

N° d'ordre : 2759

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ECOLE DOCTORALE SCIENCES DU VIVANT, GEOSCIENCES,
SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT

par Nadia Sénéchal

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : océanographie, paléo océanographie

Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en zone de surf

Soutenue le 9 décembre 2003

Après avis de :

MM. BARTHÉLÉMY Eric, Professeur, INP Grenoble
REY Vincent, Maître de Conférence, Université de Toulon et du Var

Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de :

MM. BUAT-MENARD Patrick, Directeur de Recherche, UMR 5805, DGO
PARISOT Jean-Paul, Professeur, Université de Bordeaux I, L3AB
BARTHÉLÉMY Eric, Professeur, INP Grenoble
BONNETON Philippe, Chargé de Recherche, UMR 5805, DGO
DUPUIS Hélène, Chargée de Recherche, UMR 5805, DGO
REY Vincent, Maître de Conférence, Université de Toulon et du Var

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

Remerciements

En premier lieu, je souhaiterais remercier mes directeurs de thèse Philippe et Hélène avec qui j'ai travaillé ces 5 dernières années. Ils ont su me faire confiance et m'ont laissé le choix de l'orientation que je souhaitais donner à mon travail de recherches.

Je souhaite également remercier Vincent. Quand j'étais encore en école d'ingénieur, il m'a soutenue et accompagnée dans mes premiers pas dans la recherche. Par la suite il a su m'accorder sa confiance en me prêtant du matériel coûteux et fragile pour mener à bien mes campagnes de terrain.

Cette thèse n'aurait jamais été possible sans le travail extraordinaire de Rodrigo, Amaury et Georges. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude. J'espère que nous aurons un jour de nouveau l'occasion d'être ensemble sur le terrain (et pourquoi pas de creuser des tranchées pour le plaisir.....).

Un grand merci également à Rémi, d'une part pour m'avoir communiqué son savoir en programmation informatique (j'ai pas encore tout retenu...je compte sur ton analyseur de programmes !) mais également pour tous les autres moments passés ensemble.

Je remercie également vivement mes rapporteurs de thèse Eric Barthélémy et Vincent Rey pour leurs remarques pertinentes et constructives.

Merci également à Jean-Paul Parisot et Patrick Buat-Ménard qui ont accepté d'être respectivement le Rapporteur de ma soutenance et le Président de mon jury de soutenance alors que le sujet traité semblait, à priori, loin de leur spécialité.

Merci également aux sédimentologistes.....Hélène et Denis qui m'ont appris à comprendre comment « vit » une plage et que chaque petit grain de sable (pardon, quartz...j'ai encore quelques cours à rattraper) a son importance.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes qui se sont jointes à nous avec ferveur sur le terrain : Philippe Larroudé, Stéphane Abadie, Philippe Maron, Didier Rihouey, Mathieu Mory, Bruno Castelle, Benoit Camenen, Christophe Brière, Régis Capobianco, Franck Desmazes, Aldo Sottolichio.....

Merci également aux « compagnons de route » : Christophe pour sa vitalité, sa joie de vivre et sa spontanéité, Stéphanie, Alexandra, Laetitia et Danièla pour leur gentillesse et à l'ensemble du personnel du DGO en général et en particulier : Annie, Cathy, Véronique, Nicole, Mireille, Marie-Odile et bien d'autres que j'oublie certainement.

Je remercie enfin tous mes proches, famille et amis qui n'ont jamais douté de moi et m'ont encouragée tout au long de ce parcours.

Une pensée toute particulière à Michel, toujours présent quand j'avais besoin de lui, qui m'a soutenue et a su si bien s'occuper de notre petite crevette dans la dernière ligne droite de ma thèse, promis je me lèverai davantage la nuit maintenant ! Merci aussi pour toutes ces belles photos qui ont illustré ma thèse et en illustreront sûrement d'autres.

Lorsqu'un seul homme rêve, ce n'est qu'un rêve. Mais si beaucoup d'hommes rêvent ensemble, c'est le début d'une réalité.

F. Hundertwasser

INTRODUCTION

Le problème de la dynamique littorale est très complexe. En effet la zone littorale se trouve à l'interface entre la mer, le continent, l'atmosphère, et parfois les fleuves et les infrastructures humaines. Cette zone est le siège de fortes interactions entre les sédiments et le fluide, et on y rencontre une grande variété de courants liés aux marées, aux houles, aux vents, aux gradients de densité etc... La complexité de cette zone est également liée à la diversité des échelles d'espace et de temps auxquelles apparaissent les différentes forces qui régissent la circulation littorale.

L'hydrodynamique littorale a pour but de décrire et de modéliser les phénomènes physiques à l'origine de la dynamique des fluides en milieu littoral. Son intérêt est d'une part fondamental pour une meilleure compréhension et modélisation en océanographie physique littorale, d'autre part appliqué à des problèmes d'environnement (étude de rejets, dispersion des polluants), de gestion et d'aménagement du littoral (protection du littoral, influence d'ouvrages, équilibre dynamique de la côte...), état sanitaire des plages et de sécurité pour la baignade.

Pour les fonds sableux, comme c'est le cas le long des côtes aquitaines, s'ajoutent les problèmes d'ensablement (gênants pour la navigation : à titre d'exemple, on peut citer l'embouchure du bassin d'Arcachon) ou d'affouillements (à l'origine de fragilisations d'ouvrages).

La compréhension de l'hydrodynamique littorale, associée à une meilleure compréhension des processus de types petites échelles (physiques, biogéochimiques) et des transports particuliers et sédimentaires associés, permettra par la suite de développer des modèles long terme de comportement, qui ont pour but le suivi de la morphologie du fond et de la position de la ligne de côte.

Les vagues jouent un rôle particulièrement important dans l'hydrodynamique littorale, elles agissent en effet comme un « moteur » pour la circulation, notamment dans la zone de déferlement. En effet les conditions hydrodynamiques liées aux vagues se trouvent fortement modifiées en faible profondeur, sous l'action combinée de multiples processus (influence de la bathymétrie, réflexion, réfraction, déferlement, effets non-linéaires...) dont la plupart contrôle la dissipation ou la concentration d'énergie de la houle incidente. La connaissance fine et la compréhension de ces phénomènes sont un préalable obligatoire pour la prédiction

de la dynamique sédimentaire.

Lors de la propagation des vagues, de leur lieu de génération par l'action du vent sur la surface de l'eau (zone de « fetch » qui correspond à la surface marine sur laquelle agit le vent) jusqu'à la côte, on peut déterminer trois zones « hydrodynamiques » définies à partir des caractéristiques des vagues et du milieu (nombre d'onde et profondeur):

- **Le domaine « eau profonde »** défini pour des valeurs de $kd \gg 1$ (ou k et d sont respectivement le nombre d'onde des vagues et la profondeur d'eau). Lorsque les vagues se propagent dans ce domaine, elles ne « ressentent » pas les effets du fond. Leur propagation est un phénomène dispersif.
 - **Le domaine « eau intermédiaire »** : les vagues commencent à ressentir le fond tout en gardant leur propriété dispersive. Les vagues vont progressivement se modifier sous l'action de différents processus linéaires ou non. Les principaux processus agissant dans ce domaine sont :
 - La « levée » des vagues : l'amplitude des vagues va progressivement « gonfler » et leur profil va se distordre.
 - Le processus de réfraction bathymétrique: les vagues tournent de façon à ce que leurs lignes de crête deviennent parallèles aux lignes bathymétriques (la réfraction peut également être liée à la présence d'un courant).
 - La diffraction des vagues : on observe à l'arrière de certains hauts fonds, une diffusion de l'énergie des vagues (ce phénomène s'observe également en présence d'un ouvrage et permet d'expliquer la pénétration des vagues à l'intérieur d'un port protégé par une jetée).
 - D'un point de vue spectral, on observe également des transferts d'énergie entre les différentes composantes aussi bien vers des fréquences plus basses de celles des vagues (ondes longues, subharmoniques) que vers des fréquences plus élevées (harmoniques).
 - **Le domaine « eau peu profonde »** défini pour des valeurs de $kd \ll 1$. Dans ce domaine, si on fait une approximation au premier ordre, on peut considérer que la vitesse de propagation des vagues ne dépend que de la profondeur et de ce fait n'est plus un phénomène dispersif. Les vagues vont être modifiées sous l'action des processus cités précédemment mais également sous l'effet du déferlement bathymétrique.
-

En zone littorale, on va généralement définir trois zones par rapport au processus dominant, ces trois zones peuvent être définies visuellement à partir de l'observation de la surface de la mer :

- **La zone de « levée »** : elle correspond à la zone où l'amplitude des vagues « gonfle » progressivement et où leur profil se distord.
- **La zone de déferlement et de surf** : les vagues vont « gonfler » en zone de levée jusqu'à ce que leur profil devienne instable. Une fois la limite de stabilité atteinte, elles vont déferler et leur énergie va rapidement être dissipée dans une zone que l'on nomme zone de surf.
- **La zone de jet de rive** qui va être tour à tour immergée puis émergée.

