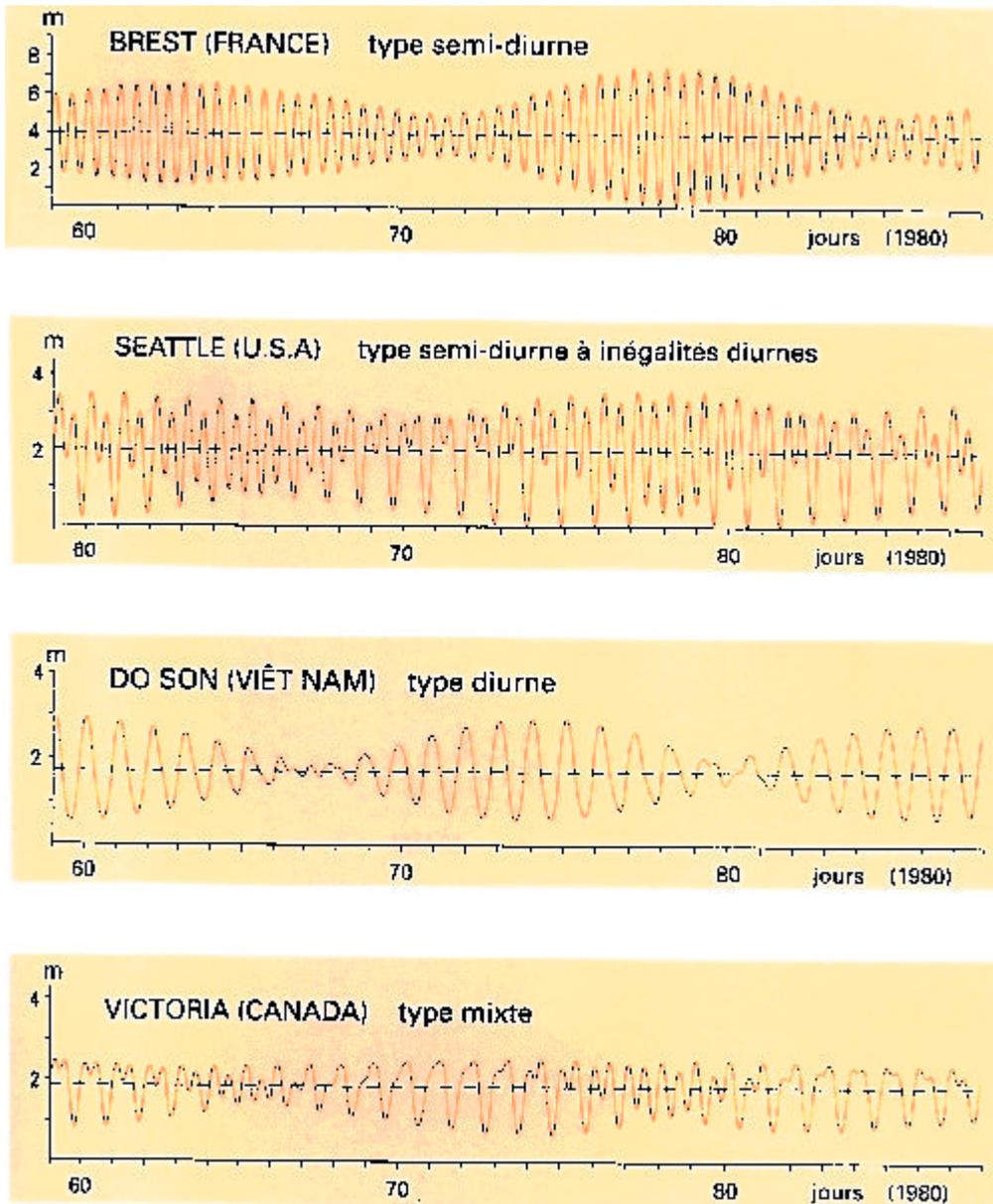


Figure n°1-22 : Différents types de marée (Source : SHOM, 1997).

Très souvent, la classification est divisée en trois types, semi-diurne, mixte et diurne, avec des critères pouvant varier d'un pays à l'autre.

Le type de marée dépend en fait de l'importance relative des composantes diurnes par rapport aux composantes semi-diurnes selon le rapport (Simon, 2005) :

$$R = \frac{K1 + O1}{M2 + S2}$$

C'est le rapport des amplitudes diurnes (solaire O1 et lunaire K1) sur les amplitudes semi-diurnes (solaire S2 et lunaire M2). La classification des marées adoptée en France comprend quatre types en fonction de ce rapport :

Type semi-diurne : $0 < R < 0.25$

Type semi-diurne à inégalités diurnes : $0.25 < R < 1.5$

Type mixte : $1.5 < R < 3$

Type diurne : $3 < R$

En Grande Bretagne, la classification est la suivante :

Type semi-diurne :

$$\frac{p * S2}{2(K1 + O1)} > 1$$

Type diurne :

$$\frac{p * S2}{2(K1 + O1)} < 1$$

1.4 Historique de l'analyse harmonique :

La marée observée en un point est donc le résultat de la superposition de toutes ces ondes élémentaires arrivant de tous les points des océans et qui, chacune sur son trajet, a rencontré des conditions de propagations différentes. Ceci a permis d'énoncer deux principes dits hypothèses de linéarité (SHOM) :

- le premier principe est celui des oscillations forcées, selon lequel un système soumis à une force périodique exécute des oscillations de même période que cette force ;
- le second est celui de la superposition des petits mouvements, suivant lequel le mouvement total d'un système soumis à de petites forces est égal à la somme des mouvements élémentaires dus à chacune de ces forces.

Kelvin introduit la notion d'analyse harmonique pour le traitement des données en 1869. Cette analyse mathématique s'appuie sur la décomposition du potentiel de la force génératrice des marées en une somme de termes périodiques. Il admet ainsi qu'à chaque composante

obtenue correspond une phase et une amplitude de la marée donnée par l'analyse harmonique de la courbe de la marée. De plus, il inventa une machine mécanique, le Tide Predictor, pour faire la somme de tous les termes et tracer la courbe de marée (Poincaré, 1910).

C'est en 1921 que Doodson, après avoir poussé plus loin le développement du potentiel générateur, publia pour la marée une formule purement harmonique de la forme suivante : le phénomène de la marée peut être correctement représenté comme résultat de la composition d'un nombre illimité d'oscillations élémentaires strictement périodiques. Ainsi la hauteur de la marée à un instant quelconque t peut s'exprimer par la formule suivante appelée « formule harmonique de la marée » (annuaire des ports du Monde, SHOM) :

$$h(t) = Z_0 + \sum_j \sum_i A_{ij} \cos(V_{ij} - G_{ij})$$

Avec : Z_0 = niveau moyen autour duquel oscille le niveau de l'eau.

A_{ij} et G_{ij} = amplitude et situation d'une onde élémentaire qui ne dépendent que du port considéré.

V_{ij} = argument astronomique lié au temps t.

L'indice i caractérise la nature de l'onde, l'indice j se rapporte à sa période. Ainsi :

j = 0 pour les ondes annuelles

j = 1 pour les ondes diurnes qui ont une période voisine de la journée

j = 2 pour les ondes semi-diurnes qui ont une période voisine de la demi-journée...

1.5 Principe de l'analyse harmonique :

Nous avons vu que l'expression de la hauteur de la marée sous forme réelle est :

$$h(t) = Z_0 + \sum_{i=1}^n A_i \cos(\omega_i t - \varphi_i)$$

Avec Z_0 = niveau moyen

A_i = amplitude de l'onde

ω_i = pulsation = $2\pi/T$

T_i = période

φ_i = phase de l'onde

t = temps

Pour calculer la hauteur de la marée pour chaque oscillation, il nous faut connaître 3 quantités : la pulsation ω_i , l'amplitude A_i et la phase φ_i .

ω_i est identique pour tous les ports ; elle est calculée à partir du développement du potentiel générateur de la marée.

A_i et φ_i peuvent être déterminées par l'expérimentation.

Tel est le principe général de la méthode de l'analyse harmonique. Son application comporte trois groupes d'opérations successives :

- 1) observation de la marée pendant un temps suffisamment long
- 2) calcul des coefficients A_i et φ_i
- 3) calcul de h pour une valeur donnée du temps t

Pour extraire les composantes harmoniques de marée, nous avons utilisé le programme d'analyse harmonique de M. Foreman (1977).

Ce programme analyse les données horaires d'un marégraphe pour une période de temps donnée. Les amplitudes et les phases des constituants sont calculées par l'intermédiaire d'une méthode des moindres carrés couplée avec la modulation nodale seulement pour les constituants qui peuvent être extraits par rapport à la durée de l'enregistrement (Foreman, 1977 ; Godin, 1972; Emery, 2001).

1.5.1 Critère de Rayleigh (Letellier, 2004) :

Afin de pouvoir séparer les composantes analysées, il est indispensable que la série temporelle respecte le critère de Rayleigh. Ce critère traduit le fait que pour séparer deux ondes de périodes T_1 et T_2 ($T_2 > T_1$), il faut que la durée d'enregistrement T_e soit supérieure à :

$$T_e > (n + 1)T_1 = nT_2$$

avec $n =$ entier

Le critère de Rayleigh se présente sous la forme :

$$T_e \geq \left| \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \right| = \left| \frac{1}{f_1 - f_2} \right|$$

avec f_1 et f_2 , les fréquences associées à T_1 et T_2 .

La durée d'observation est un facteur important pour l'analyse marégraphique. Le tableau ci-dessous nous donne la durée d'observations (en heures) nécessaire pour extraire le constituant :

Longueur des données nécessaires (h) pour inclure le constituant	Onde de longue période	Onde diurne	Onde semi-diurne	Onde tiers-diurne	Onde quart-diurne	Onde 5 ^{ème} diurne	Onde 6 ^{ème} diurne	Onde 7 ^{ème} diurne	Onde 8 ^{ème} diurne
13	Z0		M2						
24		K1				2MK5		3MK7	
25				M3	M4				
26							M6		M8
178						2SK5			
328		O1							
355	MSF		S2	SK3	MS4 S4		2MS6 2SM6		
651		OO1							
656				MO3 MK3					
662		2Q1 Q1 NO1 J1 UPS1	N2		MN4		2MN6		
764	MM	ALP1	EPS2 MU2 L2		SN4				
4383	MF	TAU1 BET1 P1 PHI1 SO1	MKS2 K2 MSN2	SO3	MK4 SK4		2MK6 MSK6		
4942	MSM	SIG1 RHO1 CHI1 THE1	OQ2 2N2 NU2 LDA2						
8766	SA								
8767		PI1 S1 PSI1 HI	H2 T2 R2						
11326			GAM2						

Tableau n°1-2 : durée d'observations en heures nécessaire pour extraire le constituant.
(Source : Foreman, 1977).

1.5.2 Satellites et modulation nodale :

Les constituants qui posent problème pour être extraits du signal marégraphique sont ceux qui ont les 3 premiers nombres de Doodson égaux.

Le constituant qui a une amplitude dominante est appelé onde principale, les autres sont des satellites.

Exemple :

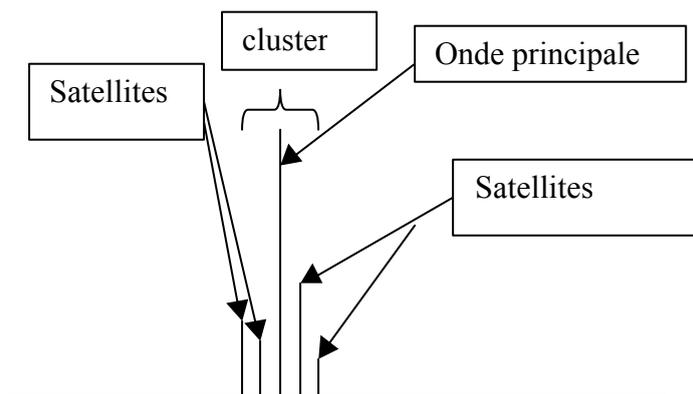


Figure n°1-23 : Schéma représentant les satellites

Le critère de Rayleigh est appliqué sur la fréquence du constituant principal pour savoir s'il peut ou non être inclus dans l'analyse. Pour chaque onde choisie, une amplitude et une phase apparente sont obtenues. Cependant, ces résultats sont en fait dus à l'effet cumulatif de tous les constituants du cluster, donc un ajustement est fait pour que seulement la contribution de l'onde principale soit trouvée. Cet ajustement est appelé modulation nodale. Voilà en quoi il consiste :

Le potentiel tidal contient un très grand nombre de constituants dont certains ne peuvent être séparés qu'à partir de données de durée d'un an.

A cause de la présence de composantes proches, le signal analysé trouvé à la fréquence σ_j des principaux constituants est le résultat de :

$a_j \sin(V_j - g_j) + \sum_k A_{jk} a_{jk} \sin(V_{jk} - g_{jk}) + \sum_l A_{jl} a_{jl} \cos(V_{jl} - g_{jl})$ pour les constituants diurnes et tiers-diurnes d'origine directement gravitationnelle et :

$a_j \cos(V_j - g_j) + \sum_k A_{jk} a_{jk} \cos(V_{jk} - g_{jk}) + \sum_l A_{jl} a_{jl} \sin(V_{jl} - g_{jl})$ pour les constituants semi-diurnes et de longue période.

Les variables a , g , V sont respectivement les amplitudes vraies, la phase et l'argument astronomique au temps central de l'enregistrement pour tous les constituants. Les variables en fonction de j correspondent aux constituants majeurs alors que celles en fonction de jk et jl correspondent aux termes proches respectivement du second et du troisième ordre. A est l'élément de la matrice d'interaction due à l'interférence entre un terme proche et le constituant principal.

Par convention, la contribution pour un constituant dont l'argument astronomique est V_j et la phase est g_j , est de la forme $a_j \cos(V_j - g_j)$ pour $a_j > 0$. Cependant, les constituants diurnes et tiers-diurnes qui sont dus aux termes de second ordre dans le potentiel de marée sont de la forme : $b_j \sin(V_j - g_j)$ où b_j est négatif. Donc, une correction de phase de $-1/4$ ou $-3/4$ de cycles est nécessaire :

$$b_j \sin(V_j - g_j) = |b_j| \cos(V_j - g_j - \frac{1}{4}) \quad b_j \geq 0$$

$$b_j \sin(V_j - g_j) = |b_j| \cos(V_j - g_j - \frac{3}{4}) \quad b_j < 0.$$

De même, un ajustement d'un $1/2$ cycle est seulement nécessaire pour les constituants principaux et semi-diurnes si l'amplitude du potentiel tidal est négative.

En faisant ces changements, le résultat combiné d'un constituant dans les cas diurnes et tiers-diurnes est :

$$|a_j| \cos(V'_j - g_j) + \sum_k A_{jk} a_{jk} \cos(V'_{jk} + \mathbf{a}_{jk} - g_{jk}) + \sum_l A_{jl} a_{jl} \cos(V'_{jl} + \mathbf{a}_{jl} - g_{jl})$$

$$\text{où si } a_j < 0, \quad V' = V - 3/4, \quad \alpha_{jk} = 1/2, \quad \alpha_{jl} = 3/4$$

$$\text{et si } a_j > 0, \quad V' = V - 1/4, \quad \alpha_{jk} = 0, \quad \alpha_{jl} = 1/4$$

Un autre ajustement est fait en remplaçant a_{jk} et a_{jl} par leurs valeurs absolues :

$$\alpha_{jk} = 0 \text{ si } a_{jk} \text{ et } a_j \text{ ont le même signe,}$$

$$= 1/2 \text{ ailleurs ;}$$

$$\alpha_{jl} = 1/4 \text{ si } a_{jl} \text{ et } a_j \text{ ont le même signe,}$$

$$= 3/4 \text{ ailleurs}$$

De même, pour les constituants de longue période et semi-diurnes :

$$|a_j| \cos(V'_j - g_j) + \sum_k A_{jk} |a_{jk}| \cos(V'_{jk} + \mathbf{a}_{jk} - g_{jk}) + \sum_l A_{jl} |a_{jl}| \cos(V'_{jl} + \mathbf{a}_{jl} - g_{jl})$$

où $V' = V + 1/2$ si $a_j < 0$,

= V ailleurs ;

$\alpha_{jk} = 0$ si a_{jk} et a_j ont le même signe ,

= $1/2$ ailleurs ;

$\alpha_{jl} = -1/4$ si a_{jl} et a_j ont le même signe,

= $1/4$ ailleurs

Afin de déterminer l'amplitude et la phase des constituants majeurs, le résultat trouvé par l'analyse est supposé être $f_j \cdot a_j \cdot \cos(V'_j - g_j - u_j)$ où f_j et u_j sont appelées les corrections nodales respectivement en amplitude et en phase.

Pour le calcul, il est supposé que $g = g_k = g_l$, et $r_{jk} = \text{abs}(a_{jk})/\text{abs}(a_j)$ et $r_{jl} = \text{abs}(a_{jl})/\text{abs}(a_j)$ sont les rapports entre l'amplitude du satellite et celle du constituant majeur.

Le phénomène des marées est donc étudié depuis des siècles. Malgré cela, il passionne encore les hommes et n'a pas livré tous ses secrets.

Le point sensible de toute étude sur la marée est la durée d'enregistrement disponible. Les observations doivent être suffisamment longues pour permettre une analyse harmonique précise nécessaire pour une bonne comparaison entre observations et résultats de simulations numériques.

Chapitre 2. Présentation des Pertuis Charentais :

2.1 Cadre géographique :

Les Pertuis Charentais (cf figure n°2-1) se situent le long de la côte atlantique française au Nord de l'embouchure de la Gironde. C'est une zone large de 100 kilomètres et longue de 200 Km.



Figure n°2-1 : carte des Pertuis Charentais

Le Pertuis Breton est localisé entre la côte vendéenne et l'île de Ré. C'est un canal semi-fermé long de 25 kilomètres et large de 10 Km. Il a une entrée étroite entre l'île de Ré et le continent : le courrou de La Pallice qui complexifie l'hydrodynamique. A l'Est se trouve la baie d'Aiguillon entièrement composée d'estrans.

Le Pertuis d'Antioche, large de 15 kilomètres et long de 35 kilomètres, sépare l'île de Ré de l'île d'Oléron. Il abrite la baie de Marennes-Oléron (à l'ouest de l'île d'Oléron) caractérisée par la présence de vastes zones de bancs découvrants et réputée pour ses huîtres. Cette baie communique aussi avec l'Océan par le Pertuis de Maumusson, étroit passage au sud de l'île d'Oléron.

Les Pertuis Charentais se situent dans la partie Nord-Est du Golfe de Gascogne. La bathymétrie du Golfe de Gascogne (figure n°2-2) est très marquée par le talus continental et par la diminution progressive du plateau continental avec la latitude (Macur, 2000).

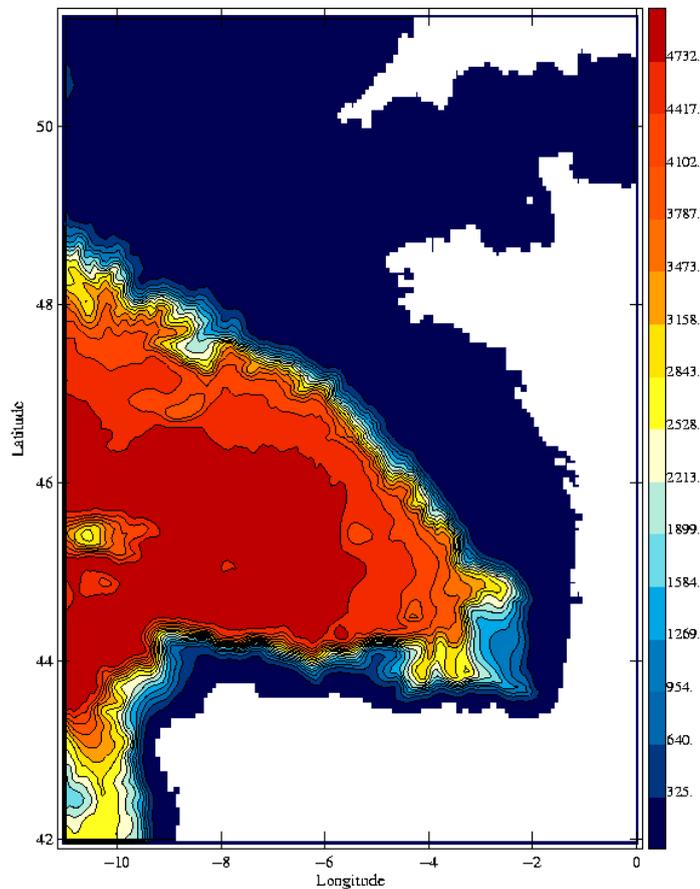


Figure n° 2-2 bathymétrie du Golfe de Gascogne (source : LEGOS)

Dans les Pertuis, la profondeur de la mer augmente progressivement des côtes vers le large. La profondeur d'eau atteint un maximum de 66 mètres sur la limite Atlantique (cf figure n°2-3). La mer des Pertuis est une mer peu profonde caractérisée par la présence d'estrans nombreux. Seules exceptions, deux fosses profondes d'une trentaine de mètres sont situées dans les Pertuis Breton et d'Antioche.

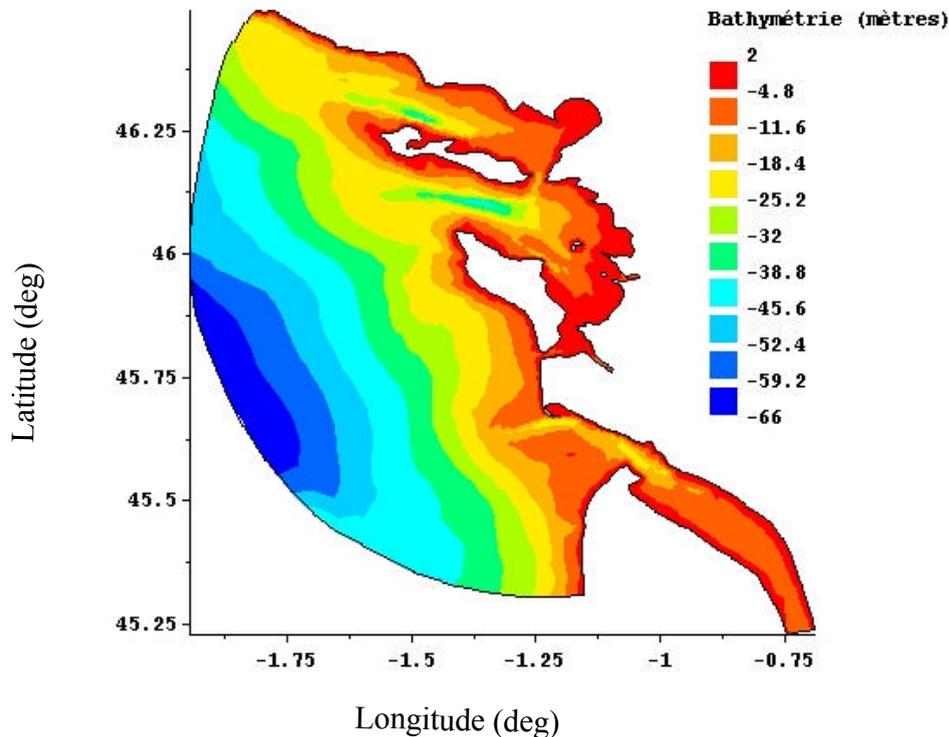


Figure n°2-3 : Bathymétrie (m) (par rapport au zéro hydrographique) des Pertuis Charentais

Deux rivières et un fleuve apportent de l'eau douce dans la mer des Pertuis. La Charente qui se déverse dans la baie de Marennes-Oléron a un débit moyen hivernal de $76 \text{ m}^3/\text{s}$. La Seudre communique avec le Pertuis de Maumusson et a un débit moyen hivernal de $1 \text{ m}^3/\text{s}$. Le débit de la Gironde est de loin le plus important, il est de $1440 \text{ m}^3/\text{s}$ en moyenne en hiver.

L'embouchure de la Gironde présente un plateau rocheux dans sa partie centrale qui sépare la passe sud profonde d'une dizaine de mètres du chenal de navigation pouvant atteindre 15 à 25 mètres.

Ces pertuis peuvent être assimilés à une zone estuarienne : ils reçoivent des sédiments marins et fluviaux sous le contrôle des marées, des houles et des fleuves. Ils sont situés dans un environnement hydrodynamique mixte à marée dominante. Le marnage typique est de 4 mètres.

Les fonds peu profonds sont soumis à une constante évolution qui font de cette zone un endroit privilégié pour les études hydrodynamiques et morphodynamiques.

2.2 Cadre géologique :

2.2.1 Stratigraphie :

Le substratum rocheux est constitué de formations jurassiques et crétacés (André, 1986) (figure n° 2-4).

L'ensemble des terrains jurassiques sont constitués essentiellement par des marnes, des calcaires marneux et des calcaires.

Les faciès des terrains crétacés sont très divers : sables, argiles à lignite, calcaires gréseux et calcaires marneux ou crayeux.

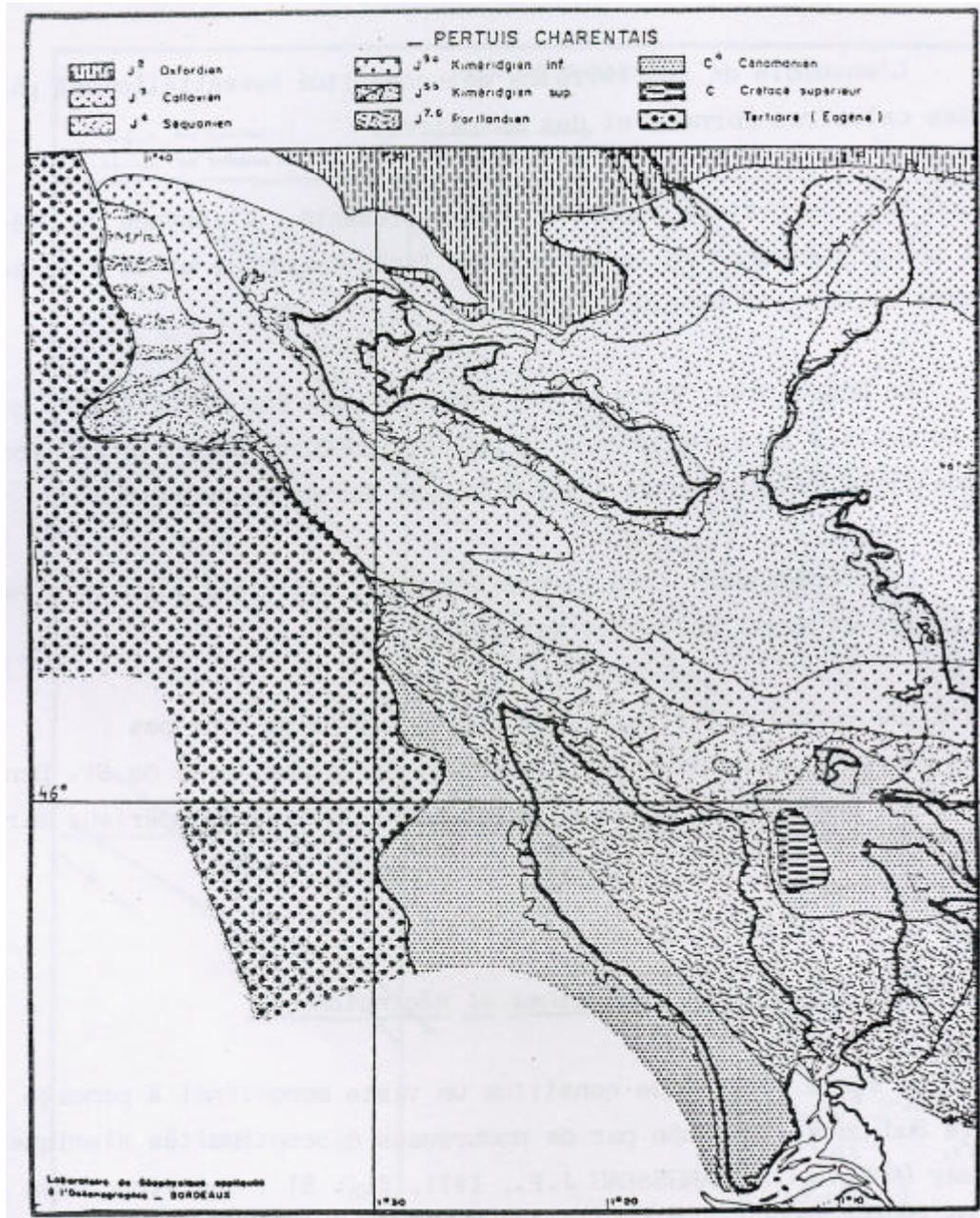


Figure n° 2-4 : Ecorché géologique (Barusseau, 1973)

2.2.2 Structures géologiques et néotectonique :

La série Jurassique constitue un vaste monoclin à pendage général vers le sud-ouest (André, 1986), marquée par de nombreuses discontinuités sismiques reconnues en mer (Barusseau J.P., 1971) ; des structures Est-Ouest et Nord Ouest - Sud Est, guidées par le rejeu de cassures profondes du socle granito-métamorphique, compliquent localement cette disposition générale.

Les terrains du Crétacé supérieur reposent en discordance angulaire sur les terrains du Jurassique supérieur, fossilisant ainsi une phase tectonique de peu d'amplitude, fini-jurassique (André, 1986).

Par ailleurs, des mouvements orogéniques, contemporains du plissement pyrénéen, ont affecté l'ensemble des terrains jurassico-crétacés et semblent s'être achevés au Redonien, étage tertiaire reposant sur le Crétacé en discordance (André, 1986). Les nombreuses failles reconnues aussi bien à terre qu'en mer ont eu un rôle déterminant dans l'activité néotectonique qu'a connue cette région (Corlieux, 1972) (cf figure n° 2-5).

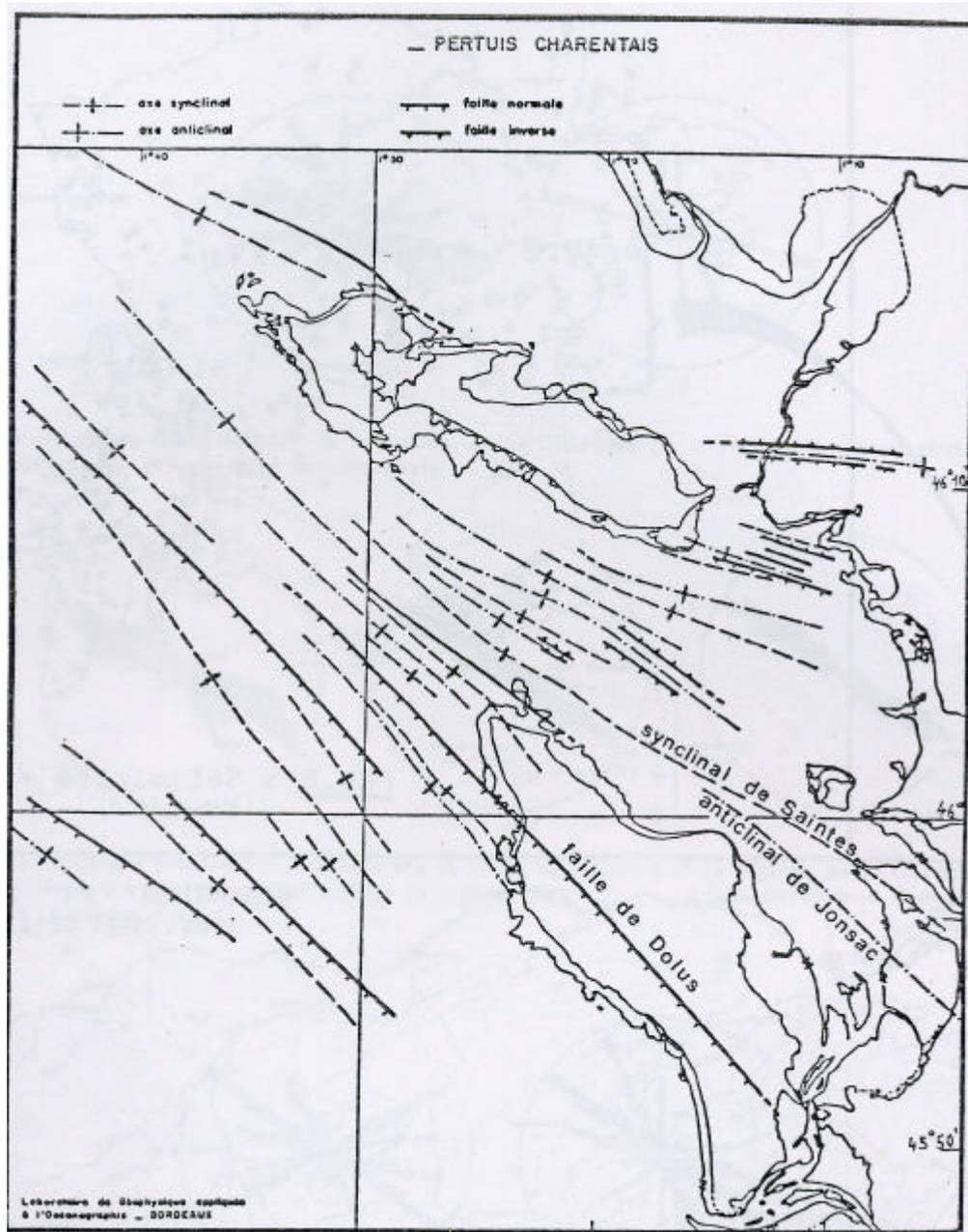


Figure n° 2-5 : Schéma structural (Barusseau, 1973)

2.2.3 Caractéristiques sédimentologiques et morphosédimentaires :

Ce n'est que lors du Quaternaire récent seulement que ce sont modelés les fonds tels que nous les observons aujourd'hui (catalogue sédimentologique des côtes françaises, 1987).

Les sédiments des fonds marins peuvent être classés en trois grands types : vase, sable, et gravier. Ils se répartissent d'une manière assez caractéristique sous la forme d'un dégradé sédimentaire : des sédiments vaseux le long du continent aux sédiments sableux et/ou rocheux au large (Figure n°2-6).

De la Baie de l'Aiguillon au Nord jusqu'à l'estuaire de la Seudre, les sédiments sont majoritairement vaseux. Ces vases correspondent aux larges estrans des anses, baies et estuaires.

Les fonds des Pertuis Breton et d'Antioche sont à peu près similaires : au centre une bande de vase sableuse avec pour le Pertuis Breton des poches de vase « pure », et de part et d'autre du sable et des graviers.

Les pointes rocheuses des îles se prolongent par de la roche tertiaire entourée de sable dunaire et de sable fin (Hily, 1976).

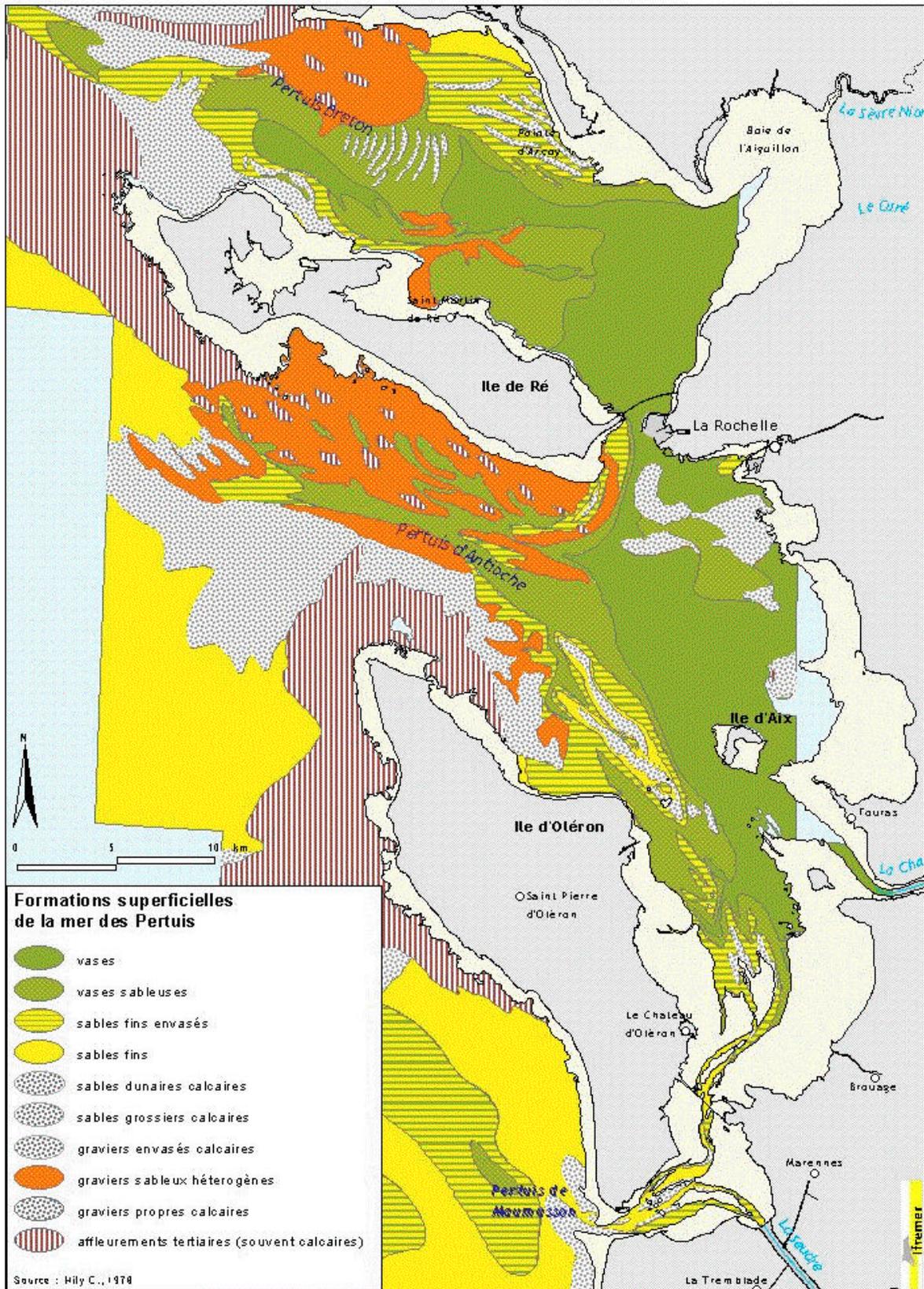


Figure n° 2-6 = carte « sédimentologie » dressée d'après Hily, 1976

2.3 Cadre hydrodynamique :

2.3.1 La marée :

La marée dans le Golfe de Gascogne (comme le long de tout le littoral Atlantique européen) est de type semi-diurne : deux pleines mers (PM) et deux basses mers (BM) se succèdent par jour. Le spectre de marée dans les Pertuis est donc également dominé par les composantes semi-diurnes, la plus importante étant l'onde M2 de période 12 heures 25 minutes. La figure n°2-7 (identique à la fig. 1-21) donne l'exemple du spectre de marée observé à La Pallice (port de La Rochelle).

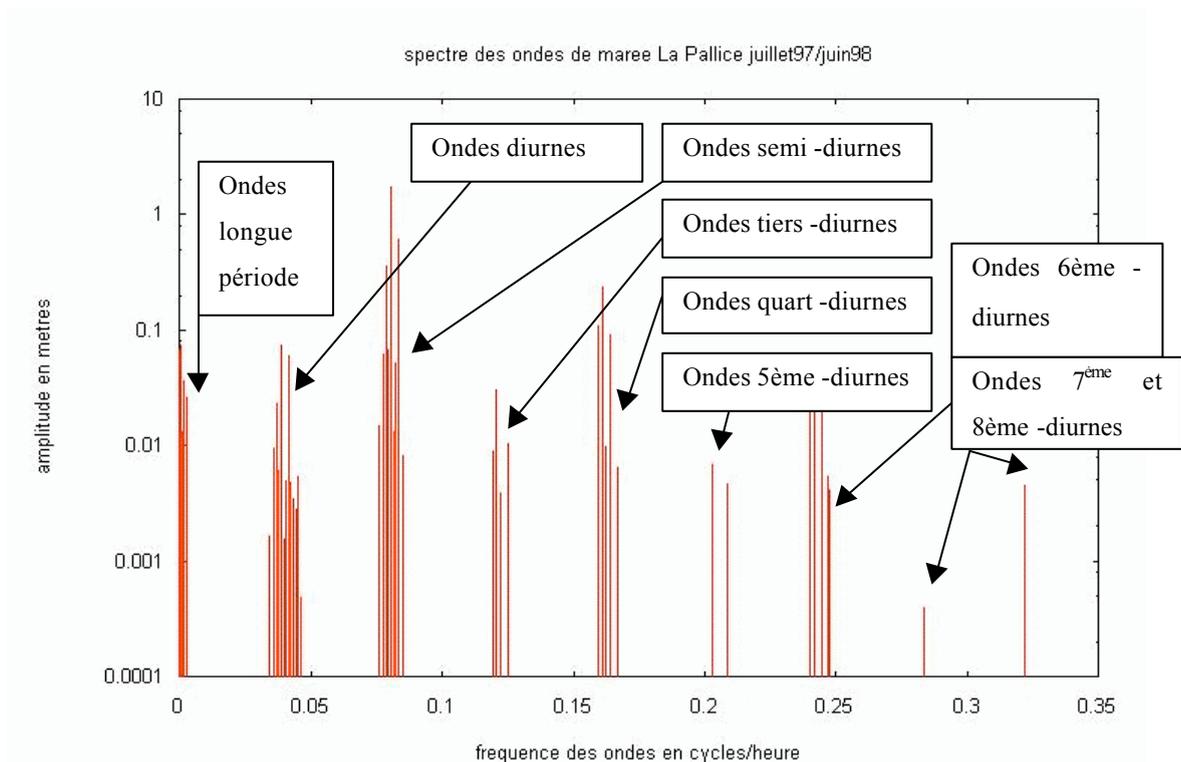


Figure n° 2-7 Spectre de marée à La Pallice (échelle logarithmique).

Cette figure montre l'amplitude des ondes de marée en fonction de leur fréquence. Les composantes semi-diurnes dominent ce spectre suivies par les ondes quart-diurnes. Les ondes diurnes sont seulement 3^{ème} en ordre d'importance.

La carte des phases issue du modèle global (LEGOS) des marées (figure n° 2-8) montre l'onde M2 qui contourne les côtes du Golfe de Gascogne en se propageant du Sud (Espagne) vers le Nord (Bretagne). La carte des amplitudes indique que l'onde M2 est fortement amplifiée quand elle atteint les eaux peu profondes du plateau continental. L'amplification de l'onde de marée quand elle traverse le plateau est due au fait que la profondeur diminue : la masse liquide mise en mouvement dans les eaux peu profondes étant plus petite, et le flux d'énergie se conservant, l'amplitude de l'onde doit augmenter (Poincaré, 1910).

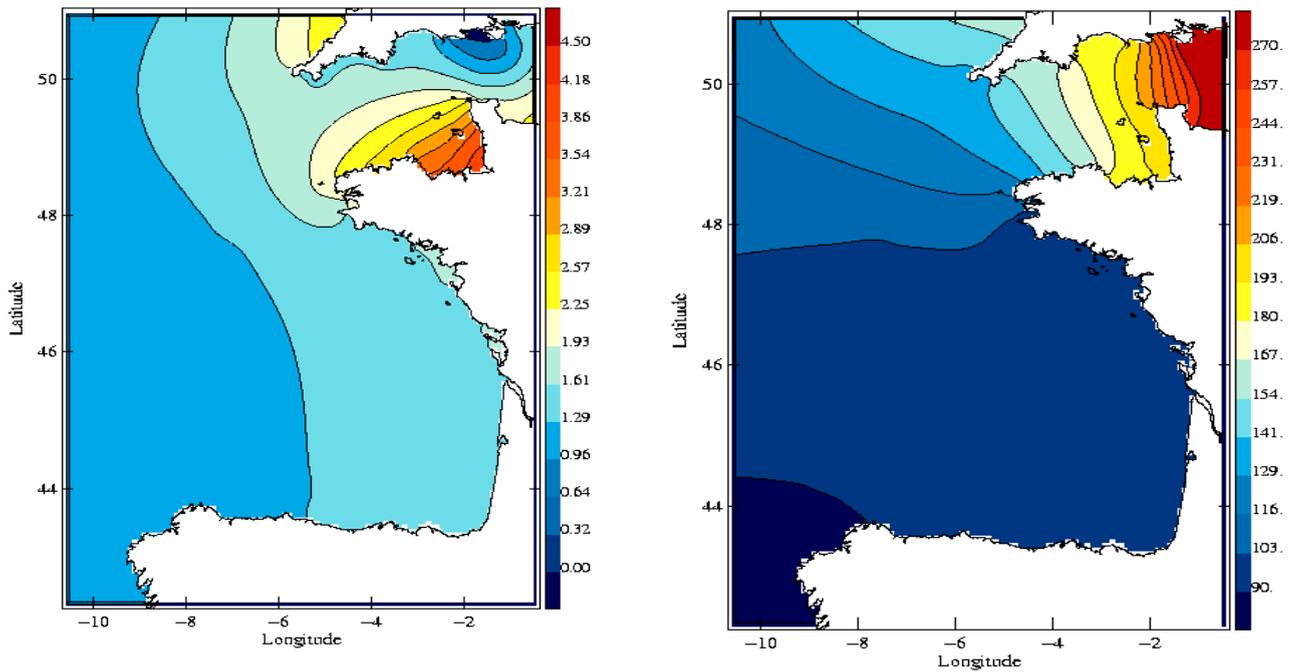


Figure n° 2-8 : Amplitude (à gauche) en mètres et phase (à droite) en degrés de l'onde M2 dans le Golfe de Gascogne issue du modèle MOG2D (LEGOS)

La carte de l'onde M2 dans le Golfe de Gascogne montre que la marée est encore plus amplifiée à l'embouchure de la Loire et dans les Pertuis Charentais.

Par petits fonds, les équations de la mécanique des fluides deviennent fortement non-linéaires et des harmoniques supérieures sont générées. La carte des amplitudes de la composante quart-diurne M4 (Figure n°2-9) illustre le phénomène d'augmentation des ondes. Cette amplification supplémentaire se retrouve dans le marnage beaucoup plus fort dans les Pertuis Charentais (6 mètres) qu'au large du Golfe de Gascogne (3.5 mètres).

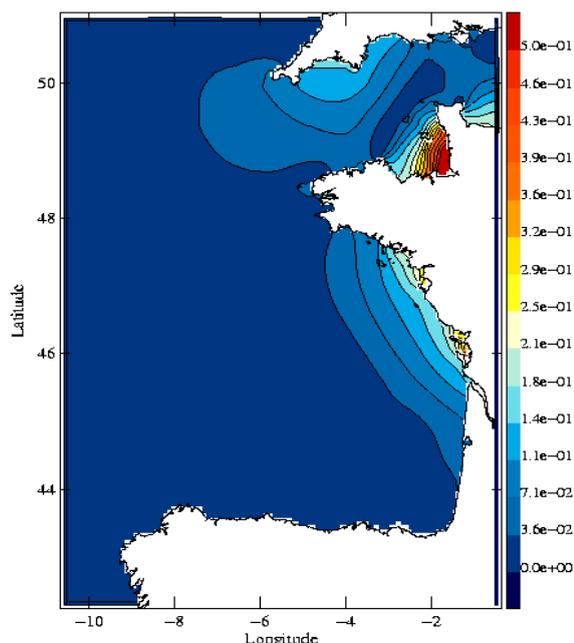


Figure n°2-9 : Amplitude en mètres de l'onde M4 dans le Golfe de Gascogne issue du modèle MOG2D (LEGOS)

Pour rendre compte de ces phénomènes d'amplification, les modèles globaux (tels que le modèle MOG2D du LEGOS) ne suffisent pas. En effet, ils n'ont pas la résolution nécessaire pour prendre en compte des petits fonds et de la géométrie complexe des côtes. Un modèle local de haute résolution est donc nécessaire pour reproduire et comprendre la propagation de la marée dans les Pertuis Charentais.

La construction de ce modèle tidal nécessite des données d'observation pour le valider. Dix sites d'observation de la marée (figure n°2-10) sont présents dans les Pertuis Charentais. Ils sont listés dans le tableau 2-1. Seules les stations de La Pallice et le Verdon sont équipées de marégraphe numérique. Les 8 autres sites ont fait l'objet de campagne de mesures dans le passé mais ne sont plus en fonction actuellement.

Marégraphe	Durée d'enregistrement	Source des données
A = Baleineaux	1 mois	SHOM
B = Saint Martin De Ré	1 mois	SHOM
C = Aiguillon	1 mois	SHOM
D = La Pallice	> 1 an	SONEL (Système d'Observation du Niveau des Eaux Littorales)
E = Balise	1 mois	SHOM
F = Ile d'Aix	> 1 an	SHOM
G = Fort Boyard	> 1 an (1878 à 1907)	SHOM
H = Le Chapus	3 mois	SHOM
I = Pointe de Gatseau	3 mois	SHOM
J = Le Verdon	> 1 an	SONEL
	> 1 an (1997 à 1999)	Port autonome de Bordeaux

Tableau n° 2-1 : Durée d'enregistrement des différents sites marégraphiques

Fort Boyard est un site de données historiques ce qui peut expliquer les écarts des phases observées entre ce marégraphe et les autres (cf tableau n° 2-2).

Le SHOM a mis en place une campagne marégraphe d'un peu plus d'un mois (entre décembre 1996 et janvier 1997) dans le Pertuis Breton et à Balise pour améliorer leur modèle de marée.

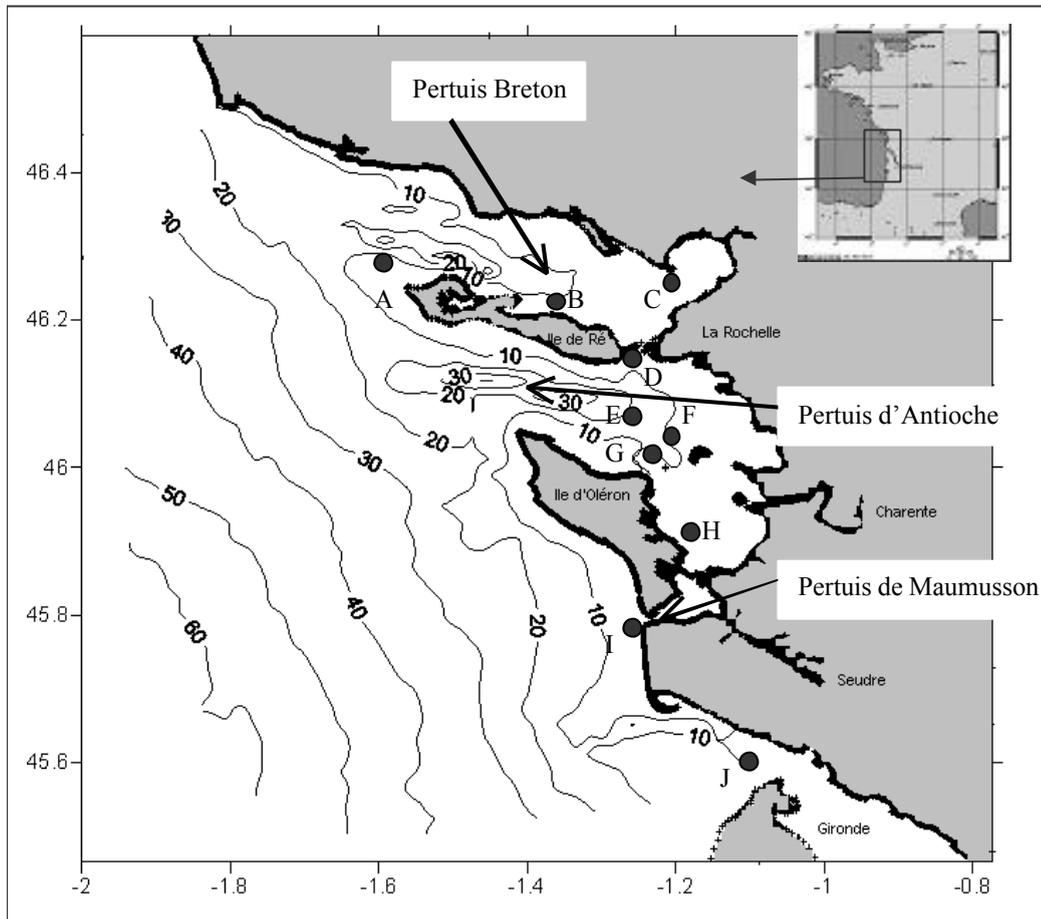


Figure n° 2-10 : Sites d'observations marégraphe : A = Baleineaux ; B = Saint Martin de Ré ; C = Aiguillon, D = La Pallice ; E = Balise ; F = Ile d'Aix ; G = Fort Boyard ; H = Chapus ; I = Pointe de Gatseau ; J = Verdon

Le tableau n°2-2 montre les amplitudes et les phases des composantes principales de marée dans les sites présentés ci-dessus.

Pour calculer ces harmoniques, nous avons utilisé la méthode de Foreman (1977) présentée dans le chapitre 1.

Onde	A = Baleineaux		B = Saint Martin de Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice		E = Balise	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
O1	0.07	344	0.07	345	0.08	346	0.07	345	0.08	341
K1	0.07	99	0.07	99	0.07	100	0.07	100	0.08	90
N2	0.36	108	0.36	110	0.39	112	0.37	110	0.37	109
M2	1.60	128	1.75	131	1.81	133	1.76	131	1.72	128
S2	0.54	155	0.58	157	0.60	159	0.58	157	0.53	161
M4	0.18	70	0.27	74	0.29	79	0.27	74	0.23	68
M6	0.02	60	0.04	57	0.05	62	0.04	48	0.04	33

Onde	F = Ile d'Aix		G = Fort Boyard		H = Chapus		I = Gatseau		J = Verdon	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
O1	0.08	343	0.08	322	0.07	342	0.08	354	0.07	337
K1	0.06	86	0.06	68	0.06	101	0.07	100	0.06	87
N2	0.33	107	0.37	74	0.39	114	0.31	115	0.31	80
M2	1.79	127	1.78	94	1.68	131	1.47	133	1.54	130
S2	0.74	160	0.64	128	0.58	165	0.49	165	0.51	153
M4	0.25	69	0.27	1	0.23	83	0.14	55	0.08	81
M6	0.03	33	0.03	316	0.02	57	0.02	66	0.02	70

Tableau n°2-2 : Amplitude et phase des ondes principales de marée observées dans les Pertuis Charentais.

Les ondes diurnes ont une amplitude très faible dans les Pertuis : elle varie entre 6 et 9 centimètres.

Le coefficient R, introduit au §1.3.2, (appelé aussi « form factor » (Pugh, 1987)) est par exemple pour La Pallice :

$$R = \left(\frac{K1 + O1}{S2 + M2} \right) = 0.06$$

La somme des amplitudes diurnes K1 + O1 ne représente que 6 % par rapport aux amplitudes semi-diurnes. C'est une valeur représentative de tous les Pertuis, donc notre région, selon la classification présentée dans le § 1.3.2, est à marée semi-diurne.

L'onde M4 est remarquable par son amplitude qui avoisine celle de N2. Elle atteint 27 cm à La Pallice. Cette forte amplitude de l'onde M4 est une des particularités des Pertuis Charentais. L'amplitude et la phase de M4 par rapport à celle de M2 sont utilisées pour caractériser l'asymétrie tidale (Speer et Aubrey, 1985). Donc, l'amplitude importante de l'onde M4 dans les Pertuis va être un critère explicatif de l'asymétrie observée sur les courbes de marée.

Dans les environnements semi-diurnes et peu profonds, la génération des ondes de marée d'ordres supérieurs telles que M4 et M6 et leur interaction avec l'onde M2 est une des causes principales de l'asymétrie de la marée (Speer et Aubrey, 1985 ; Ranasinghe et Pattiaratchi, 2000).

Trois facteurs physiques différents sont à l'origine de l'asymétrie de la marée (Pugh, 1987) : (1) l'amplitude des ondes devient une fraction importante de la profondeur totale d'eau dans les zones peu profondes. L'onde se déforme car la crête se propage plus vite que le creux de l'onde (Parker, 1991) (2) Les forts courants qui se développent dans les eaux peu profondes sont freinés par l'effet du frottement sur le fond, un processus de dissipation d'énergie tidale qui réduit l'amplitude des ondes. (3) La topographie a une forte influence ; les lignes de côtes irrégulières et les variations de bathymétrie créent des courants de marée complexes.

Les chenaux sans bancs découvrants ont une asymétrie caractérisée par une marée descendante plus longue que la marée montante (Speer et Aubrey, 1985). Ce comportement est renforcé par un fort frottement sur le fond. Les courants de marée sont forts pendant le flot et faibles pendant le jusant. Le jusant dure plus longtemps que le flot. Ces zones sont dominées par le flot.

La présence de bancs découvrants peut provoquer une marée montante plus longue et des courants de jusant plus forts. La zone est alors dominée par le jusant. Pour cela, il faut que les bancs découvrants soient assez importants pour contrecarrer les effets de la géométrie du canal. Des frottements plus faibles à cet endroit peuvent aussi produire cette asymétrie (Speer et Aubrey, 1985)

Les Pertuis Charentais (figure n°2-1) sont peu profonds et sont composés de trois chenaux (le pertuis Breton, le pertuis d'Antioche et le pertuis de Maumusson), de zones à estrans comme la baie de Marennes-Oléron et la baie d'Aiguillon, et ils communiquent avec les eaux estuariennes de la Gironde. C'est donc une zone où l'asymétrie de la marée peut jouer un rôle important.

Dans certaines zones peu profondes, l'asymétrie se manifeste sous la forme d'une double Pleine Mer ou d'une double Basse Mer (Doodson et Warburg, 1941). La figure n°2-11 (Pugh,1987) montre un des meilleurs exemples de ce phénomène. Ce sont les variations tidales à Southampton sur la côte Sud de l'Angleterre.

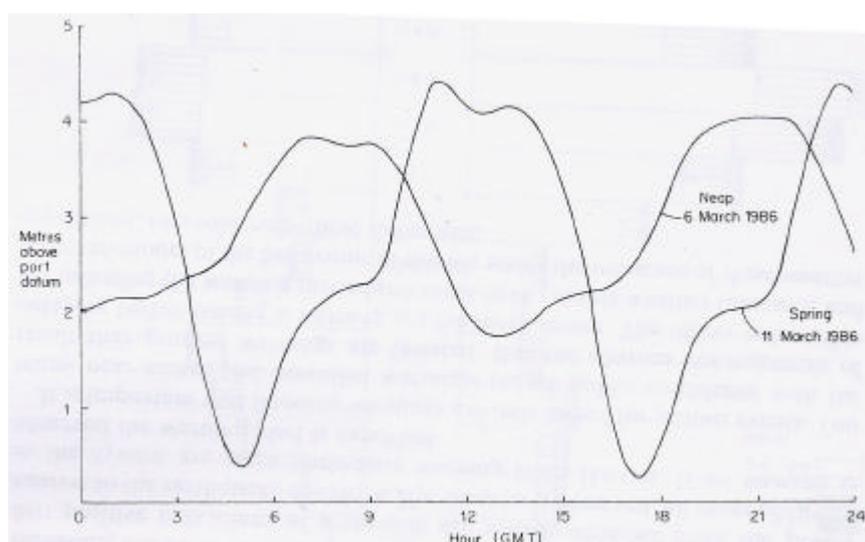


Figure n° 2-11 : courbes typiques en morte eau (neap) et vive eau (spring) à Southampton montrant la double pleine mer et la plus grande asymétrie en vive eau. (Source : Pugh, 1987).

Ces asymétries peuvent être représentées par l'addition d'harmoniques supérieures (Pugh, 1987). Le simple cas de l'onde M2 et de sa première harmonique M4 montre que la phase de l'harmonique supérieure par rapport à celle de l'onde principale contrôle la forme de la courbe totale (Figure n° 2-12).

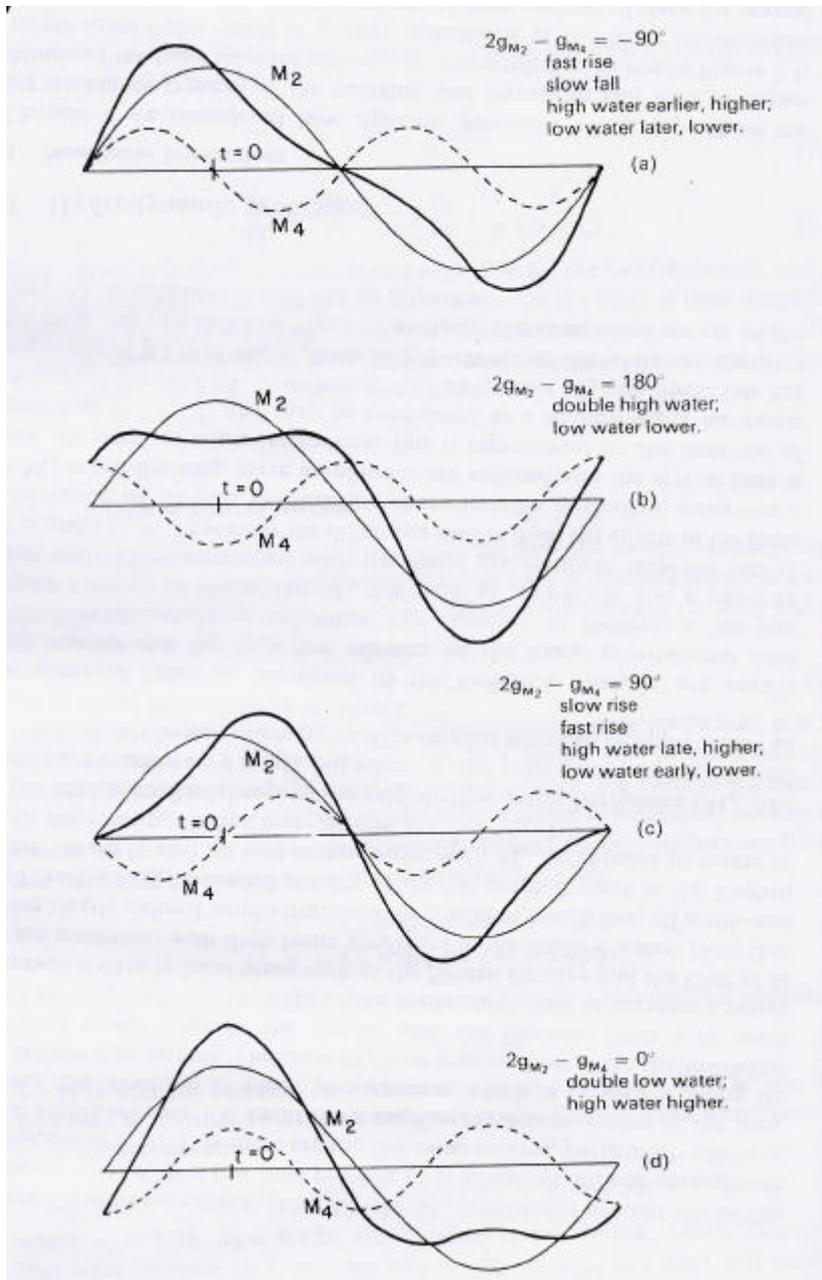


Figure n° 2-12 : montrant comment la forme de de la courbe du niveau marin est contrôlée par la relation entre les phases M2 et M4. ($A_{M_4} = 0.4 A_{M_2}$) (Source : Pugh, 1987).

L'amplitude de l'asymétrie tidale est caractérisée par le rapport :

$$\frac{A_{M4}}{A_{M2}}$$

Avec A = amplitude de l'onde

Dans la figure n° 2-12, ce rapport vaut 0.4.

Un flot rapide suivi d'un jusant lent correspond au cas où la phase M4 est en avance sur la phase M2 de 90° (figure n°2-12-a). Un flot lent suivi d'un jusant rapide correspond au cas où la phase M4 est en retard de 90° sur la phase M2 (figure n° 2-12-c). La double pleine mer arrive lorsque la phase M4 a 180° de différence avec la phase M2 (figure n° 2-12-b). La double basse mer arrive quand les 2 ondes sont en phase (figure n° 2-12-d).

Pour une double pleine mer ou double basse mer, il y a une valeur minimale de l'amplitude M4 qui peut produire cet effet (Pugh,1987).

Sur la figure n° 2-12-b, le niveau d'eau total est donné à t = 0 par :

$$A_{M2} \cos 2\omega_1 t - A_{M4} \cos 4\omega_1 t = A_{M2} - A_{M4}$$

Si c'est une valeur minimum entre deux maximas, alors l'amplitude au temps Δt plus tard ou plus tôt est plus grande. En utilisant la formule trigonométrique $\cos \beta \approx (1 - \beta^2)$ pour β petit, ce nouveau niveau est :

$$A_{M2} (1 - 4\omega_1^2 \Delta t^2) - A_{M4} (1 - 16\omega_1^2 \Delta t^2)$$

Qui excède la valeur précédente seulement si :

$$4 A_{M4} > A_{M2}$$

Des arguments similaires peuvent être utilisés pour montrer qu'une double pleine mer impliquant seulement M6 requière :

$$9A_{M6} > A_{M2}$$

L'amplitude M4 est très importante dans les Pertuis. Peut-elle être à l'origine d'une double pleine ou basse mer ?

Le tableau n° 2-3 montre la différence de phase M2 et M4 dans les Pertuis Charentais ainsi que leur rapport d'amplitude.

Point d'observation	Amplitude M2 (mètres)	Amplitude M4 (mètres)	Phase M2 (degrés)	Phase M4 (degrés)	A_{M4}/A_{M2}	$2\phi_{M2}-\phi_{M4}$
Baleineaux	1.60	0.18	128	70	0.11	186
Saint Martin de Ré	1.75	0.27	131	74	0.15	188
Aiguillon	1.81	0.29	133	79	0.16	187
La Pallice	1.76	0.27	131	74	0.15	188
Balise	1.72	0.23	128	68	0.13	188
Ile d'Aix	1.79	0.25	127	69	0.14	185
Fort Boyard	1.78	0.27	94	1	0.15	187
Le Chapus	1.68	0.23	131	83	0.14	179
Pointe de Gatseau	1.47	0.14	133	55	0.09	211
Verdon	1.54	0.08	130	81	0.05	179

Tableau n° 2-3 : calcul des paramètres d'asymétrie pour différents points d'observation.

Ce tableau montre qu'une double pleine ou basse mer ne peut pas être observée théoriquement dans les Pertuis puisque le rapport d'amplitude entre les ondes M4 et M2 est inférieur à 0.4.

Excepté pour Le Verdon et Le Chapus, la différence de phase entre M2 et M4 est supérieure de quelques degrés à 180° ce qui indique une marée où le flot est légèrement plus lent que le jusant comme pour la figure n° 2-12-c.

Pour confronter la théorie avec les observations, les figures suivantes (figures n°2-13 à 2-19) ont été faites à partir des données de marégraphie des différents sites d'observation présentés sur la figure n° 2-10. Les courbes de marée sont données aux quatre périodes de marée (morte eau, revif, vive eau, déchet) pour voir si l'asymétrie tidale est toujours la même.

Marée à Saint Martin de Ré

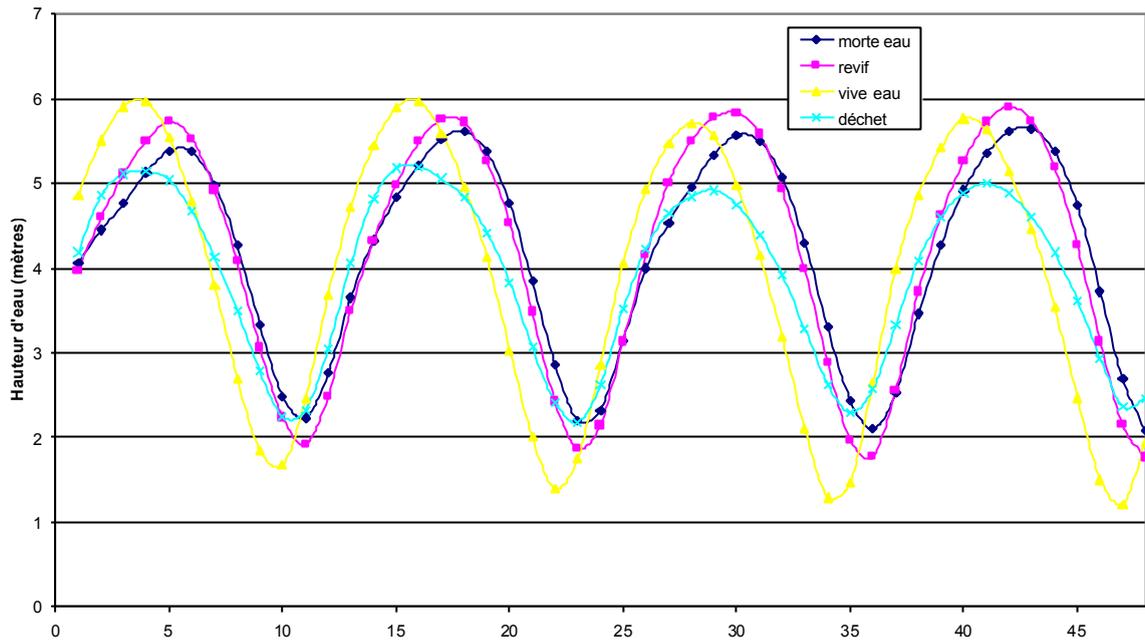


Figure n°2-13 : Marée à Saint Martin de Ré

Marée à La Pallice

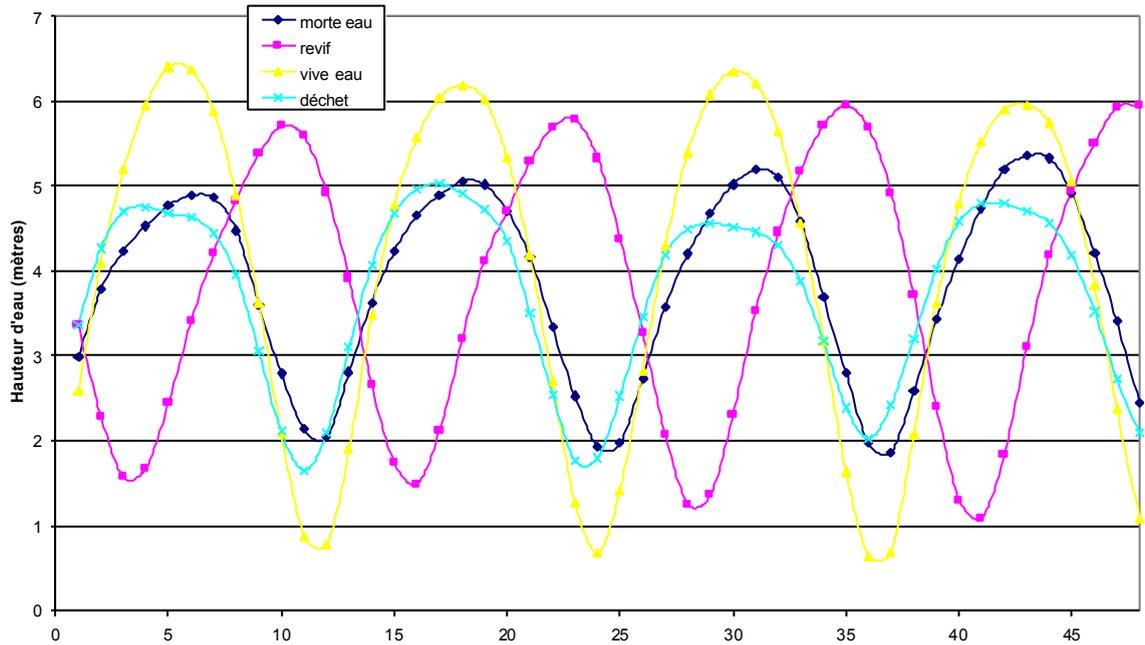


Figure n°2-14 : Marée à La Pallice

Marée à la Pointe d'Aiguillon

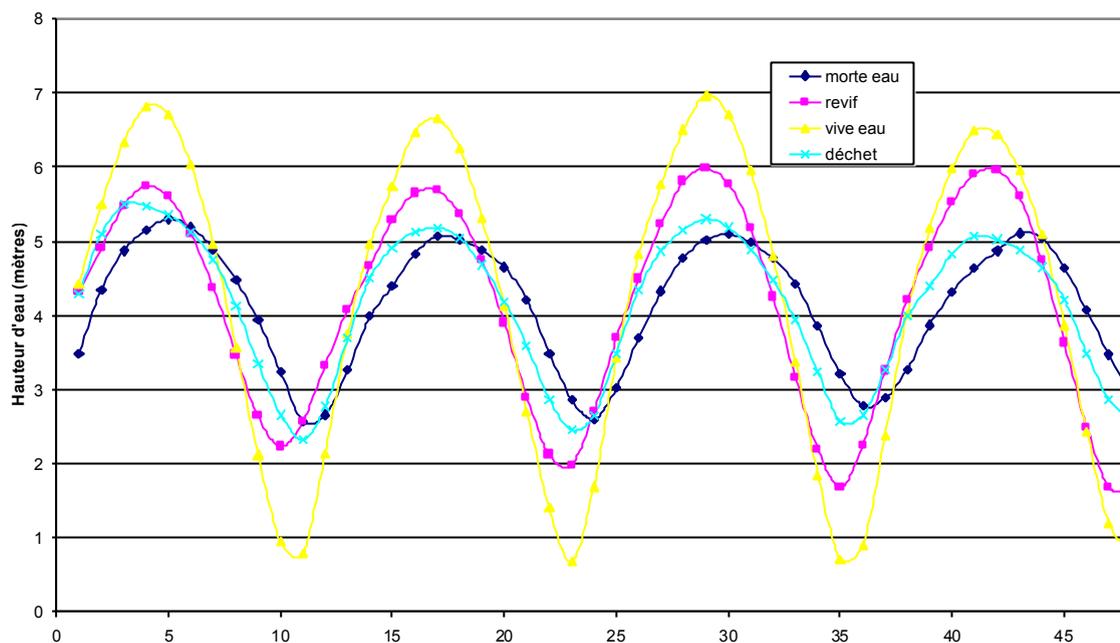


Figure n°2-15 : Marée à la Pointe d'Aiguillon

Marée à l'île d'Aix

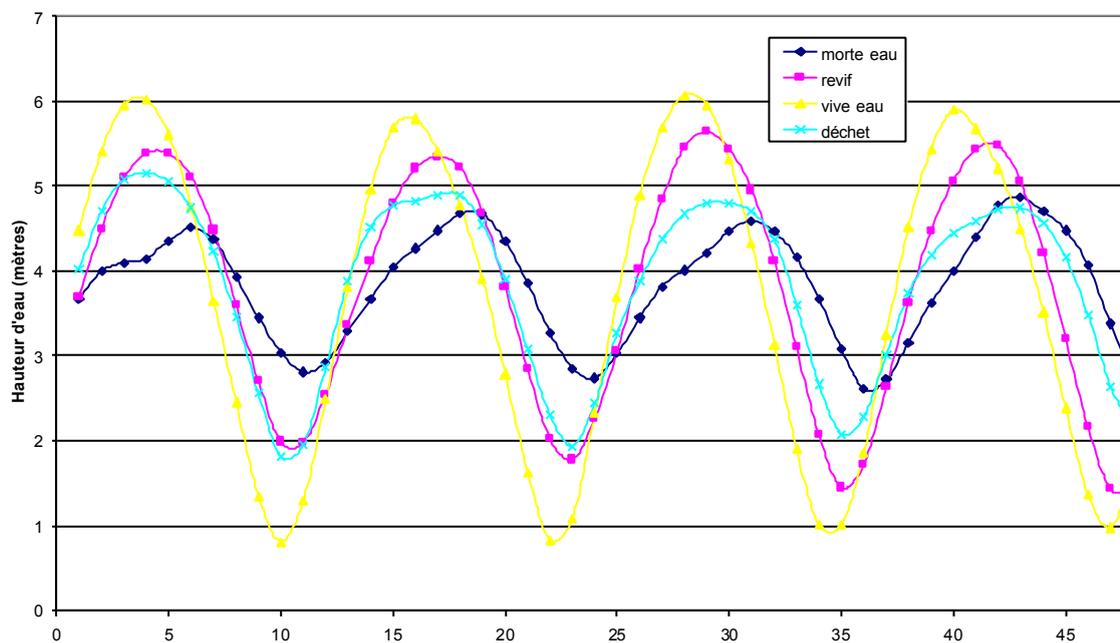


Figure n°2-16 : Marée à l'île d'Aix

Marée au Chapus

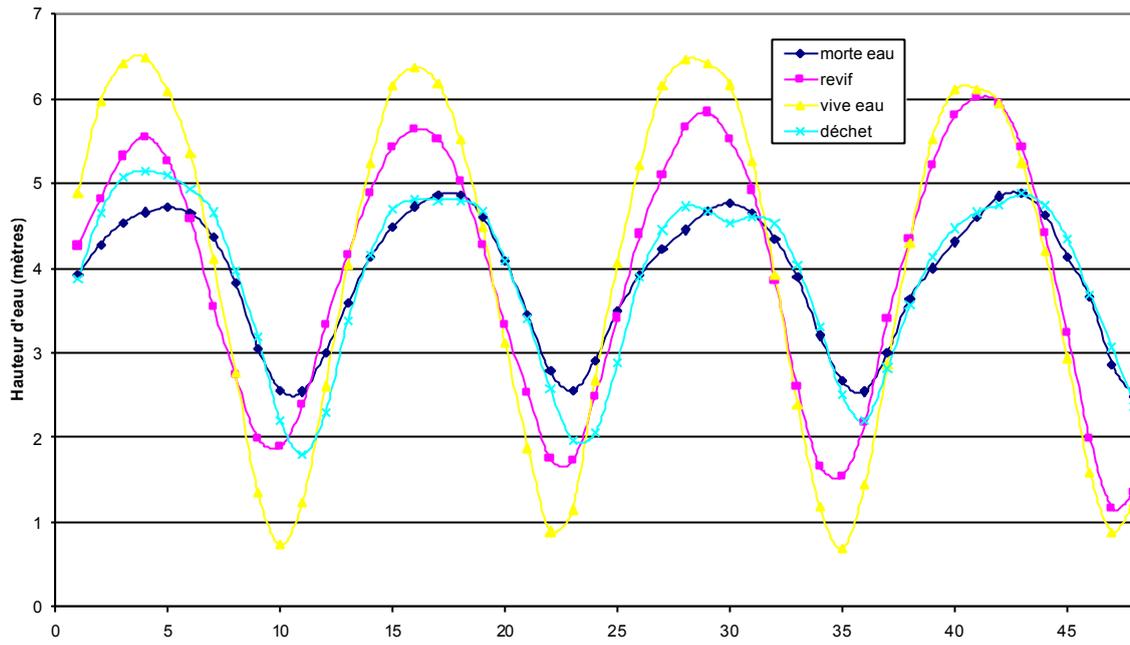


Figure n°2-17 : Marée au Chapus

Marée à la Pointe de Gtaseau

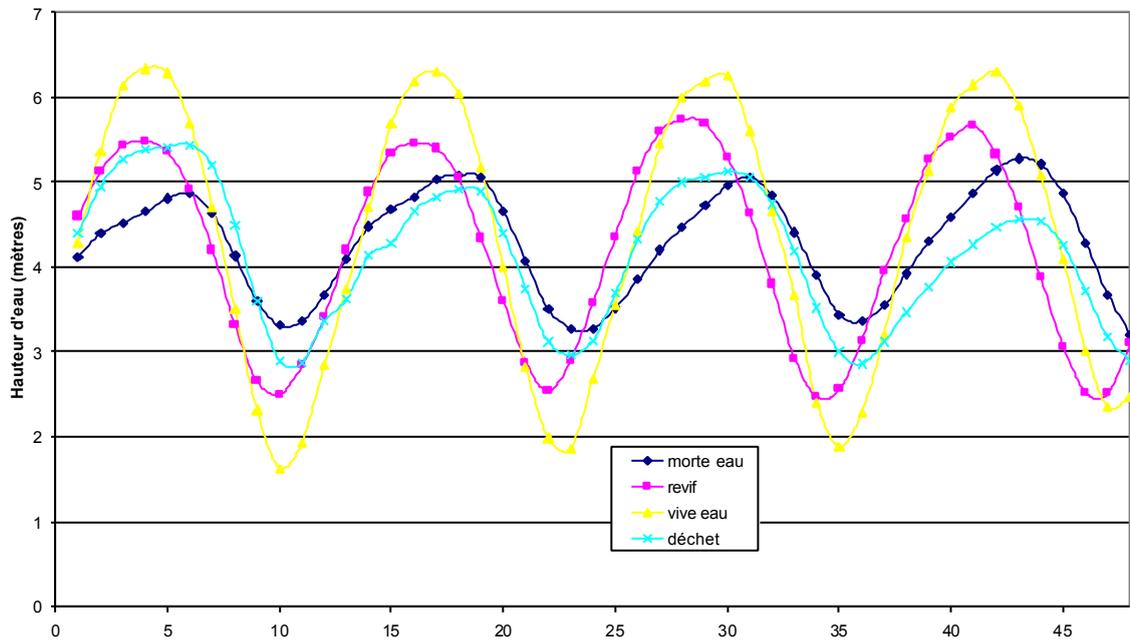


Figure n°2-18 : Marée à la Pointe de Gatseau

Marée au Verdon

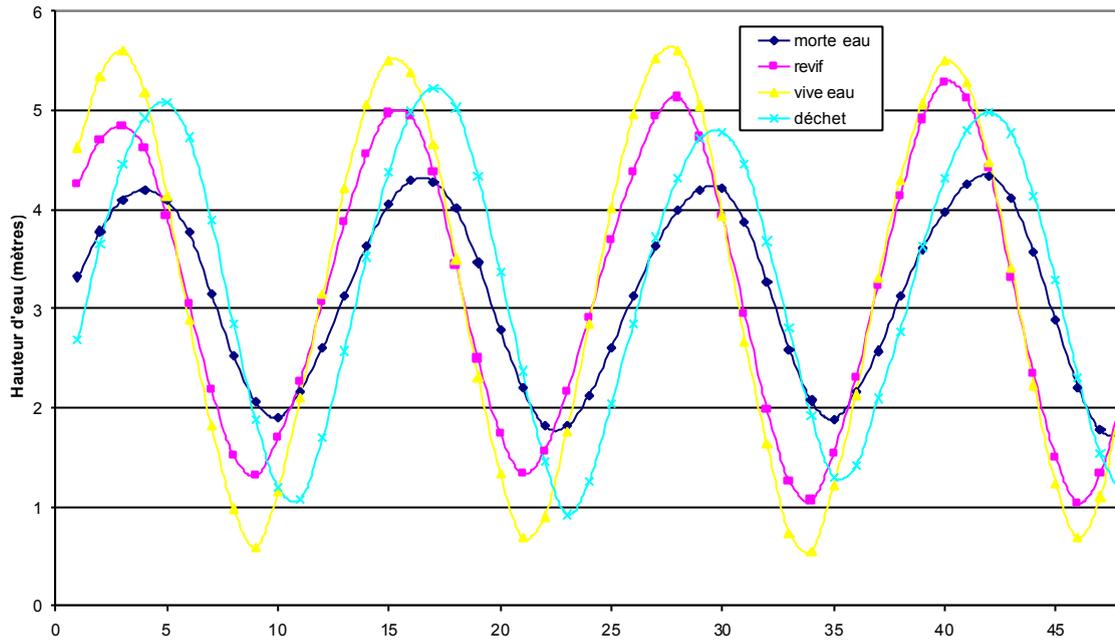


Figure n°2-19 : marée au Verdon

Ces figures montrent que le critère d'asymétrie (Speer et Aubrey, 1985 ; Pugh, 1987) n'est pas toujours conforme aux observations. A l'intérieur des Pertuis Charentais, l'asymétrie tidale dépend du moment de la marée : en déchet et en morte eau, l'asymétrie est beaucoup plus forte. Cette observation avait déjà été faite par Pugh (1987) qui indique que les doubles pleines mers et basses mers arrivent lorsque l'amplitude M2 est petite.

Le Hir et al. (2000) ont remarqué que la vasière de Brouage (localisée dans la baie de Marennes-Oléron cf figure n° 2-20) est caractérisée par une inversion de l'asymétrie. Pour des marnages similaires, le flot domine au début de la période d'observation (figure n° 2-21) et ensuite c'est le jusant qui domine.

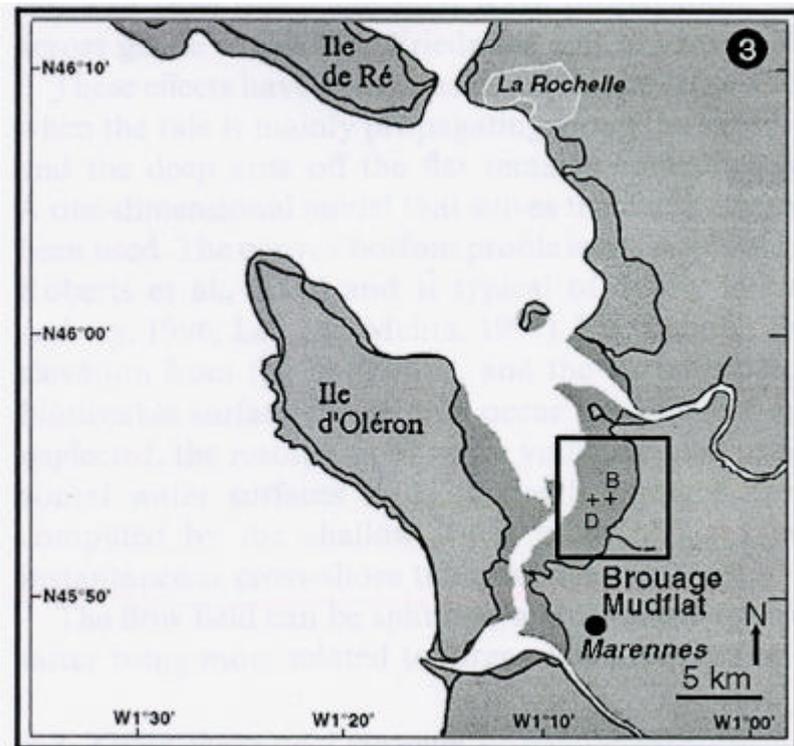


Figure n° 2-20 : Localisation de la vasière de Brouage. (Source : Le Hir et al., 2000).

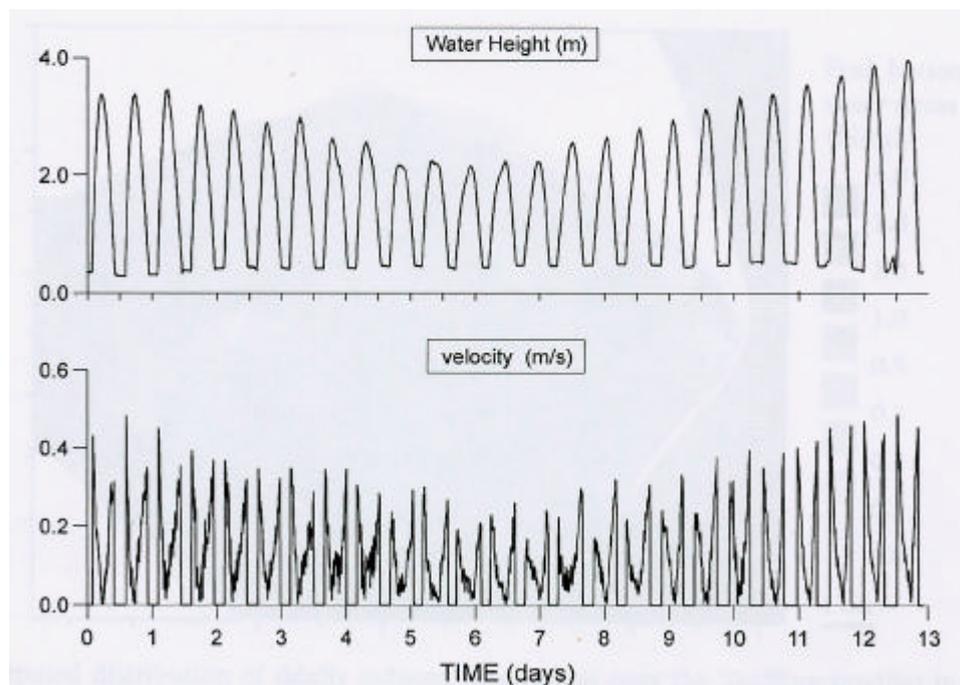


Figure n°2-21 : Hauteur d'eau et vitesse de courant (32 cm au dessus du fond) mesurées à la station B (figure n° 2-20) dans la vasière de Brouage sur un cycle de marée de 15 jours. La dominance du flot apparaît du début jusqu'au 4^{ème} jour, tandis que la dominance du jusant est observée du 6^{ème} au 12^{ème} jour. (Source : Le Hir et al., 2000).

Les figures n° 2-13 à 2-19 montrent aussi un changement de l'asymétrie tidale dans les Pertuis.

En vive eau et en revif, les courbes de marée sont presque symétriques.

En morte eau, le flot dure plus longtemps que le jusant.

Excepté pour Saint Martin De Ré, en période de déchet une double pleine mer est pratiquement observée ce qui était prévisible par le tableau n° 2-3 qui montre que les différences de phases entre M2 et M4 sont voisines de 180°. Si le rapport d'amplitude M4/M2 était plus grand, nous serions dans le même contexte que Southampton (cf figure 2-11).

De plus, le calcul approximatif de Pugh a été fait en supposant que seules les ondes M2 et M4 étaient présentes. Or, nous savons comme le montre la figure n°2-22 que l'onde S2 est celle responsable des cycles vive eau / morte eau.

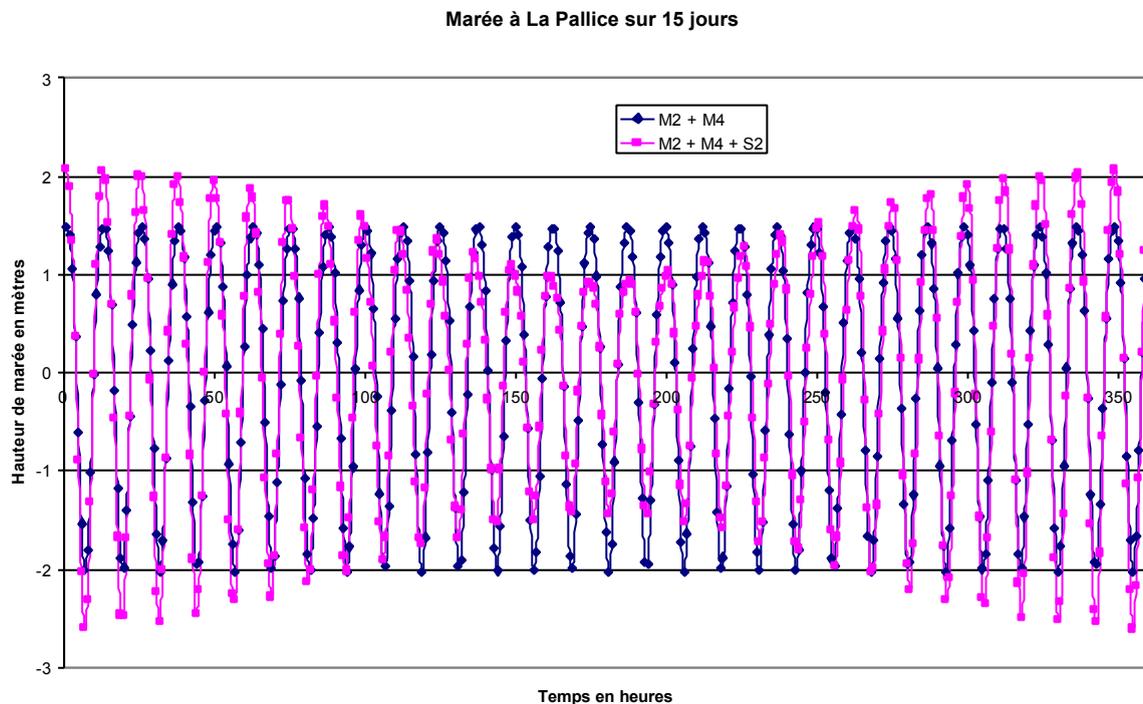


Figure n°2-22 : Marée théorique à La Pallice.

La figure n°2-22 a été faite à partir de la formule harmonique de la marée en ajoutant dans un premier temps les ondes M2 et M4 et ensuite les ondes M2, M4 et S2. Les valeurs utilisées sont celles données dans le tableau n°2-2 à La Pallice. Nous pouvons remarquer que sur la courbe 'M2+M4' les Pleines Mers et Basses Mers qui se succèdent ont la même amplitude. Lorsque S2 est ajoutée, cette amplitude diffère d'une Pleine Mer à l'autre et le cycle vive eau / morte eau apparaît.

La figure n°2-23 montre que l'asymétrie peut changer si nous ajoutons l'onde S2 à la théorie de Pugh.

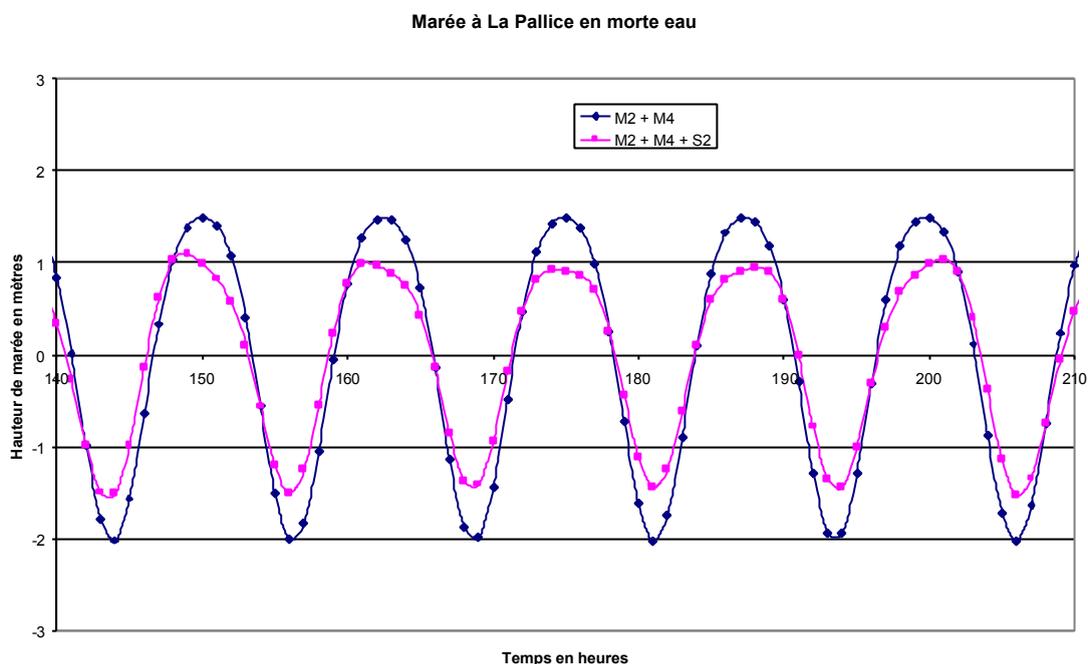


Figure n°2-23 : onde de marée théorique à La Pallice en morte eau

Si les seules ondes M2 et M4 sont considérées, la marée est symétrique. Et si nous ajoutons S2, nous obtenons l'asymétrie observée dans les Pertuis.

Au Verdon (figure n°2-19), la marée est symétrique, ce qui est confirmé par le tableau n° 2-3 qui montre que le rapport d'amplitude des ondes M4 et M2 est trop petit pour créer une distorsion de l'onde de marée.

Les Pertuis Charentais sont donc caractérisés par une marée asymétrique surtout en période de morte eau ou de déchet. La mer monte plus lentement qu'elle ne descend. Ceci est lié à la présence de larges zones d'estran, un frottement sur le fond important et une géométrie des côtes particulière. Tout ceci génère une amplitude conséquente de l'onde M4 dans notre région, qui interagit avec l'onde M2 et perturbe l'onde tidale.

2.3.2 Courants :

Les courants marins sont caractérisés à un instant donné et en un lieu donné par leur direction et leur vitesse. Par convention, la direction d'un courant est celle vers laquelle il porte (contrairement au vent). Elle est comptée de 0 à 360° (0° étant le Nord géographique) dans le sens des aiguilles d'une montre. Sa vitesse est comptée en nœuds ou m/sec (1m/sec = 1.944 nœuds).

Plusieurs catégories dans les courants marins peuvent être distinguées (SHOM, 2001) :

- les courants de marée, qui ont pour origine l'attraction gravitationnelle de la Lune et du Soleil,
- les courants de dérive dus au vent,
- les courants de pente dus aux surélévations du niveau de la mer près des côtes,
- les courants liés aux vagues (courants de dérive et courants générés dans la zone de déferlement),
- les courants de densité, liés à l'évaporation, à la fonte des glaces polaires, aux apports d'eau douce par les fleuves, et plus généralement à tous les mouvements relatifs des masses d'eau océanique d'origines différentes.

Parmi toutes ces composantes de courant, le courant de marée se distingue souvent par sa vitesse relativement élevée, particulièrement près des côtes et notamment le long des côtes françaises de l'Océan Atlantique, de la Manche et de la Mer du Nord.

Dans un premier temps, nous avons utilisé les mesures de courant suivantes : (cf figure n° 2-24)

- les données de courant du SHOM (1968) : points noirs
- les données de courant, de salinité et de température dans la baie de Marennes-Oléron et dans le Pertuis de Maumusson de M. Tesson datant de 1971, 1972 et 1973 (Tesson, 1973) : carrés rouges.