Présentation spatiale de la zone d'étude :

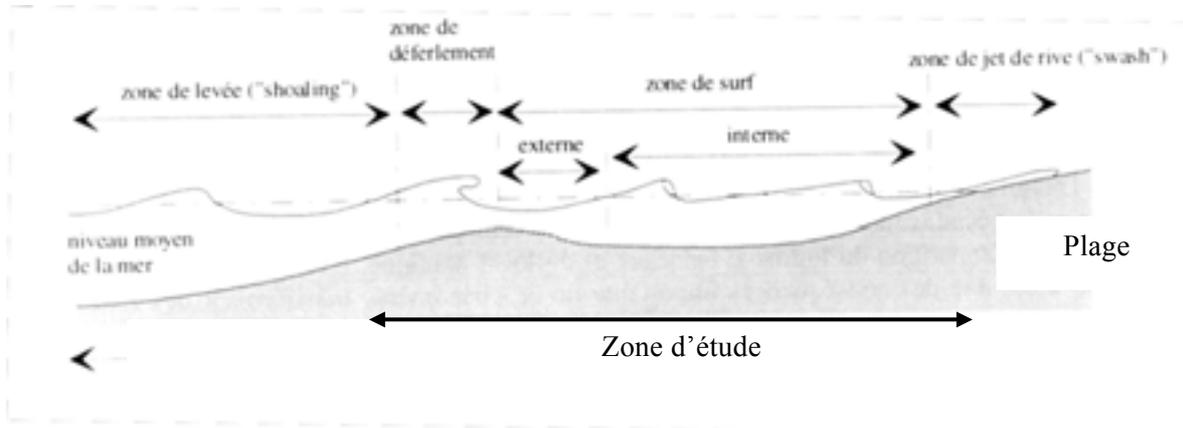


Figure A : présentation en coupe de la zone d'étude (plage non linéaire)

La zone d'étude des vagues dans cette thèse couvre la fin de la zone de levée, la zone de déferlement puis la zone de surf externe jusqu'à la zone de surf interne. La zone de surf externe est une zone typiquement turbulente et non structurée. La zone de surf interne correspond quant à elle à la zone où les vagues se reforment, elle est caractérisée par une série de fronts d'ondes turbulents quasi-périodiques, semblables à des ressauts hydrauliques propagatifs. Nous verrons dans le chapitre II que les phénomènes de réfraction et diffraction

peuvent être négligés dans la zone d'étude et que les principaux phénomènes observables sont la « levée » des vagues, le déferlement et les transferts d'énergie entre les composantes du spectre.

La figure B représente une vue aérienne de la zone d'étude prise à marée basse. On définit la dimension « cross-shore » comme étant la direction perpendiculaire au trait de côte et la dimension « longshore » comme la direction parallèle au trait de côte. Dans la suite nous emploierons cette terminologie anglaise.

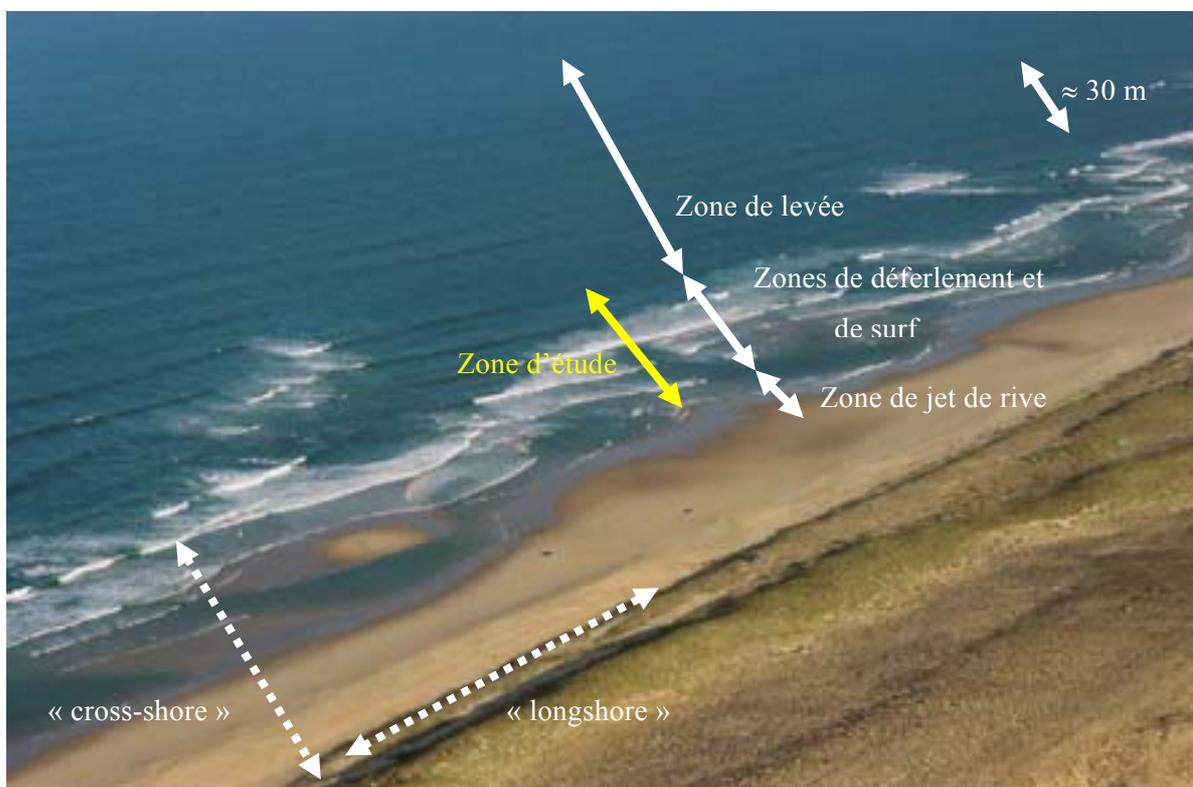


Figure B : vue aérienne oblique de la zone d'étude

On distingue très nettement les trois zones précédemment décrites :

- La zone de « levée » : elle se caractérise par des lignes de crêtes de plus en plus marquées au fur et à mesure que l'on se rapproche de la côte.
- La zone de déferlement et de surf : elle se caractérise par les zones de couleur blanche.
- La zone de « jet de rive » qui correspond à la zone de sable plus foncé (plus humide).

Cette figure met également en évidence la variabilité « longshore » de la position de ces différentes zones (le déferlement n'intervient pas forcément à la même distance de la ligne d'eau) mais également leur variabilité « cross shore ». En effet, le long d'une ligne « cross-shore », le processus de déferlement peut très bien être interrompu puis reprendre.

Objectifs de cette thèse:

Le principal objectif de cette thèse était d'analyser l'évolution de l'énergie associée aux vagues le long d'un axe « cross-shore » aussi bien d'un point de vue global (en travaillant sur des grandeurs intégrées) que d'un point de vue de la répartition fréquentielle. L'autre objectif de cette thèse était de mettre en évidence des processus susceptibles de modifier les paramètres qui contrôlent l'énergie des vagues en zone de surf. L'approche intégrée a pour but d'établir une paramétrisation de l'évolution de l'énergie dans la zone de surf alors que l'approche fréquentielle devrait permettre d'identifier les processus susceptibles de modifier les paramètres intervenant dans cette paramétrisation.

L'aspect directionnel n'a pas été pris en compte dans ce travail. Nous verrons par la suite que concernant l'étude des vagues dans notre zone d'étude, cette hypothèse n'est pas pénalisante mais que concernant l'étude des ondes à des fréquences inférieures à celles des vagues, cette hypothèse n'est plus adéquate.

Par contre nous avons pris en compte la variabilité « longshore » de cette évolution, en particulier en présence d'une bathymétrie complexe (nous entendons par là une plage présentant entre autres des ruptures de pente induisant des bosses et des creux).

Les objectifs de cette thèse s'intègrent dans les problématiques du Programme National d'Environnements Côtiers (PNEC-ART7) et les données acquises dans le cadre de ce travail, l'ont donc été principalement dans le cadre de campagnes de mesures qui se sont déroulées sur le chantier Atlantique du programme.