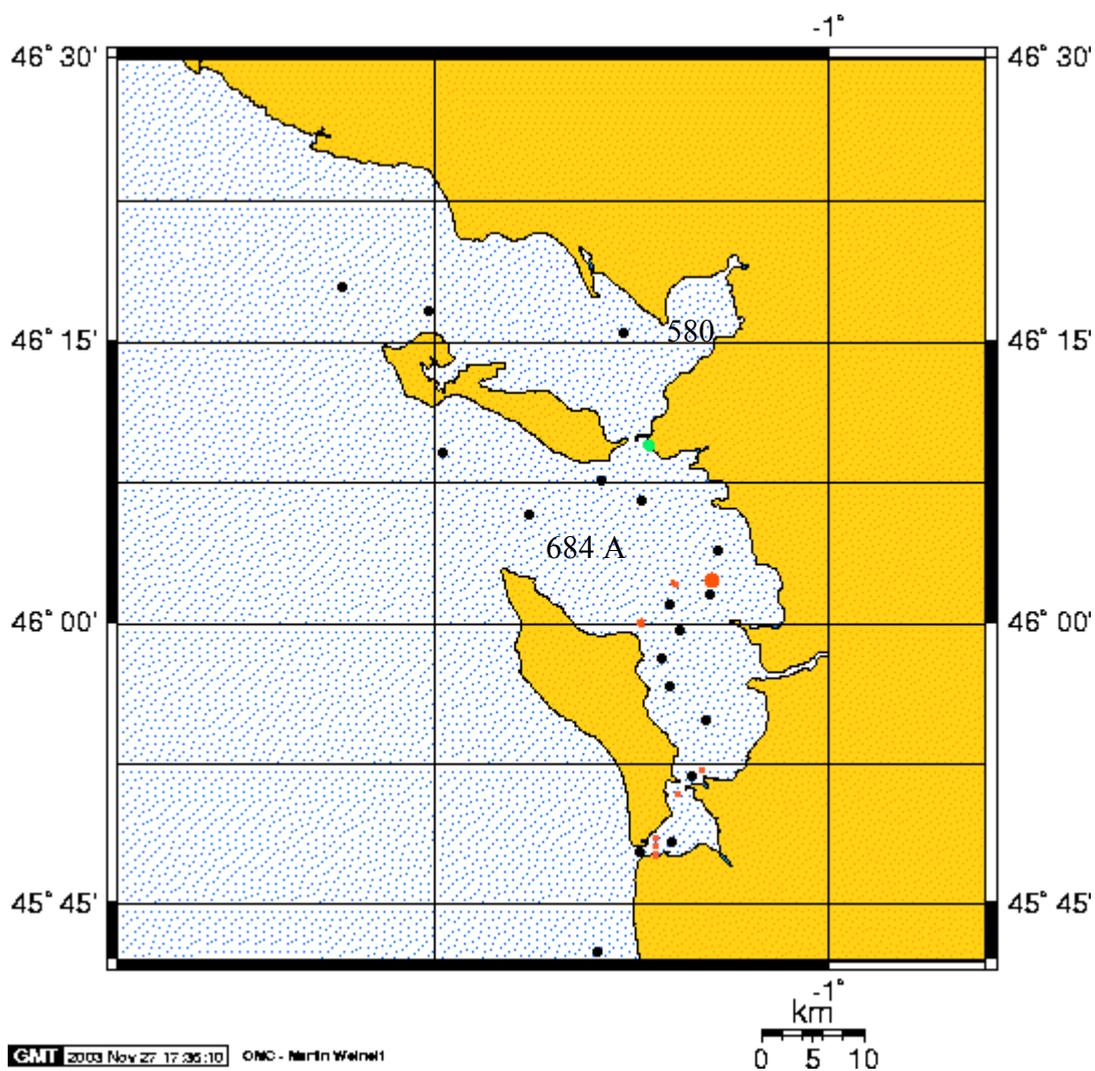


Figure n° 2-24 : Localisation des points de mesures (le point vert représente La Pallice)

Le SHOM a fourni également 3 points de mesure de courant (cf figure n° 2-25) : 2 dans le Pertuis d'Antioche et 1 dans le Pertuis Breton. Dans chacun de ces 3 points, les courants ont été mesurés avec un pas d'échantillonnage de 30 minutes en 1990 pendant 30 jours, du 12 mai au 14 juin.

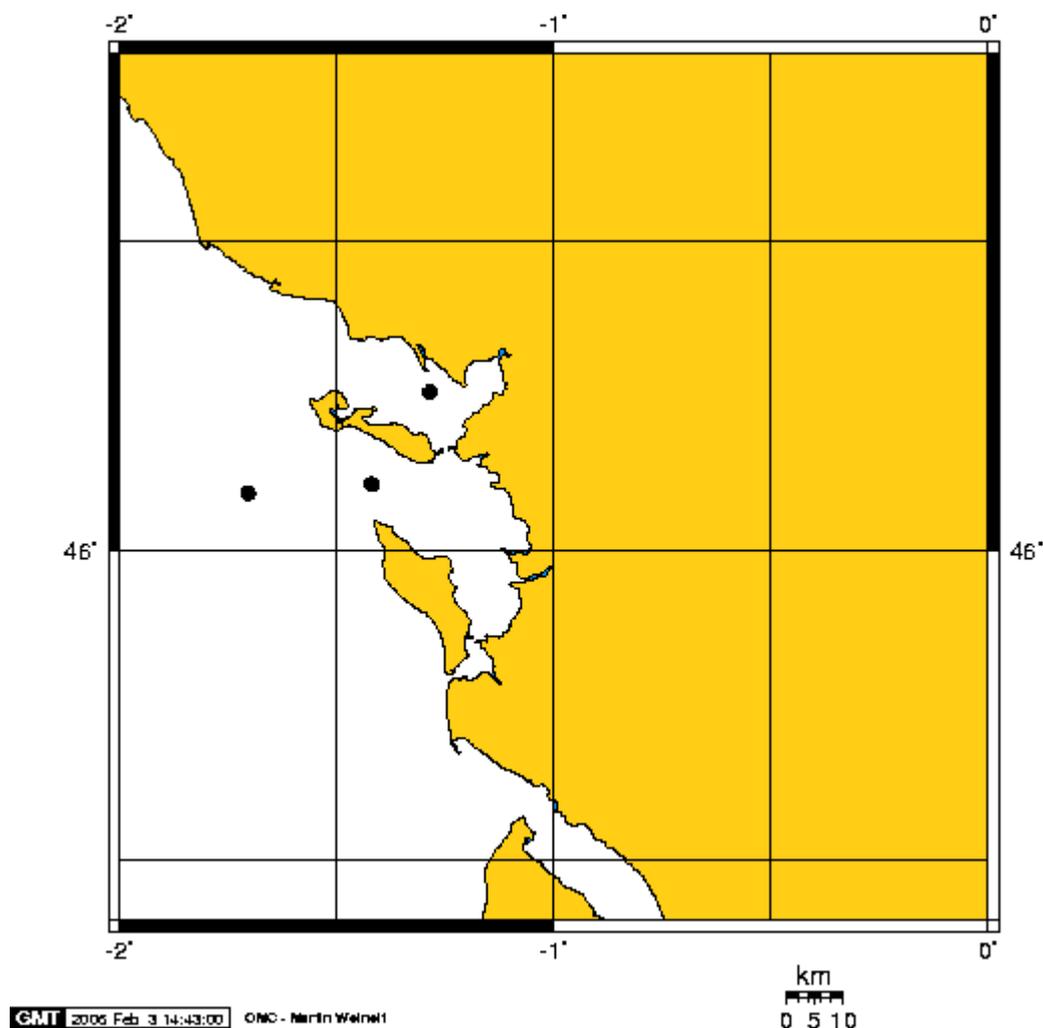


Figure n° 2-25 : localisation des points de mesure du SHOM

Toutes ces observations de courants moyennés sur la verticale présentées sous forme d'ellipse de courant sont rassemblées en annexe 1.

Ces ellipses (appelées aussi « roses de courant ») représentent l'hodographe du vecteur courant durant un cycle de marée. La figure n° 2-26 explique le principe de la construction de ces roses de courant. Le flot est la partie de la courbe comprenant la pleine mer ; l'autre partie correspond au jusant (SHOM, 2001).

Ces ellipses peuvent se caractériser par :

- la direction du grand axe qui indique la direction dominante du courant,
- la longueur de cet axe qui indique la vitesse du courant,
- l'aplatissement qui montre l'importance des harmoniques supérieures.

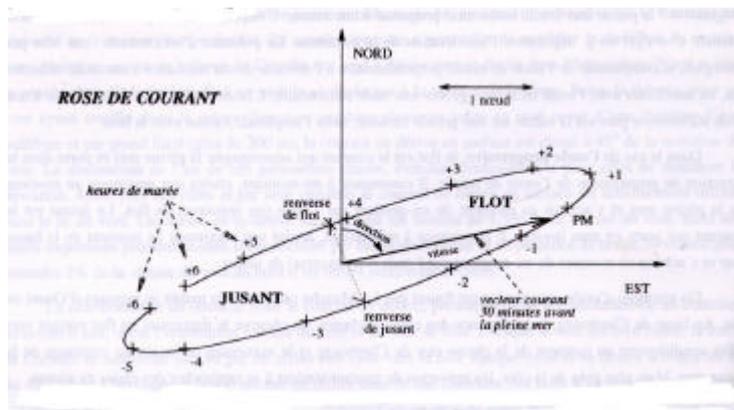


Figure n° 2-26 : Ellipse de courant (Source : SHOM, 2001).

S'il n'y a que la marée, la forme de l'hodographe est proche de l'ellipse ou de la superposition d'ellipse (exemple : « papillon »). En présence du vent ou de courant de circulation océanique, la forme n'est plus elliptique.

Voici trois exemples d'ellipses de courant observées dans le Pertuis d'Antioche (figure n° 2-27) ; dans le Pertuis Breton (figure n° 2-28) ; et au Sud de la baie de Marennes (figure n° 2-29). Il s'agit de courant moyen sur la verticale. Les ellipses sont déformées car les axes horizontaux et verticaux ne sont pas à la même échelle pour pouvoir comparer les différentes ellipses.

Ces ellipses sont caractérisées par un fort aplatissement. Le fait que les ellipses observées dans le Pertuis Charentais se croisent (forme papillon) montre l'influence de l'onde quart-dienne M4.

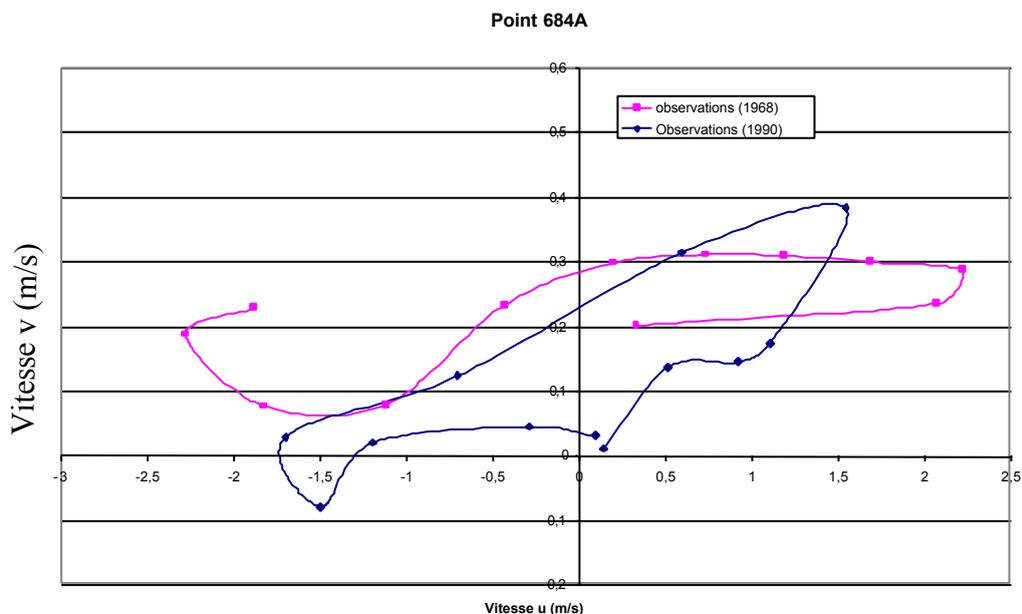


Figure n°2-27 : comparaison des courants provenant des mesures de 1990 et des mesures de 1968 au Nord de l'île d'Oléron (point 684 A).

L'ellipse provenant des mesures de 1990 (en bleu) présente une direction SO-NE plus prononcée. La direction des courants a donc légèrement évolué entre 1968 et 1990. L'aplatissement lui a diminué un peu en 20 ans.

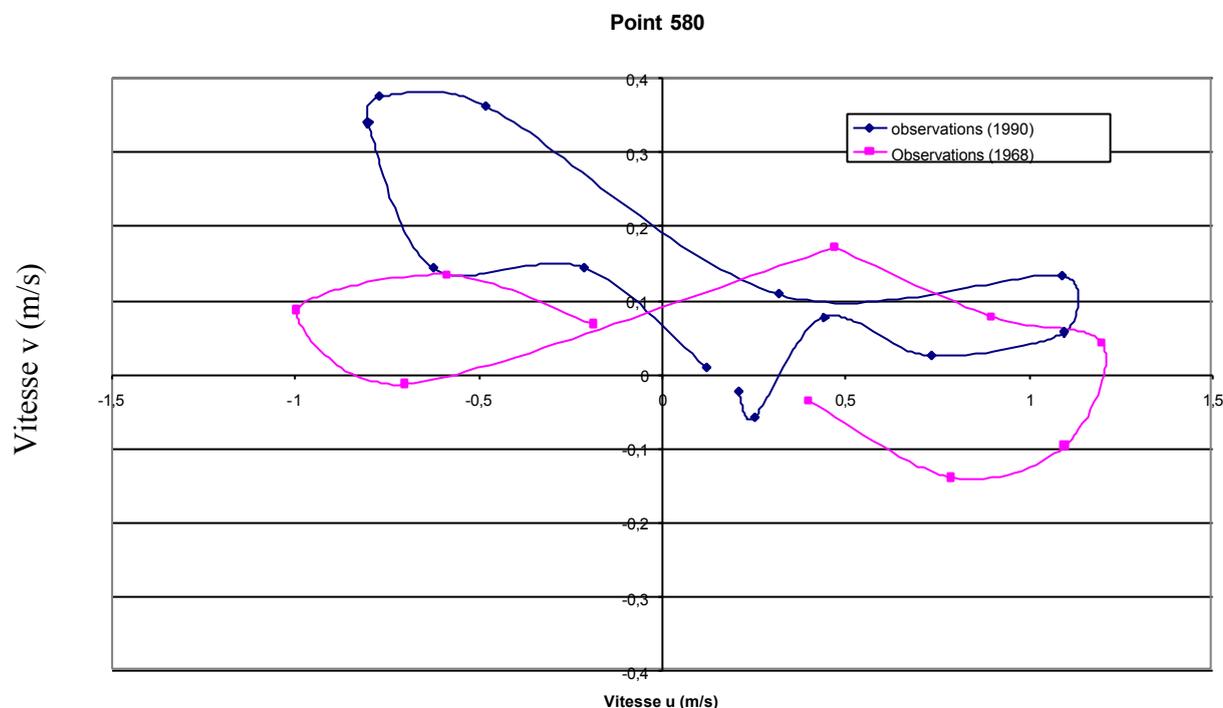


Figure n°2-28 : comparaison des courants provenant des mesures de 1990 et des mesures de 1968 à Aiguillon (point 580).

La direction des courants a également évolué dans le Pertuis Breton : elle est passée de O-E en 1968 à ONO-E en 1990. L'aplatissement est aussi plus visible sur les courants de 1968. L'impact de M4 semble donc avoir légèrement diminué d'importance entre 1968 et 1990.

Une campagne ADCP (Acoustic Doppler Current profiler) a été aussi réalisée dans le Pertuis du Maumusson et le Sud de la Baie de Marennes les 8 et 9 octobre 2002 par le Centre Littoral De Géophysique (CLDG) de La Rochelle en collaboration avec Aldo Sottolichio (D.G.O., Université de Bordeaux I). L'ADCP enregistre des profils verticaux des courants toutes les secondes environ. Il faut donc moyenner ces courants en temps et sur la verticale pour les comparer avec les autres données.

Voici un graphique (Figure n°2-29) qui montre la comparaison entre les ellipses de courant obtenues avec le modèle numérique de marée présenté dans le § 3, avec les données du SHOM de 1968 et les données ADCP (2002) dans le Sud de la baie de Marennes-Oléron.

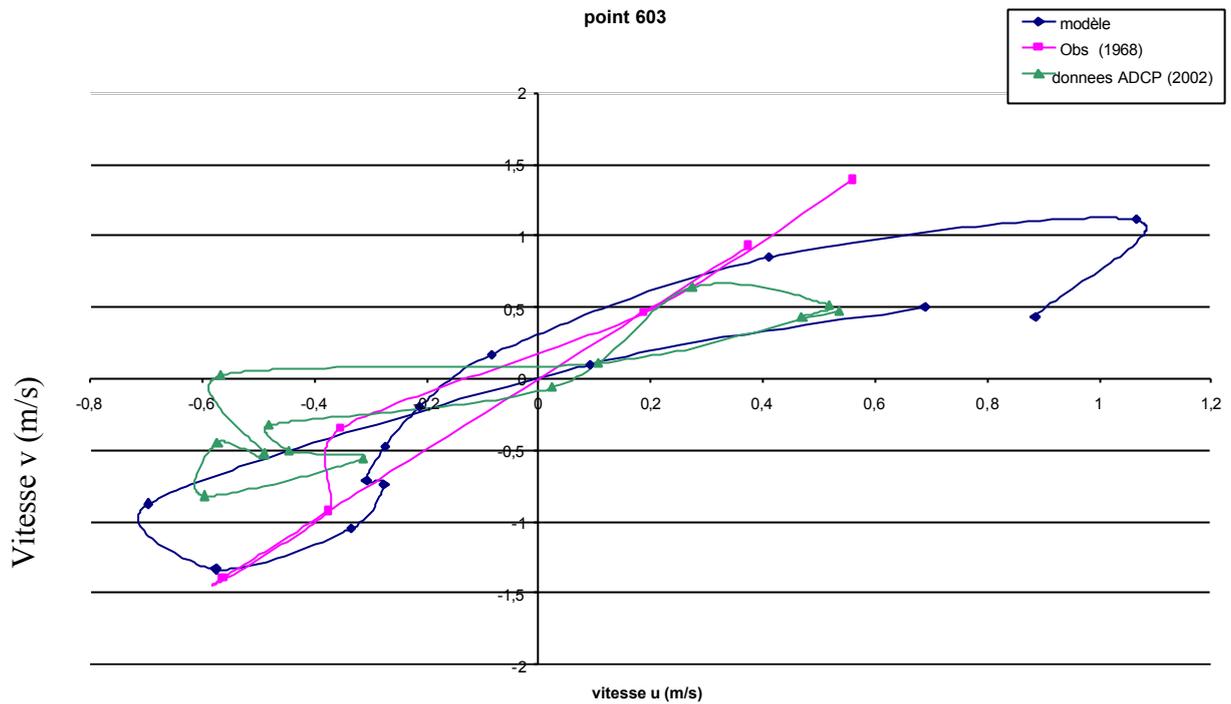


Figure n°2-29 : Ellipses de courant dans le Sud de la baie de Marennes-Oléron (point 603)

Dans le Sud de la baie de Marennes, entre 1968 et 2002, la direction et l’aplatissement des courants de marée sont restés les mêmes.

Toutes ces mesures de courant ont été effectuées dans des conditions de marée de Vive-Eau moyenne.

Les figures n° 2-27, 2-28 et 2-29 montrent que les courants n’ont pas ou peu changé de direction entre 1968, 1990 et 2002. Cela justifie que la validation du modèle au niveau des courants a été faite à partir des mesures de 1968, plus nombreuses et couvrant tous les Pertuis.

L'annexe 1 montre toutes les ellipses de courant observées dans les Pertuis. La figure n°2-30 en donne un résumé.

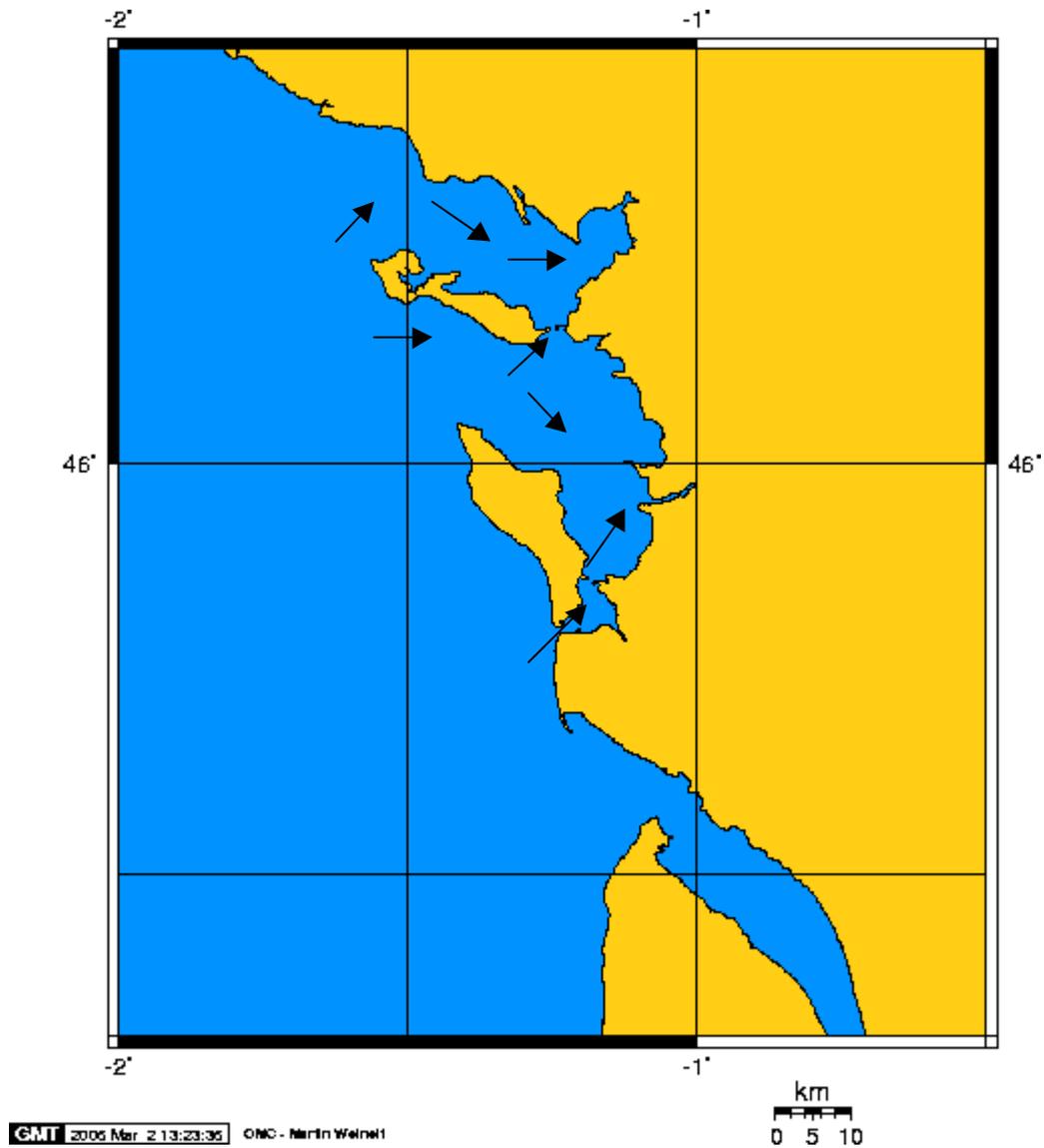


Figure n°2-30 : Direction schématique des courants de marée dans les Pertuis dans des conditions de marée de Vive-Eau.

Les observations au large du Pertuis Breton montrent une direction SO-NE des courants tidaux. Lorsque le courant entre dans le Pertuis, sa direction s'inverse et devient NO-SE pour finalement être E-O dans la baie d'Aiguillon.

A l'entrée du Pertuis d'Antioche, les courants sont E-O ; dans la partie Nord du Pertuis d'Antioche, c'est-à-dire en dessous du courrou de La Pallice, les courants changent de direction pour devenir SO-NE. Dans la baie de Marennes, ils sont NO-SE et s'inversent encore une fois en arrivant au Sud de la baie et dans le Pertuis de Maumusson où ils sont SO-NE.

2.3.3 Vent :

le vent est un facteur climatique important dans la dynamique océanique : en effet, il est le forçage à l'origine de la houle et des mers de vent. Il est aussi une des causes principales des effets de surcote observés sur le littoral. Connaître la direction et la force du vent est primordiale pour toute étude de modélisation hydrodynamique.

Trois sites météorologiques (sur terre) sont implantés dans les Pertuis :

- la station météorologique de La Rochelle :

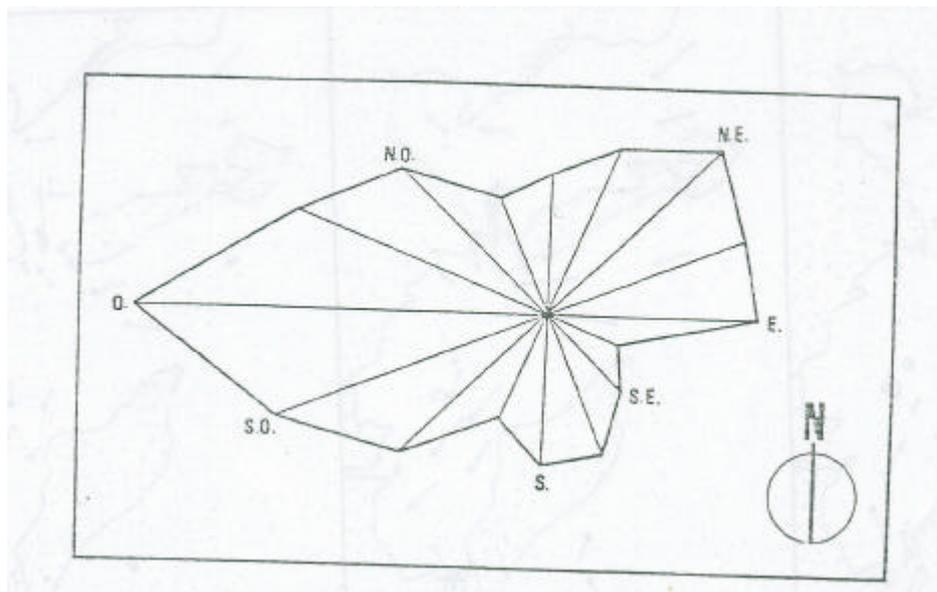


figure n°2-31 : Rose des vents : station météorologique de La Rochelle. Enregistrements en 1946-1961 (Lorin J., 1970)

La figure n° 2-31 montre une provenance Ouest dominante des vents à La Rochelle.

- le sémaphore de Chassiron (au Nord de l'île d'Oléron) :

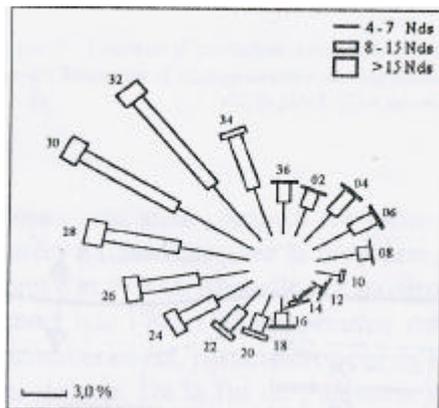


Figure n° 2-32 : Rose des vents : Sémaphore de Chassiron. Enregistrements en 1962-1991 et localisation des stations météorologiques (Wisdorff, 1997)

A Chassiron, le vent a une direction dominante N-O (figure n°2-32).

- le sémaphore des Baleines (au Nord-Ouest de l'île de Ré) :

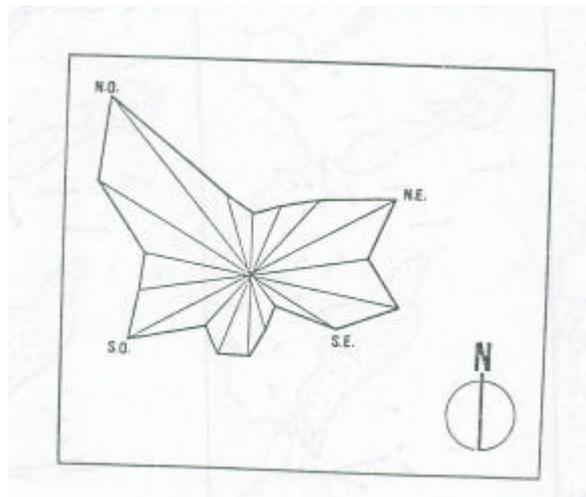


Figure n°2-33 : Rose des vents : station météorologique du phare des Baleines. Enregistrement de septembre 1973 à août 1974 (Pignon C., 1975)

La direction dominante des vents aux Baleines est également Nord-Ouest (figure n°2-33).

Lors de la tempête du 27 décembre 1999, les rafales maximales enregistrées ont été de 198 km/h à Royan et de 162 km/h sur l'île d'Oléron (DDE, 2001).

2.3.4 Houle et vagues :

2.3.3.1 Formation et caractéristiques des houles de l'Atlantique Nord :

La houle se forme au milieu de l'océan sous l'action du vent. Les trains de houle sont générés par l'activité dépressionnaire. Cette activité présente des variations saisonnières importantes (Castelle, 2004).

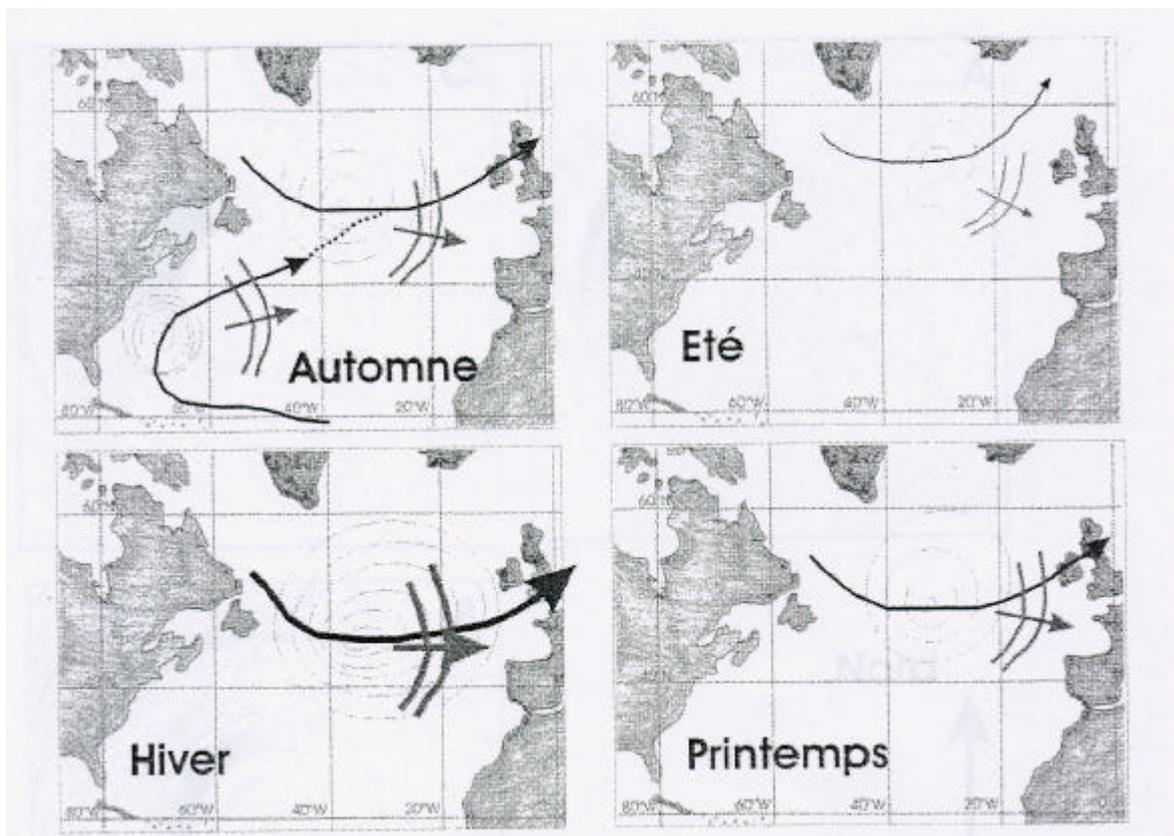


Figure n° 2-34 : Description qualitative des routes dépressionnaires moyennes et des houles associées dans l'Atlantique Nord et de leur variabilité saisonnière. (Source : Castelle, 2004).

2.3.3.1.1 Eté :

Pendant l'été, l'activité dépressionnaire est assez faible. Elle se situe généralement très au Nord. Les dépressions passent ensuite entre l'Islande et la Grande Bretagne. Les houles associées à ces dépressions ont une provenance NO et une hauteur significative de l'ordre de 1 mètre sur le littoral français (cf figure n° 2-35-C)

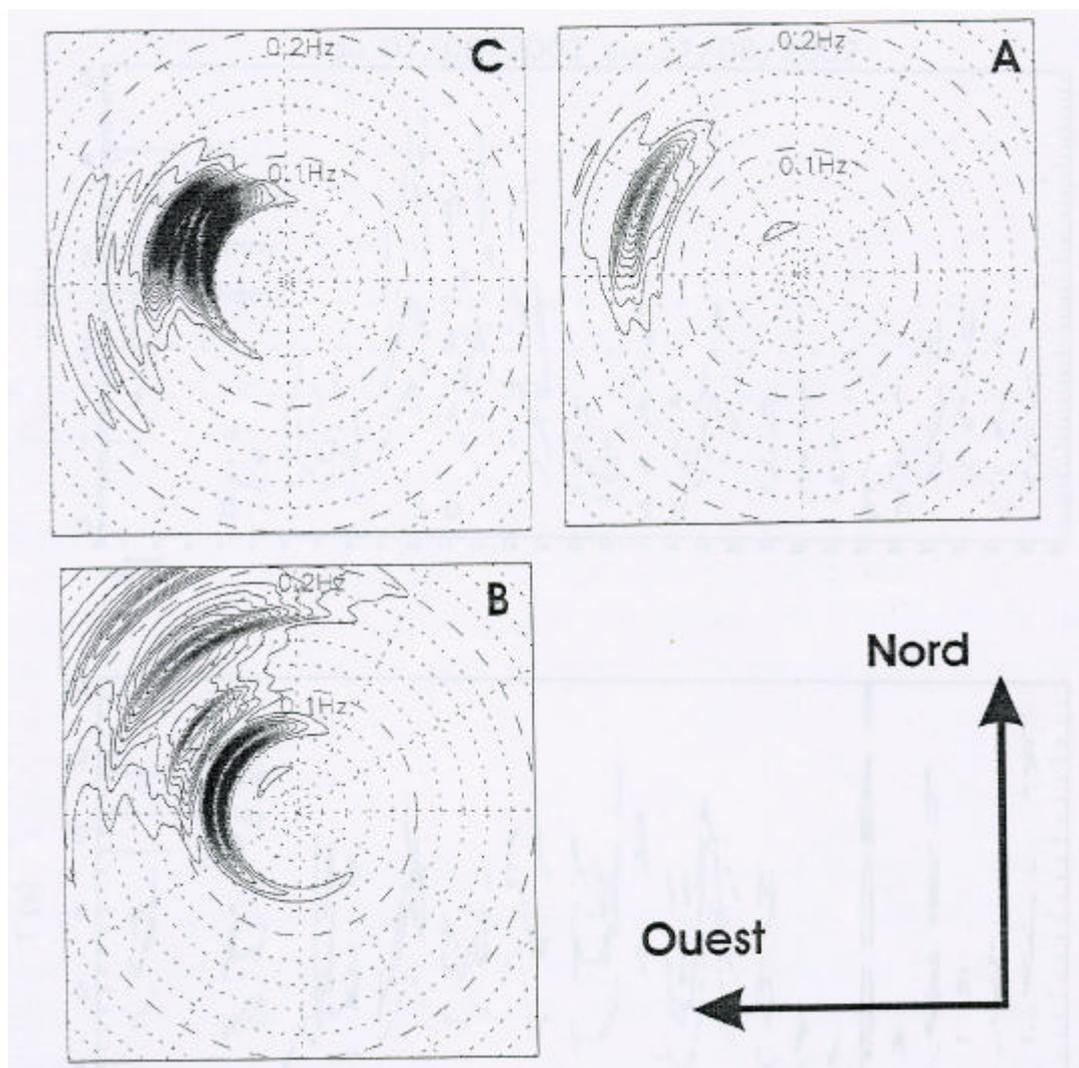


Figure n° 2-35 : Spectres directionnels fournis par la bouée Triaxys mouillée 15 km au large du Cap Ferret. (A) : houle longue d'incidence O-SO à O-NO formée par le cyclone Erin, 19/09/01 à 0h ; (B) : houle longue et énergétique d'hiver $H_s \approx 6m$, d'incidence O-NO, 10/03/2001 à 9h ; (C) : houle peu énergétique typique des conditions estivales ($H_s \approx 1m$) d'incidence NO, 27/07/02 à 12h. (Source : Castelle, 2004).

2.3.3.1.2 Automne :

Pendant l'automne, les dépressions traversent l'Atlantique en passant par le Sud de l'Islande et en remontant au-dessus des îles britanniques. Elles génèrent des houles plus énergétiques de provenance O-NO. Ces dépressions peuvent également finir leur route sur les côtes françaises où des vents violents sont alors observés.

En automne, les dépressions tropicales se forment dans le Sud de l'Atlantique Nord au voisinage des îles du Cap Vert sur l'ouest des côtes africaines, juste au dessus de l'équateur. Elles remontent ensuite vers le NO et deviennent des cyclones. Leurs trajectoires sont difficiles à prévoir : elles peuvent avoir une trajectoire NO et passer au dessus des côtes de

Floride. Elles peuvent aussi avoir une trajectoire plus Nord, en passant à l'Est des côtes de Floride et en remontant en dépression au milieu de l'Atlantique Nord (Figure n° 2-34). Les houles générées sont énergétiques et d'incidence O-SO à W-NW. La houle se propageant avec une vitesse de l'ordre de 30 km/h en eau profonde, la houle atteint la côte française 5 jours après son passage devant les côtes de Floride. La hauteur significative H_s des houles cycloniques est de l'ordre de 2 m lorsqu'elles touchent le Golfe de Gascogne, mais elle peut atteindre 5 m comme en 2000 (cyclone Issac).

La houle générée par le cyclone Erin en 2001 au large du Cap Ferret est montrée comme exemple sur la figure n° 2-35-A.

2.3.3.1.3 Hiver :

C'est pendant l'hiver que l'activité dépressionnaire de l'Atlantique Nord est la plus importante. Ces dépressions peuvent descendre très au sud de l'Atlantique Nord et générer des houles énergétiques qui ont des angles d'incidence variés. La hauteur significative peut atteindre 10 mètres voire plus. (Figure n° 2-35-B).

2.3.3.1.4 Printemps :

Au printemps, l'activité dépressionnaire dans l'Atlantique Nord est plus faible que pendant l'automne. Les houles associées sont moins énergétiques et de provenance O-NO. Le vent thermique peut également souffler le long de la côte comme en été, particulièrement pendant les mois de mai à juin, en générant une mer de vent N-O peu énergétique.

2.3.3.2 Caractéristiques de la houle dans le Golfe de Gascogne :

Le plateau continental du Golfe de Gascogne est un milieu à forte énergie caractérisé par une hauteur significative moyenne des vagues de 2 m dans sa partie septentrionale et de l'ordre de 1 m dans sa partie méridionale (Hermida, 1997).

Penin (1980) signale que :

- 30 jours par an, la hauteur significative maximale est supérieure à 4.8m,
- pour une fréquence d'apparition égale à 5 jours par an, les valeurs sont groupées entre 7 et 7.6 m,
- la hauteur significative de 9.5 m paraît être celle qui, en moyenne est atteinte ou dépassée un jour par an.

Les hauteurs significatives maximales pour les vagues annuelles, décennales et centenaires sont respectivement de 15, 18 et 22 m pour Duvet (1964) et de 12, 18 et 25 m pour Vassal (1980).

Les périodes s'échelonnent de 4 à 22 s. Mais les plus fréquentes semblent être comprises entre 8 et 12 s pour Castaing (1981) et entre 9 et 13 s selon le L.C.H.F (1979).

Les études réalisées dans le Golfe de Gascogne (Duvet, 1964 ; L.C.H.F, 1979 ; Penin, 1980) montrent l'existence de deux états caractéristiques au cours de l'année:

- un état estival (avril à septembre) durant lequel les houles sont de faible amplitude (75% des hauteurs des plus hautes vagues (H_{\max}) sont inférieures à 2m) et présentent des périodes courtes (80% des périodes 1/10 plus hautes vagues ($T_{1/10}$) sont inférieures à 10s) ;
- un état hivernal (octobre à mars) avec une majorité de houles de grande amplitude (75% des $H_{\max} > 2\text{m}$ et des périodes longues (80% de $T_{1/10} > 10\text{ s}$).

Une étude statistique des directions de houle (Penin, 1980) met en évidence la prédominance des houles de secteur Ouest à Nord-Ouest.

Lors de la tempête du 27 décembre 1999, les creux les plus importants dans le Golfe de Gascogne mesurent 12 m. Les périodes des houles les plus fortes sont comprises entre 10 et 13 secondes (DDE, 2001).

2.3.5 Observations des surcotes dans la région des Pertuis Charentais :

Avant de procéder à la modélisation des surcotes dans les Pertuis Charentais, nous allons présenter les surcotes observées entre 1997 et 2002 dans trois ports de la région. Les trois sites sont : La Pallice (Charente Maritime), les Sables d'Olonne (Vendée) et le Verdon (Gironde). Toutes les données marégraphiques utilisées proviennent de SONEL (Système d'Observation du Niveau des Eaux Littorales) exceptées les données du Verdon de janvier 1997 à décembre 1999 qui ont été fournies par le Port Autonome de Bordeaux.

A partir de ces observations, nous allons choisir les tempêtes caractéristiques pour les simulations numériques.

Les surcotes de ces trois ports peuvent être calculées par la différence entre les observations marégraphiques et le niveau de marée astronomique prédit par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine).

Les résultats obtenus pour les trois sites étudiés sont montrés sur les figures suivantes (figures n°2-36 à 2-41). Sur tous ces graphiques, une ordonnée positive indique une surcote et une ordonnée négative indique une décote.

* Pour La Pallice : variations entre -0.45 m et $+1.3$ m.

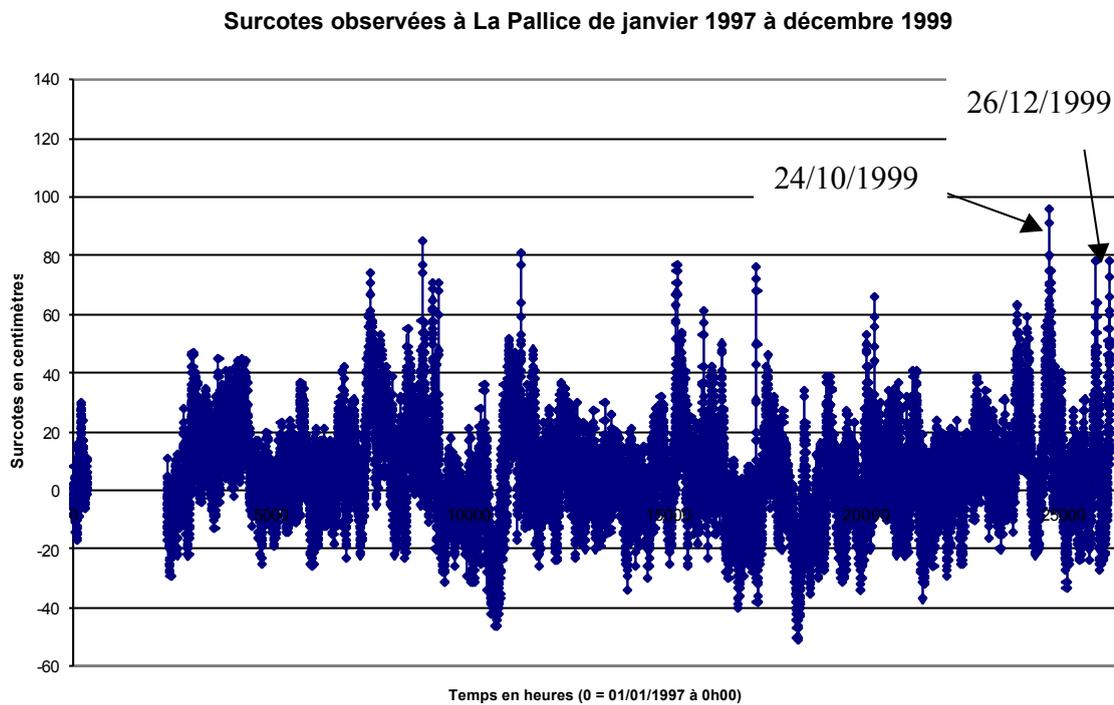


Figure n°2-36 : Surcotes / décotes à La Pallice entre janvier 1997 et décembre 1999

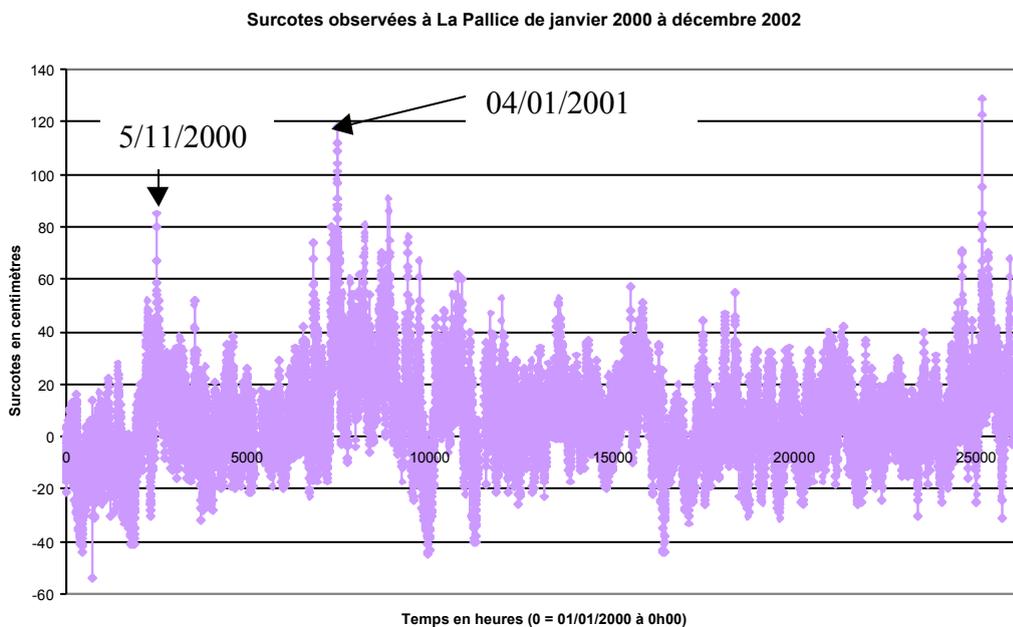


Figure n°2-37 : Surcotes / décotes à La Pallice entre janvier 2000 et décembre 2002

Pour les Sables d'Olonne : variations entre -0.4 m et +1.05 m

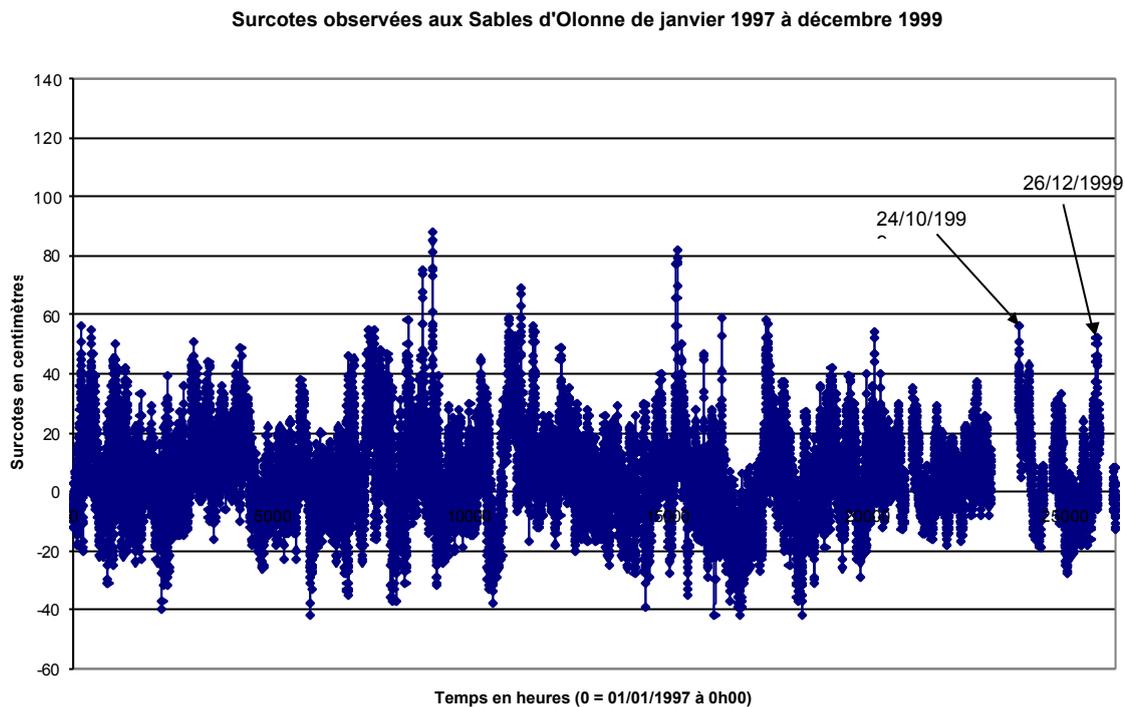


Figure n°2-38 : Surcotes / décotes aux Sables d'Olonne entre janvier 1997 et décembre 1999

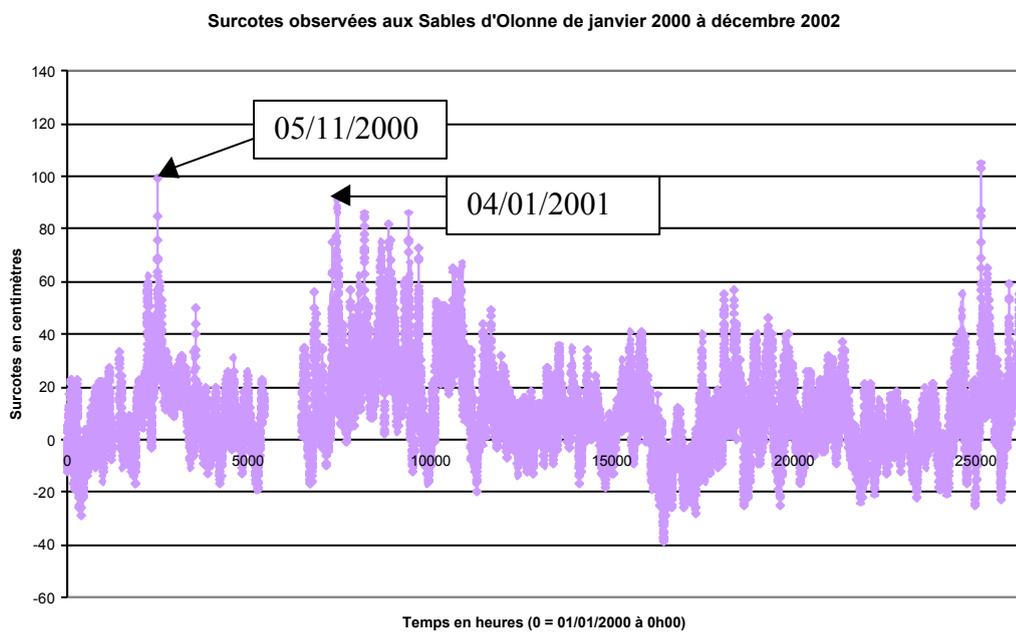


Figure n°2-39 : Surcotes / décotes aux Sables d'Olonne entre janvier 2000 et décembre 2002

* Pour le Verdon : variations entre -0.6 m et +1 m

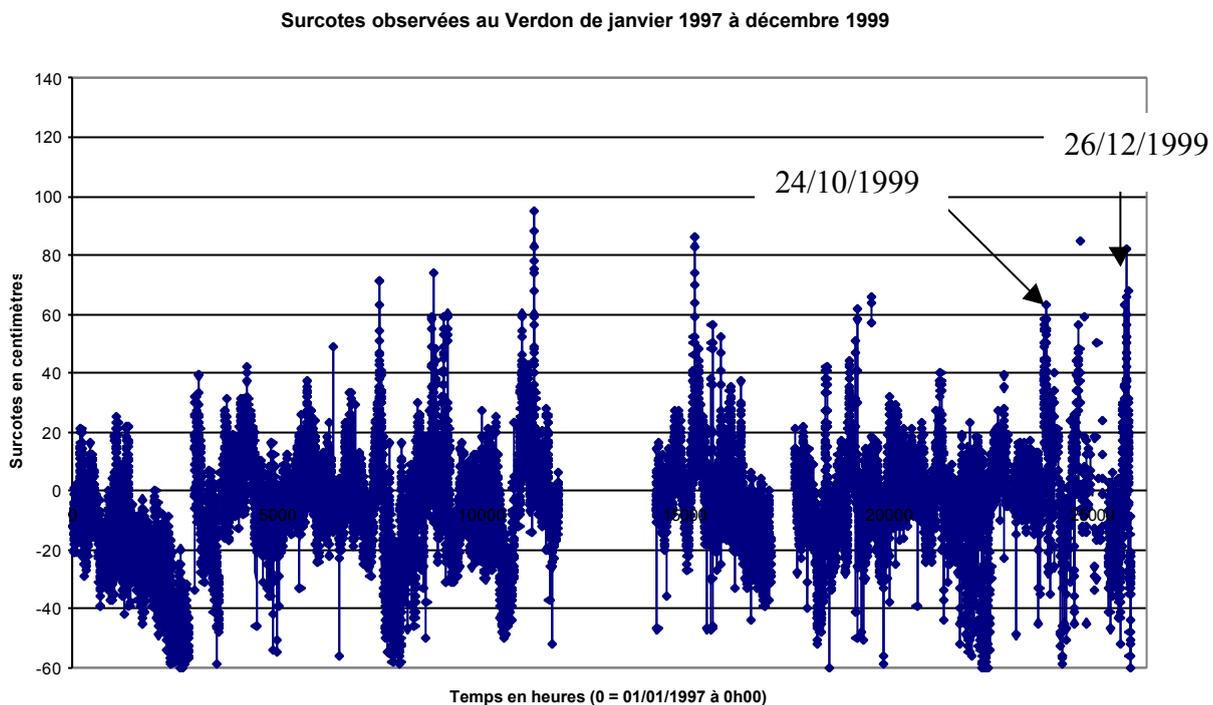


Figure n°2-40 : Surcotes / décotes au Verdon entre janvier 1997 et décembre 1999

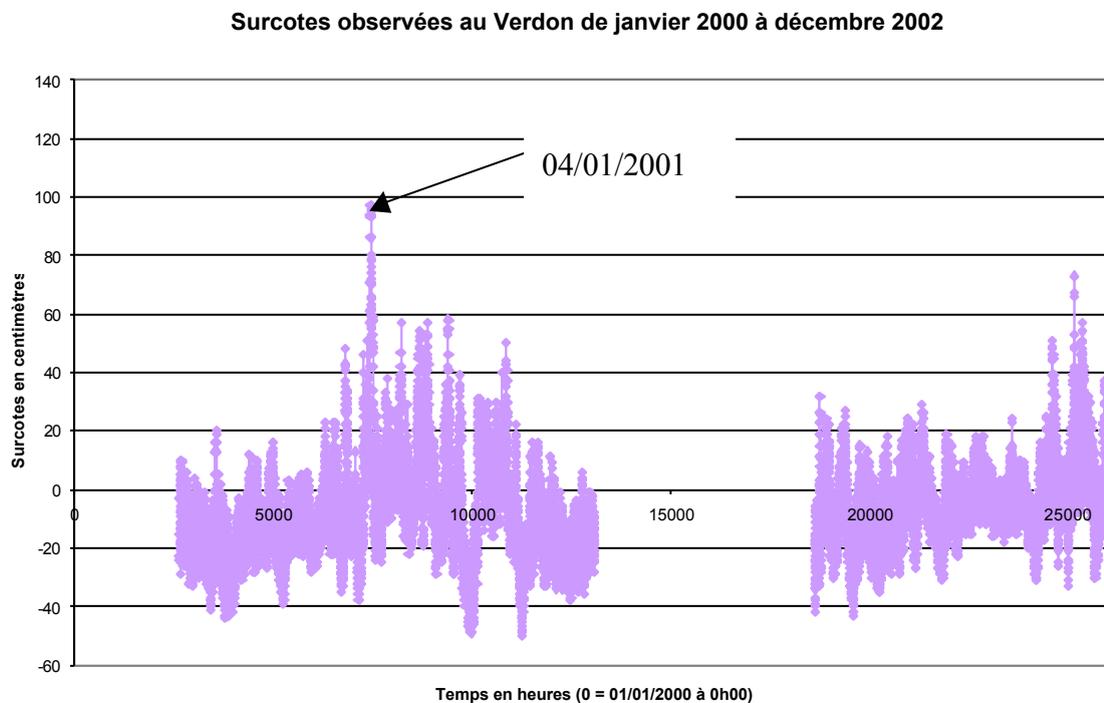


Figure n°2-41 : Surcotes / décotes au Verdon entre janvier 2000 et décembre 2002

Ces observations nous ont donc permis de choisir 4 périodes : le 24 octobre 1999, le 26 décembre 1999, le 5 novembre 2000 et le 4 janvier 2001. Nous étudierons aussi la tempête du 27 décembre 1999 malgré l'absence de données.

Ces observations ont été regroupées dans le tableau ci-dessous afin de comparer les caractéristiques des surcotes observées pour les trois marégraphes de La Pallice, des Sables d'Olonne et du Verdon.

Année	Port	Décote maximale (cm)	Surcote maximale (cm)	Nombre de données	Surcote / décote moyenne (cm)
1997	Sables d'Olonne	-42	58	8687	6,47
	La Pallice	-29	74	6743	10,05
	Verdon	-60	71	7639	-9,05
1998	Sables d'Olonne	-42	88	8493	4,19
	La Pallice	-46	85	8760	3,55
	Verdon	-52	85	5479	-2,11
1999	Sables d'Olonne	-42	56	7231	5,04
	La Pallice	-51	96	8639	4,46
	Verdon	-60	95	6313	-3,51
2000	Sables d'Olonne	-29	99	7558	12,75
	La Pallice	-54	118	8590	6,81
	Verdon	-44	97	6144	-8,29
2001	Sables d'Olonne	-39	86	8760	10,07
	La Pallice	-45	91	8518	7,99
	Verdon	-50	58	4296	-8,66
2002	Sables d'Olonne	-25	105	8760	7,69
	La Pallice	-31	129	8759	7,68
	Verdon	-43	73	7680	-3,46

Tableau n°2-4 : valeurs minimales et maximales de surcote / décote observées aux Sables d'Olonne, à La Pallice et au Verdon entre 1997 et 2002.

Le Verdon est caractérisé par des valeurs de surcotes moyennes négatives : ici, les décotes sont plus importantes que les surcotes.

Les surcotes enregistrées sont de plus grande ampleur à La Pallice qu'aux Sables d'Olonne pour quatre années sur cinq. Cela pourrait s'expliquer par la géométrie des côtes complexe, la présence d'îles et la faible profondeur que présentent les Pertuis Charentais. De plus, nous avons déjà vu dans la partie précédente que les marées étaient amplifiées dans les Pertuis. Les surcotes semblent se comporter comme les marées.

Chapitre 3. Présentation du modèle numérique de marée des Pertuis Charentais :

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à la construction d'un modèle numérique de marée basé sur les équations de Saint-Venant à l'aide du code de calcul TELEMAC (Hervouet, 2003).

Les résultats du modèle seront confrontés aux observations pour montrer sa précision. Il sera utilisé pour appréhender le comportement des marées dans les Pertuis Charentais.

Plusieurs modèles numériques de marée ont déjà été développés dans la région des Pertuis Charentais (IFREMER, CREOCEAN, SOGREAH (Projet OPCOM)). La différence entre tous ces modèles réside dans le domaine d'application. La plupart est appliquée au problème de la qualité de l'eau surtout dans la baie de Marennes-Oléron où sont localisées la majorité des exploitations ostréicoles de Charente Maritime.

Notre modèle, quant à lui, sera appliqué dans la partie 2 à l'étude des surcotes sur le littoral charentais. L'étude des surcotes nécessite l'utilisation d'un modèle tidal particulièrement précis pour reproduire les interactions entre marée, houle et surcotes. Tenir compte de ces interactions est indispensable pour la prédiction des surcotes provoquées par les fortes tempêtes où le niveau de la mer peut atteindre 1 à 2 mètres (de plus que la marée) dans notre région. De plus, les surcotes observées quotidiennement sont de l'ordre d'une dizaine de centimètres alors que le niveau de pleine mer dans notre région est d'environ 3 mètres. Cela signifie que, par exemple, une erreur de 10% dans les prévisions du modèle de marée ne permettra pas de distinguer ces surcotes ordinaires du signal de marée.

3.1 Equations du modèle hydrodynamique :

Les courants et les variations du niveau marin provoqués par les marées peuvent être déterminés à partir des équations de Navier-Stokes complétées par l'équation de continuité. La résolution de ces équations en 3 dimensions est une tâche difficile. Cependant, la marée étant une onde longue (profondeur / longueur d'onde $\ll 1$), et la vitesse horizontale étant quasiment uniforme sur la verticale, les équations 3D peuvent être simplifiées en les moyennant sur la profondeur. Les équations obtenues ainsi sont celles de Saint-Venant (1887) (Hervouet, 2003) :

- Continuité (l'eau de mer étant considérée comme un fluide incompressible) :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}(h) + h \operatorname{div}(\vec{u}) = S_h$$

- Conservation de la quantité de mouvement selon x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \bar{u} \cdot \bar{\nabla}(u) = -g \frac{\partial Z}{\partial x} + S_x + \frac{1}{h} \operatorname{div}(hK\bar{\nabla}u)$$

- Conservation de la quantité de mouvement selon y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \bar{u} \cdot \bar{\nabla}(v) = -g \frac{\partial Z}{\partial y} + S_y + \frac{1}{h} \operatorname{div}(hK\bar{\nabla}v)$$

Avec :

h = hauteur d'eau (m)

u, v = composantes horizontales de la vitesse moyennée sur la verticale (m/s)

Z = cote de la surface libre (m)

g = accélération de la pesanteur (m/s²)

t = temps (s)

x, y = composantes d'espace horizontales (m)

S_h = source ou puits de fluide (m/s)

S_x, S_y = termes sources ou puits des équations dynamiques (m/s²)

K = coefficient de diffusion de la vitesse (m²/s)

Pour résoudre ces équations, nous avons utilisé le logiciel TELEMAC-2D, développé à EDF R&D LNHE (Laboratoire National d'Hydraulique et Environnement) (Hervouet, 2003), qui emploie la méthode des éléments finis. Le domaine d'étude est couvert par un maillage non structuré composé de mailles triangulaires (figure n°3-1).

Une des hypothèses restrictives de ces équations est que les longueurs d'onde doivent être grandes par rapport à la profondeur, en conséquence, le calcul de la houle ne relève pas de leur domaine de validité (J.M. Hervouet et L. Van Haren, 1994).

Ces équations sont traitées en deux étapes grâce à la méthode des pas fractionnaires (Hervouet, 2003) :

- Dans la première étape sont traités les termes de convection qui correspondent aux grandeurs physiques h, u, v (et T (= traceur passif)). Le caractère hyperbolique des équations justifie l'emploi de la méthode des caractéristiques qui y est bien adaptée (Hervouet, 2003).

- Dans la seconde étape, la partie des équations correspondant aux étapes de propagation, diffusion des termes sources est résolue par la technique des éléments finis avec la formulation variationnelle (Hervouet, 2003).

TELEMAC est programmé aussi pour résoudre l'équation du transport de la matière ou celle des variations de température ou salinité :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}(T) = S_T + \frac{1}{h} \text{div}(h \mathbf{u}_T \vec{\nabla} T)$$

T = Traceur passif (g/l)

ν_T = coefficient de diffusion du traceur (m²/s)

S_T = source ou puits de traceur (g/l/s)

3.2 Modèle numérique construit :

3.2.1 Principe :

La méthode des éléments finis a pour principal avantage une flexibilité qui permet de mieux représenter la complexité du trait de côte. Le domaine modélisé est découpé en mailles de taille variable. Nous pouvons établir un maillage qui dépend de la bathymétrie et donc plus raffiné près des côtes qu'au large (cf figure n° 3-1).

3.2.2 Maillage du domaine :

Le maillage est réalisé par le mailleur MATISSE (EDF R&D LNHE) ; il est composé d'éléments triangulaires (Figure n°3-1). Le domaine a une largeur maximum de 140 km et une longueur maximum de 200 km.

Le maillage utilisé dans le modèle de référence (Figure n° 3-1) est constitué de 6373 mailles de 3 nœuds. Le nombre total de nœud est 3457. La largeur des mailles varie de 100 mètres près des côtes à 3 kilomètres au large.

Ce maillage a été raffiné près des côtes pour obtenir une bonne précision et pour pouvoir prendre en compte correctement les estrans.

Plusieurs maillages ont été créés pour étudier la sensibilité du modèle par rapport à la résolution du maillage. Une mesure des écarts (en terme d'harmoniques) entre le niveau de la mer observé et celui prédit a été quantifiée par la valeur J pour évaluer la précision du modèle dans tout le domaine des Pertuis :

$$J = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (A_i^{obs} - A_i^{mod})^2}}{N}$$

Avec : A^{obs} = amplitude de l'onde de marée observée,

A^{mod} = amplitude de l'onde de marée modélisée,

i = marégraphe,

N = nombre de marégraphes = 10 (voir fig. n°2-10).

La valeur de J mesure l'écart entre les amplitudes des ondes tidales observées et celles calculées par le modèle.

Les valeurs de J pour trois maillages différents dont celui de référence sont données dans le tableau n° 3-1.

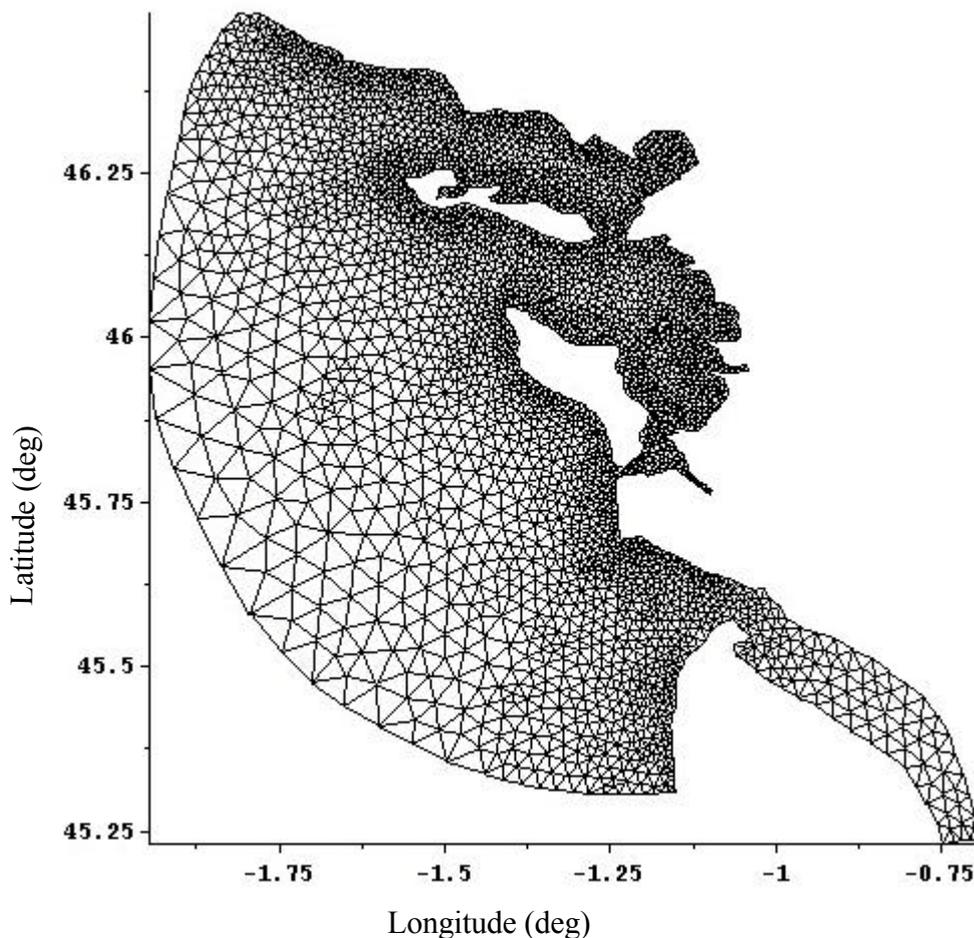


Figure n°3-1 : Grille à éléments finis du modèle de référence (3457 nœuds).

La figure n° 3-2 montre un maillage plus « grossier » qui comporte 2368 nœuds.

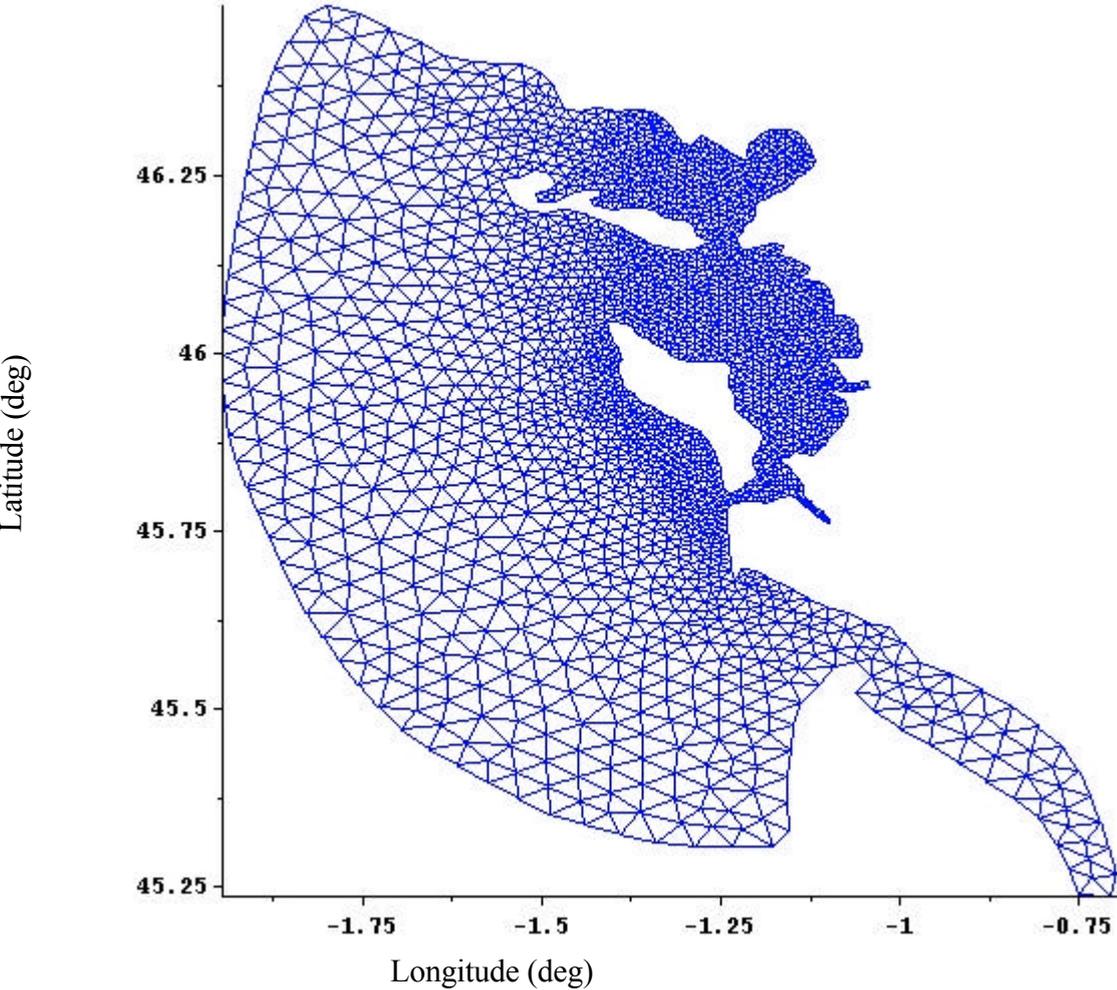


Figure n° 3-2 : grille à éléments finis « grossière » (2368 nœuds)

La figure n° 3-3 montre un maillage beaucoup plus fin qui comporte 9312 nœuds.

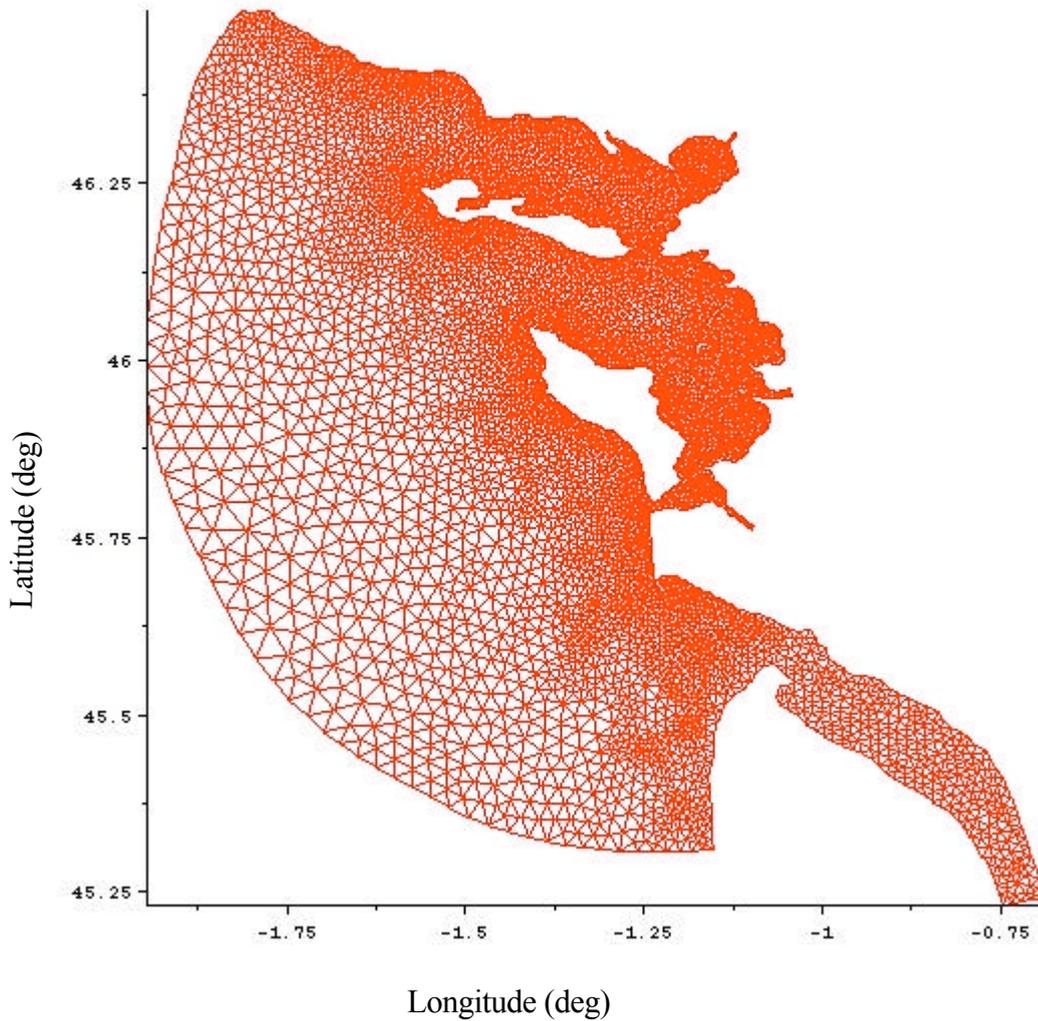


Figure n° 3-3 : Grille à éléments finis « fine » (9312 nœuds)

Onde	J (2368 nœuds)	J (3457 nœuds)	J (9312 nœuds)
O1	0.22	0.22	0.22
K1	0.24	0.24	0.24
N2	1.58	0.97	0.95
M2	2.90	2.34	2.31
S2	2.73	2.01	1.97
M4	1.74	0.77	0.76
M6	0.34	0.32	0.32
Global	9.73	6.88	6.77

Tableau n°3-1 : écarts (en cm) entre les amplitudes des ondes de marée observées et modélisées pour les 3 maillage présentés.

Le tableau n° 3-1 démontre bien que la grille de 3457 nœuds a la même précision que la grille à 9312 nœuds : en triplant le nombre de nœuds du maillage, l'erreur globale diminue de 0.1cm seulement. La grille à 2368 nœuds ne suffit pas pour rendre compte de la complexité des Pertuis. L'écart J atteint dans ce cas 10 cm.

La résolution des ondes diurnes ne semble pas dépendre du maillage : l'écart sur O1 et K1 est respectivement de 0.22 cm et de 0.24 cm avec les trois maillages.

3.3 Paramètres du modèle numérique de marée :

3.3.1 Conditions limites :

Les conditions limites représentent les valeurs de hauteur d'eau et/ou de vitesse (ou de débit) à imposer sur les frontières ouvertes (océan et fleuve). Les conditions océaniques sont données par les amplitudes et les phases des 10 principales constantes harmoniques de marée (Sa, K1, O1, M2, S2, N2, K2, L2, NU2, M4) issues du modèle du SHOM. Elles sont définies sur la frontière ouverte selon la formule :

$$h(t) = Z0 + \sum_{i=0}^n A_i \cos(\mathbf{q}_i t - \mathbf{j}_i)$$

Avec $h(t)$ = hauteur d'eau à l'instant du temps t

A_i = amplitude de l'onde i

θ_i = argument astronomique de l'onde i

φ_i = phase de l'onde i

$Z0$ = niveau moyen autour duquel oscille le niveau de l'eau. Il permet de rapporter la hauteur d'eau au zéro de référence des cartes marines qui est généralement le niveau des plus basses mers.

θ_i s'exprime par l'équation (Simon, 2005) :

$$\mathbf{q}_i = 15jt + n_1s + n_2h + n_3p + n_4N' + n_5p_1 + n_6D$$

t = temps solaire moyen local exprimé en heures décimales

j = indice de l'onde : $j = 0$ pour les ondes annuelles ; $j = 1$ pour les ondes diurnes et $j = 2$ pour les ondes semi-diurnes.

n_1, n_2, n_3, n_4, n_5 = nombres de Doodson

s = longitude moyenne de la Lune

h = longitude moyenne du Soleil

p = longitude du périégée de la Lune

N = longitude du nœud ascendant de la Lune. N' = -N

p₁ = longitude du périégée du Soleil

D = 90°

n₆ = 0 ou 1 ou -1 pour que le terme correspondant du potentiel soit de la forme G cos (ω_i) avec G positif

Ces paramètres exprimés en degrés sont des fonctions du nombre de jours T écoulés depuis l'instant origine qui est le 1^{er} janvier 1980 à minuit (temps universel) (simon, 2005).

$$s = 78.16^\circ + 13.17639673T$$

$$h = 279.82^\circ + 0.98564734T$$

$$p = 349.50^\circ + 0.11140408T$$

$$N' = 208.10^\circ + 0.05295392T$$

$$p_1 = 283.6^\circ + 0.000047069T$$

$$T = E \left[30.6001 \left(1 + M + 12.E \left[\frac{1}{M+1} + 0.7 \right] \right) \right] + E \left[365.25 \left(a - E \left[\frac{1}{M+1} + 0.7 \right] \right) \right] + J + \frac{t}{24} - 723258$$

E signifie partie entière

a est l'année (ex : 1999)

M est le mois de l'année compté de 1 à 12

J est le jour dans le mois (de 1 à 31)

t est l'heure

Par exemple, pour le 1^{er} janvier 1999 à minuit, T = 6940.

Pour les conditions limites des fleuves et rivières, nous avons choisi d'imposer le débit fluvial moyen hivernal (port autonome de Bordeaux, missions du Pertuis Cruise (1991)).

3.3.2 Frottement sur le fond :

La loi quadratique introduite par Taylor en 1919 est souvent adoptée dans les modèles numériques de marée (Le Provost et Fornerino, 1985 ; Lee et al., 2001) ; le coefficient le plus couramment utilisé est de 0.0025 en eau peu profonde (Le Provost et Fornerino, 1985 ; Foreman et al., 2004).

$$\vec{\tau} = \frac{1}{2} \times \rho \times C_f \times |u| \times \vec{u}$$

avec : ρ = masse volumique du liquide (kg/m^3)

C_f = coefficient de frottement (sans dimension)

u = vitesse de l'écoulement (m/s)

Pour ajuster le frottement sur le fond, le coefficient C_f est habituellement pris entre $2.5 \cdot 10^{-3}$ et $3 \cdot 10^{-3}$ (Dronkers, 1964). Pingree (1980) a effectué plusieurs expériences sur le plateau continental européen et recommande l'utilisation d'un coefficient compris entre $2.3 \cdot 10^{-3}$ et $2.6 \cdot 10^{-3}$.

Le coefficient C_f est peu utilisé et il est traditionnellement remplacé par d'autres dont le plus connu est le coefficient de Chézy noté C . C et C_f sont reliés par la formule :

$$C = \sqrt{\frac{2g}{C_f}}$$

g = accélération de la pesanteur

Par exemple, un coefficient de frottement de 0.003 correspond à un coefficient de Chézy de $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$.

Ceci aboutit à la formule de Chézy suivante pour la force de frottement sur le fond (à ajouter dans l'équation de quantité de mouvement sous forme non conservative).

$$\vec{F} = -\frac{1}{\cos(\mathbf{a})} \frac{g}{hC^2} |u| \vec{u}$$

α = angle de la plus grande pente du fond

Cette loi rend compte de la nature du fond, notamment de sa rugosité, la taille des grains jouant un rôle sur la contrainte exercée sur le fond.

La loi de frottement de Chézy a été établie pour un régime uniforme, mais est étendue à tous les types d'écoulement. Elle s'exprime donc finalement ainsi dans nos équations :

Loi de Chézy :

$$F_x = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{g}{hC^2} u \sqrt{u^2 + v^2}$$

$$F_y = -\frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{g}{hC^2} v \sqrt{u^2 + v^2}$$

C = coefficient de Chézy ($m^{1/2}/\text{sec}$)

u = composante suivant l'axe Ox de la vitesse dans les équations de Saint-Venant

v = composante suivant l'axe Oy de la vitesse dans les équations de Saint-Venant

La loi quadratique ajoute un terme quadratique (u^2) dans les équations de Saint-Venant ce qui complique l'ajustement du coefficient de frottement car la réponse du modèle de marée est non linéaire.

La contrainte de frottement sur le fond dépend non seulement de la vitesse de l'écoulement, mais aussi de la rugosité du fond (Soulsby, 1997). Celle-ci peut être représentée par la rugosité de Nikuradse, k_s (qui peut être reliée à la taille de grain), ou par la longueur de rugosité, z_0 . Ces deux termes sont liés par la relation :

$$z_0 = k_s / 30$$

$$k_s = 30z_0$$

Typiquement, les vases et les sables fins sont hydrodynamiquement lisses ou transitoires, et les sables grossiers et graviers sont hydrodynamiquement rugueux. C'est une pratique commune de traiter tous les écoulements sur sable comme étant hydrodynamiquement rugueux.

La longueur de rugosité du fond z_0 , pour un fond plat, non ondulé de sable est donnée en terme de rugosité de Nikuradse k_s . Plusieurs relations entre k_s et la taille du grain (d_{50}) ont été proposées, avec celle la plus largement utilisée :

$$k_s = 2.5d_{50}$$

En combinant les deux dernières équations, z_0 est reliée directement à la taille du grain pour des écoulements hydrodynamiquement rugueux :

$$z_0 = \frac{d_{50}}{12}$$

Le fond de la mer est souvent constitué de sédiments mixtes, ou de conditions non plates. Dans de tels cas, z_0 peut être obtenue à partir de la table suivante, issue de la compilation par Soulsby (1983) d'un grand nombre de mesures de champ de z_0 sur des fonds marins naturels.

Type de fond	z_0 (mm)	C_f	C ($m^{1/2}/sec$)
Vase	0.2	0.0022	94
Vase / Sable	0.7	0.0030	81
Silt / Sable	0.05	0.0016	111
Sable (sans rides)	0.4	0.0026	87
Sable (avec rides)	6	0.0061	57
Sable / Calcaire	0.3	0.0024	90
Sable / Gravier	0.3	0.0024	90
Vase / Sable / Gravier	0.3	0.0024	90
Gravier	3	0.0047	65

Table n°3-2 : Valeurs moyennes de z_0 , C_f et C pour différents types de fond. (Source : Soulsby, 1983)

Pour rendre compte du frottement sur le fond dans les Pertuis Charentais, un coefficient de Chézy de $60 m^{1/2}/sec$ ($C_f = 0.0056$) dans le domaine des Pertuis et de $100 m^{1/2}/sec$ ($C_f = 0.002$) sur les estrans a été choisi. Le tableau n°3-2 montre à quoi correspondent ces coefficients. Ils semblent en adéquation avec la théorie de Soulsby (1997) : les estrans sont des zones à vase et les Pertuis Charentais présentent de grandes zones de sable avec des rides (cf figure n°3-4). Ces valeurs sont celles considérées dans le modèle de référence.

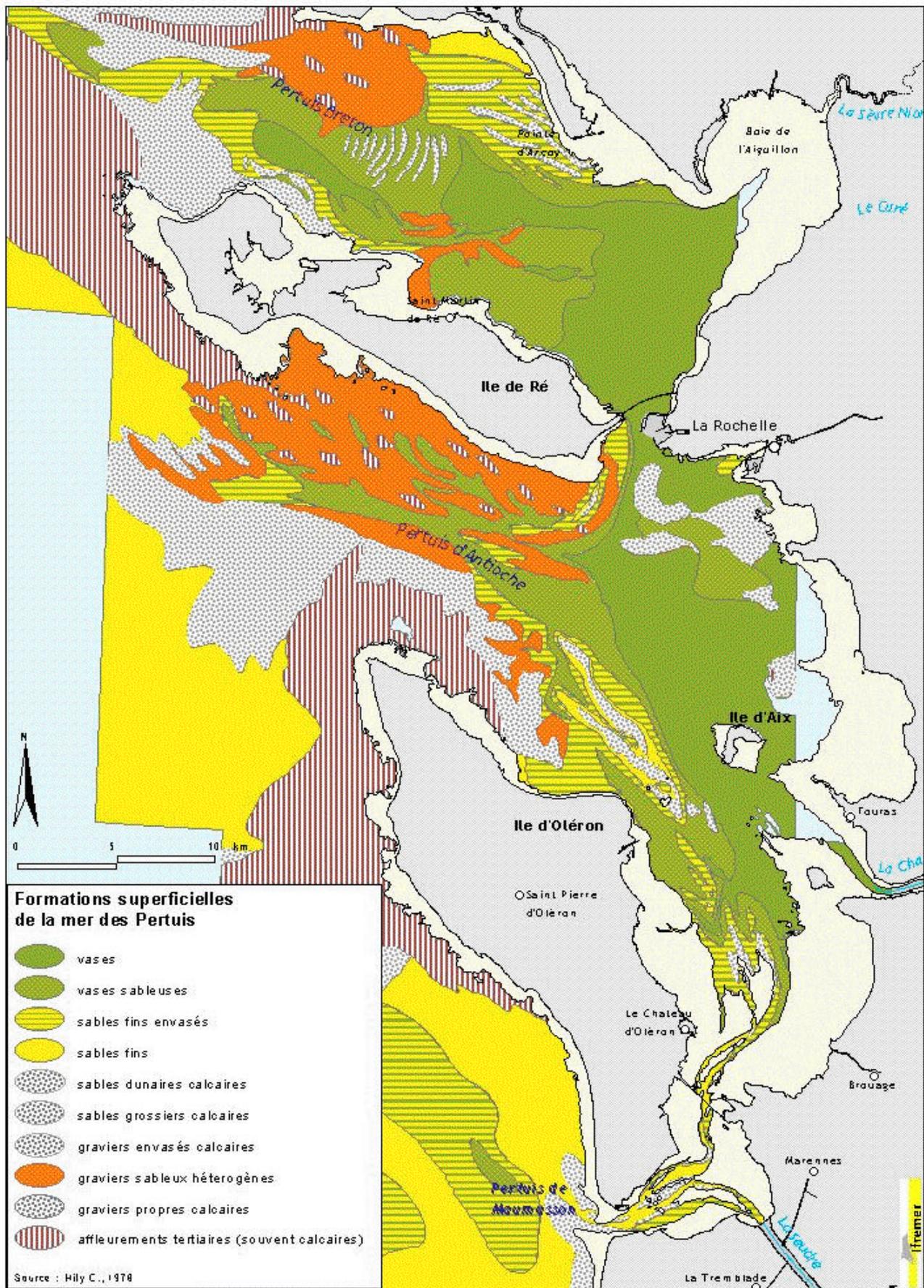


Figure n°3-4 : carte « sédimentologie » dressée d'après Hily, 1976

3.3.3 Diffusion de la vitesse :

Dans le code TELEMAC, le coefficient de diffusion des vitesses K_y fixe de manière uniforme pour l'ensemble du domaine la valeur du coefficient de viscosité globale (moléculaire + turbulente). Il est fixé à 0.1 m²/s. Cette valeur a été choisie par rapport aux valeurs calculées pour différents estuaires par Bowden et al. (1974) (cf tableau n° 3-3).

Area	Year	Mean current (m s ⁻¹)	Diffusion velocity (m s ⁻¹)		K_y (m ² s ⁻¹)
			Range	Median	
Red Wharf Bay	1969	0.33	0.007–0.018	0.011	0.43
Red Wharf Bay	1969	0.33	0.007–0.011	0.007	0.20
Off Cumbria	1969	0.52	0.003–0.0026	0.012	0.52
Liverpool Bay	1970	0.58	0.013–0.016	0.014	0.76
Liverpool Bay	1971	0.72	0.008–0.013	0.012	0.52
Off Isle of Man	1971	0.22	0.004–0.008	0.006	0.13

Tableau n° 3-3 : Vitesse et coefficient de diffusion pour la mer d'Irlande. Source : Lewis, 1997 (d'après Bowden et al., 1974)

La mer d'Irlande est une zone où la stratification est faible excepté pour la baie de Liverpool ce qui explique la valeur forte de K_y (Lewis, 1997). Nous nous sommes inspirés des données de Bowden et al. (1974) car en situation hivernale, les Pertuis Charentais montrent aussi une faible stratification (Hermida et al., 1998).

Ezer et Mellor (2000) utilisent également un coefficient de diffusion de 0.1 m²/sec dans leur modèle de Nord-Atlantique.

3.3.4 Bathymétrie :

La bathymétrie (Figure n°3-5) utilisée dans le modèle provient du modèle numérique de terrain (MNT) du SHOM et date des années 1960. La résolution horizontale est de 50 m à 95% et la précision verticale est de 30 cm jusqu'à 30 m de profondeur, et de 1% de la profondeur au delà.

La profondeur de la mer augmente progressivement des côtes vers le large où elle atteint un maximum de 66 mètres.

La mer des Pertuis est une mer peu profonde caractérisée par la présence d'estrans (zones totalement émergées lors des forts coefficients de marée) nombreux. Seules exceptions, deux fosses profondes d'une trentaine de mètres sont situées dans les Pertuis Breton et d'Antioche.

Le Pertuis de Maumusson est un passage étroit entre le Pertuis d'Antioche et l'embouchure de La Gironde. Ce Pertuis est réputé pour être sujet à des variations bathymétriques significatives.

La zone d'étude présente deux rivières et un fleuve. La Charente qui se déverse dans la baie de Marennes-Oléron a un débit moyen de 76 m³/s. La Seudre communique avec le pertuis de Maumusson et a un débit de 1 m³/s. Le débit de La Gironde est de loin le plus important, il est de 1440 m³/s. (tous les débits sont des débits moyens hivernaux).

L'embouchure de La Gironde présente un plateau rocheux dans sa partie centrale qui sépare la passe Sud profonde d'une dizaine de mètres du chenal de navigation pouvant atteindre 15 à 25 mètres (par rapport au zéro hydrographique).

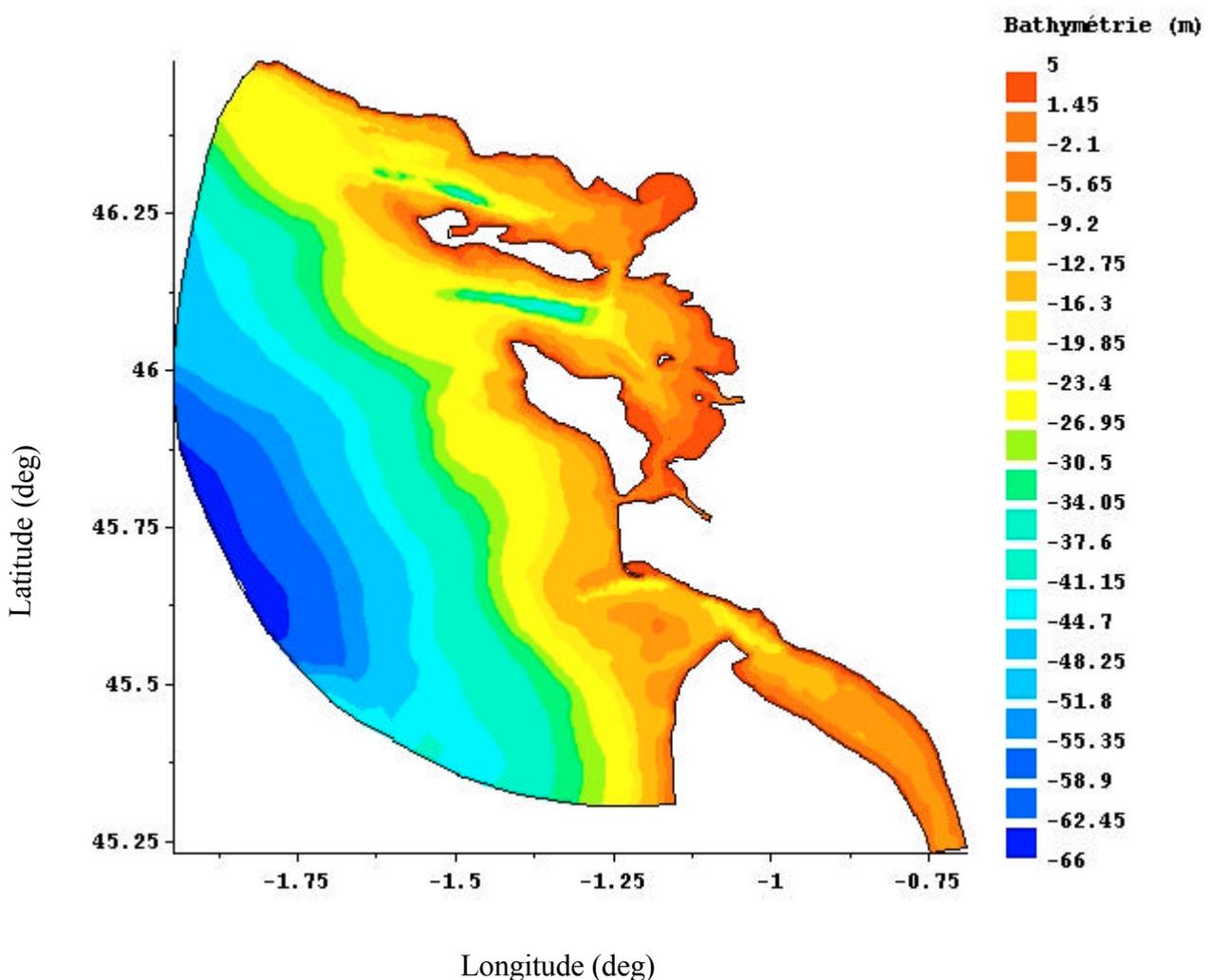


Figure n°3-5 : bathymétrie (par rapport au zéro hydrographique) des Pertuis Charentais considérée dans le modèle numérique

Le maillage a été construit de manière à rendre compte des variations de bathymétrie et de la complexité du trait de côte comme le montre la figure n° 3-6. Le maillage est très raffiné à l'intérieur des Pertuis avec une taille de maille de 100 mètres.

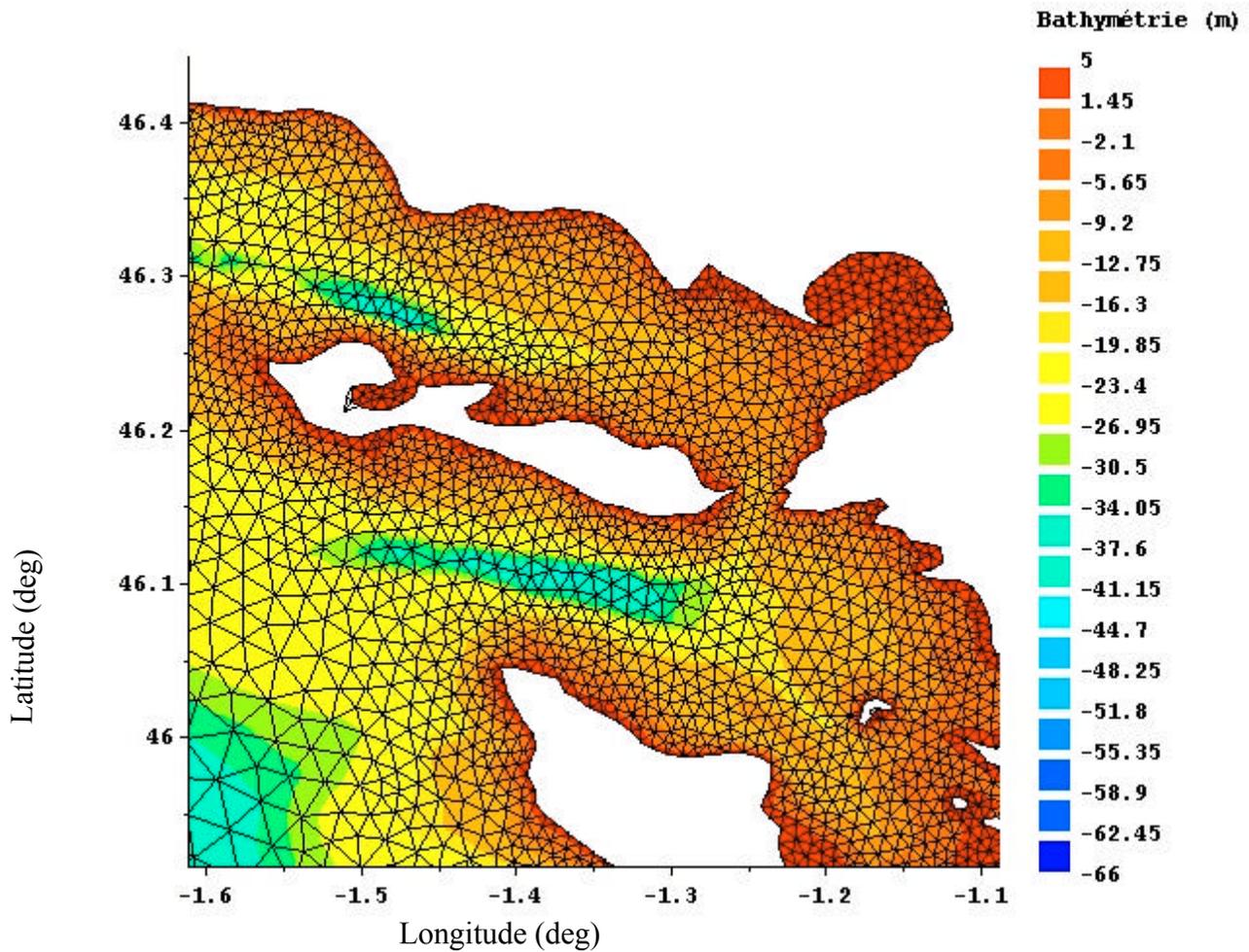


Figure n° 3-6 : Maillage superposé à la bathymétrie dans les Pertuis Breton et d'Antioche

3.4 Validation du modèle numérique de marée :

La validation du modèle a été faite en confrontant les valeurs calculées des harmoniques de marée et des courants avec les observations présentées dans le chapitre 2.

3.4.1 Harmoniques de marée :

Voici un tableau regroupant les harmoniques principales de marée calculées par le modèle pour les 10 sites de marégraphie de la figure n° 2-10 :

Onde	A = Baleineaux		B = Saint Martin de Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice		E = Balise	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
O1	0.08	354	0.08	355	0.08	357	0.08	356	0.08	355
K1	0.07	87	0.07	88	0.08	88	0.07	88	0.08	83
N2	0.30	104	0.33	106	0.36	109	0.35	107	0.35	106
M2	1.59	132	1.84	140	1.88	141	1.86	140	1.82	137
S2	0.50	147	0.56	150	0.58	153	0.57	151	0.56	157
M4	0.14	72	0.28	92	0.31	98	0.30	94	0.23	97
M6	0.01	35	0.04	31	0.06	38	0.06	52	0.03	35

Onde	F = Ile d'Aix		G = Fort Boyard		H = Chapus		I = Gatseau		J = Verdon	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
O1	0.08	358	0.08	355	0.08	359	0.08	4	0.08	350
K1	0.07	85	0.07	87	0.07	105	0.07	94	0.07	92
N2	0.31	104	0.33	104	0.37	110	0.29	111	0.29	76
M2	1.86	139	1.89	143	1.71	140	1.46	137	1.48	144
S2	0.58	150	0.59	154	0.54	160	0.44	151	0.44	153
M4	0.25	107	0.25	109	0.26	90	0.1	81	0.07	90
M6	0.02	33	0.02	34	0.03	63	0.02	52	0.02	63

Tableau n°3-3 : Amplitude et phase des ondes principales de marée calculées par le modèle dans les Pertuis Charentais.

En comparant avec le tableau n° 2-2, les amplitudes et les phases des différentes ondes de marée sont proches de celles observées ce qui montre la précision du modèle tidal.

L'écart J est calculé comme dans le §3.2.2.

L'écart G est l'équivalent de J en terme de phase

L'erreur globale du modèle sur les amplitudes est de 6.9 cm ; celle sur les phases est de 62°. (cf tableau n° 3-4). L'écart important sur les phases est dû à l'onde M6 ($G = 29^\circ$) ; il représente la moitié de l'erreur globale.

<i>Onde</i>	J en cm (écart moyen en amplitude)	G en degrés (écart moyen en phase)
O1	0.22	5.01
K1	0.24	3.23
N2	0.97	3.19
M2	2.34	5.62
S2	2.01	3.46
M4	0.77	12.59
M6	0.32	28.58
total	6.88	61.62

Tableau n° 3-4 : écarts moyens entre observations et modèle pour les ondes de marée principales dans les Pertuis Charentais

3.4.2 Courants :

Une fois la marée correctement reproduite sur tout le domaine, il convient de s'intéresser aux courants fournis par le modèle afin de les confronter aux mesures disponibles. Pour cela, une comparaison des ellipses de courant obtenues à partir du modèle avec celles issues des données du SHOM a été réalisée en annexe 1. Toutes les ellipses ont été calculées en vive eau moyenne pour un coefficient de marée de 95.

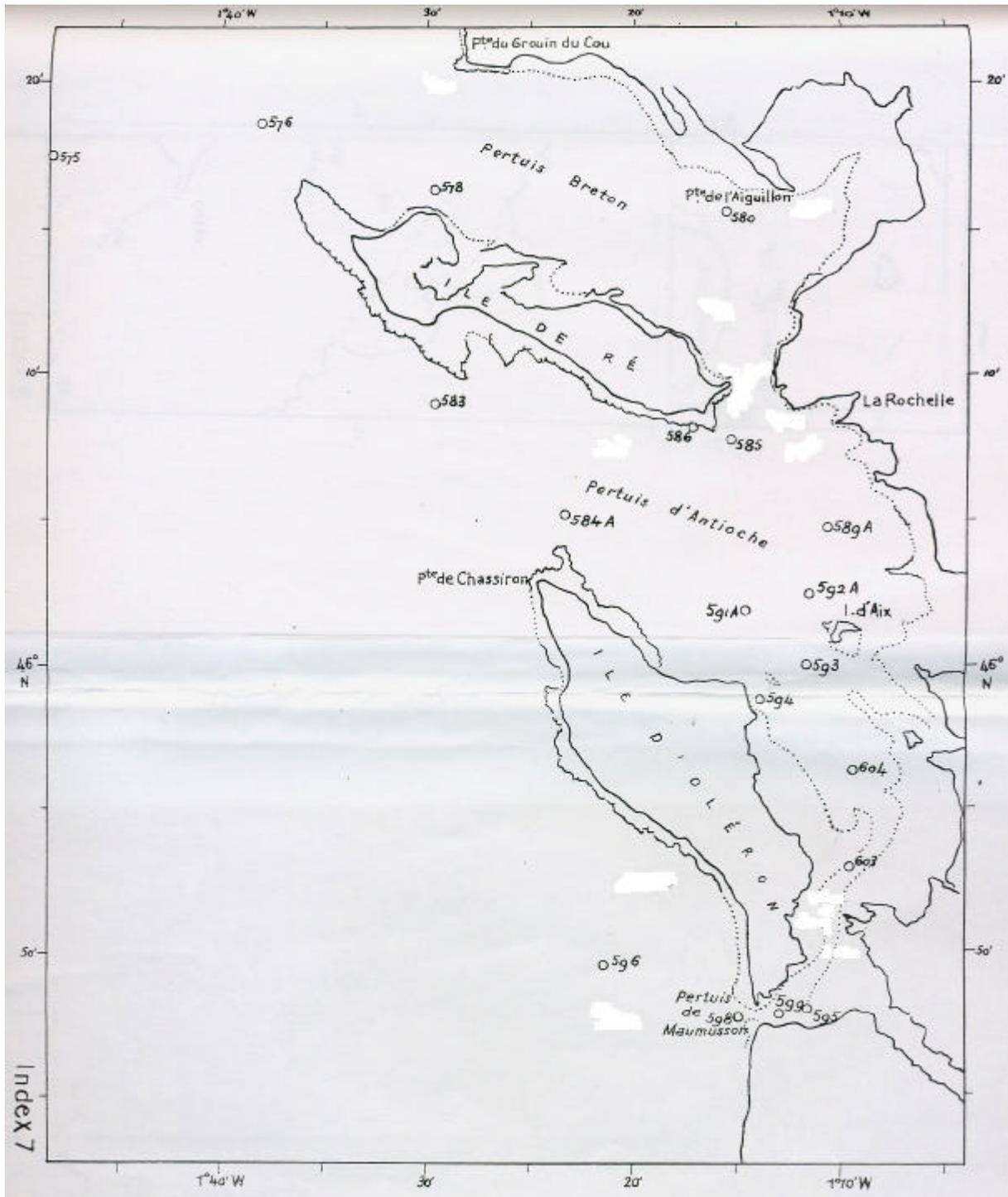


Figure n°3-7 : localisation des points de mesure de courant. Source : SHOM, 1968

Les ellipses de l'annexe 1 ont été calculées par notre modèle : en rose sont figurées les observations du SHOM (1968) et en bleu les valeurs prédites par le modèle numérique. Il s'agit de courants moyennés sur la verticale

La comparaison détaillée (cf annexe 1) montre que le modèle reproduit correctement les courants dans les Pertuis.

Voici un exemple dans le Pertuis d'Antioche :

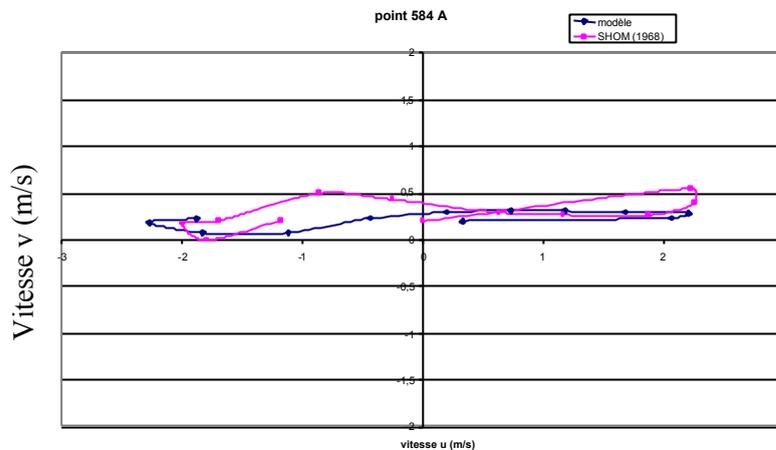


Figure n° 3-8 : ellipses de courant dans le Pertuis d'Antioche (584A)

3.5 Sensibilité du modèle tidal aux paramètres :

La qualité d'un modèle barotrope de marée dépend (1) des conditions limites, (2) du paramétrage du frottement sur le fond, (3) de la diffusivité des vitesses, (4) de la qualité des données bathymétriques, (5) des paramètres de discrétisation en temps et espace et (6) du schéma et des méthodes numériques.

Le modèle présentera toujours des écarts par rapport aux observations, mais notre objectif est de réduire ces écarts au minimum et de reproduire les traits principaux de la propagation de la marée dans les Pertuis Charentais comme notamment l'asymétrie tidale.

Le modèle est sensible aux différents paramètres présentés dans le §3.3.

3.5.1 Influence des conditions limites :

Les conditions limites sur la frontière ouverte sont la somme des harmoniques de marée. La frontière étant proche du domaine étudié, il est nécessaire d'avoir de bonnes conditions limites.

Une série d'ajustements des valeurs d'amplitude et de phase sur la frontière a été faite pour obtenir une meilleure précision du modèle tidal.

La difficulté d'ajuster les conditions limites réside dans le fait que le modèle n'est pas linéaire donc la réponse du modèle n'est pas proportionnelle aux valeurs des amplitudes et des phases imposées sur la frontière.

Cette calibration nous a permis d'obtenir les amplitudes et phases des ondes de marée présentées dans le tableau 3-3.

3.5.2 Influence du coefficient de frottement sur le fond :

Les différences de nature et de la morphologie des fonds des Pertuis charentais présentés dans le chapitre 2 montrent l'importance du frottement sur le fond comme paramètre du modèle.

Nous avons donc cherché à comprendre la réponse du modèle aux variations du coefficient de frottement.

Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé différents coefficients de frottement de Chézy autour de la valeur du modèle de référence (= 100 m^{1/2}/sec sur les estrans et 60 m^{1/2}/sec ailleurs) et comparé les résultats avec les amplitudes et les phases des ondes de marée observées dans la région. Les tests ont porté sur toute une gamme de coefficients de Chézy entre 10 et 70 m^{1/2}/sec et de coefficients de Strickler entre 10 et 60 m^{1/3}/sec. Les résultats sont présentés pour trois coefficients de Chézy, 2 uniformes et un variable spatialement, qui ont donné une précision approchant celle du modèle de référence.

Les écarts entre simulation et observations seront donnés en amplitudes et phases de M2, M4 et M6 ainsi qu'en terme d'écart moyen global J et G calculés comme dans le §3.2.2.

3.5.2.1 Frottement uniforme en espace :

3.5.2.1.1 Coefficient de Chézy = 40 m^{1/2}/sec :

Le modèle de marée a d'abord été paramétré avec un coefficient de Chézy constant (= 40m^{1/2}/sec) dans tout le domaine. Les résultats obtenus avec un coefficient de Chézy = 40m^{1/2}/sec pour l'amplitude et la phase des ondes M2, M4 et M6 aux différents points d'observation disponibles sont représentés dans les tableaux 3-5, 3-6 et 3-7.

Les stations marégraphiques ont été divisées en deux groupes :

- celles à l'intérieur des pertuis (Aiguillon, Aix, Boyard, Chapus, Saint Martin, La Pallice et Balise).
- celles à l'extérieur qui communiquent directement avec le large (Baleineaux, Gatseau et Verdon).

3.5.2.1.1.1 L'onde M2 :

Marégraphe	Amplitude M2 observée en mètres	Phase M2 observée en degrés	Amplitude M2 modélisée en mètres	Phase M2 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	1.81	133	1.71	127
Ile d'Aix	1.79	127	1.76	120
Fort Boyard	1.78	94	1.77	97
Chapus	1.68	131	1.41	152
Saint Martin de Ré	1.75	131	1.76	114
La Pallice	1.76	131	1.76	118
Balise	1.72	128	1.74	116
Les Baleineaux	1.60	128	1.58	99
Pointe de Gatseau	1.47	133	1.17	125
Verdon	1.54	130	1.24	112

Tableau n° 3-5 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy de $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour l'onde de marée M2. $J = 5.15 \text{ cm}$; $G = 5.31^\circ$

Pour les stations à l'intérieur des pertuis, le coefficient $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ permet d'avoir des écarts de moins de 10 centimètres entre l'amplitude de M2 observée et celle modélisée à part au Chapus où cet écart est de 27 centimètres. Cette sous-estimation est probablement due à l'influence de la Seudre qui capte les eaux marines et dont les effets sont difficiles à modéliser (Stanisière, 2006, communication personnelle). De même pour les phases, il n'y a qu'au Chapus où nous observons une erreur de plus de 20 degrés.

Pour les autres stations, le modèle présente une erreur de 30 cm au niveau des amplitudes sauf pour Les Baleineaux. Par contre, l'écart de phase est de moins de 10 degrés pour la Pointe de Gatseau et la Pointe de Grave alors qu'il est de 30 degrés pour Les Baleineaux.

L'écart moyen J de l'onde M2 dans tout le domaine des Pertuis est de 5.15 cm contre 2.34 cm pour le modèle de référence. G vaut 5.31° contre 5.62° pour le modèle de référence. Un coefficient de Chézy de $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ permet donc d'avoir une résolution un peu meilleur de la phase M2, mais il fait perdre de la précision sur l'amplitude M2.

3.5.2.1.1.2 L'onde M4 :

marégraphe	Amplitude M4 observée en centimètres	Phase M4 observée en degrés	Amplitude M4 modélisée en centimètres	Phase M4 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	29	79	24	117
Ile d'Aix	25	69	20	88
Fort Boyard	27	1	18	46
Chapus	23	83	14	216
Saint Martin de Ré	27	74	23	74
La Pallice	27	74	22	86
Balise	23	68	19	75
Les Baleineaux	18	70	16	15
Pointe de Gatseau	14	55	7	351
Verdon	8	81	7	54

Tableau n° 3-6 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy de $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour l'onde de marée M4. $J = 1.80 \text{ cm}$; $G = 17.19^\circ$.

Pour les stations situées à l'intérieur des pertuis, le coefficient $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ permet d'avoir un écart maximum entre l'amplitude de l'onde M4 observée et celle modélisée de 6 centimètres sauf au Chapus et au Fort Boyard où cet écart est de 9 à 10 centimètres. On peut observer que dans toutes ces stations, la génération de M4 est sous-estimée. L'écart de phase peut atteindre 130 degrés pour Le Chapus. Les phases modélisées sont toutes supérieures à celles observées, l'onde M4 simulée est en avance par rapport à l'onde observée.

Pour les autres stations (hors des Pertuis), les résultats du modèle sont éloignés de la réalité en ce qui concerne l'amplitude M4 sauf pour les Baleineaux. Pour la phase, à ces trois stations, l'erreur du modèle est de 50 à 60 degrés.

L'écart moyen J de l'onde M4 dans tout le domaine des Pertuis est de 1.80 cm contre 0.77 cm pour le modèle de référence. G vaut 17.19° contre 12.59° .

Le coefficient de Chézy $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ apporte une moins bonne résolution de l'onde M4.

3.5.2.1.1.3 L'onde M6 :

marégraphe	Amplitude M6 observée en centimètres	Phase M6 observée en degrés	Amplitude M6 modélisée en centimètres	Phase M6 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	5	62	6	115
Ile d'Aix	3	33	4	69
Fort Boyard	3	316	4	340
Chapus	2	57	1	187
Saint Martin de Ré	4	57	2	44
La Pallice	4	48	4	69
Balise	4	33	3	49
Les Baleineaux	2	60	1	327
Pointe de Gatseau	2	266	2	44
Verdon	2	252	3	13

Tableau n° 3-9 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy de $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour l'onde de marée M6. $J=0.33$; $G=25.44^\circ$

Pour les stations situées à l'intérieur des pertuis, l'écart entre les observations et le modèle pour l'amplitude de l'onde M6 est d'un centimètre sauf pour Saint Martin de Ré et Fort Boyard où cet écart est de 2 centimètres. Là aussi, l'écart de phase peut atteindre 130 degrés pour Le Chapus.

Pour les autres stations, le coefficient $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ ne convient pas du tout pour obtenir une bonne modélisation de l'amplitude de l'onde M6. La sous-estimation du modèle pour la génération de M6 aux Baleineaux entraîne probablement la trop faible amplitude à Saint Martin de Ré et à la Pointe d'Aiguillon.

L'écart moyen J de l'onde M6 dans tout le domaine des Pertuis est de 0.33 cm contre 0.32 cm pour le modèle de référence. G vaut 25.45° contre 28.58° . Le coefficient de Chézy $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ permet donc une meilleure résolution de la phase M6.

La résolution des ondes diurnes K1 et O1 ne semble pas dépendre du coefficient de frottement sur le fond. En effet, l'écart moyen global J pour ces 2 ondes varie entre 2.21 cm et 2.25 cm avec les différents coefficients testés ici.

Le modèle a tendance à sous-estimer la marée dans les stations extérieures aux Pertuis. Les différents coefficients de frottement (de Chézy $10 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ à Chézy $70 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$) testés ont montré que les Baleineaux avaient la même réponse tidale excepté pour la phase M6. (cf. figures n°3-9 et 3-10).

Pour les stations extérieures aux Pertuis, pour tous les coefficients de frottement uniformes utilisés (de Chézy $10 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ à Chézy $70 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ et de Strickler $10 \text{ m}^{1/3}/\text{sec}$ à Strickler $60 \text{ m}^{1/3}/\text{sec}$), les résultats du modèle restent éloignés des observations.

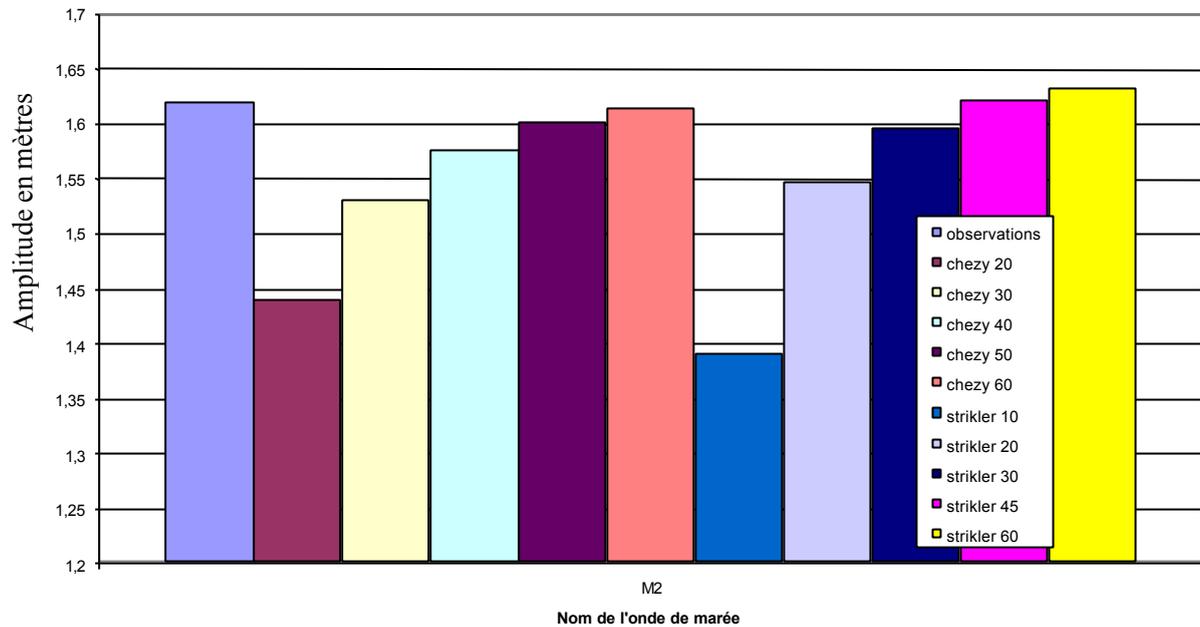


Figure n° 3-9 : comparaison des amplitudes de l'onde de marée M2 en fonction de plusieurs coefficients de frottement (Chézy en $m^{1/2}/sec$ et Strikler en $m^{1/3}/sec$) aux Baleineaux.

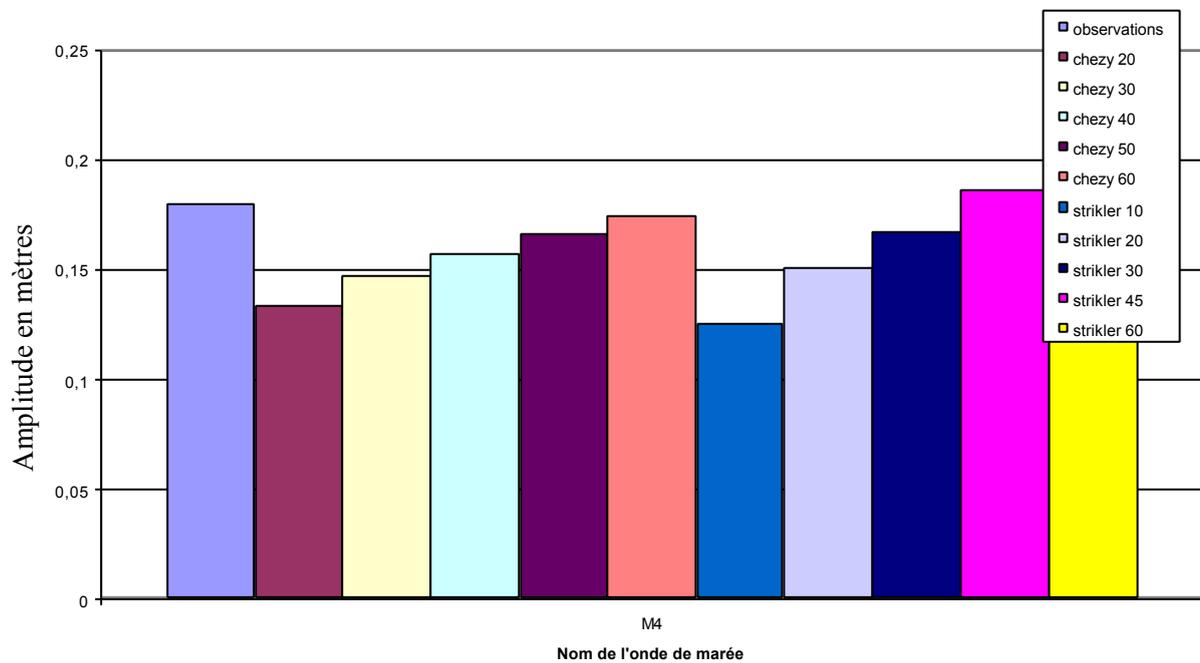


Figure n° 3-10 : comparaison des amplitudes de l'onde de marée M4 en fonction de plusieurs coefficients de frottement (Chézy en $m^{1/2}/sec$ et Strikler en $m^{1/3}/sec$) aux Baleineaux.

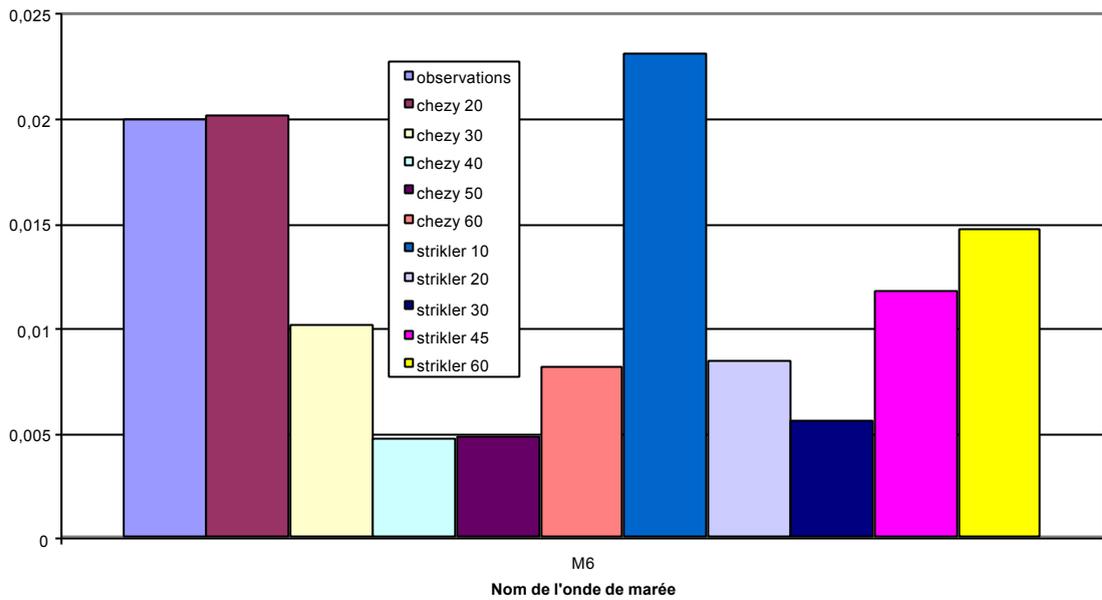


Figure n° 3-11 : comparaison des amplitudes (axe Y) de l'onde de marée M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement (Chézy en $m^{1/2}/sec$ et Strikler en $m^{1/3}/sec$) aux Baleineaux.

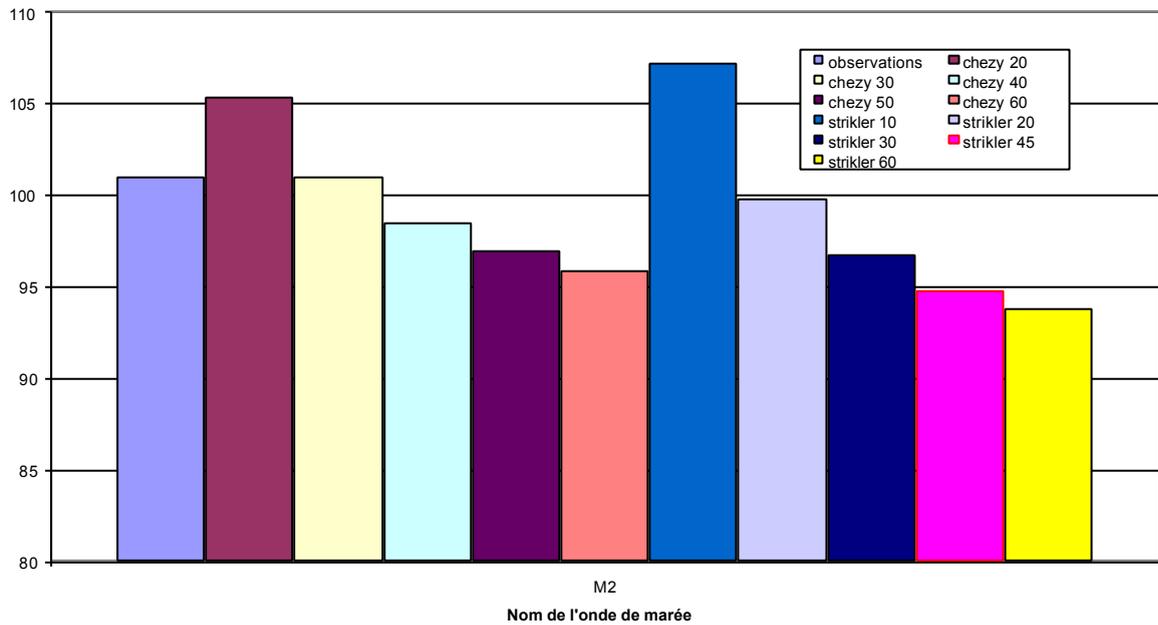


Figure n°3-12 : comparaison des phases (axe Y) de l'onde M2 en fonction de plusieurs coefficients de frottement (Chézy en $m^{1/2}/sec$ et Strikler en $m^{1/3}/sec$) aux Baleineaux

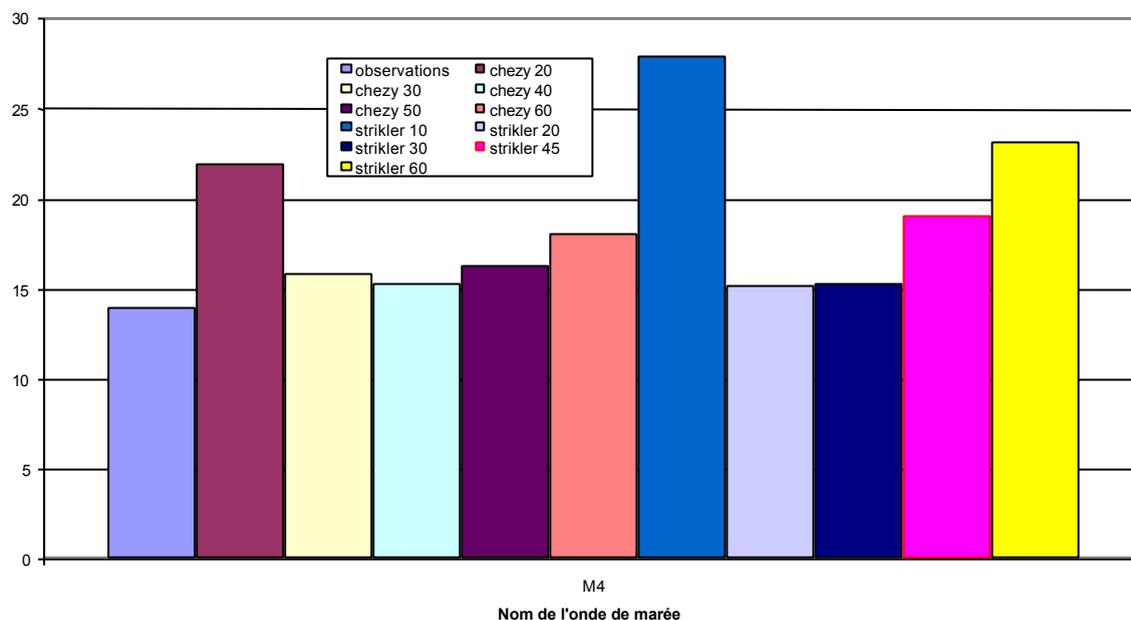


Figure n°3-13 : comparaison des phases (axe Y) de l'onde M4 en fonction de plusieurs coefficients de frottement (Chézy en $m^{1/2}/sec$ et Strikler en $m^{1/3}/sec$) aux Baleineaux

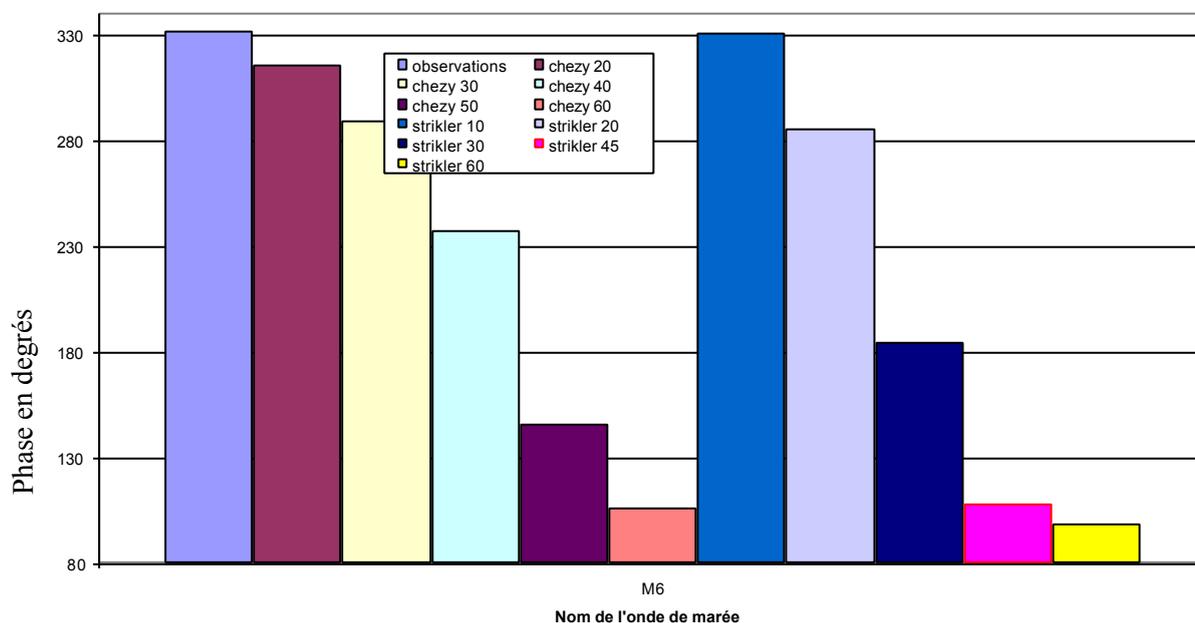


Figure n°3-14 : comparaison des phases de l'onde M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement (Chézy en $m^{1/2}/sec$ et Strikler en $m^{1/3}/sec$) aux Baleineaux

3.5.2.1.2 Coefficient de Chézy = 45 m^{1/2}/sec :

Pour les stations situées à l'intérieur des Pertuis, le meilleur résultat que nous avons obtenu avec un coefficient constant en espace est avec le coefficient de frottement de Chézy de 45 m^{1/2}/sec. Les figures en annexe 2 montrent l'amplitude des ondes M2, M4 et M6 en fonction des différents coefficients de frottement.

Les résultats obtenus avec un coefficient de Chézy = 45 m^{1/2}/sec pour l'amplitude et la phase des ondes M2, M4 et M6 aux différents points d'observation disponibles sont représentés dans les tableaux 3-8, 3-9 et 3-10.

L'écart moyen global J sur les amplitudes des ondes est aussi donné, ainsi que celui sur les phases G.

3.5.2.1.2.1 L'onde M2 :

marégraphe	Amplitude M2 observée en mètres	Phase M2 observée en degrés	Amplitude M2 modélisée en mètres	Phase M2 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	1.81	133	1.78	123
Ile d'Aix	1.79	127	1.83	117
Fort Boyard	1.78	94	1.85	93
Chapus	1.68	131	1.50	146
Saint Martin de Ré	1.75	131	1.80	112
La Pallice	1.76	131	1.82	115
Balise	1.72	128	1.79	113

Tableau n° 3-8 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy de 45 m^{1/2}/sec pour l'onde de marée M2. J = 3.19 cm ; G = 4.97°

Avec le coefficient 45 m^{1/2}/sec, l'erreur maximale sur l'amplitude M2 est de 18 centimètres (contre 27 centimètres pour le coefficient 40) au Chapus et pour la phase, cette erreur est de 16 degrés (contre 22 pour le coefficient 40) au Chapus. J passe de 5.15 cm à 3.19 cm et G de 5.31° à 4.97° ; Le modèle est donc meilleur pour l'onde M2 avec le coefficient 45 m^{1/2}/sec.

Par contre l'écart moyen des amplitudes M2 est de 3.19 cm contre 2.34 cm pour le modèle de référence, ce qui montre les limites d'un coefficient de frottement uniforme en espace.

3.5.2.1.2.2 L'onde M4 :

marégraphe	Amplitude M4 observée en centimètres	Phase M4 observée en degrés	Amplitude M4 modélisée en centimètres	Phase M4 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	29	79	28	107
Ile d'Aix	25	69	24	85
Fort Boyard	27	1	22	42
Chapus	23	83	17	197
Saint Martin de Ré	27	74	26	69
La Pallice	27	74	25	81
Balise	23	68	22	73

Tableau n° 3-9 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour l'onde de marée M4 $J = 1.00 \text{ cm}$; $G = 17.97^\circ$.

La modélisation de l'onde M4 a été nettement améliorée grâce à l'utilisation du coefficient $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. L'erreur sur l'amplitude de M4 passe de 10 à 6 centimètres au Fort Boyard.

L'écart de phase est toujours assez important même s'il est un peu moindre que pour le coefficient $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. Pour le Chapus, il est passé de 130 à 110 degrés. L'onde simulée est encore nettement en avance par rapport à l'onde réelle.

L'écart moyen de l'amplitude M4 est de 1 cm contre 0.77 cm dans le modèle de référence. G vaut 17.97° contre 17.19° .

3.5.2.1.2.3 L'onde M6 :

marégraphe	Amplitude M6 observée en centimètres	Phase M6 observée en degrés	Amplitude M6 modélisée en centimètres	Phase M6 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	5	57	6	103
Ile d'Aix	3	33	4	51
Fort Boyard	3	316	4	332
Chapus	2	57	1	198
Saint Martin de Ré	4	52	3	49
La Pallice	4	43	4	66
Balise	4	33	3	50

Tableau n° 3-10 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour l'onde de marée M6. $J = 0.35 \text{ cm}$; $G = 21.85^\circ$.

Pour l'onde M6, le fait d'utiliser le coefficient $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ ou $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ ne semble ni améliorer ni détériorer les résultats des amplitudes. L'écart moyen J passe de 0.33 cm pour un coefficient de $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ à 0.35 cm pour un coefficient de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. G passe de 25.44° à 21.85° donc la phase M6 est un peu meilleure.

Pour l'ensemble des points d'observation à l'intérieur des pertuis, le modèle a été amélioré avec l'utilisation d'un coefficient $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour le coefficient de frottement sur le fond. Il semble donc que ce coefficient soit plus adapté pour la simulation numérique de la propagation de la marée dans les Pertuis Charentais et en particulier pour la zone du Chapus.

Ces expériences montrent les limites du réglage d'un coefficient de frottement *uniforme* dans toute la région.

3.5.2.2 Frottement variable en espace :

Pour tenir compte de la variabilité spatiale de la nature des fonds, un coefficient de frottement a été attribué en fonction du type et de la nature de sols sous-marins.

L'intérieur des Pertuis Charentais est essentiellement vaseux ; à l'extérieur, on rencontre des roches puis du sable. Il y a aussi une présence importante de vase au sud-ouest de l'île d'Oléron (cf fig. 3-15).

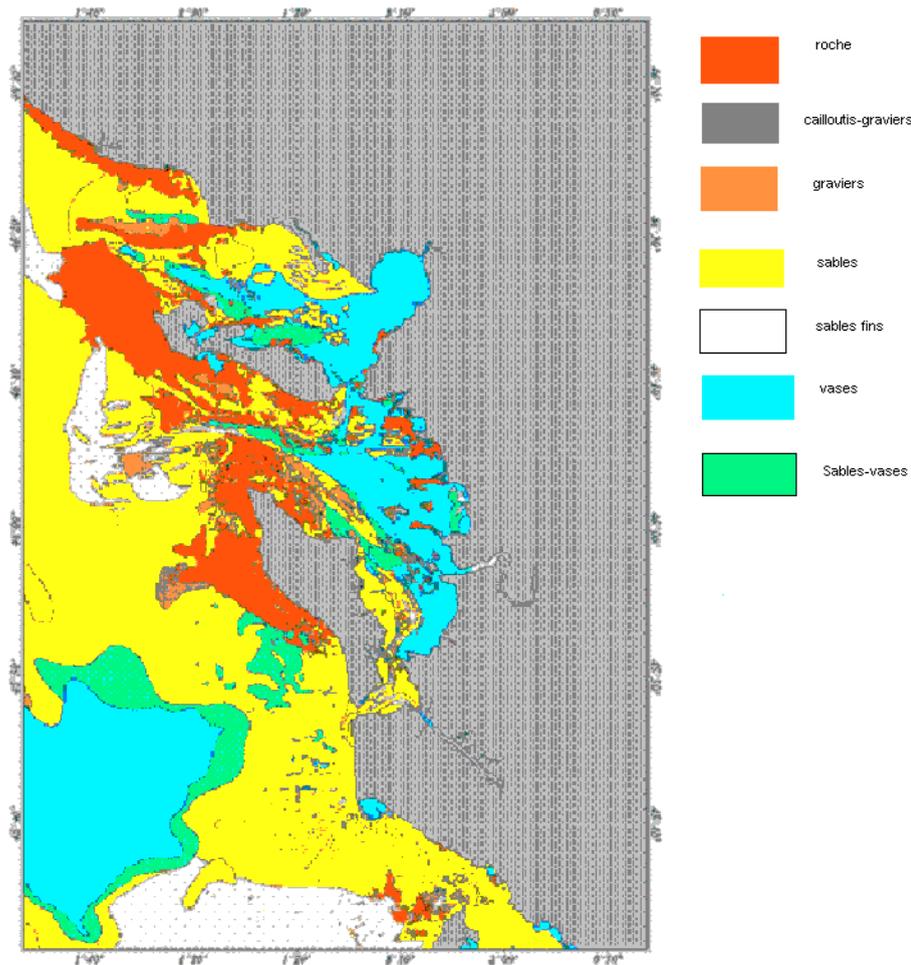


Figure n° 3-15 : Carte de synthèse des sédiments superficiels des Sables d'Olonne à l'estuaire de la Gironde, modifiée d'après (Libaud et Weber, 2004 ; Mallet, 1998; Weber, 2003 ; Weber et Garnaud, 2003)

Dans le modèle de marée, un coefficient de frottement sur le fond variable selon la carte de la nature des fonds et du tableau 3-2. Un coefficient de Chézy de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ ($C_f = 0.0098$) est attribué pour les roches, de $100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ pour la vase ($C_f = 0.002$), de $80 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ ($C_f = 0.003$) pour le sable fin et de $60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ ($C_f = 0.0056$) pour le sable. Les coefficients de Chézy sont donnés aussi en valeur C_f pour les comparer avec celles données par Soulsby selon le type de fond (cf tableau n° 3-2)

La comparaison des observations et des simulations avec un coefficient de Chézy variable pour l'amplitude et la phase des ondes M2, M4 et M6 aux différents points d'observation disponibles est représentée dans les tableaux 3-11,3-12 et 3-13.

Ces résultats sont en fait très proches de ceux obtenus avec le coefficient de frottement de Chézy constant égal à $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$.

3.5.2.2.1 L'onde M2 :

marégraphe	Amplitude M2 observée en mètres	Phase M2 observée en degrés	Amplitude M2 modélisée en mètres	Phase M2 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	1.81	133	1.80	120
Ile d'Aix	1.79	127	1.87	113
Fort Boyard	1.78	94	1.90	97
Chapus	1.68	131	1.52	144
Saint Martin de Ré	1.75	131	1.83	109
La Pallice	1.76	131	1.85	112
Balise	1.72	128	1.84	110

Tableau n° 3-11 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy variable selon la nature du fond pour l'onde de marée M2. $J = 3.9 \text{ cm}$; $G = 5.9^\circ$

Pour l'amplitude M2, l'écart est un peu moins grand pour Le Chapus, on passe de 16 centimètres de différence au lieu de 18 pour le coefficient $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. Par contre, pour les autres stations, il augmente de 3 à 5 centimètres. De même, la phase est meilleure de 2 degrés pour l'onde M2 et plus mauvaise de 3 degrés pour les autres points d'observation par rapport au coefficient de Chézy $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$.

Les écarts J et G sont moins bons que dans le cas du coefficient de Chézy de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$.

3.5.2.2.2 L'onde M4 :

marégraphe	Amplitude M4 observée en centimètres	Phase M4 observée en degrés	Amplitude M4 modélisée en centimètres	Phase M4 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	29	79	32	102
Ile d'Aix	25	69	28	79
Fort Boyard	27	1	26	37
Chapus	23	83	20	190
Saint Martin de Ré	27	74	29	64
La Pallice	27	74	29	76
Balise	23	68	25	67

Tableau n° 3-12 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy variable selon la nature du fond pour l'onde de marée M4. $J = 0.90 \text{ cm}$; $G = 16.59^\circ$

Les différences de phase pour M4 sont moins grandes de 5 degrés, excepté à Saint Martin de Ré où la phase est plus mauvaise de 5 degrés par rapport au coefficient $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. Et l'écart d'amplitude s'est réduit pour Le Chapus et Fort Boyard alors qu'il a augmenté ailleurs.

Les écarts moyens sont meilleurs ici que pour les coefficients uniformes en espace.

3.5.2.2.3 L'onde M6 :

marégraphe	Amplitude M6 observée en centimètres	Phase M6 observée en degrés	Amplitude M6 modélisée en centimètres	Phase M6 modélisée en degrés
Pointe d'Aiguillon	5	57	7	102
Ile d'Aix	3	33	4	48
Fort Boyard	3	316	4	327
Chapus	2	57	2	219
Saint Martin de Ré	4	52	3	53
La Pallice	4	43	4	64
Balise	4	33	3	50

Tableau n° 3-13 : Comparaison des observations et des résultats du modèle avec un coefficient de Chézy variable selon la nature du fond pour l'onde de marée M6. $J = 0.40$; $G = 24.45$

Les erreurs sur la phase et l'amplitude M6 sont plus importantes qu'avec le coefficient de Chézy de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$: J passe de 0.35 à 0.40 et G de 21.85° à 24.45° .

Finalement, les résultats sont meilleurs pour Le Chapus avec un coefficient variable, mais pas pour les autres stations. Et ces résultats sont sensiblement les mêmes que pour un coefficient de Chézy constant de $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ excepté pour l'onde M4 où ils sont meilleurs.

La conclusion la plus importante de ces expériences est que le modèle a montré une forte sensibilité des amplitudes et phases des ondes tidales M2, M4 et M6 vis à vis du coefficient de frottement, elle est représentée sur les figures de l'annexe 2 : les amplitudes et phases des ondes M2, M4 et M6 varient en fonction du coefficient de frottement utilisé dans le modèle de marée. Par exemple, à Aiguillon, l'amplitude de M2 varie entre 1.1 m avec un coefficient de Chézy de $20 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ à 1.9 m avec un coefficient de Chézy de $60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$.

Ce n'est pas toujours le cas pour la propagation de la marée dans les eaux profondes où la contrainte de frottement ne paraît pas jouer un rôle important. Ceci est en accord avec la formule du §3.3.2 : le terme de frottement est en $1/h$ donc si h augmente, le frottement tend vers 0.

Nous pouvons en conclure que la dynamique des marées dans les Pertuis Charentais est principalement contrôlée par les processus de frottement. Pour prédire correctement les ondes tidales dans notre région, il est donc nécessaire de paramétrer précisément la contrainte de frottement sur le fond.

Le paramétrage adéquat du frottement dans les Pertuis Charentais s'impose donc dans la modélisation des ondes de marée. Il semble que la loi quadratique avec un coefficient de frottement de C_f de 0.01 (qui correspond à une loi de Chézy avec un coefficient $45 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$) convienne pour l'intérieur du domaine des Pertuis Charentais. Cependant, cette valeur semble trop importante par rapport aux coefficients couramment utilisés, ce qui est probablement dû à la présence de dunes sous-marines.

3.5.3 Influence de Z0 :

La carte bathymétrique du SHOM nous donne des valeurs de la profondeur d'eau par rapport au niveau de plus basse mer (Simon, 2005). Le niveau moyen Z0 est le niveau moyen de marée, rapporté au zéro hydrographique (zéro des cartes marines (CM)). Le niveau moyen de la mer Z0 est un paramètre important du modèle de marée (près des côtes). En effet, les valeurs de Z0 issues du modèle global sont prises en compte dans la formule harmonique imposée à la frontière ouverte. Une erreur à ce niveau là va se répercuter sur tous les calculs tidaux. Ce niveau peut être pris en compte de différentes façons : soit une valeur moyenne est donnée au niveau de la formule harmonique, soit la bathymétrie peut être corrigée de ce niveau.

Les premiers tests ont consisté à essayer différentes valeurs moyennes de Z0 et de regarder les résultats du modèle aux 10 nœuds où les harmoniques sont disponibles. Cette étape a montré que tous les Z0 moyens testés dans le modèle ne conviennent pas pour tout le domaine modélisé (cf tableaux n° 3-14 à 3-17).

Z0 a été choisi à partir de sa valeur de + 3.80m CM mesurée à La Pallice.

Les résultats de l'amplitude et de la phase des ondes M2, M4 et M6 des différents tests avec des Z0 moyens différents sont donnés dans les tableaux suivants ainsi que les écarts J et G pour les 4 marégraphes du Pertuis Breton :

Onde	A = Baleineaux		B = Saint Martin de Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
M2	1.59	99	1.80	105	1.86	108	1.84	107
M4	0.19	18	0.34	45	0.39	54	0.37	53
M6	0.01	44	0.04	31	0.06	31	0.05	21

onde	J (cm)	G (degrés)
M2	2.68	13.03
M4	3.95	11.07
M6	0.43	12.80

Tableau n° 3-14 : Résultats pour les ondes M2, M4 et M6 pour les 4 marégraphes du Pertuis Breton avec Z0 = +3.00m CM.

Onde	A = Baleineaux		B = Saint Martin de Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
M2	1.59	99	1.80	105	1.86	108	1.84	107
M4	0.19	17	0.33	43	0.37	52	0.35	51
M6	0.01	13	0.05	18	0.06	23	0.05	18

onde	J (cm)	G (degrés)
M2	2.68	13.03
M4	3.21	17.73
M6	0.50	19.61

Tableau n° 3-15 : Résultats pour les ondes M2, M4 et M6 pour les 4 marégraphes du Pertuis Breton avec Z0 = +3.70m CM

Onde	A = Baleineaux		B = Saint Martin de Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
M2	1.58	99	1.80	105	1.86	108	1.83	106
M4	0.19	16	0.31	42	0.35	52	0.33	51
M6	0.01	336	0.05	351	0.06	356	0.05	1

onde	J (cm)	G (degrés)
M2	2.54	13.43
M4	2.36	18.02
M6	0.43	32.79

Tableau n° 3-16 : Résultats pour les ondes M2, M4 et M6 pour les 4 marégraphes du Pertuis Breton avec Z0 = + 4.50m CM

Onde	A = Baleineaux		B = Saint Martin de Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice	
	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)	Amplitude (m)	Phase (deg)
M2	1.58	99	1.79	105	1.86	107	1.83	106
M4	0.19	16	0.31	43	0.35	53	0.33	51
M6	0.01	304	0.05	328	0.06	333	0.05	342

onde	J (cm)	G (degrés)
M2	2.42	13.27
M4	2.36	17.82
M6	0.43	45.86

Tableau n° 3-17 : Résultats pour les ondes M2, M4 et M6 pour les 4 marégraphes du Pertuis Breton avec Z0 = + 5.00m CM

L'impact de Z_0 a été aussi étudié en terme d'amplification de la marée entre les Baleineux et Aiguillon. L'amplitude de l'onde M2 augmente de 21 cm entre ces deux stations. Cette forte amplification est liée à la présence des estrans, au frottement sur le fond et aux effets bathymétriques. Elle est difficile à reproduire et elle peut donc servir de critère pour la qualité du modèle tidal.

Pour cela, une comparaison a été faite entre le rapport des marnages des Baleineux et d'Aiguillon en vive eau et morte eau.

Observations	$Z_0 = 2.00\text{m}$	$Z_0 = 3.00\text{m}$	$Z_0 = 3.70\text{m}$	$Z_0 = 4.00\text{m}$	$Z_0 = 4.50\text{m}$	$Z_0 = 5.00\text{m}$
MA/MB	1.557	1.236	1.225	1.240	1.254	1.221

Tableau n° 3-19 : Résultats du rapport des marnages d'Aiguillon (MA) sur Baleineux (MB) pour différents Z_0 en morte eau

Observations	$Z_0 = 2.00\text{m}$	$Z_0 = 3.00\text{m}$	$Z_0 = 3.70\text{m}$	$Z_0 = 4.00\text{m}$	$Z_0 = 4.50\text{m}$	$Z_0 = 5.00\text{m}$
MA/MB	1.098	1.201	1.198	1.194	1.194	1.201

Tableau n° 3-20 : Résultats du rapport des marnages d'Aiguillon (MA) sur Baleineux (MB) pour différents Z_0 en vive eau

Le meilleur résultat a été obtenu pour $Z_0 = 4$ mètres, mais le rapport des marnages avec $Z_0 = 4$ mètres est encore loin de celui observé.

Une deuxième solution a donc été envisagée. Il a fallu interpoler un plan à partir de tous les points (marégraphes) où Z_0 est connu. Après, il suffisait de corriger la bathymétrie point par point du niveau calculé. Le problème de cette solution ce sont les estrans. Il faut faire très attention à ne pas approfondir les estrans car sinon le calcul hydrodynamique est faussé et ces erreurs sont manifestes au niveau des zones littorales par exemple à Aiguillon. L'interpolation de Z_0 permet d'obtenir une précision supérieure des harmoniques de marée par rapport à la prise en compte d'un niveau moyen identique dans tous les Pertuis.

Voici les valeurs de Z_0 obtenues par cette méthode :

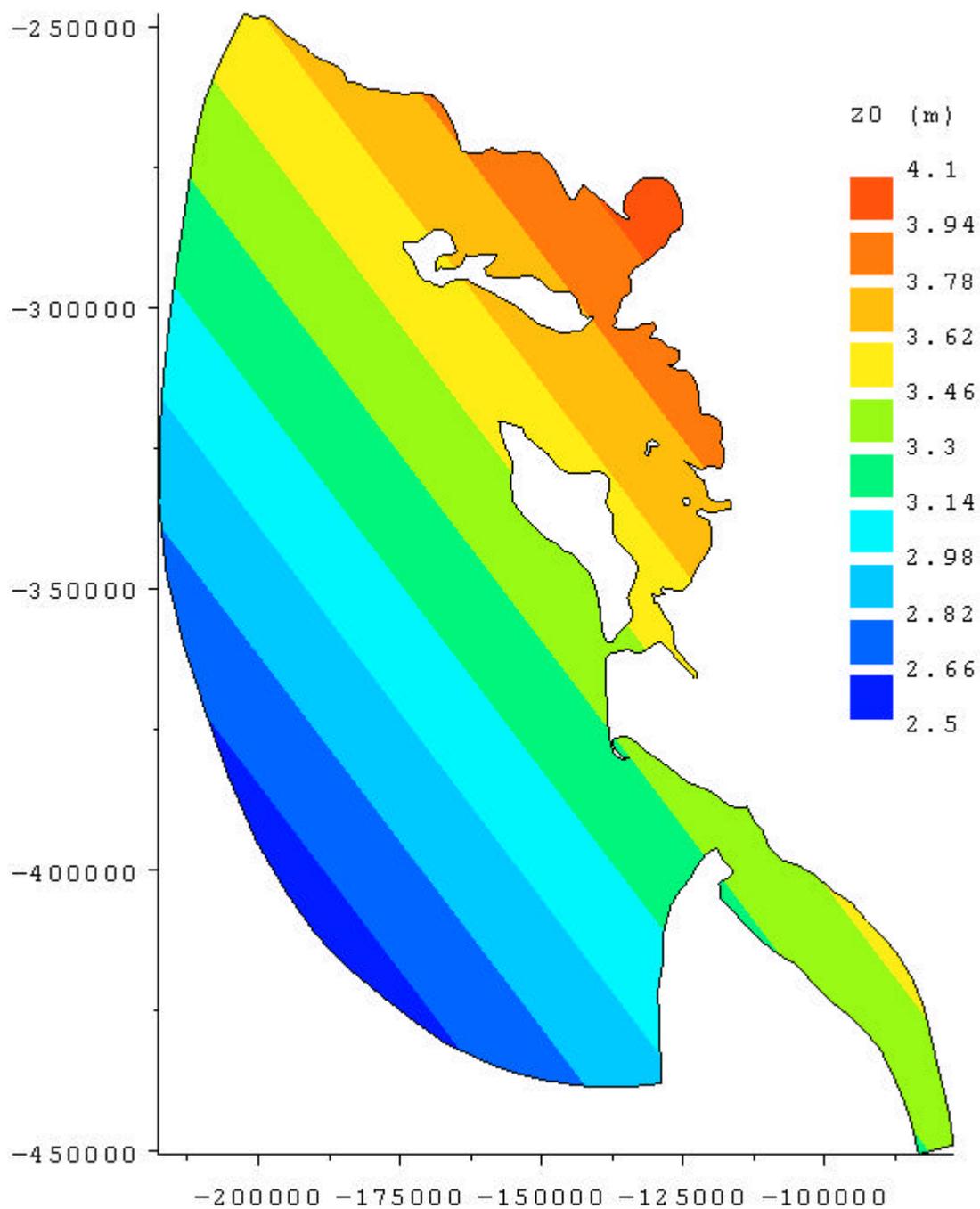


Figure n° 3-16 : Valeurs de Z0 calculé dans tout le domaine des Pertuis (coordonnées mercator)

Les valeurs des amplitudes et des phases des ondes M2, M4 et M6 pour les 4 marégraphes du Pertuis Breton avec Z0 interpolé sont données dans le tableau n° 3-3 (§ 3.4.1). L'amplification de la marée entre les Baleineaux et Aiguillon est représentée par le tableau n°3-20.

	Observations		Modèle	
	Morte Eau	Vive Eau	Morte Eau	Vive Eau
MA/MB	1.557	1.098	1.545	1.131

Tableau n°3-20 : Résultats du rapport des marnages d'Aiguillon (MA) sur Baleineaux (MB) pour Z0 interpolé en vive eau et morte eau

Avec Z0 interpolé, l'amplification du marnage entre Baleineaux et Aiguillon est bien mieux représentée.

Chapitre 4. Applications du modèle tidal et conclusions

Le modèle de marée a été appliqué à l'étude de l'amplification de la marée dans le Pertuis Breton. L'article (soumis à *Estuarine and Coastal Shelf Research*) qui en a résulté est présenté en annexe 3 : « evidence for spatially variable friction from tidal amplification and asymmetry in a shallow semi-diurnal embayment : the Pertuis Breton, Bay of Biscay, France ».

En conclusion, un modèle à frottement variable en espace a été utilisé pour reproduire les amplitudes et phases des ondes M2 et M4 dans le Pertuis Breton. Une paramétrisation simple avec un contraste de frottement 60/100 m^{1/2}/sec entre les estrans à l'Est et le reste du Pertuis Breton augmente significativement l'ajustement aux observations. En général, relier les valeurs du coefficient de frottement obtenues par modélisation hydrodynamique à celles estimées par la composition et la morphologie du fond n'est pas requis (Dyer, 1986). Dans ce sens, le Pertuis Breton représente une exception remarquable car l'impact du frottement moins fort sur les estrans peut être clairement identifié dans le modèle hydrodynamique.

Cette étude montre que les modèles avec un frottement uniforme peuvent donner des erreurs importantes dans les prédictions dans le sens et l'intensité de l'asymétrie tidale et, par conséquent, sur le transport sédimentaire.

PARTIE 2 :

PROPAGATION DES SURCOTES DANS LES

PERTUIS CHARENTAIS

Introduction :

Les variations du niveau de la mer sont généralement séparées en deux composantes : celles liées aux marées astronomiques et les surcotes-décotes météorologiques.

Les surcotes et les décotes correspondent à la différence entre le niveau marin observé et celui qui existerait en présence de la marée astronomique seule. La notion de surcote-décote regroupe donc tout ce qui relève des effets météorologiques (vent et pression atmosphérique), effets sismiques (tsunamis).....

Dans cette thèse, nous étudierons les surcotes provoquées par les perturbations météorologiques liées aux tempêtes, souvent plus connues sous le vocable anglais « storm surge ».

La qualité des prévisions des surcotes ne dépend pas uniquement de la précision des modèles météorologiques (bien que ce soit un facteur important) ; elle dépend aussi du réalisme de la paramétrisation des diverses interactions physiques entre houle / marée / vent.

Les surcotes peuvent être estimées grâce aux observations marégraphiques ; en effet, le niveau marin enregistré par un marégraphe correspond à la combinaison de deux phénomènes : le signal tidal périodique (déterministe) et le signal de surcote-décote (aléatoire).

Les perturbations météorologiques sont statistiquement plus importantes en hiver et ont des effets plus importants quand elles agissent en eaux peu profondes.

De sévères inondations côtières peuvent être observées lorsqu'une tempête, arrivant sur une zone peu profonde, produit des surcotes de grande hauteur qui coïncident avec la pleine mer en période de vives eaux. Lorsque ces zones côtières sont densément peuplées, les inondations peuvent amener à des désastres humains de grande amplitude.

Le tableau suivant montre l'ampleur que peuvent atteindre de tels phénomènes (Pugh, 2004) :

Date	Region	Maximum surge level (m)	Lives lost	
November 1218	Zuider Zee	?	100 000	
September 1775	Newfoundland, Canada	?	4000	
1864, 1876	Bangladesh	?	250 000	
October 1869	Bay of Fundy, Canada	2.0	100	Saxby Gale
September 1900	Galveston, Texas	4.5	6000	
September 1928	Lake Okeechobee, Florida	2.5	1800	
September 1938	New England	3.5	600	Long Island Express
February 1953	Southern North Sea	3.0	2000	
March 1962	Atlantic Coast, USA	2.0	32	Ash Wednesday Storm
August 1969	Mississippi, USA	7.0	256	Hurricane Camile
November 1970	Bangladesh	9.0	250 000	
November 1978	Sri Lanka/Tamilnadu	4.0	373	
November 1988	Bangladesh	4.4	5708	
April 1991	Chittagong, Bangladesh	4-8	150 000	
August 1992	Miami, Florida	5.1	50	Hurricane Andrew
October 1999	Orissa, India	7-8	10 000	

Tableau n° 1 : Impacts estimés de quelques événements historiques de surcotes de tempêtes.
(source : Pugh, 2004)

La prédiction fiable des surcotes est nécessaire pour la prévision des risques d'inondation.

Les surcotes sont provoquées essentiellement par le vent et les gradients de pression atmosphérique, mais leurs effets dévastateurs lors des tempêtes sont liés à l'interaction des marées, de la houle et du vent.

Nous avons vu dans la partie 1 que les Pertuis Charentais, avec leur géométrie des côtes complexe, leur faible profondeur et la présence importante d'estrans, sont une région où les ondes de marée sont amplifiées. Qu'en est-il des surcotes ? Est-ce que les Pertuis Charentais influencent la propagation des ondes de surcote venant du large ?

La figure n°1 présentée dans l'introduction générale montre les inondations provoquées par la tempête de décembre 1999 sur le littoral charentais. La surcote a atteint 1.50 m à La Pallice. Nous allons chercher les mécanismes responsables de cette hausse du niveau marin.

Après une présentation sur les mécanismes générateurs des surcotes et sur la théorie de la modélisation des surcotes, plusieurs tempêtes entre 1999 et 2001 seront étudiées.

L'objectif sera de comprendre les mécanismes responsables de la génération et de la propagation des surcotes dans les Pertuis Charentais et la méthode de modélisation la plus fiable pour les prévoir.

Chapitre 1. Mécanismes générateurs des surcotes :

L'interaction entre l'atmosphère et l'océan se manifeste sous différentes formes : transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre l'air et l'eau. Dans la thématique des études sur les surcotes, les deux forçages jouant un rôle sont la pression atmosphérique et l'action du vent à la surface de la mer.

1.1. Rôle de la pression atmosphérique :

La pression atmosphérique normale (ou pression atmosphérique standard) est la pression exercée au niveau moyen de la mer par une colonne verticale de 760 mm de mercure à la température de 0°C ; sa valeur est fixée à 1013.25 hPa.

En météorologie, cette valeur peut être considérée comme une estimation précise de la moyenne des valeurs prises par la pression atmosphérique au niveau moyen de la mer dans les zones tempérées : c'est pourquoi elle est choisie de manière à distinguer les régions où la pression est plus haute (zones anticycloniques) et celles où la pression est plus basse (zones dépressionnaires). En pratique, cette valeur est arrondie à 1013 hPa.

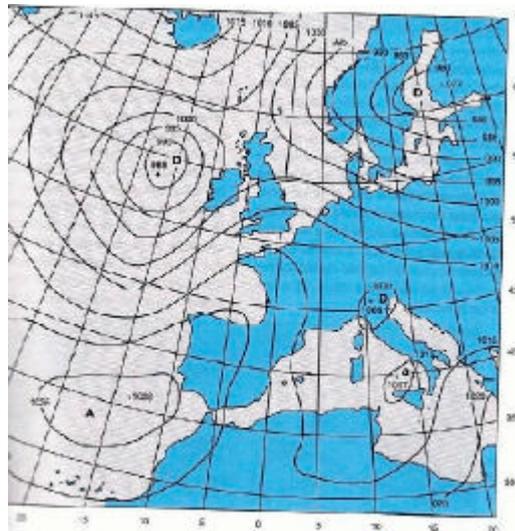


Figure n°1-1 : Exemple de carte des isobares dans l'Atlantique Nord

S'il n'existait que les contraintes statiques exercées par la pression atmosphérique, l'océan réagirait comme un baromètre inversé à condition qu'il soit en équilibre hydrostatique : une baisse de pression d'environ un hectopascal correspond à une élévation d'un centimètre du niveau marin.

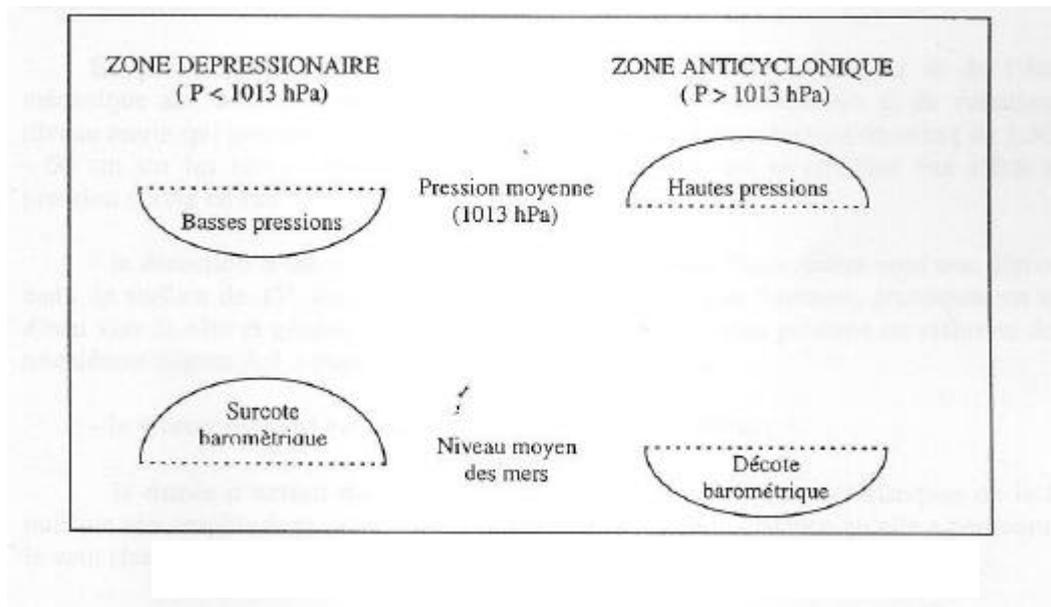


Figure n°1-2 : Formation des surcotes et décotes barométriques (d'après C. Barbot, 1998)

Concrètement, une pression inférieure à 1013 hectopascal (hPa) entraîne une dépression et une surcote barométrique est observée (l'océan est soulevé) alors qu'une pression supérieure à 1013 hPa entraîne un anticyclone et une décote barométrique apparaît.

Dans notre région, les pressions extrêmes vont de 950 hPa (surcote statique de 63 cm) à 1050 hPa (décote statique de - 37 cm) soit un écart absolu d'un mètre.

Pour illustrer ce phénomène de dépression, regardons les conditions atmosphériques pendant la tempête de décembre 1999 :

Le 27 décembre 1999, à 20 heures, les pressions sont tombées en dessous de 980hPa à La Pallice ; donc, la surcote statique associée à cette chute de pression atmosphérique est de 35 cm.

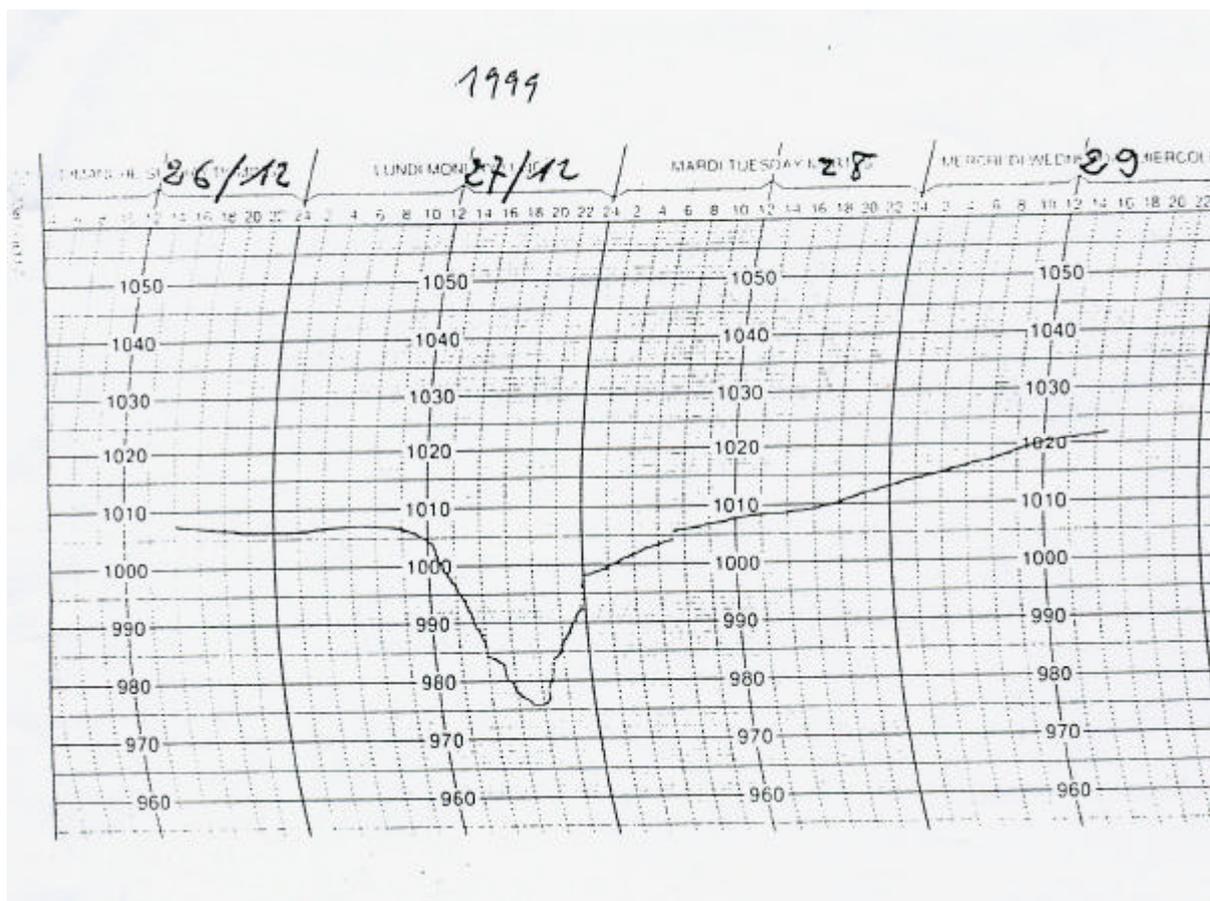


Figure n°1-3 : Pressions (hPa) enregistrées à La Pallice du 26 au 29 décembre 1999. Source : Capitainerie des ports de La Rochelle.

Une profonde dépression (960 hPa à Rouen) a traversé très rapidement le Nord de la France le 26 décembre 1999, au matin. La trajectoire de cette dépression suit d'Ouest en Est une ligne approximative le long du 49^{ème} parallèle. Cette dépression qui touche le Finistère le 26 décembre 1999 vers 2h atteint Strasbourg vers 11h; elle s'est donc déplacée à environ 100km/h (METEOFRACTANCE).

Une deuxième dépression, se déplaçant aussi à une vitesse proche de 100 km/h, a traversé le pays le 27 décembre 1999. Elle s'est creusée pendant la matinée au large de la Bretagne, a atteint en son centre 965 hPa en rentrant sur la pointe Sud de la Bretagne vers 16h.

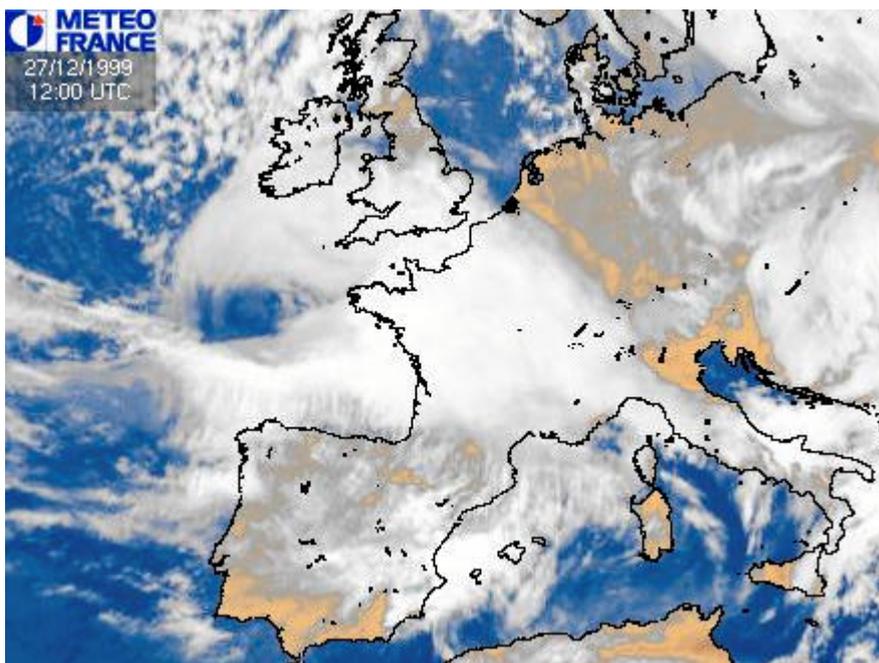


Figure n°1-4 : début de la formation de la tempête sur la côte bretonne le 27/12/1999 à midi.
Source : METEOFRANCE

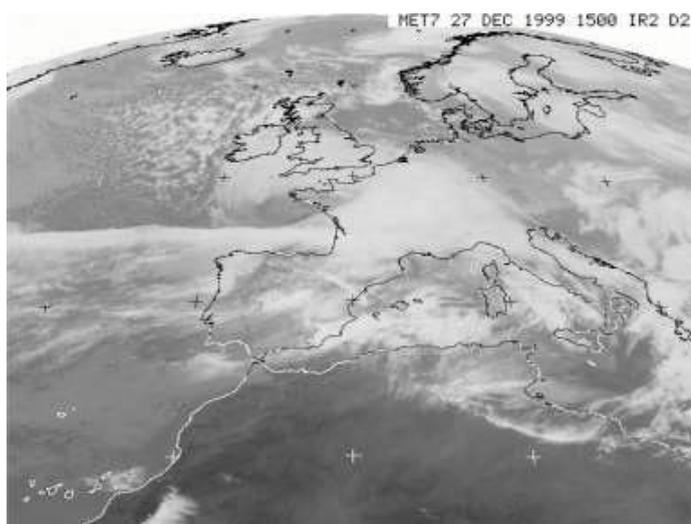


Figure n°1-5 : 27/12/1999 à 15h : la tempête s'est formée et va traverser la France d'Ouest en Est. Source : METEOFRANCE

La trajectoire a suivi une ligne : Nantes vers 19h, Romorantin (Val de Loire) vers 22h, Dijon vers 1h , l'Alsace vers 4h. La dépression s'est ensuite évacuée vers l'Est.

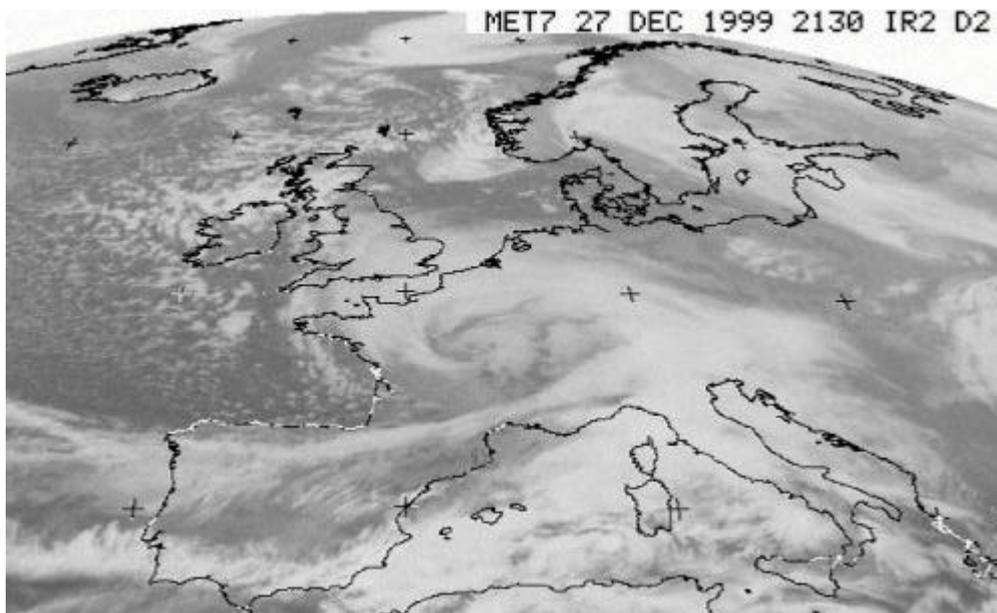


Figure n°1-6 : 27/12/1999 à 21h30 : la tempête est centrée sur la France. Source : METEOFRANCE

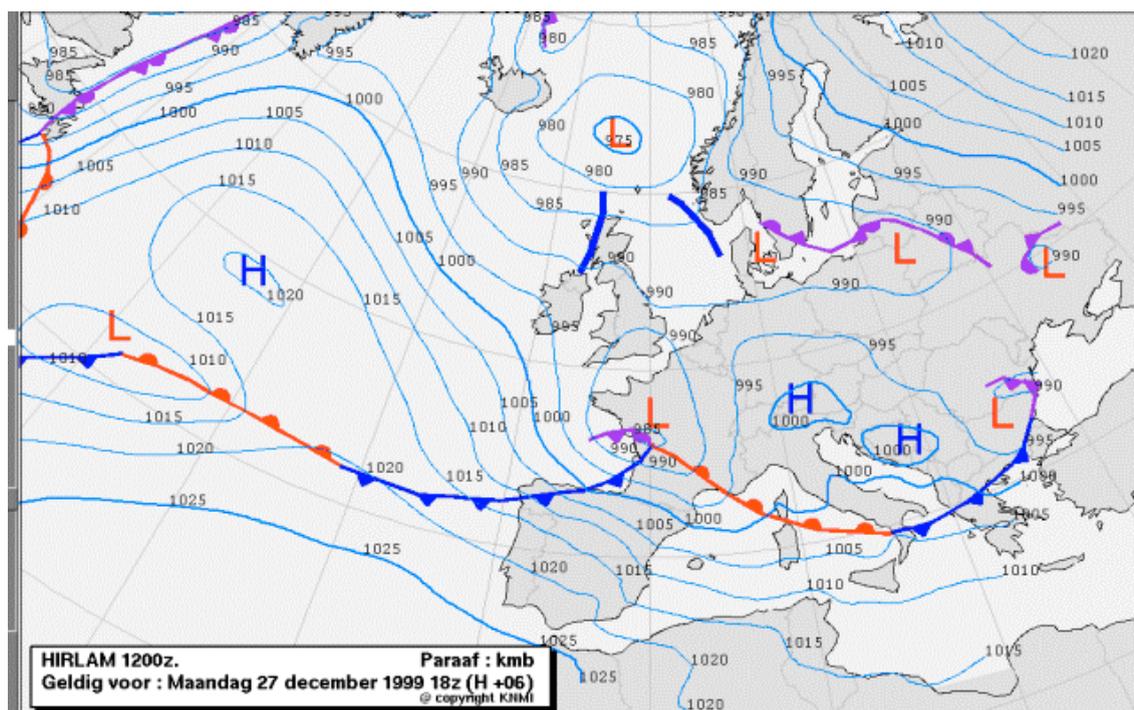


Figure n°1-7 : carte des pressions enregistrées le 27 décembre 1999 22h. Source : METEOFRANCE

1.2 Rôle du vent :

En produisant des forces de frottement sur la surface de la mer, le vent induit la formation de courants et de variations du niveau marin qui peuvent provoquer d'importantes surcotes ou décotes (de 1.50 m à -60 cm sur la Côte Atlantique).

Cette action du vent qui se combine aux effets de la pression dérive en fait de 3 paramètres :

- Direction d'où vient le vent : le vent peut, selon sa direction, provoquer un afflux d'eau vers la côte et générer ou amplifier une surcote ou bien produire un reflux et donner ou amplifier une décote.
- Vitesse du vent : qui amplifie le plus souvent ces effets.
- Durée d'action du vent : qui contrôle notamment les caractéristiques de la houle puisque son amplitude et sa longueur d'onde dépendent de la distance qu'elle a parcouru sous le vent.

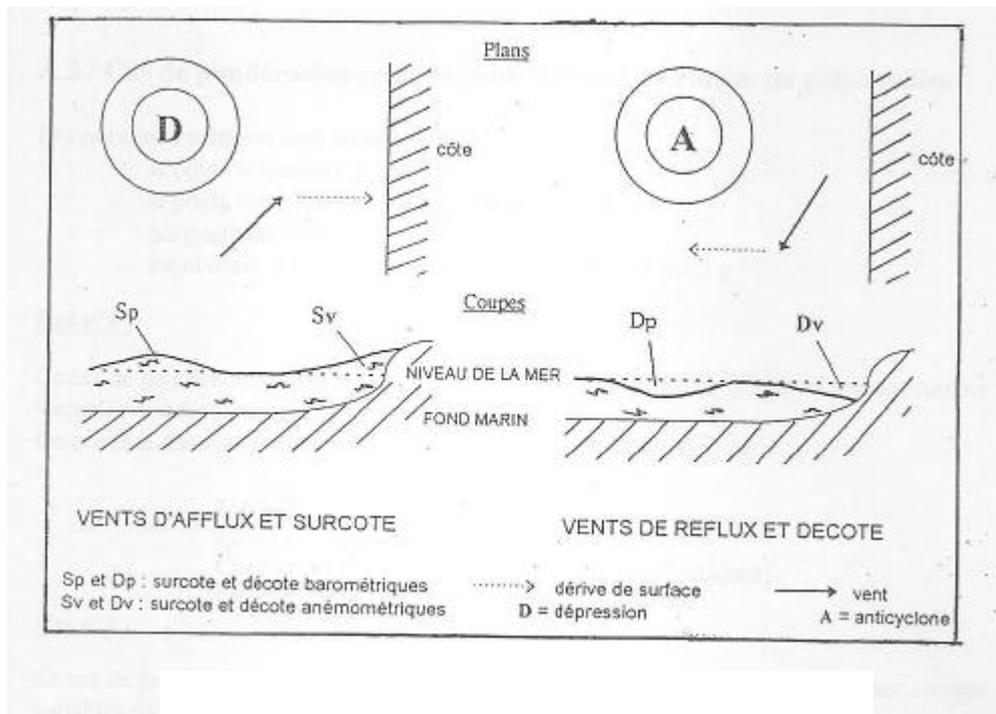


Figure n°1-8 : Action des vents d'afflux et des vents de reflux (d'après C. Barbot, 1998)

Le vent dans les Pertuis Charentais a une direction dominante de provenance Ouest / Nord-Ouest et sa vitesse est généralement inférieure à 15 m/s (cf partie 1).

Pour illustrer le rôle du vent, regardons son action pendant les tempêtes de décembre 1999.

Lors de ces tempêtes, des vents d'une violence exceptionnelle ont accompagné la dépression qui a traversé de part en part et très rapidement le Nord de la France le matin du 26 décembre 1999. Les valeurs maximales enregistrées ont atteint 200 km/h :

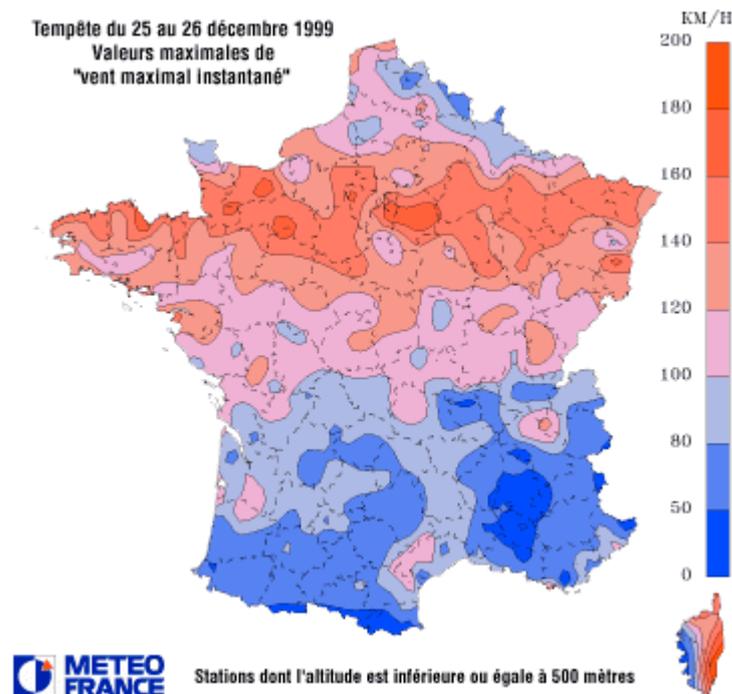


Figure n°1-9 : Vitesse du vent maximale enregistrée du 25 au 26 décembre 1999. Source : METEOFRACTANCE

Une deuxième dépression s'est formée au large de la Bretagne le matin du 27 décembre 1999, puis a traversé le pays très rapidement. Des vents exceptionnellement violents jusqu'à 200 km/h ont accompagné cette dépression. Les régions les plus touchées ont été d'abord le Sud de la Bretagne et les côtes Atlantiques dans l'après-midi, puis toutes les zones situées au Sud d'une ligne La Rochelle – Mâcon, y compris la côte méditerranéenne, en particulier varoise, et la Corse où le vent continuait à souffler en tempête le matin du 28 décembre 1999.

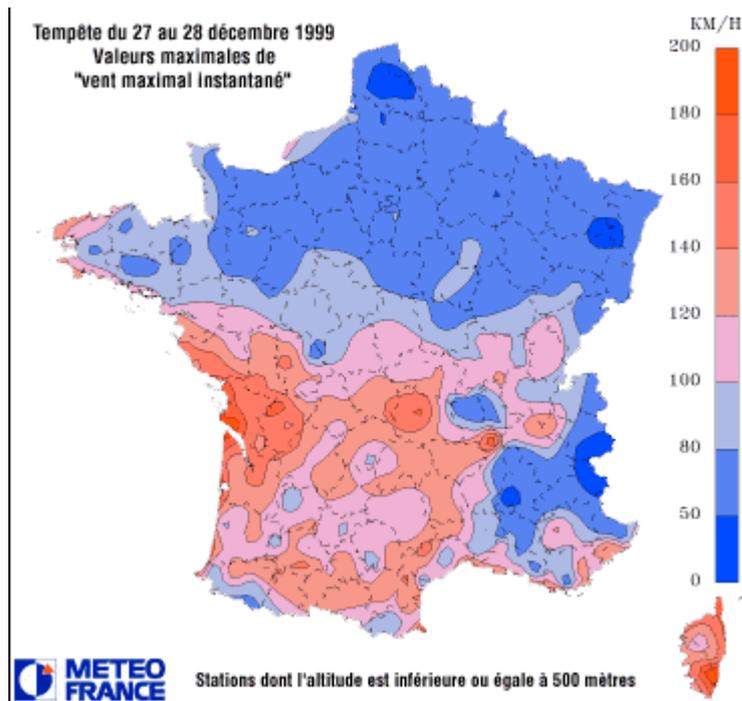


Figure n°1-10 : Vitesse du vent maximale enregistrée du 27 au 28 décembre 1999
 Source : METEOFRANCE

La force des vents associée aux pressions atmosphériques extrêmement basses est à l'origine d'une des tempêtes les plus marquantes en France.

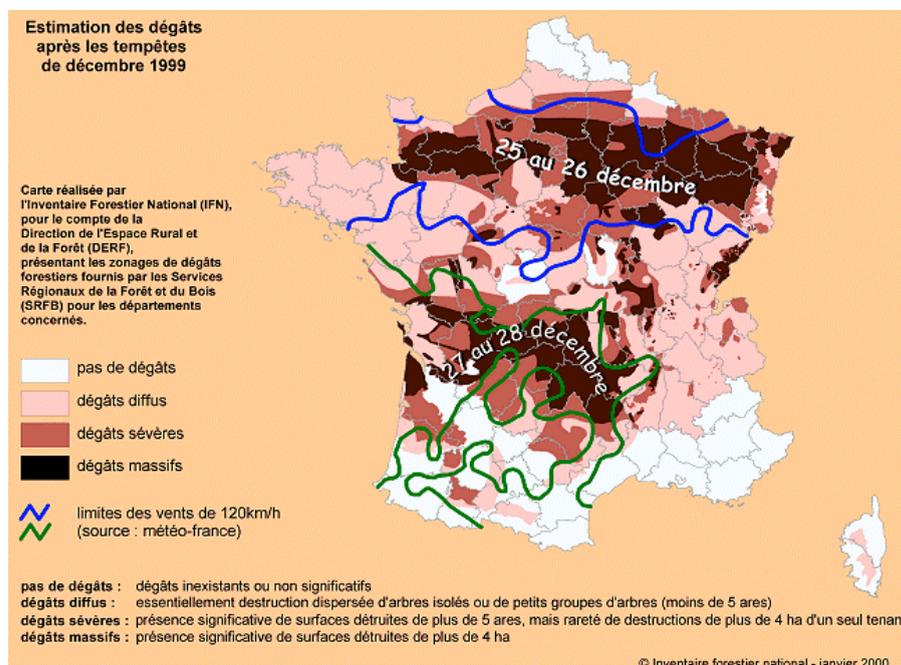


Figure n°1-11 : estimation des dégâts en forêt après la tempête de décembre 1999. Source Inventaire Forestier National (IFN)



(a)



(b)



(c)



(d)



(e)

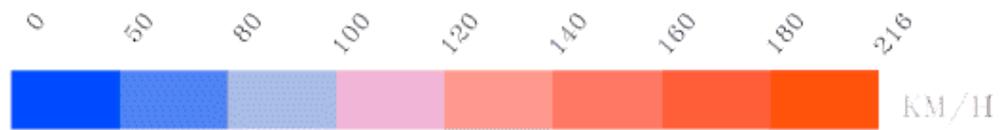
Figure n°1-12 : quelques images des dégâts provoqués par la tempête de décembre 1999. (a) Corrèze ; (b) Fontainebleau ; (c) Limousin ; (d) Loiret ; (e) salle de sport sur l'île d'Oléron.
Sources : METEOFRACTANCE et IFN.

D'autres tempêtes restent néanmoins en mémoire : les 15 et 16 octobre 1987, une tempête a touché la Bretagne, la Normandie et la région Nord ainsi que le Sud de la Grande Bretagne avec des rafales maximales mesurées dépassant les 180 km/h. En 1990, une série de plusieurs tempêtes exceptionnelles par leur répétition et dans une moindre mesure par leur intensité a affecté la France de fin janvier à début février.