Pour atteindre les objectifs que nous nous étions fixés, il a fallu :

- définir les paramètres qui contrôlent l'évolution de l'énergie des vagues en zone de surf le long d'une ligne « cross-shore » en présence d'un profil de plage « linéaire » (qui ne présente ni replats, de creux, ni barres) et en présence d'un profil de plage à barre.
-

- identifier les processus physiques susceptibles de modifier ces paramètres le long d'une ligne « cross-shore »,
- analyser leur impact sur l'évolution de l'énergie des vagues en zone de surf.

L'approche choisie a été une approche essentiellement expérimentale in situ avec des moyens de traitement des données à la fois temporel, spectral et bispectral. Elle s'est articulée en trois étapes :

- acquisition d'un jeu de données relativement complet, prenant en compte les différentes conditions hydrodynamiques et morphologiques susceptibles d'être rencontrées sur les plages sableuses à barre de la côte Girondine,
- traitement de ces données en couplant les résultats obtenus avec les différentes approches utilisées (temporelle, spectrale et bispectrale),
- comparaison de nos résultats avec la bibliographie existante et des modèles en cours de développement.

Le présent mémoire s'articule en cinq parties :

Le premier chapitre est consacré à une introduction générale sur la transformation des vagues à l'approche de la côte. Nous présentons d'une part les processus à l'origine de cette transformation mais également les conséquences de cette transformation sur la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues et la circulation en zone de déferlement.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les trois campagnes de mesures in situ qui sont la source de ce mémoire (Mai 1998, Mars 2000, Octobre 2001) avec les moyens mis en œuvre pour obtenir les données, ainsi que les méthodes de traitement que nous avons développées.

Le troisième chapitre est consacré à la dissipation de l'énergie globale associée aux vagues (grandeur intégrée) en zone de surf le long d'un profil « cross-shore » mais également le long d'un système barre-baïne (nom couramment employé dans notre région pour qualifier les barres et les creux présents en bas de zone intertidale). Une analyse dimensionnelle nous permet de mettre en évidence les paramètres (entre autres la période des vagues) à prendre en compte pour paramétriser l'énergie en zone de surf. Nous nous limitons alors dans un premier temps au cas où la période des vagues est constante le long d'un profil « cross-shore »

(variations $< 10\%$). Ceci nous conduit à tester la paramétrisation proposée par Raubenheimer *et al.* [1996] pour des plages « linéaires ». Nous montrons que l'écart entre leurs résultats et les nôtres est en partie dû à la détermination de la période à partir du spectre d'énergie des vagues.

Dans le quatrième chapitre, nous nous plaçons dans le cas où la période des vagues ne se conserve pas, ce qui revient dans notre cas à étudier les variations de la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues le long d'une ligne « cross-shore ». Nous identifions deux processus susceptibles de modifier de manière significative la répartition fréquentielle de l'énergie : le phénomène d'appariements de fronts d'ondes et le phénomène de transferts d'énergie par interactions entre triplets de fréquences. Nous nous intéressons alors plus particulièrement au second processus qui peut conduire à la génération puis à la libération d'harmoniques lorsqu'un train de vagues régulier se propage au dessus d'un système « barrière ». Nous évaluons les transferts d'énergie entre les différentes composantes du spectre mais également l'impact sur la dissipation d'énergie.

Dans le cinquième chapitre, nous nous intéressons, de façon beaucoup plus succincte, à la répartition fréquentielle de l'énergie dans les basses fréquences (< 0.05 Hz), énergie découlant généralement des vagues par divers processus en analysant l'exemple des données de la campagne Mars 2000. Nous mettons notamment en évidence différentes formes d'ondes (propagatives ou stationnaires) pour lesquelles nous essaierons de remonter jusqu'au mode de génération.

NOTATIONS

Symbole	Unité	Signification
a	m	Demi amplitude de la vague
A	m ²	Section du "roller"
B _{l,m}		Bispectre associé aux fréquences l et m
b ² _{lm}		Bicoherence associée aux fréquences l et m
c	m.s ⁻¹	Vitesse de phase de la vague
C _g	m.s ⁻¹	Vitesse de groupe
d	m	Profondeur d'eau (dans les articles autre notation *)
d _b	m	Profondeur au point de déferlement
d ₀	m	Profondeur constante dans les équations Boussinesq
D		Nombre d'Ursell, rapport entre les effets non dispersifs et le carré des effets non linéaires
dof		Nombre de degrés de liberté
E _t	N.m ⁻¹	Energie totale de la vague par unité de longueur
E _f	N.s ⁻¹	Flux d'énergie par unité de largeur
f _c	s ⁻¹	Fréquence centroidale
f _e	s ⁻¹	Fréquence d'échantillonnage
f _n	s ⁻¹	Fréquence de Nyquist
f _p	s ⁻¹	Fréquence pic du spectre
g	m.s ⁻²	Constante gravitationnelle
*h	m	Profondeur d'eau (notation utilisée dans les articles)
H	m	Amplitude crête à creux de la vague
H _b	m	Hauteur des vagues au point de déferlement
H _d	m	Hauteur d'une vague déterminée par méthode temporelle par passage par 0 par valeurs décroissantes
H _{max}	m	Hauteur maximale des vagues
H _{moy}	m	Hauteur moyenne des vagues
H ₀	m	Hauteur des vagues en « eau profonde »
H _{rms}	m	Hauteur quadratique moyenne
H _s	m	Hauteur significative des vagues
H _u	m	Hauteur d'une vague déterminée par méthode temporelle par passage par 0 par valeurs croissantes
H _{1/3}	m	Hauteur moyenne du tiers supérieur en hauteur des vagues
H _{1/10}	m	Hauteur moyenne du dixième supérieur en hauteur des vagues
k	rad.m ⁻¹	Nombre d'onde de la vague
\vec{k}	m ⁻¹	Vecteur d'onde de la vague
L	m	Longueur d'onde de la vague

L_0	m	Longueur d'onde de la vague en « eau profonde »
m_0	m^2	Moment d'ordre 0 du spectre de densité d'énergie
\vec{n}		Normale au fond
p	$N.m^{-2}$	Pression totale
P_a	$N.m^{-2}$	Pression atmosphérique
P_0	$N.m^{-2}$	Pression hydrostatique
$s(f)$	$m^2.s$	Spectre de densité d'énergie associé à la fréquence f
S_{xx}	$N.m^{-1}$	Composante transversale du tenseur des tensions de radiation
S_{xy}	$N.m^{-1}$	Composante du tenseur des tensions de radiation
T	s	Période de la vague
T_{moy}	s	Période moyenne des vagues
T_d	s	Période d'une vague déterminée par méthode temporelle par passage par 0 par valeurs décroissantes
T_u	s	Période d'une vague déterminée par méthode temporelle par passage par 0 par valeurs croissantes
$T_{1/3}$	s	Période moyenne du tiers supérieur en hauteur des vagues
$T_{1/10}$	s	Période moyenne du dixième supérieur en hauteur des vagues
u	$m.s^{-1}$	Composante de la vitesse suivant l'axe de propagation des vagues
u_b	$m.s^{-1}$	Vitesse horizontale au fond dans les équations de Boussinesq
$w(n)$		Fonction de la fenêtre de Hanning
Z_c	m	Hauteur du capteur par rapport à l'interface eau/sédiment
\vec{v}	$m.s^{-1}$	Vecteur vitesse
$\frac{\partial}{\partial t}$	$N.s^{-1} . m^{-1}$	Terme de dissipation
β		Pente de la plage
δ_k	$rad.m^{-1}$	Ecart à la résonance exacte
ε		Rapport entre l'amplitude de la vague et la profondeur, indicateur des effets non linéaires
γ		Rapport hauteur des vagues sur profondeur
γ_b		Rapport hauteur des vagues sur profondeur au point de déferlement
η	m	Déformation de la surface libre
μ		Rapport entre la profondeur et la longueur d'onde de la vague, indicateur des effets dispersifs.
ρ	$Kg.m^{-3}$	Masse volumique de l'eau
ω	$rad.s^{-1}$	Pulsation de la vague
Φ	$m^2 s^{-1}$	Potentiel des vitesses
ξ_0		Nombre d'Iribaren
Δx	m	Distance par rapport au point de déferlement

PLAN GENERAL

INTRODUCTION	-1-
NOTATIONS	-9-
CHAPITRE I : Propagation des vagues en zone littorale : Rappels	-13-
I.1 Notions sur la dynamique des vagues en zone littorale.....	-21-
I.2 Transformations non linéaires des vagues.....	-29-
I.3 Dynamique dans la zone de surf.....	-41-
I.4 Conclusions.....	-62-
CHAPITRE II : Etude de la propagation des vagues dans le milieu naturel : méthodes et outils d'analyse	-63-
II.1 Site d'étude et déroulement d'une campagne de mesures.....	-71-
II.2 Moyens.....	-77-
II.3 Les campagnes de mesures.....	-89-
II.4 Traitement des données hydrodynamiques.....	-97-
II.5 Outils d'analyse.....	-102-
II.6 Conclusions.....	-118-
CHAPITRE III : Evolution de l'énergie des vagues en zone de surf : approche intégrée	-119-
III.1 Etat des connaissances.....	-127-
III.2 Méthode pour l'étude des hauteurs de vagues en zone de surf en milieu naturel.....	-133-
III.3 Analyse des facteurs agissant sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf.....	-139-
III.4 Evolution et paramétrisation du rapport hauteur significative sur profondeur γ	-155-
III.5 Conclusions.....	-169-

CHAPITRE IV : Exemple de deux processus susceptibles de modifier la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues.....	-171-
IV.1 Facteurs agissant sur la répartition fréquentielle de l'énergie en zone littorale....	-177-
IV.2 Modification de la répartition fréquentielle de l'énergie liée à l'appariement de fronts d'ondes.....	-178-
IV.3 Transfert d'énergie lié aux interactions entre triplets de fréquences.....	-191-
IV.4 Conclusions.....	-212-
CHAPITRE V : Analyse des ondes longues en zone de surf : exemple de Mars 2000.....	-215-
V.1 Détermination de la fréquence de coupure entre les ondes longues et les vagues..	-220-
V.2 Evolution de la part relative de l'énergie globale des basses fréquences dans l'énergie totale.....	-222-
V.3 Répartition fréquentielle de l'énergie basses fréquences : exemple de la campagne Mars 2000.....	-224-
V.4 Conclusions.....	-234-
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	-235-
BIBLIOGRAPHIE.....	-241-
ANNEXES.....	-249-

CHAPITRE I

PROPAGATION DES VAGUES EN ZONE LITTORALE : RAPPELS

Dans ce chapitre, nous présentons des rappels sur la dynamique des vagues en zone littorale et plus particulièrement dans la zone de déferlement. Nous nous attachons plus spécialement à donner des notions de base sur les principaux processus qui agissent sur les vagues et vont significativement modifier à la fois leur énergie globale mais également la répartition fréquentielle de leur énergie. Ce chapitre s'articule en quatre sous chapitres.

Dans le premier sous-chapitre, nous revenons sur la définition des vagues et sur les équations qui les régissent. Nous présentons également succinctement deux méthodes de résolution de ce système d'équations. Nous verrons que la validité de chacune des ces méthodes dépend du domaine hydrodynamique (« eau profonde », « eau intermédiaire » et « eau peu profonde ») dans lequel se propagent les vagues.

Dans le deuxième sous-chapitre, nous revenons plus en détail sur deux processus qui jouent un rôle primordial dans la dynamique des vagues en zone littorale : les transformations non linéaires de transfert d'énergie entre les différentes composantes du spectre des vagues et le déferlement bathymétrique.

Le troisième sous-chapitre concerne le processus de dissipation d'énergie dans la zone de surf et la circulation qui en découle. Nous abordons également la génération d'ondes secondaires, en particulier les ondes présentant des périodes supérieures à celles des vagues et dont l'énergie peut devenir très significative en zone de surf.

Dans le dernier sous-chapitre, nous résumons l'ensemble de ce chapitre.

SOMMAIRE



I.1	NOTIONS SUR LA DYNAMIQUE DES VAGUES EN ZONE LITTORALE.....	21
I.1.1	DEFINITION DES VAGUES	21
I.1.2	EQUATIONS DE BASE.....	22
I.1.3	DEVELOPPEMENT DE STOKES.....	24
I.1.4	LES EQUATIONS DE BOUSSINESQ.....	28
I.2	TRANSFORMATIONS NON LINEAIRES DES VAGUES.....	29
I.2.1	DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE.....	29
I.2.1.1	<i>Génération d'harmoniques en « eau peu profonde ».....</i>	29
I.2.1.2	<i>Les interactions non linéaires entre triplets de fréquences.....</i>	31
I.2.2	EFFETS DES INTERACTIONS NON LINEAIRES ENTRE TRIPLETS DE FREQUENCES	32
I.2.2.1	<i>Impact sur le profil des vagues</i>	33
I.2.2.2	<i>Impact sur le spectre de densité d'énergie</i>	35
I.2.2.3	<i>Impact sur la période caractéristique</i>	37
I.2.3	LE PROCESSUS DE DEFERLEMENT BATHYMETRIQUE.....	38
I.2.3.1	<i>Les différents types de déferlement</i>	39
I.2.3.2	<i>Prévision du type de déferlement</i>	40
I.2.3.3	<i>Critères de déferlement.....</i>	40
I.3	DYNAMIQUE DANS LA ZONE DE SURF	41
I.3.1	EVOLUTION DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF : APPROCHE PARAMETRIQUE	41
I.3.1.1	<i>Le modèle empirique γ.....</i>	42
I.3.1.2	<i>Équations de conservation</i>	43
I.3.1.3	<i>Paramétrisation de la dissipation : le ressaut hydraulique</i>	44
I.3.1.4	<i>Autre estimation de la dissipation.....</i>	47
I.3.2	EVOLUTION DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF : RESOLUTION DES	
EQUATIONS COMPLETES.....		48
I.3.2.1	<i>Les modèles Boussinesq.....</i>	48
I.3.2.2	<i>Les modèles Saint Venant</i>	49
I.3.3	LE SET-UP ET LE SET-DOWN	50
I.3.4	COURANTS LIES AU DEFERLEMENT DES VAGUES.....	51
I.3.4.1	<i>La circulation en zone de surf et le courant de dérive</i>	51

I.3.4.2	<i>Le courant de retour</i>	55
I.3.5	OSCILLATIONS BASSES FREQUENCES : ONDES LONGUES OU INFRAGRAVITAIRES ET ONDES INFRAGRAVITAIRES « LOINTAIN »	56
I.3.5.1	<i>Ondes longues infragravitaires</i>	57
I.3.5.2	<i>Ondes infragravitaires « lointain » ou ondes de cisaillement</i>	59
I.3.6	LA TURBULENCE ASSOCIEE AU DEFERLEMENT	60
I.4	CONCLUSIONS	62

LISTE DES FIGURES



Figure I.1 Paramètres des vagues.....	22
Figure I.2 Evolution du profil des vagues au cours de leur propagation en zone de levée puis en zone de surf, mesures tirées de Cox [1995] (voir texte pour description).....	34
Figure I.3. Evolution de la répartition fréquentielle de l'énergie dans un spectre étroit sous l'action des interactions entre triplets de fréquences en « eau peu profonde », [Freilich et Guza, 1984].....	35
Figure I.4 Evolution de la répartition fréquentielle de l'énergie dans un spectre large sous l'action des interactions entre triplets de fréquences en « eau peu profonde », [Freilich et Guza, 1984].....	36
Figure I.5 Dédoublé du nombre de fronts au passage d'une barre par libération des harmoniques (mesures tirées de Sénéchal <i>et al.</i> [2001a]).....	38
Figure I.6a Déferlement de type glissant	39
Figure I.6b Déferlement de type plongeant... ..	39
Figure I.6c Déferlement de type frontal.....	40
Figure I.7a Vague déferlée	44
Figure I.7b Ressaut hydraulique.....	44
Figure I.8 Variation du niveau moyen du plan d'eau en présence de vagues (trait pointillé noir).....	51
Figure I.9a Champ des vitesses de courant liées au déferlement d'une houle aléatoire d'incidence normale en présence d'un système de barres en croissant.....	53
Figure I.9b Champ des vitesses de courant liées au déferlement d'une houle aléatoire d'incidence 20° en présence d'un système de barres en croissant.....	54
Figure I.10 Profil de vitesse du courant moyen de retour sur une plage de pente linéaire, (dessin tiré de Fredsoe et Deigaard [1992]).....	56
Figure I.11 Groupe d'ondes et ondes de groupe.....	58

I.1 NOTIONS SUR LA DYNAMIQUE DES VAGUES EN ZONE LITTORALE

I.1.1 DEFINITION DES VAGUES

Les ondes progressives correspondent à un phénomène de propagation d'une perturbation depuis un endroit d'un milieu matériel jusqu'à un autre, qui n'engendre pas de « mouvement global » du milieu lui-même. Cette propagation d'une perturbation se traduit par un transport d'énergie, à une vitesse (vitesse de groupe) qui n'est pas forcément identique à celle de la perturbation (vitesse de phase).