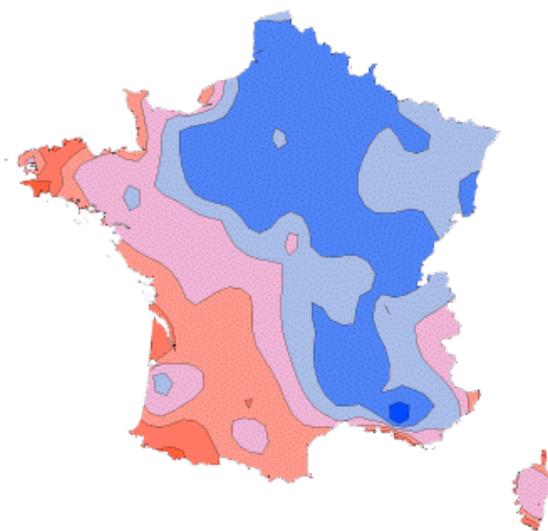
Voici les mesures de vitesse de vent maximal instantané effectuées pendant ces tempêtes :

	1987	1990
Ouessant	176 km/h	162 km/h
Brest	148 km/h	140 km/h
Bréhat (Bretagne)	172 km/h	151 km/h
Belle-Ile	162 km/h	162 km/h
Rennes	137 km/h	127 km/h
La Hague	143 km/h	165 km/h
Caen	140 km/h	130 km/h
Abbeville (Picardie)	119 km/h	151 km/h
Paris	115 km/h	129 km/h

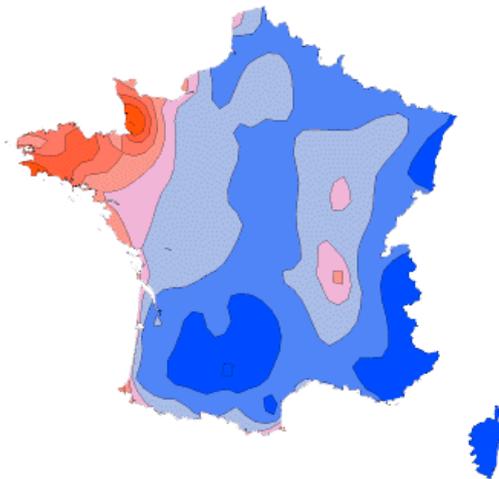
Tableau n°1-1 : Mesures de la vitesse du vent maximale pour les 2 tempêtes historiques de 1987 et 1990. Source : METEOFRACTANCE

Valeurs maximales de "vent maximal instantané"

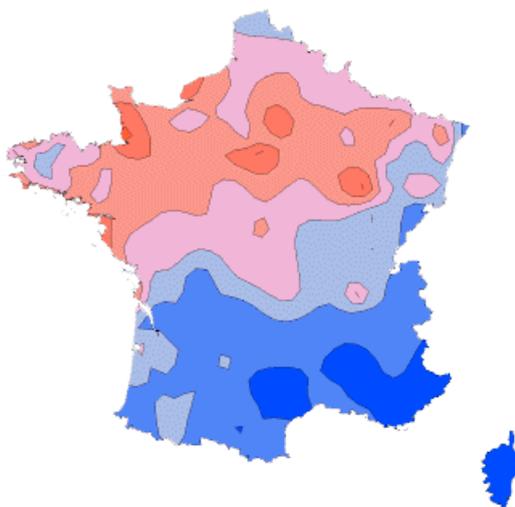
TEMPETE DU 1 - 2 DECEMBRE 1976



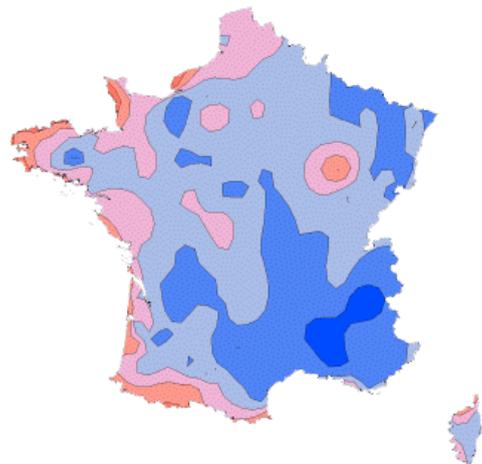
TEMPETE DU 15 OCTOBRE 1987



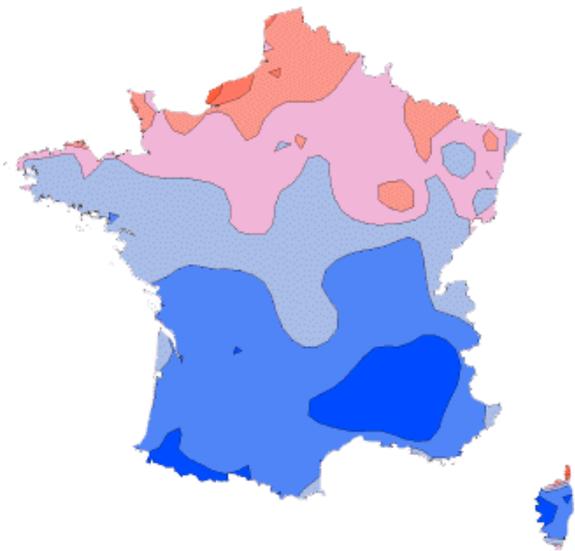
TEMPETE DU 3 FEVRIER 1990



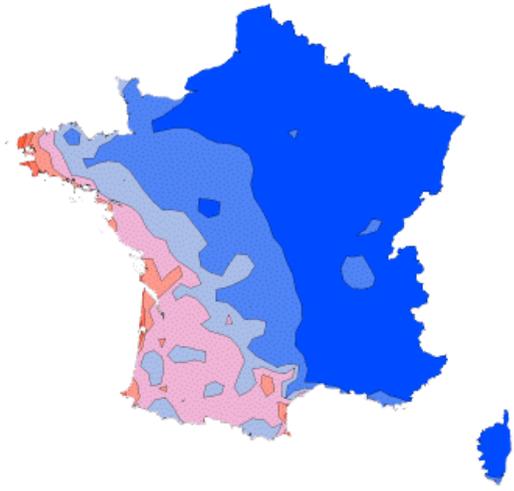
TEMPETE DU 11-12 FEVRIER 1990



TEMPETE DU 26 FEVRIER 1990



TEMPETE DU 7 FEVRIER 1996



Valeurs maximales de "vent maximal instantané"

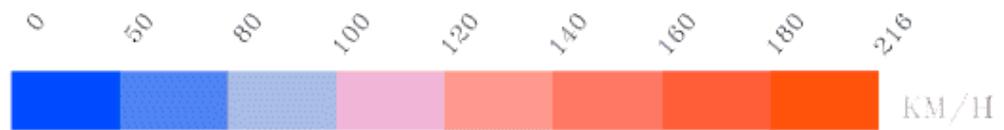


Figure n°1-13 : Valeurs maximales de la vitesse du vent enregistrées pendant quelques tempêtes historiques. Source : METEOTRANCE

La pression atmosphérique et le vent ne sont pas les seuls facteurs à jouer un rôle clef dans la génération des surcotes ; les interactions avec la marée et la houle peuvent aussi agir sur l'amplification du phénomène.

Chapitre 2. Aspects théoriques des interactions houle / marée / surcote :

Dans ce chapitre nous allons présenter les approches théoriques employées pour la modélisation des interactions entre les surcotes, les marées, la houle, le vent et le fond marin.

Ces interactions se manifestent de la manière suivante :

- Lorsque les vagues se propagent à la surface de l'océan, elles changent l'état de rugosité de cette surface et augmente ainsi la contrainte effective due au vent (Janssen, 1991).
- Les vagues modifient la contrainte de frottement sur le fond dans les zones peu profondes où la vitesse orbitale induite par la houle est assez importante pour influencer la couche limite au fond (Christoffersen et Jonnson, 1985).
- Les vagues interagissent avec les champs de courants à travers la contrainte de radiation (Longuet-Higgins et Stewart, 1964).

2.1. INTERACTION AVEC LE VENT.

L'action du vent sur la mer est généralement paramétrisée en terme de contrainte tangentielle (τ_s) appliquée à la surface marine et évaluée à l'aide de la formule quadratique (Csanady, 1982 ; Crépon, 1993) :

$$\tau_s = C_d \rho_a U_{10} U_{10}$$

où ρ_a - masse volumique de l'air (kg/m^3), U_{10} – la vitesse du vent à 10 m au-dessus de la surface de la mer, C_d - un coefficient adimensionnel de frottement appelé coefficient de traînée (« drag coefficient »).

Jusqu'à récemment, le coefficient de traînée était paramétrisé principalement comme une fonction de la vitesse du vent. Cependant, non seulement il y a les vagues générées par le vent local, mais aussi les ondes générées dans le passé comme la houle, et le processus de génération des ondes dépend lui-même non seulement du vent, mais aussi, d'une manière complexe, de l'interaction avec les ondes pré-existantes et la houle. Une plus complète représentation du coefficient de traînée doit considérer non seulement la vitesse du vent local, mais aussi l'état de la mer.

En tenant compte de la dispersion inhérente aux techniques expérimentales, la représentation simple de C_d comme une fonction de la vitesse du vent seulement, ignorant les variations de l'état de la mer et de la houle, laisse une variabilité considérable non expliquée. Il est donc impératif de prendre en compte les contributions de la houle et de l'état de la mer dans la contrainte de surface (Jones and Toba, 2001).

2.1.1. Les caractéristiques des vagues :

La houle est définie généralement comme l'ensemble des ondes de surface générées par le vent, qui se propagent à la surface de l'océan et dont la période (notée T) est typiquement comprise entre 2.5 et 25 secondes.

La houle peut recouvrir des formes diverses, selon que la mer est calme et peu agitée ou bien, au contraire, en phase de tempête, selon que les vagues sont en phase de formation (on parle alors de « mer du vent » ou « clapot ») ou au contraire arrivent de l'océan après avoir voyagé sur plusieurs milliers de kilomètres (on parle alors de « houle océanique »). (Benoit, 2003)

2.1.1.1. Hauteur de vague et période :

Le type le plus simple de vague est l'onde monochromatique, ayant une seule valeur de hauteur de vague, H, et de période, T, chaque onde étant identique aux autres. Si la vague a une très petite hauteur comparée à sa longueur d'onde, elle s'approche bien d'une variation sinusoïdale en élévation de surface et vitesse orbitale et ses propriétés sont données par la théorie des ondes linéaires (voir par exemple Sleath, 1984). Les ondes monochromatiques sont souvent utilisées pour leur simplicité dans les expériences de laboratoire, et en dérivations théoriques mathématiques et physiques impliquant la contrainte de frottement sur le fond et les sédiments. Les ondes de houle correspondent raisonnablement bien aux ondes monochromatiques (Soulsby, 1997).

Les vagues naturelles (irrégulières ou aléatoires) dans la mer comprennent un spectre de hauteurs de vague, de périodes et directions. Le spectre de fréquence, $S_{\eta}(\omega)$, donne la distribution de l'énergie de l'onde comme une fonction de la pulsation $\omega = 2\pi / T$. Les spectres mesurés dans la mer peuvent être approchés par diverses formes semi-empiriques. Cela correspond aux ondes générées localement, et les ondes de houle peuvent être incluses comme une contribution additionnelle à basses fréquences. Les deux formes les plus largement utilisées sont le spectre de Pierson-Moskowitz qui s'applique aux ondes développées en mer profonde, et le spectre de JONSWAP (issu des expériences dans la Mer du Nord), (Hasselmann et al., 1973) qui a un pic plus pointu et qui s'applique aux vagues en phase de formation dans les eaux du plateau continental (figure n°2-1).

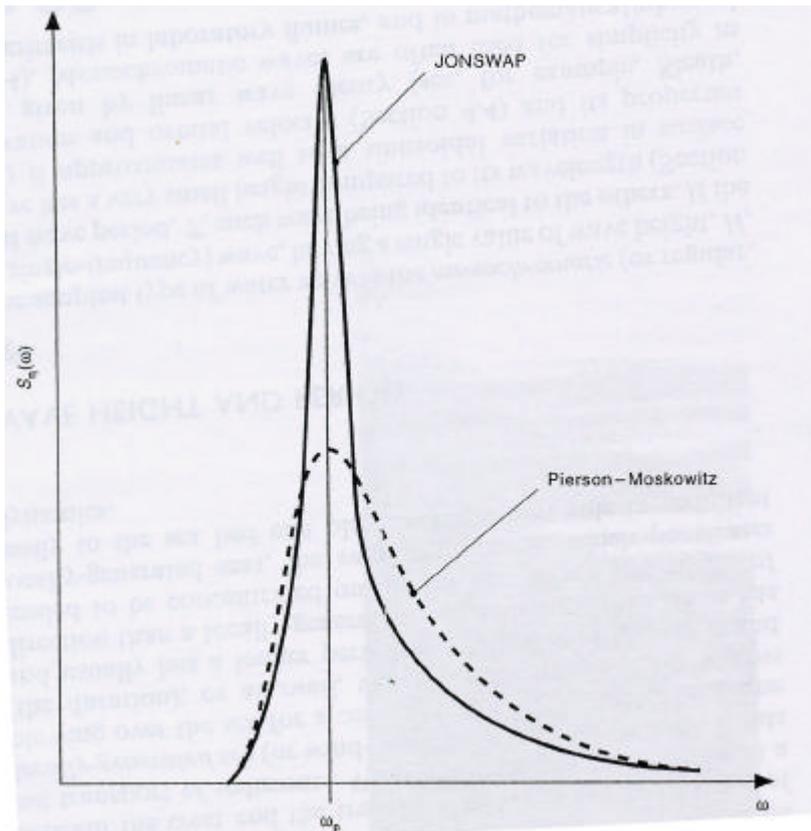


Figure n°2-1 : les spectres de Pierson-Moskowitz et JONSWAP. Source : Soulsby, 1997.

Ces deux spectres peuvent être décrits par les équations suivantes en terme de hauteur significative H_{mo} et de pulsation de pic ω_p :

$$S_p(w) = B \left(\frac{H_{mo}}{4} \right)^2 \frac{w_p^4}{w^3} \exp \left[\frac{-5}{4} \left(\frac{w}{w_p} \right)^{-4} \right] g^2 f(w/w_p)$$

$$f \left(\frac{w}{w_p} \right) = \exp \left[-\frac{1}{2s^2} \left(\frac{w}{w_p} - 1 \right)^2 \right]$$

Pour Pierson-Moskowitz : $B = 5$, $\gamma = 1$

Pour JONSWAP : $B = 3.29$, $\gamma = 3.3$, en valeurs moyennes

$$\sigma = 0.07 \text{ pour } \omega \leq \omega_p$$

$$\sigma = 0.09 \text{ pour } \omega > \omega_p$$

Les ondes naturelles sont le plus souvent décrites par leur hauteur significative, H_{m0} , et leur période moyenne, T_m (ou T_z). Elles sont définies à partir du moment zéro m_0 et du second moment m_2 du spectre :

$$H_{m0} = 4m_0^{1/2}$$

$$T_m = (m_0 / m_2)^{1/2}$$

Le moment m_0 est la variance de l'élévation de la surface libre de la mer.

2.1.1.2. Longueur d'onde :

L'effet de la profondeur d'eau et de la période de l'onde sur la longueur d'onde est décrit par la relation de dispersion, donnée généralement en terme de nombre d'onde $k = 2\pi / L$, et de pulsation, $\omega = 2\pi / T$:

$$\omega^2 = gk \tanh(kh)$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

Cette relation signifie que :

- si la profondeur diminue pour une période constante, alors la longueur d'onde diminue
- si la période diminue pour une profondeur constante, alors la longueur d'onde diminue

2.1.1.3. Vitesse orbitale :

Les ondes dans l'eau suffisamment peu profonde produisent une vitesse oscillatoire sur le fond de la mer, qui agit sur les sédiments. « Suffisamment peu profond » dans ce contexte signifie approximativement $h < 10 H_{m0}$.

L'amplitude U_w de la vitesse orbitale de la houle juste au-dessus du fond due à une houle monochromatique de hauteur H et de période T dans une mer de profondeur h est, d'après la théorie linéaire :

$$U_w = \frac{pH}{T \sinh(kh)}$$

où k est le nombre d'onde.

La figure n°2-2 donne une courbe (appelée « monochromatic ») basée sur l'équation ci-dessus où U_w peut être calculée directement à partir des paramètres H , T , h et g à travers la quantité $T_n = (h/g)^{1/2}$.

En réalité, un spectre d'onde de différentes hauteurs, périodes et directions sera présent. Ceci produit une série temporelle aléatoire de vitesse orbitale sur le fond, qui peut être caractérisée par sa déviation standard U_{rms} . La figure n°2-2 donne une courbe JONSWAP à partir de laquelle U_{rms} peut être calculée grâce aux paramètres H_{m0} , T_z , h et g . cette courbe est obtenue par l'application de l'équation ci-dessus fréquence par fréquence à travers le spectre de JONSWAP, et en intégrant les résultats pour obtenir U_{rms} .

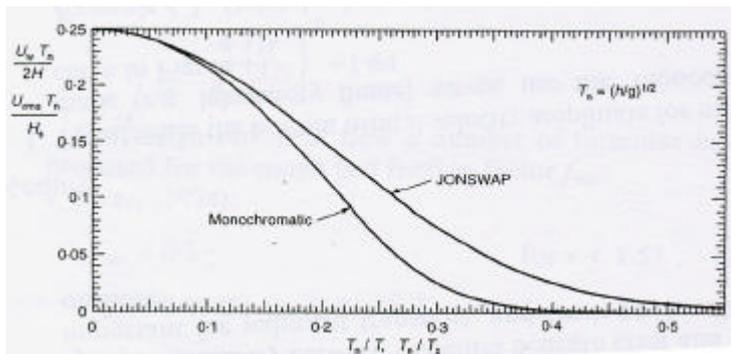


Figure n°2-2 : Vitesse du fond pour des ondes monochromatiques ($U_w T_n / 2H$ par rapport à T_n / T) et des ondes aléatoires ($U_{rms} T_n / H_s$ par rapport à T_n / T_z). Source : Soulsby, 1997)

2.1.2. Théorie de Janssen (1991) :

La vitesse du vent n'est pas le seul paramètre influant sur la contrainte de surface. Pour obtenir des simulations de surcotes plus précises, il faut modéliser la rugosité de la surface de la mer qui dépend des caractéristiques des vagues. C'est ici qu'intervient le couplage entre les vagues et les surcotes.

Ce couplage a été pris en compte en utilisant la théorie 2D développée par Janssen (1989, 1991) sur les ondes générées par le vent.

Soit un vent \vec{U}_0 qui souffle avec un angle ϕ par rapport à l'axe x . Le spectre Φ dépend alors du nombre d'onde k et de la direction θ . En principe, l'équation pour le profil de vent doit être traitée en 2D, puisque le moment (= quantité de mouvement) d'onde total peut être dirigé dans une autre direction que le vent. En pratique, cependant, la contrainte générée par les ondes est toujours dans la direction du vent car la plus grande partie de cette contrainte est portée par les ondes hautes-fréquences, qui répondent assez rapidement à un changement de direction du vent. Depuis le début, Janssen suppose donc que la contrainte générée par les

ondes est dans la direction du vent de façon qu'une seule composante de l'équation du moment pour l'air doit être considérée. La théorie devient plus évidente dans un système qui a l'axe X le long de la vitesse du vent. Si on fait la rotation suivante :

$$x = x' \cos\theta - y' \sin\theta$$

$$y = y' \cos\theta - x' \sin\theta$$

L'équation de quantité de mouvement devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} U_0 = D_w \frac{\partial^2}{\partial z^2} U_0 + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{t}_{turb} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{t}_{visc}$$

Avec : D_w = coefficient de diffusion d'onde

z = élévation à partir du niveau marin moyen

U_0 = vitesse du vent

Ici, τ_{turb} , La contrainte turbulente est donnée par :

$$\mathbf{t}_{turb} = l^2 \left| \frac{\partial}{\partial z} U_0 \right| \frac{\partial}{\partial z} U_0$$

Avec : $U_0(z)$ = profil de vent

l = longueur de mélange = Kz

K = constante de Von Karman

La contrainte de viscosité (τ_{visc}) est donnée par :

$$\mathbf{t}_{visc} = \mathbf{u}_a \frac{\partial}{\partial z} U_0$$

Avec : ν_a = viscosité cinétique de l'air

Le coefficient de diffusion des ondes (D_w) dépend du spectre Φ et est donné par :

$$D_w = \Pi \int d\mathbf{q} \frac{w^2 k}{|c - \mathbf{u}_g|} c^2 |\Phi(k, \mathbf{q}) \cos^2 \mathbf{q}$$

Avec la relation de la dispersion ($c = \text{vitesse de phase} = \omega/k$) :

$$w = \sqrt{gk}$$

$$v_g = \text{vitesse de groupe} = \partial\omega/\partial k$$

χ = composante verticale normalisée de la vitesse induite par l'onde dans l'air

Φ = nombre d'onde du spectre

k = nombre d'onde

θ = direction

Dans l'expression D_w , le nombre d'onde et la fréquence angulaire sont éliminés en faveur de z , en utilisant la condition de résonance :

$$W = U_0(z) - c / \cos \mathbf{q} = 0$$

L'effet des ondes sur le vent est similaire à l'effet de la viscosité moléculaire, l'écoulement d'air sur les ondes gravitaires de surface met en évidence, comparé à l'écoulement d'air sur une surface plate, une contrainte additionnelle qui a été appelée la contrainte induite par les vagues τ_w (Janssen 1989). Dans l'état stable, l'équation du moment doit être intégrée par rapport à la hauteur pour obtenir :

$$\mathbf{t} = \mathbf{t}_w + \mathbf{t}_{turb} + \mathbf{t}_{visc}$$

Où la contrainte totale $\tau = u_*^2$ avec u_* la vitesse de frottement, et la contrainte générée par les vagues est alors donnée par :

La perte de moment par l'écoulement de l'air doit, par conservation du moment, être

$$\mathbf{t}_w(z) = - \int_z^\infty dz D_w \frac{\partial^2}{\partial z^2} U_0$$

accompagnée par une croissance des ondes marines. Le taux de croissance γ correspondant des ondes par le vent est, selon Miles (1957), donné par :

$$\mathbf{g} = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{e} \cdot c |c_c|^2 \frac{U_{0c}''}{|U_{0c}'|}$$

Où ε est le rapport de densité entre l'air et la mer, et c la vitesse de phase évaluée à la hauteur critique $z = z_c$, comme défini par la condition de résonance. Ici, la vitesse induite par les vagues χ obéit à l'équation de Rayleigh :

$$W\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\right)\mathbf{c} = W'''\mathbf{c}$$

Avec les conditions limites : $\chi(0) = 1, \chi(\infty) \rightarrow 0$.

Il est à noter qu'une onde se propageant sous un angle θ par rapport au vent n'interagit qu'avec sa composante effective $U_0 \cos \theta$. En d'autres termes, la croissance d'une onde se propageant à un angle θ peut être obtenue à partir du taux de croissance d'une onde se propageant dans la direction du vent en remplaçant U_0 par $U_0 \cos \theta$. D'après Miles (1957), le taux de croissance des vagues par le vent peut être écrit comme :

$$\mathbf{g} = \mathbf{e} \cdot \mathbf{b} \cdot \mathbf{w} \left(\frac{u_*}{c}\right)^2 \cos^2 \mathbf{q}$$

Le paramètre de Miles β dépend, en général, de 3 valeurs sans dimensions :

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}\{u_* \cos \mathbf{q} / c, s, \Omega\}$$

Où s est la pente de la vague, $s = k^4 \phi$, et $\Omega = gz_0 / u_*^2$, avec z_0 une longueur de rugosité typique du profil de vent.

2.1.2.1. Dépendance de la contrainte totale à la contrainte générée par les vagues et à la vitesse du vent :

Janssen cherche à déterminer la contrainte totale τ lorsque la contrainte générée par les vagues τ_w et la vitesse du vent U_{10} à 10 mètres d'altitude sont données. En considérant l'équilibre de contrainte de l'écoulement de l'air sur les ondes océaniques dans un état stable, et en appliquant cela à $z = z_0$. En négligeant la contrainte visqueuse, le résultat est :

$$\mathbf{t}_w(z = z_0) + \mathbf{t}_{turb}(z = z_0) = \mathbf{t}$$

avec τ_{turb} donnée précédemment et en utilisant le profil logarithmique suivant :

$$U_0(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z + z_1}{z_0 + z_1} \right)$$

La contrainte turbulente à $z = z_0$ est :

$$\mathbf{t}_{\text{turb}}(z_0) = \mathbf{t} \left(\frac{z_0}{z_0 + z_1} \right)^2$$

La combinaison des dernières équations donne :

$$z_1 = z_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-x}} - 1 \right) \quad x = \mathbf{t}_w / \mathbf{t}$$

Pour z_1 , et pour $L \gg z_1$, le coefficient de traînée, défini comme $C_D(L) = (u_* / U_0(L))^2$, devient

$$C_D(z=L) = \left(\frac{k}{\ln(L/z_2)} \right)^2 \quad z_2 = z_0 \sqrt{1-x}$$

$\tau = C_D U_0^2$, la contrainte totale dans la couche de surface est obtenue à partir d'une solution itérative de :

$$\mathbf{t} = \left\{ \frac{k U_0(L)}{\ln(L/z_2)} \right\}^2$$

où L est pris égale à 10 m. Donc, pour une contrainte générée par les ondes et une vitesse de vent $U_0(10)$ données, il est possible de déterminer la contrainte totale τ et la longueur de rugosité z_2 .

Il reste à déterminer τ_w .

2.1.2.2. La contrainte induite par les vagues τ_w

En utilisant la conservation du moment, la contrainte générée par les vagues τ_w ($z = 0$) doit être reliée au taux de changement du moment d'onde du au vent (Janssen, 1989)

$$\vec{P} = \rho_w \mathbf{w} \mathbf{f}(k) \vec{l}$$

$$\vec{l} = \vec{k} / k$$

Avec : ρ_w = densité de l'eau

$\phi(k)$ = spectre d'élévation de la surface

Alors, la contrainte totale induite par les vagues $\tau_w(0)$ est :

$$\vec{\tau}_w(0) = \int k dk d\mathbf{q} \left. \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right|_{wind}$$

Avec l'aide de l'expression pour le taux de croissance, la contrainte totale s'écrit :

$$\vec{\tau}_w = \mathbf{t} \int_0^\infty k dk \int_D d\mathbf{q} k^2 \mathbf{b} \Phi \cos^2 \mathbf{q} \vec{l}$$

$$D = |\mathbf{q}| < \mathbf{p} / 2$$

Nous avons choisi la théorie de Janssen car il a démontré qu'utiliser l'âge de la houle pour classifier l'état de la mer est trop schématique surtout pour des cas où la mer de vent et la houle sont mélangées ce qui est le cas des Pertuis Charentais.

La figure suivante montre la dépendance, obtenue par Janssen (1991), des coefficients de traînée par l'âge de la houle C_p/u^* .

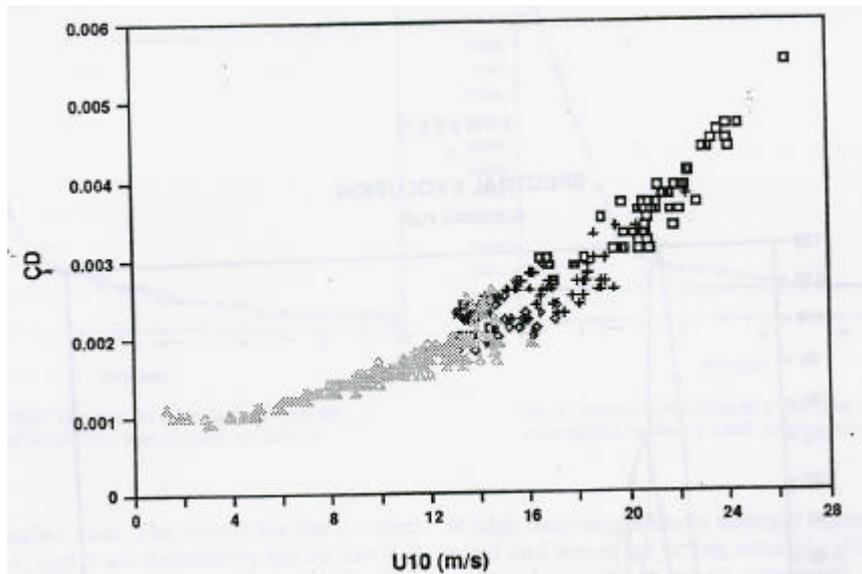


Figure n°2-3 : coefficient de traînée en fonction de la vitesse du vent U_{10} pour les prédictions de la mer du Nord. Les résultats sont figurés selon l'âge de la houle C_p/u^* . Symboles : (○) $10 < C_p/u^* < 15$, (+) $15 < C_p/u^* < 20$, (◇) $20 < C_p/u^* < 25$, (Δ) $C_p/u^* > 25$. Source : Janssen (1991)

Selon Janssen, la raison pour laquelle une stratification claire selon l'âge de la houle n'est pas présente sur cette figure, c'est que la contrainte générée par la houle est déterminée par la partie haute-fréquence du spectre et que, dans les cas de mer de vent et houle mélangées, il n'existe pas de relation définie entre l'âge de la houle et la partie haute fréquence du spectre.

Il propose donc de représenter ces données selon le rapport τ_w / τ .

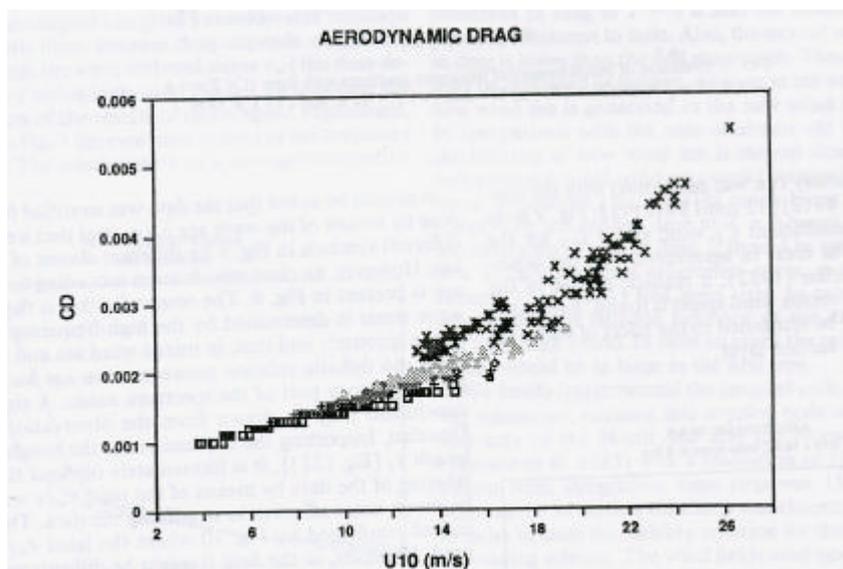


Figure n°2-4 : comme la figure n°2-3, sauf que les résultats sont classés selon le rapport τ_w / τ . Symboles : (○) $\tau_w / \tau < 0.6$, (+) $0.6 < \tau_w / \tau < 0.7$, (◇) $0.7 < \tau_w / \tau < 0.8$, (Δ) $0.8 < \tau_w / \tau < 0.9$, (×) $0.9 < \tau_w / \tau < 1.0$. Source : Janssen (1991)

2.2. Contrainte de frottement sur le fond :

La contrainte de frottement sur le fond peut être générée par :

- un courant
- les vagues
- un mouvement combiné entre les vagues et un courant

Comme nous l'avons vu dans la partie 1, la contrainte de frottement sur le fond τ_0 est la force de frottement exercée par unité de surface de fond par le courant qui s'écoule au dessus. Elle est reliée à la vitesse du courant moyennée sur la verticale U à travers le coefficient de frottement C_f par la loi quadratique de frottement :

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \rho C_f |u| \bar{u}$$

2.2.1. Contrainte de frottement due aux vagues :

Les effets de frottement près du fond produisent une couche limite oscillatoire dans laquelle l'amplitude de la vitesse orbitale de la houle (chapitre 3.1) augmente rapidement avec la hauteur de 0 au fond à la valeur U_w en haut de la couche limite. Pour un fond lisse et des vitesses orbitales relativement petites la couche limite peut être laminaire, mais plus souvent dans les cas où les sédiments sont en mouvement elle sera turbulente. En l'absence de courant, la turbulence est confinée dans la couche limite, qui pour la houle a une épaisseur de quelques millimètres ou centimètres seulement, alors que pour un courant, elle est épaisse de quelques mètres ou dizaines de mètres. Ceci a pour effet de produire une plus grande contrainte de vitesse dans la couche limite de houle, qui est à l'origine d'une contrainte de frottement sur le fond de houle avec une amplitude de vitesse orbitale U_w beaucoup plus grande que celle produite par un courant avec une vitesse moyennée sur la profondeur U égale (Soulsby, 1997 ; Sleath, 1984).

Comme pour les courants, la propriété hydrodynamique la plus importante de la houle pour le transport de sédiments est la contrainte de frottement sur le fond qu'elle produit. Elle est oscillatoire dans le cas de la houle et a une amplitude τ_{wb} . Elle est obtenue à partir de la vitesse orbitale sur le fond U_w à travers le facteur de frottement de houle f_w et définie par :

$$\tau_{wb} = \frac{1}{2} \rho f_w U_w^2$$

Le facteur de frottement de houle f_w est dépendent du type d'écoulement (laminaire, turbulent lisse ou turbulent rugueux) qui, lui, dépend du nombre de Reynolds R_w et de la rugosité relative r :

$$R_w = \frac{U_w A}{\nu}$$

$$r = \frac{A}{k_s}$$

où $A = U_w T / 2\pi =$ déplacement semi-orbital des particules fluides sous l'action des vagues

$\nu =$ viscosité cinématique

$k_s =$ rugosité de Nikuradse

Myrhaug (1989) a donné une relation implicite pour f_w , en utilisant l'expression de Christoffersen et Jonsson (1985), qui est valide dans des écoulements turbulents lisses, transitoires ou rugueux :

$$\frac{0.32}{f_w} = \left(\ln(6.36 r f_w^{1/2}) - \ln \left[1 - \exp \left(-0.0262 \frac{R_w f_w^{1/2}}{r} \right) \right] + \frac{4.71 r}{R_w f_w^{1/2}} \right)^2 + 1.64$$

Pour un écoulement turbulent rugueux de nombreuses formules ont été proposées pour le facteur de frottement sur le fond rugueux f_{wr}

Swart (1974) :

$$f_{wr} = 0.3 \quad \text{pour} \quad r \leq 1.57$$

$$f_{wr} = 0.00251 \exp(5.21 r^{-0.19}) \quad \text{pour} \quad r > 1.57$$

Nielsen (1992) :

$$f_{wr} = \exp(5.5 r^{-0.2} - 6.3) \quad \text{pour} \quad \text{tout} \quad r$$

Soulsby (1997) :

$$f_{wr} = 1.39 \left(\frac{A}{Z_0} \right)^{-0.52} \quad \text{pour tout } r$$

qui peut aussi s'écrire en utilisant $Z_0 = k_s / 30$ comme :

$$f_{wr} = 0.237 r^{-0.52} \quad \text{pour tout } r$$

Le facteur de frottement sur le fond lisse f_{ws} peut être calculé à partir de :

$$f_{ws} = BR_w^{-N}$$

Où $B = 2$, $N = 0.5$ pour $R_w \leq 5 \cdot 10^5$ (laminaire)

$B = 0.0521$, $N = 0.187$ pour $R_w > 5 \cdot 10^5$ (turbulent lisse)

Des valeurs alternatives pour des écoulements turbulents lisses sont $B = 0.035$, $N = 0.16$ (Fredsoe et Deigaard, 1992) ; $B = 0.0450$, $N = 0.175$ (Myrhaug, 1995).

2.2.2. Houle et courants combinés :

Dans la plupart des mers côtières, la houle et les courants jouent un rôle important dans la génération des surcotes. Le traitement dans ce cas est compliqué par le fait que les vagues et les courants interagissent entre eux hydrodynamiquement, donc leur comportement combiné n'est pas simplement une somme linéaire de leurs comportements séparés. Les manières par lesquelles les vagues et courants interagissent incluent :

- la modification de la vitesse de phase et de la longueur d'onde des vagues par le courant, menant à la réfraction des vagues.
- l'interaction des couches limites de courant et de houle, menant à l'amplification des composantes stationnaires et oscillatoires de la contrainte de frottement sur le fond.
- la génération de courants par les vagues, incluant les courants de dérive.

La contrainte de frottement sur le fond due à la combinaison des vagues et courants est amplifiée par rapport aux valeurs qui résultent de l'addition linéaire des contraintes dues aux vagues seules et aux courants seuls (figure n°2-5).

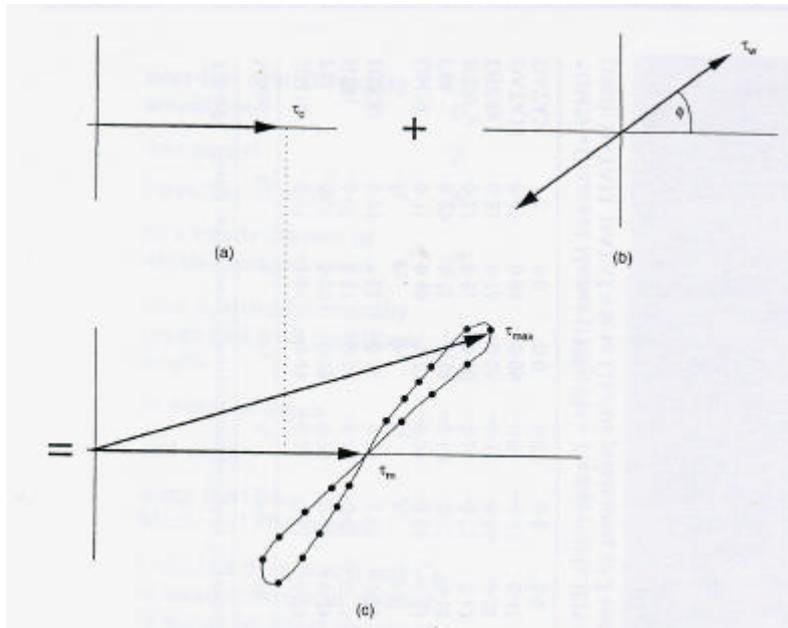


Figure n°2-5 : diagramme schématique de l'interaction non linéaire des contraintes de frottement sur le fond générées par la houle et les courants (Soulsby, 1997).

Ceci se produit à cause de l'interaction non-linéaire entre les couches limites de courant et de houle. Plus de 20 théories et modèles différents ont été proposés pour décrire ce processus. Une comparaison entre les prédictions des contraintes moyenne (τ_m) et maximum (τ_{max}) pendant un cycle de houle par 8 de ces modèles est montrée sur la figure n°2-6.

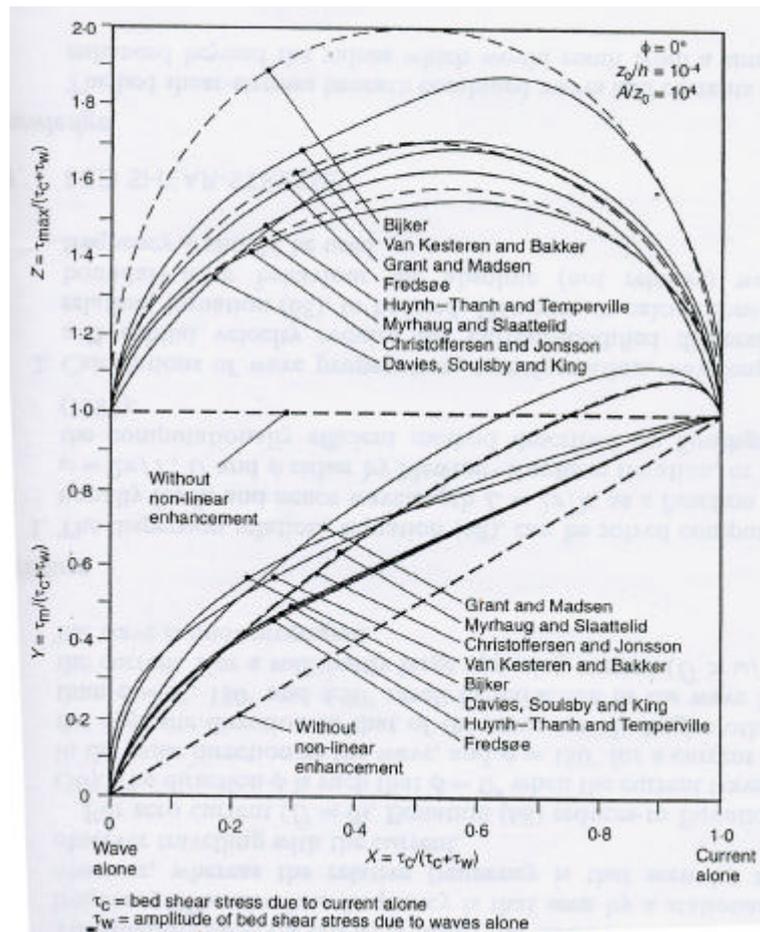


Figure n°2-6 : Intercomparaison de 8 modèles pour la prédiction des contraintes moyenne (τ_m) et maximum (τ_{max}) générées par la houle et les courants. (Soulsby, 1997).

Des différences de 30 à 40 % entre les modèles sont souvent trouvées, et des différences supérieures à un facteur 3 se produisent pour des conditions fortement dominées par la houle.

2.2.3. Théorie de Christoffersen et Jonsson :

Dans cette étude nous allons prendre en compte les interactions de la houle et des courants avec le fond marin à travers la contrainte de frottement sur le fond. Pour cela, nous avons utilisé la théorie de Christoffersen et Jonsson (1985). Christoffersen et Jonsson (1985) séparent la contrainte due à la houle et au courant en deux parties :

$$\tau = \tau_w + \tau_c,$$

où τ_w est la contrainte due à la houle et τ_c est la partie due au courant. En utilisant le concept de la viscosité turbulente («eddy-viscosity») et en résolvant les équations de la couche limite ils proposent la procédure de calcul suivante :

Les quantités connues dans une modélisation des courants et de la houle sont normalement :

la vitesse de courant moyennée sur la profondeur U , la direction du courant δ , la profondeur moyenne de l'eau h , l'amplitude de la houle a , la direction des vagues α , la période absolue de l'onde T_a et la rugosité de Nikuradse K_N .

$$u_{wbm} = a_{bm} \omega_r$$

$$a_{bm} = \frac{a}{\sinh(kh)}$$

$$\omega_r = \sqrt{gk \tanh(kh)}$$

$$\omega_a = \omega_r + k.U$$

avec : a_{bm} = amplitude de la particule de houle juste en dehors de la couche limite

ω_r = pulsation relative

k = nombre d'onde

g = gravité

ω_a = pulsation absolue

\mathbf{k} = vecteur du nombre d'onde

u_{wbm} = vitesse orbitale de la houle au fond

En utilisant les équations précédentes nous pouvons déterminer u_{wbm} , a_{bm} , ω_r , ω_a . Ceci donne les quatre paramètres adimensionnels :

$$\frac{u_{wbm}}{K_N \omega_a} = \frac{a_{bm} \omega_r}{K_N \omega_a}, \frac{K_N}{h}, \frac{U}{u_{wbm}}, \text{ et } (\mathbf{d} - \mathbf{a})$$

qui déterminent les coefficients de frottement ξ et f_w dues respectivement au courant et à la houle et tout ce qui est en rapport avec les couches limites de houle et de courant.

Voici le schéma de calcul :

(1) calcul de f_c avec $K_a = K_N$ (courant pur) à partir de :

$$\sqrt{\frac{2}{f_c}} = \frac{1}{K} \ln \frac{30h}{e K_N} - \frac{1}{K} \ln \frac{K_a}{K_N}$$

avec K_a = rugosité apparente

(2) calcul de J et f_w avec $m = 1$ (houle pure) à partir de :

$$J = \frac{u_{wbm}}{K_N w_a} \sqrt{\frac{m f_w}{2}} \left(= \frac{u f m}{K_N w_a} \right)$$

$$\frac{f_w}{m} = \frac{2b}{J}$$

(3) f_c fixé, itération jusqu'à une précision suffisante pour σ , m , J et f_w à travers :

$$m = \sqrt{1 + s^2 + 2s |\cos(d - a)|}$$

$$t_{bm} = t_{wbm} m = \frac{1}{2} f_w r u_{wbm}^2 m$$

$$J = \frac{u_{wbm}}{K_N w_a} \sqrt{\frac{m f_w}{2}} \left(= \frac{u f m}{K_N w_a} \right)$$

$$\frac{f_w}{m} = \frac{2b}{J}$$

(4) Calcul de l'épaisseur de la couche limite due à la houle d_w et de K_a (avec $r = 0.450$ et $\beta = 0.0747$) à partir de :

$$\frac{d_w}{K_N} = r \frac{p}{\sqrt{2}} \sqrt{bJ}$$

$$\frac{K_a}{K_N} = 30 \frac{d_w}{K_N} \exp \left(- \frac{K d_w}{b K_N} \sqrt{\frac{s}{m}} \right)$$

(5) calcul d'un nouvel f_c avec :

$$\sqrt{\frac{2}{f_c}} = \frac{1}{K} \ln \frac{30h}{e^{K_N}} - \frac{1}{K} \ln \frac{K a}{K_N}$$

(6) répétition des étapes (2) –(6) jusqu'à une précision suffisante pour f_c .

2.3. Contrainte de radiation :

L'existence des vagues implique le transport latéral de la quantité du mouvement appelé par Longuet-Higgins et Stewart (1964) contrainte de radiation (« radiation stress »). Nous allons exposer les bases sur la notion de la contrainte de radiation selon Longuet-Higgins et Stewart (1964).

Les ondes de surface possèdent une quantité de mouvement (= moment) qui est dirigée parallèlement à la direction de propagation et est proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde (Lamb, 1932, section 250). Si un train d'onde est réfléchi à partir d'un obstacle, ce moment est inversé. La conservation du moment requiert alors qu'il y ait une force exercée sur l'obstacle, égale au taux de changement du moment de l'onde. Cette force est une manifestation de la contrainte de radiation.

Une contrainte est par définition équivalente au flux du moment (Landau et Lifchitz, 1980). La contrainte de radiation peut être définie comme l'excès du flux du moment dû à la présence des vagues.

2.3.1. Ondes progressives dans de l'eau de profondeur uniforme :

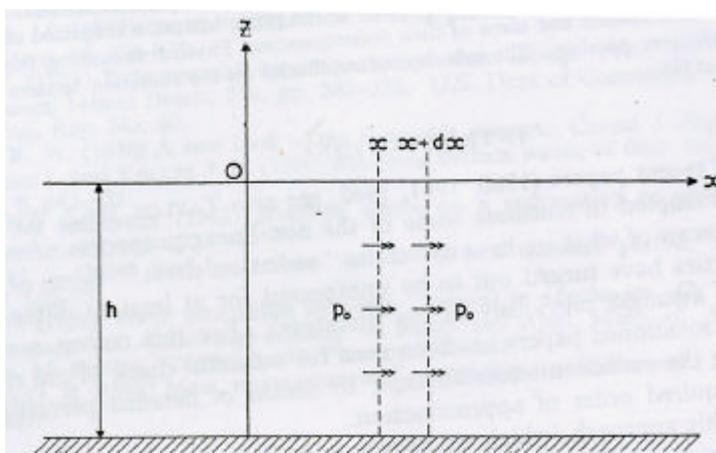


Figure n°2-7 : flux du moment dans un fluide stationnaire. Source : Longuet-Higgins et Stewart (1964).

Le flux du moment est composé de 2 parties : une due à la pression et l'autre aux vitesses des particules d'eau. Calculons, d'abord, la partie due à la pression.

La pression P en chaque point, en absence des ondes, est égale à la pression hydrostatique :

$$P = -\rho g z \quad (1)$$

Avec :

ρ = densité

g = gravité

z = cote mesurée à partir de la surface moyenne

Si cette pression en absence des vagues est notée P_0 , alors le flux du moment horizontal à travers un plan vertical $x = \text{constante}$ est simplement P_0 par unité de distance verticale :

$$\int_{-h}^0 P_0 dz \quad (2)$$

L'équation (2) correspond au flux du moment sans vagues (surface de la mer lisse).

Maintenant, calculons le flux du moment en présence d'un mouvement dû à une onde progressive :

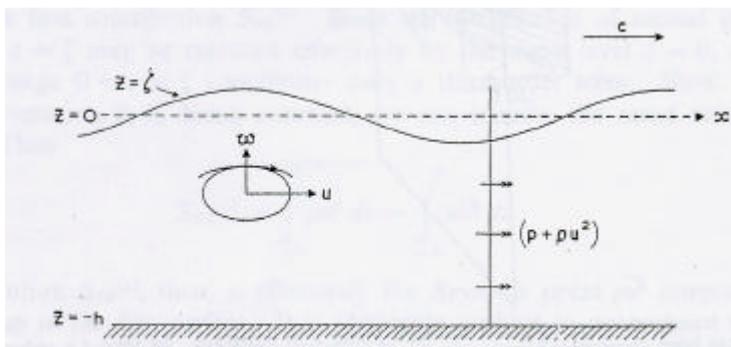


Figure n°2-8 : flux du moment dans une onde progressive. Source : Longuet-Higgins et Stewart (1964).

Soit l'élévation de la surface : $z = \xi$:

$$\xi = a \cos(kx - \omega t) \quad (3)$$

Avec : a = amplitude de l'onde

$k = 2\pi/L$ L = longueur d'onde

$\sigma = 2\pi/T$ T = période de l'onde

Les orbites des particules sont elliptiques avec en général l'axe majeur horizontal. (En eau profonde, les orbites sont circulaires). Les composantes correspondantes de la vitesse sont :

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{aS}{\sinh(kh)} \cosh(k(z+h)) \cos(kx - \sigma t) \\ w &= \frac{aS}{\sinh(kh)} \sinh(k(z+h)) \sin(kx - \sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

A un instant donné, le flux du moment horizontal à travers une unité de surface d'un plan vertical est :

$$P + \rho u^2 \quad (5)$$

Dans cette expression, le terme ρu^2 représente le transfert de moment ρu (par unité de volume) avec la vitesse u par unité de temps. Le terme ρu^2 est analogue à une pression. Même si la vitesse moyenne u est zéro, la valeur moyenne de u^2 ne l'est pas.

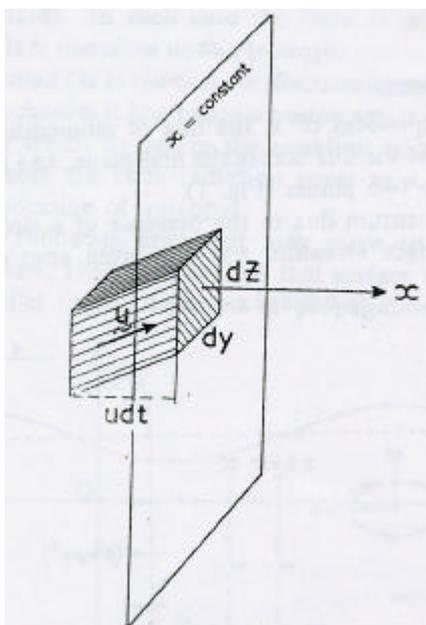


Figure n°2-9 : transport du moment à travers un plan $x = \text{constante}$. Au temps t , un volume udt par unité de surface a été transporté à travers les plans. Le moment transporté est donc : $\rho u udt$. Source : Longuet-Higgins et Stewart (1964)

Le flux total du moment horizontal à travers un plan $x = \text{constante}$, est donné par l'intégrale entre le fond ($z = -h$) et la surface libre ($z = \xi$) :

$$\int_{-h}^{\mathbf{x}} (P + ru^2) dz \quad (6)$$

L'équation (6) représente le flux du moment en présence de vagues (surface de la mer ondulée).

La principale composante de la contrainte de radiation : S_{xx} est définie comme la valeur moyenne de (6) par rapport au temps, moins le flux moyen en absence de vagues, c'est-à-dire :

Remarque : il faut calculer la valeur moyenne qu'après l'intégration car la fluctuation de la surface contribue elle-même au flux du moment. Pour mieux souligner ceci, l'équation (7) est

$$S_{xx} = \overline{\int_{-h}^{\mathbf{x}} (P + ru^2) dz} - \int_{-h}^0 P_0 dz \quad (7)$$

séparée en trois parties :

$$S_{xx} = S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} + S_{xx}^{(3)} \quad (8)$$

Où :

$$\left. \begin{aligned} S_{xx}^{(1)} &= \overline{\int_{-h}^{\mathbf{x}} ru^2 dz} \\ S_{xx}^{(2)} &= \overline{\int_{-h}^0 (P - P_0) dz} \\ S_{xx}^{(3)} &= \overline{\int_0^{\mathbf{x}} P dz} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$S_{xx}^{(1)}$:

Tant que l'intégrand est de second ordre, la limite supérieure $z = \xi$ peut être remplacée par le niveau moyen $z = 0$, tant que $0 < z < \xi$ contribue seulement au terme de troisième ordre. Maintenant, les deux limites d'intégration 0 et h sont constantes, donc :

$$S_{xx}^{(1)} = \int_{-h}^0 \overline{ru^2} dz = \int_0^h \overline{ru^2} dz \quad (10)$$

La contribution de $S_{xx}^{(1)}$ correspond à la contrainte de Reynolds $\overline{ru^2}$ intégrée depuis le fond jusqu'à la surface libre (cette contrainte est généralement positive).

$S_{xx}^{(2)}$:

Comme pour (10), la valeur moyenne peut être prise à l'intérieur des bornes d'intégration :

$$S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 (\overline{P} - P_0) dz \quad (11)$$

En d'autres termes, $S_{xx}^{(2)}$ correspond aux variations de la pression moyenne dans le fluide.

La pression \overline{P} contient généralement des termes proportionnels à a^2 , ce qui peut être trouvé par une analyse de second ordre. Cependant, tous les termes de second ordre n'ont pas besoin d'être calculés explicitement ; \overline{P} peut être trouvé directement en considérant le flux vertical du moment vertical.

Le flux moyen du moment vertical à travers un plan horizontal, qui est $\overline{P + rw^2}$, peut être suffisant pour supporter le poids de l'eau au dessus de lui. Tant que le niveau moyen de l'eau est à $z = 0$,

$$\overline{P + rw^2} = -rgz = P_0 \quad (12)$$

$$\overline{P} - P_0 = -\overline{rw^2} \quad (13)$$

En général, $\overline{P} < P_0$ (= Pression hydrostatique)

D'où :

$$S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 (-r\overline{w^2})dz \quad (14)$$

En général, $S_{xx}^{(2)}$ est négatif.

En combinant (10) et (14) :

$$S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 r\overline{(u^2 - w^2)}dz \geq 0 \quad (15)$$

Tant que les axes majeurs des orbites des particules sont horizontales, $u^2 \geq w^2$. En substituant les vitesses obtenues dans l'équation (4) :

$$S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} = \frac{1}{2} \frac{ra^2s^2h}{\sinh^2(kh)} = \frac{rga^2kh}{\sinh(2kh)} \quad (16)$$

Pour la dernière étape, la relation de fréquence suivante (valable pour les ondes de petite amplitude) a été utilisée :

$$s^2 = gk \tanh(kh) \quad (17)$$

En eau profonde, les orbites des particules sont des cercles et $\overline{u^2} = \overline{w^2}$; la contrainte de Reynolds est isotrope en x et z. La contribution positive $r\overline{u^2}$ de la contrainte de Reynolds horizontale est alors exactement compensée par la baisse de pression $-r\overline{w^2}$ de la contrainte de Reynolds verticale. Par contre, dans les eaux peu profondes, les orbites sont allongées horizontalement, et $\overline{w^2}$ devient petit devant $\overline{u^2}$. Alors $r\overline{(u^2 - w^2)}$ devient simplement $r\overline{u^2}$. Pour la même raison, l'énergie cinétique est alors juste $1/2 r\overline{u^2}$ par unité de volume, $S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)}$ est alors le double de la densité d'énergie cinétique, qui est la densité d'énergie totale des ondes.

$S_{xx}^{(3)}$:

Ce terme est égal à la pression P intégrée entre 0 et ξ moyennée ensuite sur le temps. Il est évalué facilement ; à proximité de la surface libre P est presque égale à la pression hydrostatique en dessous de la surface libre :

$$P = \mathbf{r}g(\mathbf{x} - z) \quad (18)$$

Donc, la pression en n'importe quel point proche de la surface fluctue en phase avec l'élévation de surface ξ . En substituant (18) dans (9) :

$$S_{xx}^{(3)} = \frac{1}{2} \mathbf{r}g \overline{\mathbf{x}^2} \quad (19)$$

Donc $S_{xx}^{(3)}$ est en général positif et est en fait égal à la densité d'énergie potentielle, c'est-à-dire la moitié de la densité d'énergie totale :

$$S_{xx}^{(3)} = \frac{1}{4} \mathbf{r}ga^2 = \frac{1}{2} E \quad (20)$$

où :

$$E = \frac{1}{2} \mathbf{r}ga^2 \quad (21)$$

A partir des équations (15) et (19) :

$$S_{xx} = S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} + S_{xx}^{(3)} \geq 0 \quad (22)$$

En insérant les valeurs trouvées en (16) et (20) :

$$S_{xx} = E \left(\frac{2kh}{\sinh(2kh)} + \frac{1}{2} \right) \quad (23)$$

Le rapport $2kh/\sinh(2kh)$ est toujours compris entre 0 et 1. En eau profonde ($kh \geq 1$), le rapport tend vers 0 et donc :

$$S_{xx} = \frac{1}{2} E \quad (24)$$

Tandis qu'en eau peu profonde ($kh \leq 1$), le rapport tend vers 1 et :

$$S_{xx} = \frac{3}{2} E \quad (25)$$

La composante transversale de la contrainte de radiation est notée S_{yy} . Un écoulement de moment-y (moment parallèle à la crête des vagues) à travers un plan $y = \text{constante}$.

Par correspondance avec l'équation (7) :

$$S_{yy} = \overline{\int_{-h}^{\mathbf{x}} (P + \mathbf{r}v^2) dz} - \int_{-h}^0 P_0 dz \quad (26)$$

Où v est la composante transverse de la vitesse. Comme pour S_{xx} , S_{yy} peut s'écrire comme la somme de trois parties :

$$S_{yy} = S_{yy}^{(1)} + S_{yy}^{(2)} + S_{yy}^{(3)} \quad (27)$$

Où :

$$\left. \begin{aligned} S_{yy}^{(1)} &= \overline{\int_{-h}^{\mathbf{x}} \mathbf{r}v^2 dz} \\ S_{yy}^{(2)} &= \overline{\int_{-h}^0 (P - P_0) dz} \\ S_{yy}^{(3)} &= \overline{\int_0^{\mathbf{x}} P dz} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Pour les ondes de gravité, la vitesse transverse disparaît partout et donc :

$$S_{yy}^{(1)} = 0 \quad (29)$$

Tandis que $S_{yy}^{(2)}$ et $S_{yy}^{(3)}$ sont égales à $S_{xx}^{(2)}$ et $S_{xx}^{(3)}$ respectivement :

$$S_{yy}^{(2)} = \int_{-h}^0 (-\mathbf{r} \overline{w^2}) dz \leq 0$$

$$S_{yy}^{(3)} = \frac{1}{2} \mathbf{r} g \overline{x^2} \geq 0 \quad (30)$$

En utilisant (4) et (17) : (31)

$$S_{yy} = E \left(\frac{kh}{\sinh(2kh)} \right) \quad (32)$$

En eau profonde, $\overline{w^2} = \overline{u^2} = \frac{1}{2} \overline{(u^2 + v^2 + w^2)}$, alors $S_{yy}^{(2)}$ est égal au minimum de la densité d'énergie cinétique qui est $-1/2 E$. $S_{yy}^{(2)}$ efface $S_{yy}^{(3)}$ et S_{yy} disparaît :

$$S_{yy} = 0 \quad (kh \gg 1) \quad (33)$$

En d'autres termes, le déficit dans la pression moyenne \overline{P} dû à la contrainte de Reynolds $\mathbf{r} \overline{w^2}$ est exactement compensée, en eau profonde, par l'effet de déformation de surface.

En eau peu profonde, $\overline{w^2}$ est petite ; $S_{yy}^{(2)}$ est négligeable et :

$$S_{yy} = S_{yy}^{(3)} = \frac{1}{2} E \quad (34)$$

L'écoulement du moment-x à travers le plan $y = \text{constante}$ est donné par :

$$S_{xy} = \int_0^{\overline{x}} r u v dz \quad (35)$$

Il n'y a pas de contribution de la pression moyenne. Tant que \overline{uv} disparaît :

$$S_{xy} = 0$$

à condition que la direction x soit la direction de propagation d'onde.

Finalement, le tenseur de contrainte suivant est obtenu :

$$S = E \begin{pmatrix} \frac{2kh}{\sinh(2kh)} + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{kh}{\sinh(2kh)} \end{pmatrix} \quad (36)$$

Chapitre 3. Présentation des différents modèles numériques

La prise en compte des phénomènes météorologiques nécessite des modèles à large échelle. En effet, la carte de la formation de la tempête de décembre 1999 (cf figure n°1-4) montre clairement que la perturbation atmosphérique à l'origine de cette tempête couvre une large zone du Golfe de Gascogne à la Mer du Nord. Cependant, dans la partie 1, nous avons vu que la géométrie de la ligne de côte avait une influence importante sur les amplitudes des marées. Or, pour modéliser les surcotes, nous avons besoin de prédictions de marée les plus précises possibles ; de plus, la configuration de la côte à l'échelle de 100 mètres peut jouer un rôle d'amplificateur sur les surcotes comme sur les marées. Il est donc indispensable de construire des modèles de petite échelle attachés à des modèles de plus grande échelle (voir figure n° 3-1).

La méthode de la modélisation des marées présentée dans la partie 1 s'applique également au calcul de la propagation des surcotes en 2 dimensions horizontales. Pour simuler la propagation des surcotes, il faut, évidemment, prendre en compte le forçage météorologique en plus du potentiel générateur des marées. Quand il s'agit de modèles d'emprise réduite comme celui de notre étude, le forçage s'effectue à travers la frontière raccordant le modèle local au modèle global. A chaque instant du temps de la simulation, nous imposons sur cette frontière le niveau de la mer composé des harmoniques de marée et de la surcote prédite par le modèle global. La surcote prescrite sur la frontière ouverte s'appelle parfois surcote *externe* (Davies and Lawrence, 1994, 1995).

Contrairement à la simulation des marées nous allons prendre en compte les interactions entre la marée, la surcote, la houle et le vent. Les variations du niveau de la mer (marée + surcote) se propagent de la frontière ouverte vers l'intérieur des Pertuis et subissent les transformations provoquées par : (1) l'interaction avec le vent et la houle (2) le frottement au fond. Dans l'estimation des surcotes il faut tenir également compte des contraintes de radiation dues à la houle (Longuet-Higgins et Stewart, 1964).

Ces trois mécanismes physiques qui affectent la génération des surcotes sont décrits dans le chapitre 3.

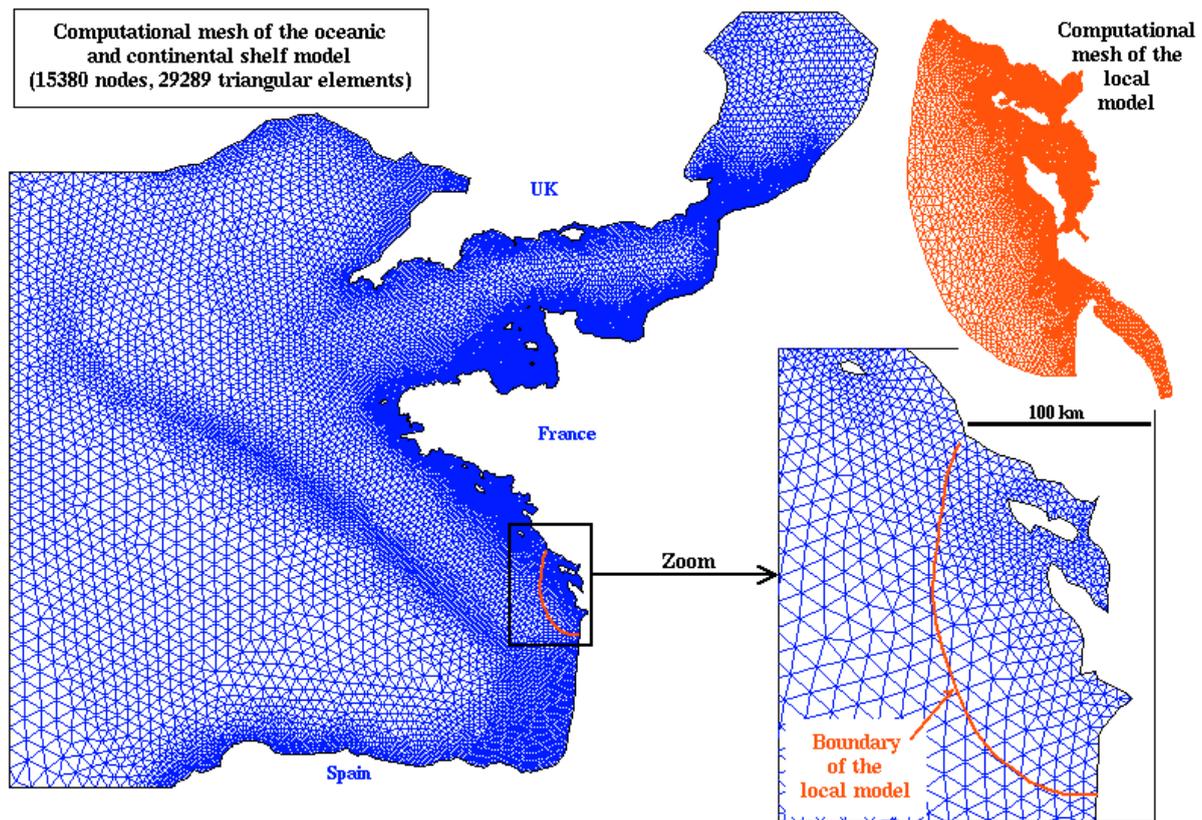


Figure n°3-1 : grilles de simulation : la grille à éléments finis du modèle à large échelle du plateau continental développé par EDF R&D LNHE et un modèle de plus petite échelle construit pour cette étude.

3.1. Modèle de marée :

Pour simuler la propagation de la marée dans les Pertuis charentais, le modèle tidal décrit dans la partie 1 a été utilisé. Pour rappel, ce modèle résout les équations de Navier-Stokes moyennées sur la verticale données dans le §3.1 de la première partie (Hervouet et Van Haren, 1994).

3.2. Modèle de surcote :

La modélisation des ondes de tempête associées aux surcotes / décotes peut se faire directement grâce au logiciel TELEMAC-2D en combinant les termes de forçage de marée et les termes d'origine météorologique (champ de vent et pression) car elles sont assimilables à des écoulements quasi-horizontaux (Benoit et al. 1997).

Ce calcul combiné permet de prendre en compte directement certains effets d'interaction non linéaires entre les ondes de marée et de tempête.

Pour modéliser les surcotes / décotes, les termes sources S_x et S_y présents dans les équations ci - dessus sont définis comme :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \end{pmatrix} = \vec{S}_p + \vec{S}_v$$

Pression :

$$\vec{S}_p = \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \end{pmatrix} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad}(Pa)$$

Pa = pression atmosphérique

ρ = masse volumique de l'eau

Vent :

$$\vec{S}_v = \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \end{pmatrix} = \frac{1}{h\rho} \vec{\tau}_s$$

τ_s = contrainte de surface = $\rho * C_d * U_{vent}^2$

h = hauteur d'eau

C_d = coefficient de traînée avec $C_d = 0.565 \cdot 10^{-3}$ si $U_{vent} < 5$ m/s

$C_d = (-0.12 + 0.137 U_{vent}) \cdot 10^{-3}$ si $5 < U_{vent} < 19.22$ m/s

$C_d = 2.512 \cdot 10^{-3}$ si $U_{vent} > 19.22$ m/s.

U_{vent} = Vitesse du vent mesurée à 10 mètres d'altitude

En plus de ces termes sources, une nouvelle condition limite a été introduite : le modèle est toujours forcé par l'amplitude et la phase des 10 constituants tidaux principaux. Mais à cette hauteur d'eau, la valeur de la surcote à la frontière, provenant du modèle plus large (figure n° 3-1), est ajoutée. L'équation de la hauteur d'eau à la frontière devient donc :

$$x(t) = S(t) + \sum_{i=1}^n a_i \cos(\omega_i t - \varphi_i)$$

Avec :

S = valeur de la surcote

a = amplitude du constituant tidal

ω = fréquence du constituant tidal

φ = phase du constituant tidal

3.3. Modèle d'états de mer :

La simulation numérique des vagues sur de grandes emprises maritimes s'effectue à l'aide de modèles dits d'états de mer, basés sur l'équation d'évolution de la densité spectro-angulaire de la houle. Ce type de modèle a d'abord été introduit dans le domaine de la météorologie pour la prévision des vagues en grande profondeur, puis progressivement étendu vers les mers continentales en intégrant des processus physiques liés à l'influence des fonds (Benoit et al., 1997 ; Mastenbroek and al., 1993).

Pour modéliser la houle et les états de mer dans les Pertuis Charentais, nous avons utilisé le logiciel TOMAWAC développé au sein du système TELEMAC par le Laboratoire National Hydraulique et Environnement (LNHE) (Benoit et al., 1996 ; Benoit, 2003).

Le code modélise l'évolution en temps du spectre directionnel d'action de la houle en tous les points d'une grille de calcul couvrant le domaine maritime d'intérêt. La grille choisie est la même que celle choisie pour le calcul des marées.

La densité spectro-angulaire d'action de la houle, notée N , est définie comme :

$$N = F / \mathbf{s}$$

où :

F est la densité spectro-angulaire d'énergie de la houle. C'est une fonction de la fréquence f et de la direction θ de la houle.

σ est la pulsation relative à la houle.

L'équation résolue dans TOMAWAC est celle de la densité d'énergie $F(x, y, f, \theta, t)$, fonction du temps t , des coordonnées spatiales x et y , de la direction de propagation θ et de la fréquence relative f_r :

$$\frac{\partial(B.\tilde{F})}{\partial t} + C_x \frac{\partial(B.\tilde{F})}{\partial x} + C_y \frac{\partial(B.\tilde{F})}{\partial y} + C_q \frac{\partial(B.\tilde{F})}{\partial \mathbf{q}} + C_{fr} \frac{\partial(B.\tilde{F})}{\partial fr} = B.Q$$

$$\text{avec : } F(f, \mathbf{q}) = \frac{Cg}{Cg + \vec{U} \cdot \vec{k} / k} \tilde{F}(fr, \mathbf{q})$$

La pulsation absolue $\omega = 2\pi.f$ (observée dans un repère fixe) est reliée à la pulsation relative

$\sigma = 2\pi.f_r$ (observée dans un repère se déplaçant à la vitesse du courant) par la relation Doppler :

$$\mathbf{w} = \mathbf{s} + \vec{k} \cdot \vec{u}$$

où k est le nombre d'onde, donné par la relation de dispersion linéaire des ondes de gravité en fonction de la profondeur h :

$$s^2 = gk \tanh(k.h)$$

Les vitesses de transfert en espace, direction et fréquence relative sont calculées à partir de la théorie linéaire de la houle. Le coefficient B provient du fait que l'équation de conservation doit être au départ écrite pour la conservation de l'action de la houle N exprimée en fonction des deux composantes du vecteur nombre d'onde :

$$B = C.Cg/(2ps^2)$$

Enfin, $C = \sigma/k$ et $Cg = \partial\sigma/\partial k$ sont respectivement les célérités de phase et de groupe de la houle.

Un modèle de houle pour les Pertuis Charentais a donc été réalisé utilisant ce code avec les champs de vent d'octobre 1999, de décembre 1999, de novembre 2000 et de janvier 2001.

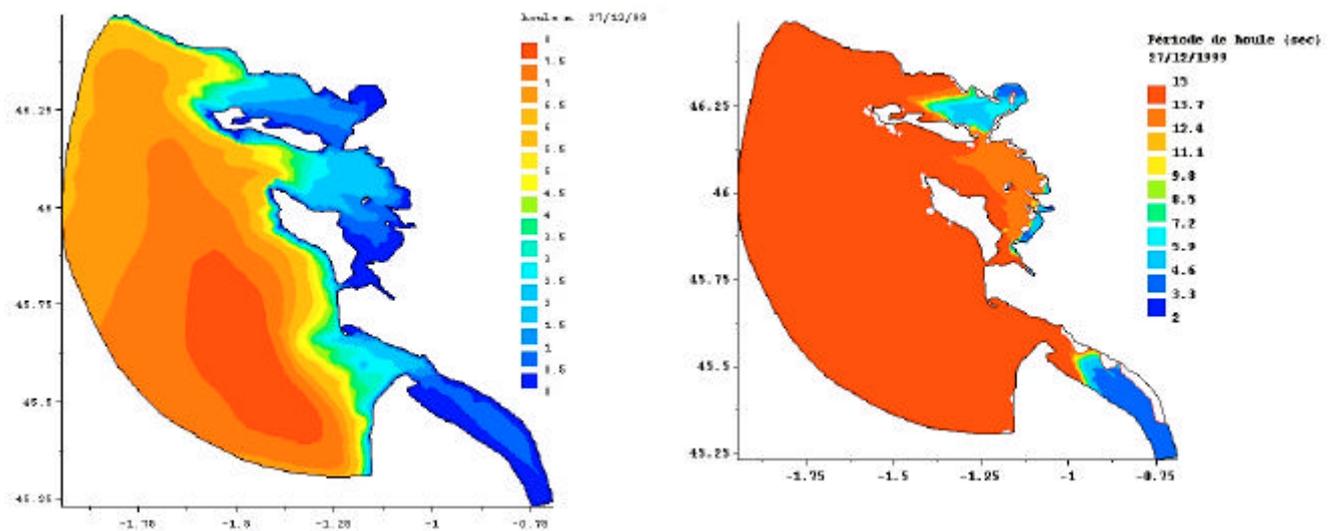


Figure n° 3-2 : hauteur significative H_{mo} (m) de houle et période (deg) dans les Pertuis Charentais le 27 décembre 1999 simulées par TOMAWAC.

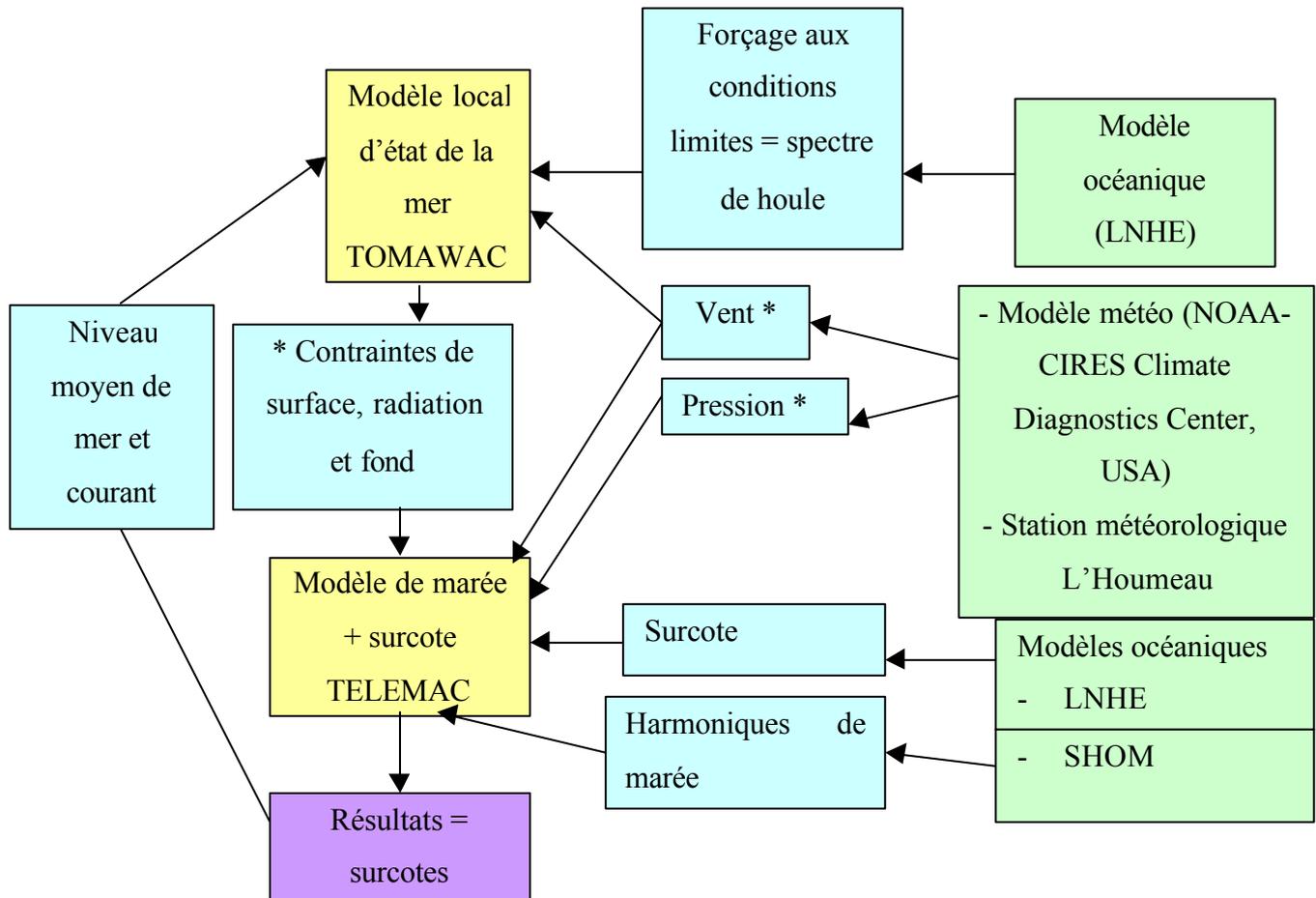
La figure n°3-2 illustre les résultats du calcul par TOMAWAC pour l'état de la mer le 27 décembre 1999. Nous pouvons remarquer l'effet protecteur des Pertuis Charentais : H_s , qui est de 8 mètres au large n'est plus que de 1 mètre à La Pallice. Cet effet a été remarqué dans toutes les simulations.

La distribution des sédiments (partie 1) dans les Pertuis est liée à ce phénomène : la vase se dépose dans les endroits où l'agitation due aux vagues est moins forte.

Vu le rôle protecteur des Pertuis, nous pourrions supposer que la houle n'a aucun effet à l'intérieur des Pertuis. Mais nous verrons que la prise en compte des interactions houle / marée est indispensable pour la prédiction des surcotes.

3.4. Méthode de couplage entre les différents modèles :

Le couplage entre les deux modèles décrits précédemment est présenté sur l'arborescence n°3-1.



Arborescence n°3-1 : méthode de modélisation des surcotes dans les Pertuis Charentais
 * = les valeurs sont définies sur toute la grille

Dans ce couplage, nous ne tenons pas compte de l'effet des courants dans les Pertuis Charentais sur la propagation de houle. Cet effet sera examiné dans le chapitre 5. Nous verrons que la prise en compte de l'impact des courants sur la houle ne modifie pas d'une façon importante les résultats que nous obtiendrons avec le couplage houle / marée.

Chapitre 4. Conditions météorologiques, de marée et de houle pendant les 5 tempêtes 1999-2001.

Les tempêtes présentent un caractère épisodique et il n'est pas toujours facile de trouver des événements pour lesquels les observations météorologiques et hydrographiques (courant et niveau de la mer) sont disponibles. Nous avons choisi (cf chapitre 1) pour la simulation numérique 5 tempêtes accompagnées de surcotes de l'ordre de 1 m : le 24 octobre 1999, les 26 et 27 décembre 1999, le 5 novembre 2000 et le 4 janvier 2001, pour lesquelles nous disposons de conditions météorologiques, de marée et de houle. Les résultats de la modélisation numérique seront confrontés aux mesures de deux marégraphes : La Pallice (à l'intérieur des Pertuis) et Le Verdon (à l'embouchure de la Gironde). Ce chapitre présente les observations dont nous disposons pour chacune de ces tempêtes.

4.1. Vent

Pour 1999, les données de vent proviennent du modèle global américain (NOAA-CIRES Climate Diagnostics Center, USA). Pour 2000 et 2001, les données ont été fournies par la station météorologique de l'Houmeau (La Rochelle).

Les roses des vents ci-dessous montrent la direction d'où vient le vent.

4.1.1. Tempête du 24 octobre 1999

Le vent a une direction dominante O / NO pendant le mois d'octobre 1999 (figure 4-1). Sa vitesse enregistrée au moment de la tempête est de 18 m/s (65 km/h).

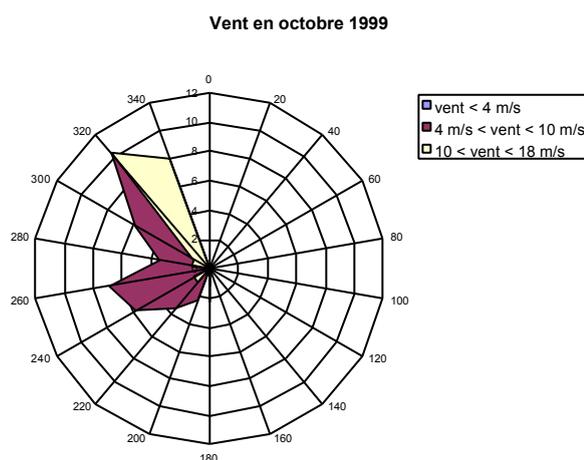


Figure 4-1 : Direction du vent en octobre 1999
L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage

4.1.2. Tempêtes des 26 et 27 décembre 1999

Le vent a une direction dominante O pendant le mois de décembre 1999. Sa vitesse enregistrée au moment de la tempête est de 20 m/s (72 km/h) pour le 26/12/1999 et de 33 m/s (119 km/h) pour le 27/12/1999.

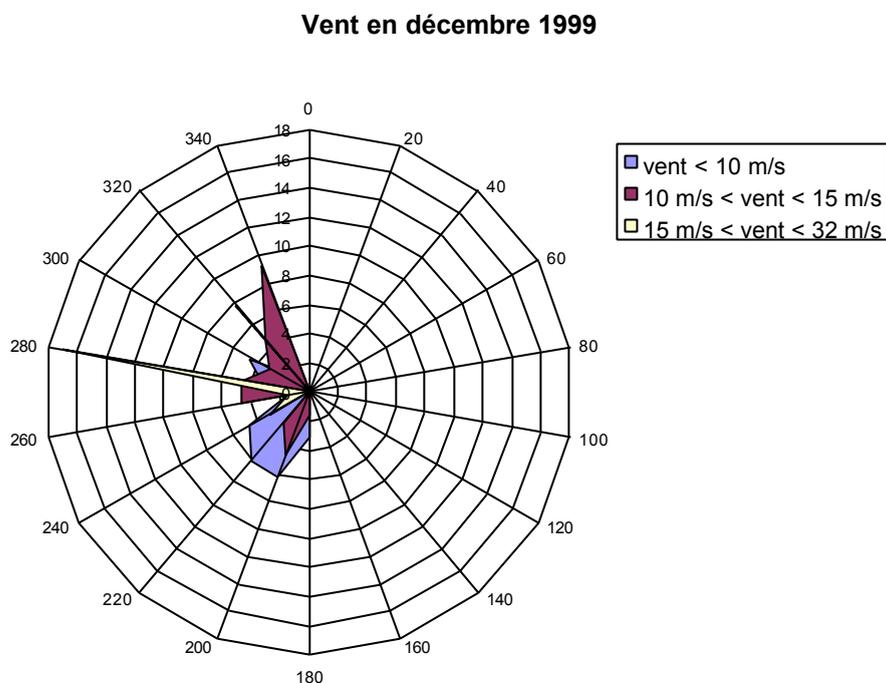


Figure 4-2 : direction du vent en décembre 1999
L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage

Nous allons voir plus loin comment la prise en compte de ce vent dans le modèle local peut améliorer les prédictions.

4.1.3. Tempête du 5 novembre 2000

Le vent a une direction dominante NE / SE pendant le mois de novembre 2000 (figure 5-3). Le 1^{er} novembre 2000, le vent a une direction Est et une vitesse de 11 m/s (40 km/h). Et le 5 novembre 2000, la direction du vent est Sud-Est et sa vitesse est de 17 m/s (61 km/h).

Vent en novembre 2000

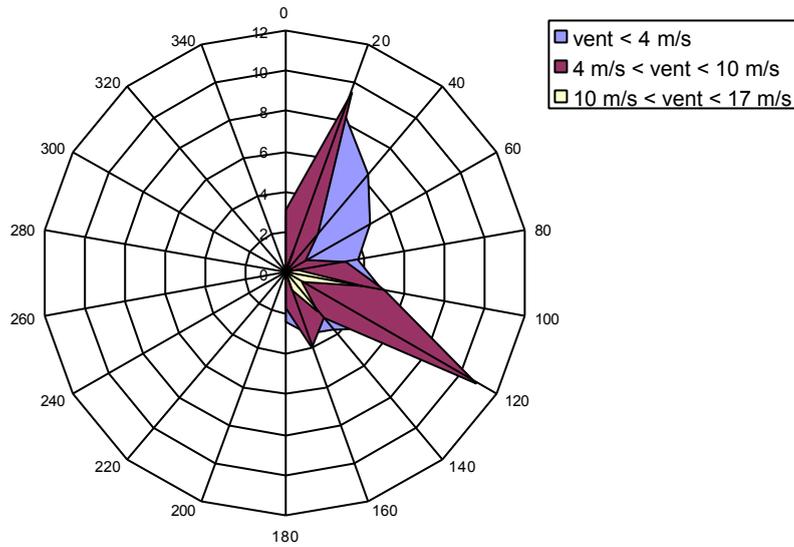


Figure 4-3 : direction du vent en novembre 2000

L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage

4.1.4. Tempête du 4 janvier 2001

Le vent a une direction dominante NE / SE pendant le mois de janvier 2001 (figure 5-4). Sa vitesse enregistrée au moment de la tempête est de 16 m/s (58 Km/h).

Vent en janvier 2001

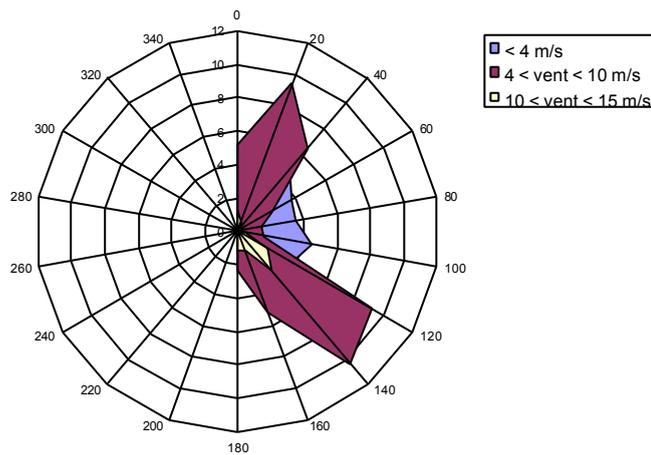


Figure 4-4 : Direction du vent en janvier 2001

L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage

4.2. Niveau marin

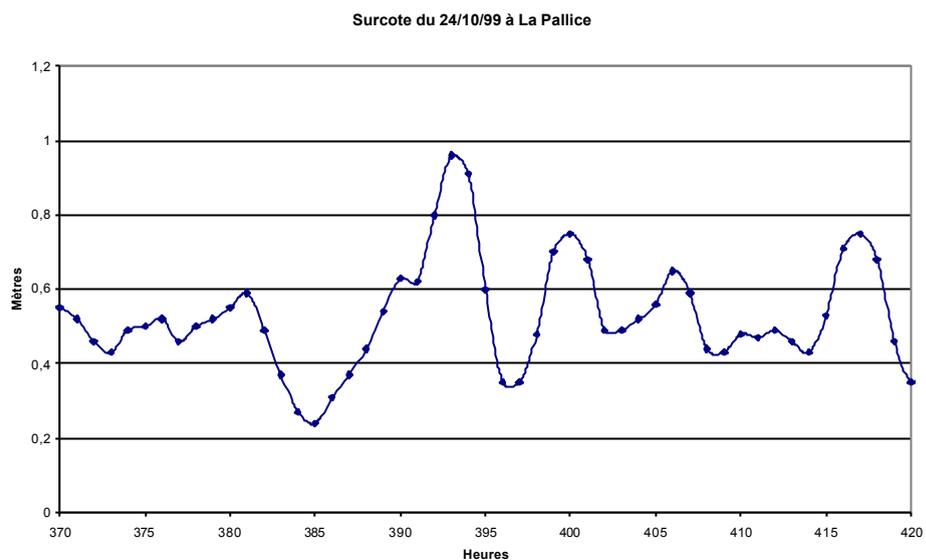
Suite à la définition des surcotes (« la différence entre la valeur du niveau de la mer observée et celle qui aurait été mesurée si la mer n'était animée que par les marées »), les surcotes *observées*, que nous avons calculées selon un pas de temps horaire pour chacune des 5 tempêtes, représentent la différence entre la hauteur du niveau marin enregistré par un marégraphe et celle prédite par le SHOM à partir de l'analyse harmonique de longues séries d'observation (chapitre 1). Notons, que l'échantillonnage horaire peut masquer certaines informations : si la surcote maximum a été atteinte entre deux dates de mesure ($\Delta t = 1h$), nous ne la verrons pas.

4.2.1. Tempête du 24 octobre 1999

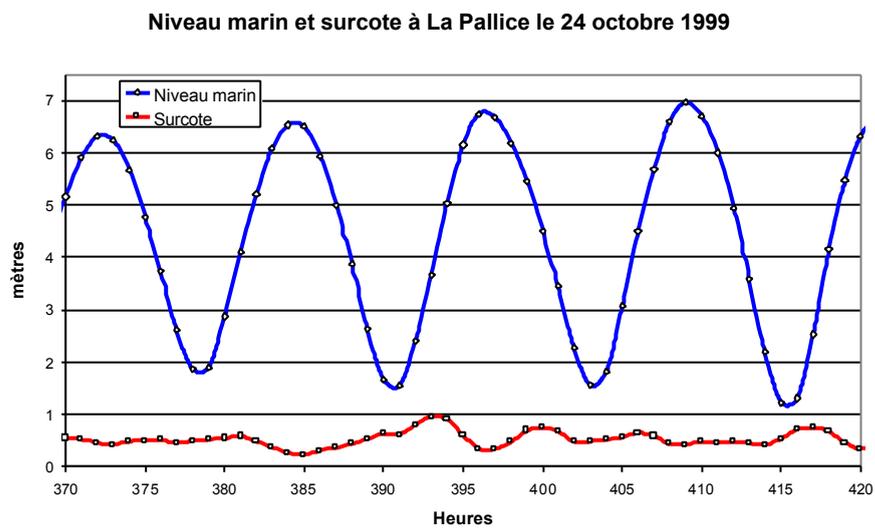
La fig.4-5(a,b) montre les surcotes observées à La Pallice entre le 23 et le 25 octobre 1999. Le niveau de la mer dépasse d'environ 50 cm le niveau prédit pendant toute cette période et le pic de surcote atteint presque 1 mètre à La Pallice le 24 octobre à 1h du matin (fig.4-6 : axe x différent de fig 4-5). L'intervalle entre les points sur toutes les figures est égal à 1 heure et il est facile de voir (fig.4-5-a) que la surcote monte 2 fois plus lentement qu'elle ne descend : pour que la surcote monte de 0.3 m vers 1 m, il faut 6-7 h mais elle ne redescend qu'en 3h. La courbe de la surcote (fig. 4-5-a) est donc asymétrique. La tempête du 24 octobre 1999 (= période pendant laquelle la surcote est $> 0.35m$) a duré 9h.

Il est intéressant de noter que la surcote de la nuit du 23-24 octobre 1999 commence à croître pendant le fort courant du jusant (fig.4-5-b) qui « vide » les Pertuis Charentais, puis elle atteint son pic à BM+2 et redescend rapidement quand les Pertuis sont « remplis » par le courant du flot. Nous ne pouvons pas donc remarquer immédiatement des signes de l'impact des courants de marée sur la surcote du 24 octobre 1999 bien que ce soit la période de Vive-Eau (avec un marnage de 5m, fig.4-6) et que les courants de marée soient forts. Notons, néanmoins, une sorte de « pause » dans la croissance de la surcote sur la fig.4-5-a (entre 390 et 391 h) qui correspond à l'instant de BM (fig.4-5-b). Le changement du signe des courants de marée autour de la BM de 391h pourrait affecter la vitesse de croissance de la surcote du 24 octobre.

Le pic du 24 octobre 1999 à 01:00 est suivi de « répliques » de la surcote principale : de 3 pics d'amplitude respective de 0.75 m ; 0.65 m et 0.75 m. La surcote la plus grande et la première « réplique » sont séparées par 7 heures. Puis, il se passe encore 7 heures avant la deuxième réplique. Et 9 heures plus tard, apparaît le dernier pic. Les intervalles de quelques heures entre ces surcotes font penser à une modulation due aux interactions non-linéaires entre la marée et les surcotes.



a



b

Figure n°4-5 : Surcote à La Pallice le 24 octobre 1999.
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Marée observée à La Pallice du 17 au 28 octobre 1999

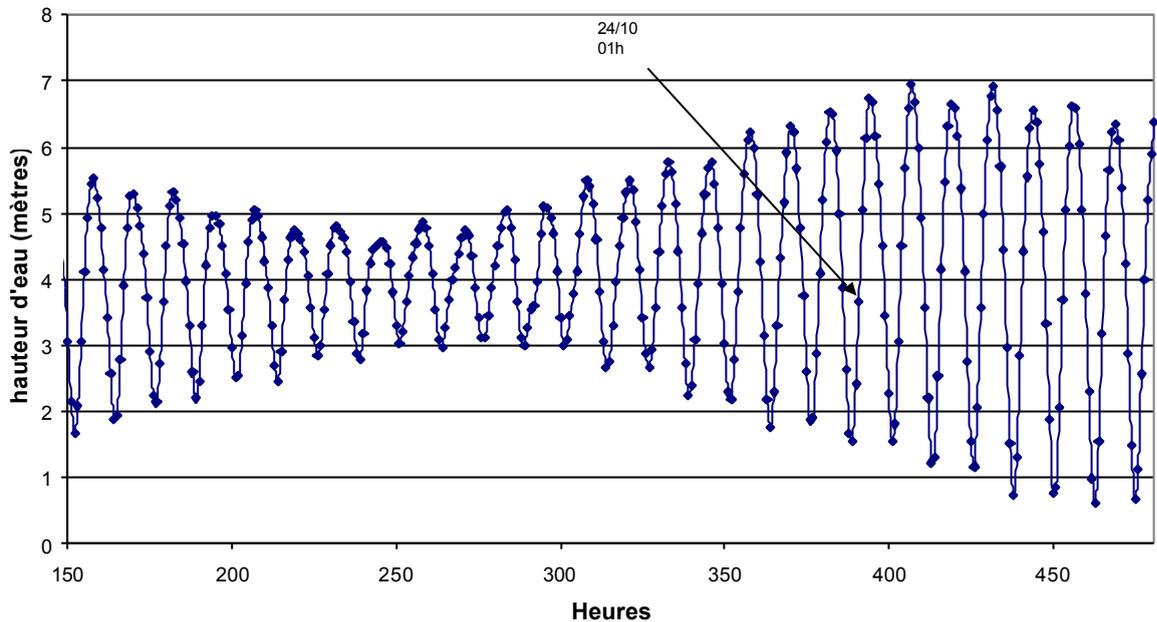


Figure n°4-6 : Niveau marin observé à La Pallice du 15 au 28 octobre 1999.
150 heures = 15/10/1999 à 0h

Au Verdon, les données marégraphiques sont difficiles à analyser car elles sont fortement discontinues. C'est pour cette raison que nous ne pourrions pas les utiliser.

4.2.2. Tempête des 26 et 27 décembre 1999

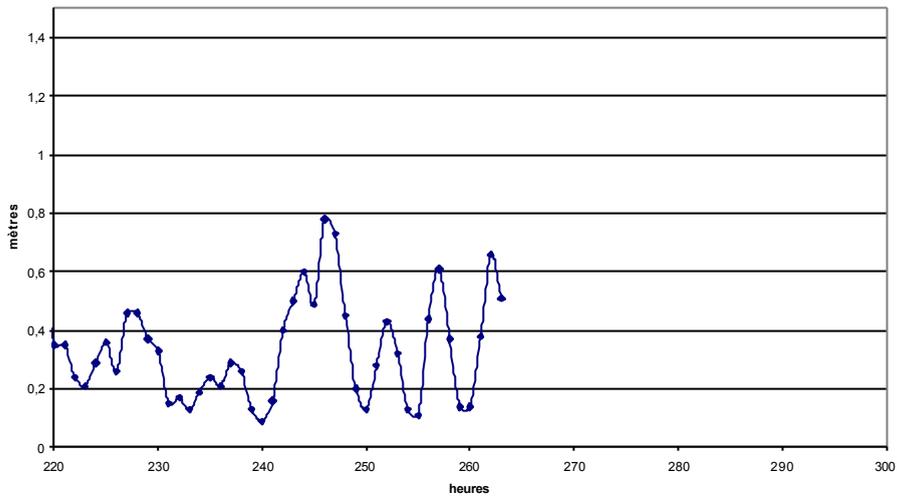
La tempête du 27 décembre 1999 a été précédée par une série de surcotes beaucoup plus faibles (fig.4-7) dont la plus haute a atteint 80 cm à La Pallice le 26 décembre à 6h. La durée de la surcote est de 8 h, comparable à celle du 24 octobre 1999, mais le pic a une forme bimodale. Cette surcote est suivie de 3 autres pics d'amplitude respective de 0.4 m ; 0.7 m ; 0.7 m espacés de 4 heures.

Le marégraphe de La Pallice s'est arrêté le 27 décembre 1999 à 17h. Cependant, nous avons des observations indirectes faites à La Pallice qui montrent que la surcote a atteint 1.50m (Tableau 4-1) :

		La Pallice	Le Chapus	Royan	Rochefort
Dimanche 26 matin	Cote théorique	5,97	6,10	5,35	6,40
	Cote réelle	6,77	7,00	6,10	7,15
	surcote	0,80	0,90	0,75	0,75
Lundi 27 soir	cote théorique	5,30	5,40	4,70	5,70
	cote réelle	6,80	7,40	6,50	7,50
	surcote	1,50	2,00	1,80	1,80

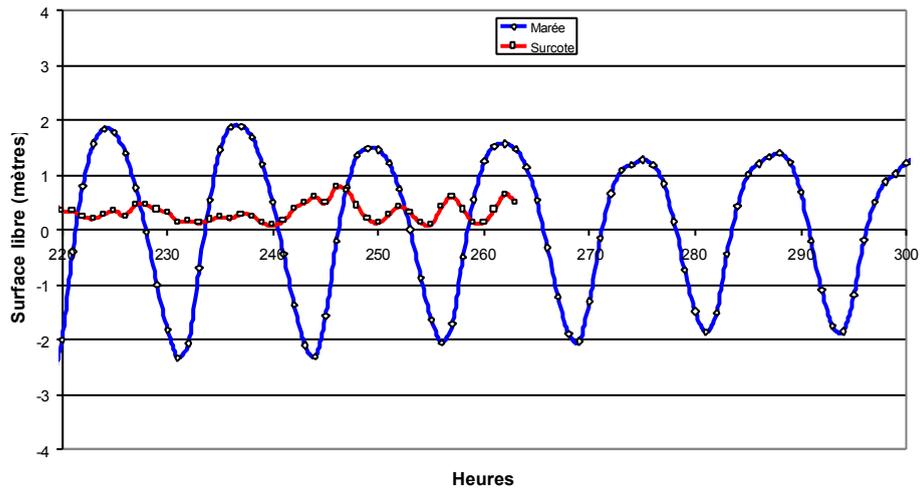
Tableau n°5-1 : observations faites durant les tempêtes du 26 et 27 décembre 1999. Source : DDE (communication personnelle)

Surcote à La Pallice (décembre 1999)



a

Marée prédite et surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999



b

Figure n°4-7 : Surcote à La Pallice le 26 décembre 1999.
220 heures = 25/12/1999 à 4h

Le marégraphe s'étant arrêté à La Pallice pendant cette tempête, la marée présentée sur la figure 4-8 (l'axe X n'est pas le même que pour la figure 4-7) est celle prédite par le modèle numérique de marée (partie 1).

Le pic du 26/12/1999 a eu lieu à 6h, à mi-flot en fin de déchet. Le pic du 27/12/1999 a eu lieu à 20h, entre la mi-flot et la Pleine Mer en Morte-Eau. Le marnage pendant ces deux tempêtes était de 4 mètres. De toutes les tempêtes étudiées ici, seule celle du 27/12/1999 a eu lieu le soir.

Pour ces deux tempêtes, le marégraphe du Verdon est inexploitable.

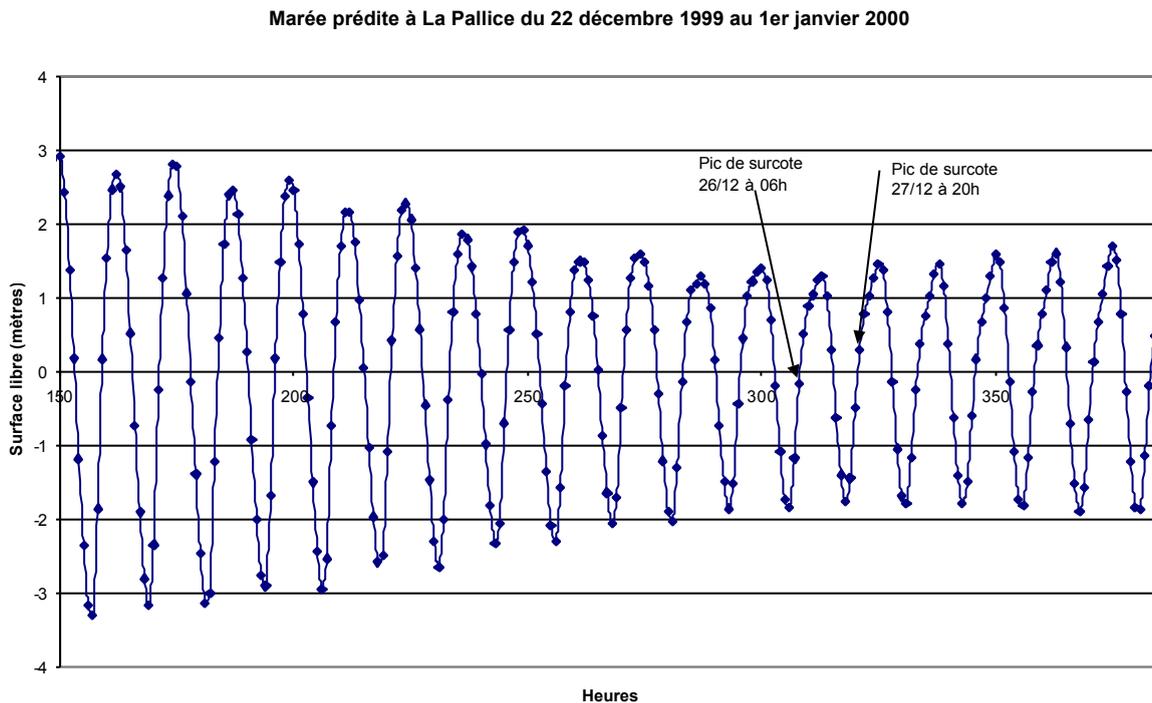


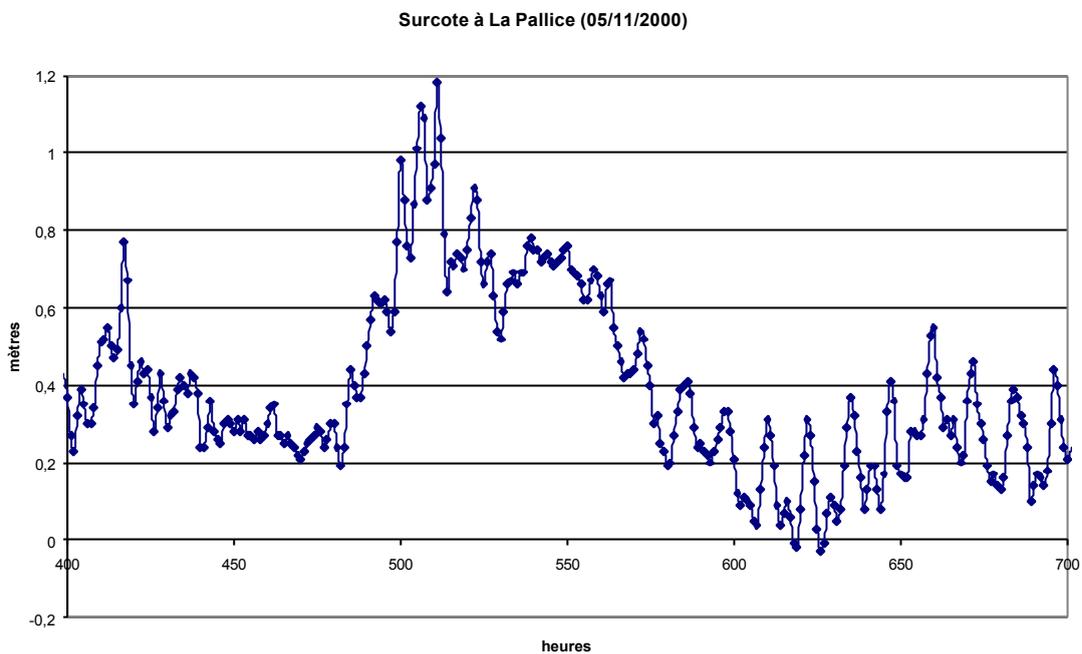
Figure n°4-8 : Marée prédite à La Pallice du 19 au 31 décembre 1999.
150 heures = 19/12/1999 à 4h

4.2.3. Tempête du 5 novembre 2000

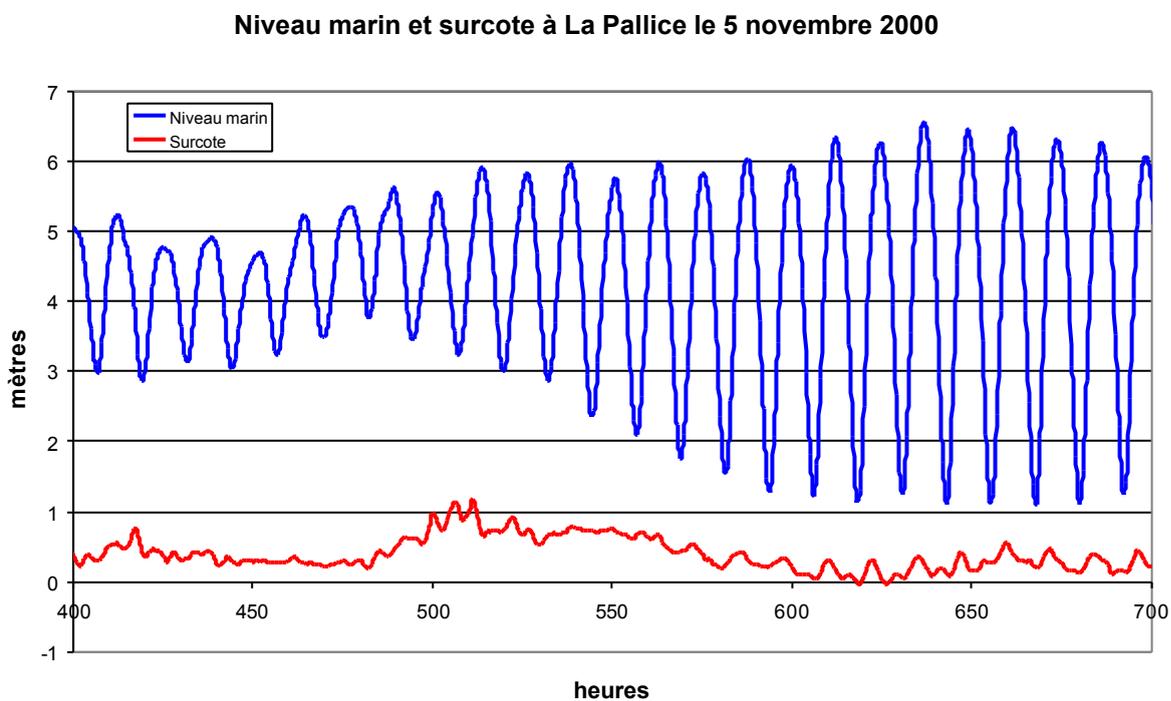
La Pallice :

Le 1^{er} novembre 2000, la surcote monte jusqu'à 80 cm et 4 jours après (le 5 novembre 2000) elle atteint 1,2 mètres (fig.4-9). Ce pic est enregistré après une période de 4 jours où le niveau de la mer reste surélevé de 40 cm. Le 5 novembre, la surcote atteint son maximum d'une manière successive : des pics de 20 cm et de durée de quelques heures se succèdent. Ainsi, la surcote atteint 1 m, descend pendant 2 heures puis remonte pendant 2 heures jusqu'à atteindre 1.15 m. De nouveau, elle redescend pendant 2 heures et remonte pour atteindre son

maximum de 1.2 m. Globalement, la montée a duré 1 jour alors que la descente s'est faite en 3 jours.



a



b

Figure n°4-9 : Surcote à La Pallice le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Verdon :

Au Verdon (figure 4-10), la surcote monte aussi vite qu'à La Pallice (pendant 20 heures) mais ne descend que 80 heures plus tard. Les oscillations sont moins prononcées, probablement car Le Verdon est ouvert au large alors que La Pallice est déconnectée du large par la complexité géométrique des côtes et la présence des îles. De plus, la marée est plus importante à La Pallice.

Les valeurs maximales au Verdon sont inférieures à celles de La Pallice : le pic du 1^{er} novembre 2000 atteint 50 cm et celui du 5 novembre 2000 1 mètre.

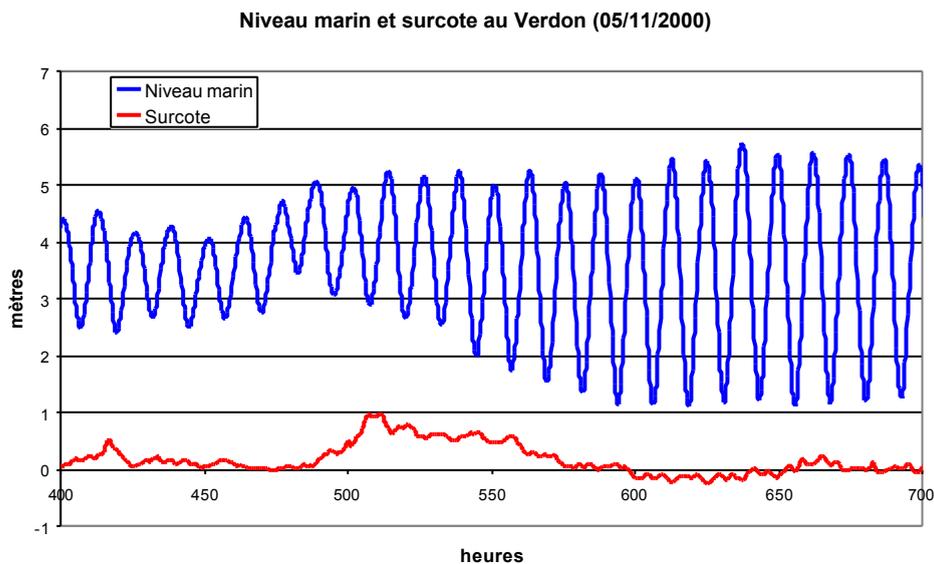
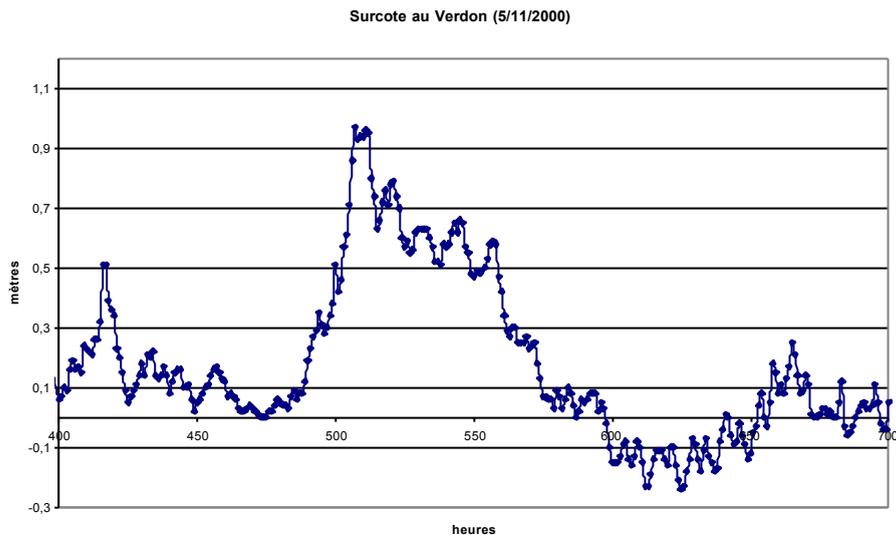


Figure n°4-10 : Surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16 h

Les figures 4-11 et 4-12 (axe x différent des fig 4-9 et 4-10) montrent que le pic de tempête du 5/11 a eu lieu, à La Pallice et au Verdon, à 7h, à mi-flot en début de revif.

Le marnage était de 3 mètres à La Pallice et de 1.5 mètres au Verdon.

Un pic comparable à celui du 26/12/1999 s'est produit le 1^{er} novembre 2000 à 9h, en période de Morte Eau, à mi-jusant.

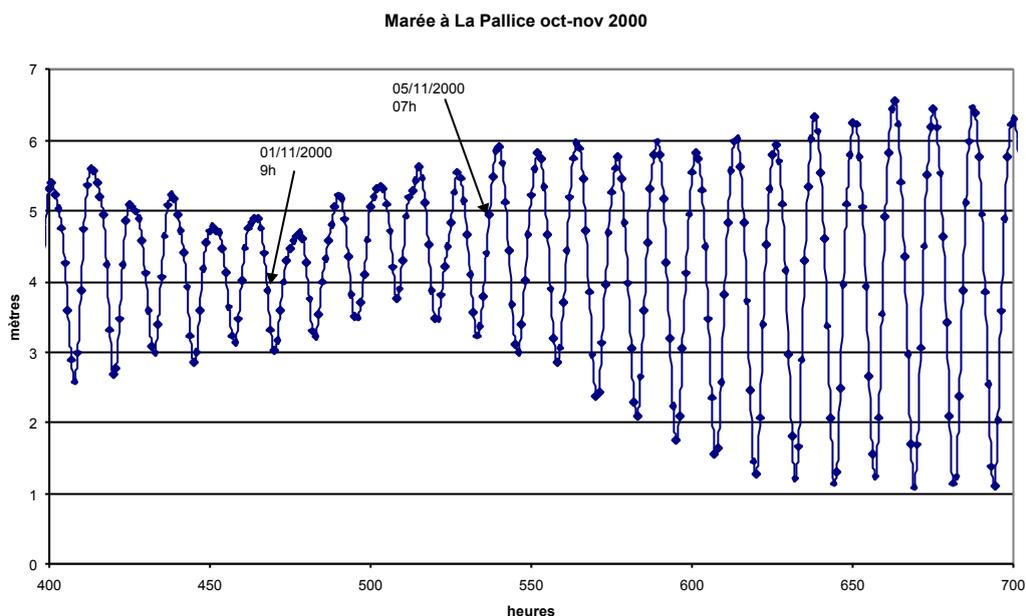


Figure n°4-11 : Niveau marin à La Pallice du 29 octobre au 11 novembre 2000.
400 heures = 29/10/2000 à 15h

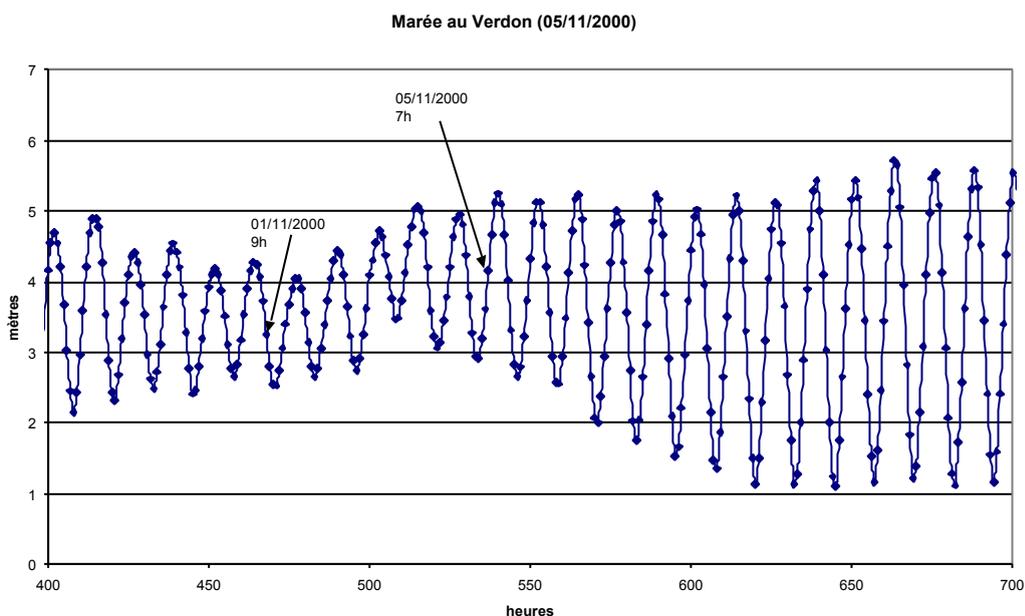


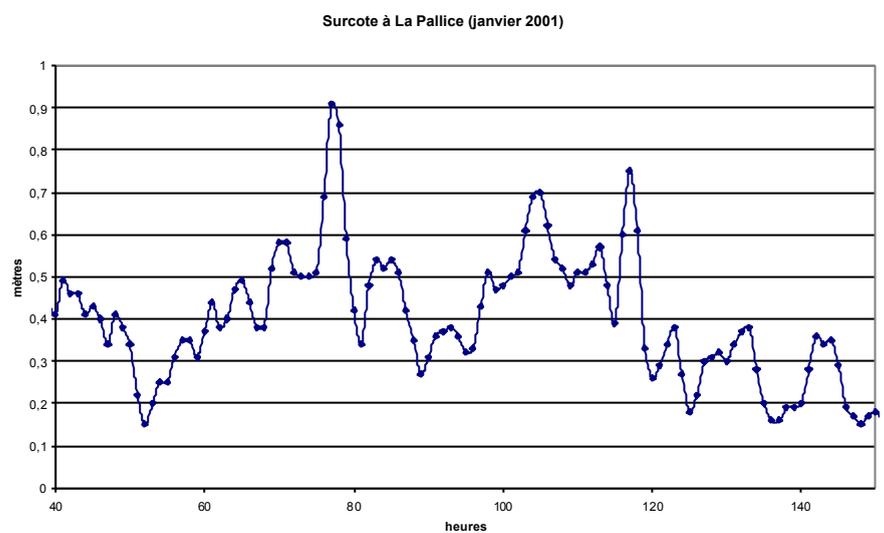
Figure n°4-12 : Niveau marin au Verdon du 29 octobre au 11 novembre 2000
400 heures = 26/10/2000 à 15h

4.2.4. Tempête du 4 janvier 2001

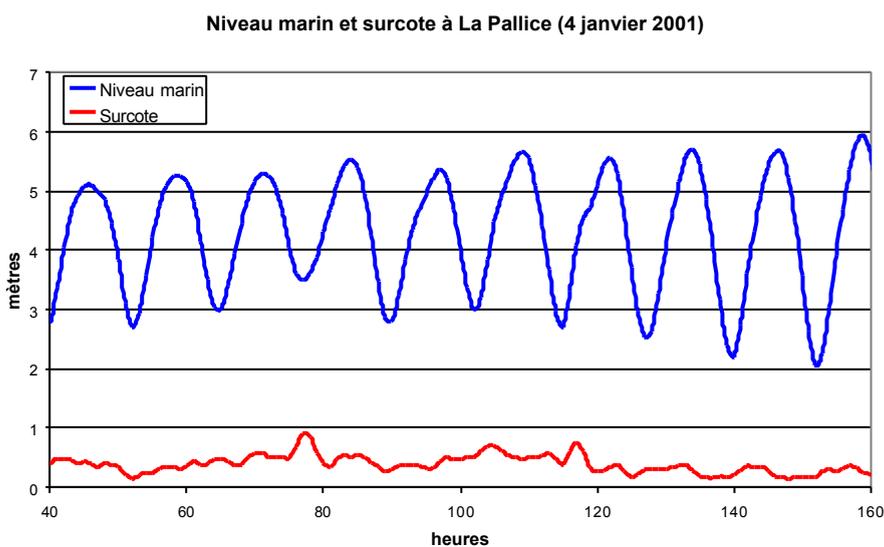
La Pallice :

Le pic (fig. 4-13) atteint 90 cm. La base (c'est-à-dire la durée de la tempête) a une durée de 32 heures. Juste avant le pic, la surcote reste la même pendant 4 heures. Le pic par lui-même est représenté par un pic isolé (par rapport à novembre 2000). Les oscillations sont toujours présentes.

Nous verrons que le modèle global surestime ce pic alors qu'il reproduit celui de novembre 2000.



a



b

Figure n°4-13 : surcote à La Pallice le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

Le Verdon :

Le pic (figure 4-14) atteint 60 cm.

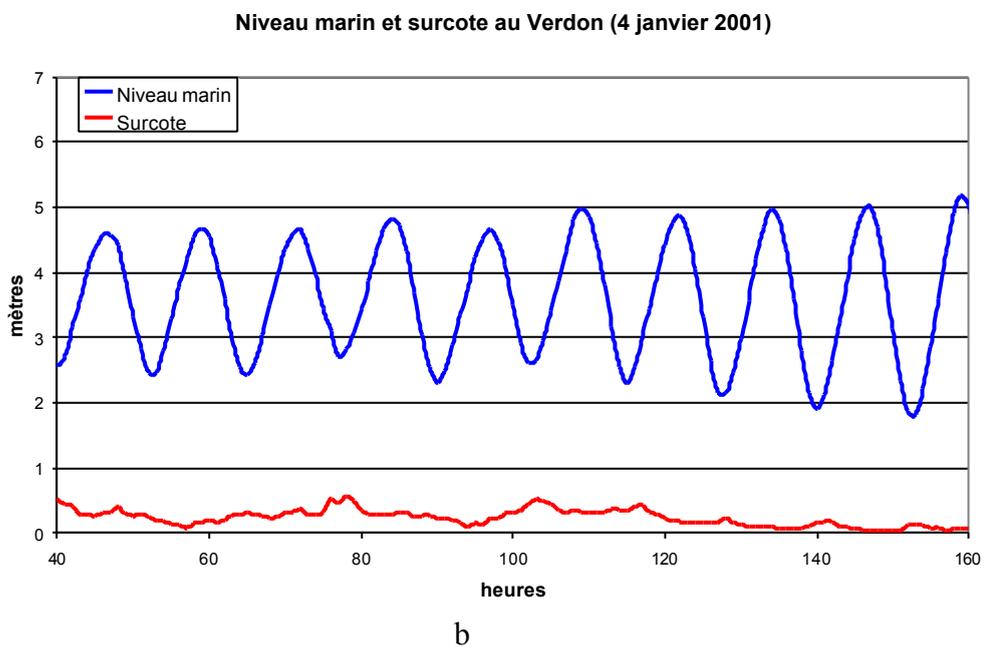
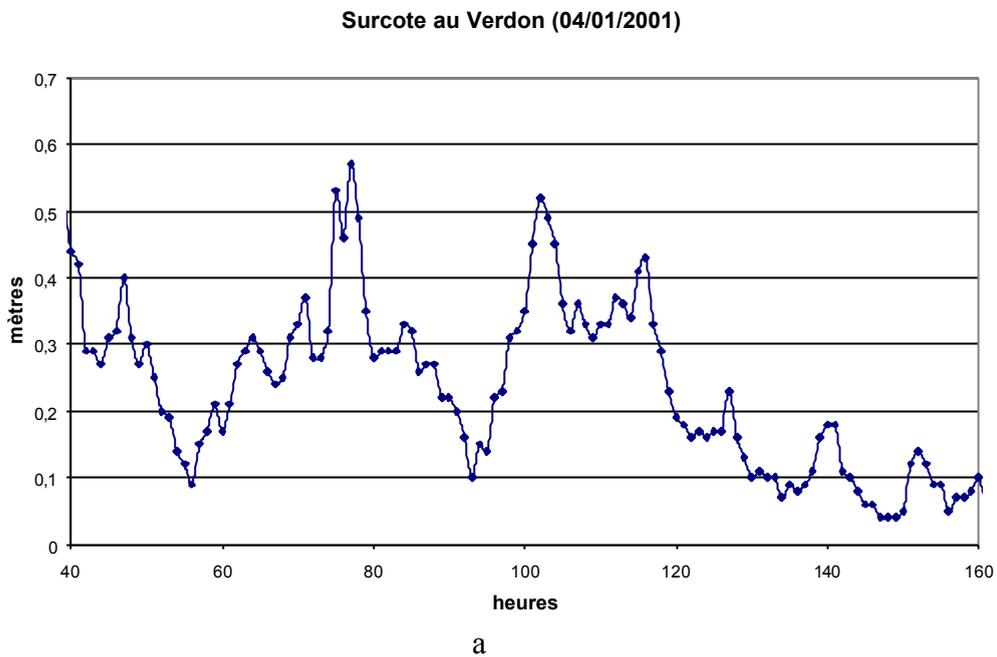


Figure n°4-14 : surcote au Verdon le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

La tempête de janvier 2001 se distingue des autres tempêtes étudiées par le fait que le pic de surcote a eu lieu à Basse-Mer, c'est la seule fois qu'il n'a pas lieu autour de mi-flot. De plus,

un décalage est observé entre La Pallice et le Verdon : le pic est atteint à 5h à La Pallice et à 6h au Verdon.

Les figures 4-15 et 4-16 (axe x différent de fig 4-13 et 4-14) indiquent que le pic a été atteint, à La Pallice et au Verdon, en période de revif.

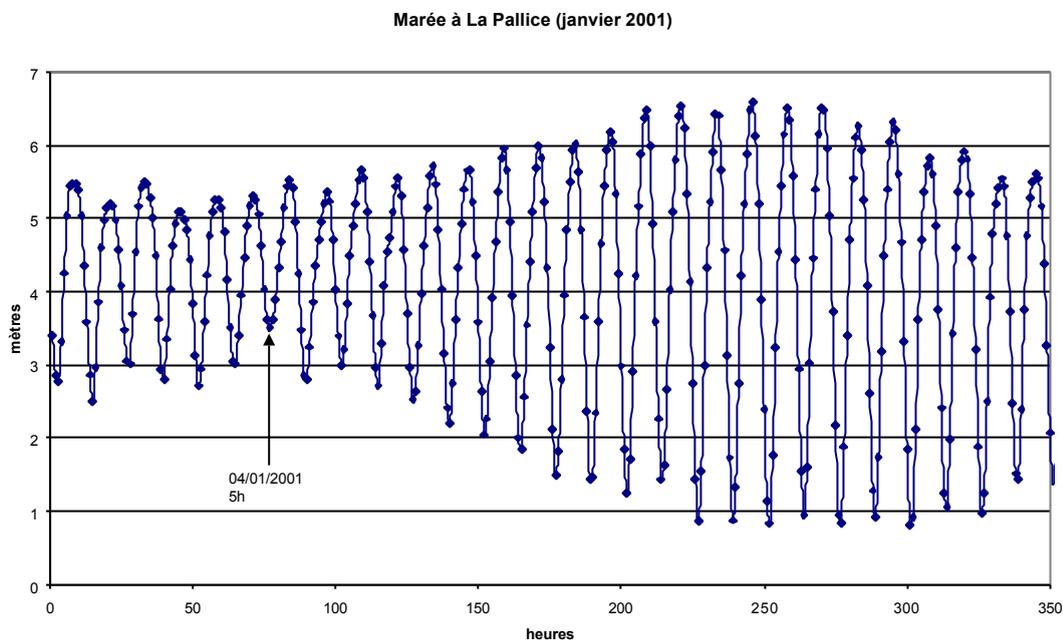


Figure n°4-15 : Niveau marin à La Pallice en janvier 2001
0 heure = 01/01/2001 à 0h

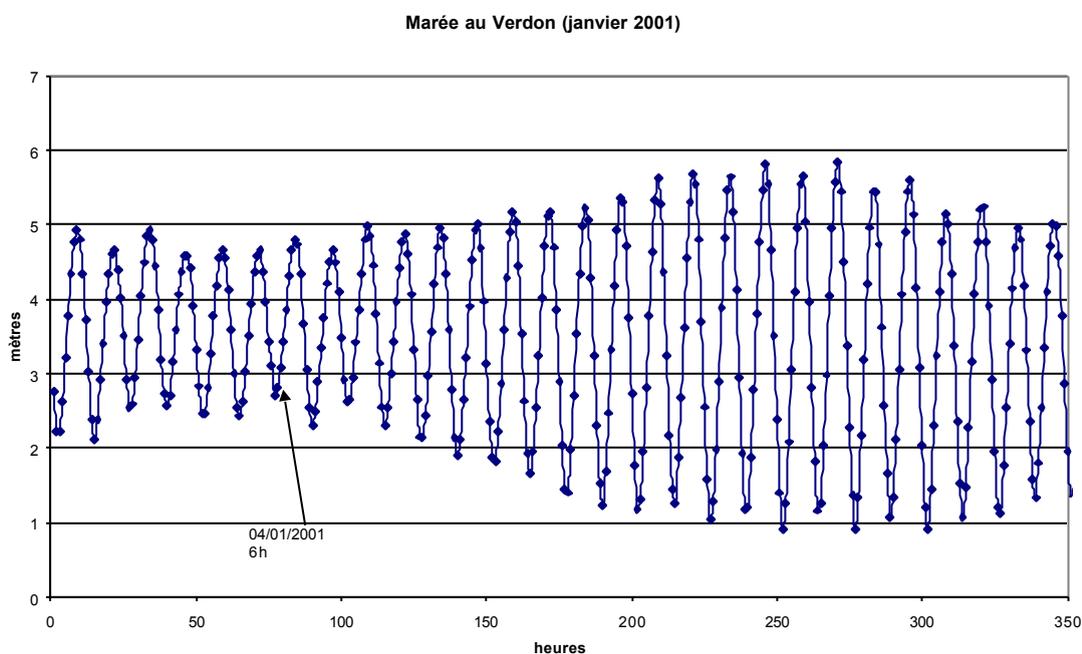


Figure n°4-16 : Niveau marin au Verdon en janvier 2001
0 heure = 01/01/2001 à 0h

4.3. Houle et états de mer

La houle présentée ici provient du modèle numérique d'état de la mer (Chapitre n° 3).

Les roses de houle ci-dessous montrent la direction vers où se dirigent les vagues.

4.3.1. Tempête du 24 octobre 1999

La hauteur significative de la houle atteint 70 cm à La Pallice (figure 4-18) au moment de la tempête. Sa direction moyenne est NE (figure 4-17). Pendant la tempête, la direction de houle est de 40°.

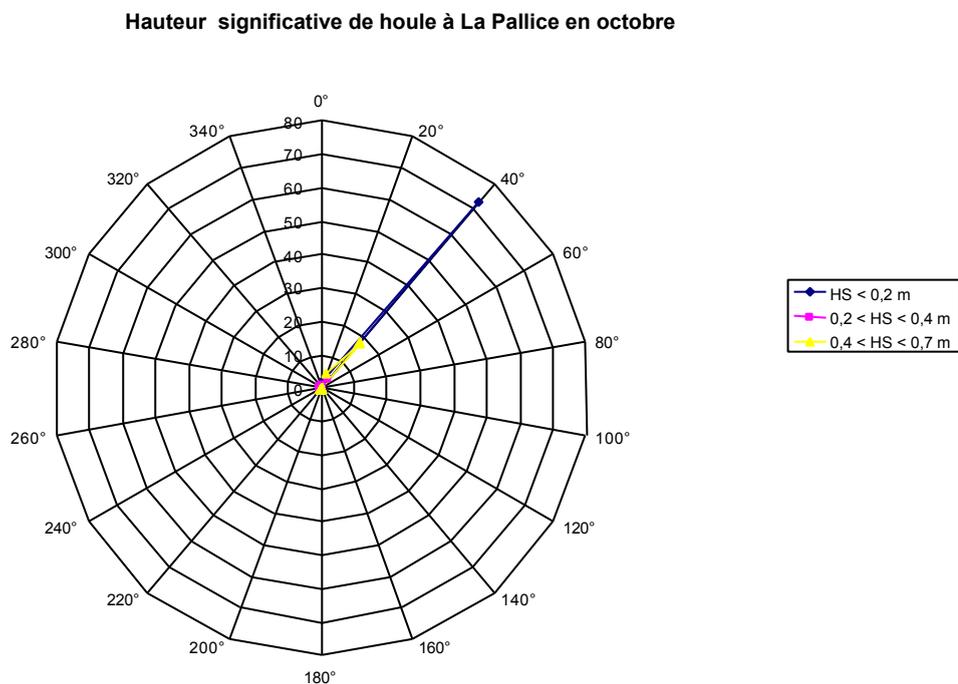
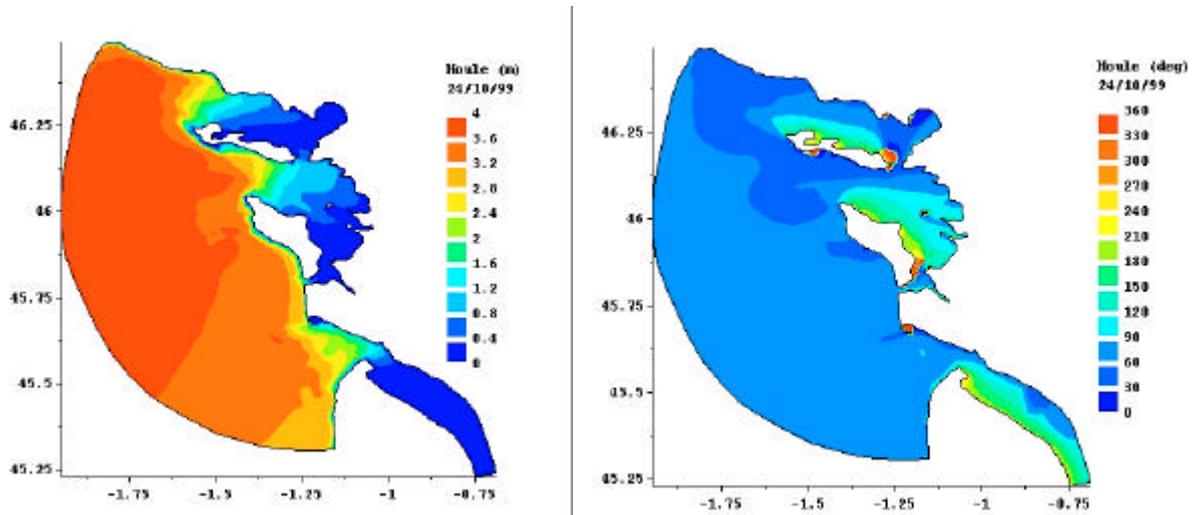


Figure n°4-17 : direction de la houle en fonction de HS à La Pallice en octobre 1999. L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage.

La figure 4-18 montre la hauteur significative (mètres) et la direction (degrés) de la houle au moment de la tempête. La hauteur H_{MO} est de 4 mètres au large alors qu'elle n'est plus que de 70 cm à la Pallice. La Pallice est donc dans une zone protégée de la houle du large.



Figures n° 4-18 : hauteur significative H_{mo} (m) et direction (deg) de la houle pendant la tempête d'octobre 1999

La houle entre avec une direction E, NE dans les Pertuis. Elle tourne (par réfraction car les petits fonds arrivent rapidement) et prend une direction Sud. Elle perd son énergie par dissipation par frottement sur les fonds peu profonds. A La Pallice, la houle garde une direction E, mais perd son énergie.

La figure 4-19 montre la période moyenne de houle au moment de la tempête. A La Pallice, elle était de 10.7 secondes le 24 octobre 1999.

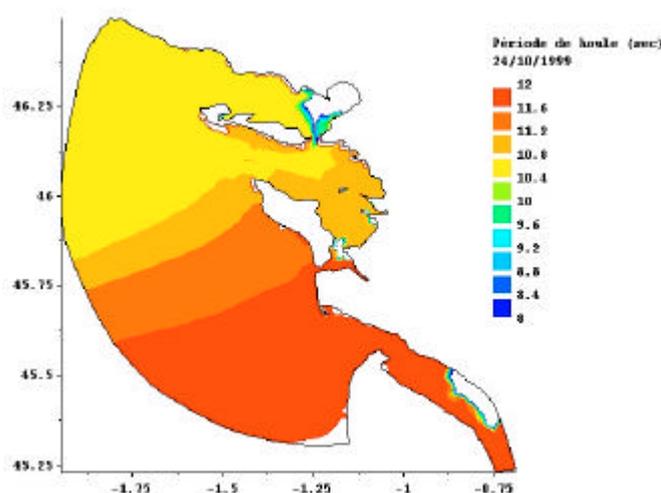


Figure n°4-19 : Période (secondes) de houle pendant la tempête d'octobre 1999. Dans les zones blanches, la période est comprise entre 1 et 3 secondes.

4.3.2. Tempêtes des 26 et 27 décembre 1999

La hauteur significative de la houle atteint 1 mètre à La Pallice le 27/12/1999 (figure 4-22).

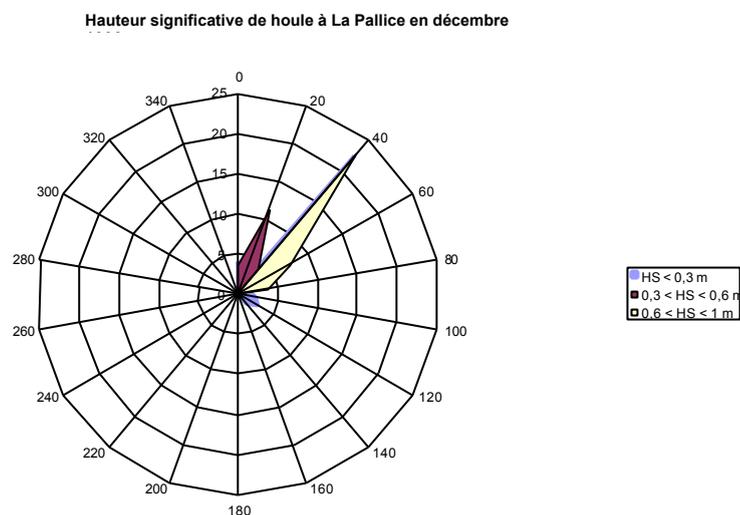
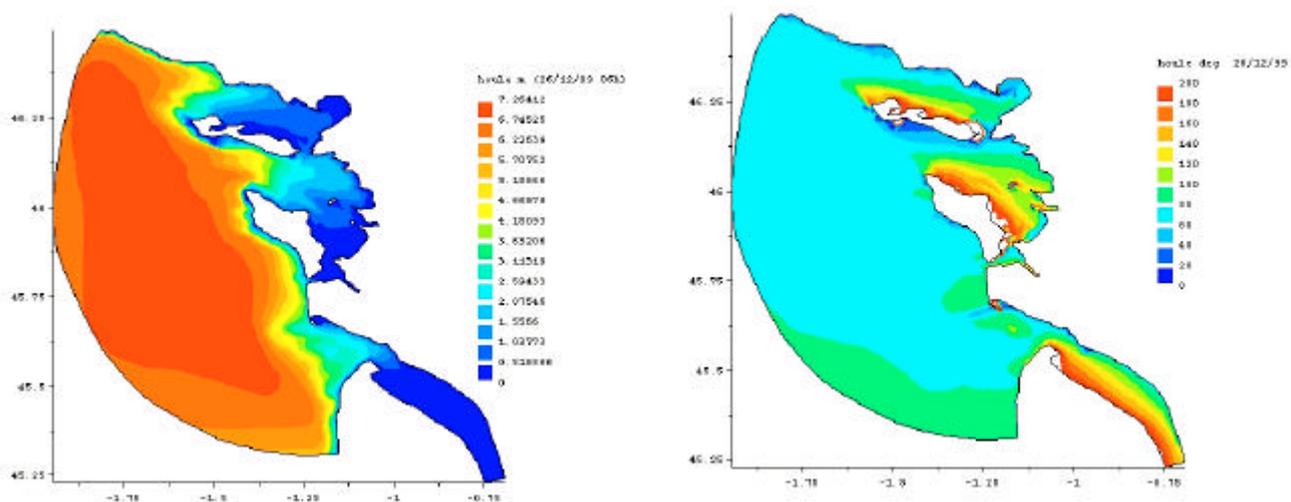


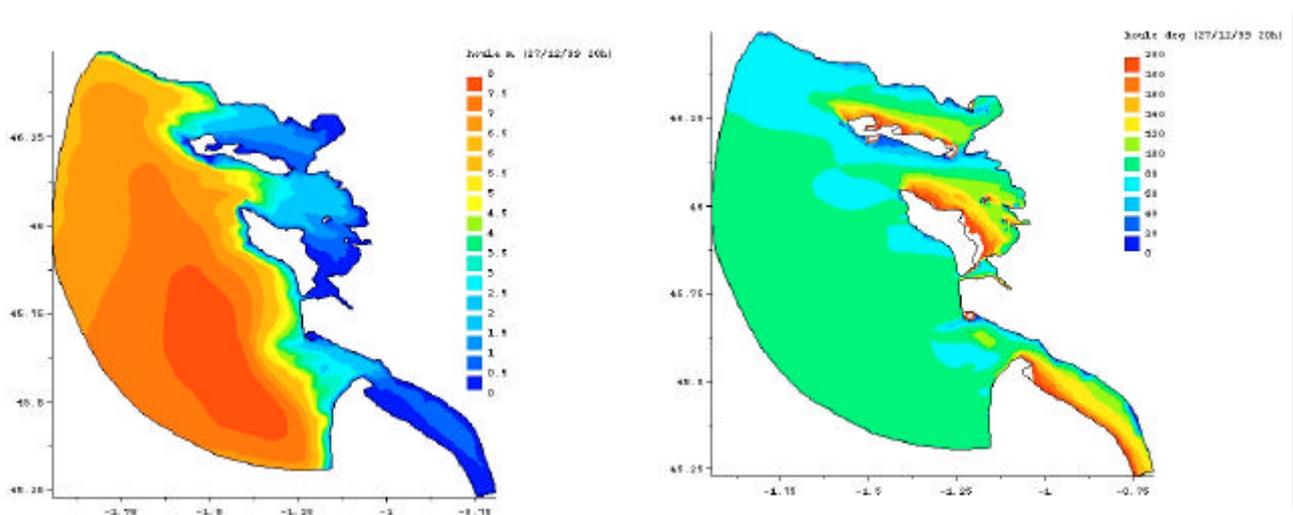
Figure n°4-20 : Direction de la houle (degrés) en fonction de HS à La Pallice en décembre 1999. L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage

La direction est NNE avec un changement vers le NE au moment de la tempête (figure 4-20).

Les cartes de hauteur significative et de direction de houle au moment des deux tempêtes de décembre 1999 montrent le même comportement qu'en octobre 1999.



Figures n° 4-21 : Hauteur significative H_{MO} (mètres) et direction (deg) de la houle le 26 décembre 1999



Figures n°4-22 : Hauteur significative H_{MO} (mètres) et direction (deg) de la houle le 27 décembre 1999

La figure 4-23 montre la période de houle au moment de la tempête. A La Pallice, elle était de 12.7 secondes le 26 décembre 1999 et de 13.4 secondes le 27 décembre 1999.

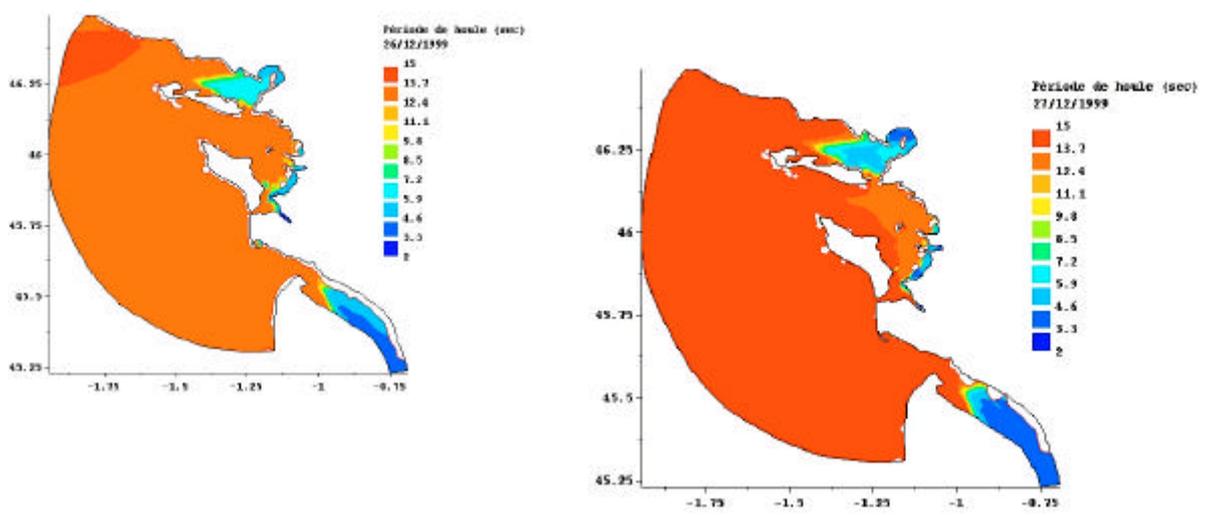


Figure 4-23 : période (secondes) de houle pendant les tempêtes du 26 et 27 décembre 1999. Dans les zones blanches, la période est inférieure à 2 secondes.

4.3.3. Tempête du 5 novembre 2000

La Pallice :

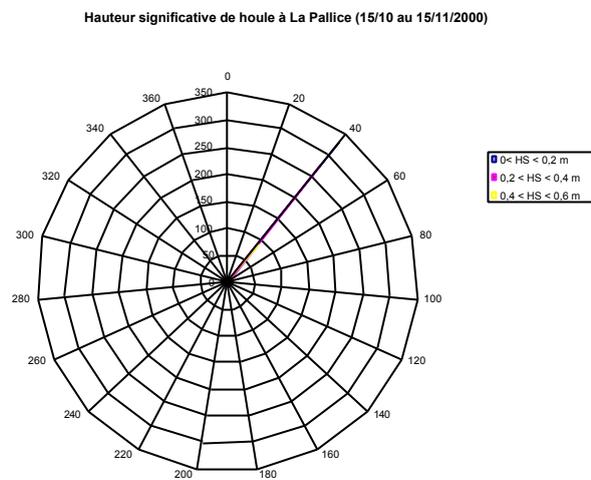
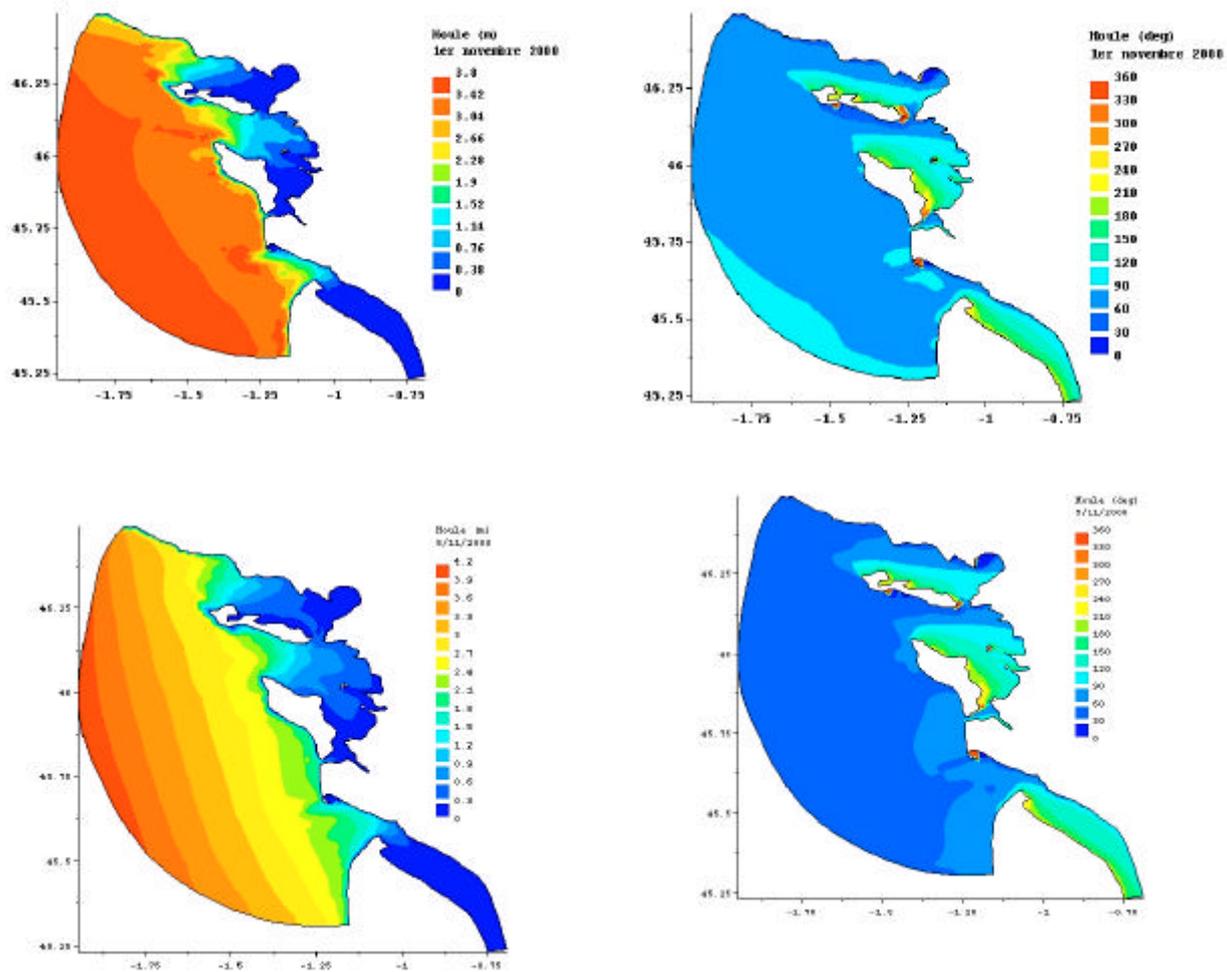


Figure n° 4-24 : Direction de la houle en fonction de H_{MO} du 15/10 au 15/11/2000. L'axe radial représente le nombre d'événements.

La hauteur significative de la houle est de 60 cm (fig 4-25) au moment de la tempête. Sa direction dominante est NE (fig 4-24).

La figure 4-25 montre que la houle prend une direction Sud dans les Pertuis, comme pour octobre et décembre 1999.



Figures n°4-25 : Hauteur significative H_{mo} (mètres) et direction (deg) de la houle le 1^{er} et le 5 novembre 2000

Le Verdon:

La hauteur significative de la houle atteint 1.6 m (fig 4-25). Sa direction est E (figure 4-26).

Hauteur significative de houle au Verdon (du 15/10 au 15/11/2000)

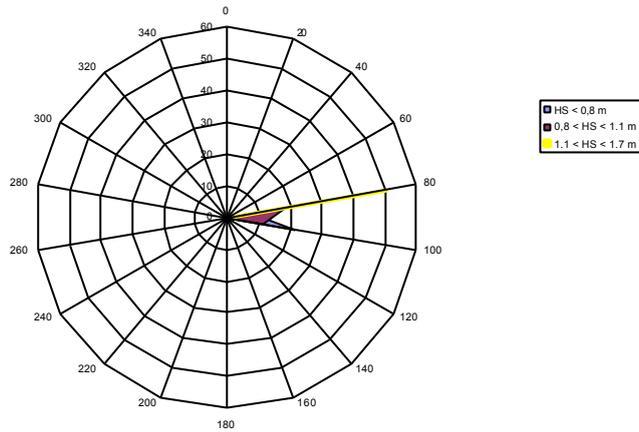
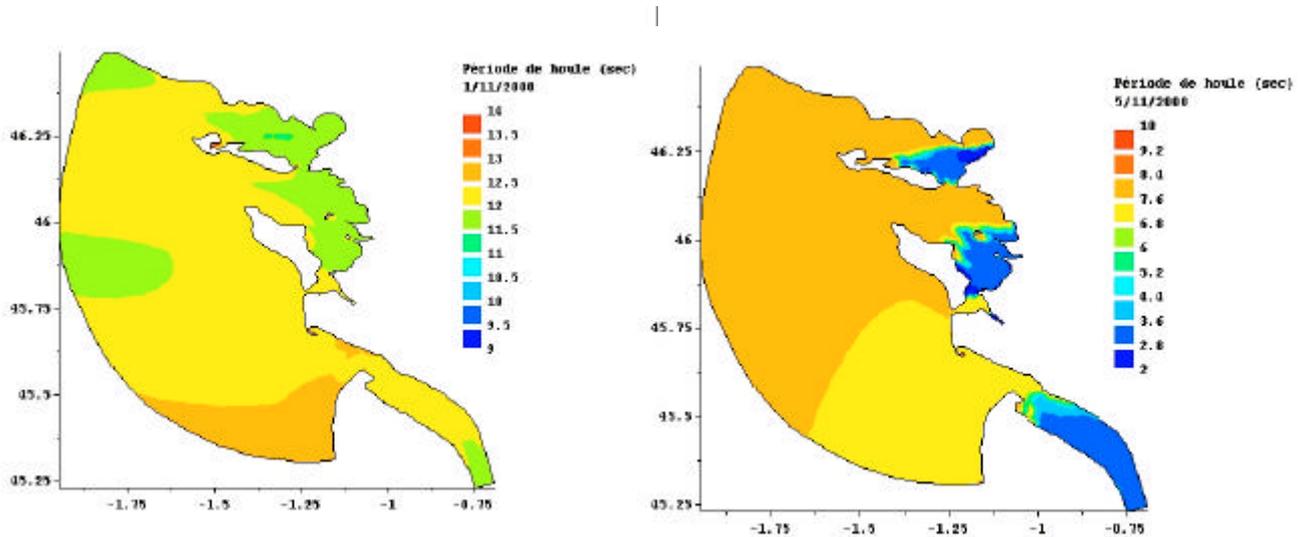


Figure n°4-26 : Direction de la houle (degrés) en fonction de la hauteur significative au Verdon du 15/10 au 15/11/2000. L'axe radial représente le nombre de fois où la situation se produit en pourcentage.

La figure 4-27 montre la période de houle au moment de la tempête. A La Pallice, elle était de 11.9 s le 1^{er} novembre 2000 et de 7.9 s le 5 novembre 2000. Au Verdon, elle était de 12.3 s le 1^{er} novembre 2000 et de 7.3 s le 5 novembre 2000.



Figures n°4-27 : Période (secondes) de houle le 1^{er} et le 5 novembre 2000

4.3.4. Tempête du 4 janvier 2001

La Pallice :

La hauteur significative de la houle atteint 0.5 mètres (fig 4-30) et sa direction est NE (fig 4-28).

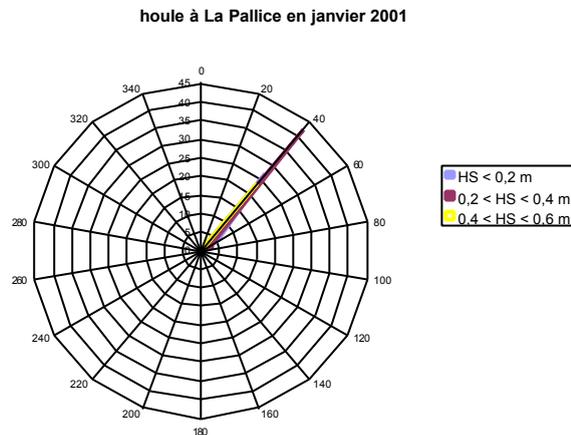


Figure n° 4-28 : Direction de la houle (deg) en fonction de H_{m0} à La Pallice en janvier 2001.
L'axe radial représente le nombre d'événements.

Le Verdon:

La hauteur significative de la houle atteint 1.6 mètres (fig 4-30) et sa direction est E (fig 4-29).

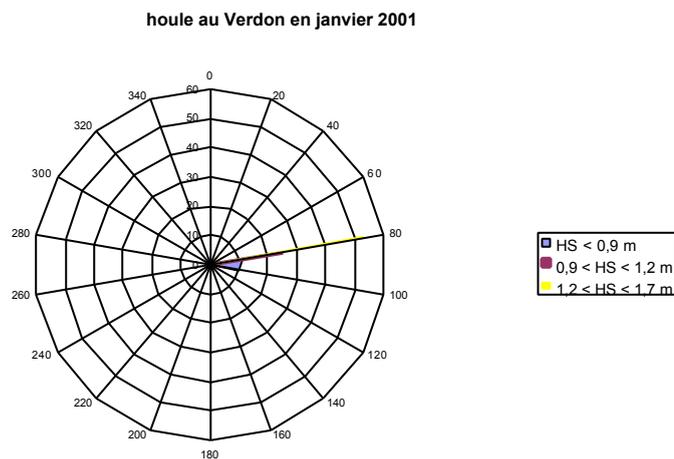
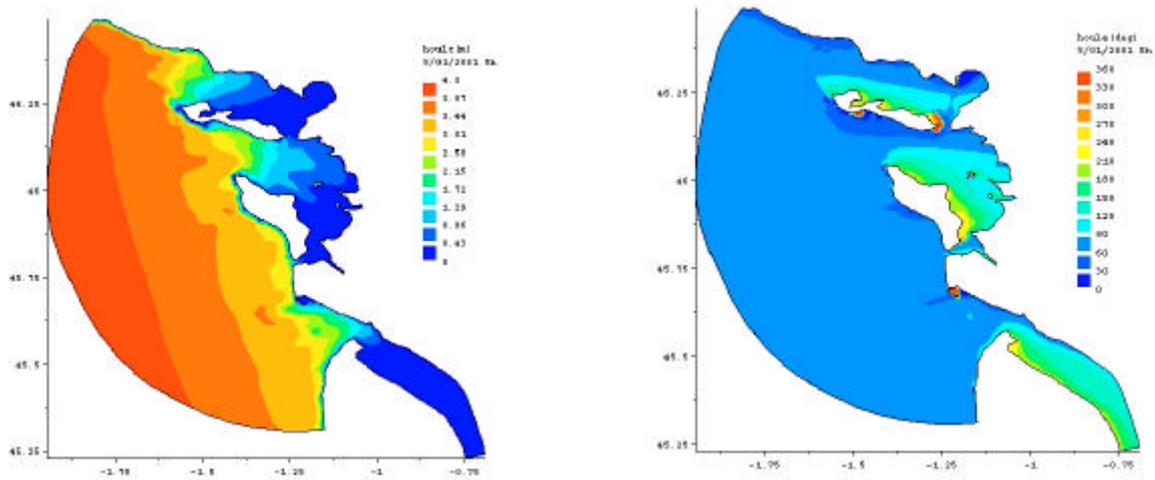


Figure n° 4-29 : Direction de la houle (deg) en fonction de H_{m0} au Verdon en janvier 2001.
L'axe Y représente le nombre d'événements.



Figures n° 4-30 : Direction (deg) et hauteur significative H_{m0} (mètres) de la houle le 4 janvier 2001

La figure 4-31 montre la période de houle au moment de la tempête. A La Pallice, elle était de 9.9 s et de 11.5 s au Verdon.

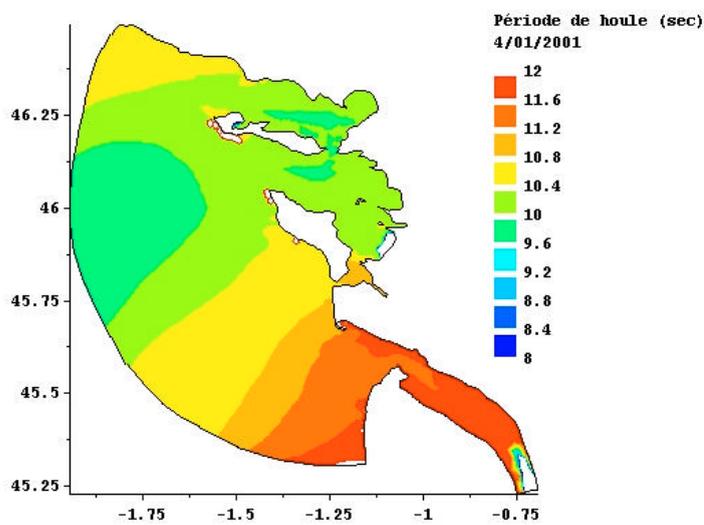


Figure n°4-31 : Période de houle (deg) le 4 janvier 2001. Dans les zones blanches, la période est inférieure à 3 secondes.

4.4. Synthèse :

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
Marée	Vive - Eau mi flot	fin déchet mi - flot	Morte Eau mi -flot	Morte Eau mi-jusant		début revif mi-flot		revif Basse Mer	
Surcote	1 m	80 cm	1,5 m	80 cm	50 cm	1,2 m	1 m	90 cm	60 cm
Vent	ONO 18 m/s	NO 20 m/s	O 33 m/s	E 11 m/s		SE 17 m/s		E 13 m/s	
Houle	NE 0,7 m 10,7 s	NE 0,86 m 12,7 s	NE 1,03 m 13,4 s	NE 0,3 m 11,9 s	E 1,4 m 12,3 s	NE 0,6 m 7,9 s	E 1,6 m 7,3 s	NE 40 cm 9,9 s	E 1,5 m 11,5 s

Tableau 4-2 : Synthèse des conditions de marée, de houle et de vent pendant les tempêtes d'octobre 1999, de décembre 1999, de novembre 2000 et de janvier 2001

Les tempêtes que nous avons choisies sont caractérisées par une valeur de surcote variant entre 80 cm et 1.2 m (1.5 m estimation indirecte) à La Pallice. Pour chacun de ces événements, au Verdon, les surcotes sont de 20 à 30 cm en dessous de celles de La Pallice.

Nous pouvons nous attendre à une contribution importante du vent (vitesse entre 11 et 33 m/s) et de la houle dominée par une période aux alentours de 10 secondes. En moyenne, pendant ces tempêtes, la houle vient du SO et de O et sa hauteur significative est de 70 cm à La Pallice contre 1.50 m au Verdon.

Maintenant que nous avons décrit le contexte de chaque tempête, nous allons nous intéresser à la modélisation numérique.

L'objectif sera de répondre à diverses questions telles que :

- Quelle est la contribution de chaque contrainte dans la prédiction des surcotes ?
- Quel est l'apport du modèle local par rapport au modèle global ?
- Comment le frottement sur le fond, qui joue un rôle clé dans la modélisation des marées, intervient dans la prédiction des surcotes ? ...

Chapitre 5. Modélisation des interactions marée-houle-surcote pendant 5 tempêtes entre 1999 et 2001 :

Nous avons décrit (cf chapitre 2) trois types d'interaction entre le vent, le fond marin, les courants et la houle. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la contribution de chacune de ces interactions dans la génération des 5 pics de surcote observés dans les Pertuis Charentais entre 1999 et 2001 et présentés dans le chapitre précédent. Dans la région des Pertuis, il manque des stations marégraphiques permanentes ; nous allons donc confronter les prédictions des surcotes issues des modèles numériques aux enregistrements faits par deux marégraphes : un à La Pallice (à l'intérieur des Pertuis Charentais) et l'autre au Verdon (à l'embouchure de la Gironde). Cette configuration des marégraphes représente un avantage de distinguer les effets « locaux » dus au confinement des Pertuis des effets météorologiques venant du large.

Les prédictions issues de deux modèles numériques seront utilisées ensuite : 1) un modèle océanique (LNHE) dont le maillage couvre l'ensemble du plateau continental de l'Europe en incluant le Golfe de Gascogne et dans lequel les Pertuis Charentais n'occupent que quelques éléments finis (fig n° 3-1) et 2) un modèle local de très haute résolution développé dans cette thèse mais qui ne couvre que la région des Pertuis. Ces deux modèles sont étroitement liés. En fait, les surcotes prédites par le modèle océanique sont imposées (avec les harmoniques de marée) comme conditions limites du modèle local.

5.1. Forçage surcote et modèle global

Dans ce paragraphe nous allons comparer les surcotes observées et prédites par (1) le modèle océanique du LNHE et (2) le modèle local qui ne tient pas compte ni des interactions avec la houle, ni du forçage du vent dans le Pertuis. Le forçage du modèle local dans ce paragraphe s'effectue donc uniquement aux limites (conditions limites de marée et de surcotes).

5.1.1. Tempête du 24 octobre 1999

La figure 5-1 compare les surcotes observées du 23 au 25 octobre 1999 à La Pallice avec les simulations des modèles. Les observations et les prédictions du modèle local (noté Modèle (surcote) sur les figures sont échantillonnées avec un pas de temps d'une heure alors que pour le modèle océanique, ce pas est de 30 minutes.

Le modèle océanique sous-estime le pic de tempête (qui correspond à la date 393 heures) de 30 cm. De plus, la surcote prédite a une forme bimodale, 2 pics étant séparés de 7 heures. Dans cette asymétrie, le premier pic arrive 3 heures en avance et le 2^{ème} (plus haut) une heure

en retard. Cette asymétrie disparaît dans le modèle local qui sous-estime deux fois moins l'amplitude du pic : l'écart entre observations et simulations n'est plus que de 15 cm.

D'un autre côté, l'évolution temporelle de la surcote n'est pas vraiment reproduite : dans le modèle local, elle atteint son maximum en 3 heures alors que la surcote observée augmente deux fois plus lentement. Le pic prédit par le modèle local est en avance d'1 heure, et celui du modèle océanique (le pic le plus grand) est 2 h en retard.

L'asymétrie de la tempête observée (la montée de la surcote est deux fois plus lente que sa descente) n'est pas non plus reproduite : les prédictions montrent une surcote qui croît plus rapidement par rapport à la descente.

Avant et après la tempête, les prévisions globales et locales concordent bien entre elles mais sous-estiment systématiquement les observations d'une vingtaine de centimètres. Cette succession de surcotes mineures après le pic principal observée à La Pallice est loin d'être reproduite par le modèle global ni par le modèle local sans couplage.

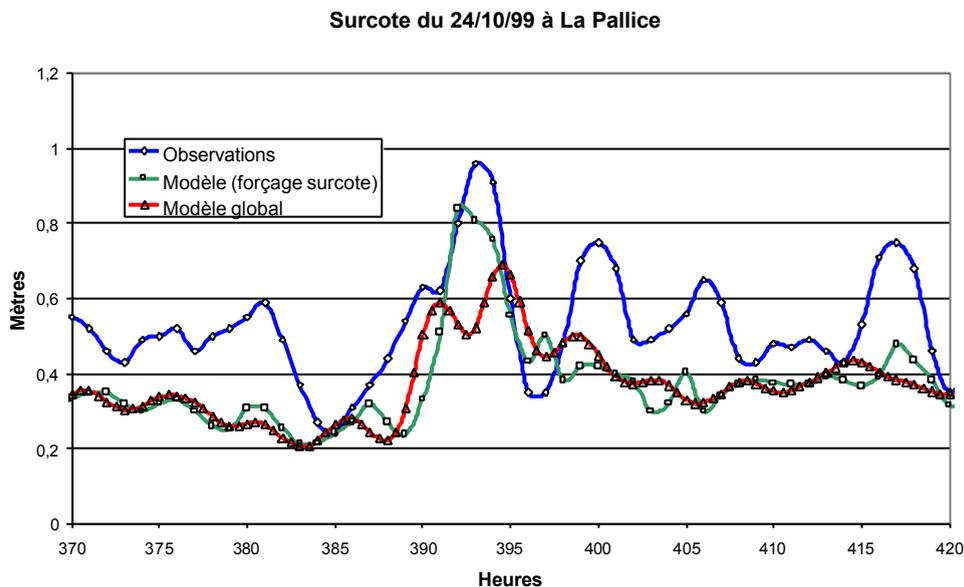


Figure n°5-1 : Surcote à La Pallice le 24 octobre 1999
370 heures = 23/10/99 à 2h

5.1.2. Tempêtes des 26 et 27 décembre 1999

Le modèle global reproduit bien l'amplitude du pic de surcote (fig n°5-2) du 26 décembre 1999 qui est 20 cm en dessous de celle observée pour octobre 1999. La bimodalité du pic est l'inverse de celle observée : le premier pic est plus haut que le deuxième contrairement aux observations.

Le modèle local, quant à lui, prédit un seul pic qui est deux fois moins grand et plus étroit que celui observé. La qualité de la simulation des deux modèles est donc inversée par rapport à celle d'octobre 1999.

Dans les deux modèles, les oscillations après la tempête sont totalement absentes. Ils simulent tous les deux une mer calme (en termes de surcote) entre le 26 et le 27 décembre 1999 ; les surcotes ne dépassant pas 15-20 cm. Le pic du 27 décembre 1999 est en phase pour le modèle global (il se produit à la date 280 heures) et il est en retard de 3 heures pour le modèle local. Les deux modèles sous-estiment le pic de 40 cm par rapport à la valeur estimée de 1.50 m.

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

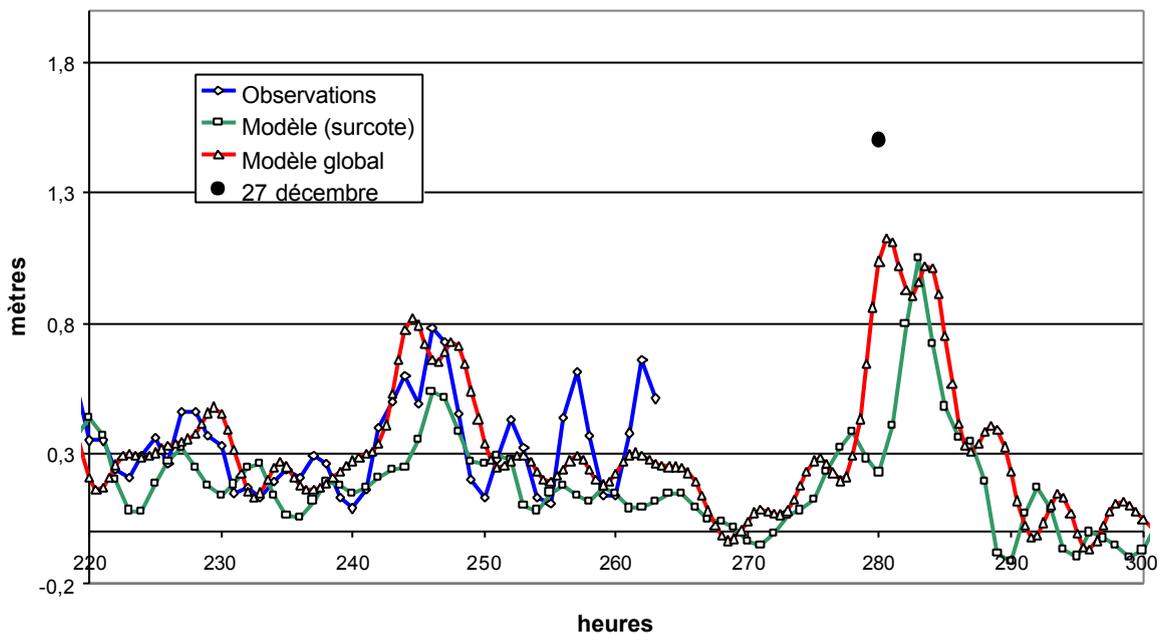


Figure n°5-2 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/99 à 4h

5.1.3. Tempête du 5 novembre 2000

Cette tempête a généré une courbe de surcote large de presque 6 jours, les graphiques la représentant sont donc faits sur 300 heures (un peu plus de 12 jours) pour visualiser la tempête et ce qui se passe avant et après.

La Pallice :

Tout d'abord, remarquons, que la surcote du 1^{er} novembre 2000 à 9 heures (417 heures sur la fig. 5-3) est aussi bien reproduite par le modèle océanique que par le modèle local. L'amplitude de cette surcote n'atteint que 80 cm par rapport à 1.2 m observé le 5 novembre 2000 et est comparable à celle du 26 décembre 1999.

Pour le 5 novembre 2000, le modèle océanique prédit correctement la hauteur du pic (fig n°5-3) tandis que le modèle local la sous-estime de 30 cm. D'un autre côté, entre le 3 et le 4 novembre (450 et 500 h sur la fig. 5.3) la mer est restée haute : des surcotes de 20 à 40 cm sont observées pendant cette période. Les deux modèles, quant à eux, prévoient une « vidange » des Pertuis, la surcote descendant jusqu'au zéro. La différence entre l'amplitude de la surcote au pic du 5 novembre et celle du 3 novembre (470h sur la fig.5.3) est donc plus appropriée pour caractériser la croissance de la tempête du 5 novembre. Cette amplitude enregistrée par le marégraphe est égale à 1 m (de 20 cm le 3 nov. jusqu'à 1.2 m le 5 nov) ; elle est égale à 1.2 m dans le modèle global et 90 cm dans le modèle local. Nous ne pouvons pas conclure que le modèle local perd en prédiction pour le pic de surcote du 5 novembre, par contre, il n'arrive pas à reproduire le niveau élevé de la mer dans les Pertuis entre les deux surcotes.

Il est aussi intéressant de noter que la courbe de surcote vue par le modèle océanique est assez lisse par rapport aux oscillations observées. Cela est une des conséquences directes du maillage trop grossier du modèle global dans la région des Pertuis. Le modèle local prédit des oscillations de surcote bien que leurs amplitudes ne soient pas réalistes. Il semble donc que ces oscillations soient des phénomènes locaux que le modèle océanique ne peut pas reproduire.

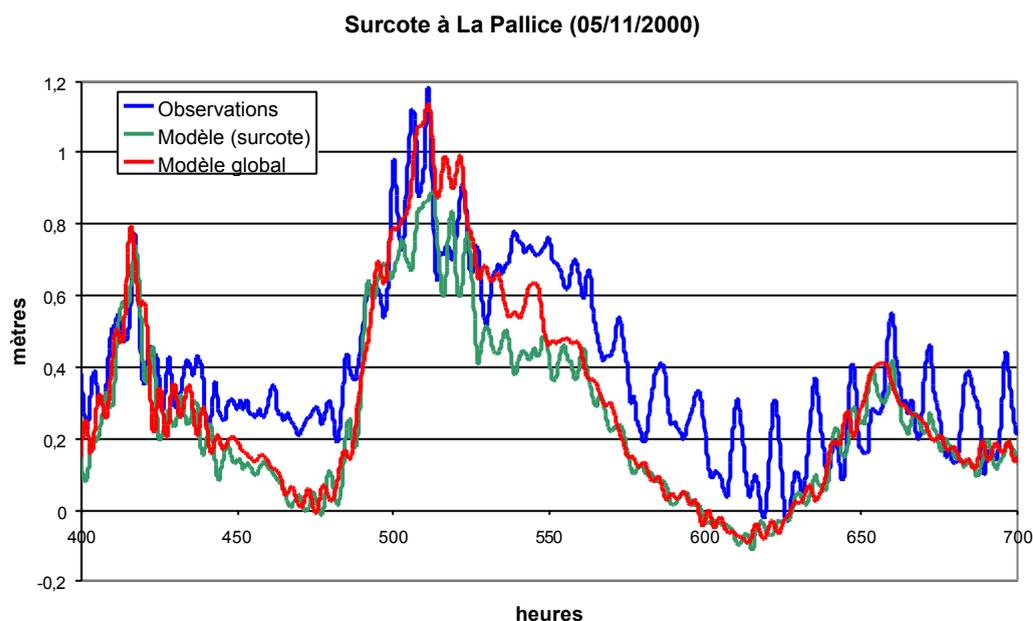


Figure n°5-3 : Surcote à La Pallice le 5 novembre 2000
400 heures = 31 octobre 2000 à 16h

Verdon :

Le rapport entre les prédictions des 2 modèles est semblable à celui de La Pallice. Le modèle local présente peu de différences par rapport au modèle océanique excepté pour le pic (fig n°5-4) du 5 novembre 2000 qu'il sous-estime. L'écart entre les pics des deux modèles est moins fort que dans le cas de La Pallice. Les deux modèles prédisent la montée de la surcote 10 heures avant l'observation. Le pic de tempête prédit par le modèle global se produit 1 heure en avance (506 heures au lieu de 507 heures pour le pic observé) alors que celui prédit par le modèle local est en phase avec les observations.

Le pic de la surcote du 1^{er} novembre 2000 est sur-estimé et est en avance d'une heure par rapport aux observations pour le modèle local et de 2 heures pour le modèle global.

Entre les surcotes du 1 et 5 novembre, le niveau de la mer descend jusqu'à zéro et les modèles reproduisent correctement cet effet contrairement aux observations à La Pallice. Les courbes des deux modèles sont aussi très lisses et ne reproduisent donc pas les oscillations des surcotes observées.

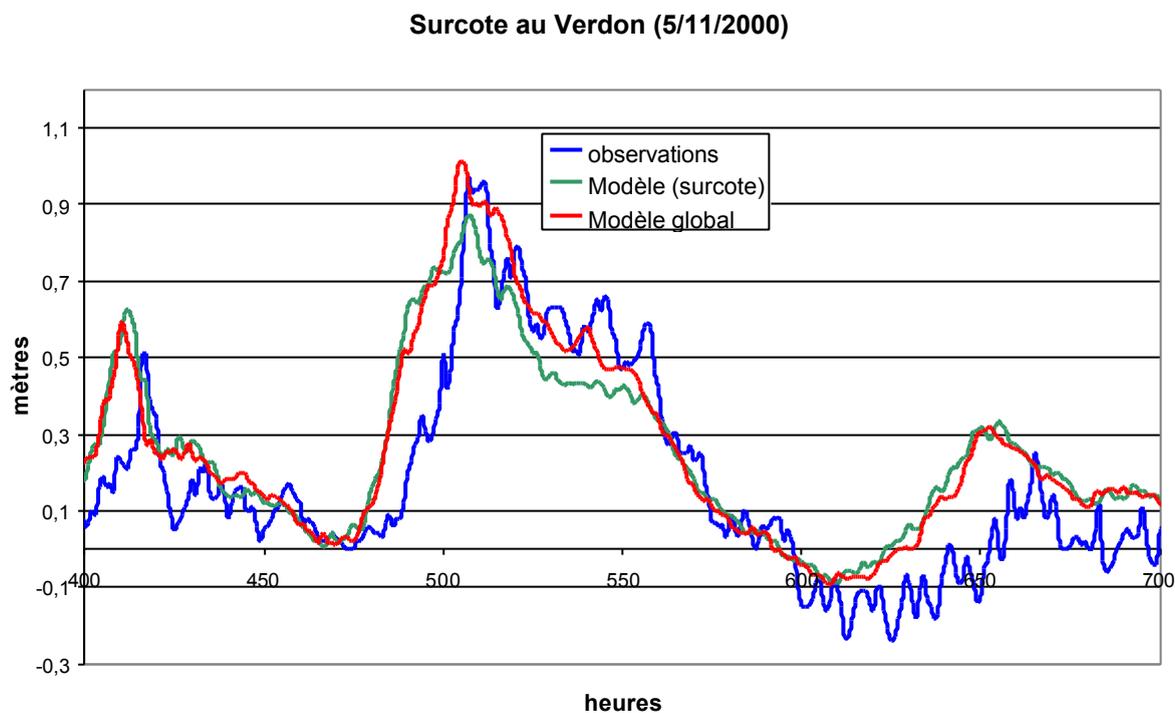


Figure n°5-4 : Surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

5.1.4. Tempête du 4 janvier 2001

La Pallice :

Le modèle océanique prédit l'amplitude du pic (fig n°5-5) contrairement au modèle local qui la sous-estime de 15 cm. Le pic prédit dans les deux cas est beaucoup plus large que celui observé. Les «répliques» de la tempête sont sur-estimées d'une vingtaine de centimètres par les deux modèles.

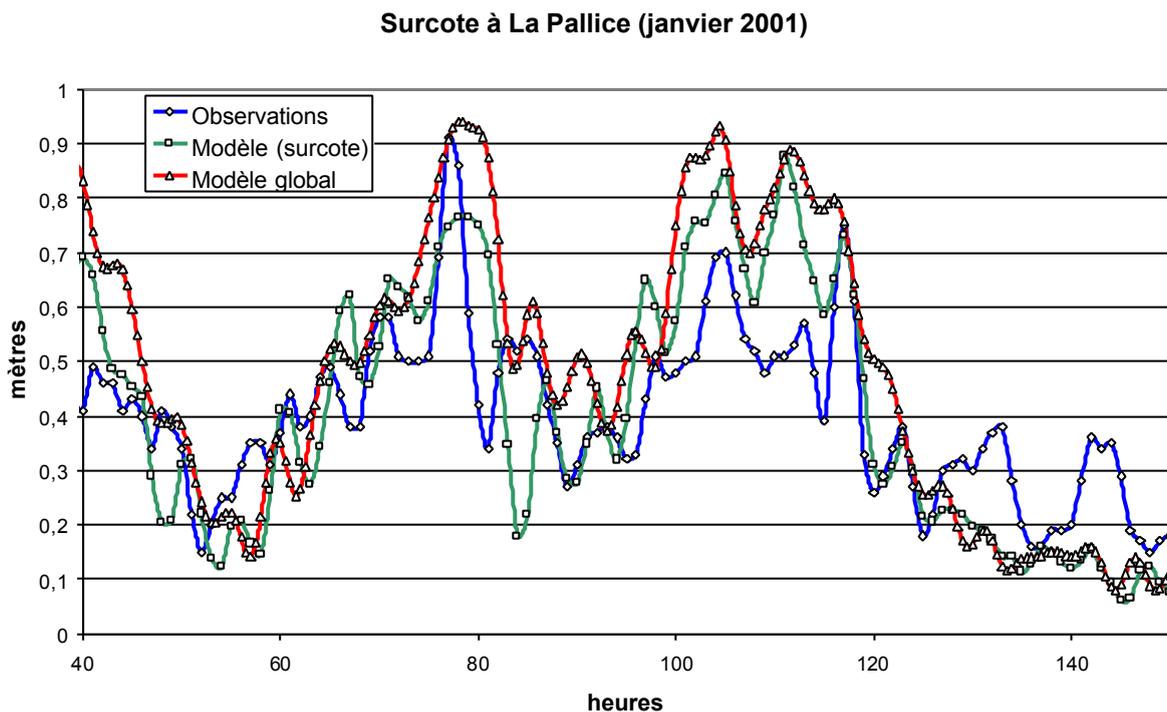


Figure n°5-5 : Surcote à La Pallice le 4 janvier 2001
40 heures = 2 janvier 2001 à 16h

Verdon :

Les deux modèles sur-estiment systématiquement les surcotes de 15 à 30 cm (fig n° 5-6). La tempête prédite est plus longue que celle observée. L'échantillonnage des données météorologiques de 6h utilisé dans le modèle global en est peut-être à l'origine. Le site du Verdon peut être un bon indicateur des conditions météorologiques car les effets locaux sont moins présents.

Surcote au Verdon (janvier 2001)

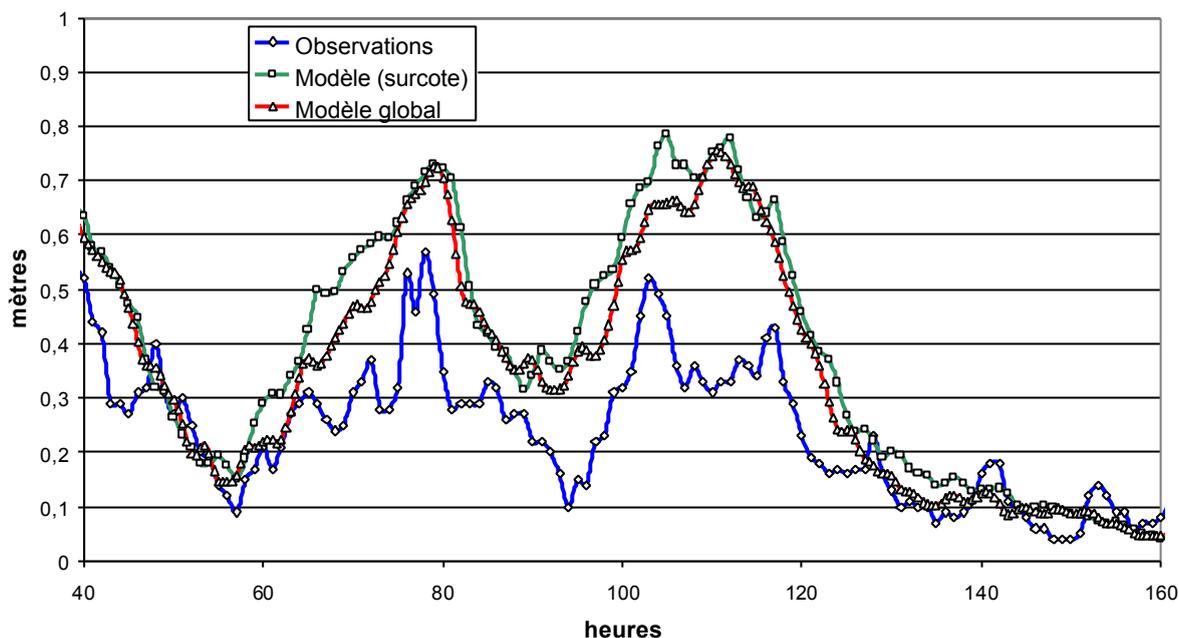


Figure n°5-6 : Surcote au Verdon le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.1.5 Résumé

Nous avons vu que le modèle local sans la prise en compte des effets de la houle et du vent n'améliore pas les prévisions du modèle océanique qui, pourtant, manque de résolution dans la région des Pertuis Charentais. En effet, le modèle océanique prédit mieux les pics de surcote pour les tempêtes du 26 décembre 1999, 5 novembre 2000 et 4 janvier 2001. Si les prévisions du modèle global sont très loin des observations comme au Verdon, en janvier 2001, le modèle local, évidemment, le suit.

Les figures présentées ci-dessus montrent quelque part l'effet du raffinement de la maille des éléments finis en négligeant les effets de l'interaction des surcotes avec la houle et le vent à l'intérieur des Pertuis. Ces interactions seront incluses progressivement dans ce chapitre où nous allons essayer d'isoler l'impact de chaque type d'interaction surcote/marée/houle/vent autant qu'il est possible dans un modèle non-linéaire.

5.2. Interaction marée-vent sans interaction avec la houle :

Dans ce paragraphe nous allons étudier la réaction du modèle local à la direction et l'amplitude du vent en utilisant la formule classique (Smith et Banke, 1975) pour la contrainte de surface induite par le vent :

$$\vec{\tau}_s = r_a * C_d * U_{10} * \vec{U}_{10}$$

U_{10} = vitesse du vent à 10 mètres au dessus de la surface de la mer

ρ_a = masse volumique de l'air

C_d = coefficient de traînée fonction de la vitesse du vent par l'expression :

$C_d = 0.565 \cdot 10^{-3}$ si $U_{10} < 5$ m/s

$C_d = (-0.12 + 0.137 \cdot U_{10}) \cdot 10^{-3}$ si $5 < U_{10} < 19.22$ m/s

$C_d = 2.513 \cdot 10^{-3}$ si $U_{10} > 19.22$ m/s

5.2.1. Modèle local sans communication avec le Golfe de Gascogne

Dans un premier temps, nous allons considérer la questions suivante : que peut faire le vent seul dans les Pertuis ? (pas de communication avec le Golfe de Gascogne)

Pour répondre à cette question, différents tests d'intensité et de direction du vent ont été effectués.

Tout d'abord, le modèle n'est forcé que par la marée. Puis, il est forcé pour la même période par la marée et le vent. Pour étudier les surcotes/décotes provoquées par ces vents, le signal de marée est soustrait au signal marée + vent.

Les résultats de modélisation sont présentés pour La Pallice (site de référence pour la zone des Pertuis Charentais).

Les objectifs de cette étude sont de mieux comprendre les mécanismes générateurs de surcote par le vent seul et de mettre en évidence l'effet des non-linéarités entre le vent, la marée et les surcotes.

Le premier test consiste à imposer uniquement le vent partout sur le domaine. Il n'y a pas de marée.

	Surcote / décote (mètres)
Vent Ouest 20 m/s	0.35
Vent Ouest 44 m/s	1.71
Vent Nord 20 m/s	-0.07
Vend Nord 44 m/s	-0.33

Tableau n°5-1 : Amplitude des surcotes / décotes en mètres à La Pallice dans un cas sans marée pour des vents Ouest et Nord de 20 ou 44 m/s

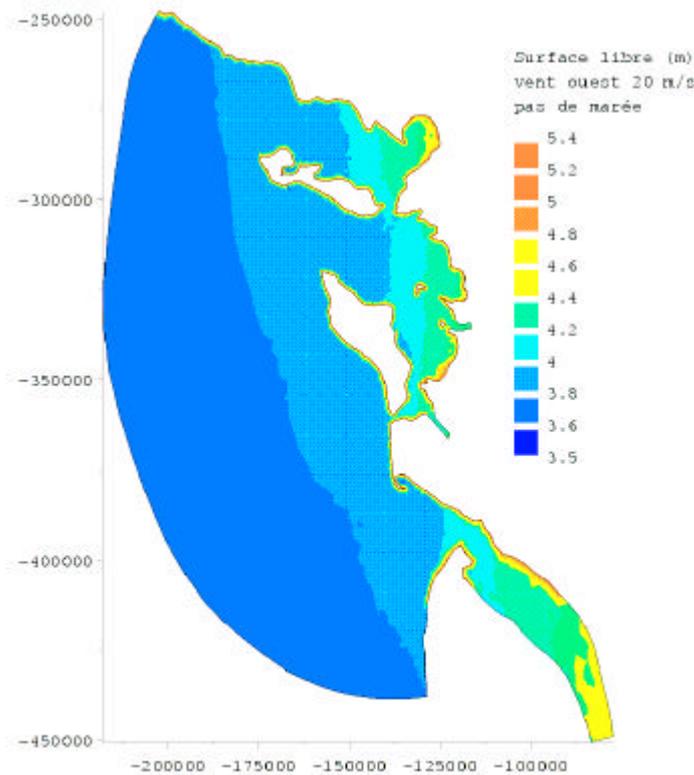


Figure n° 5-7 : Surface libre (en mètres) pour un vent d'ouest de 20 m/s dans un cas sans marée

Lorsque le vent est imposé dans le modèle sans marée, les courants dus au vent s'installent. L'état stationnaire est atteint avec génération de surcotes et décotes permanentes. La force de traînée à la surface de l'eau due au vent est équilibrée par le gradient de pression lié à l'élévation du niveau marin.

Pour évaluer l'influence tidale sur les surcotes, le vent va être maintenant introduit dans le modèle de marée.

Pour tester la réponse des Pertuis en fonction de la direction et de l'amplitude du vent, 3 directions de vent (Ouest, Nord, Nord-Ouest) et 2 intensités différentes pour chaque direction (20 m/s et 44 m/s) ont été considérées pour les simulations numériques.

La vitesse du vent 44 m/s (158 km/h) correspond à la vitesse du vent maximale mesurée à La Rochelle le 27 décembre 1999 avant que la station soit hors service :

VENT MAXIMAL mesuré aux stations suivantes (direction d'origine, vitesse en km/h, et heure légale)			
LA ROCHELLE	Ouest	158	18h32 (hors service à 18h53)
CHATEAU D'OLERON	Sud-Ouest	166	18h
ROYAN-MEDIS	Ouest	194	19h15
St Germain de Lusignan	Ouest	133	19h
SAINTES	Sud-Ouest	148	18h
St AGNANT	Ouest	162	18h15
St Clément de Baleines	pas de donnée	198	17h30 (heure estimée)
St Denis d'Oléron	Sud-Ouest	198	16h09 (puis hors service)

Tableau n°5-2 : Vitesse du vent maximale (km/h) enregistrée dans certaines stations de Charente Maritime le 27 décembre 1999. Source : METEOFRACTE

® le vent d'Ouest :

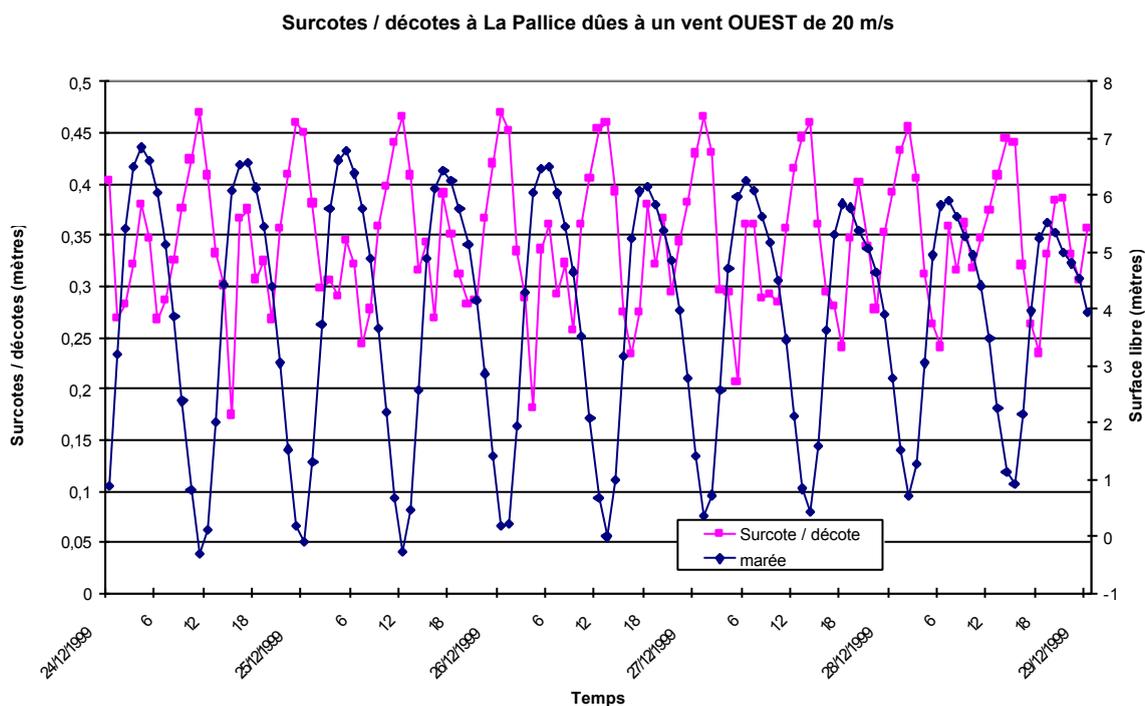


Figure n° 5-8 : Surcotes et décotes en mètres à La Pallice pour un vent OUEST de 20 m/s

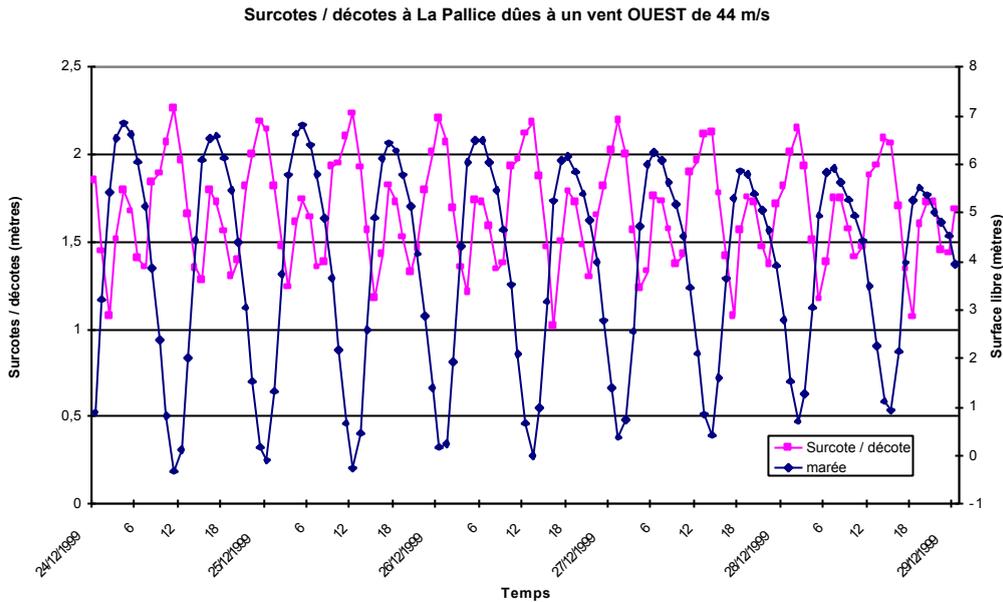


Figure n°5-9 : Surcotes et décotes en mètres à La Pallice pour un vent OUEST de 44 m/s

L'amplitude des surcotes est représentée sur l'axe vertical de gauche des figures 5-8 et 5-9 et l'axe de droite représente la surface libre (niveau moyen de la mer).

Le vent d'Ouest ne provoque pas de décotes mais que des surcotes. Le premier pic de surcote est en phase avec la Pleine Mer (PM) et le deuxième pic avec la Basse Mer (BM). Les surcotes sont clairement modulées par la marée. La période des oscillations principales de surcote est de 12 heures, ce qui s'explique par le fait que la marée dans les Pertuis est dominée par les ondes semi-diurnes. S'ajoutent également des oscillations de période 6 heures. Ce sont les effets non-linéaires entre vent, marée et surcote qui apparaissent. La surcote maximale provoquée par le vent de 44 m/s est de 2.25 m en présence de la marée alors qu'elle n'est que de 1.75 m dans le cas sans marée. La marée a donc tendance à amplifier les pics de surcotes provoquées par le vent d'ouest bien que la valeur moyenne reste la même (cf. tableau 5-3).