Concernant les ondes se propageant à l'interface eau/atmosphère (appelées ondes de surface), les forces de rappel (qui s'opposent à la perturbation) sont essentiellement les effets de tension superficielle pour les très faibles longueurs d'ondes (ondes capillaires), et les forces de pression ainsi que la gravité pour les grandes longueurs d'ondes (ondes de gravité). Les tailles caractéristiques des ondes de gravité s'étendent de quelques déca centimètres à plusieurs kilomètres.

Dans cette étude, nous étudierons les ondes de gravité de surface dont les tailles caractéristiques sont de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de mètres. Elles sont plus connues sous le nom de « vagues ». Notre objectif est d'étudier les vagues en zone littorale, c'est à dire là où elles subissent l'influence de la bathymétrie.

Les paramètres qui caractérisent la dynamique des vagues sont (figure I.1):

- l'amplitude H crête à creux,
- la longueur d'onde L ($L = 2\pi/k$ où k est le nombre d'onde),
- la période T ,
- en zone littorale, on définit également la profondeur (notée d) qui joue un rôle important pour le contrôle d'un certain nombre de processus physiques affectant les vagues.

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéresserons généralement à des ondes de

gravité dont les périodes se situent entre 5 s et 16 s et qui sont formées par l'action du vent (au large ou à la côte) sur la surface de la mer mais nous évoquerons également les ondes basses fréquences (période supérieure à 20 s) dont la formation n'est pas généralement liée à l'action du vent sur la surface de la mer mais à des processus physiques qui affectent les vagues lors de leur propagation en zone littorale.

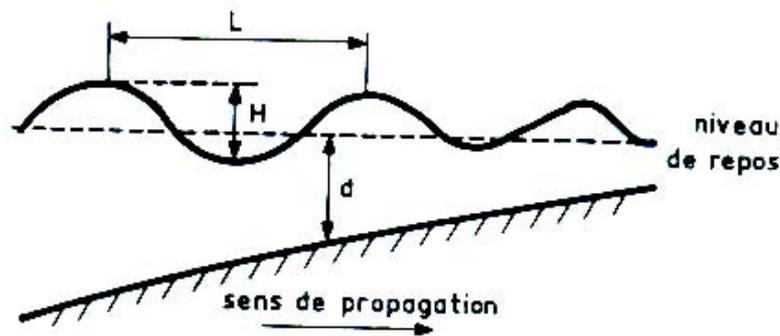


Figure I.1 : Paramètres des vagues

A partir des paramètres caractérisant la dynamique des vagues, on peut introduire deux termes adimensionnés ε et μ qui renvoient respectivement aux effets non linéaires et aux effets de dispersion et sont définis par les relations suivantes :

$$\varepsilon = \frac{H}{d} \quad \text{Equation I.1}$$

$$\mu = \frac{d}{L} \quad \text{Equation I.2}$$

Une des difficultés à bien appréhender les vagues est due à leur caractère non linéaire, important pour les vagues de grandes amplitudes et en particulier en zone littorale.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les équations de base qui régissent les ondes de gravité de surface.

I.1.2 EQUATIONS DE BASE

On suppose un fluide parfait, non visqueux, incompressible et de mouvements

irrotationnels. Cette hypothèse permet de définir dans tout le fluide un potentiel des vitesses $\Phi(x, y, z, t)$, tel que $\vec{v} = \vec{\nabla}\Phi$ où (\vec{v} est le vecteur vitesse) et qui du fait de l'hypothèse d'incompressibilité satisfait l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{Equation I.3}$$

La déformation de la surface libre due à la perturbation, notée $\eta(x, y, t)$ dépend des coordonnées horizontales de l'espace et du temps, l'axe Oz est choisi vertical orienté vers le haut. On suppose que la seule force de rappel est la force de gravité \vec{g} . La condition limite cinématique à la surface libre est donnée par :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad \text{en } z = \eta \quad \text{Equation I.4}$$

et la condition dynamique appliquée à Bernoulli à la surface libre est donnée par :

$$-\frac{P_a}{\rho} = g\eta + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2 + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{en } z = \eta \quad \text{Equation I.5}$$

où P_a est la pression atmosphérique à l'interface eau/atmosphère et g la constante gravitationnelle.

En supposant la pression atmosphérique à l'interface eau/atmosphère constante, les deux conditions aux limites (équations I.4 et I.5) peuvent s'écrire en une seule équation :

$$g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \vec{v}^2}{\partial t} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\vec{v}^2) = 0 \quad \text{en } z = \eta \quad \text{Equation I.6}$$

Cette condition est non linéaire.

La condition d'imperméabilité au fond est donnée par :

$$\vec{\nabla}\Phi \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{Equation I.7}$$

où \vec{n} est la normale au fond.

Différentes méthodes peuvent ensuite être utilisées pour résoudre ce système d'équations. Le choix de la méthode dépendra de la valeur d'un paramètre adimensionné, appelé nombre d'Ursell ou nombre de Stokes défini comme le rapport entre le paramètre de non linéarité et le carré du paramètre de dispersion :

$$\text{Nombre d'Ursell ou Nombre de Stokes : } D = \frac{\varepsilon}{\mu^2} \quad \text{Equation I.8}$$

I.1.3 DEVELOPPEMENT DE STOKES

Le développement de Stokes est basé sur la méthode des perturbations en fonction du petit paramètre H/L . Le domaine de validité de cette méthode se limite à des nombres d'Ursell très faibles et ne peut dans la pratique s'appliquer en toute rigueur que pour des valeurs de μ élevées (domaine « eau profonde »). Cette méthode revient à supposer que l'amplitude de l'onde est « infiniment petite » et permet ainsi de négliger les termes qui sont proportionnels au carré de l'amplitude de la surface. Puis on développe les conditions limites à la surface, et on se limite dans un premier temps aux termes linéaires (Stokes 1^{er} ordre ou houle d'Airy). Ensuite, on suppose que Φ et η peuvent s'écrire sous la forme d'un développement en série de Fourier et on résout le système à chaque ordre (Stokes 2^{eme} ordre etc...).

Pour simplifier la présentation, nous nous placerons dans le cas d'une vague bidimensionnelle (invariante suivant y) et se propageant suivant l'axe x et nous choisirons comme solution de ce système une onde sinusoïdale de période T .

Nous nous plaçons d'abord à l'ordre la plus bas. En négligeant les termes non linéaires, la déformée de la surface libre et le potentiel de vitesses sont donnés par :

$$\eta_1(x, t) = a \cos(kx - \omega t) \quad \text{Equation I.9}$$

$$\Phi_1(x, z, t) = \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh[k(z + d)]}{\cosh kd} \sin(kx - \omega t) \quad \text{Equation I.10}$$

où a est la demi amplitude de l'onde ($a = H/2$) et ω est la pulsation ($\omega = 2\pi/T$).

Avec ω et k qui suivent la relation de dispersion :

$$\omega^2 = gk \tanh kd \quad \text{Equation I.11}$$

La vitesse de propagation de l'onde, ou vitesse de phase c , est donnée par :

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kd} \quad \text{Equation I.12}$$

La vitesse de phase c dépend du nombre d'onde et le phénomène de propagation des vagues est donc un phénomène dispersif.

En « eau profonde » ($\mu \gg 1$ ou $kd \gg 1$), l'équation peut se simplifier et la vitesse s'écrit alors :

$$c = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad \text{Equation I.13}$$

En « eau peu profonde » ($\mu \ll 1$ ou $kd \ll 1$), l'équation peut également se simplifier et le phénomène de propagation des vagues n'est plus dispersif, la vitesse ne dépendant que de la profondeur d'eau locale :

$$c = \sqrt{gd} \quad \text{Equation I.14}$$

L'énergie totale de la vague E_t s'écrit :

$$E_t = \int_{z=-d}^{\eta} \int_{x=0}^L \rho g (z-d) dx dz + \int_{x=0}^L \int_{z=-d}^{\eta} \rho \bar{v}^2 dx dz = \frac{\rho g H^2}{8} \quad \text{Equation I.15}$$

et l'expression du flux d'énergie par unité de largeur à travers le plan y0z s'écrit :

$$\bar{E}_f = \int_{x=0}^L \int_{z=-d}^{\eta} p \bar{v} \cdot \bar{n} dz dx = \frac{\rho g H^2}{8} \frac{c}{2} \left[1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd} \right] \quad \text{Equation I.16}$$

où p est la pression dynamique et \bar{n} est la normale au plan y0z.

Cette énergie se propage à une certaine vitesse appelée vitesse de groupe, notée C_g et définie par :

$$C_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2} c \left(1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd} \right) \quad \text{Equation I.17}$$

En « eau profonde » ($kd \gg 1$), l'équation peut se simplifier et la vitesse de groupe s'écrit alors :

$$C_g = \frac{c}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} \quad \text{Equation I.18}$$

L'énergie se propage donc à une vitesse deux fois inférieure à la vitesse de phase.