La non-linéarité des équations hydrodynamiques se manifeste également par le fait que les surcotes ne sont pas proportionnelles à l'amplitude du vent : doubler l'amplitude du vent augmente la surcote d'un facteur 4.

	Surcote moyenne (m) sans marée	Surcote maximale (m) sans marée	Surcote moyenne (m) avec marée	Surcote maximale (m) avec marée
Vent Ouest 20 m/s	0.35	0.37	0.35	0.47
Vent Ouest 44 m/s	1.71	1.75	1.67	2.25

Tableau n°5-3 : Valeurs de surcote moyennes et maximales en mètres à La Pallice pour un vent Ouest de 20 et 44 m/s en absence et en présence de marée.

® le vent du Nord :

Surcotes / décotes à La Pallice dues à un vent NORD de 20 m/s

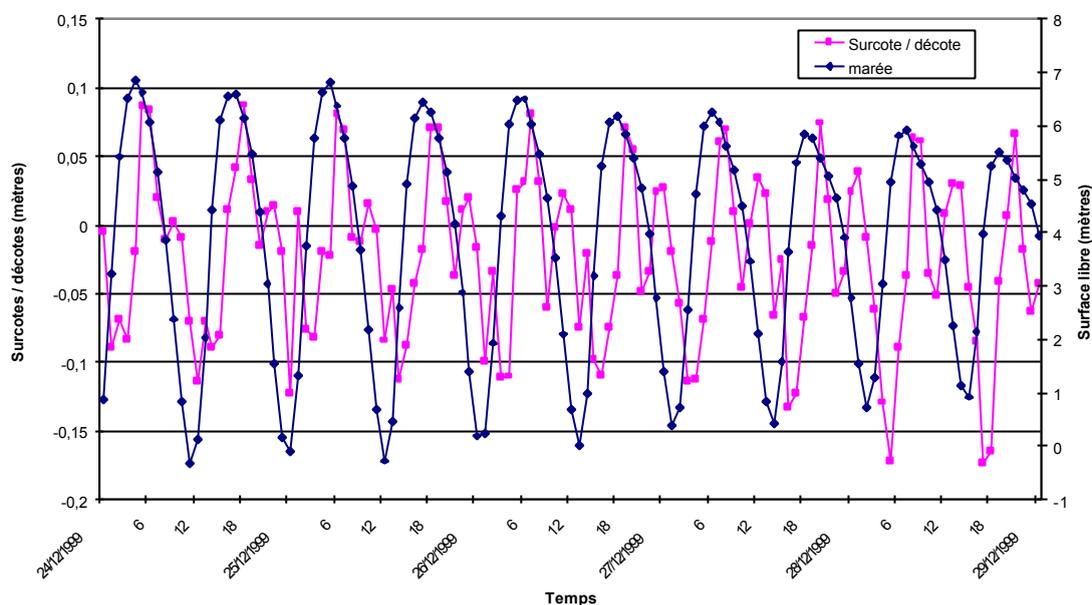


Figure n° 5-10 : Surcotes et décotes en mètres à La Pallice pour un vent NORD de 20 m/s

Surcotes / décotes à La Pallice dues à un vent NORD de 44 m/s

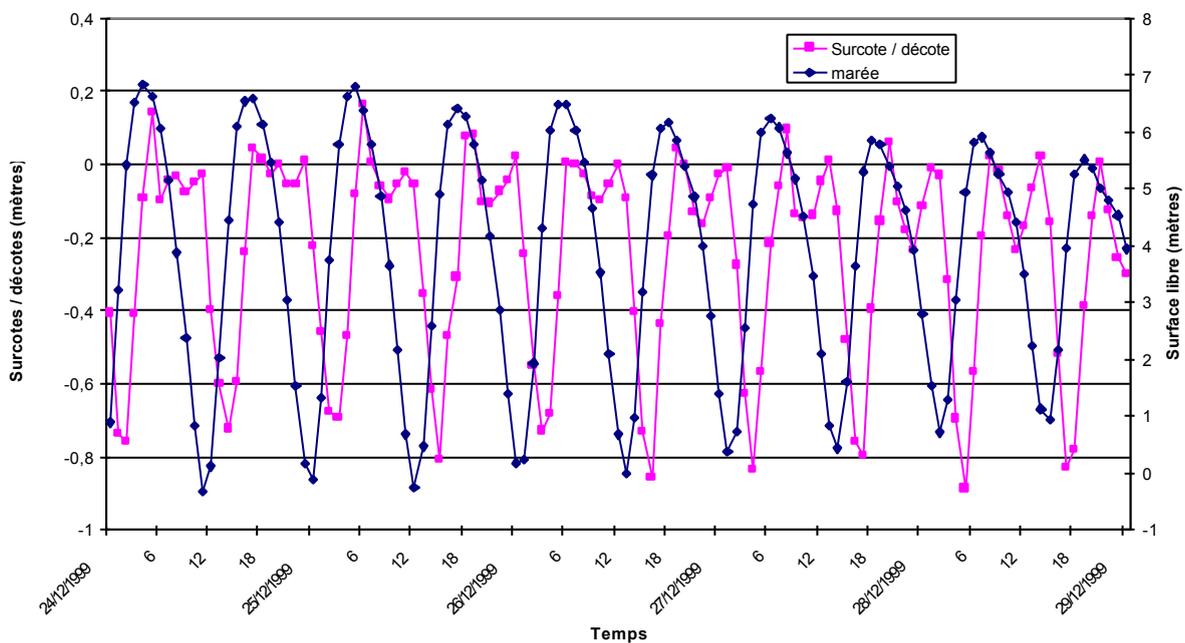


Figure n°5-11 : Surcotes et décotes en mètres à La Pallice pour un vent NORD de 44 m/s

	Décote moyenne (m) sans marée	Décote maximale (m) sans marée	Décote moyenne (m) avec marée	Décote maximale (m) avec marée
Vent Nord 20 m/s	-0.07	-0.09	-0.02	-0.17
Vent Nord 44 m/s	-0.33	-0.35	-0.24	-0.9

Table n°5-4 : valeurs de décote moyennes et maximales (mètres) pour un vent Nord de 20 et 44 m/s à La Pallice en présence et en absence de marée

Le vent du Nord provoque essentiellement des décotes. Le pic de surcote est en retard de quelques heures par rapport au pic de PM. La décote maximale observée avec le vent du nord de 44 m/s est de 0.9 m alors que le même vent ne génère une décote que de 0.3 m en absence de marée. Là aussi, la marée a donc tendance à augmenter les pics de décotes, bien que le vent d'Ouest semble plus dévastateur. Les valeurs moyennes sont légèrement en dessous en présence de marée.

Il est intéressant de noter que pour le vent du Nord, les non-linéarités ne sont pas importantes : les décotes sont proportionnelles à l'amplitude du vent : doubler l'amplitude du vent revient à doubler la valeur de la décote. Cela montre donc que plus le signal est fort, plus les effets non linéaires entrent en jeu.

® Le vent du Nord-Ouest :

Ces tests ont soulevé une autre question : les axes des Pertuis sont orientés vers le Nord-Ouest : comment cette orientation peut-elle affecter le vent descendant le long de la côte vendéenne ; est-ce que l'effet du vent de l'Ouest ajouté au vent du Nord est comparable à l'effet du vent de Nord-Ouest de même vitesse ?

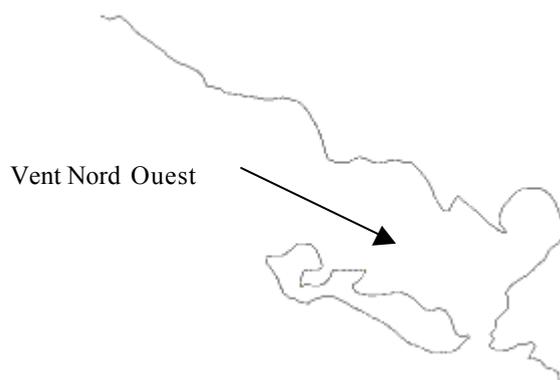


Figure n° 5-12 : concordance entre le vent Nord –Ouest et la direction du Pertuis Breton

Pour un vent Ouest de 20 m/s et un vent Nord de 20 m/s, la vitesse du vent Nord-Ouest résultant est $\sqrt{20^2 + 20^2} = 28.28$ m/s.

Comparaison à La Pallice des surcotes provoquées par un vent NORD OUEST (= vent nord 20 m/s + vent ouest 20 m/s) de 28,28 m/s à celles provoquées par la somme d'un vent NORD de 20 m/s et d'un vent OUEST de 20 m/s

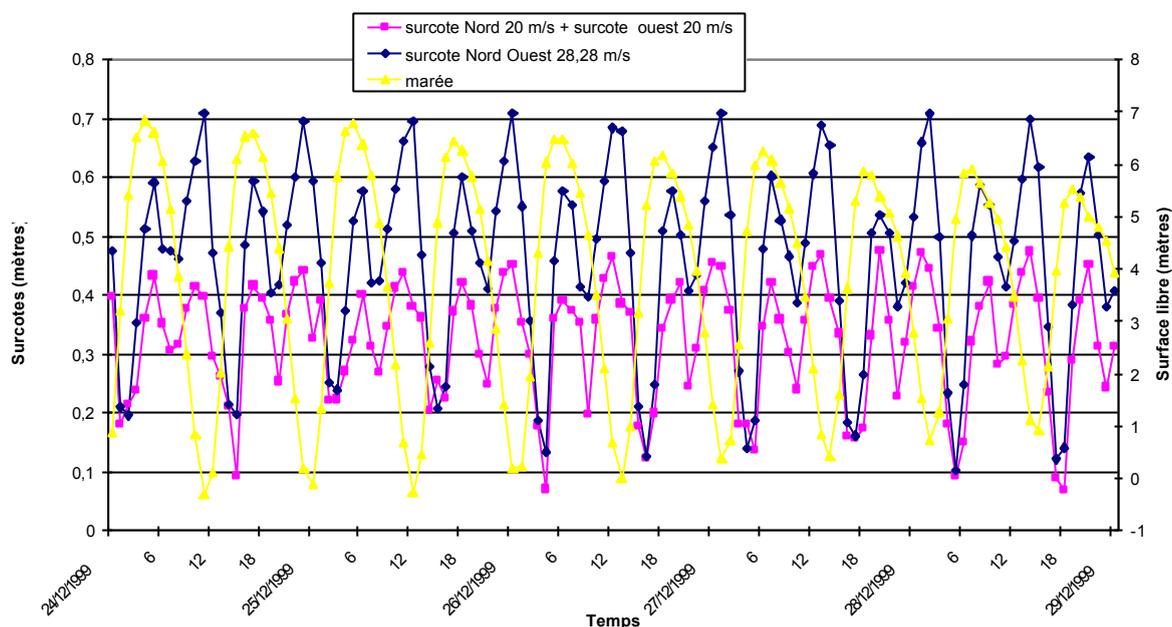


Figure n°5-13 : Comparaison à La Pallice des surcotes en mètres provoquées par un vent Nord-Ouest de 28.28 m/s avec la somme de celles générées par un vent Nord de 20 m/s et un vent Ouest de 20 m/s.

Le vent Nord-Ouest n'entraîne que des surcotes.

La variabilité temporelle est très semblable : les crêtes et les bosses se succèdent simultanément mais les valeurs maximales des surcotes sont plus importantes pour un vent Nord Ouest de 28.28 m/s que pour la somme des deux vents Nord et Ouest de 20 m/s. Ceci s'explique par le fait que la direction Nord-Ouest correspond avec la direction du Pertuis Breton.

® Conclusion :

L'impact du vent «seul» n'est pas négligeable. Le vent de type «ouragan» (44 m/s) provoque des surcotes de 1.75 m (sans marée) contre 2.25 m (avec prise en compte de la marée). Pour un vent fort (20 m/s), l'écart n'est plus que de 10 cm. Il semble donc que pour des vents faibles à modérés, le forçage du modèle par le vent local seul suffirait à prédire les hauteurs de surcote.

La modulation du signal de surcote par la marée est un effet non linéaire : son ampleur dépend de l'ampleur de la surcote. Ainsi, pour un ouragan d'ouest qui provoque des surcotes pouvant atteindre 2.25 m, l'effet non linéaire entre le vent, la marée et l'onde de surcote double la hauteur de surcote attendue alors que dans le cas du vent du Nord qui crée un signal beaucoup plus faible, cet effet non linéaire est négligeable.

Ces différentes expériences ont montré l'impact des effets non-linéaires et de la géométrie sur l'amplitude des pics de surcote. Or, le coefficient de traînée en surface varie aussi en fonction de la hauteur de la houle et celui-ci rentre dans le calcul de la contrainte de surface due au vent.

Cette contrainte doit être précise pour calculer les surcotes. C'est l'un des intérêts du couplage entre le modèle de marée et le modèle de houle.

5.2.2. couplage avec le modèle océanique

Dans un deuxième temps, nous avons pris en compte le vent des 5 tempêtes dans le modèle forcé par les surcotes.

Pour 1999, la vitesse du vent est donnée par le modèle américain (NOAA-CIRES Climate Diagnostics Center, Boulder, Colorado, USA, <http://www.cdc.noaa.gov/>).

Pour 2000 et 2001, nous utilisons les valeurs de la vitesse du vent fournies par la station météorologique de L'Houmeau.

Le modèle réagit de manière similaire à la prise en compte du vent local quelque soit la tempête considérée excepté pour le 27 décembre 1999. Le couplage avec le vent (noté « surcote + vent » sur les figures) a très peu d'influence sur le modèle : les résultats sont quasi-identiques à ceux où seul le forçage par les surcotes aux limites (noté « surcote » sur les figures) est considéré (fig n°5-14 à 5-19).

Ceci semble logique : vu l'emprise du domaine modélisé (le modèle local ne s'étend vers le large qu'à environ 200 km), le forçage des conditions aux limites est plus important que la force de surface créée par le vent au-dessus des Pertuis Charentais.

Pour le 27 décembre 1999 (figure 5-15), le vent permet de réduire de 10 cm l'écart par rapport à l'amplitude du pic observée, mais il se produit toujours 2 heures en retard. Pendant la tempête, la vitesse du vent a atteint 33 m/s et venait d'Ouest (cf chapitre 4). Il a donc renforcé la surcote venant du large. C'est pour cette raison que la prise en compte du vent dans le modèle local améliore de 10 cm la prédiction du pic.

En 2000 et 2001, le vent venait d'Est (cf chapitre 4) et était assez fort (18 m/s). Sa prise en compte dans le modèle local s'oppose à l'arrivée de la surcote venant du large ; le pic est donc réduit (de 8 cm) par rapport au résultat précédent obtenu sans prise en compte du vent local.

Surcote à La Pallice (octobre 1999)

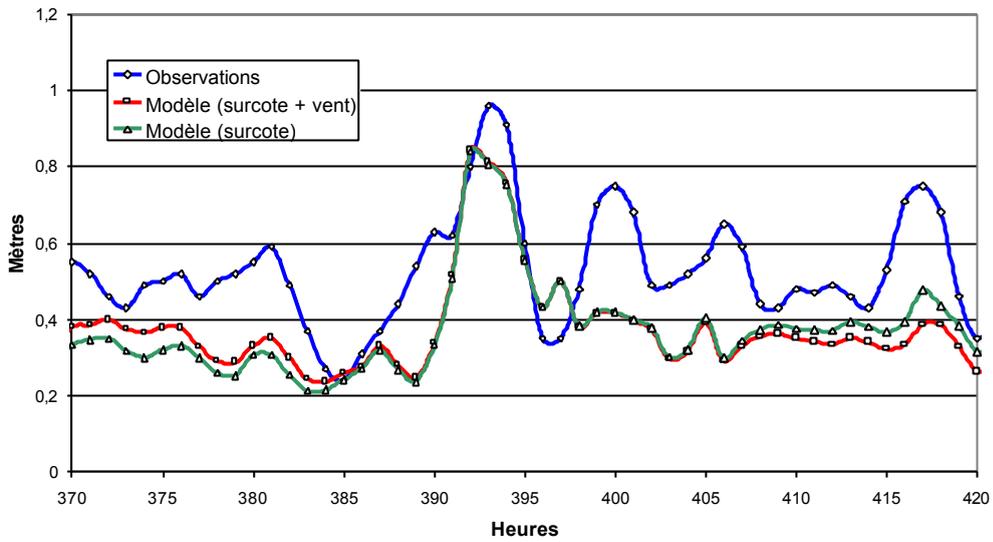


Figure n° 5-14 : Surcote à La Pallice le 24 octobre 1999
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

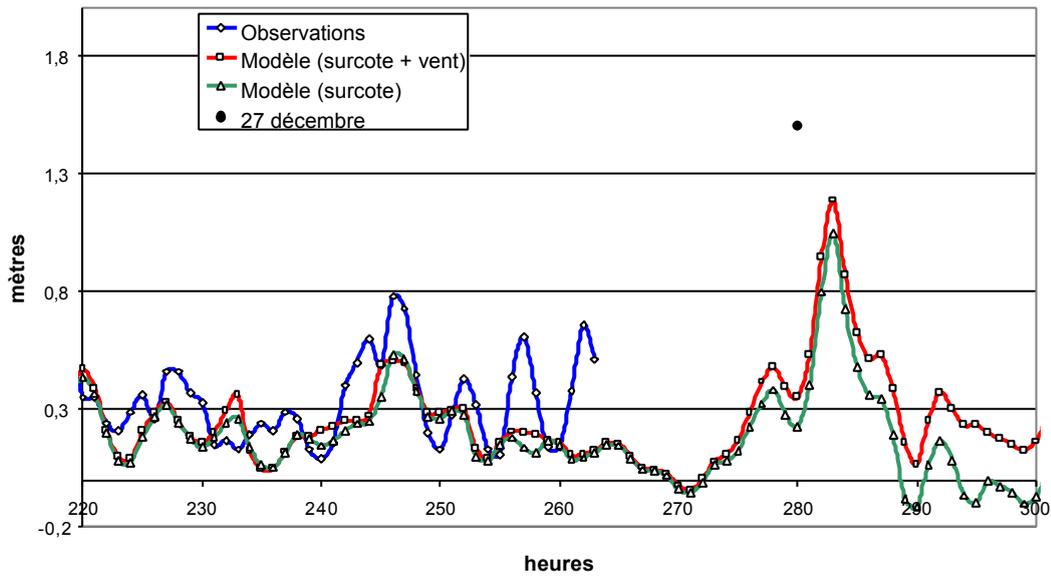


Figure n°5-15 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

Surcote à La Pallice (5/11/2000)

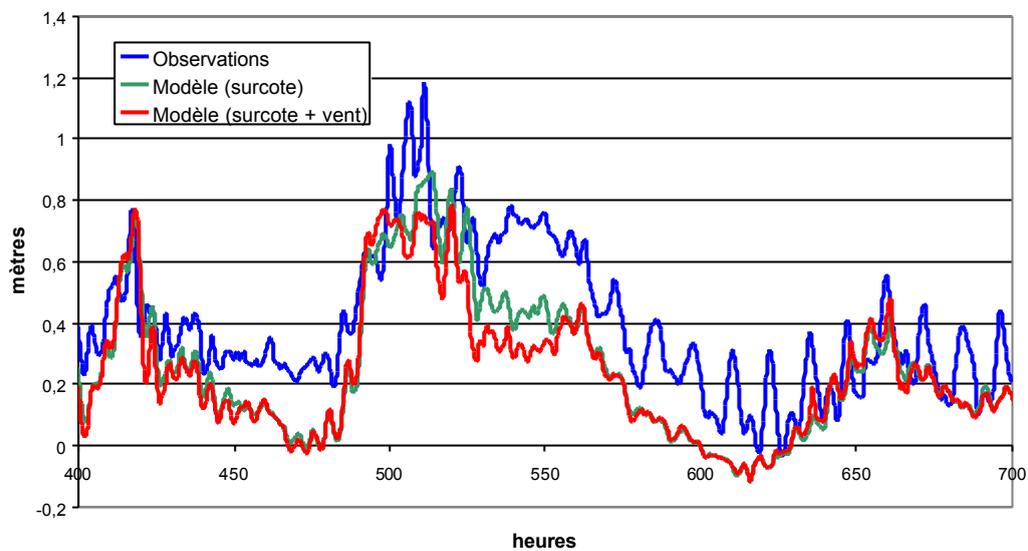


Figure n°5-16 : Surcote à La Pallice le 5 novembre 2000
400 = 31/10/2000 à 16h

Surcote au Verdon (05/11/2000)

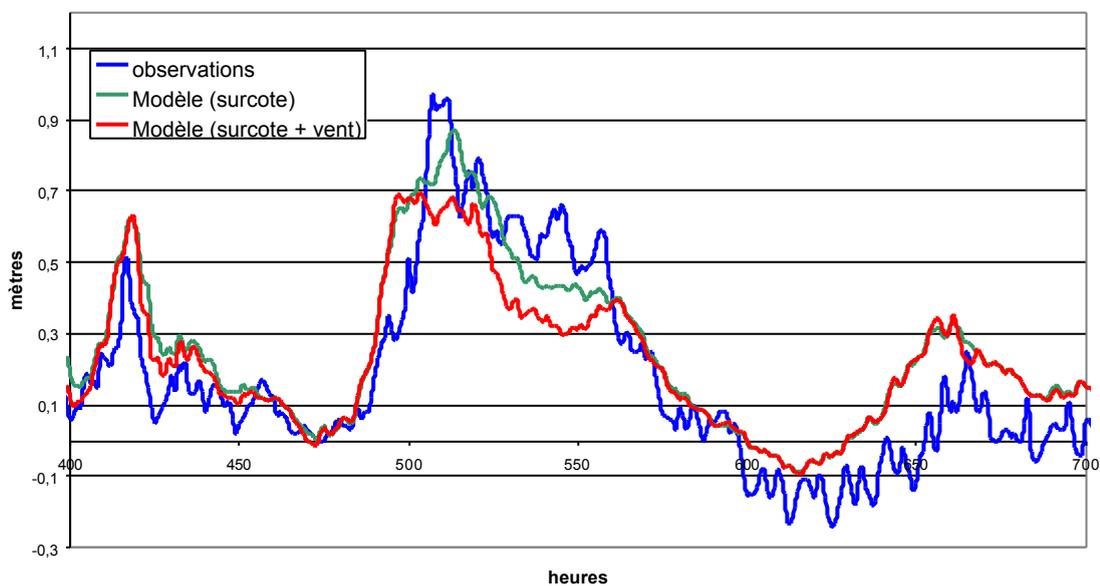


Figure n°5-17 : Surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Surcote à La Pallice (4/01/2001)

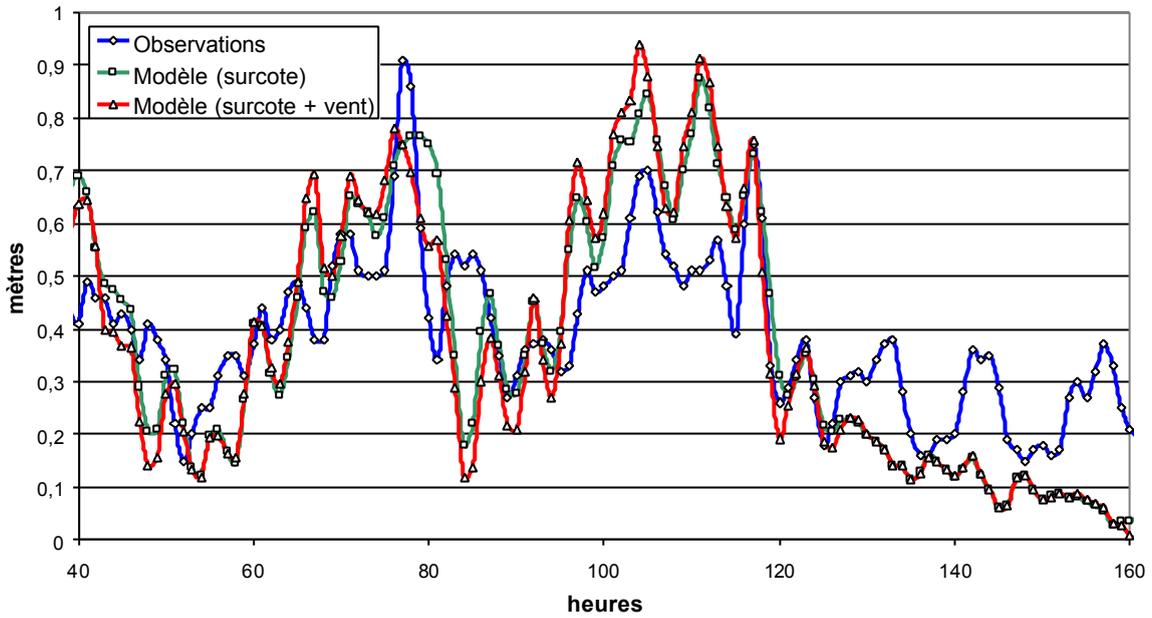


Figure n°5-18 : Surcote à La Pallice le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

Surcote au Verdon (04/01/2001)

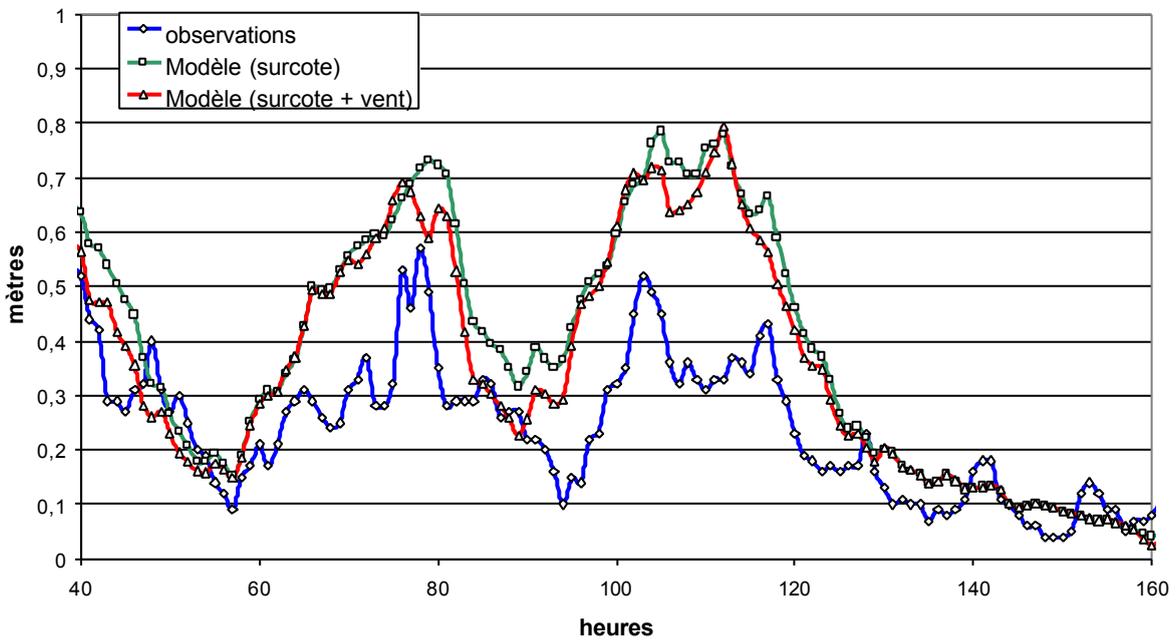


Figure n°5-19 : Surcote au Verdon le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.3. Forçage surcote + couplage avec la houle à travers la contrainte de surface

Maintenant, nous allons reprendre les expériences précédentes en prenant en compte les effets d'interaction houle/surcote selon Janssen (1989, 1991) (cf chapitre n° 2).

La fig. 5-20 montre les variations du coefficient de traînée C_d en fonction de l'intensité du vent comme il est déterminé dans une des simulations numériques ci-dessous. Pour obtenir cette figure, nous avons comparé le coefficient C_d donné par TOMAWAC avec la vitesse du vent au même moment.

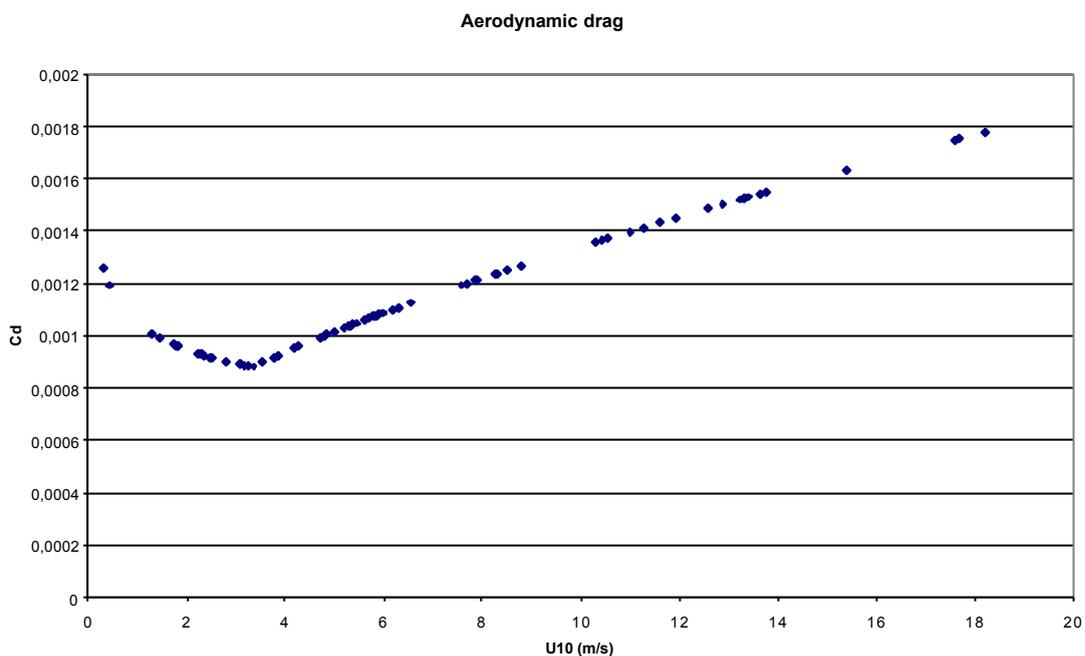


Figure n°5-20 : coefficient de traînée en fonction de la vitesse du vent U_{10} à La Pallice.

La prise en compte de la contrainte de surface a des effets différents selon la tempête. Nous allons confronter aux observations les surcotes prédites par le modèle local avec le couplage surcote/houle (noté « surcote+surface » sur les figures ci-dessous) et les surcotes du paragraphe précédent prédites par le modèle avec C_d ne dépendant que de la vitesse du vent (marqué « surcote+vent » sur les figures) selon Smith et Banke (1975).

5.3.1. Tempête du 24 octobre 1999

Les variations de rugosité dues à la houle changent complètement l'ampleur de la surcote (fig 5.21). Les surcotes de l'ordre de 50 cm prédites par le modèle local suivent de très près les observations avant la tempête. La surcote de la tempête elle-même est sur-estimée de 6 cm contrairement aux prédictions du modèle sans interactions avec la houle qui la sous-

estime de 15 cm. Le pic de la surcote est, de plus, aplati : le niveau de l'eau a atteint son maximum pendant 2 heures. Il est important de noter la chute de la hauteur des surcotes plus forte dans le modèle que dans la réalité avec la sous-estimation des surcotes après la tempête. Bien que nous pouvons identifier les variations de l'ordre de 10 cm des surcotes modélisées juste après le pic, les «répliques» ne sont pas reproduites par notre modèle.

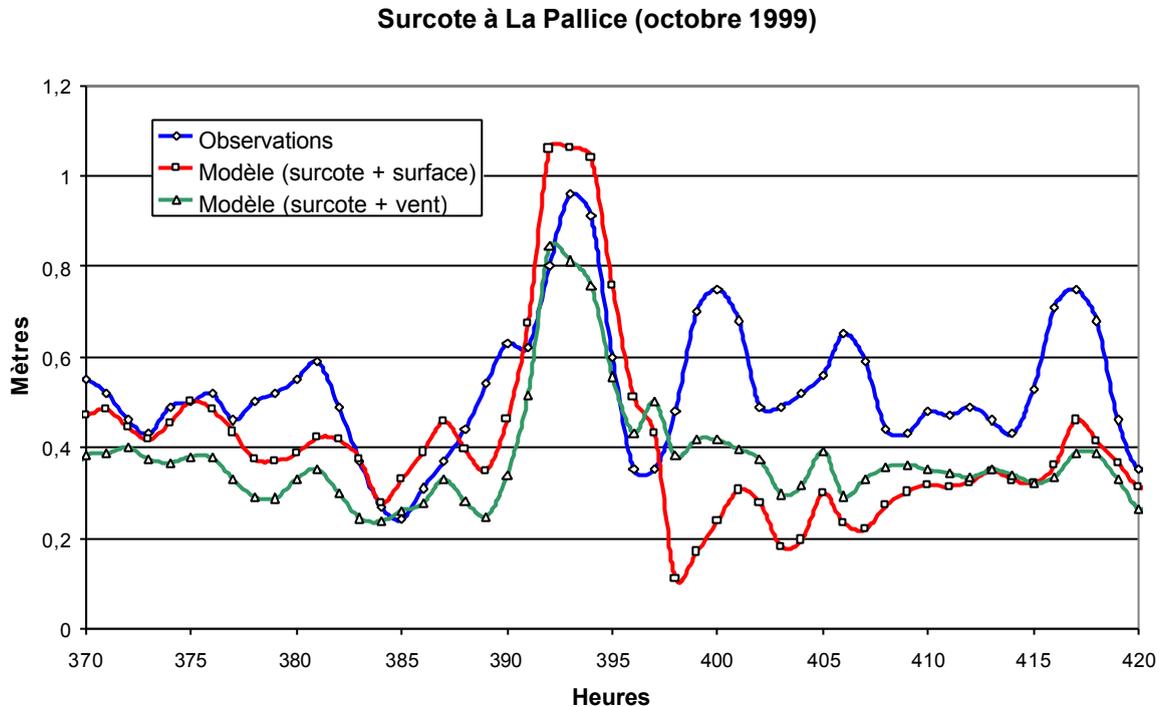


Figure n°5-21 : Surcote à La Pallice le 24 octobre 1999
370 heures = 23/10/1999 à 2h

La figure 5-22 montre l'importance de la contrainte de surface pendant la tempête. A La Pallice, elle était de 0.2 Pa au maximum de la tempête. Nous verrons qu'elle était 50 fois supérieure à la valeur de la contrainte sur le fond et 2000 fois à celle de la contrainte de radiation. La prise en compte de cette contrainte est donc indispensable pour la reproduction du pic du 24 octobre 1999.

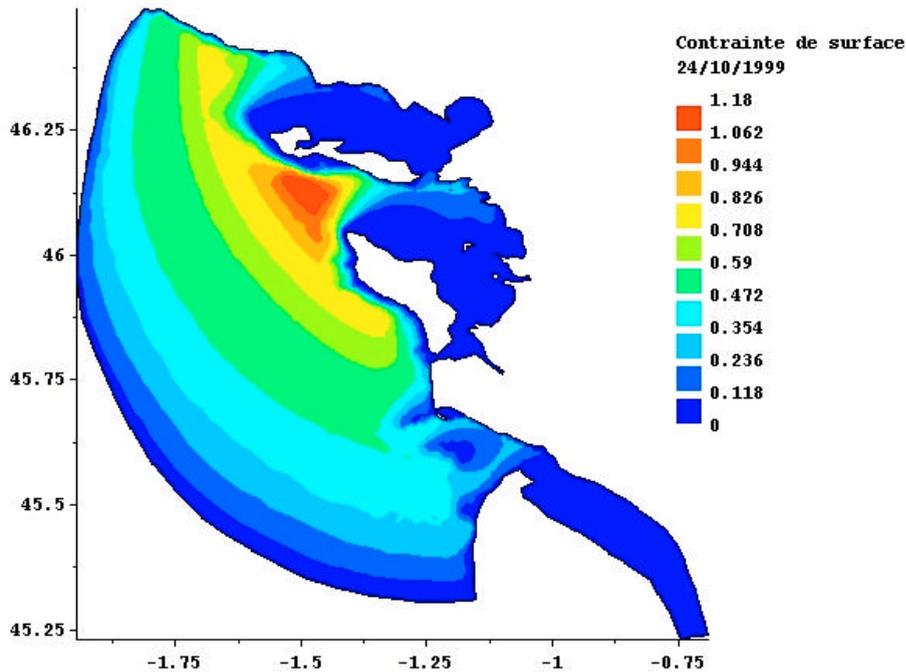


Figure n°5-22 : Contrainte de surface (Pa) pendant la tempête du 24/10/1999

5.3.2. Tempêtes des 26 et 27 décembre 1999

Contrairement à la tempête d'octobre 1999, les modifications apportées par la prise en compte des interactions avec la houle n'améliorent pas beaucoup les prévisions dans le cas de la tempête du 26 décembre 1999 : la forme bimodale du pic est reproduite, mais l'amplitude est encore plus sous-estimée. Nous verrons plus loin qu'il semble que ce soit lié à l'absence du frottement sur le fond réaliste ainsi qu'à celle des contraintes de radiation qui sont importantes pour cette tempête. D'un autre côté, la prise en compte de la contrainte de surface permet de prévoir la bonne amplitude (1.50 m) du pic du 27 décembre (fig n°5-23). De plus, le pic n'a qu'une heure d'avance par rapport aux observations (il se produit à 279 h pour 280 h alors que sans interaction, il se produisait à 283 h).

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

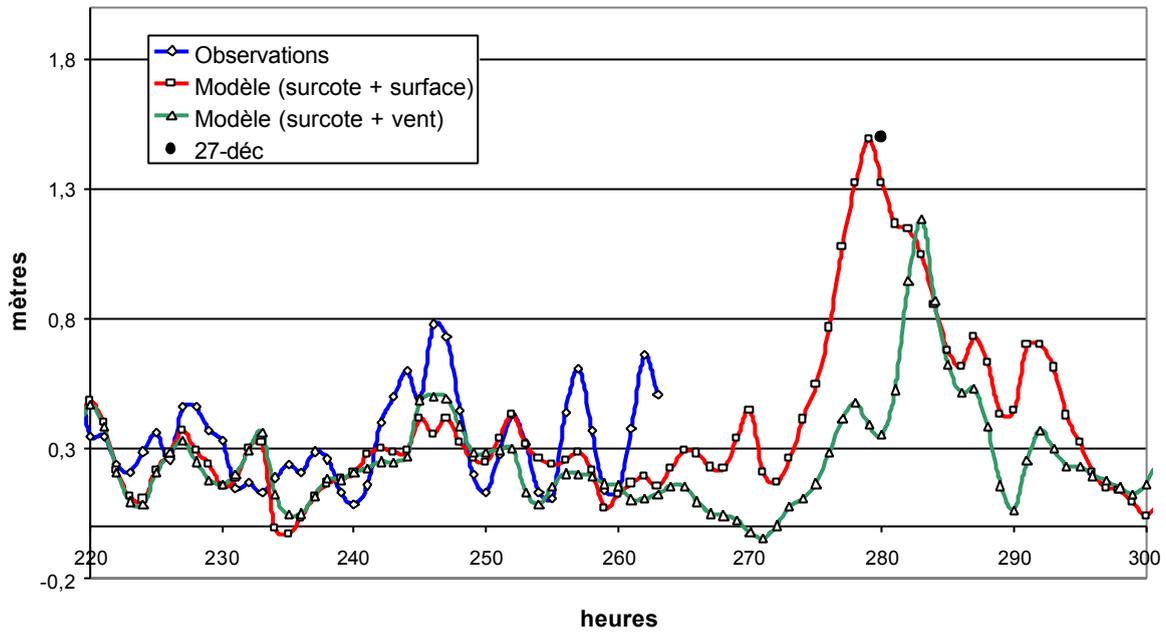


Figure n°5-23 : surcote à La Pallice en décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

La contrainte de surface (figure 5-24) était à La Pallice de 0.08 Pa le 26/12/1999 à 6h et de 0.1 Pa le 27/11/1999 à 20h.

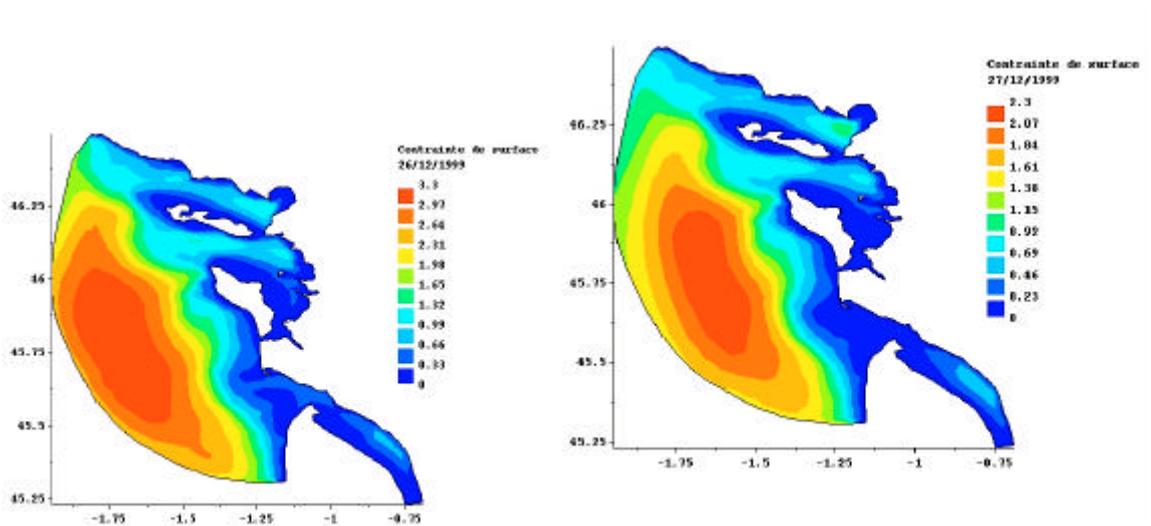


Figure n°5-24 : Contrainte de surface (Pa) pendant les tempêtes du 26/12/1999 (à gauche) et du 27/12/1999 (à droite).

5.3.3. Tempête du 5 novembre 2000

L'interaction avec la houle accroît le pic de la tempête du 5 novembre 2000 (fig 5-25) à La Pallice et au Verdon bien qu'il soit toujours sous-estimé de 30 cm (au lieu de 40 cm). Le couplage avec le vent a été efficacement renforcé par la houle autour du 5 novembre. Le pic de surcote du 1^{er} novembre à 9h (417 heures) qui atteint 80 cm est aussi bien modélisé par le modèle global que par le modèle local sans et avec interactions avec la houle. Le vent venait d'Est avec une vitesse de 11 m/s et pendant le pic du 5 novembre, le vent avait une direction Sud-Est et une vitesse de 17 m/s. La houle, quant à elle, venait du Sud-Ouest avec une amplitude de 35 cm le 1^{er} novembre. Le 5 novembre, l'amplitude de la houle était presque 2 fois plus grande : 60 cm et sa direction était également Sud-Ouest – Nord-Est. La houle n'était donc pas très importante et sa direction s'opposait à celle du vent ce qui expliquerait pourquoi la prise en compte des interactions houle / marée n'améliore pas beaucoup les prédictions.

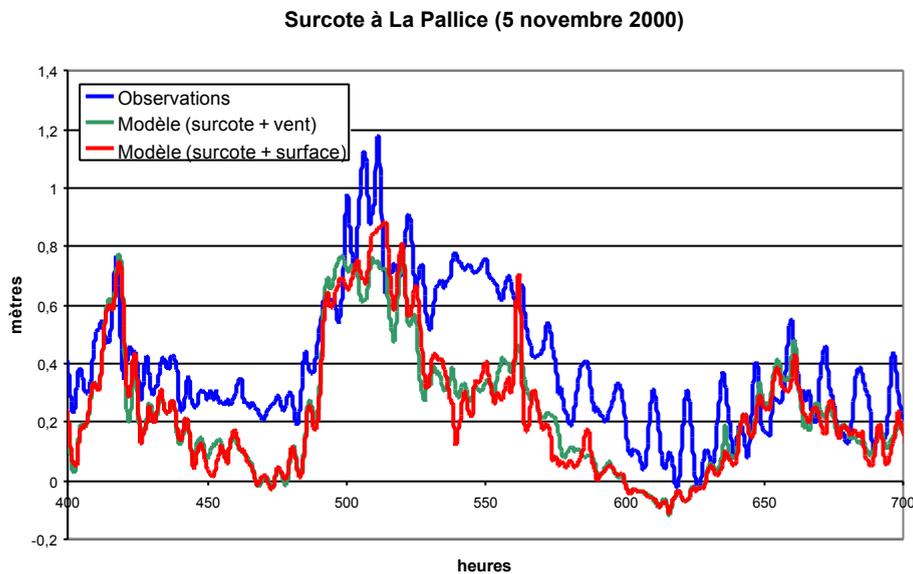


Figure n°5-25 : Surcote à La Pallice le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

La contrainte de surface était de $3 \cdot 10^{-8}$ Pa à La Pallice le 1^{er} novembre et de 0.1 Pa le 5 novembre (fig 5-26). Sa prise en compte pour la simulation de la surcote du 1^{er} novembre n'est donc pas du tout nécessaire.

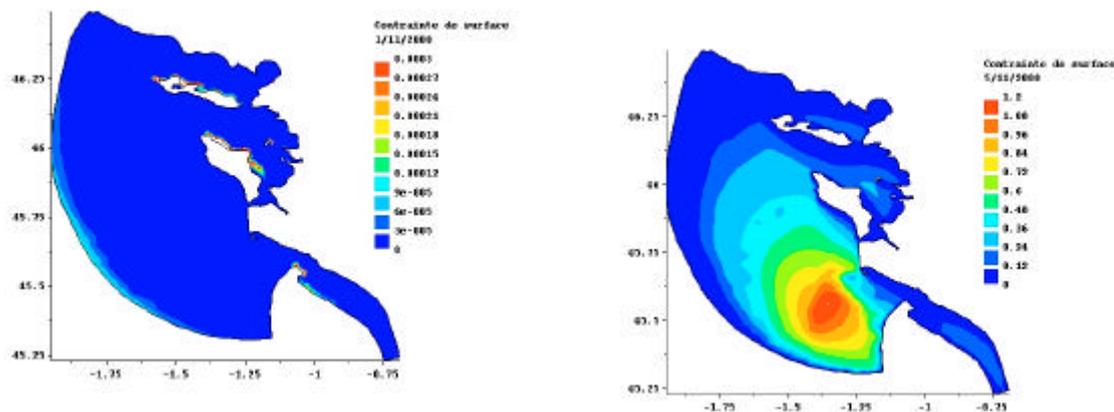


Figure 5-26 : contrainte de surface (Pa) le 1^{er} novembre 2000 à 9h (à gauche) et le 5 novembre 2000 à 7h (à droite)

Au Verdon, l'amplitude du pic (fig n°5-27) est améliorée de 20 cm, mais est encore sous-estimée. Les «répliques» ne sont toujours pas prédites. La houle était plus forte avec une hauteur significative de 1.6 m et une direction Ouest-Est pour le 5 novembre 2000 et de 1.4 m pour le 1^{er} novembre 2000 (avec la même direction).

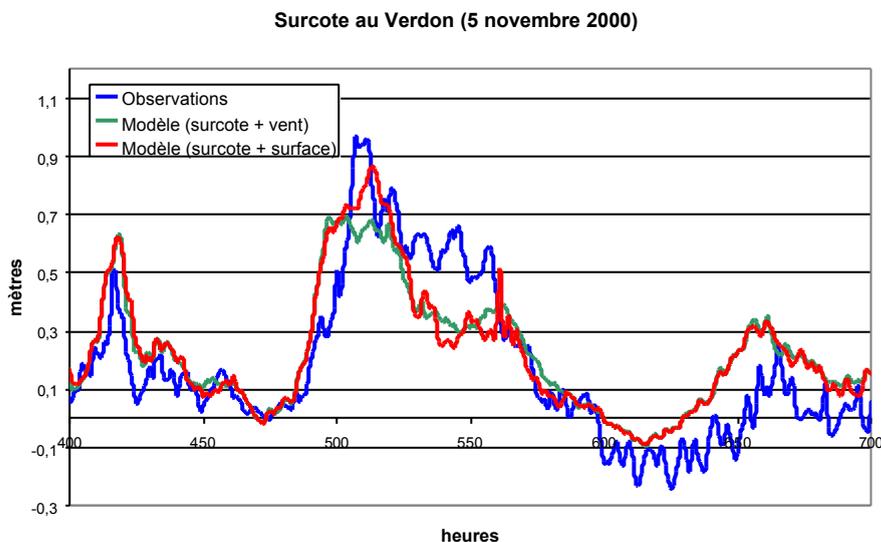


Figure n°5-27 : surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

La contrainte de surface (fig 5-26) était négligeable (de 1.10^{-12} Pa) le 1^{er} novembre 2000 à 9h et de 0.4 Pa le 5 novembre 2000 à 7h. Sa prise en compte est donc indispensable pour le pic du 5 novembre 2000, mais ne semble pas avoir d'utilité pour celui du 1^{er} novembre 2000.

5.3.4. Tempête du 4 janvier 2001

Des différences par rapport au modèle sans couplage sont observées quand la houle est forte. Les conditions de vent et de houle sont les mêmes que pour le 1^{er} novembre : à La Pallice, la houle était de Sud-Ouest – Nord-Est avec une amplitude de 40 cm. Au Verdon, la houle était Est-Ouest avec une amplitude de 1.5 m. Le vent, quant à lui, venait d' Est avec une vitesse de 13 m/s.

La Pallice :

Le pic de surcote est mieux prédit de 4 cm (fig n°5-28) et les «répliques » de 10 cm. La tempête de janvier 2001 est sous-estimée de 10 cm alors que les «répliques » sont largement sur-estimées de 15 à 30 cm excepté la plus grande réplique de 75 cm qui, elle, est prédite comme avant.

La sur-estimation systématique de l'ampleur des surcotes après la tempête est probablement liée à la qualité des données météorologiques. Par contre le couplage intervient ici au niveau de la forme de la courbe qui est beaucoup plus proche de celle observée.

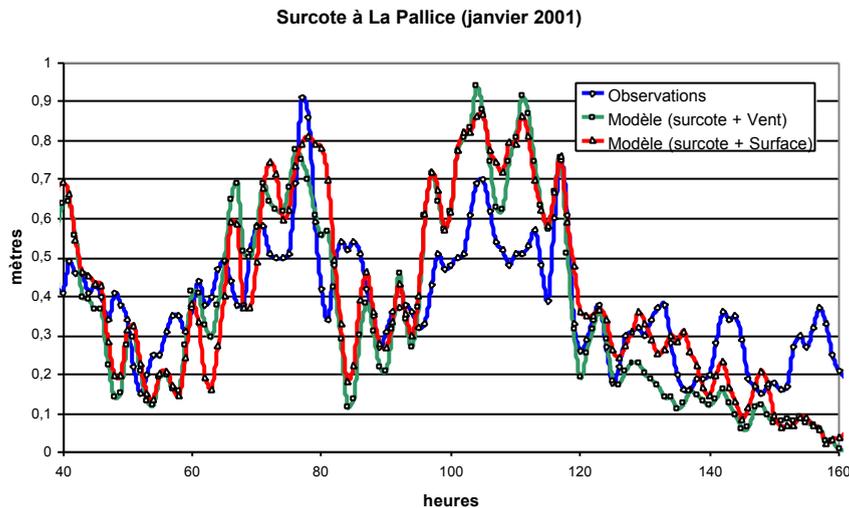


Figure n°5-28 : Surcote à La Pallice le 4 janvier 2001
40 heures = 2 janvier 2001 à 16h

La contrainte de surface (figure 5-29) était de 0.02 Pa donc 10 fois plus petite que pour les autres grandes surcotes. Elle n'est donc pas assez forte pour améliorer la prédiction de l'amplitude du pic.

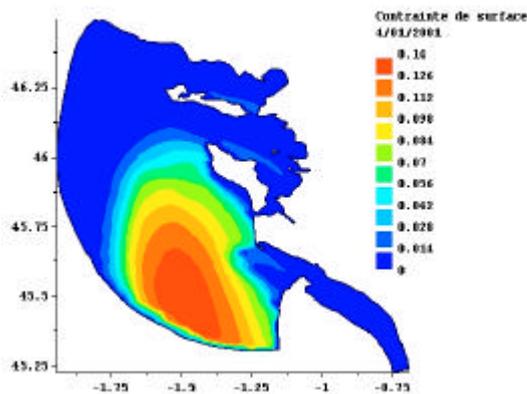


Figure 5-29 : Contrainte de surface (Pa) le 4 janvier 2001 à 5h

Verdon :

Les surcotes sont encore plus sur-estimées (fig n°5-30) que dans le cas précédent. Les oscillations sont reproduites en forme, mais sont amplifiées. Pourtant la contrainte de surface (fig 5-29) n'était que de 0.02Pa . Au large du Verdon, par contre, elle était de l'ordre d'1 Pa.

Surcote au Verdon (janvier 2001)

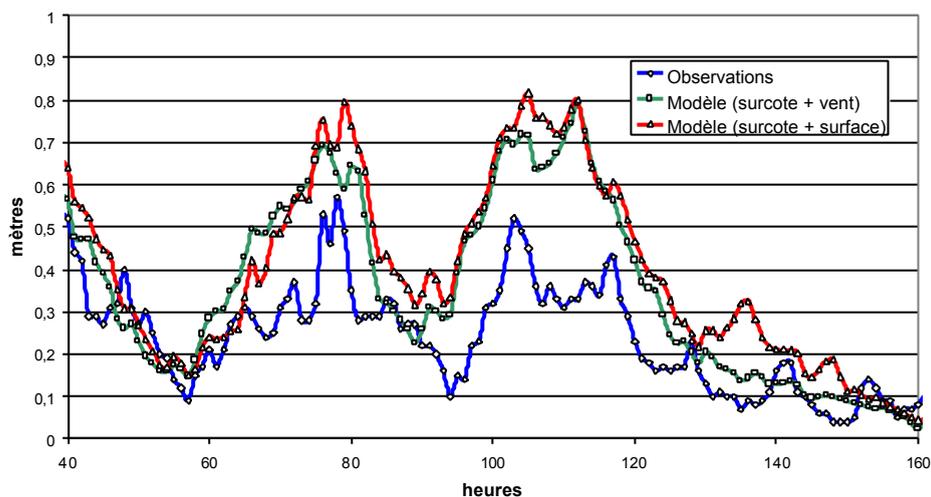


Figure n°5-30 : Surcote au Verdon le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.3.5. Synthèse :

Nous avons vu que l'amplitude et la forme des surcotes peut être très sensible au renforcement de la contrainte de surface due à la houle. Cela dépend évidemment de la direction et de la hauteur (et donc de l'énergie) de la houle. Par exemple, la houle semble contribuer fortement dans la génération de la surcote de 1.5m de la tempête du 27 décembre 1999.

Le tableau 5.5 présente les contraintes de surface prédites à La Pallice et au Verdon pour toutes les 5 surcotes. Ces valeurs sont complémentaires aux cartes de la contrainte de surface présentées ci-dessus.

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
Contrainte de surface (Pa)	0,2	0,08	0,1	3,E-08	1,E-12	0,1	0,4	0,02	0,02

Tableau n°5-5 : Valeurs de la contrainte de surface (Pa) pour les différentes tempêtes

5.4. Apport de la contrainte sur le fond

Nous allons prendre en compte la contrainte sur le fond selon la méthode de Christoffersen et Jonsson (1985) dans le modèle local sans tenir compte de l'impact de la houle sur la contrainte de surface décrite dans le paragraphe précédent. Bien qu'il soit difficile d'imaginer une houle qui interagisse avec le fond des Pertuis sans interagir avec la surface de la mer, cette étude porte un intérêt méthodologique de tester la réponse du modèle aux différentes formulations du frottement.

Les figures 5-31 à 5-36 montrent les variations temporelles du coefficient de frottement (Chézy) à La Pallice. Le coefficient du frottement varie de $42 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ à $56 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. Pour le Verdon, il change de $38 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ à $56 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. Ces variations sont modulées par les marées.

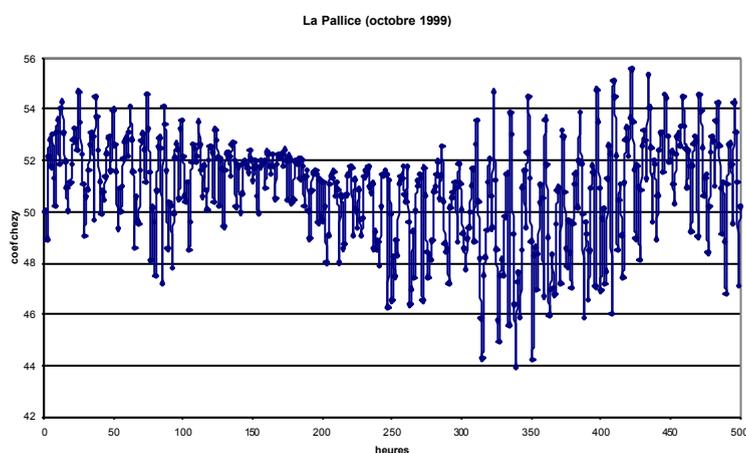


Figure n°5-31 : Coefficient de Chézy ($\text{m}^{1/2}/\text{sec}$) à La Pallice calculé avec la méthode de Christoffersen et Jonsson en octobre 1999
0 heure = 7 octobre 1999 à 6h

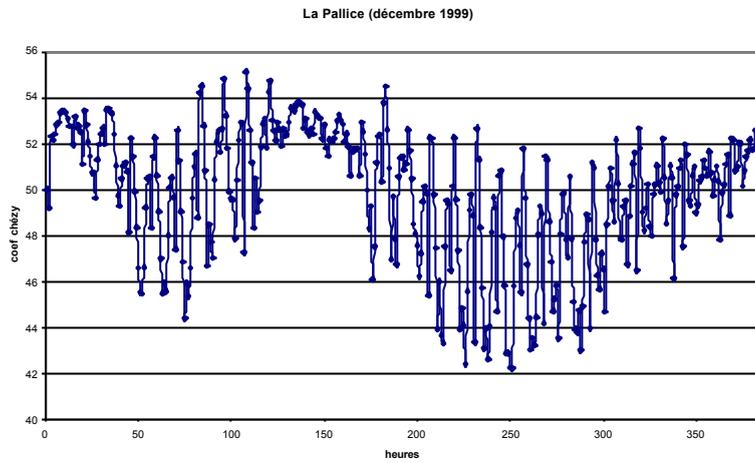


Figure n°5-32 : Coefficient de Chézy ($m^{1/2}/sec$) à La Pallice calculé avec la méthode de Christoffersen et Jonnson en décembre 1999
0 heure = 16 décembre 1999 à 0h

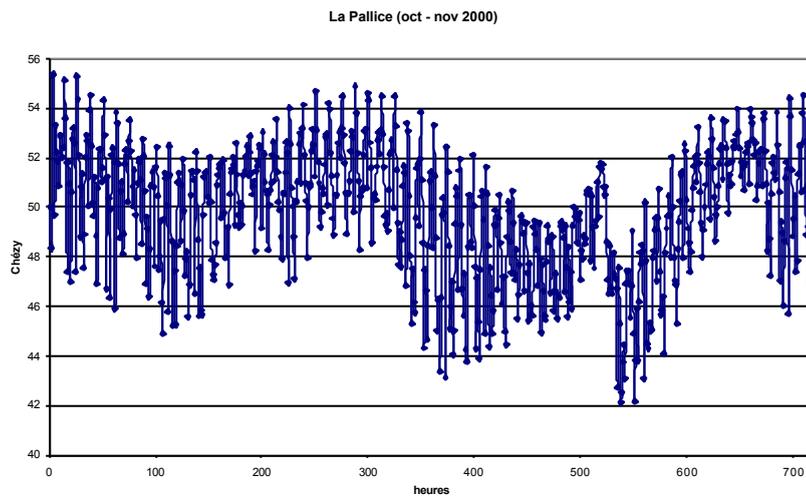


Figure n° 5-33 : Coefficient de Chézy ($m^{1/2}/sec$) à La Pallice calculé avec la méthode de Christoffersen et Jonnson en octobre et novembre 2000
0 heure = 15 octobre 2000 à 0h

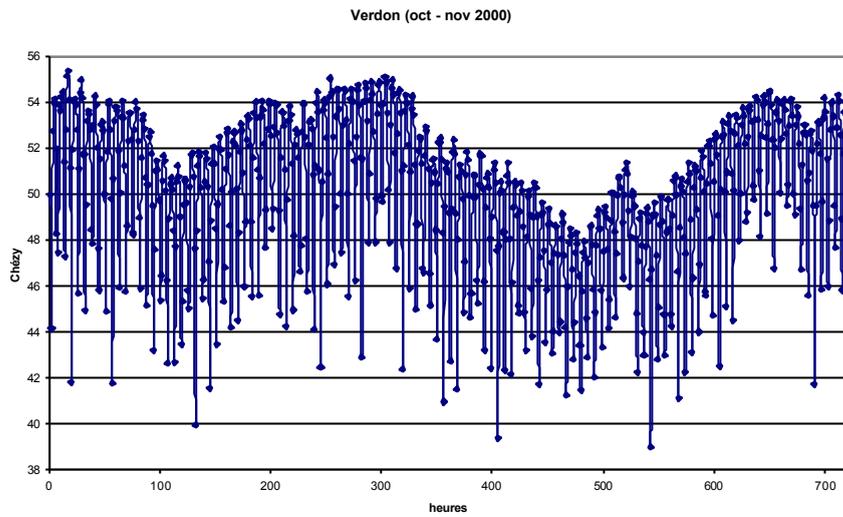


Figure n°5-34 : Coefficient de Chézy ($m^{1/2}/sec$) au Verdon calculé avec la méthode de Christoffersen et Jonnson en octobre et novembre 2000
0 heure = 15 octobre 2000 à 0h

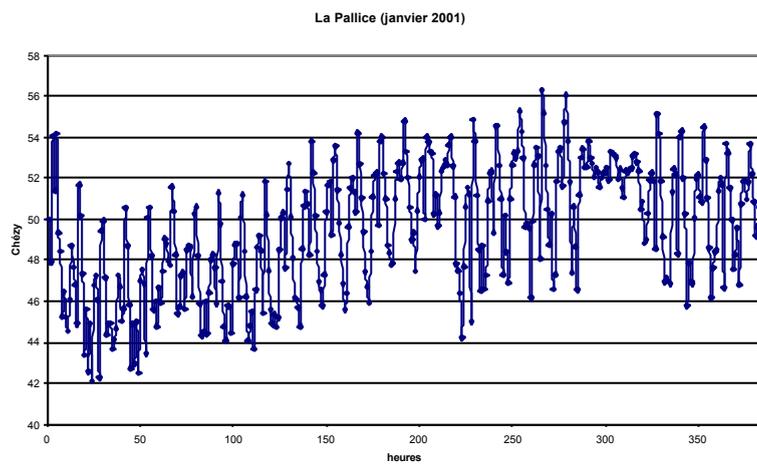


Figure n°5-35 : Coefficient de Chézy ($m^{1/2}/sec$) à La Pallice calculé avec la méthode de Christoffersen et Jonnson en janvier 2001
0 heure = 1^{er} janvier 2001 à 0h

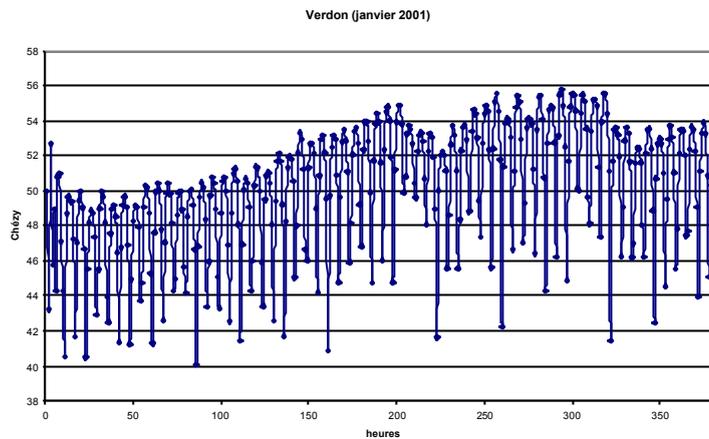


Figure n°5-36 : Coefficient de Chézy ($m^{1/2}/sec$) au Verdon calculé avec la méthode de Christoffersen et Jonnson en janvier 2001
0 heure = 1^{er} janvier 2001 à 0h

La prise en compte de la contrainte de frottement sur le fond n'apporte pas de grands changements par rapport au forçage par les surcotes aux limites seules (fig n°5-30 à 5-35).

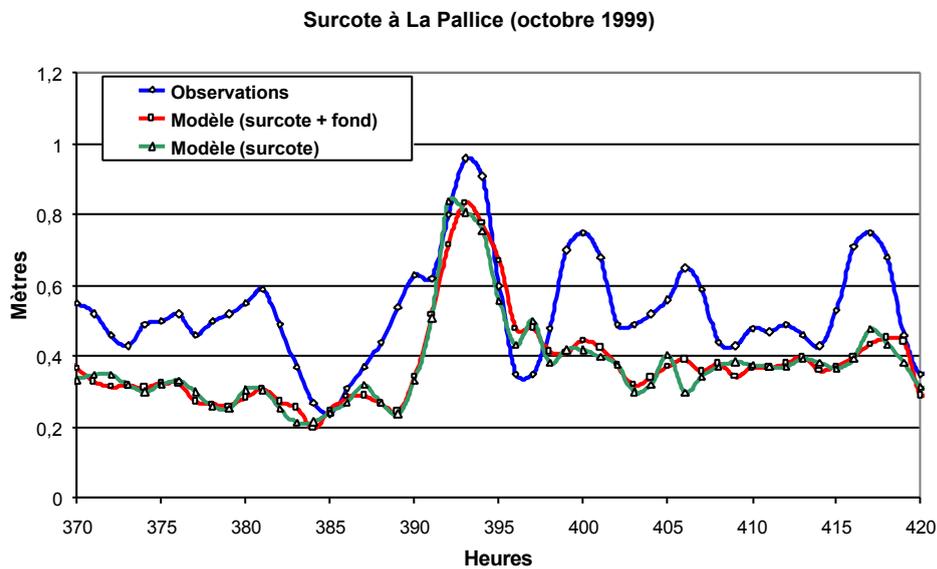


Figure n°5-37 : surcote à La Pallice le 24 octobre 1999
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

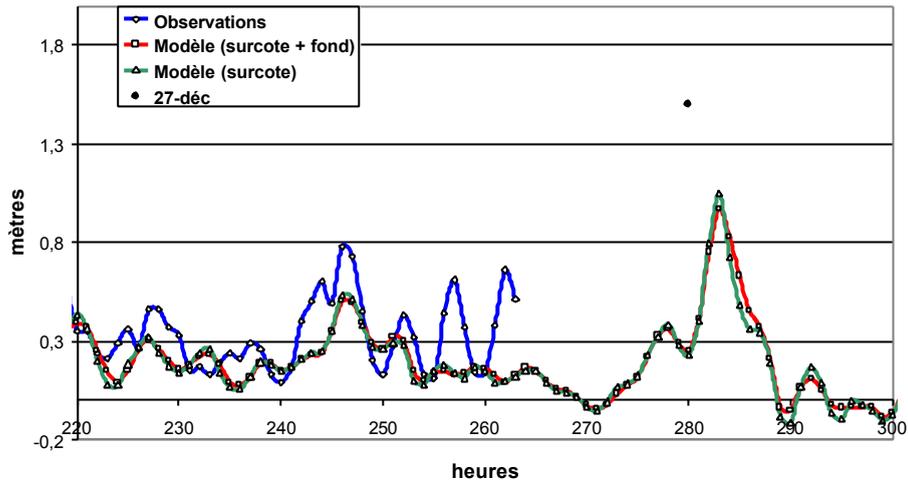


Figure n°5-38 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

Surcote à La Pallice (5 novembre 2000)

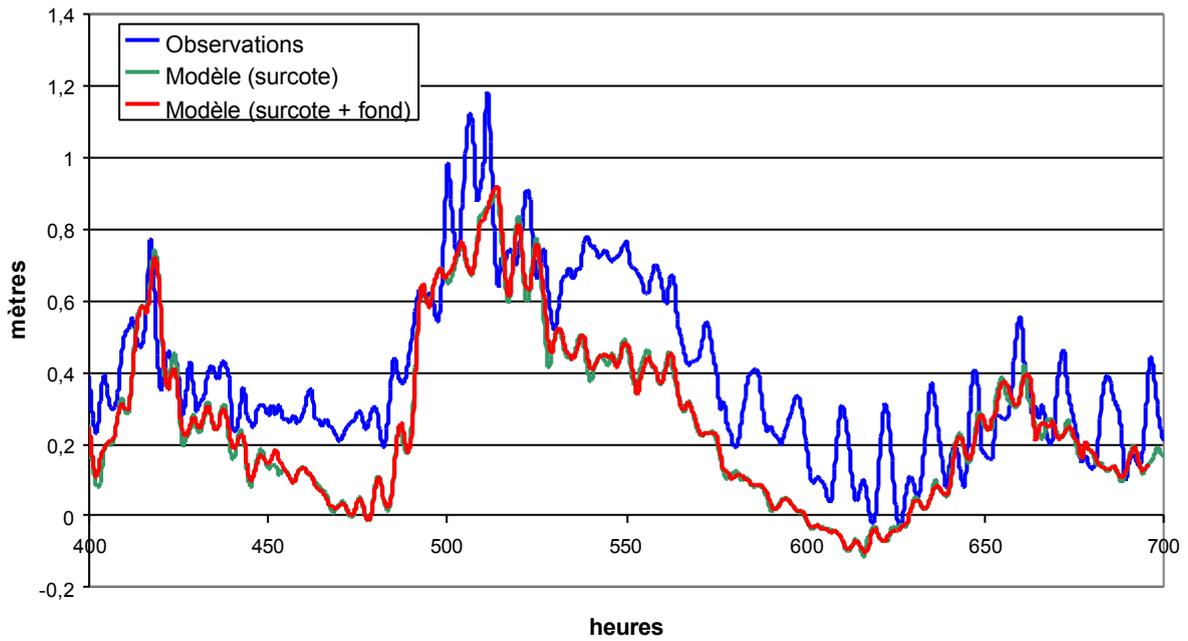


Figure n°5-39 : Surcote à La Pallice le 5 novembre 2000
400 heures = 31 octobre 2000 à 16h

Surcote au Verdon (5 novembre 2000)

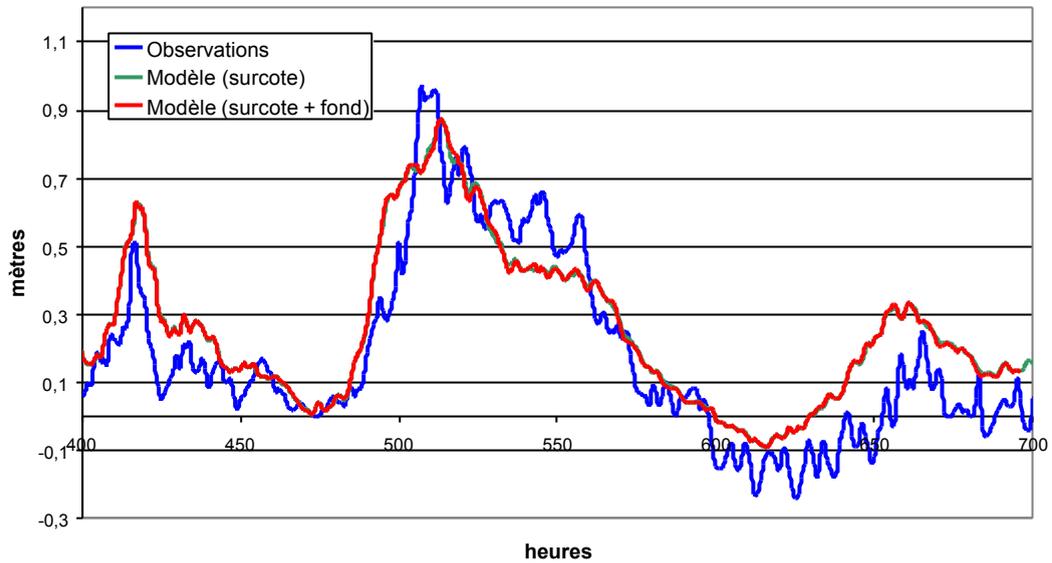


Figure n°5-40 : Surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31 octobre 2000 à 16h

Surcote à La Pallice (janvier 2001)

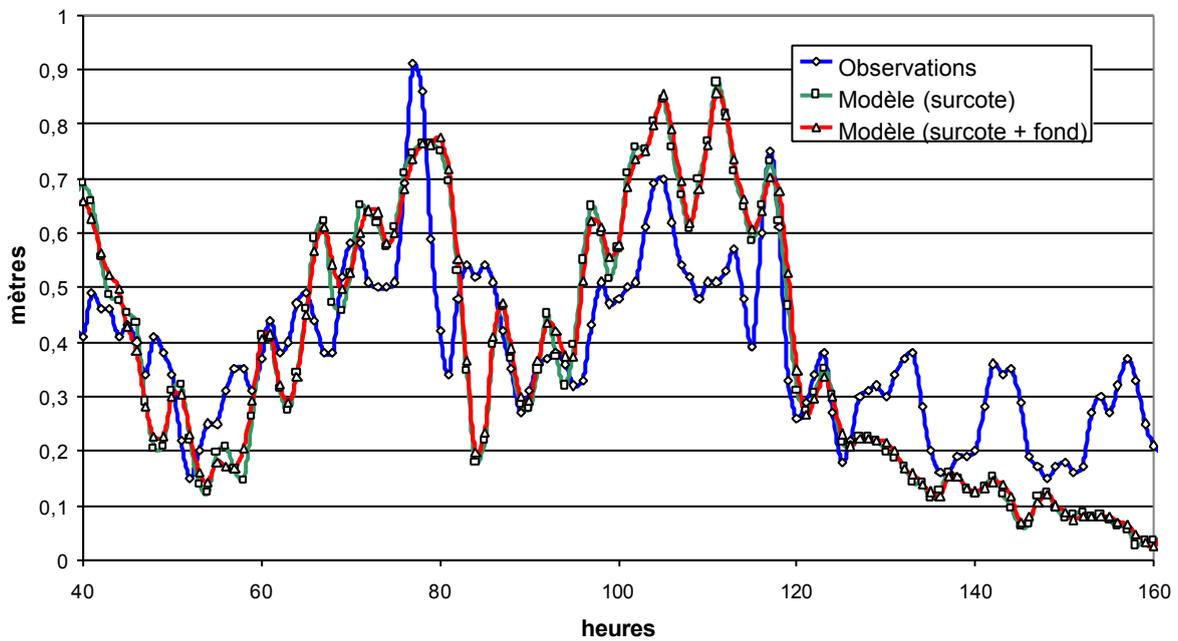


Figure n°5-41 : Surcote à La Pallice le 4 janvier 2001
40 heures = 2 janvier 2001 à 16h

Surcote au verdon (janvier 2001)

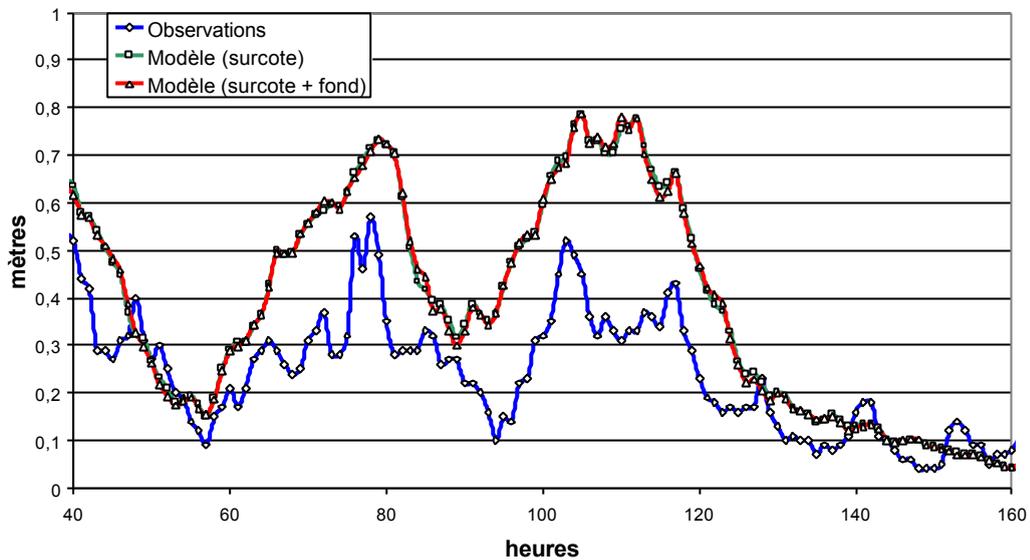


Figure n°5-42 : surcote au Verdon le 4 janvier 2001

40 heures = 2 janvier 2001 à 16h

Le seul apport notable de la contrainte sur le fond seule est l'amélioration de la forme du pic du 24 octobre 1999. Ceci est dû à la valeur de la contrainte sur le fond pendant cette tempête (figure 5-43) qui était supérieure aux autres tempêtes (fig 5-44 à 5-46 et tableau 5-6).

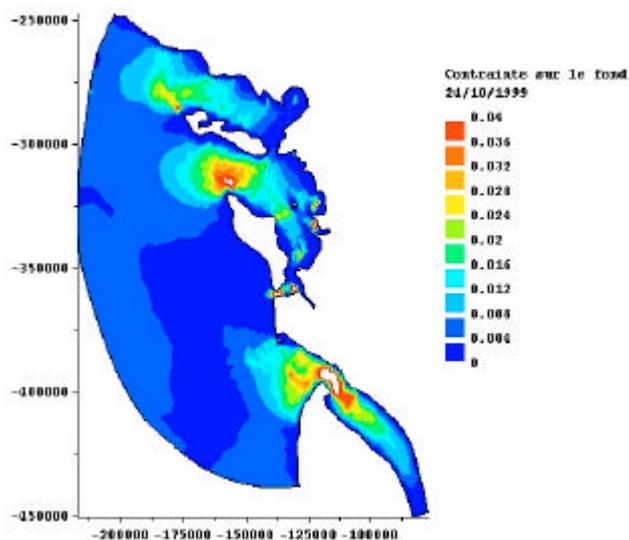


Figure 5-43 : Contrainte sur le fond (Pa) le 24 octobre 1999 à 1h. Dans les zones blanches, cette contrainte est > à 0.04 Pa.

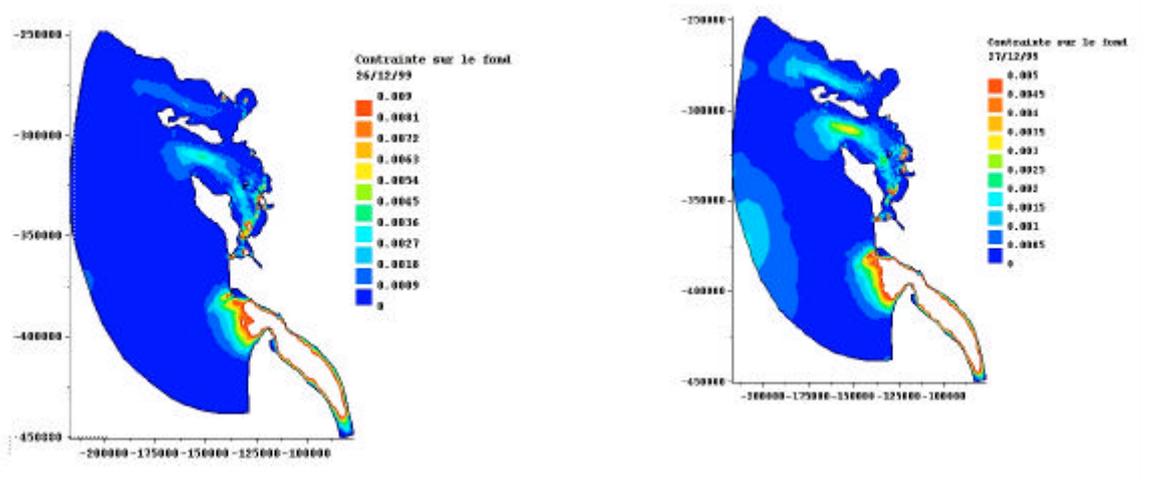


Figure 5-44 : Contrainte sur le fond (Pa) le 26 décembre 1999 à 6h (à gauche : dans les zones blanches, cette contrainte est > à 0.009 Pa) et le 27 décembre 1999 à 20h (à droite : dans les zones blanches, cette contrainte est > à 0.005 Pa).

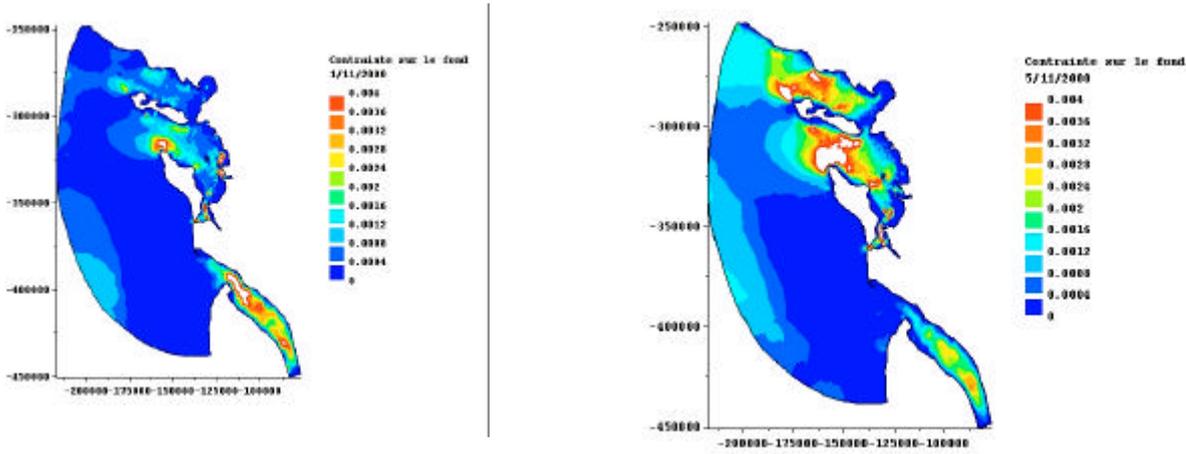


Figure n°5-45 : Contrainte sur le fond (Pa) le 1er novembre 2000 à 9h (à gauche : dans les zones blanches, cette contrainte est > à 0.004 Pa) et le 5 novembre 2000 à 7h (à droite : dans les zones blanches, cette contrainte est > à 0.004 Pa).

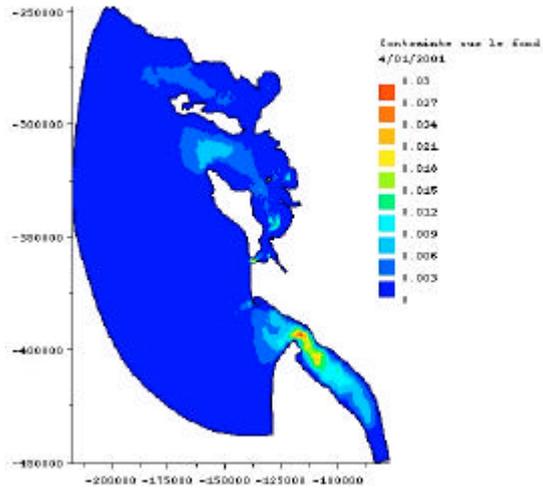


Figure n°5-46 : Contrainte sur le fond (Pa) le 4 janvier 2001 à 5h

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La Pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
Contrainte sur le fond (Pa)	0,004	0,0001	0,0002	3,E-14	6,E-05	0,001	7,E-06	0,0007	0,002

Tableau n°5-6 : Valeurs de la contrainte sur le fond (Pa) pour les différentes tempêtes

5.5. Forçage surcote + contrainte sur le fond + contrainte de surface

Nous avons vu que la réponse du modèle à la contrainte sur le fond ne différait pas de celle apportée par le forçage des surcotes seul. Maintenant, nous allons passer à un modèle beaucoup plus réaliste en incluant l'interaction de la houle avec les surcotes et les marées à travers la contrainte de la surface et le frottement au fond. Ce modèle sera appelé « surcote+fond+surface ». Nous allons comparer ses prédictions avec celles du modèle décrit dans le paragraphe 5.3 où la houle intervient au niveau de la contrainte de surface, mais le coefficient de frottement ne varie pas avec le temps.

Si le modèle était linéaire, nous pourrions imaginer que la courbe « surcote + fond + surface » se superposerait presque à la courbe « surcote + surface ». Mais la non-linéarité du modèle va nous prouver que ce n'est pas aussi simple : les deux courbes ont des aspects différents.

5.5.1. Tempête du 24 octobre 1999

Le pic de surcote du 24 octobre 1999 renforcé par la contrainte de surface due à la houle (fig n°5-47) est plus proche de celui observé par son amplitude et surtout par sa forme. Les « répliques » ne sont pas mieux prédites.

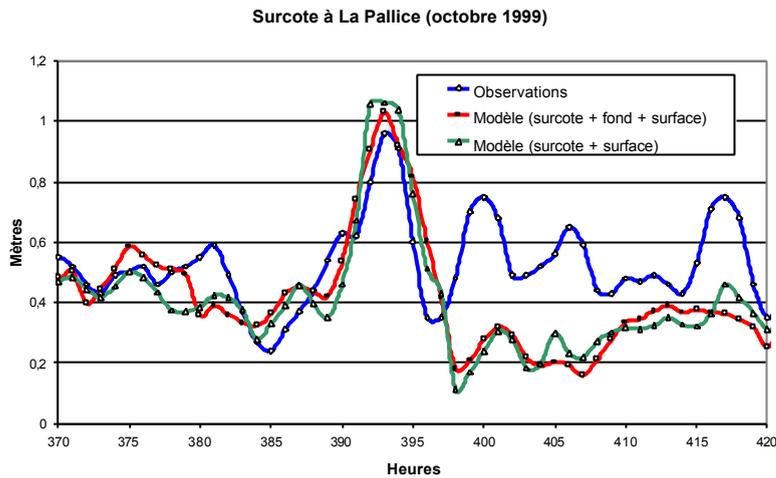


Figure n°5-47 : Surcote à La Pallice le 24 octobre 1999.
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Ici, la contrainte sur le fond a donc un impact par rapport à la contrainte de surface sur la forme du pic. Elle semble donc nécessaire. De plus, comme nous avons vu précédemment c'est lors de cette tempête que la contrainte sur le fond est la plus importante.

5.5.2. Tempêtes des 26 et 27 décembre 1999

La tempête du 26 décembre 1999 (fig n°5-48) semble être atténuée par le frottement alors que celle du 27 décembre 1999 est amplifiée. Cela est probablement dû à l'effet du vent d'Ouest qui a affaibli le frottement sur le fond en interagissant avec la houle.

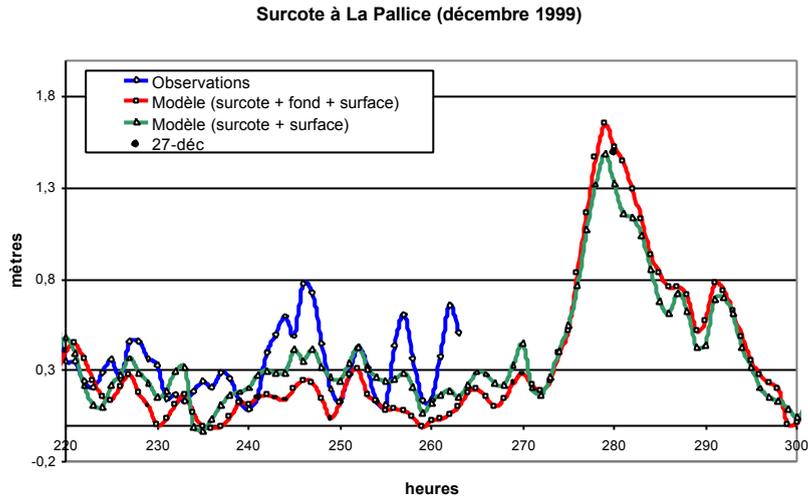


Figure n°5-48 : surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

Ici, la contrainte sur le fond associée à la contrainte de surface donne de moins bonnes prédictions.

5.5.3. Tempête du 5 novembre 2000

A La Pallice, l'amplitude du pic (Fig n°5-49) est améliorée de 10 cm. Bien que sa valeur absolue soit sous-estimée de 20 cm, nous pouvons considérer que l'amplitude du pic est reproduite : en effet, l'amplitude entre la base et le sommet du pic est de 1 mètre comme celle observée. Si les conditions données par le modèle global ne prévoyaient pas le retrait de l'eau entre les deux pics, le pic maximum observé et celui prédit par le modèle avec les interactions à travers les contraintes de surface et de fond se superposeraient.

Au Verdon (fig n°5-50), le pic reste le même. En revanche, dans les deux cas, nous pouvons observer une nette amélioration dans la prédiction des « répliques ».

Dans ce cas de tempête, la prise en compte de la contrainte sur le fond associée à la contrainte de surface est donc indispensable pour améliorer les résultats du modèle.

Surcote à La Pallice (5 novembre 2000)

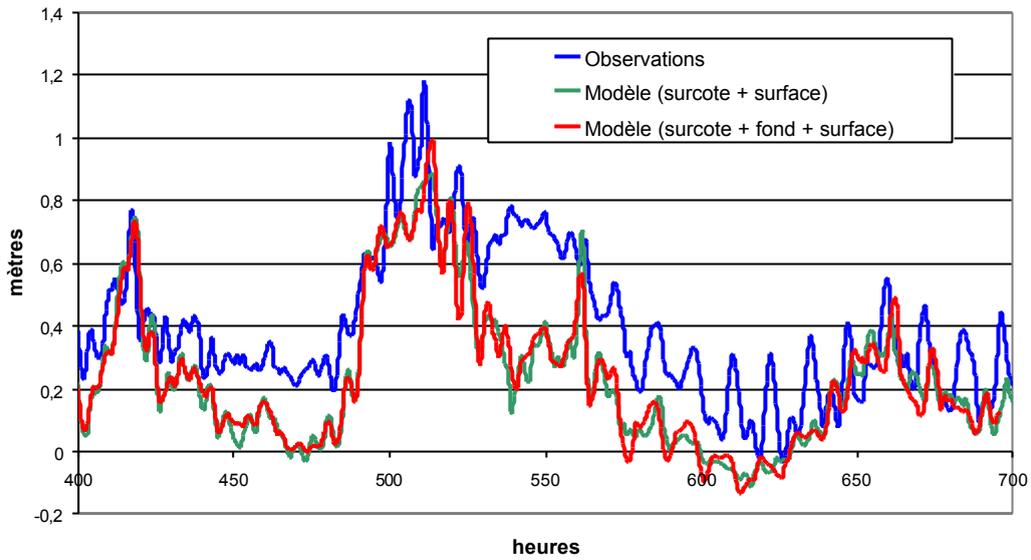


Figure n°5-49 : Surcote à La Pallice le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Surcote au Verdon (5 novembre 2000)

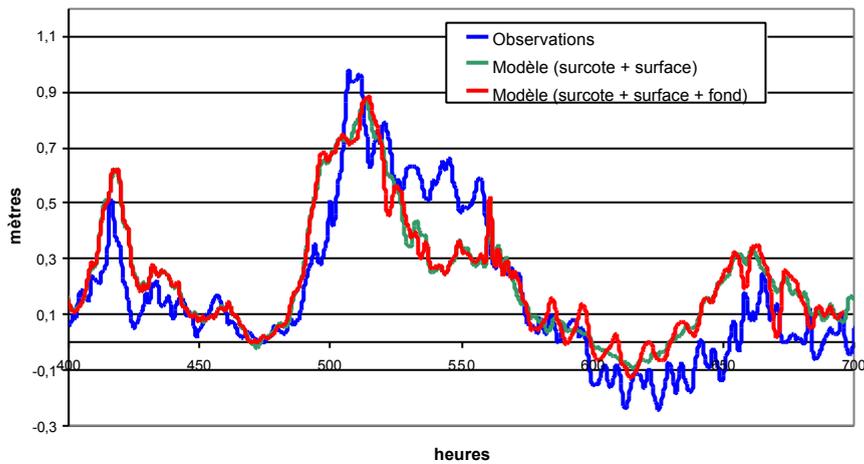


Figure n°5-50 : Surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

5.5.4. Tempête du 4 janvier 2001

A la Pallice (fig n°5-51), la combinaison entre contrainte de frottement et de surface améliore la forme du pic et des oscillations, mais la sous-estimation du pic principal et la sur-estimation des répliques sont toujours aussi importantes.

Au Verdon (fig n°5-52), cette combinaison n'apporte aucune amélioration notable.

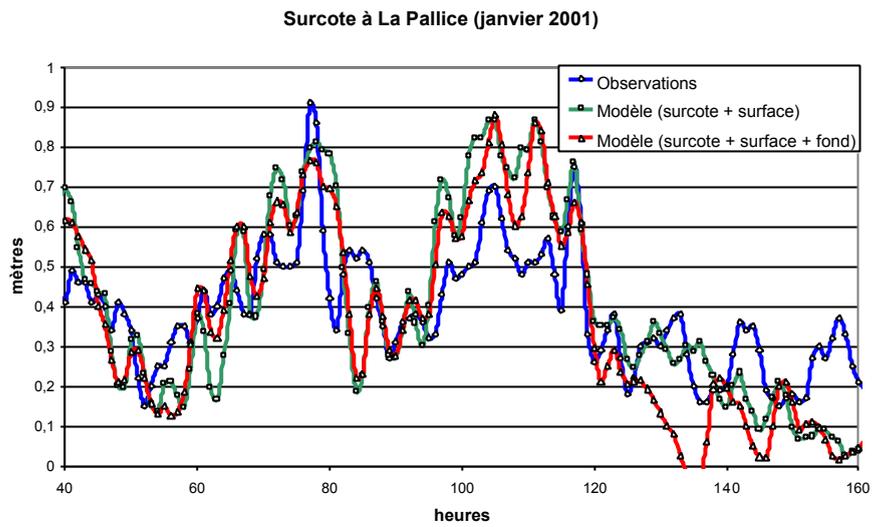


Figure n°5-51 : surcote à La Pallice le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

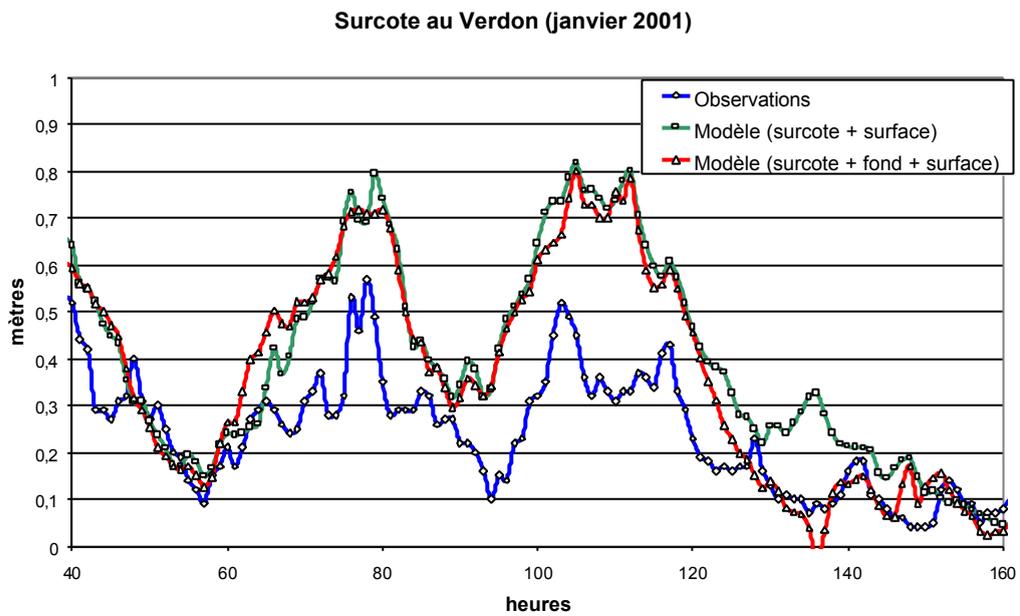


Figure n°5-52 : Surcote au Verdon le 4 janvier 2001
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.6. Apport de la contrainte de radiation :

Nous savons que la contrainte de radiation influence les surcotes que dans les zones peu profondes. Elle est donc souvent négligée dans les études de tempête surtout à grande échelle. Or, les Pertuis Charentais présentent de faibles profondeurs donc il faut vérifier l'importance de la contrainte de radiation avant de décider si oui ou non nous avons le droit de la négliger.

Sur les graphiques suivants (fig n°5-53 à 5-58), les courbes « surcote + radiation » sont comparées aux courbes « surcote » pour juger de l'apport de la contrainte de radiation.

En octobre 1999 (fig n°5-53) et décembre 1999 (fig n°5-54), à La Pallice, la courbe « surcote + radiation » est systématiquement au dessus de la courbe « surcote » et s'approche de la courbe observée. Son influence est de l'ordre de 5 cm.