En « eau peu profonde » ($kd \ll 1$), l'équation peut également se simplifier :

$$C_g = c = \sqrt{gd} \quad \text{Equation I.19}$$

L'énergie se propage à la vitesse de phase.

Si maintenant on se place au second ordre, on trouve :

$$\Phi_2(x, z, t) = \frac{3\omega a^2}{8\sinh^4 kd} \cosh[2k(z+d)] \sin[2(kx - \omega t)] + C_1 x + E_1 t \quad \text{Equation I.20}$$

où C_1 et E_1 sont des constantes d'intégration correspondant respectivement à une vitesse uniforme et à une contribution à la pression moyenne.

On note la présence d'un terme forcé : il correspond à la première harmonique dont la vitesse de phase est la même que celle de l'onde primaire (on parle d'onde harmonique liée).

En se plaçant dans le cas où $C_1 = 0$, on obtient pour la déformée de la surface libre l'équation suivante :

$$\eta_2(x, t) = ka^2 \frac{3 - \sigma^2}{4\sigma^3} \cos[2(kx - \omega t)] + K_1 \quad \text{Equation I.21}$$

avec :

$$\sigma = \tanh kd \quad \text{Equation I.22}$$

$$K_1 = ka^2 \frac{\sigma^2 - 1}{4\sigma} - \frac{E_1}{g} \quad \text{Equation I.23}$$

Pour satisfaire aux hypothèses de base, faut-il encore que les termes du second ordre soient nettement plus petits que les termes du premier ordre, ce qui implique, si on considère par exemple la déformée de la surface libre que :

$$\left| ka \frac{3 - \sigma^2}{4\sigma^3} \right| \ll 1 \quad \text{Equation I.24}$$

En « eau profonde » ($kd \gg 1$), cette relation est tout à fait vérifiée, par contre en « eau peu profonde » ($kd \ll 1$), elle implique la relation suivante :

$$ka \ll (kd)^3 \quad \text{Equation I.25}$$

Or, $kd \ll 1$ en « eau peu profonde », si on souhaite que l'équation I.25 soit vérifiée, la cambrure des vagues doit donc être très faible, ce qui n'est a fortiori pas le cas. D'autres

méthodes et équations sont alors introduites pour résoudre ce système et notamment les équations de Boussinesq.

I.1.4 LES EQUATIONS DE BOUSSINESQ

Le domaine d'application de ces équations correspond à des nombres d'Ursell de l'ordre de l'unité, c'est-à-dire des domaines où les effets dispersifs et les effets non linéaires sont du même ordre de grandeur mais il faut également que les deux paramètres soient très petits. L'idée des équations Boussinesq est d'éliminer les coordonnées verticales des équations de base (terme en z) tout en prenant compte des influences de l'accélération verticale. Il existe plusieurs formes d'équations Boussinesq selon les méthodes qui ont été utilisées [Boussinesq, 1872 ; Peregrine, 1967, 1971]. Dingemans [1997] donne une synthèse complète de ces différentes méthodes.

Nous ne présenterons que les équations de Boussinesq de base, nous entendons par là celles qui ont été proposées initialement par Boussinesq [1872]. Elles s'appliquent pour un fond plat de profondeur constante d_0 et pour en faciliter la présentation, nous nous limiterons au cas d'une vague se propageant selon l'axe des x en négligeant les effets le long de l'axe y .

La méthode qu'a initialement utilisée Boussinesq [1872] et qui est toujours utilisée de nos jours consiste à adimensionner les équations de base (généralement en utilisant pour les grandeurs horizontales la longueur d'onde des vagues et pour les grandeurs verticales, la profondeur) puis à faire une méthode de perturbation en fonction d'un petit paramètre (généralement ε). On peut montrer que l'on trouve alors le système d'équations suivantes:

$$\frac{\partial u_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial u_b}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{3} d_0^2 \frac{\partial^3 u_b}{\partial x^2 \partial t} \quad \text{Equation I.26}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(d_0 + \eta) u_b] = \frac{1}{6} d_0^3 \frac{\partial^3 u_b}{\partial x^3} \quad \text{Equation I.27}$$

où u_b dénote la vitesse horizontale au fond.

De là on peut ensuite déduire la relation de dispersion :

$$c = \sqrt{gd_0 \left(1 - \frac{1}{3}k^2 d_0^2\right)} \quad \text{Equation I.28}$$

et si on se place en « eau peu profonde », on retrouve bien la même équation que l'équation I.14.

I.2 TRANSFORMATIONS NON LINEAIRES DES VAGUES

Les phénomènes non linéaires se traduisent généralement en zone littorale par une déformation du profil des vagues à l'approche de la zone de déferlement puis en zone de surf et plus rarement par une libération d'harmoniques ou de subharmoniques, notamment en présence de barres sous-marines ou lorsque le train d'onde se propage au-dessus d'un obstacle (plaque immergée...).

I.2.1 DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE

I.2.1.1 *Génération d'harmoniques en « eau peu profonde »*

Dans cette partie, nous allons d'abord nous placer dans le cas d'un batteur de houle pour mettre en évidence le phénomène de génération d'harmoniques.

Nous supposons donc un batteur dont la pulsation des battements serait ω' . La profondeur d'eau au repos dans le canal est d' et l'amplitude des vagues a_0' . On introduit alors les termes adimensionnés suivant :

$$t = t' \sqrt{gd'} \quad x = x'/d' \quad \eta = \eta'/a_0' \quad u = u'/\frac{a_0'}{d'} \sqrt{gd'} \quad \text{Equations I.29}$$

Mei et Ünlüata [1972] ont pu montrer à partir des équations de Boussinesq en milieu faiblement non linéaire et faiblement dispersif (équations I.28 et I.29) et en utilisant une méthode des perturbations telle que :

$$u = u^{(1)} + \varepsilon u^{(2)} \quad , \quad \eta = \eta^{(1)} + \varepsilon \eta^{(2)} \quad \text{Equations I.30}$$

où ε est le terme de linéarité (équation I.1) et $\varepsilon \ll 1$ qu'on trouve au second ordre une solution de la forme :

$$u^{(2)} = C_1 + C_2 e^{2i\phi_1} + C_3 e^{i\phi_2} \quad \text{Equation I.31}$$

$$\phi_1 \equiv kx - \omega t \quad , \quad \phi_2 \equiv k_2 x - 2\omega t \quad \text{Equation I.32}$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont respectivement les phases de l'onde primaire et du premier harmonique et C_1 , C_2 et C_3 sont des constantes.

Le couple $(k_2, 2\omega)$ obéit à la relation de dispersion. En « eau peu profonde », on peut montrer que $2k$ et k_2 sont légèrement différents et on définit ainsi la variable δ_k comme désignant l'écart à la résonance :

$$\delta_k = k_2 - 2k \quad \text{Equation I.33}$$

Et on peut écrire :

$$e^{2i\phi_1} = e^{i\phi_2} e^{-i\delta_k x} \quad \text{Equation I.34}$$

Ainsi l'amplitude du premier harmonique croit en fonction de x lorsque l'écart à la résonance est faible. Ce résultat reste valable tant que l'amplitude de l'harmonique reste inférieure à celle de la primaire (pour satisfaire à la méthode des perturbations).

Si maintenant au lieu de considérer un batteur à houle, on se place dans le cas d'une vague se propageant en « eau peu profonde », Mei et Ünlüata [1972] montrent que l'on trouve :

$$\frac{da_2}{dx} = -Ca_1^2 e^{-i\delta_k x} \quad \text{Equation I.35}$$

où a_1 et a_2 sont respectivement l'amplitude de l'onde primaire et du premier harmonique.

L'amplitude du premier harmonique va donc croître en fonction de x et de l'écart à la résonance.

On peut ensuite extrapoler ces résultats à champ d'ondes aléatoires en ne considérant non plus une mais plusieurs vagues de pulsations différentes ou non. Celles-ci vont alors interagir les unes avec les autres, on parle dans ce cas d'interactions non linéaires entre triplets de fréquences.

1.2.1.2 Les interactions non linéaires entre triplets de fréquences

Le problème du transfert d'énergie entre différentes composantes constituant un train d'ondes n'est pas un problème spécifique aux ondes de gravité. C'est un sujet classique, largement étudié en optique (cristaux biréfringents) et qui s'étend à des domaines plus éloignés tels que la physique des plasmas [Kim et Powers, 1979].