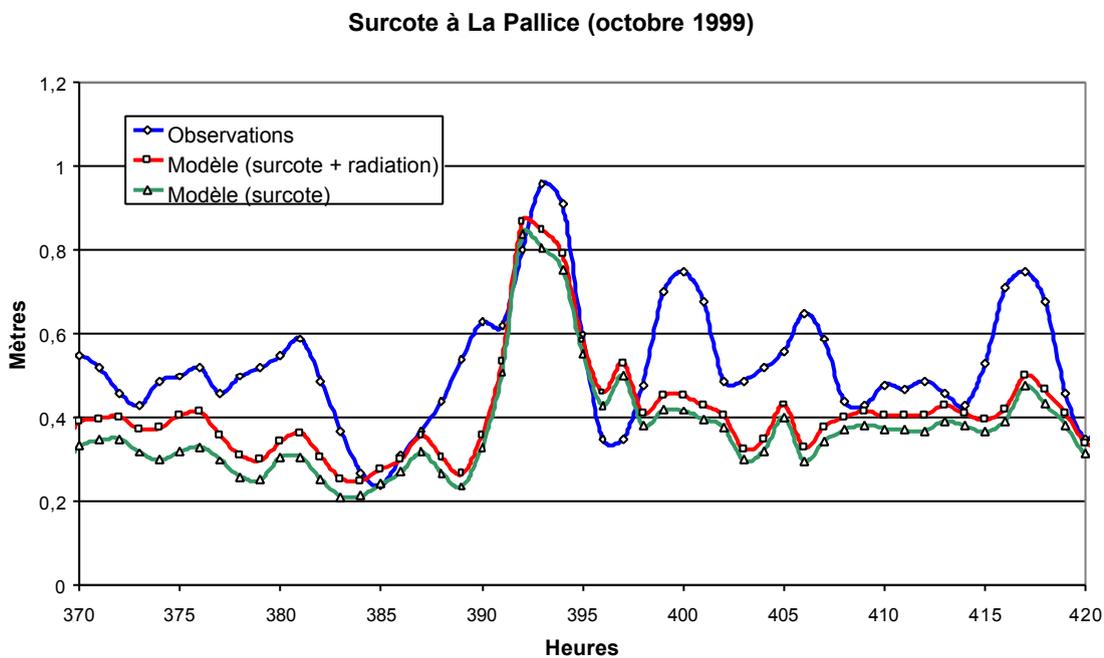


Figure n°5-53 : surcote à La Pallice le 24 octobre 1999
370 heures = 23/10/1999 à 2h

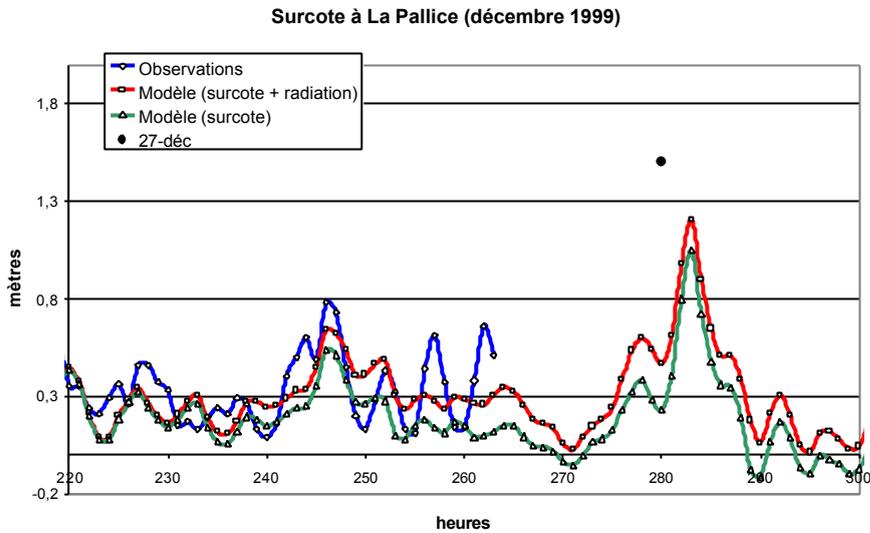


Figure n° 5-54 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

En novembre 2000, à La Pallice (fig n°5-55), la contrainte de radiation permet de reproduire la partie de la courbe d'observation après le pic de tempête où les surcotes observées avoisinaient 80 cm. Elle n'a aucune autre influence.

Au Verdon (fig n°5-56), cette contrainte a également une influence après le pic de tempête : elle permet de prédire la forme des «répliques », mais les surestime de 10 cm.

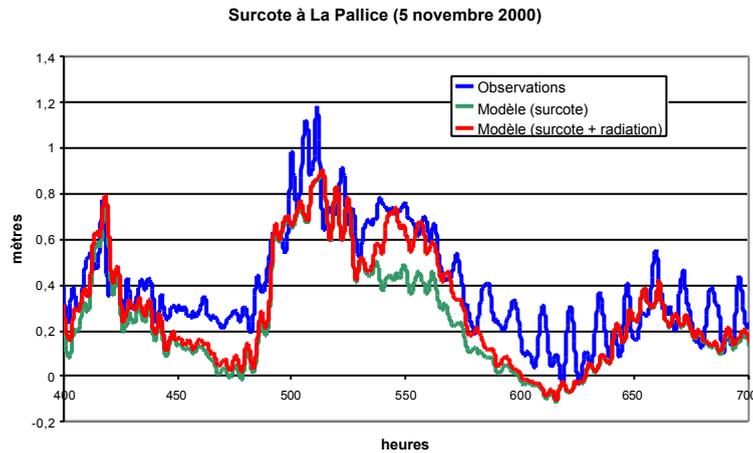


Figure n°5-55 : surcote à La Pallice le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Surcote au Verdon (5 novembre 2000)

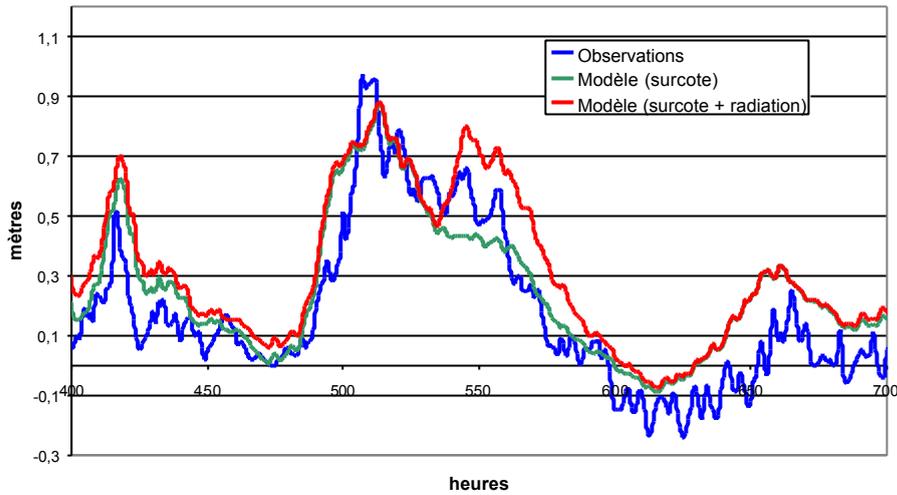


Figure n°5-56 : Surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/1999 à 16h

En janvier 2001, à La Pallice (fig n°5-57), la contrainte de radiation reproduit exactement l'amplitude du pic. Cependant, les oscillations sont sur-estimées.

Au Verdon (fig n°5-58), la courbe prédite est encore plus loin des observations au niveau de l'amplitude des surcotes.

Surcote à La Pallice (janvier 2001)

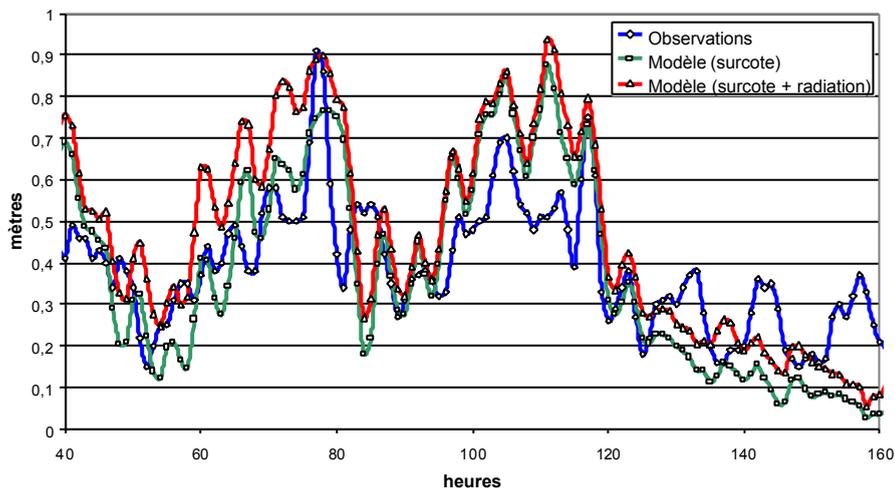


Figure n°5-57 : surcote à La Pallice le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

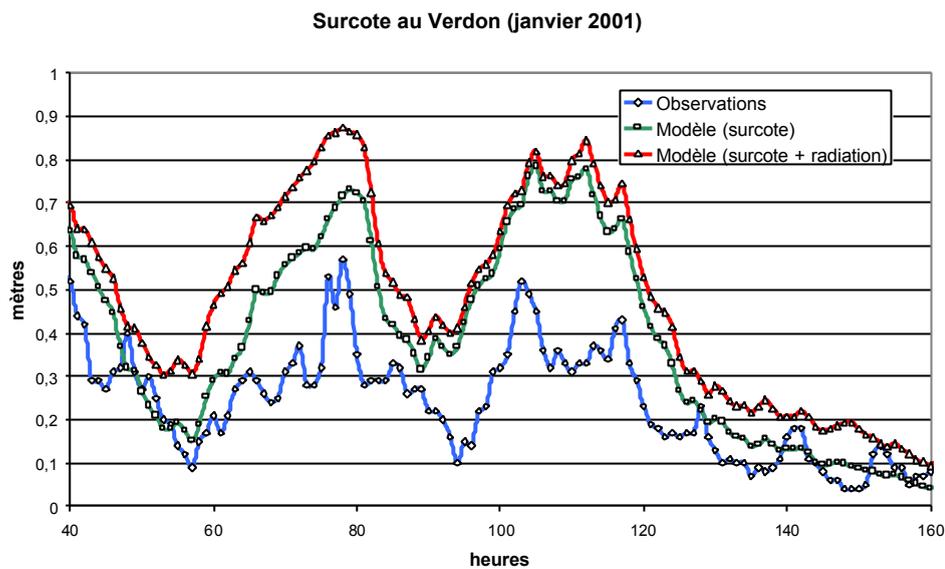


Figure n°5-58 : surcote au Verdon le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

La contrainte de radiation a donc un impact non négligeable sur la modélisation des surcotes dans les Pertuis Charentais. A La Pallice, sa valeur est maximale le 26 décembre 1999 à 6h (figure n°5-60). Les figures suivantes (fig 5-59 à 5-62) et le tableau 5-7 montrent l'amplitude de la contrainte de radiation selon la tempête considérée.

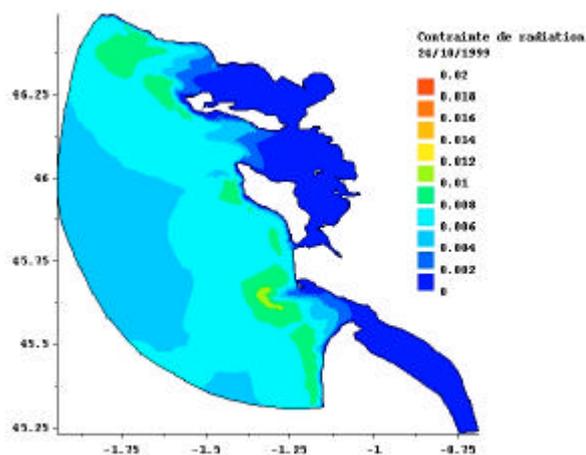


Figure n°5-59 : Contrainte de radiation (Pa) le 24 octobre 1999 à 1h.

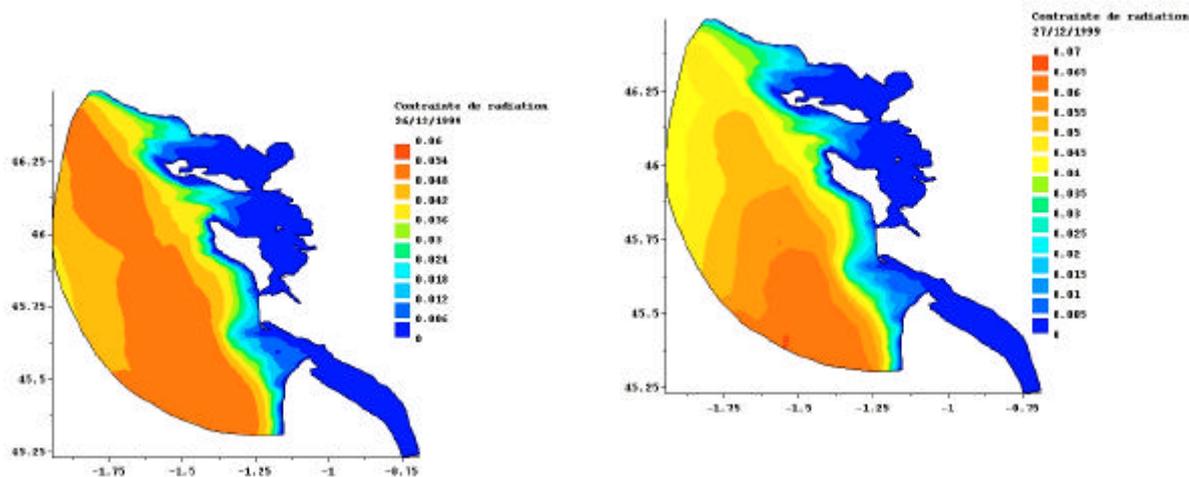


Figure n°5-60 : Contrainte de radiation (Pa) le 26 décembre 1999 à 6h (à gauche) et le 27 décembre 1999 à 20h (à droite)

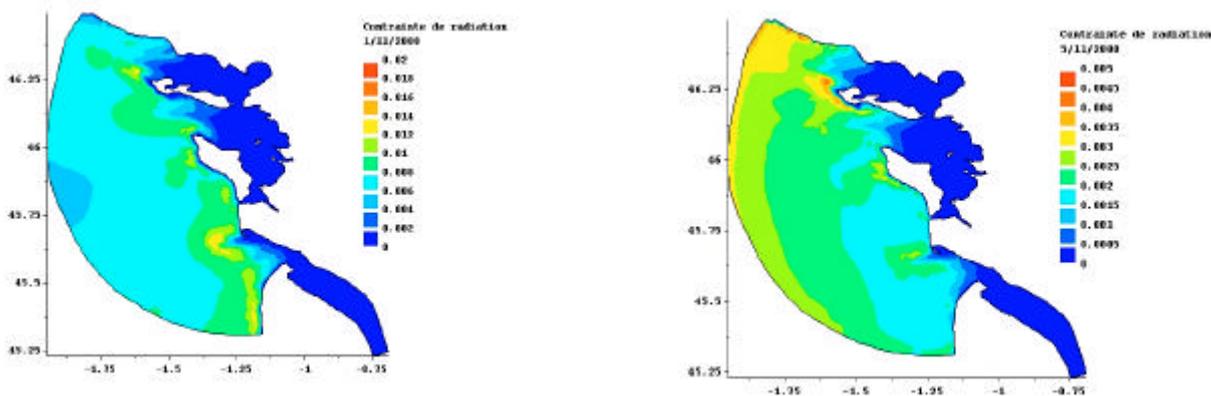


Figure n°5-61 : Contrainte de radiation (Pa) le 1^{er} novembre 2000 à 9h (à gauche) et le 5 novembre 2000 à 7h (à droite)

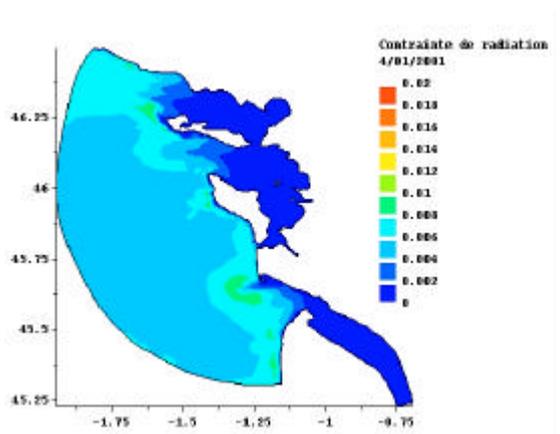


Figure n°5-62 : Contrainte de radiation (Pa) le 4 janvier 2001 à 5h

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
Contrainte de radiation (Pa)	0,0001	0,001	0,0004	0,0002	0,006	7,E-05	0,001	0,0002	0,004

Tableau n°5-7 : Valeurs de la contrainte de radiation (Pa) pour les différentes tempêtes

De la même manière que pour la contrainte de fond associée à la contrainte de surface, nous pouvons nous demander comment la non-linéarité agit lorsque la contrainte de radiation est associée aux autres contraintes.

5.7. Combinaison des contraintes de surface et de radiation

En octobre 1999 (fig n°5-63) et en décembre 1999 (fig n°5-64), à La Pallice, la combinaison des 2 contraintes (noté «surcote + surface + radiation » sur les figures) donne une augmentation de l'ordre de 2 cm des surcotes par rapport à la contrainte de surface seule. La contrainte de radiation peut donc être négligée ici devant la contrainte de surface.

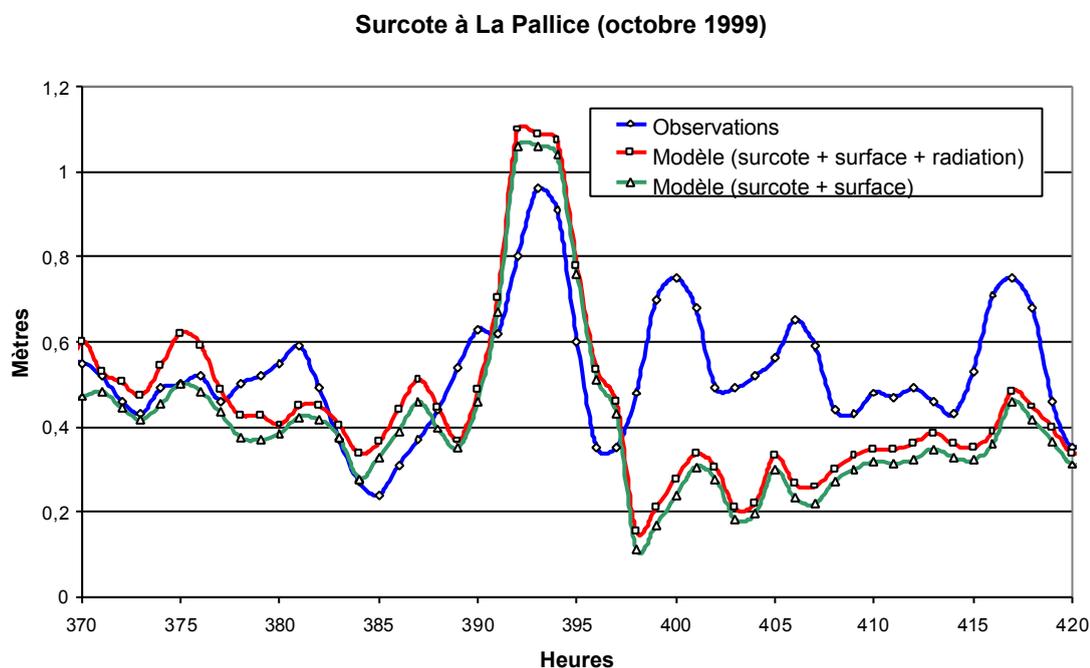


Figure n°5-63 : surcote à La Pallice le 24 octobre
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

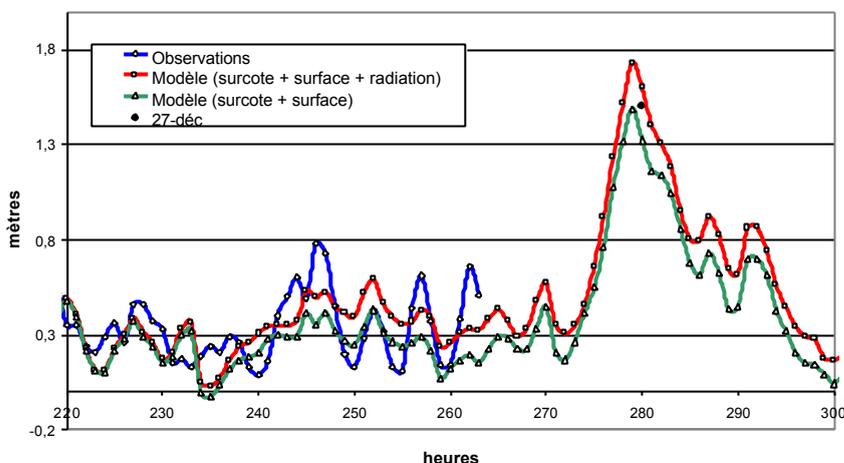


Figure n°5-64 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4 h

En novembre 2000, que ce soit à La Pallice (fig n°5-65) ou au Verdon (fig n°5-66), l'association des deux contraintes permet de mieux prédire les surcotes d'après tempête. Au niveau du pic par lui-même, elle n'a aucune influence par rapport à la contrainte de surface seule.

Surcote à La Pallice (5 novembre 2000)

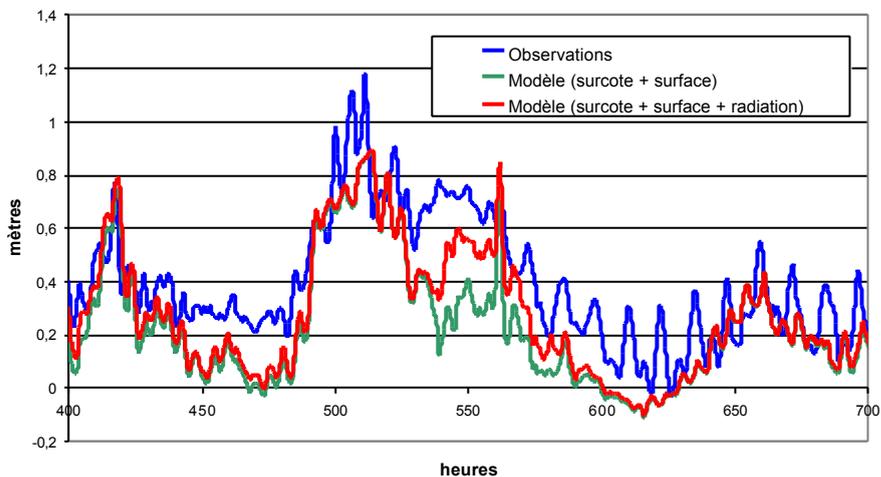


Figure n°5-65 : surcote à La Pallice le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Surcote au Verdon (5 novembre 2000)

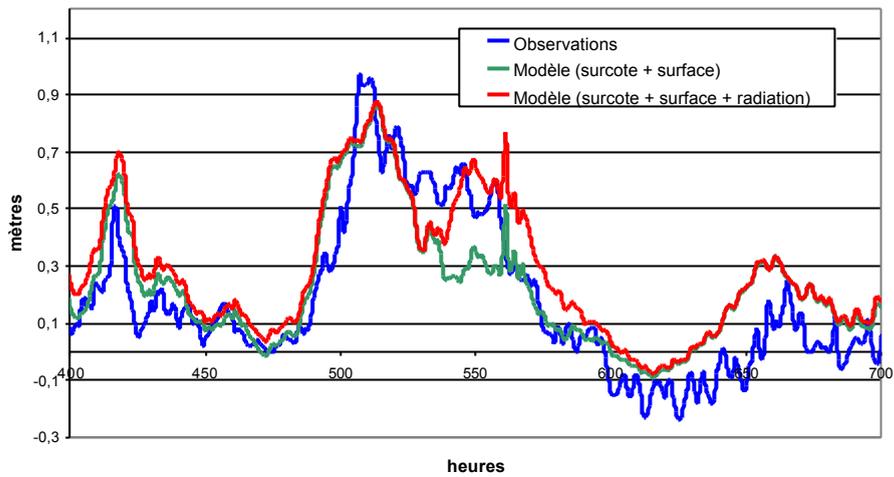


Figure n°5-66 : surcote au Verdon le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16h

En janvier 2001, cette combinaison permet de reproduire l'amplitude du pic de surcote à La Pallice (fig n°5-67) mais pour le reste de la courbe, les résultats avec la contrainte de surface seule sont meilleurs. Au Verdon (fig n°5-68), l'association de ces deux contraintes n'améliore pas les résultats ; au contraire, ils sont moins bons.

Surcote à La Pallice (janvier 2001)

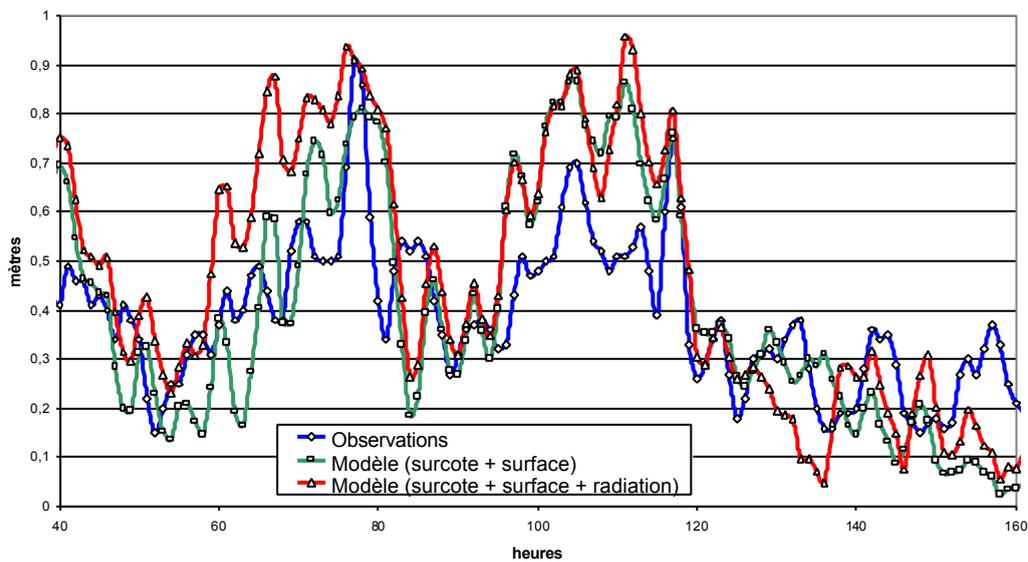


Figure n°5-67 : surcote à La Pallice le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

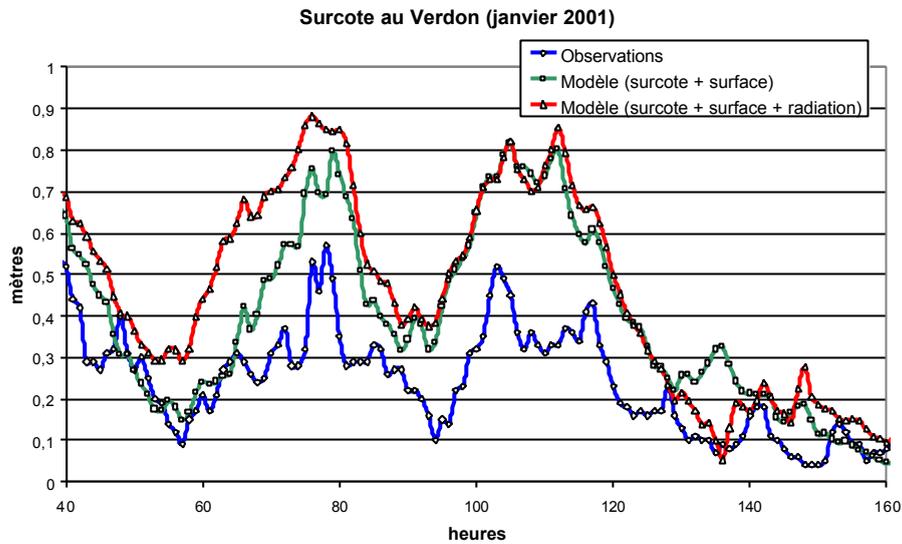


Figure n°5-68 : surcote au Verdon le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.8. Association de la contrainte de radiation avec la contrainte de frottement sur le fond

Les résultats de cette combinaison (fig n°5-69 à 5-74) sont sensiblement identiques à ceux avec la contrainte de radiation seule.

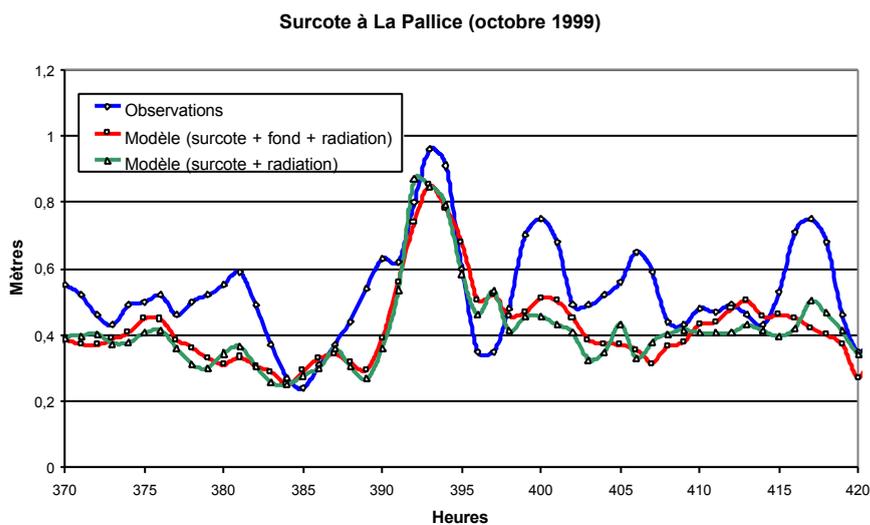


Figure n°5-69 : surcote à La Pallice le 24 octobre
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

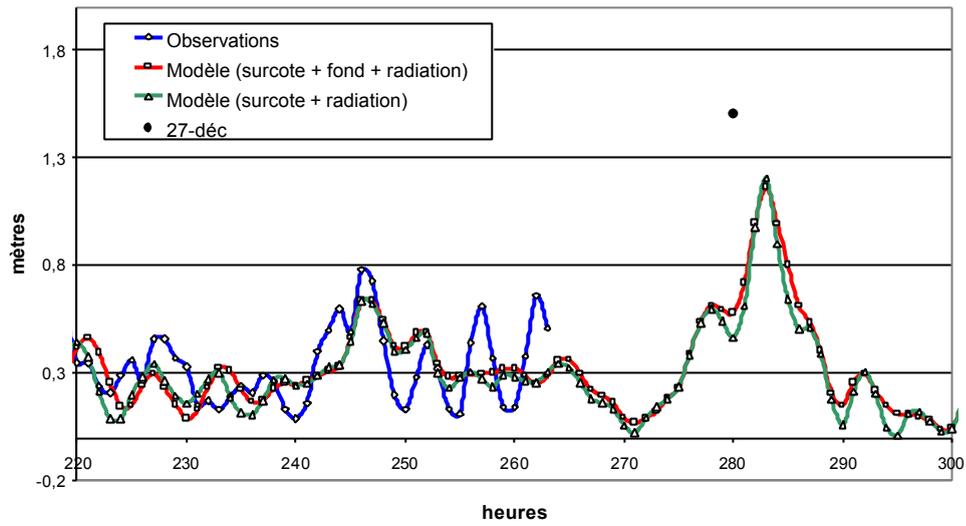


Figure n°5-70 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

Surcote à La Pallice (5 novembre 2000)

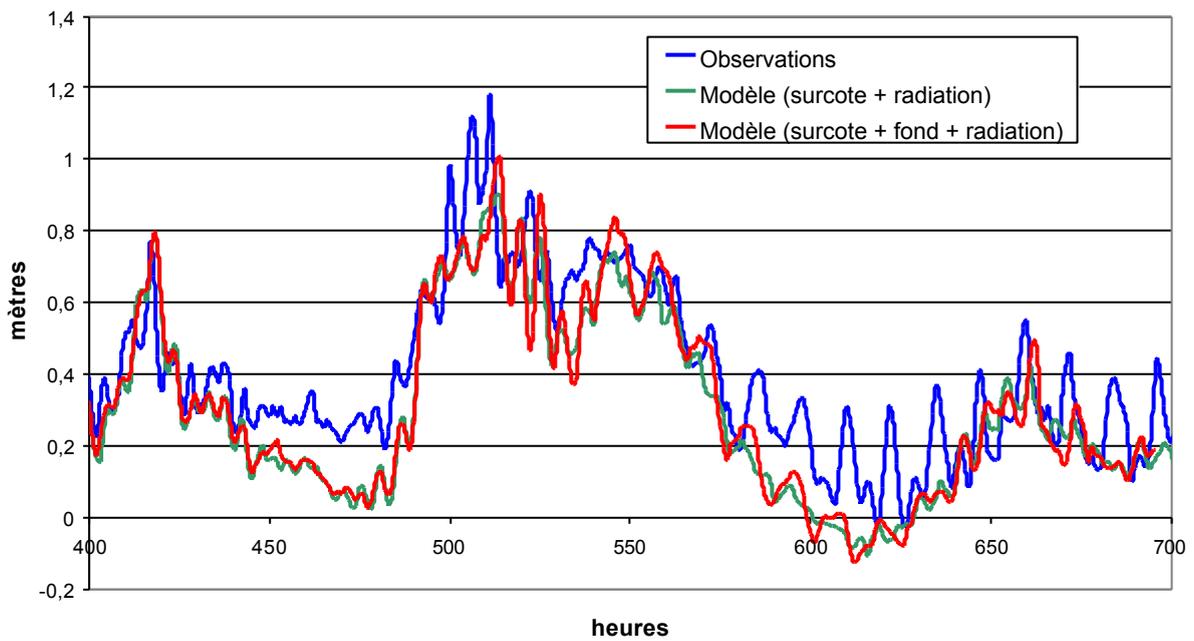


Figure n°5-71 : surcote à La Pallice le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16 h

Surcote au Verdon (5 novembre 2000)

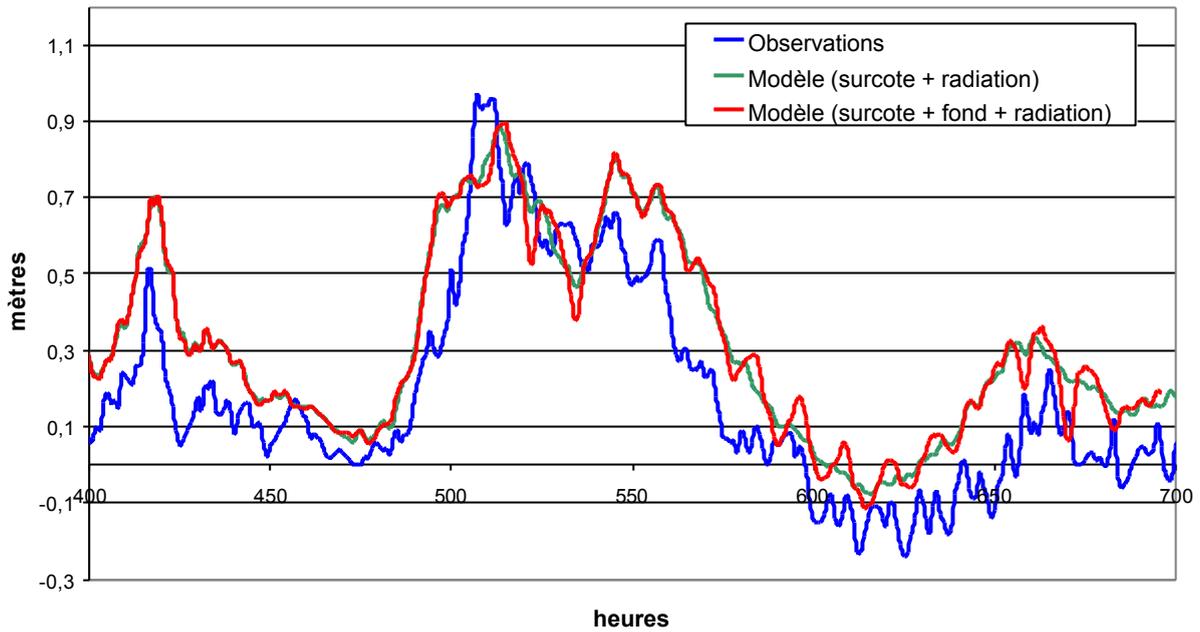


Figure n°5-72 : surcote au Verdon le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16 h

Surcote à La Pallice (janvier 2001)

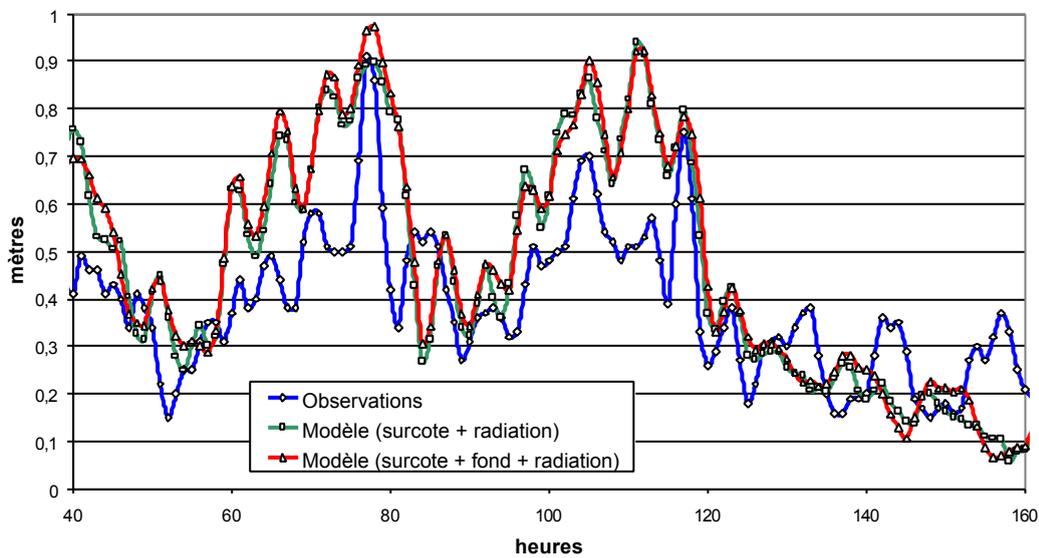


Figure n°5-73 : surcote à La Pallice le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

Surcote au Verdon (janvier 2001)

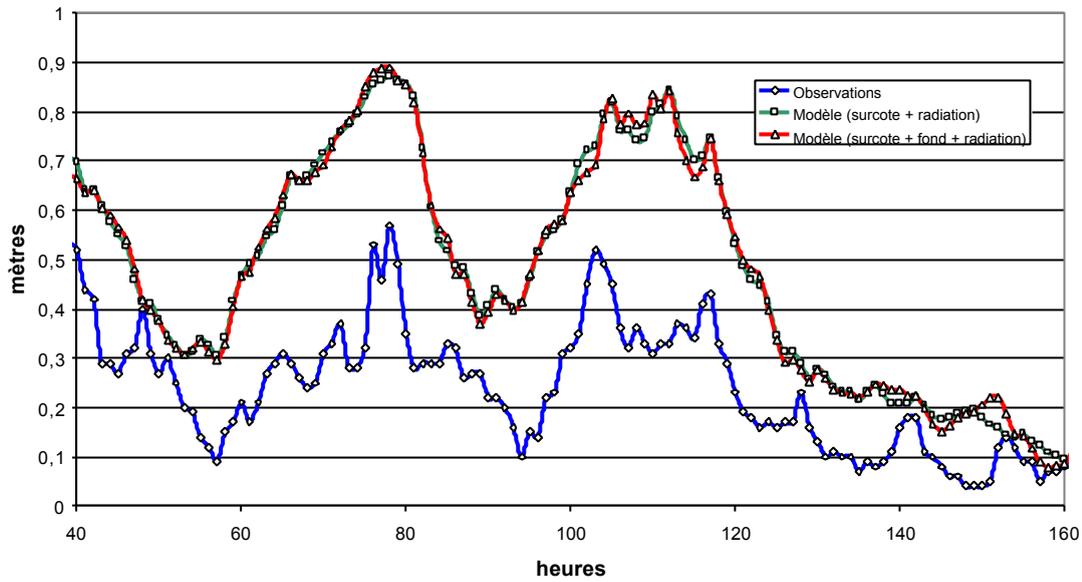


Figure n°5-74 : surcote au Verdon le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.9. Association des trois contraintes

Nous pouvons constater (fig n°5-75 à 5-80) que l'association des trois contraintes n'apporte pas d'amélioration au modèle de surcote. Deux ou même un seul des mécanismes physiques (Tableau n° 5-10) a dominé le signal de la surcote pendant les tempêtes de 1999-2001 simulées ci-dessus. Ainsi la surcote du 24 octobre 1999 est dominée par l'effet de la houle à travers les contraintes de surface et du fond, les contraintes de radiation étant négligeables. D'un autre côté, la contrainte de surface seule renforcée par la houle et le vent prédit l'amplitude du pic du 27 décembre 1999.

Surcote à La Pallice (octobre 1999)

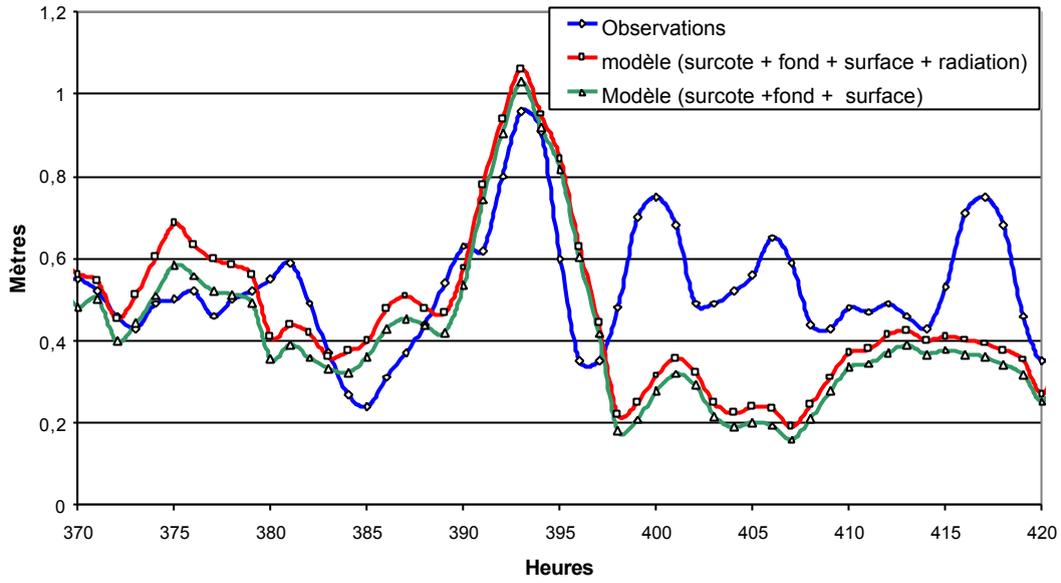


Figure n°5-75 : surcote à La Pallice le 24 octobre
370 heures = 23/10/1999 à 2h

Surcote à La Pallice (décembre 1999)

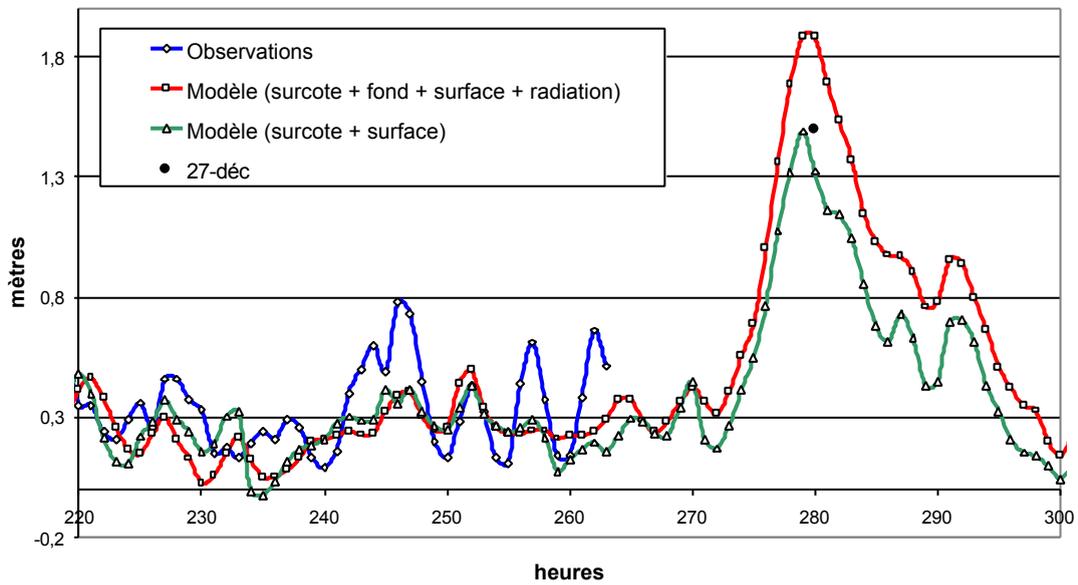


Figure n°5-76 : Surcote à La Pallice les 26 et 27 décembre 1999
220 heures = 25/12/1999 à 4h

Surcote à La Pallice (5 novembre 2000)

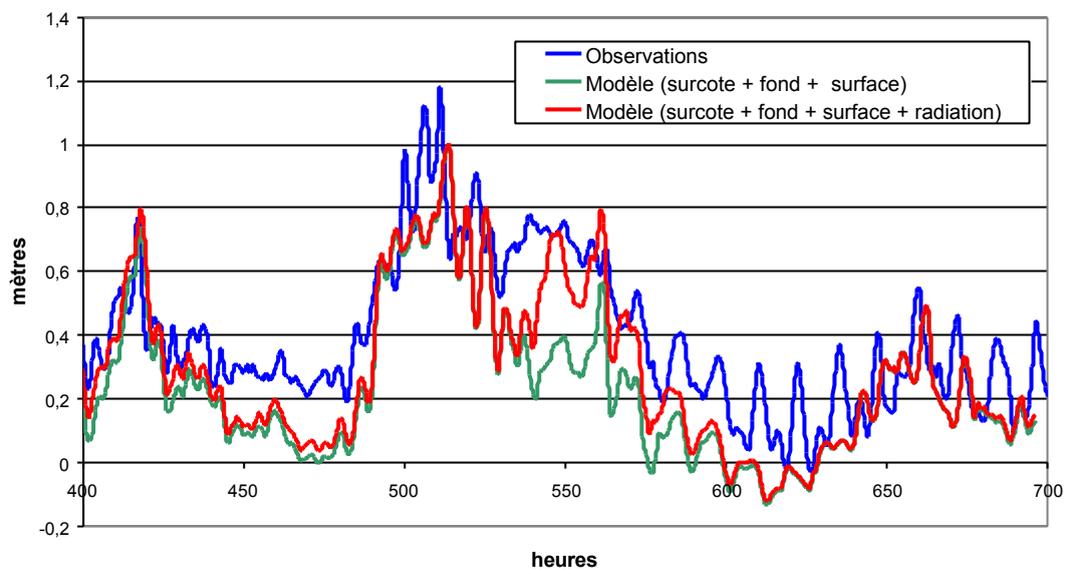


Figure n°5-77 : surcote à La Pallice le 5 novembre 2000.
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Surcote au Verdon (5 novembre 2000)

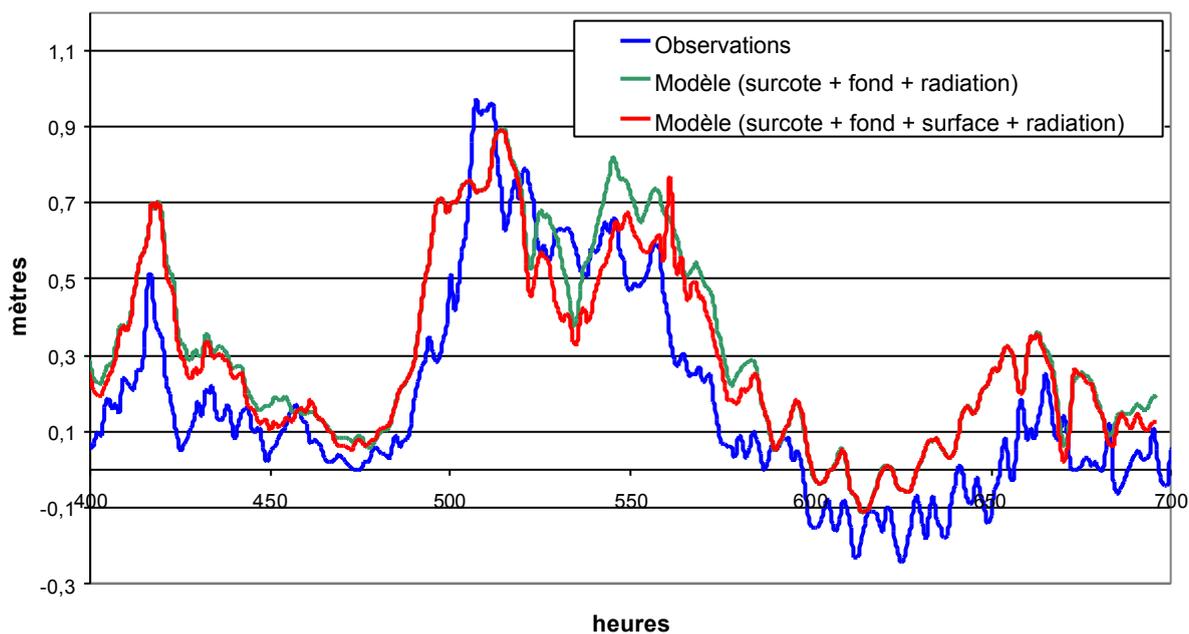


Figure n°5-78 : surcote au Verdon le 5 novembre 2000
400 heures = 31/10/2000 à 16h

Surcote à La Pallice (janvier 2001)

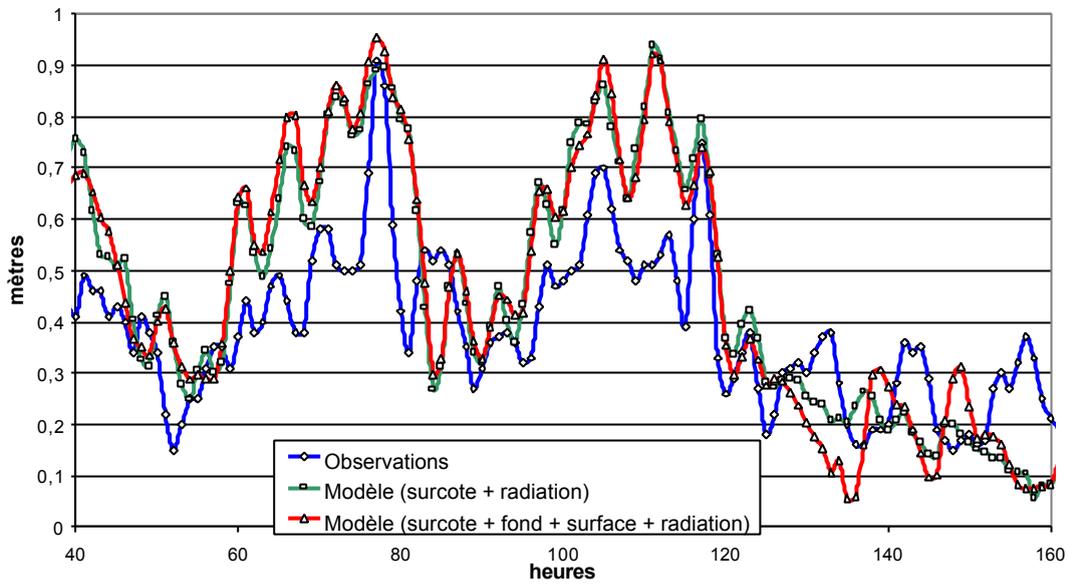


Figure n°5-79 : surcote à La Pallice le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

Surcote au Verdon (janvier 2001)

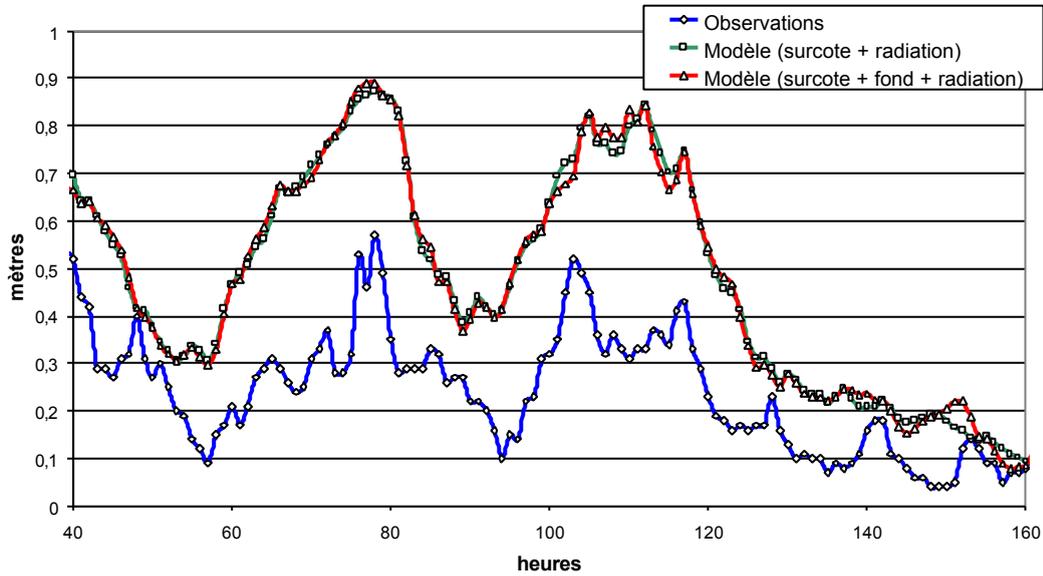
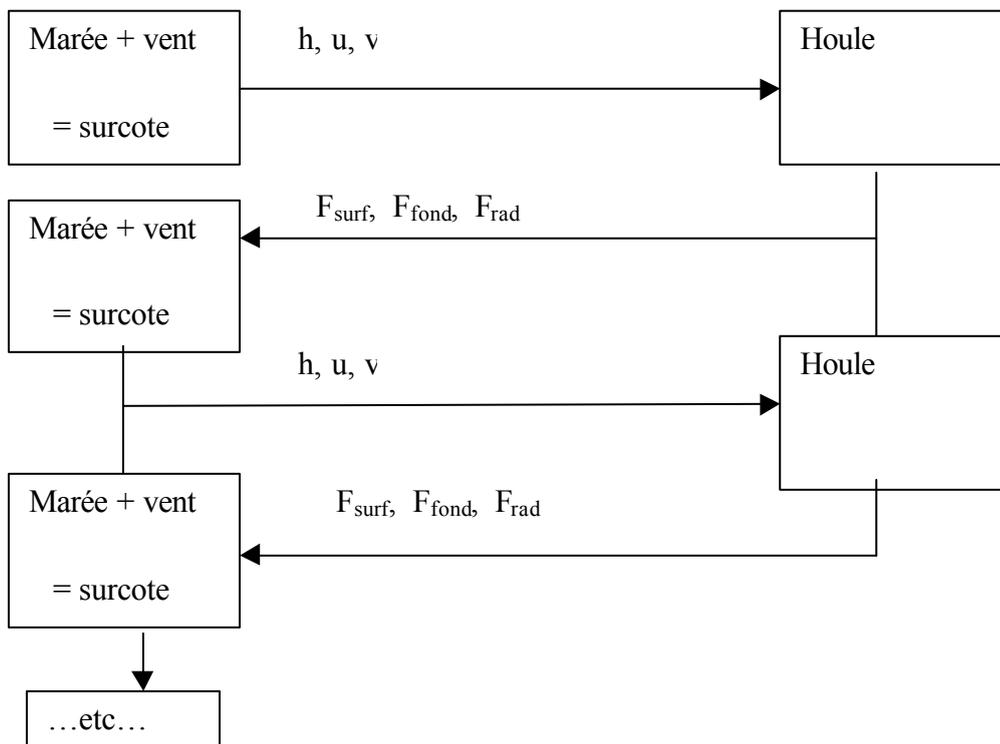


Figure n°5-80 : Surcote au Verdon le 4 janvier 2001.
40 heures = 02/01/2001 à 16h

5.10. Prise en compte de l'impact des courants sur la houle.

Dans les chapitres précédents, nous avons tenu compte de l'impact de la houle sur les courants en supposant que les courants n'ont aucune influence sur la houle. Pour paramétrer les interactions entre les courants et la houle d'une manière réaliste, il faut donc modifier le schéma de la modélisation présenté sur l'arborescence 3-1 (chapitre 3) et calculer l'évolution de la houle en même temps que celle des courants.

Dans ce chapitre, nous allons tester l'importance d'un tel couplage entre la houle et les courants en construisant une boucle d'itérations (fig. ci-dessous) dans laquelle les courants calculés à n -ème pas d'itérations sont utilisés pour recalculer les paramètres de houle à l'itération $n+1$.



Arborescence 5-1 : couplage entre les modèles de marée et de houle

Avec :

h = hauteur d'eau

u et v = composantes de la vitesse du courant.

F_{surf} = contrainte de surface

F_{fond} = contrainte au fond

F_{rad} = contrainte de radiation

Cette approche a été appliquée à la simulation de la tempête du 24 octobre 1999. Les résultats obtenus avec les contraintes au fond (Christoffersen & Jonson 1985), l'impact de la houle (Janssen 1989,1991) et les contraintes de radiation (Longuet-Higgins & Stewart, 1964) sont comparés sur la fig.5.81. « Surcote 0 » correspond à la surcote prédite plus haut dans le chapitre 5.1, quand les courants sont modifiés par la houle, mais ne font aucun effet sur la houle elle-même ; « Surcote 1 » - la surcote après la 1-ère itération selon l'arborescence 5-1 (juste ci-dessus) ; « Surcote 2 » - celle après la 2-ème itération.

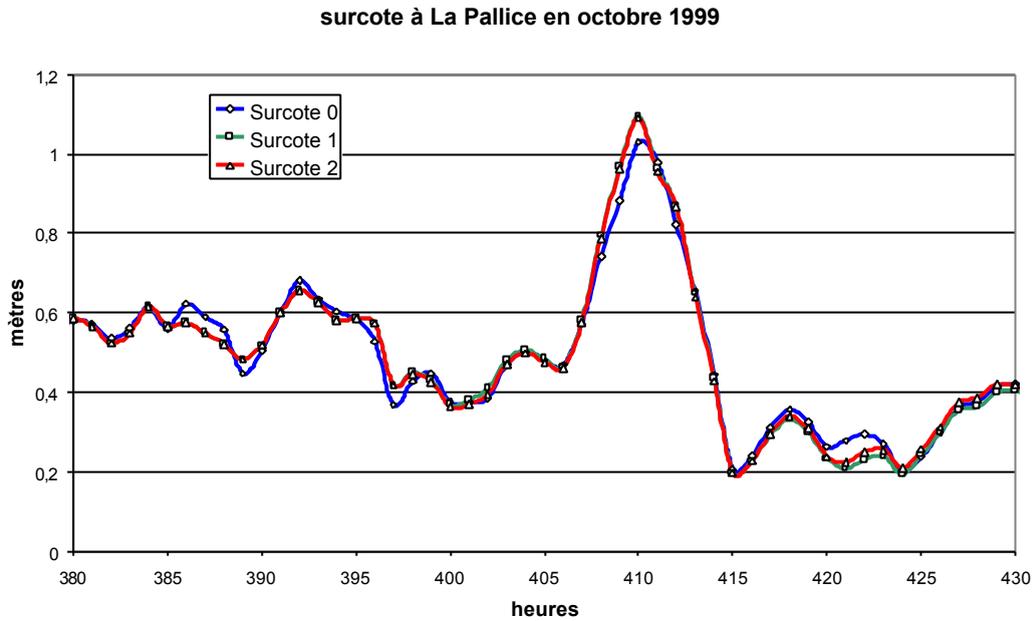


Figure n°5-81 : Interactions courant / houle pour le 24 octobre 1999

La comparaison des résultats (fig 5-81) des 3 itérations montre que les surcotes simulées convergent très vite, les itérations 1 et 2 donnent pratiquement les mêmes valeurs pour tout l'intervalle du temps. Les écarts entre la « surcote 0 » (la houle n'est pas affectée par les courants) et les surcotes avec la prise en compte de l'impact du courant sur la houle sont de l'ordre de 10 cm. Le pic prédit par le modèle plus réaliste est plus élevé par rapport au modèle sans interaction courant – houle.

5.11. Synthèse des résultats

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
Contrainte de surface (Pa)	0,2	0,08	0,1	3,E-08	1,E-12	0,1	0,4	0,02	0,02
Contrainte sur le fond (Pa)	0,004	0,0001	0,0002	3,E-14	6,E-05	0,001	7,E-06	0,0007	0,002
Contrainte de radiation (Pa)	0,0001	0,001	0,0004	0,0002	0,006	7,E-05	0,001	0,0002	0,004

Tableau n°5-8 : Contraintes de surface, de radiation et sur le fond (Pa) pour les différentes tempêtes

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
Marée	Vive - Eau mi flot	fin déchet mi - flot	Morte Eau mi -flot	Morte Eau mi-iusant		début revif mi-flot		revif Basse Mer	
Surcote	1 m	80 cm	1,5 m	80 cm	50 cm	1,2 m	1 m	90 cm	60 cm
Vent	ONO 18 m/s	NO 20 m/s	O 33 m/s	E 11 m/s		SE 17 m/s		E 13 m/s	
Houle	NE 0,7 m 10,7 s	NE 0,86 m 12,7 s	NE 1,03 m 13,4 s	NE 0,3 m 11,9 s	E 1,4 m 12,3 s	NE 0,6 m 7,9 s	E 1,6 m 7,3 s	NE 40 cm 9,9 s	E 1,5 m 11,5 s

Tableau n°5-9 : Conditions de marée, de houle et météorologiques pour les différentes tempêtes

	24/10/1999	26/12/1999	27/12/1999	01/11/2000		5/11/2000		4/01/2001	
	La Pallice	La Pallice	La Pallice	La Pallice	Verdon	La pallice	Verdon	La Pallice	Verdon
meilleur modèle	surface + fond	radiation	surface	tous	aucun	fond + surface	fond + radiation	radiation	aucun

Tableau n°5-10 : Meilleur modèle pour la prédiction des surcotes en fonction de la tempête

Le 24 octobre 1999, les meilleures prédictions sont données par le modèle avec interactions à travers les contraintes de surface et de fond : la contrainte de radiation était trop faible (40 fois plus petite que la contrainte sur le fond) pour agir.

Le 26 décembre 1999, la meilleure amplitude du pic est obtenue avec le modèle ne prenant en compte que l'interaction à travers la contrainte de radiation. Il semble que la direction du vent (NO) ait permis de renforcer la contrainte de frottement au fond, ce qui a pour conséquence d'atténuer le pic lorsque nous la prenons en compte.

Le 27 décembre 1999, la contrainte de surface était largement dominante ce qui explique pourquoi elle suffit à la modélisation du pic. De plus, de toutes les tempêtes, elle a été accompagnée par la houle la plus énergétique : l'impact de la contrainte de surface a donc été plus important.

Le 1^{er} novembre 2000, la surcote observée est de 80 cm, elle est donc relativement faible. La contrainte de surface, dans tous les Pertuis, ne dépasse pas 1.10^{-5} Pa. Cette contrainte étant négligeable, aucune interaction avec la houle ne semble nécessaire pour la prédiction du pic.

Le 5 novembre 2000, à La Pallice, les contraintes de surface et sur le fond sont beaucoup plus grandes que celle de radiation. Au Verdon, c'est la contrainte sur le fond qui est négligeable devant les deux autres.

Le 4 janvier 2001, à La Pallice, la contrainte sur le fond est négligeable devant les deux autres contraintes ce qui est du aux directions opposées du vent et de la houle. De plus, la houle était moins énergétique que pour le 27 décembre 1999. La contrainte de surface, ici, a moins d'influence. Au Verdon, le forçage aux conditions limites entraîne une sur-estimation systématique des surcotes quelque soit le modèle utilisé, il semble donc que le problème vienne du modèle global.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de cette thèse était d'étudier les divers mécanismes physiques responsables de la propagation des marées et des surcotes dans les Pertuis Charentais. Les simulations numériques de ces phénomènes complexes ont été effectuées à l'aide de la chaîne de logiciel TELEMAC développée par EDF R&D LNHE, et diffusée par SOGREAH. Les prédictions des modèles ont été obtenues grâce aux données d'observation de la houle, du vent et du niveau marin des 10 sites marégraphiques présents dans les Pertuis.

La thèse est composée de deux parties consacrées respectivement à l'étude des marées et à celle des surcotes dans les Pertuis.

Nous avons vu au fil du développement du modèle tidal barotrope que les prédictions de marée sont extrêmement dépendantes de la paramétrisation du frottement sur le fond dans les Pertuis. Les tests de sensibilité du modèle numérique nous ont permis de proposer un modèle où un contraste de frottement doit exister entre les estrans et le reste des Pertuis. Ce contraste est évalué en terme de coefficient de Chézy comme $100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ sur les estrans et $60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ dans le reste des Pertuis. L'existence du contraste de frottement concorde avec la nature et la morphologie des fonds des Pertuis. En effet, selon les formules empiriques (Soulsby, 1997), le coefficient de Chézy sur les estrans vaseux et plats est proche de $95 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. L'analyse de l'asymétrie tidale en terme de l'amplitude et de la phase relatives de M4 par rapport à M2 est un autre argument en faveur du frottement variable en espace dans les Pertuis Charentais.

Dans la partie 2 de la thèse, nous avons sélectionné 5 tempêtes entre 1999 et 2001 caractérisées par des surcotes allant de 80 cm à 1.50 m. Des simulations numériques ont été effectuées avec comme objectif d'étudier les différentes interactions entre marée / houle / surcotes / vent.

Bien que notre région soit relativement protégée des houles océaniques, le résultat important de ces simulations c'est que **la prise en compte de ces interactions est indispensable pour un modèle qui prétend à une prédiction précise des surcotes dans les Pertuis Charentais**. L'impact de la houle comme effet amplificateur de l'action du vent à la surface de la mer a été démontré : sa contribution atteint plusieurs dizaines de centimètres pour l'amplitude du pic. La houle peut également moduler l'effet du frottement sur le fond et donc atténuer les courants de marée. Les contraintes de radiation se sont révélées comme un facteur non négligeable dans les zones peu profondes que représentent les Pertuis Charentais.

Un test de couplage supplémentaire a été effectué pour évaluer l'influence des courants de marée sur la houle : les résultats pour la tempête du 24 octobre 1999 indiquent que la prise en compte de ce couplage n'améliore pas les résultats d'une manière significative.

Les résultats de notre étude soulignent qu'il reste des lacunes dans les données d'observations de marée, de houle, de courant et de conditions météorologiques. Dans l'avenir, de nouvelles mesures sont indispensables pour la réalisation d'un modèle opérationnel de surcotes dans les Pertuis.

Quant aux perspectives théoriques, de nombreuses questions restent ouvertes. Il serait intéressant d'étudier, d'une part, les interactions entre les marées et les surcotes avec les mêmes conditions météorologiques, mais des phases de marée différentes. D'autre part, l'impact des courants de marée sur la houle doit être établi dans le cadre d'un couplage en temps réel entre les simulations de marée et de houle.

REFERENCES

Références

- André X., 1986. Elaboration et analyse de cartes bathymétriques détaillées du proche plateau vendeo-charentais (Golfe de Gascogne). Reconstitution des paleo-rivages de la transgression holocène. Thèse Bordeaux I.
- Barbot C., 1998. Statistique des niveaux extrêmes de basse mer des ports de France, mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur, Université Clermont-Ferrand.
- Barusseau J.P. et Martin G., 1971. Esquisse géologique et structurale des Pertuis Charentais et de leurs abords (Golfe de Gascogne, France). Revue de géographie physique et géologie dynamique, (2), XIII, 4, 403-412.
- Barusseau J.P., 1973. Evolution du plateau continental rochelais (Golfe de Gascogne) au cours du Pléistocène terminal et de l'Holocène. Les processus actuels de sédimentation. Thèse d'état, Université Bordeaux I, 363 pages, n = 9124 CNRS.
- Benoit M., Marcos F., JANIN J-M., 1997. Interactions Atmosphère / Houle / Marée / Surcotes, appliquées à la simulation des tempêtes en mer. Actes du symposium Saint-Venant « Analyse Multiéchelle et systèmes physiques couplés », 28-29 Août 1997, Paris (France), pp 211-218
- Benoit M., 2003, Logiciel TOMAWAC de modélisation des états de mer en éléments finis. Notice théorique de la version 5.2. Note technique EDF R&D LNH HP-72/02/065/A.
- Bowden K.F., Krauel D. P., Lewis R. E., 1974. Some features of turbulent diffusion from a continuous source at sea. Advances in Geophysics 18A, 315-329.
- Castaing P., 1981. Le transfert à l'océan des suspensions estuariennes. Cas de la Gironde. Doctorat d'état ès sciences, 530 pp ; Univ. Bordeaux I.
- Castelle B., 2004. Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine. Thèse Bordeaux I.
- Catalogue sédimentologique des côtes françaises, 1987. Laboratoire central d'hydraulique de France.
- Christoffersen J.B. and Jonnson I.G., 1985. Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion. Ocean Engineering., vol. 12, 387-423.
- Corlieux M., 1972. Etude géologique abrégée de la Charente maritime. Annales de la société des sciences naturelles de la charente maritime. Supplément, mai 1972.
- Crépon M., 1993. Initiation à l'hydrodynamique de l'océan. Institut océanographique.
- Csanady G. T., 1982. Circulation in the coastal ocean. Reidel company. 279 pp.

Davies A.M. and Lawrence J., 1994. Examining the influence of wind and wave turbulence on tidal currents, using a three-dimensional hydrodynamic model including wave-current interaction. *Journal of Physical Oceanography*. Vol. 24, 2441-2460.

Davies A.M. and Lawrence J., 1995. Modelling the effect of wave-current interaction on the three-dimensional wind-driven circulation of the eastern Irish Sea. *Journal of Physical Oceanography*. Vol. 25, 29-45.

Direction Départementale de l'Équipement de Charente Maritime, 2001. Les conditions météo-océanographiques en Charente maritime au cours de l'ouragan du 27/12/1999. Dossier 101701.

Doodson A. T. et Warburg H. D., 1941. *Admiralty Manual of Tides*, HMSO.

Dronkers J. J., 1964. *Tidal computations in rivers and coastal waters*. John Wiley and Sons, New York, New York, USA.

Duvet C., 1964. Note sur l'état climatologique de la mer dans le permis des Landes atlantiques. Rapport interne ESSO-REP-SNPA-CEP, opérations marines, archives n°A33d.

Dyer, K R, 1986. *Coastal and Estuarine Sediment Dynamics*. John Wiley & Sons, 342pp.

Emery W. J., 2001. *Data analysis methods in physical oceanography*. ELSEVIER. 638pp.

Ezer T., and Mellor G. L., 2000: Sensitivity studies with the North Atlantic sigma coordinate Princeton Ocean Model. *Dynamics of Atmospheres & Oceans*, 32(3-4), 185-208.

Foreman M.G.G., 1977. *Manual for tidal heights analysis and prediction*. Pacific Marine Science Report

Foreman M.G.G., Sutherland G., Cummins P.F., 2004 : M2 tidal dissipation around Vancouver Island : an inverse approach. *Continental Shelf Research*, Vol. 24, N° 18, pp. 2167-2185.

Fredsoe J. and Deigaard R. 1992. *Mechanics of coastal sediment transport*. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 3, Word Scientific, 356 pp.

Godin G., 1972. *The analysis of tides*, Univ. Toronto presse, Buffalo. 264pp.

Hasselmann K., Barnett T. P., Bouws E., Carlson H., Cartwright D. E., Enke K., Ewing J. A., Gienapp H., Hasselmann D.E., Kruseman P., Meerburg A., Müller P., Olbers D. J., Richter K., Sell W., Walden H., 1973, *Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*, Dt. Hydrogr. Zeit., A12, 1-95.

Hermida J. E., 1997. *Dispersion des eaux estuariennes de la Gironde sur le plateau continental*. Thèse Bordeaux I.

- Hermida J., Lazure P., Froidefond J-M., Jegou A-M., Castaing P., 1998. La dispersion des apports de la Gironde sur le plateau continental. Données in situ, satellitales et numériques. *Oceanologica Acta*. Vol. 21. N°2. pages 209-221.
- Hervouet J.M., 2003. Hydrodynamique des écoulements à surface libre : modélisation numérique avec la méthode des éléments finis. Presses de l'école nationale des Ponts et chaussées.
- Hily C., 1976. Ecologie benthique des Pertuis Charentais. Thèse Université de Bretagne Occidentale, Brest. 236 pp.
- Janssen P. A. E. M., 1989. Wave-induced stress and the drag of airflow over sea waves *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 19, 745-754.
- Janssen P. A. E. M., 1991. Quasi-linear Theory of Wind-Wave Generation Applied to Wave Forecasting. *Journal of Physical Oceanography*. Vol. 21, 1631-1642.
- Jones I.S.F. and Toba Y., 2001. Wind stress over the ocean. Cambridge university. 275 pp.
- Landau L. and Lifchitz E., 1980. Hydrodynamique. MIR
- Lamb H., 1932. Hydrodynamics, Cambridge univ. Press.
- L.C.H.F., 1979. Etude en nature de la côte aquitaine. La. Central d'Hydraulique de France, Maisons Alfort, rapp. gener. Pour D.A.T.A.R., M.I.A.C.A. 4t.
- Le Hir P., Roberts W., Cazaillet O., Christie M., Bassoulet P., Bacher C., 2000. Characterization of intertidal flat hydrodynamics. *Continental Shelf Research*. Vol. 20. 1433-1459.
- Le Provost C., Fornerino M., 1985. Tidal spectroscopy of the English Channel with a numerical model. *Journal of physical oceanography*. Vol. 15. Pages 1009-1031.
- Lee J. C., Kim C. S. et Jung K. T., 2001. Comparison of bottom friction formulations for single-constituent tidal simulations in Kyunggi Bay. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, Vol. 53, pp. 701-715.
- Letellier T., 2004. Etude des ondes de marée sur les plateaux continentaux. Thèse Université Toulouse III, 279 pp.
- Lewis R., 1997. Dispersion in estuaries and coastal waters. New York : Wiley.
- Libaud, J.-B. and Weber, N., 2004. Carte 7403G, Des Sables d'Olonne à l'île de Ré. SHOM, Brest.
- Longuet-Higgins and Stewart, 1964. Radiation stresses in water waves : a physical discussion, with applications. *Deep- Sea Research*, Vol. 11, pp. 529 – 562.

- Lorin J, 1970. Etude sédimentologique de la partie orientale du Pertuis Breton et de la baie d'Aiguillon. Université de Bordeaux. 117pp.
- Macur O., 1999. Etude des courants de marée dans les Pertuis Charentais. SHOM n°564 EPSHOM/CH/GG/NP.
- Macur O., 2000. Etude des courants de marée dans le Golfe de Gascogne et calcul des constantes harmoniques. Rapport SHOM.
- Mallet, C., 1998. Carte 7028G, Embouchure de la Gironde. SHOM, Brest.
- Mastenbroek C., Burgers G., Janssen P.A.E.M., 1993. The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*. Vol. 23, 1856-1866.
- Miles J. W., 1957. On the generation of surface waves by shear flow, Part 1, *J. Fluid. Mech.* 3, 185-204.
- Munk W. H. and Cartwright D. E., 1966. Tidal spectroscopy and prediction. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.*, 259, 533—581.
- Myraugh D., 1989. A rational approach to wave friction coefficients for rough, smooth and transitional turbulent flow. *Coastal Eng.* 13, 11-21.
- Myraugh D., 1995. Bottom friction beneath random waves. *Coastal Eng.* 24. 259-73.
- Nielsen P., 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. World Scientific Publishing, Singapore, Advanced series on Ocean Engineering. Vol. 4.
- Parker B. B., 1991. The relative importance of the various nonlinear mechanisms in a wide range of tidal interactions. In : *Tidal Hydrodynamics*, pages 237-268, John Wiley & Sons, New York.
- Penin F., 1980. Le prisme tidal aquitain : histoire holocène et évolution récente des environnements morpho-sédimentaires. Thèse 3^{ème} cycle, 129 pp ; Univ. Bordeaux I.
- Pignon C., 1975. Ile de Ré – morphostructures et milieux naturels. Diplôme d'Etudes supérieures Géographie. Université de Bordeaux II. 32pp.
- Pingree R.D., 1980. Physical oceanography of the Celtic Sea and the English Channel. In : *The North-West European Shelf Sea: Sea Bed and the Sea in Motion II. Physical and chemical oceanography and Physical resource*. Elsevier Oceanography Series 638p.
- Poincaré H, 1910. *Leçons de mécanique céleste Tome 3 : théorie des marées*.
- Pugh D. T., 1987. *Tides, Surges and Mean Sea-Level*. John Wiley & Sons, New York.
- Pugh D. T., 2004. *Changing sea levels*. Cambridge Univ. Press. 265 pp

- Ranasinghe R., Pattiaratchi C., 2000 : Tidal inlet velocity asymmetry in diurnal regimes. *Continental Shelf Research*, Vol. 20, pp. 2347-2366.
- Revault d'Allones M., 2005. La marée océanique. Société Géologique de France. Vuibert. 120 pp.
- SHOM, 2004. Annuaire des marées des ports de France 2004.
- SHOM, 1968. Courants de marée dans la Manche et sur les côtes françaises de l'Atlantique.
- SHOM, 1997. Les guides du SHOM - la marée. 75pp.
- SHOM, 2001. Courants de marée, de la côte Ouest de France, de Saint-Nazaire à Royan.
- Sleath J.F.A., 1984. *Sea Bed Mechanics*. Wiley, New York.
- Simon B., 2005. Cours de marée.
- Smith S. D., Banke E. G., 1975. Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 101, 665-673.
- SOGRAH, 2000. Operational Modelling for Coastal Zone Management. Final Report. 552006.
- Soulsby R.L., 1983. The bottom boundary layer of shelf seas, in physical oceanography of coastal and shelf seas, ed. B. Johns, pp. 189-266. Elsevier, Amsterdam.
- Soulsby R.L., 1997. *Dynamics of Marine Sands*, pub. Thomas Telford, London, ISBN 0 7277 2584 X.
- Speer P. E., Aubrey D. G., 1985. A study of non-linear tidal propagation. Shallow inlet/estuarine systems. Part II : theory. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, Vol. 21, pp 207-224.
- Swart D. H., 1974. Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Delft Hydraulics Lab., Publ. 131.
- Tesson M., 1973. Aspects dynamiques de la sédimentation dans la baie de Marennes-Oléron (France). Thèse Université de Bordeaux I.
- Vassal J. P., 1980. Les houles exceptionnelles et leurs conséquences. Estimations des conditions maximales de l'état de la mer sur le Golfe de Gascogne. Analyse d'une forte tempête récente 30 novembre – 5 décembre 1976, Thèse d'université, 119 pp, Univ. Bordeaux I, n°111.
- Weber, N., 2003. Carte 7405G, De La Rochelle à la Pointe de la Coubre : Ile d'Oléron. SHOM, Brest.

Weber, N. et Garnaud, S., 2003. Carte 7404G, De la Pointe du Grouin du Cou à la Pointe de Chassiron - Pertuis Breton et d'Antioche. SHOM, Brest.

Wisdorff D., 1997. Le vent dans les Pertuis. collection "Mémentos techniques", Paris. 88 pp

Site internet :

SHOM : <http://www.SHOM.fr>

IFREMER : <http://ifremer.fr>

SONEL : <http://sonel.org>

Observatoire de Roscoff : <http://www.sb-roscoff.fr/Maree/maree.html>

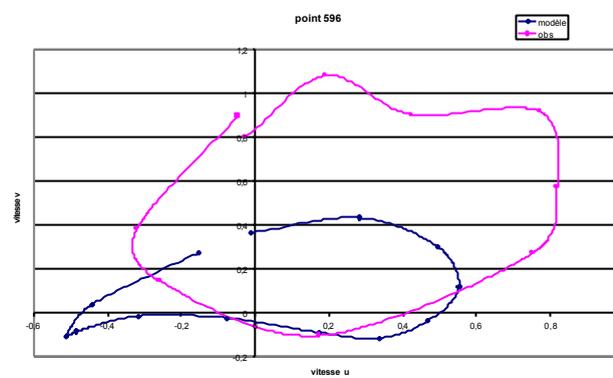
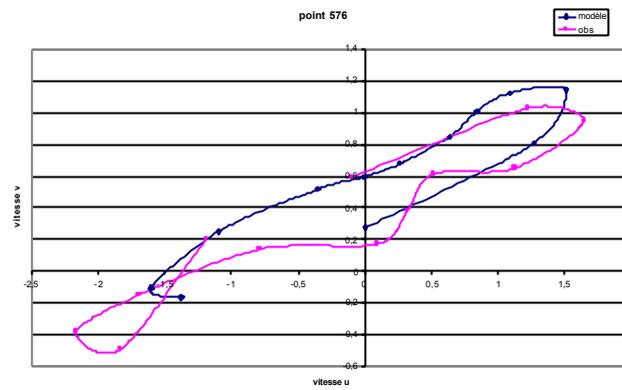
LEGOS : http://www.aero.obs-mip.fr/activite_scientifique/oceano/index2.htm

METEOFRANCE : <http://www.meteofrance.fr>

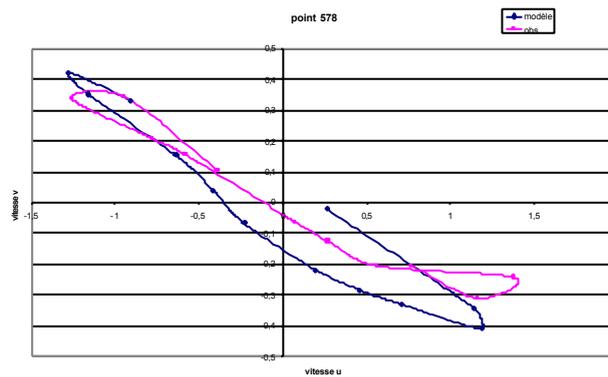
ANNEXES

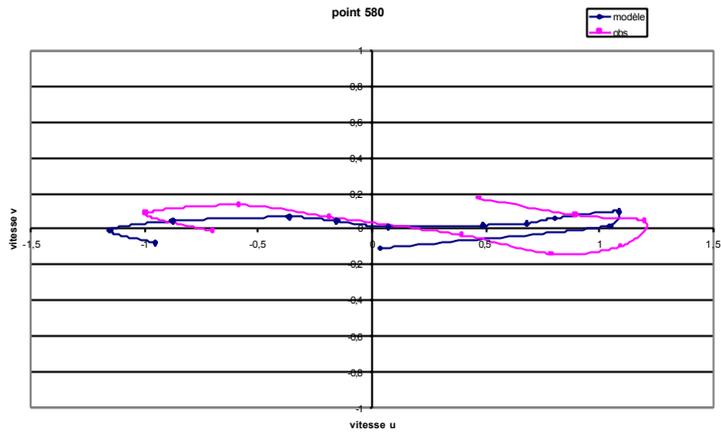
Annexe 1 : Ellipses de courant

Au large des pertuis :

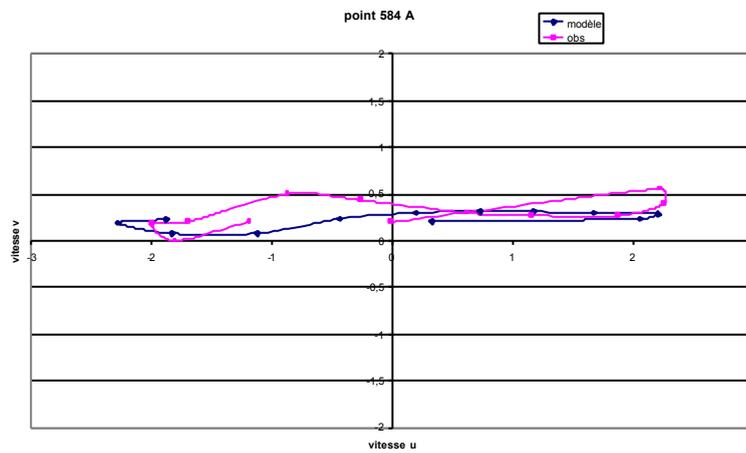
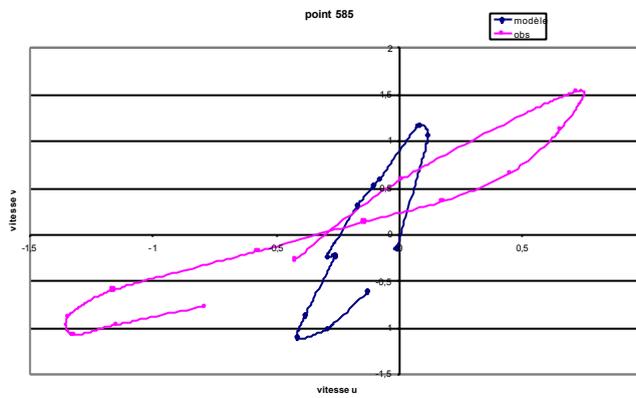


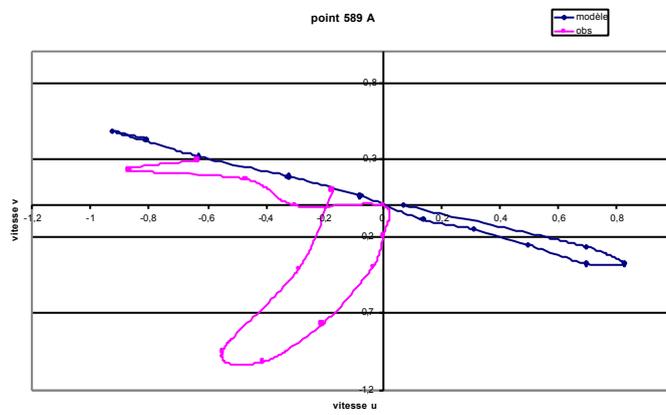
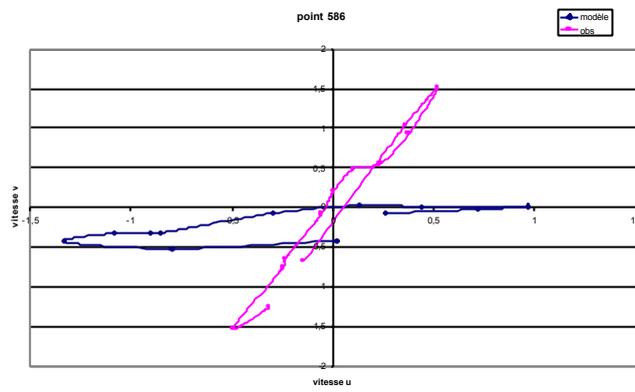
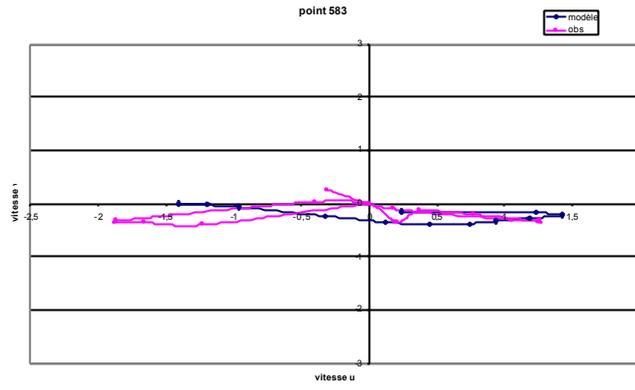
Dans le Pertuis Breton :

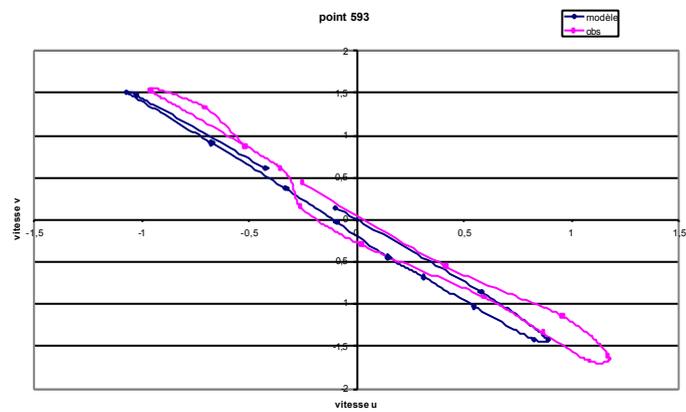
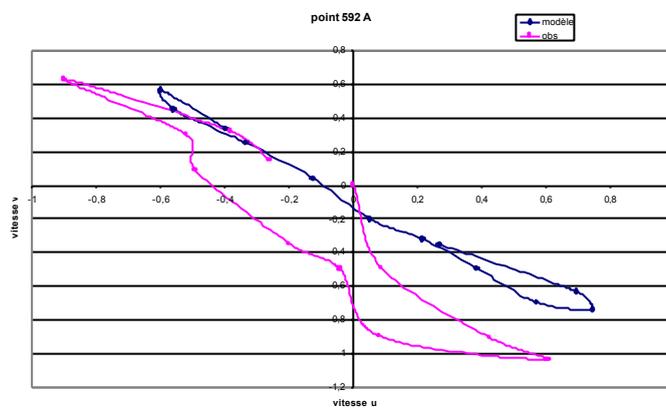
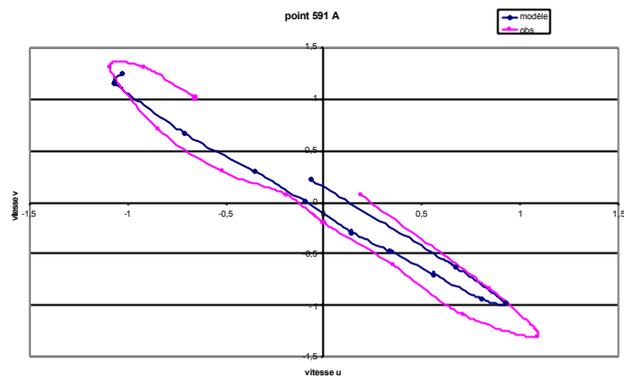


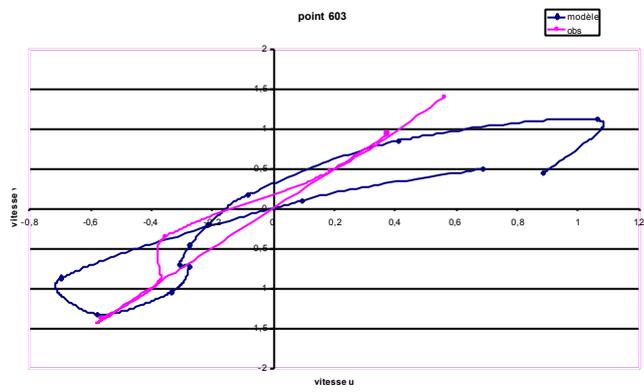
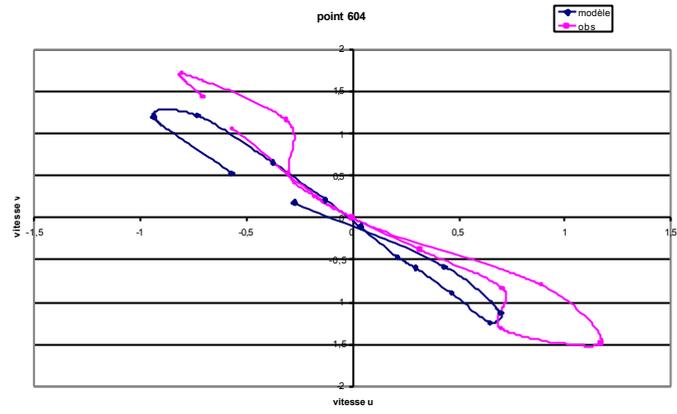
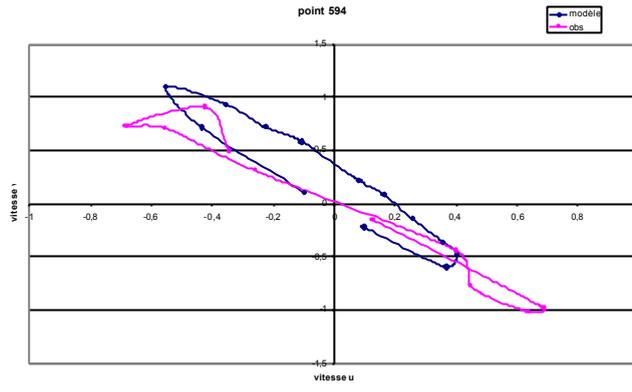


Dans le Pertuis d'Antioche et la baie de Marennes-Oléron :

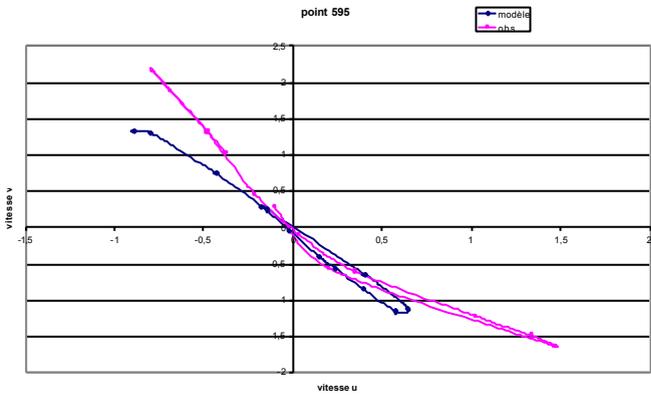
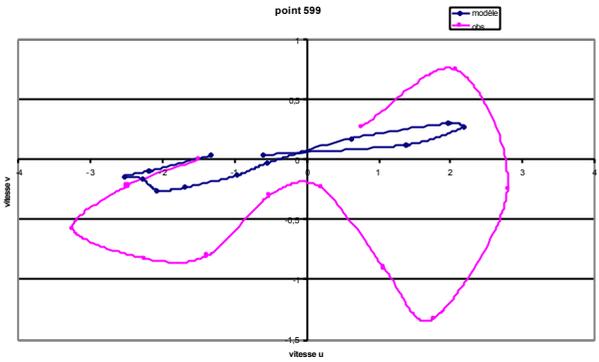
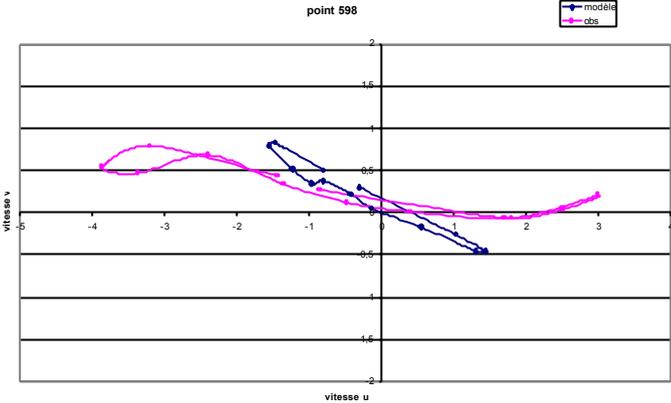








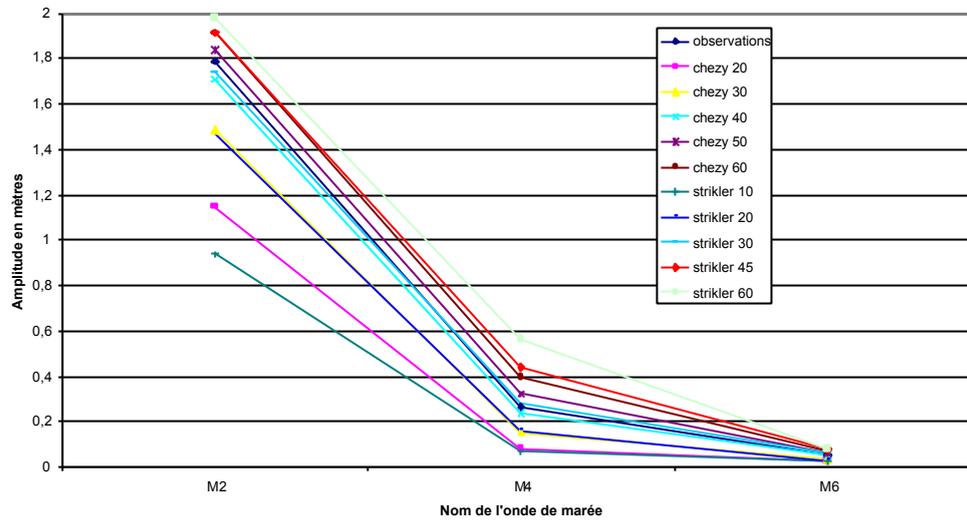
Dans le Pertuis de Maumusson :