Au sein d'un triplet, le transfert d'énergie résulte de l'interaction entre deux composantes libres 1 et 2 (ondes primaires) qui forcent le mouvement d'une composante 3 dont la fréquence et le nombre d'onde sont imposés par ceux des ondes primaires :

$$f_1 \pm f_2 = f_3 \quad \text{Equation I.36}$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad \text{Equation I.37}$$

Les ondes primaires caractérisées par les couples (f_1, \vec{k}_1) et (f_2, \vec{k}_2) suivent chacune la relation de dispersion (équation I.11).

La différence entre le nombre d'ondes de l'onde liée $|\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2|$ et le nombre d'onde qu'elle aurait si elle suivait la relation de dispersion linéaire $|\vec{k}_3^{lin}|$ représente l'écart à la résonance exacte. On définit ainsi la variable $\delta_{\vec{k}}$ comme désignant l'écart à la résonance exacte [Freilich et Guza, 1984]:

$$\delta_{\vec{k}} = \left| |\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2| - |\vec{k}_3^{lin}| \right| \quad \text{Equation I.38}$$

L'écart à la résonance peut être dû à un effet de dispersion dans le cas d'ondes se propageant colinéairement, ou à des différences dans la direction de propagation pour des ondes non dispersives, ou aux deux effets combinés dans le cas général [Elgar *et al.*, 1993]. La valeur de l'écart à la résonance détermine l'intensité et le sens des échanges entre les trois composantes.

Si cette valeur vaut 0 alors l'onde résultante se propage librement, c'est à dire elle obéit à la relation de dispersion linéaire (équation I.11), l'interaction est dite résonnante [Armstrong *et al.*, 1962]. D'importants transferts d'énergie des ondes primaires vers l'onde résultante ont lieu sur une distance très courte. Le transfert d'énergie se fait uniquement des ondes primaires vers l'onde résultante. Ceci n'est possible pour des ondes de surface qu'en « eau très peu profonde » où les ondes ne sont pas dispersives. Dans la réalité, on peut montrer à partir de théories faiblement non linéaires appliquées aux ondes de surface, que celles-ci ne peuvent pas se maintenir en interaction résonnante [Philipps, 1960 ; Hasselmann, 1962].

Si l'onde résultante n'obéit pas à la relation de dispersion linéaire alors l'interaction n'est pas résonnante (en « eau intermédiaire » où la propagation des ondes est dispersive). Les échanges d'énergie se font des ondes primaires vers l'onde résultante et rétroactivement de l'onde résultante vers les primaires : on parle alors d'onde résultante liée.

Lorsque cet écart est faible, les interactions sont dites « quasi résonnantes » ; la résultante des deux composantes primaires obéit « presque » à la relation de dispersion cela implique que les relations de phase entre les trois composantes varient légèrement sur une longueur d'onde. En conséquence la norme et le sens des transferts d'énergie varient lentement sur une longueur d'onde, permettant des transferts d'énergie vers l'onde résultante significatifs sur plusieurs longueurs d'ondes. Au contraire, lorsque cet écart est important, les transferts d'énergie ne sont pas significatifs.

I.2.2 EFFETS DES INTERACTIONS NON LINEAIRES ENTRE TRIPLETS DE FREQUENCES

Dans la zone de levée, les phénomènes non linéaires d'interactions entre triplets de fréquences se traduisent généralement par une déformation du profil des vagues à l'approche de la zone de déferlement. Ils agissent également sur la répartition spectrale de l'énergie et

parfois sur la période caractéristique du train d'onde. Dans ce paragraphe nous allons donner quelques descriptions qualitatives de leurs effets sur les profils de vagues, sur le spectre de densité d'énergie des vagues et sur la période des vagues.

1.2.2.1 Impact sur le profil des vagues

La figure 2 illustre la déformation du profil des vagues au cours de leur propagation en zone de levée (2a et 2b) puis en zone de surf (2c, 2d, 2e, 2f). Les données sont celles de l'expérience de Cox [1995]. Elles correspondent à une houle régulière se propageant sur un fond de pente constante 1 :35. La période de la houle est fixée à $T=2.2$ s et l'amplitude à $H=13.22$ cm. Le déferlement intervient entre la sonde b (figure 2b) et la sonde c (figure 2c).

Lorsqu'une vague se propage en zone de levée, on distingue généralement deux étapes dans la distorsion du profil. Dans un premier temps, lorsque les fonds commencent à remonter et que l'onde se propage en « eau intermédiaire », les interactions non linéaires sont encore modérées. On observe une perte de la symétrie horizontale : le creux des vagues s'aplatit alors que la crête des vagues se rétrécit. C'est la conséquence de la génération d'ondes liées (harmoniques de fréquence supérieure à celle des l'onde primaire) et en phase avec l'onde primaire. On parle alors d'ondes de type « cnoïdal » (figure I.2a). Au fur et à mesure que l'onde quitte le domaine « eau intermédiaire » pour le domaine « eau peu profonde » et qu'elle se rapproche du point de déferlement, les transferts d'énergie de l'onde primaire vers l'onde liée augmentent. A ce stade les vagues perdent progressivement leur symétrie verticale (figure I.2b). Le profil de la vague devient alors instable et le déferlement se produit (entre la figure 2b et la figure 2c dans cet exemple). En zone de surf, les vagues vont progressivement évoluer vers un profil en « dent de scie » (figures 2c, 2d et 2e et 2f).

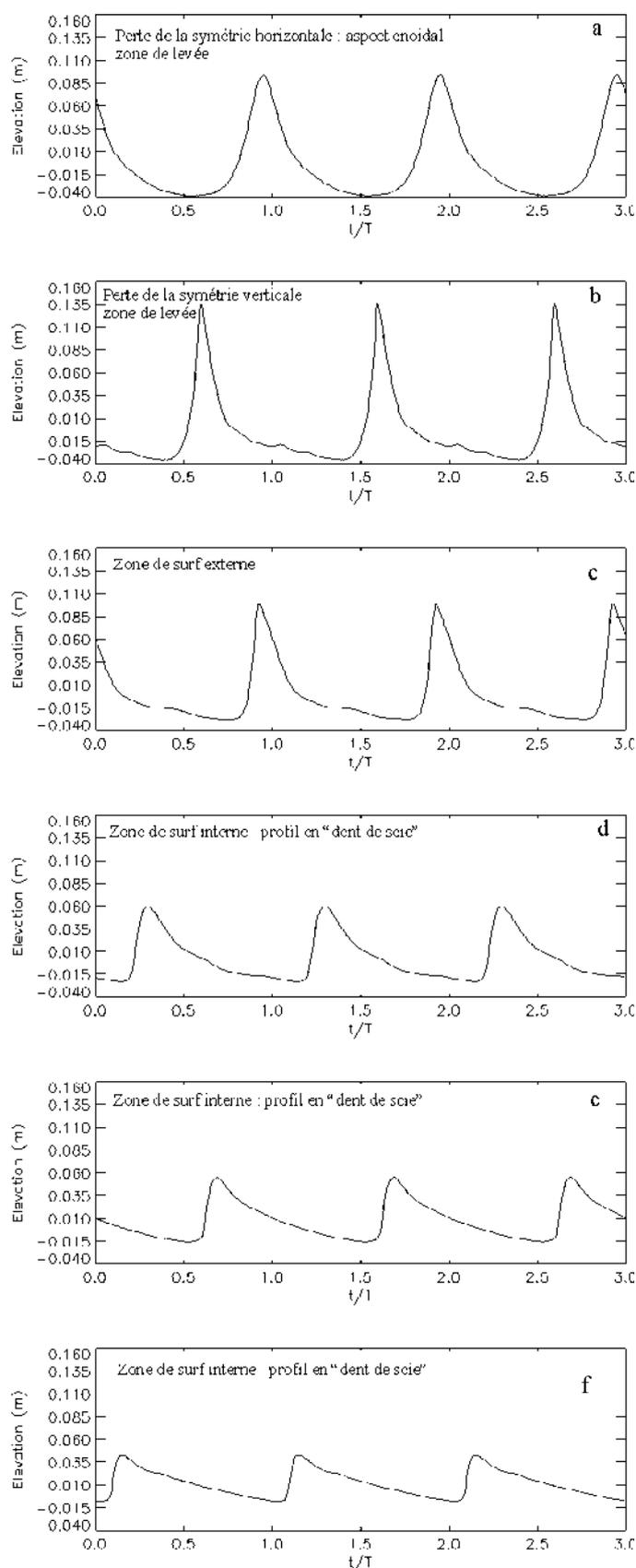


Figure I.2 Evolution du profil des vagues au cours de leur propagation en zone de levée puis en zone de surf, mesures tirées de Cox [1995] (voir texte pour description).