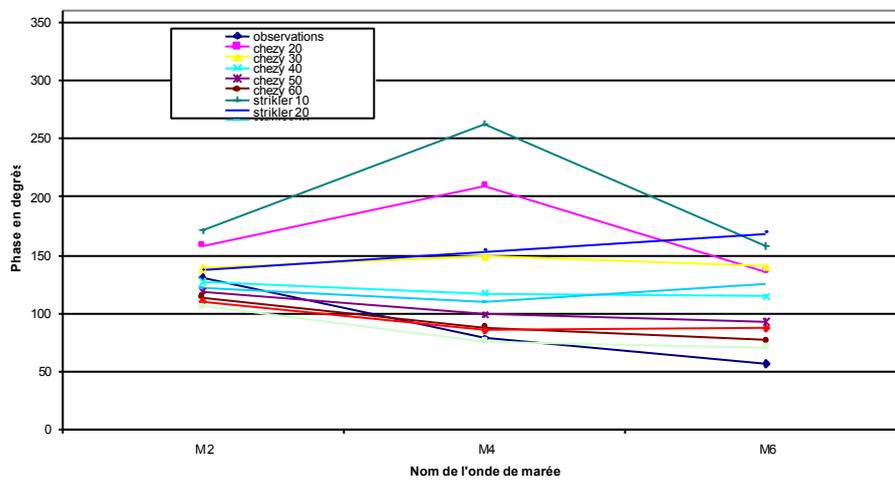
Annexe 2 : Comparaison des amplitudes et phases des ondes M2, M4 et M6 pour différents coefficients de frottement

Pointe d'Aiguillon :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à la Pointe d'Aiguillon

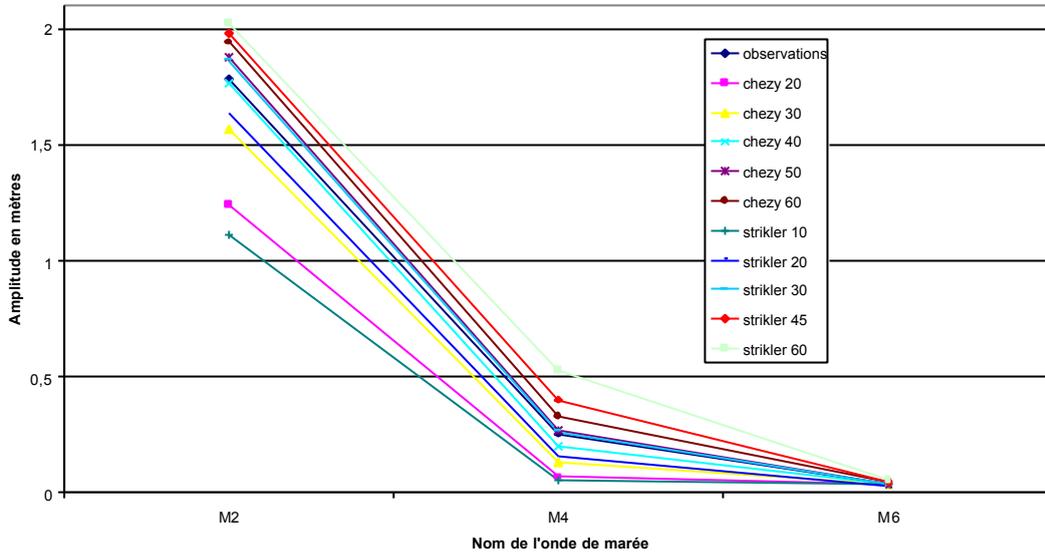


Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à la Pointe d'Aiguillon

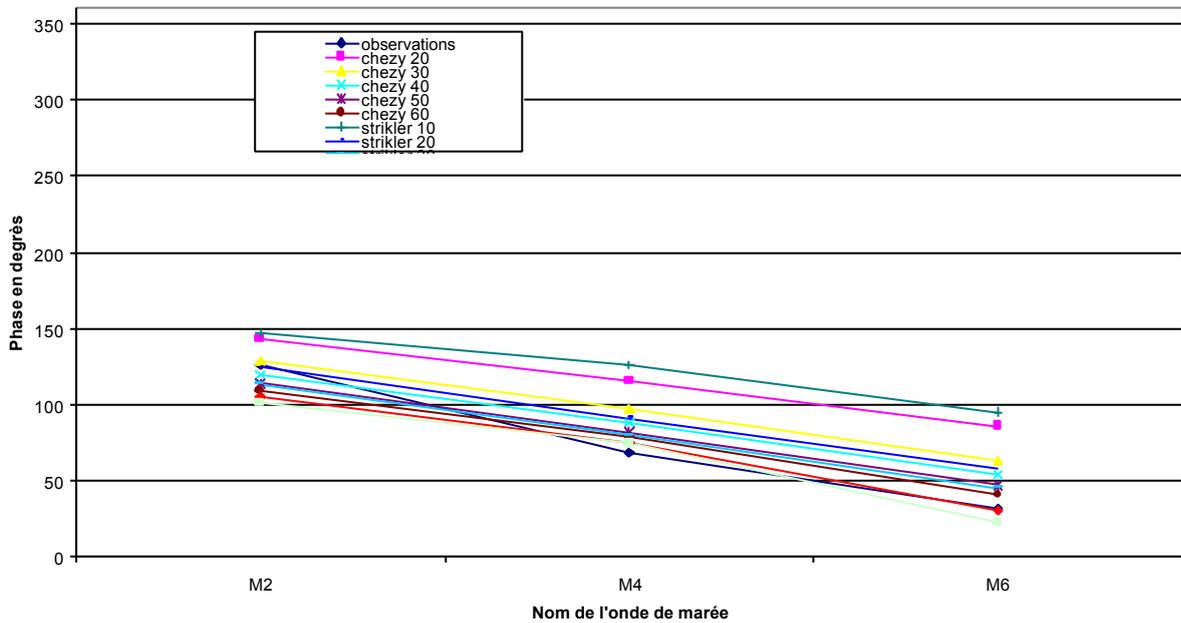


Ile d'Aix :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4, M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Aix

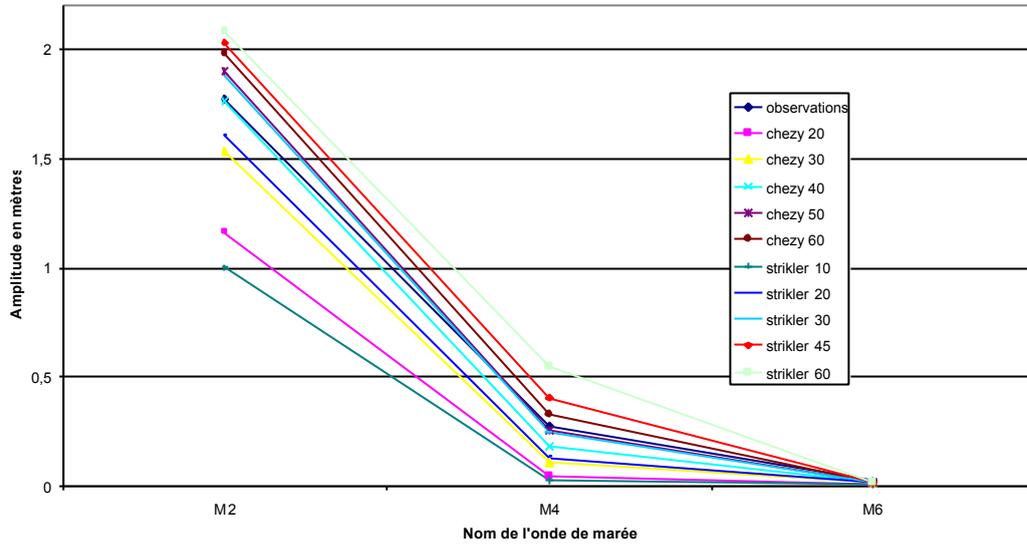


Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à l'île d'Aix

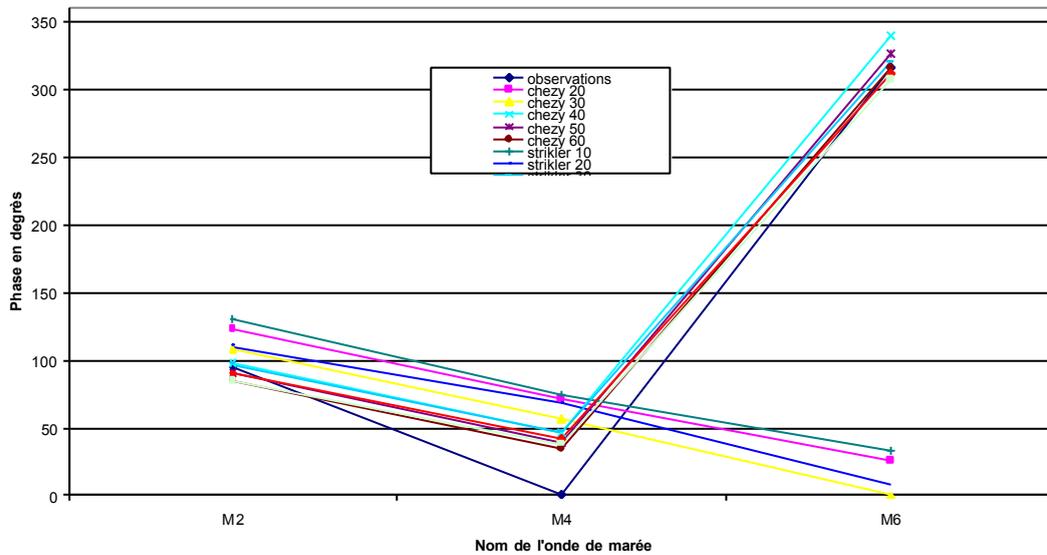


Fort Boyard :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Boyard

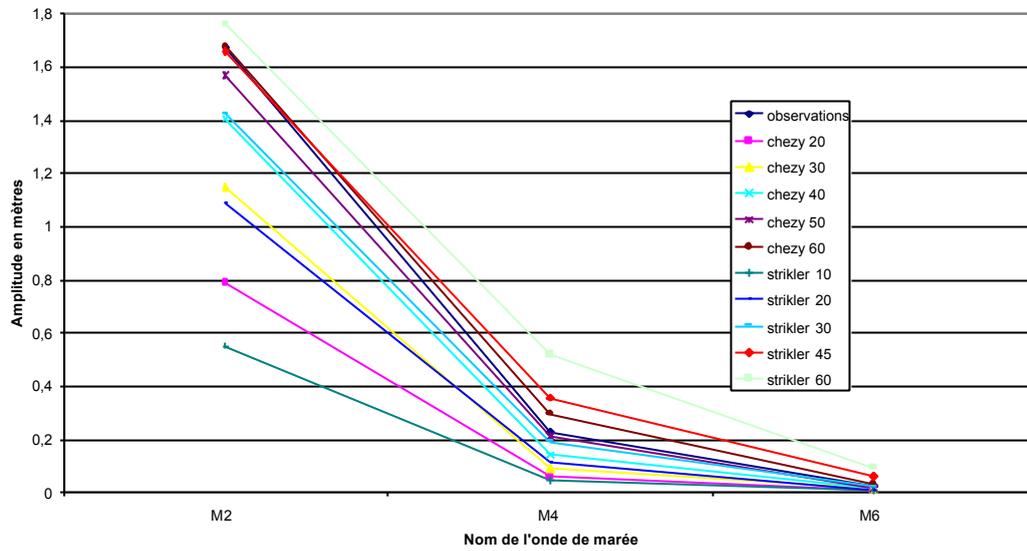


Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Boyard

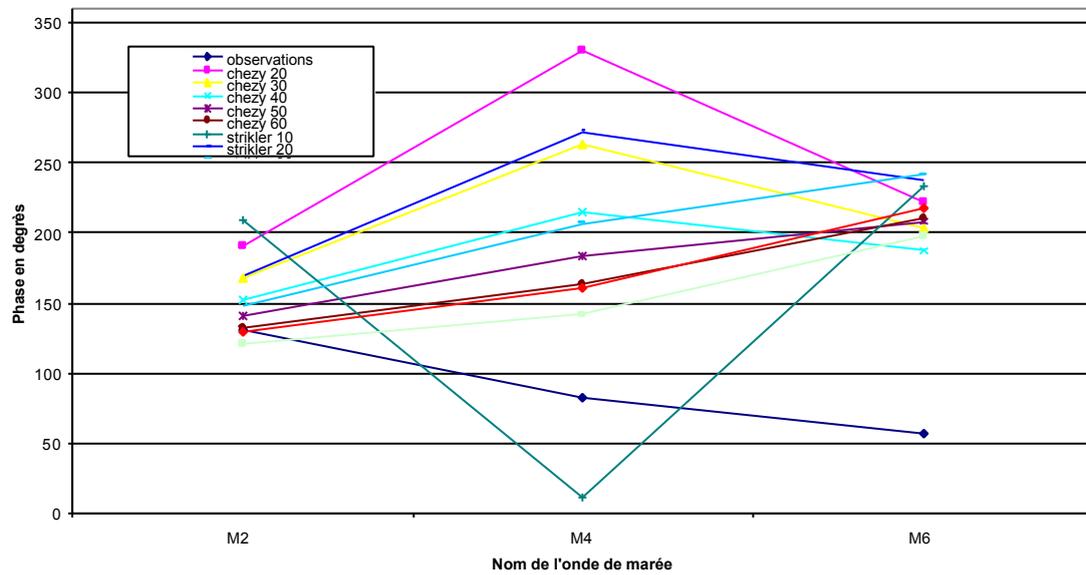


Le Chapus :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4, M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement au Chapus

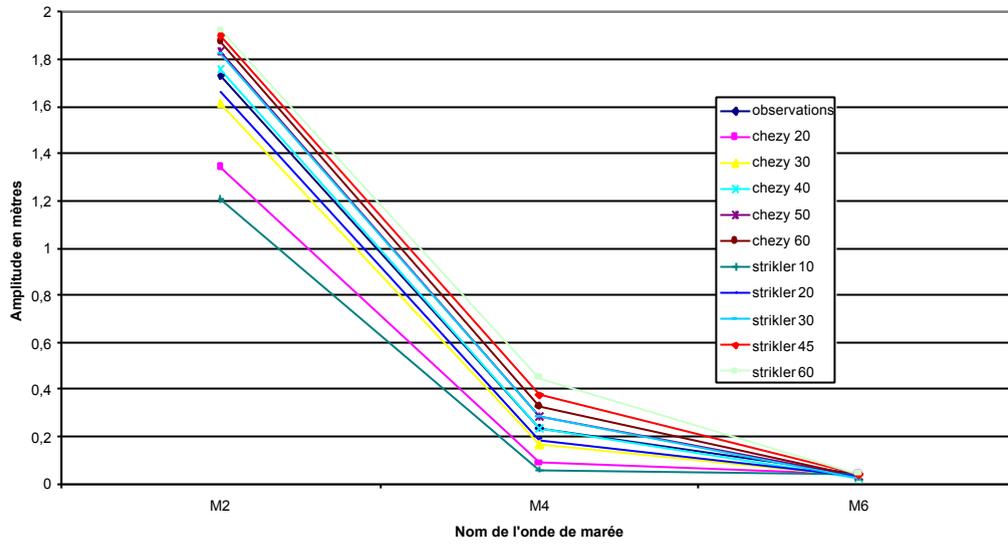


Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Chapus

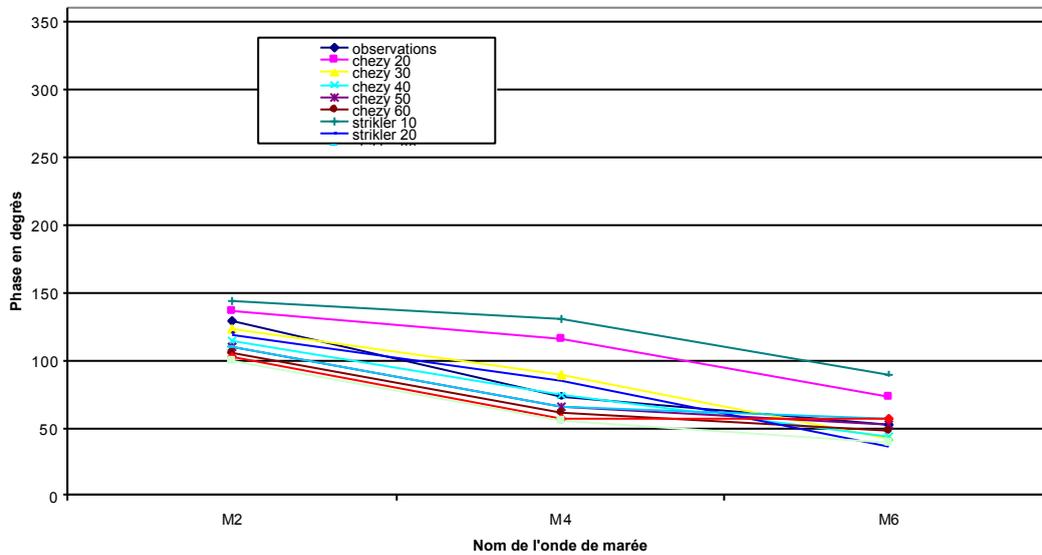


Saint Martin de Ré :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4, M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Saint Martin en Ré

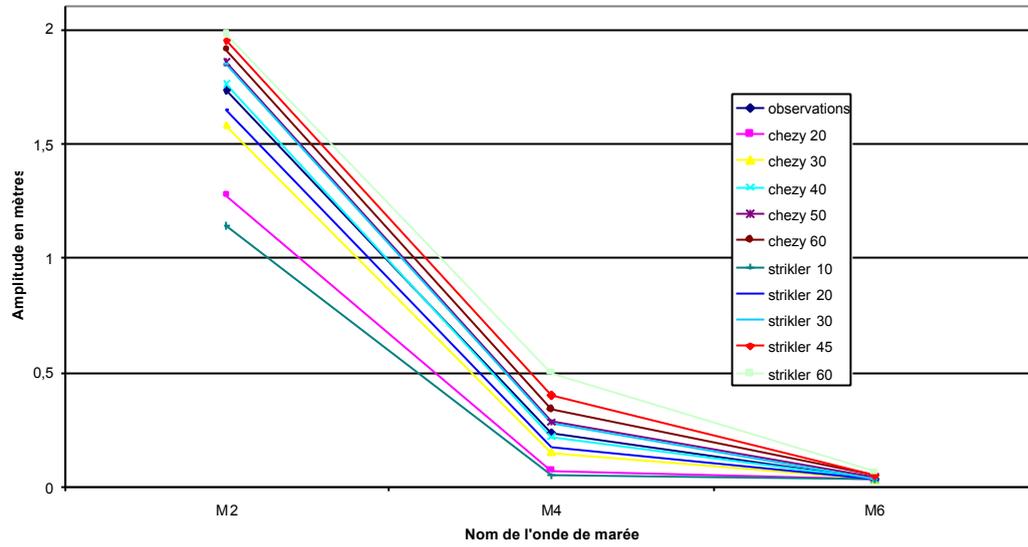


Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Saint Martin en Ré

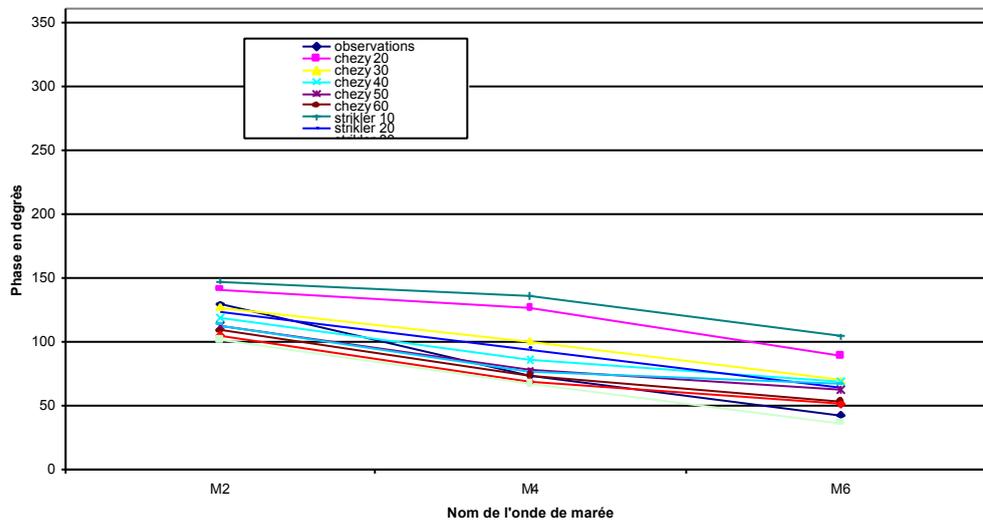


La Pallice :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à La Pallice

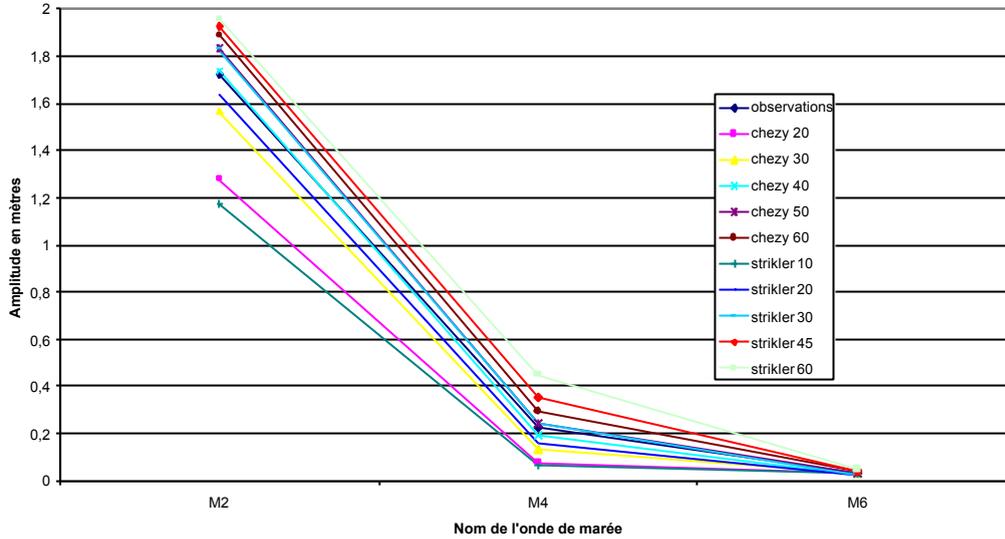


Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à La Pallice

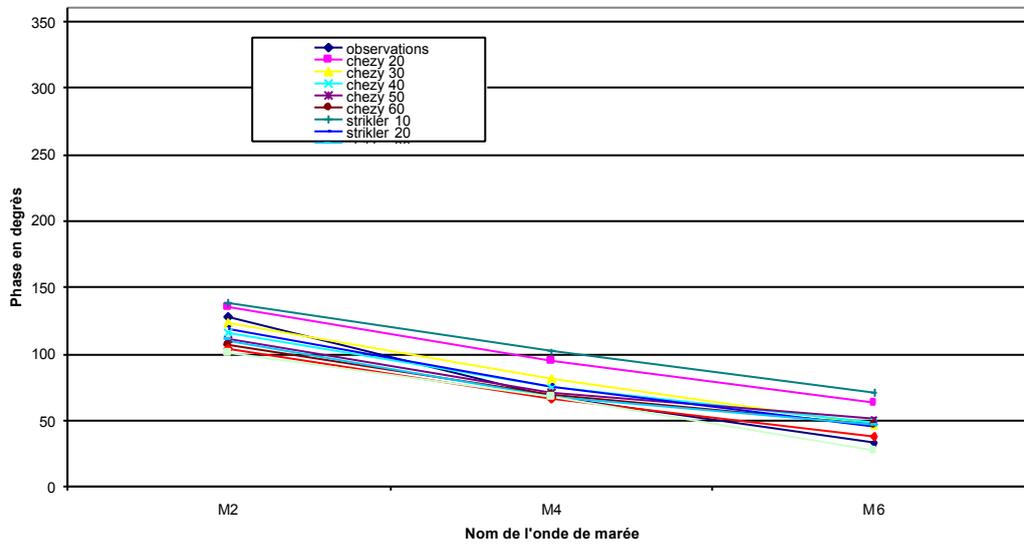


Balise :

Comparaison des amplitudes des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Balise



Comparaison des phases des ondes de marée M2, M4 et M6 en fonction de plusieurs coefficients de frottement à Balise



Annexe 3 :

**Evidence for spatially variable friction from
tidal amplification and asymmetry in a shallow
semi-diurnal embayment : the Pertuis Breton, Bay
of Biscay, France**

AMANDINE NICOLLE AND MIKHAIL KARPYTCHEV*

Centre Littoral De Géophysique, Département des Sciences de la Terre,

Université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau,

17000 La Rochelle, France

e-mail : mikhail.karpytchev@univ-lr.fr

Tel : 33-5-46-45-72-06

Fax : 33-5-46-45-82-49

Abstract

The semi-diurnal tides are amplified and distorted as they propagate into the Pertuis Breton, a semi-enclosed shallow basin in the north-eastern part of Bay of Biscay, in France. This paper investigates the influence of bottom friction on amplification and phase lag of the tidal constituent M2 and its overtide M4 in the Pertuis Breton. A fine resolution 2D numerical model is implemented to simulate tidal propagation. The model solves the depth-averaged shallow water equations on a finite element grid using the TELEMAC 2D software. A two-zone parameterisation of friction coefficient is introduced to evaluate the impact of smooth mudflats on the tidal asymmetry and amplification in the Pertuis. Fitting the model to observed tidal amplitudes and phases evaluates the decrease of Chezy friction coefficient from the mudflats to the rest of the Pertuis as 100:60. This conclusion is supported by the direct estimation based on morphology and composition of seabed in the Pertuis Breton.

Keywords : semidiurnal tide, overtides, tidal asymmetry, nonlinear friction, Pertuis Breton, Pertuis Charentais

1 Introduction

The 2-dimensional numerical models based on shallow-water equations are now almost routinely used to predict tides in coastal embayments and estuaries. Tidal propagation in shallow waters is very different from that in deep seas due to pronounced contribution of bottom friction to the tidal dynamic balance (Gallager and Munk, 1971 ; LeBlond, 1978 ; Prandle, 1991). Much attention has been paid in the last decades to the way in which the friction attenuates and distorts the tide (Parker, 1984 ; Godin, 1991), to its interactions with river flows (Giese and Jay, 1989), wind and storm surges (Prandle and Wolf 1978). Generally, as vertically integrated equations are employed to model tidal flows, the bottom frictional stress, t_b , is represented by a quadratic relationship :

$$t_b = 1/2 \rho C_d |\mathbf{u}| \mathbf{u} \quad (1)$$

where \mathbf{u} is vertically averaged velocity, ρ is the water density and C_d is a dimensionless drag coefficient replaced sometimes by an alternative friction coefficient proposed by Chezy (Hervouet, 2003) :

$$C_d = 2g/C^2 \quad (2)$$

where g is the gravity acceleration. The empirical bottom friction coefficient is estimated by fitting tidal numerical models to observations or by analysis of observed tidal currents (e.g. Lewis and Lewis, 1987 ; Li et al, 2004). Typical value of the drag coefficient is of the order of 3×10^{-3} (Dronkers, 1964 ; Pingree and Griffiths, 1987). The friction coefficient depends on sea bed roughness (Soulsy, 1997) and on intensity of turbulent mixing in the bottom boundary layer (Landau and Lifshitz, 1987). This dependence is often masked by the effects of thermohaline density stratification (Giese and Jay, 1989 ; Friedrichs and Wright, 1997), interaction between tide and waves (Christofferson and Jonnson, 1985) or other dissipation mechanisms inaccurately represented by 2D models (Foreman, et al, 2004).

Given, the complexity of the sea bottom stress dependence on all these factors, the friction coefficient is often set constant in the computing domain. Such approach can result in significant errors if the generation of nonlinear harmonics and tidal asymmetry is an objective of study. The quadratic dependence of bed stress on flow speed is responsible for nonlinear interactions between the tidal constituents (Parker, 1991). Therefore, the friction

coefficient scales, on one hand, the intensity of tidal dissipation (Munk, 1997) and, on the other, that of nonlinear coupling between tidal harmonics (Le Provost, 1991).

It is interesting to evaluate the contribution of sea bed roughness to the tidal asymmetry and residual currents, especially near shallow coasts and inside estuaries. However, relating friction to the bottom composition and morphology is not straightforward : given sea bottom topography, it is generally more difficult to evaluate related drag coefficient than the tidal flow itself.

In this paper, we investigate tidal propagation in the Pertuis Breton (PB), a shallow embayment in the north-eastern part of the Bay of Biscay (Fig.1) in France. The particular orientation of mudflats in this basin enables to distinguish their frictional resistance in respect to the rest of the PB and to evaluate the friction coefficient on these flats. Our principal aim is to quantify the contribution of bottom friction to the observed tidal dynamics and to answer the following question: can the spatial variability of friction be estimated from matching a 2D numerical model to observed sea surface elevations ?

The paper is organized as follows. The observed tidal constituents are presented in section 2. Section 3 describes the tidal numerical model. Section 4 presents the results of numerical simulations. Section 5 and 6 give discussion and conclusion.

2. The Pertuis Breton : observations

2.1 Geographical setting

The Pertuis Breton is a coastal embayment of approximately 30 km by 10 km (Fig.1). The deeper part of the PB is in the west, near the seaward boundary with depth of about 25-30 m. The bottom shoals rapidly eastwards where typical depth is about 5 m. Extensive tidal flood plains border the PB coasts and are particularly large near the northern and eastern shores. There is no significant fresh water discharge into the PB. Near the city of La Rochelle (port of La Pallice marked by D in Fig.1), the PB is connected to the neighbouring basin of the Pertuis d'Antioche by a 2 km wide passage (the two basins together are named Pertuis Charentais). In a first approximation, the Pertuis Breton can be seen as an almost rectangular shallow basin with a deeper western part and shallow eastern flats.

FIGURE 1

2.2 *The bottom morphology*

Fig. 2 presents a sketch of the PB composition and bedforms (Departmental Direction of Equipment, personal communication). The eastern part of the PB (approximately 25% of its entire surface) is covered by mud. This mud plain is flat without any significant bed ripples or dunes. The central and western parts of the PB are, in contrast, full of sand banks, dunes and ripples (Barousseau, 1973 ; Schillinger, 2000 ; Weber et al., 2004). This transition between the smooth mudflat in the east of the PB to the rippled heterogeneous beds in the middle and in the west suggests the seabed roughness variations along the PB leading to variation in friction coefficient.

FIGURE 2

2.3 *Hydrodynamics*

The circulation in the PB, as in the Bay of Biscay, is by far dominated by the M2 semidiurnal tide with a spring tidal range rising up to 6 m corresponding to a macrotidal region. The amplitudes of principal tidal constituents in the PB are summarized in Table 1.

TABLE 1

All the constituents in Table 1 grow towards the closed end of the embayment, although the diurnal waves are least affected by the presence of the PB. In the western part, the M2 tide is amplified by 15 cm over the distance less than 20 km between the tide gauges A and B (Fig.1). Between the stations A and C, the M4 amplitude increases by 11 cm, that of the M6 has a 2.5 fold amplification. The large overtides result in a tidal distortion and flood dominance in the PB (Puycouyol, 1962). It is interesting, that, M2, M4 and M6 have the same amplitude and phase at the centre of the embayment (station B at St-Martin De Ré) as at the station D (La Rochelle). Thus, the tide propagating along the eastern coast of the Bay of Biscay (from the south to the north) arrives at the same time to La Rochelle (D) and to St-Martin De Ré (B). In the PB, the tidal amplitudes are mostly enhanced in Aiguillon Bay (C) which is entirely covered by mud (Fig.2).

3 Model setup

Taking into account the shallow depths in the PB with no significant stratification effects, the tidal elevations can be evaluated from a barotropic model based on the depth-averaged shallow water equations (Proudman, 1953 ; Hervouet, 2003) :

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} + \nabla(H\mathbf{u}) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} + f\mathbf{u} = -g \nabla \mathbf{h} - \frac{2g|\mathbf{u}|\mathbf{u}}{HC^2} + \mathbf{u} \Delta \mathbf{u} \quad (4)$$

Where $\mathbf{u} = (u, v)$ is the vertically averaged velocity, η - sea surface elevation, H – total depth, f is the Coriolis parameter, g – gravity acceleration, C – the Chezy friction coefficient, ν is eddy diffusivity held constant in all numerical simulations: $\nu = 0.1 \text{ m}^2/\text{sec}$ (Bowden and Allen, 1974 ; Ezer and Mellor, 2000).

The equations (3), (4) are solved by TELEMAC-2D software (Hervouet and Van Haren, 1994 ; Hervouet, 2003) on a finite element grid shown in Fig.3.

FIGURE 3

The grid domain comprises the Pertuis Charentais and La Gironde river and extends sufficiently far seaward to minimize the lack of precision in the tidal forcing at the open boundary. The entire grid consists of 6373 triangular elements of variable size with a 5 km resolution near the seaward open boundary and about 100 m near the coast. The sea levels and the tidal currents predicted on the grid in Fig.3 differ from those computed on a denser grid (up to 10 000 elements) by no more than 0.1 %.

3.2 Sea floor bathymetry and the open boundary forcing.

The model is forced at the offshore open boundary with specified elevations for the 10 tidal constituents : SA, O1, K1, M2, S2, N2, K2, L2, NU2, M4 obtained from the model of tidal propagation in the Bay of Biscay developed by the French Navy Hydrographic Office

(SHOM) (Le Roy and Simon, 2003). Although our study focuses on the elevation of M2 and M4 amplitudes, other constituents need to be included in order to provide an adequate representation of the quadratic friction law (Pingree, 1983 ; Pingree and Griffiths, 1987 ; Amin and Flather, 1996).

4. Sensitivity of the M2 and M4 tides to friction

In this section, we present amplitudes and phases of M2 and M4 computed, first, for a case of uniform bottom friction coefficient everywhere in the model domain shown in Fig.3. Then we examine the effects due to frictional contrast between the mudflats and the rest of the PB.

4.1 Uniform friction

Fig. 4a and 4b display the observed and predicted amplification factors (i.e. amplitude ratios relative to Les Baleineaux, station A in fig.1) and phase lags of M2 along the PB. The Chezy coefficient is set constant ($C = const$ in (4)) and its magnitude ranges from 20 to 100 $m^{1/2}/sec$ (from 0.05 to 0.002 in terms of the drag coefficient C_d (2)).

Figures 4a 4b

With Chezy coefficient higher than 20 $m^{1/2}/sec$, the predicted M2 tide is systematically amplified (fig. 4a) between the entrance and the middle of the PB (stations A to B in fig.1). It is attenuated further towards the inner part of the basin (stations B to C) if $C < 100 m^{1/2}/sec$. The squeezing of tidal energy by the coasts results in geometrical amplification of M2 between the entrance and the middle of the PB whereas friction dominates in the shallow eastern part (fig.1) decreasing the M2 amplitude. The tidal energy flux transported to the PB near La Rochelle (D) is much smaller than that near Les Baleineaux (A) and does not change the energy balance in the PB. If frictional dissipation is sufficiently strong as in the case $C = 20 m^{1/2}/sec$, the M2 amplitude decreases monotonically from A to C. The phase lags of M2 along the PB become progressively longer as the friction increases (fig.4b) .

Figures 4a and 4b illustrate the well known competing effects between friction and width/depth variations in coastal basins that have been studied intensively over last decades. A particular feature of the M2 propagation in the PB is that none of the uniform friction models presented above (fig.4) agrees with the observations. Indeed, the observed M2 amplitude increases *monotonically* from station A to C (fig.4a and Table 1) indicating the

friction to be not strong enough to overcome the M2 growth at Aiguillon (C). All uniform friction models with $C < 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ attenuate M2 between stations B and C (fig. 4a). Setting weaker friction $C = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ predicts a monotonic but largely overestimated amplification of M2 along the PB.

The phase lags (fig.4b), on the other hand, rise monotonically for all friction coefficients ranged as $20 \text{ m}^{1/2}/\text{sec} < C < 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ and provide a perfect fit to observed phase lags with $C = 100 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$. One could conclude that M2 propagates along the PB as fast as if friction coefficient in the PB were $C = 100 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$. In this case, however, its amplitude exceeds systematically the observed M2 by about 10 cm.

Now, let us inspect relative amplitude (A_{M4}/A_{M2}) and phases ($2\mathbf{j}_{M2}-\mathbf{j}_{M4}$) of the constituent M4 in respect to M2 which are generally used to quantify the tidal asymmetry (Friedrichs and Aubrey, 1988). Fig 5a demonstrates that a uniform friction model agrees with the observed M4/M2 for a Chezy value taken from the range $40 \text{ m}^{0.5}/\text{sec} < C < 50 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$. A striking discrepancy however appears from the comparison of the predicted and observed phases (fig.5b).

Figures 5a 5b

Increasing friction by varying the magnitude of friction coefficient from $100 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$ to $50 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$ amplifies the mismatch between the observed and predicted relative phases from 15° to 40° . It is important to note the misfit in the sense of the tidal asymmetry : for $20 \text{ m}^{0.5}/\text{sec} < C < 100 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$, the predicted relative phase varies as $90^\circ < 2\mathbf{j}_{M2}-\mathbf{j}_{M4} < 180^\circ$ (fig.5b) corresponding to flood dominance (Speer et al., 1991) while the observed tidal currents are ebb-dominant, $180^\circ < 2\mathbf{j}_{M2}-\mathbf{j}_{M4} < 360^\circ$ (Table 1).

This demonstrates that uniform friction models fail to predict the observed M2, M4 amplitudes and phases together. Low friction ($C \approx 100 \text{ m}^{0.5}/\text{sec}$) should be preferred if only the observed phases are used to evaluate the friction coefficient (fig.4b, 5b). However, taking such friction overestimates largely the amplitude of M2 and A_{M4}/A_{M2} .

4.2 Spatially variable friction

In order to improve agreement between the model and observations, we change parameterisation of friction by accounting for spatial variations of seabed roughness (fig.2).

The morphological contrast between the plane eastern mudflats and sand banks and dunes in the western part of the basin induce pronounced variations of seabed friction (Soulsby, 1997). To parameterise this frictional contrast, we prescribe a different value of Chezy coefficient to each of two zones separated by a straight line in fig.2. A friction coefficient C_0 is set for the deeper part of the PB (to the west from the line in fig.2) whereas a friction coefficient C_1 is for friction on the eastern mudflats.

A series of numerical runs has been performed to examine the influence of this frictional contrast with the Chezy coefficients (C_0, C_1) varied from $20 m^{0.5}/sec$ to $130 m^{0.5}/sec$. The overall model performance has been evaluated by a misfit function J_0 defined as a sum of variances between predicted and observed tidal constituents (Foreman et al., 1993) :

$$J_0 = \sqrt{\left(\frac{1}{n} \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M (A_0 \cos(\mathbf{j}_0) - A_m \cos(\mathbf{j}_m))^2 + (A_0 \sin(\mathbf{j}_0) - A_m \sin(\mathbf{j}_m))^2 \right)} \quad (5)$$

where $A_o, A_m, \mathbf{j}_o, \mathbf{j}_m$ – observed and computed amplitude and phase of the 10 tidal constituent (i) at each site (n).

The fig.6 presents J_0 as a function of friction coefficients C_0, C_1 . The minima of J_0 corresponding to best-fitting models are localized inside a “valley“ defined by $40 m^{1/2}/sec < C_0 < 50 m^{1/2}/sec$. This valley-like shape of J_0 reveals weak sensitivity of model performance to frictional resistance of mudflats.

FIGURE 6

The magnitudes of J_0 provided by uniform friction models are situated on the straight line $C_0 = C_1$ (fig.6). The uniform friction coefficient minimizing J_0 is thus localized between $40 m^{1/2}/sec$ and $50 m^{1/2}/sec$. For this range of friction coefficient, however, the predictions of phases of both M2 and M4 (fig. 4b,5b) are clearly unsatisfactory.

Consequently, another kind of constraints is needed in order to precise the magnitude of C_1 for the range of $C_0 : 40 m^{1/2}/sec < C_0 < 50 m^{1/2}/sec$. As M4 is the strongest overtide in the PB and tidal asymmetry is of primary interest in this study, it seems reasonable to get insight on the model performance in terms of the misfit functions defined as root-mean-squared differences of amplitude ratio (A_{M4}/A_{M2}) and the relative phase $\mathbf{dj} = 2\mathbf{j}_{M2} - \mathbf{j}_{M4}$:

$$J_1 = \sqrt{\left(\frac{1}{n} \sum_{n=1}^N \left(\left(\frac{A_{M4}}{A_{M2}} \right)^p - \left(\frac{A_{M4}}{A_{M2}} \right)^m \right)^2 \right)} \quad (6)$$

$$J_2 = \sqrt{\left(\frac{1}{n} \sum_{n=1}^N (\mathbf{d}\mathbf{j}_o - \mathbf{d}\mathbf{j}_m)^2 \right)} \quad (7)$$

Indexes “o” and “m” refer to observed and modelled values respectively as above.

Figures 7a and 7b present the J_1, J_2 for the same range of friction coefficients (C_0, C_1) as in fig.6. Similarly to J_0 , the minima of J_1 form a kind of valley corresponding to the magnitude of C_0 between $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ and $50 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ and J_1 is again insensitive to magnitude of the mudflats friction. Minimising J_1 together with J_0 seems unnecessary since the minima of J_1 coincide with those of J_0 .

Figures 7a 7b

Contrarily to J_0 , the J_2 decreases progressively as the friction coefficient C_0 increases (i.e. friction in the PB weakens). This decrease (fig.7b) is perturbed by the presence of a localized maximum at $C_0 = C_1 = 62 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ and a minimum at $C_0 = 65 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}, C_1 = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$.

The J_0 maximum is situated exactly on the line $C_0 = C_1$ explaining the inefficiency of matching $\mathbf{d}\mathbf{j}$ by uniform friction models as demonstrated above (fig.5b). The J_2 minimum corresponds to a *decrease* of friction on the mudflats. Hence, the value $C_1 = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ should be preferred in a two-zone parameterisation of the frictional resistance in the PB. Note, that the frictional contrast $C_0 = 65 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}, C_1 = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ minimising J_2 is slightly out of the range of the minimum values of J_0 (fig.6) : $40 \text{ m}^{1/2}/\text{sec} < C_0 < 50 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. This is probably due to a rather simple division of the PB in two zones (fig.2). A multi-zone model will probably diminish the difference between the value of C_0 giving a minimum to J_0 and to J_2 .

Combination of friction coefficients obtained by minimisation of J_0 and J_2 results in an estimate of the Chezy coefficient on mudflats $C_1 = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ and in the rest of the PB : $50 \text{ m}^{1/2}/\text{sec} < C_0 < 65 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. Taking from this range $C_0 = 50 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ produces the misfits $J_0 = 7 \text{ cm}$ and $J_2 = 22^\circ$ while choosing $C_0 = 65 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ yields $J_0 = 11 \text{ cm}$ and $J_2 = 5^\circ$. A

frictional contrast $C_0 = 60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$, $C_1 = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ leading to the misfit values $J_0 = 9 \text{ cm}$ and $J_2 = 11^\circ$ seems to be a reasonable compromise.

Let us compare now the predictions of the model with this frictional contrast (60/100) displayed in fig. 8 and 9 to those obtained with uniform friction (fig.4 and 5).

Figures 8a 8b

The M2 amplitude (fig 8a) computed with the frictional contrast (60/100) is close to the observed one as much as the M2 amplitude predicted with uniform friction $C = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ (fig 4a). In contrast, reproducing the M2 phase lags is not as perfect as when friction is uniform and set to $C = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$. On the other hand, comparing to the uniform friction model with $C = 60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ favours the frictional contrast model because it does not damp M2 at Aiguillon (fig 8a vs 4a) and is much closer to the observed phase lags (fig.8b vs 4b).

Figures 9a 9b

The real advantage of using the frictional contrast parameterisation is demonstrated by fig.9. When compared to predictions of the uniform friction models with either $C = 100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ or $C = 60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$, both the amplitude ratio and relative phase are much closer to the observations if frictional contrast is taken into account. One may argue that a uniform friction model with $C = 50 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$ performs well too. However, the phase lag predicted by this model is more than 40° bigger than the observed one. This example shows once again the failure of the uniform friction models to reproduce the relative phase of M4 and hence the sense of the observed asymmetry.

5 Discussion

The magnitude of Chezy coefficients for the mudflats ($100 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$) and for the rest of the Pertuis Breton ($60 \text{ m}^{1/2}/\text{sec}$) have been obtained above as the values minimising J_0 and J_2 together. It is interesting to compare this frictional contrast to an estimate of friction coefficient deduced directly from composition and morphology of sea bed in the PB (fig.2).

The roughness length of mud in the PB equals 200 mm , the average depth (fig.1) of the mudflats is about 5 m . The empirical formulas based on the field measurements (Soulsby, 1990) give in this case a drag coefficient $C_d = 0.002$. The corresponding Chezy coefficient

(2) is $100 m^{0.5}/sec$ coinciding with the estimate obtained above by fitting the relative phase $\delta\phi$.

The Chezy friction coefficient in the western part of the PB is evidently lower (C_d is higher) : the sea bottom is covered there by dunes and banks and, hence, the form drag friction dominates by far the grain-size-dependent skin friction (Soulsby, 1997). The complicated geometry of these sea bed structures makes difficult the evaluation of mean friction coefficient from the bottom morphology data.

Another important point is about how to combine efficiently the misfit functions J_0 and J_2 in searching the optimal magnitudes of friction coefficients. This subject is out of the scope of the present study as many advanced techniques aimed to constrain parameters of 2D tidal models have been developed over the last years (Bennett, 2002 ; Lyard, 1999 ; Sentchev and Yaremchuk, 1999). Here above, we have presented the maps of J_0 and J_2 in order to illustrate that (1) J_0 is not sensitive to low friction of the mudflats and (2) matching the relative phase misfit expressed by J_2 helps to resolve this problem. Parameterisation with two zones of different friction coefficient captures the major sea bed morphological variability along the Pertuis Breton. A more detailed parameterisation, will presumably improve the model predictions. Adjusting the friction for several zones demands an effective optimisation numerical procedure (e.g. Chevier, 2003) and mapping the misfit functions as in fig.6,7 becomes a complicated task.

6 Conclusions

A 2D barotropic tidal model of the Pertuis Breton with uniform bottom friction fails to predict amplitudes and phases of M2 and M4 resulting in particular in large disagreement with observed sense of tidal asymmetry. A simple two-zone parameterisation of sea bottom friction coefficient has been constructed to explore the impact of the frictional contrast on M2 and M4. A generally used misfit function (J_0) computed as a root-mean-squared difference between predicted and observed complex amplitudes of tidal constituents turns out to be insensitive to magnitude of friction on the mudflats in the PB. Matching the observed relative phase $2\phi_{M2}-\phi_{M4}$ reveals, contrarily, a clear minimum corresponding to the frictional contrast between the mudflats and the rest of the PB. Measured in terms of the Chezy

coefficient, the frictional contrast is *60:100*. This contrast agrees with the friction coefficients estimated from the Pertuis Breton sea bed composition (Soulsby, 1990).

The results presented above emphasize the importance of (1) using a one or several zones parameterisation of friction coefficient and (2) matching the observed relative phase $2\phi_{M2}-\phi_{M4}$ along with fitting all other amplitudes of tidal constituents in every study focusing on precise modelling of tidal asymmetry and consequently of residual currents in shallow coastal embayments and estuaries.

Acknowledgements

We thank B. Simon (SHOM) and J. Fazilleau (DDE Charente-Maritime) for supplying us the observational data and M. Benoît (LNHE) for help in setting up the numerical model.

References

- Aubrey D.G. and Speer P.E., 1985. A study of non-linear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems. Part I : observations. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 21, 185-205.
- Amin M. and Flather R. A., 1996. Calibration of a numerical model with a limited number of tidal constituents. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 43, 637-652.
- Barusseau J.P., 1973. Evolution du plateau continental rochelais (Golfe de Gascogne) au cours du pleistocène terminal et de l'holocène : les processus actuels de la sédimentation. Thesis University of Bordeaux (France).
- Bennett A. F., 2002. Inverse modeling of the ocean and atmosphere. Cambridge University Press, Cambridge 346 pp.
- Bowden K.F., Krauel D. P., Lewis R. E., 1974. Some features of turbulent diffusion from a continuous source at sea. *Advances in Geophysics* 18A, 315-329.
- Chevier C., 2003. Identification de paramètres dans les équations de Saint-Venant. REEF – 12/2003. L'Hydraulique numérique, pp 157-170.
- Christoffersen J. B. and Jonsson I. G., 1985. Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion. *Ocean engineering* 12, 387-423.
- Dronkers J.J., 1964. Tidal computations in rivers and coastal waters. Amsterdam, 518 pp.

- Ezer T., and Mellor G. L., 2000. Sensitivity studies with the North Atlantic sigma coordinate Princeton Ocean Model. *Dynamics of Atmospheres & Oceans* 32(3-4), 185-208.
- Foreman M.G.G., Henry R. F., Walters R. A., Ballantyne V. A., 1993. A finite element model for tides and resonance along the north coast of British Columbia. *Journal of Geophysical Research* 98, 2509-2531.
- Foreman M.G.G., Sutherland G., Cummins P.F., 2004. M2 tidal dissipation around Vancouver Island : an inverse approach. *Continental Shelf Research* 24, N° 18, 2167-2185.
- Friedrichs C.T. and Aubrey D.G., 1988. Non-linear tidal distortion in shallow well-mixed estuaries : a synthesis. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 27, 521-545.
- Friedrichs C. T. and Wright L. D., 1997. Sensitivity of bottom stress and bottom roughness estimates to density stratification, Eckernförde Bay, southern Baltic Sea. *Journal of geophysical research* 102, 5721-5732.
- Gallagher B.S., Munk W.H., 1971. Tides in shallow water : spectroscopy. *Tellus* 23, 346-363.
- Giese B.S. and Jay D.A., 1989. Modelling tidal energetics of the Columbia river estuary. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 29, 549-571.
- Godin G., 1991. Frictional effects in river tides. In : Parker B. (ed). *Tidal hydrodynamics*, John Wiley, Hoboken, NJ, pp. 379-401.
- Hervouet J.M., Van Haren L., 1994. Système de modélisation TELEMAC : TELEMAC-2D principe note, Laboratoire National d'Hydraulique et Environnement de l'EDF.
- Hervouet J.M., 2003. Hydrodynamique des écoulements à surface libre. Modélisation numérique avec la méthode des éléments finis. Presses de l'école nationale des Ponts et Chaussées.
- Landau L., Lifchitz E., 1987. *Hydrodynamics*. Moscou, 692 pp.
- LeBlond P.H., 1978. On tidal propagation in shallow rivers. *Journal of Geophysical Research* 83, 4717-4721.
- Lewis R.E., Lewis J.O., 1987. Shear stress variations in an estuary. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 25, 621-635.
- Le Provost C., 1991. Generation of overtides and compound tides (review). In : Parker B. (ed). *Tidal hydrodynamics*, John Wiley, Hoboken, NJ, 269-295.
- Le Roy R. and Simon B., 2003. Réalisation et validation d'un modèle de marée en Manche et dans le Golfe de Gascogne. SHOM Rapport d'étude n°002/03.
- Li C., Valle-Levinson A., Atkinson L. P., Wong K. C., Lwiza K. M. M., 2004. Estimation of drag coefficient in James River estuary using tidal velocity data from a vessel-towed ADCP. *Journal of Geophysical Research* 109, C03034, doi:10.1029/2003JC001991.

- Lyard F. H., 1999. Data assimilation in a wave equation: a variational representer approach for the Grenoble tidal model. *Journal of Computational Physics* 149, 1-31.
- Munk W., 1997. Once again: Once again - tidal friction. *Progress in Oceanography* 40, 1-4, 7-35.
- Parker B., 1984. Frictional effects on the tidal dynamics of a shallow estuary. PhD thesis, John Opkins University, Baltimore, 292 pp.
- Parker B., 1991. The relative importance of the various non-linear mechanisms in a wide range of tidal interactions (review). In : Parker B. (ed). *Tidal hydrodynamics*, John Wiley, Hoboken, NJ, 237-268.
- Pingree R.D., 1983. Spring tides and quadratic friction. *Deep-Sea Research* 30, 929-944.
- Pingree R.D. and Griffiths D. K., 1987. Tidal friction for semidiurnal tides. *Continental Shelf Research* 7, 1181-1209.
- Prandle, D. and Wolf J., 1978. The interaction of surge and tide in the North Sea and River Thames. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* 55(1), 203-216.
- Prandle D., 1991. Tides in estuaries and embayments (review). In : Parker B. (ed) *Tidal hydrodynamics*, John Wiley, Hoboken, NJ, 125-151.
- Proudman J., 1953. *Dynamical oceanography*. London, 409 pp.
- Pugh D. T., 1987. *Tides, surges and mean sea level*. Wiley Chichester.
- Puycouyoul J., 1962. Particularités du régime de marée entre La Loire et La Gironde. 87^{ème} Congrès Nat. Soc. Savantes, Poitiers.
- Sentchev A., Yaremchuk M., 1999. Tidal motion in the Dover Straits as a variational inverse of the sea level and surface velocity data. *Continental shelf Research* 19, 1905-1932.
- Schillinger S., 2000. Genèse et architecture d'une flèche sableuse : le Banc du Bûcheron, île de Ré, France. Thesis, Univ. La Rochelle (France). 228 pp.
- Soulsby R. L., 1990. Tidal-currents boundary layers. In : LeMehaute B. and Hanes D. M. (eds). *The sea*, Wiley, New York, 523-566.
- Soulsby R. L., 1997. *Dynamics of marine sands*. London, Thomas Telford Pub.
- Speer P. E. and Aubrey D. G., 1985. A study of non-linear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems. Part II : theory. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 21, 207-224.

Weber N, Chaumillon E. and Tesson M., 2004. Enregistrement de la dernière remontée du niveau marin dans l'architecture d'une vallée incisée : le Pertuis Breton (Charente-Maritime). *Compte Rendu Geoscience* 336, 1273-1282.

FIGURES CAPTIONS

Fig.1 The bathymetric map of the Pertuis Breton and tidal stations (circles).

Fig. 2. The seabed composition of the Pertuis Breton.

Fig. 3. The finite element grid used in the model.

Fig. 4. Amplitude ratios (a) and phase lags in degrees (b) for M2 constituent along Pertuis Breton predicted by uniform friction model with various friction coefficients.

Fig. 5. Amplitude ratio A_{M4}/A_{M2} (a) and relative phases (degrees) $2\phi_{M2} - \phi_{M4}$ (b) predicted by uniform friction model with various friction coefficients.

Fig. 6. Misfit function $J0$ (m). $C1$ is the Chezy coefficient on mudflats and $C0$ is the Chezy coefficient elsewhere.

Fig. 7. Misfit function $J1$ (a) $J2$ (degrees) (b). $C1$ is the Chezy coefficient on mudflats and $C0$ is the Chezy coefficient elsewhere.

Fig. 7. Amplitude ratios (a) and phase lags in degrees (b) for M2 constituent along Pertuis Breton predicted by spatially friction model with various friction coefficients.

Fig. 8. Amplitude ratio A_{M4}/A_{M2} (a) and relative phases (degrees) $2\phi_{M2} - \phi_{M4}$ (b) predicted by spatially friction model with various friction coefficients.

TABLES

Table 1 Amplitude (m) and phases (deg) corresponding to Greenwich time of principal tidal constituents measured at the stations A, B, C, D in the Pertuis Breton.

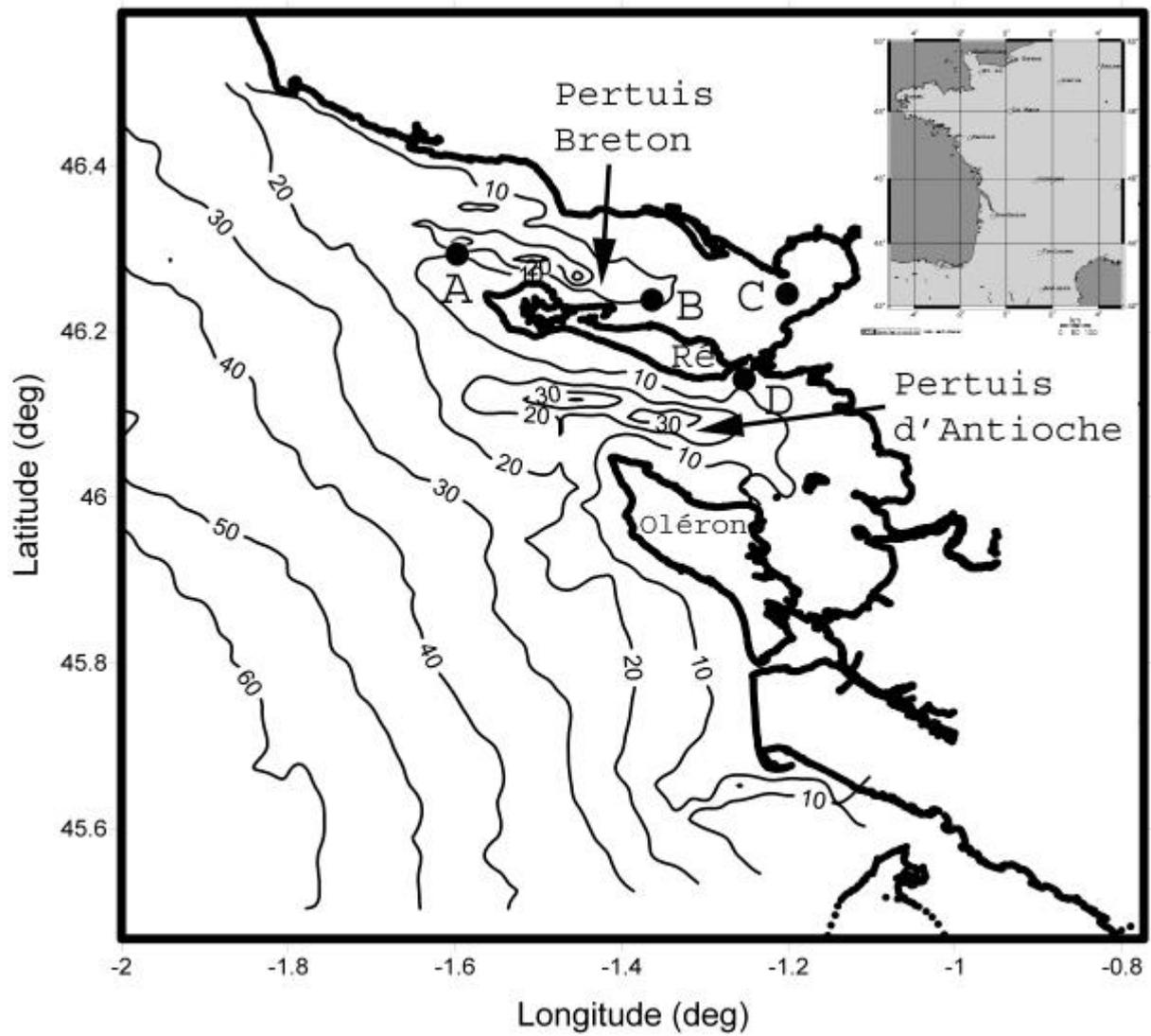


Figure 1

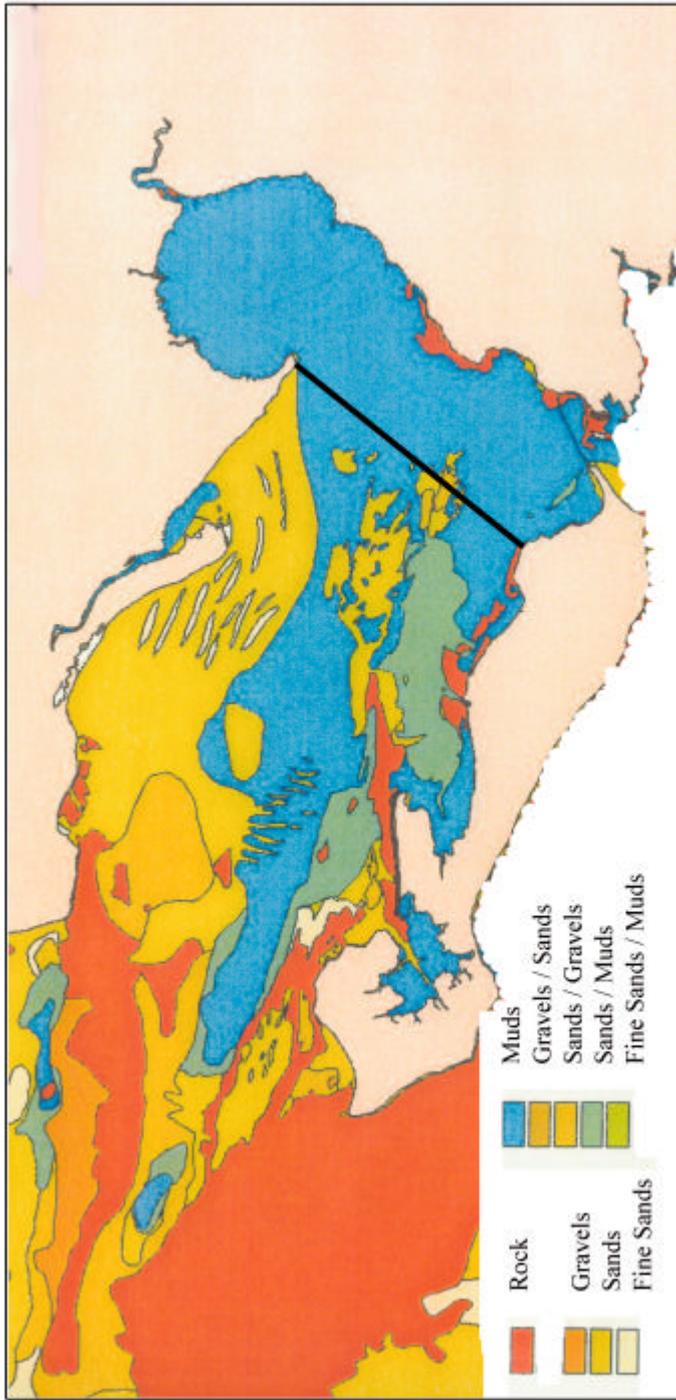


Figure 2

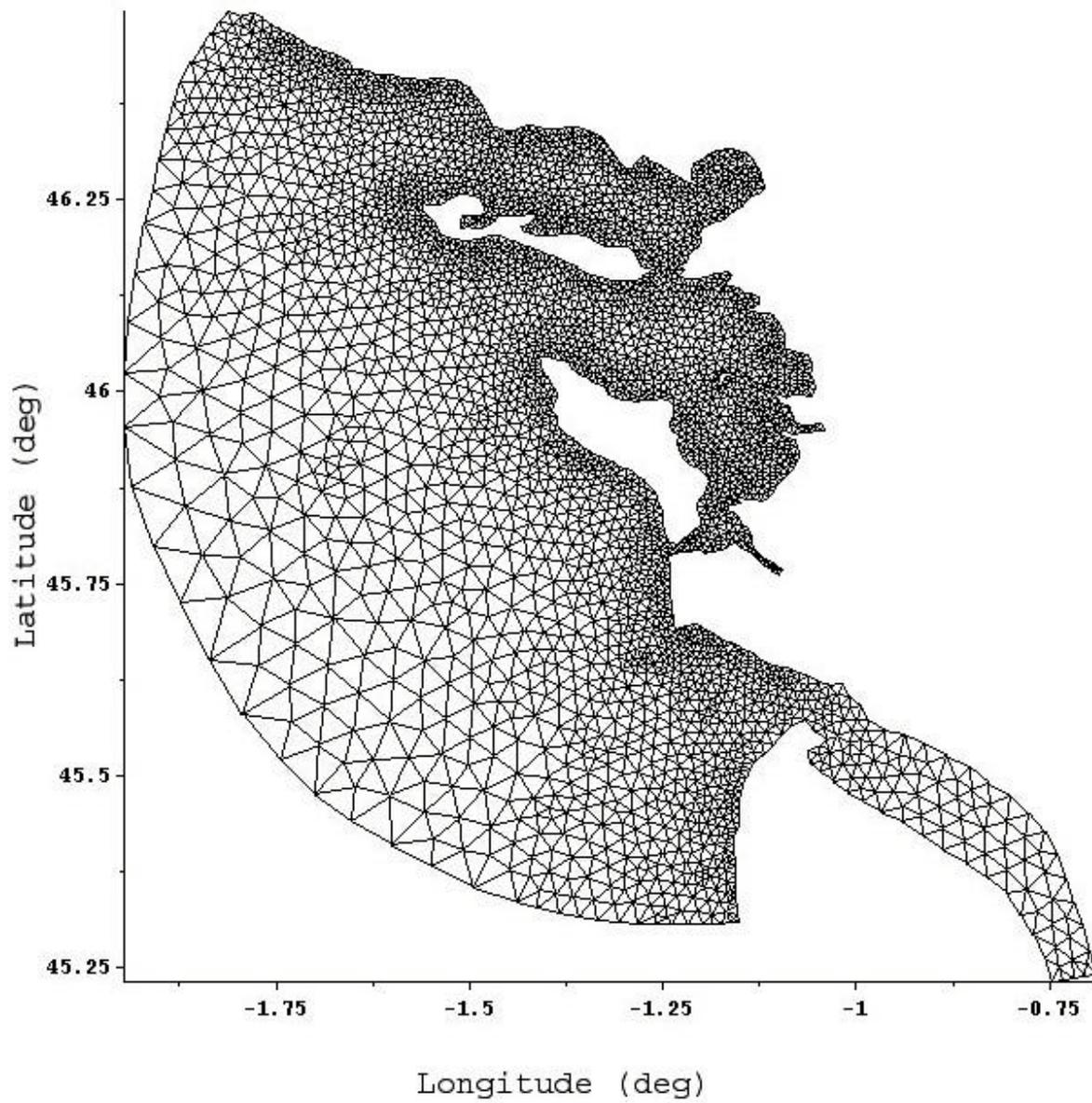


Figure 3

Figure 4a

Uniform friction (Chezy)

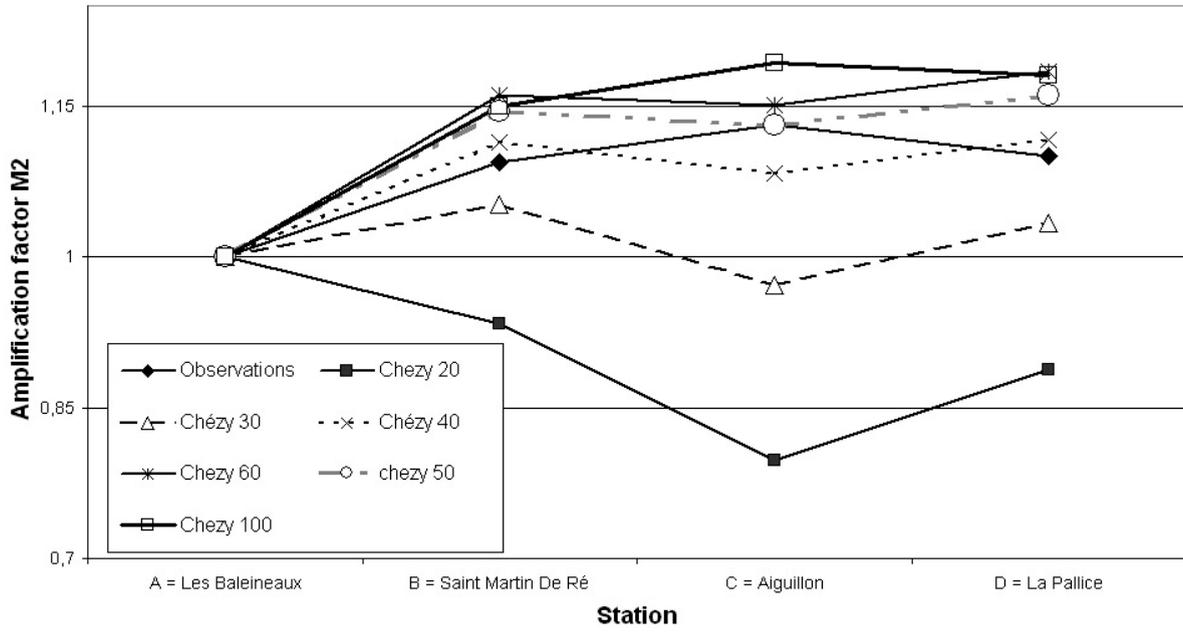


Figure 4b

Uniform friction (Chezy)

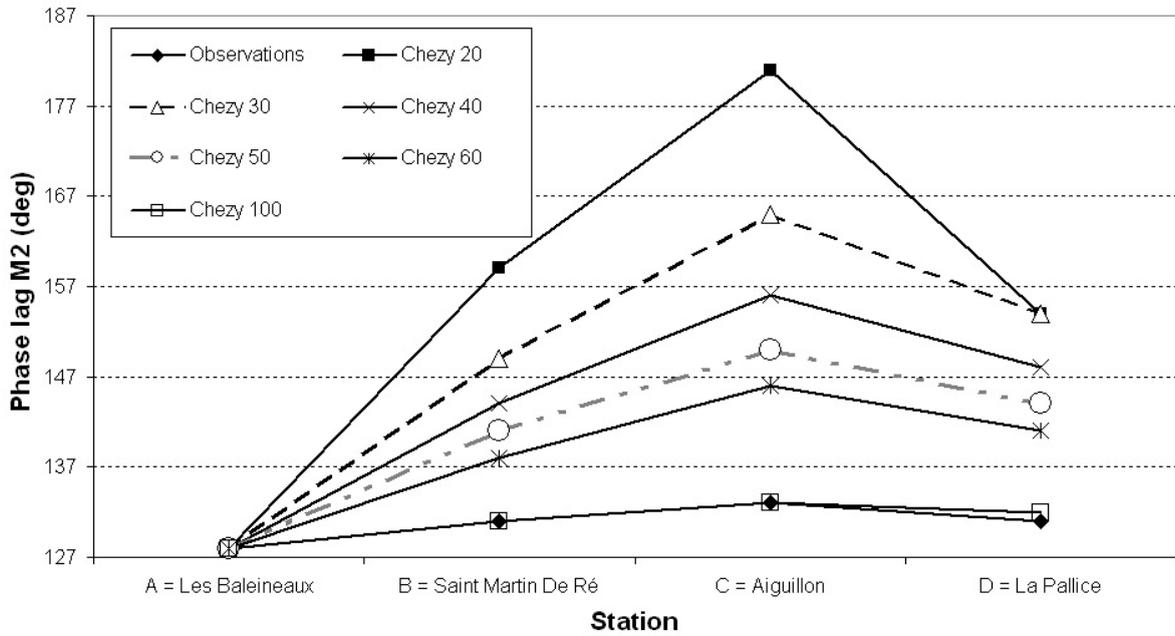


Figure 5a

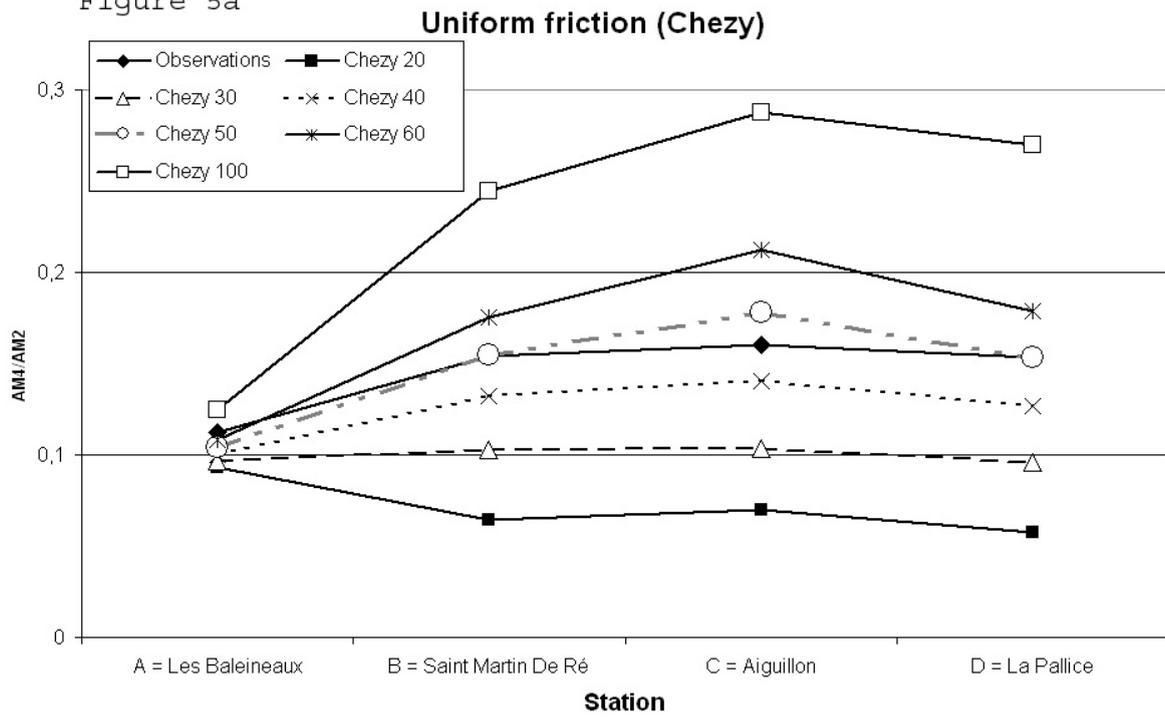
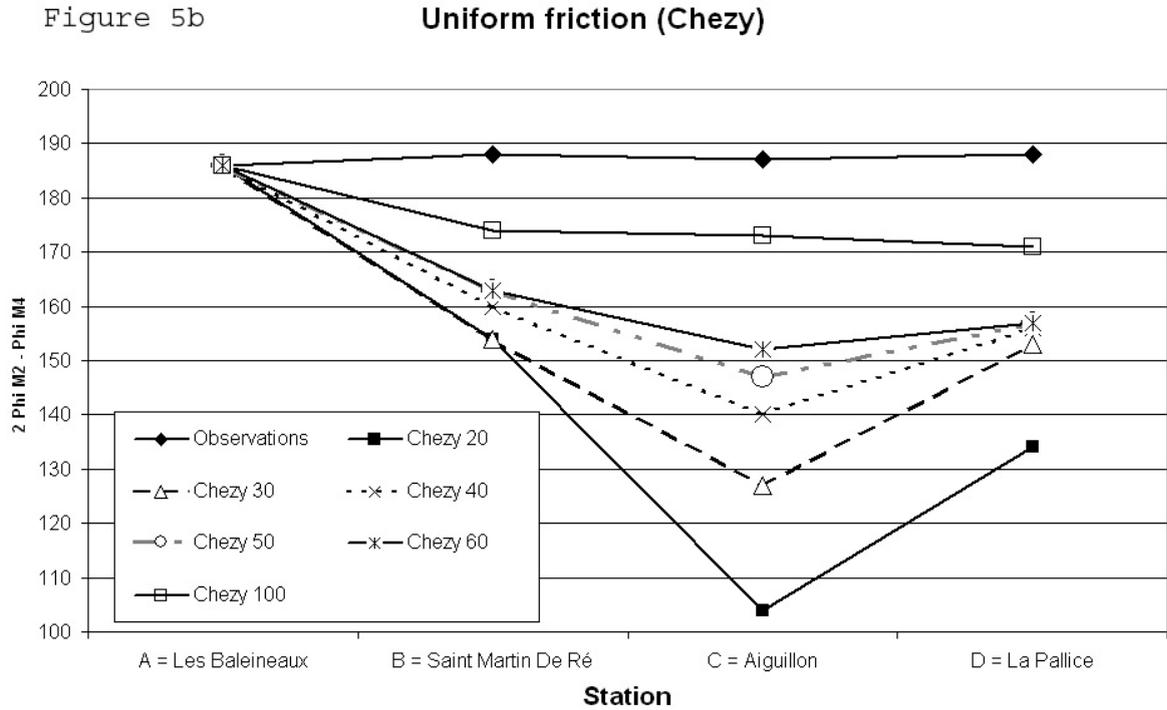


Figure 5b



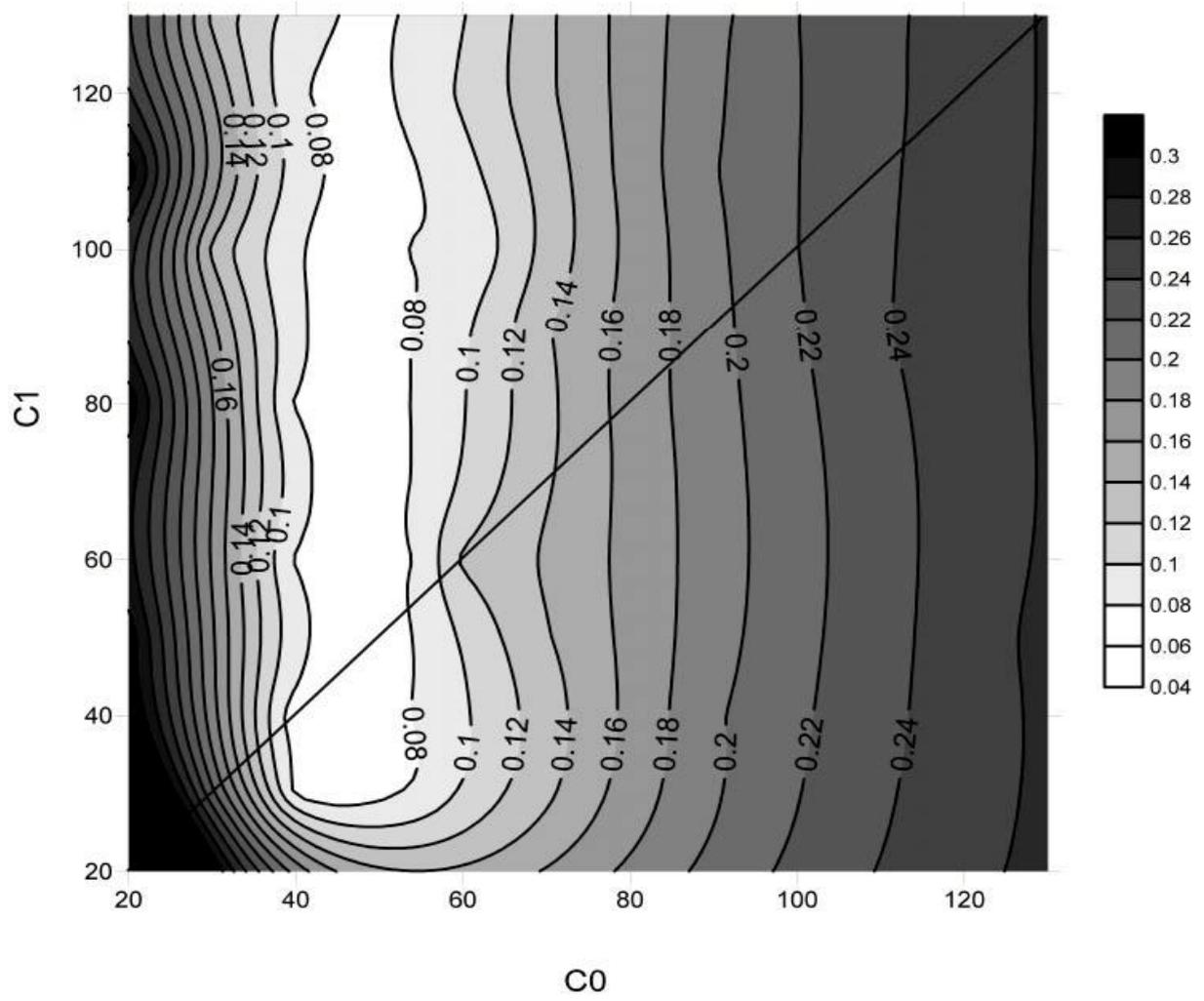


Figure 6

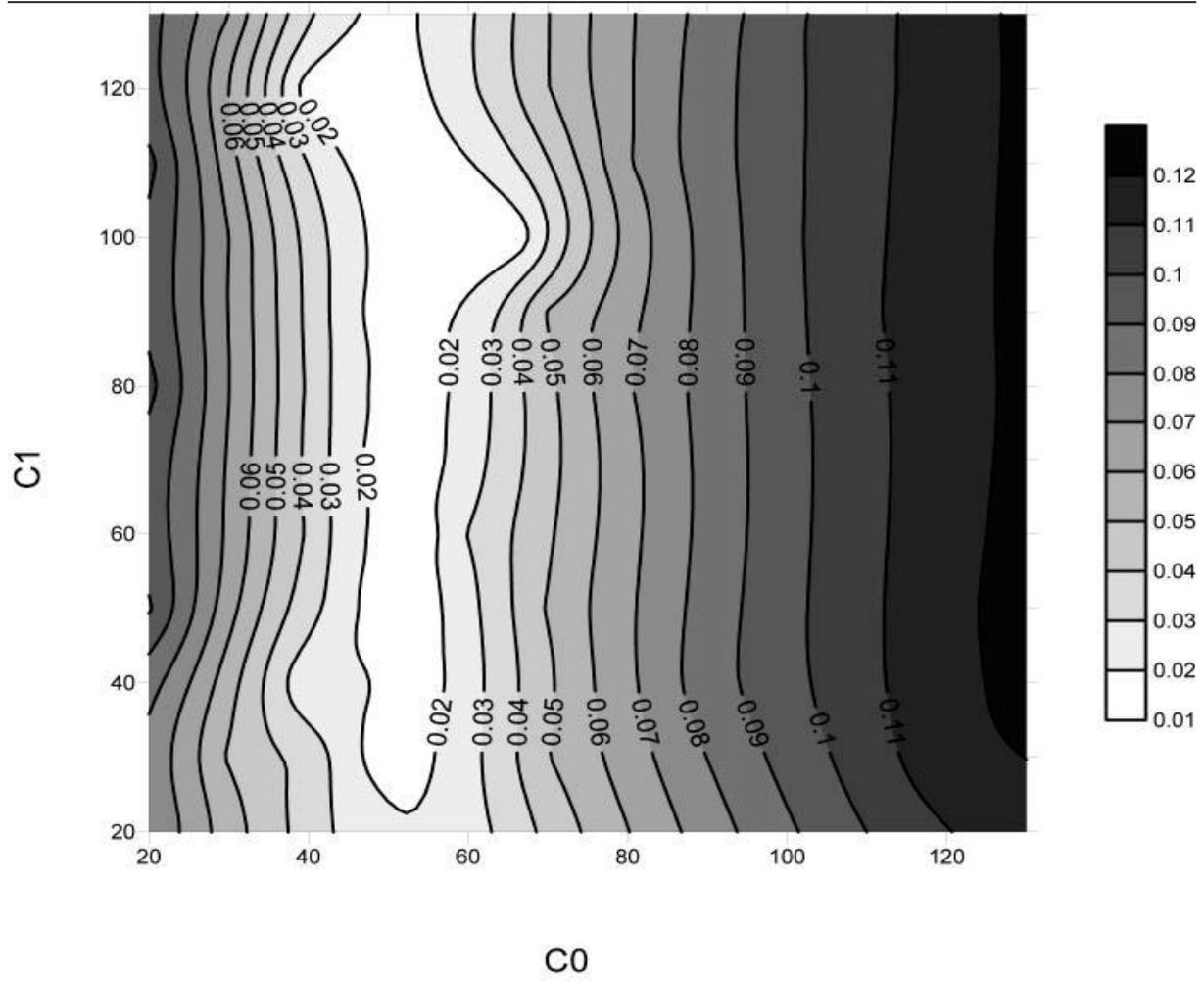


Figure 7a

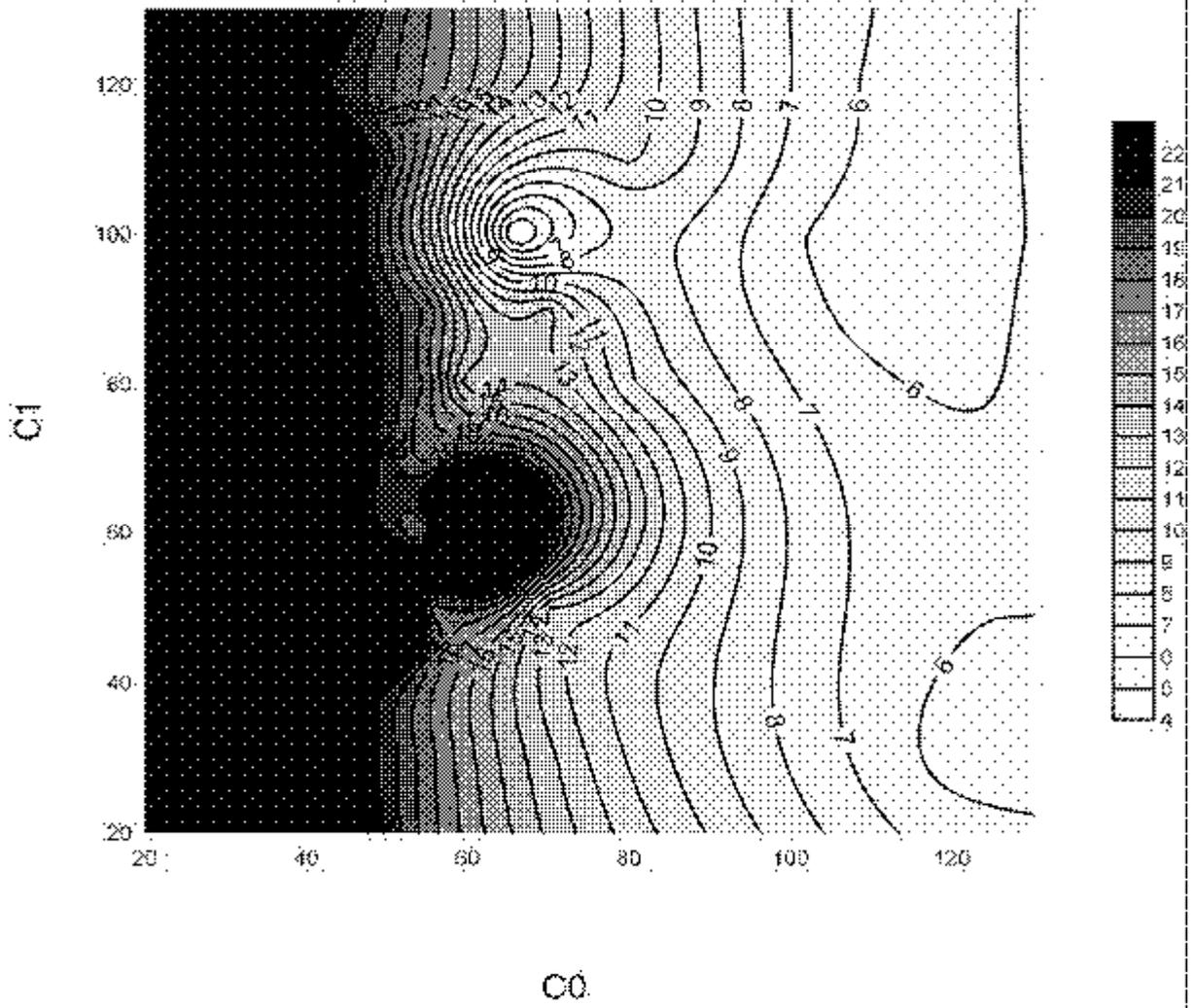


Figure 7b

Figure 8a

Spatially variable friction

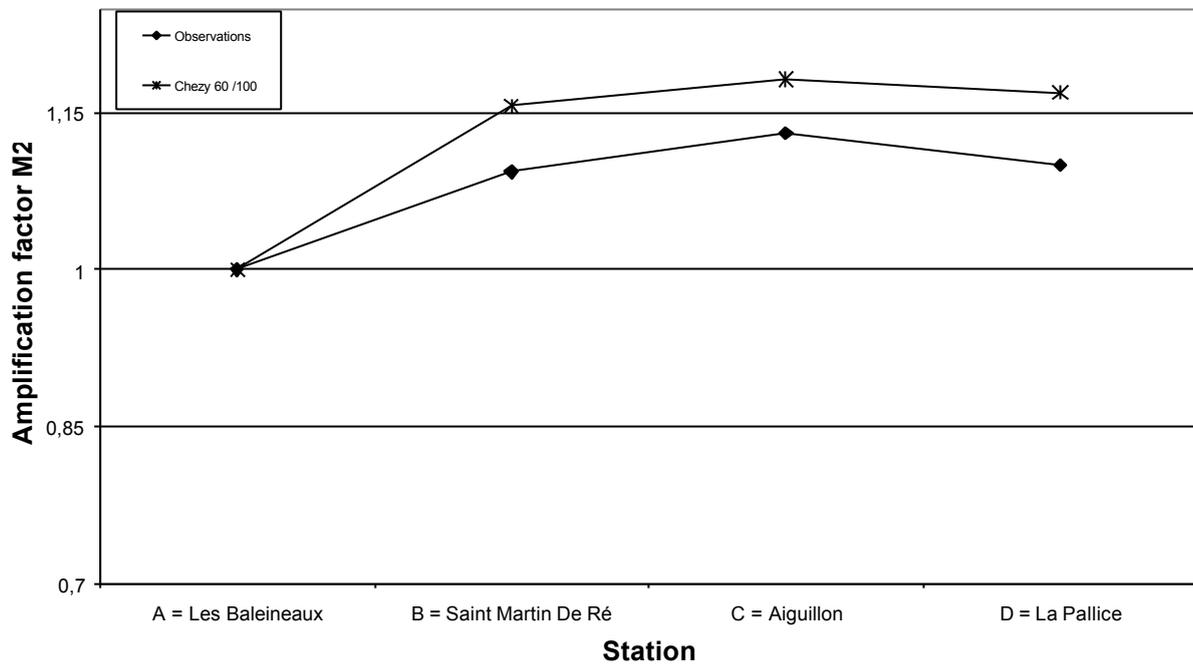


Figure 8b

Spatially variable friction

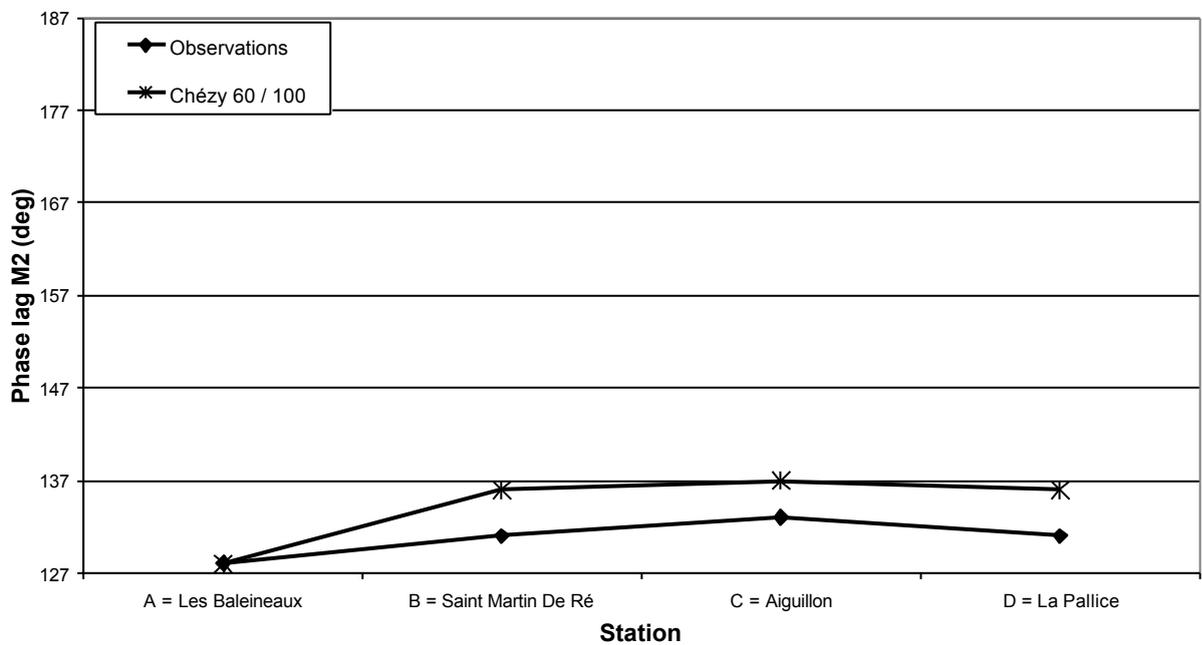


Figure 9a

Spatially variable friction

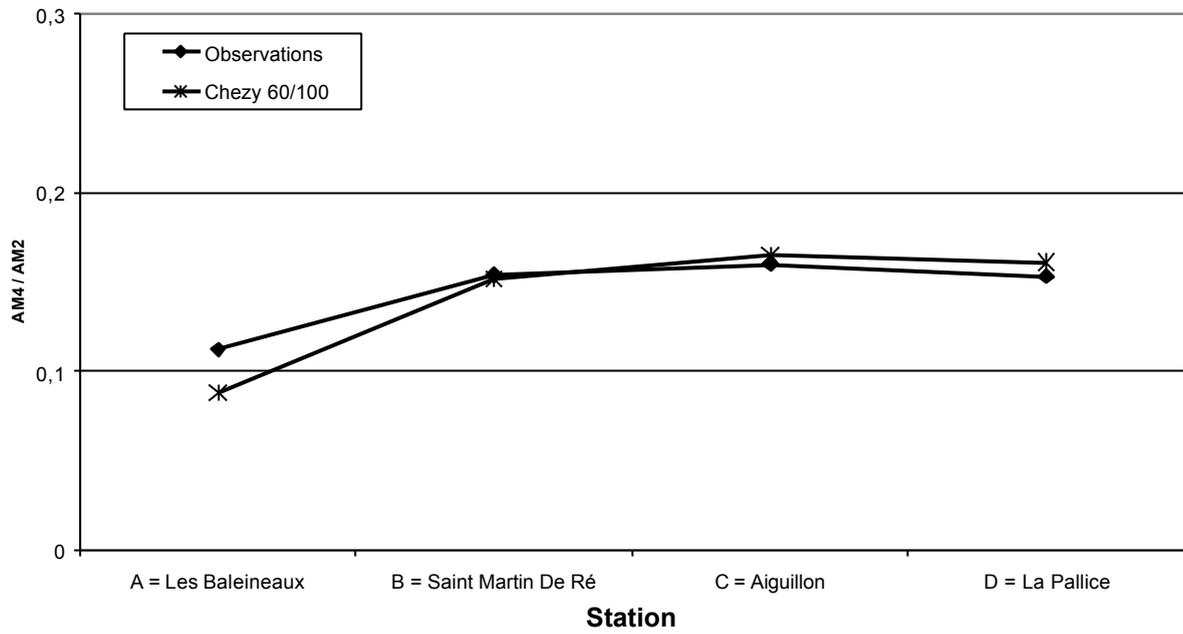
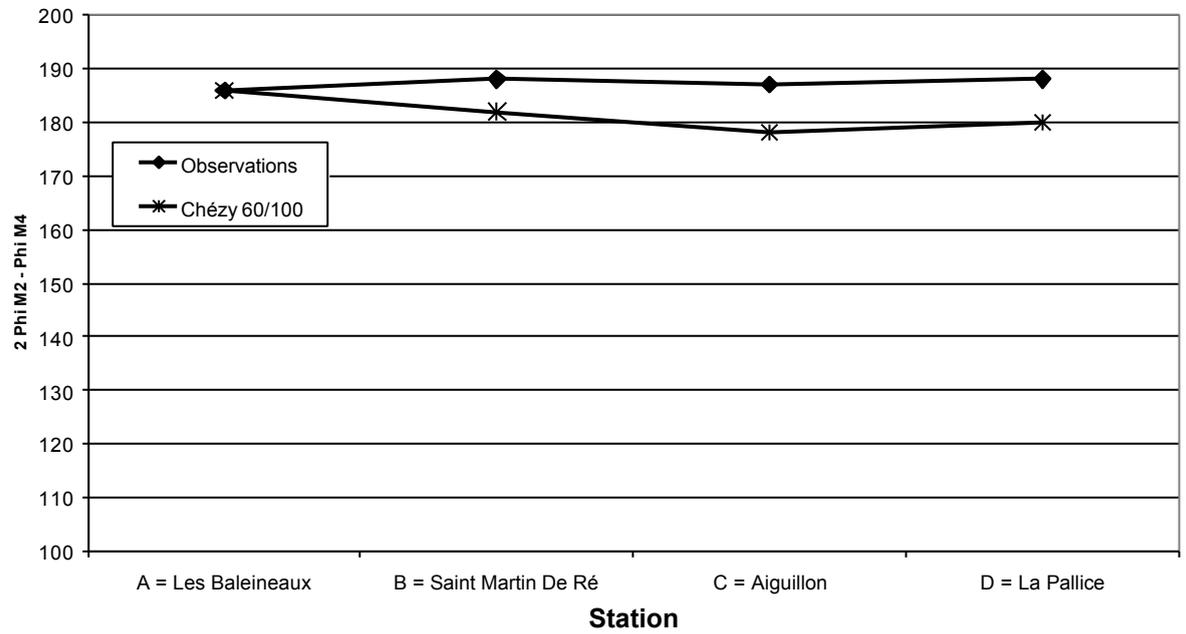


Figure 9b

Spatially variable friction



	A = Baleineaux		B = Saint Martin en Ré		C = Aiguillon		D = La Pallice / La Rochelle	
	Amplitude	Phase	Amplitude	Phase	Amplitude	Phase	Amplitude	Phase
O1	0.07	344	0.07	345	0.08	346	0.07	345
K1	0.07	99	0.07	99	0.07	100	0.07	100
N2	0.35	108	0.36	110	0.39	112	0.37	110
M2	1.60	128	1.75	131	1.81	133	1.76	131
S2	0.54	155	0.58	157	0.60	159	0.58	157
M4	0.18	70	0.27	74	0.29	79	0.27	74
M6	0.02	60	0.04	57	0.05	62	0.04	48

Table 1