1.2.2.2 *Impact sur le spectre de densité d'énergie*

L'évolution du spectre de densité d'énergie en « eau peu profonde » est essentiellement contrôlée par les transferts d'énergie entre les différentes composantes du spectre mais elle dépend également de la forme initiale du spectre (nous entendons par là sa forme en « eau profonde ») [Freilich et Guza, 1984 ; Masselink, 1998 ; Norheim *et al.*, 1997, Sénéchal *et al.*, 2002a].

Un spectre étroit typique d'une houle bien formée, se transformera vers un spectre bi voire tri modal dont les deuxième et troisième modes correspondront aux harmoniques $2f_p$ et $3f_p$ où f_p est la fréquence pic au large. La figure I.3, tirée de Freilich et Guza [1984], représente les mesures de terrain de spectres de densité d'énergie le long d'une ligne « cross-shore » en zone de levée en présence d'une houle incidente longue ($T=15$ s) et d'amplitude $H=0.9$ m dans 10 m de profondeur.

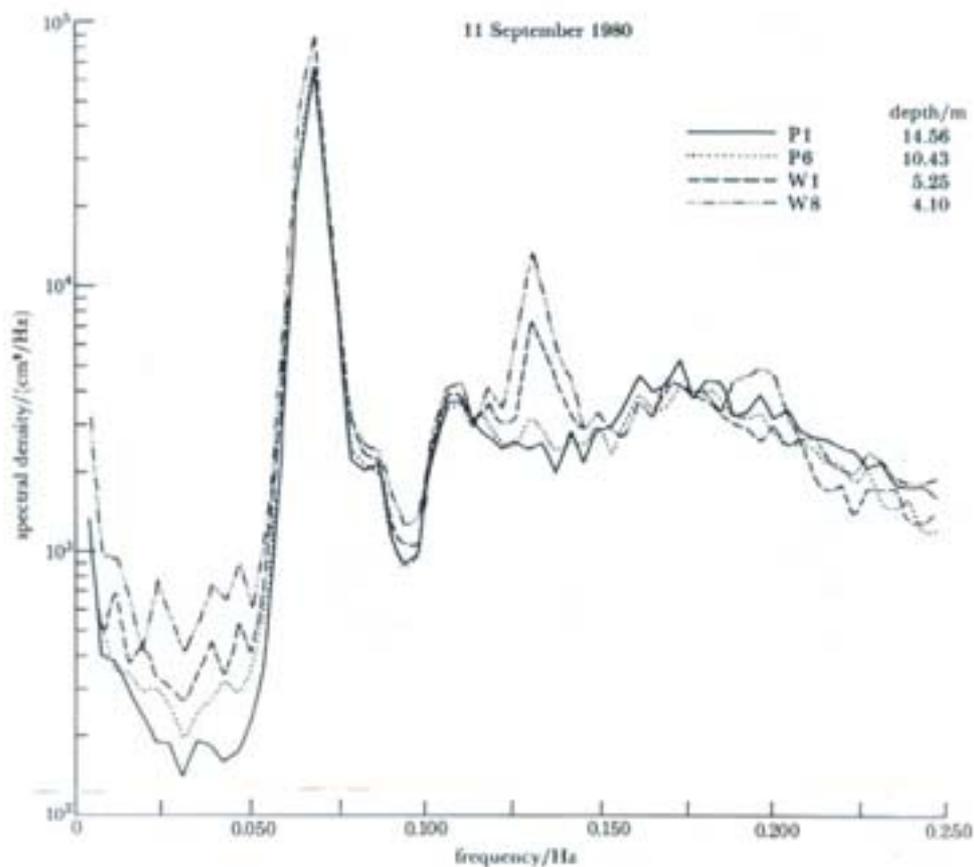


Figure I.3 Evolution de la répartition fréquentielle de l'énergie dans un spectre étroit sous l'action des interactions entre triplets de fréquences en « eau peu profonde », [Freilich et Guza, 1984].

On note très distinctement en « eau peu profonde » (courbes W1 et W8), la génération d'un pic énergétique à une fréquence égale à deux fois la fréquence pic au large (courbe P1).

Dans un spectre large typique d'une mer du vent, on n'observera pas de génération de pic énergétique étroit mais une augmentation du niveau énergétique sur une large bande fréquentielle située plus haut que celle initialement liée aux composantes de la mer du vent. La figure I.4 également tirée de Freilich et Guza [1984] représente l'évolution du spectre de densité d'énergie le long d'une ligne « cross-shore » en présence d'une mer du vent

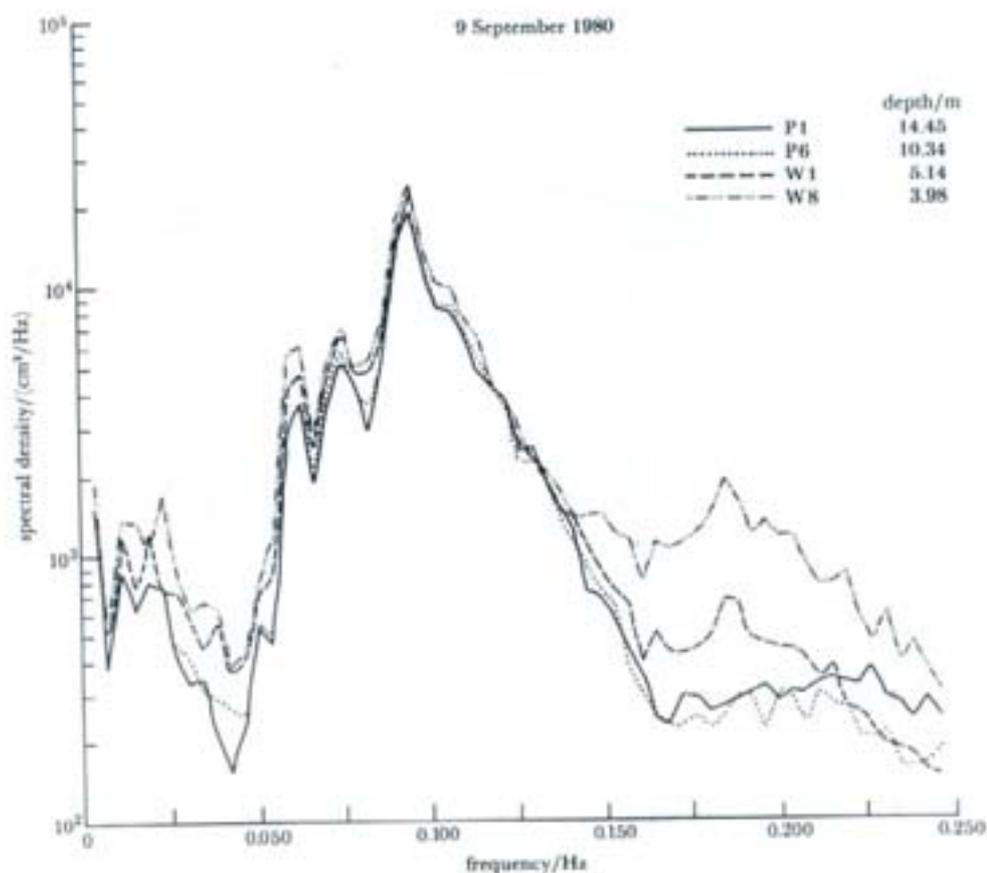


Figure I.4 Evolution de la répartition fréquentielle de l'énergie dans un spectre large sous l'action des interactions entre triplets de fréquences en « eau peu profonde », [Freilich et Guza, 1984].

On observe très distinctement que le niveau énergétique augmente considérablement sur une large bande fréquentielle située plus haut que le spectre d'énergie incident. Ces modifications de la répartition fréquentielle de l'énergie sous l'action d'interactions entre

triplets de fréquences seront approfondies dans le quatrième chapitre.

1.2.2.3 Impact sur la période caractéristique

Lorsque la houle se propage au-dessus d'un obstacle immergé (plaque plane) ou d'un système de barres sous-marines, les relations de phase entre les trois composantes du triplet vont évoluer le long du profil de plage. Cette évolution est intimement liée à la profondeur d'eau qui joue directement sur le paramètre d'écart à la résonance introduit précédemment. Ainsi il a été reporté de nombreux cas où le nombre de crêtes de vagues après le passage de l'obstacle ou de la barre avait doublé, entraînant une diminution très significative (jusqu'à un facteur 2) de la période caractéristique de la houle [Johnson *et al.*, 1951 ; Elgar *et al.*, 1997 ; Masselink, 1998, Sénéchal *et al.*, 2002a].

La figure I.5 représente deux signaux temporels synchronisés, le premier (a) a été acquis avant la barre et le second (b) a été acquis après le passage de la barre. On observe un dédoublement du nombre de fronts d'ondes. Ce phénomène connu comme étant un processus de libération d'harmoniques sera approfondi dans le quatrième chapitre.

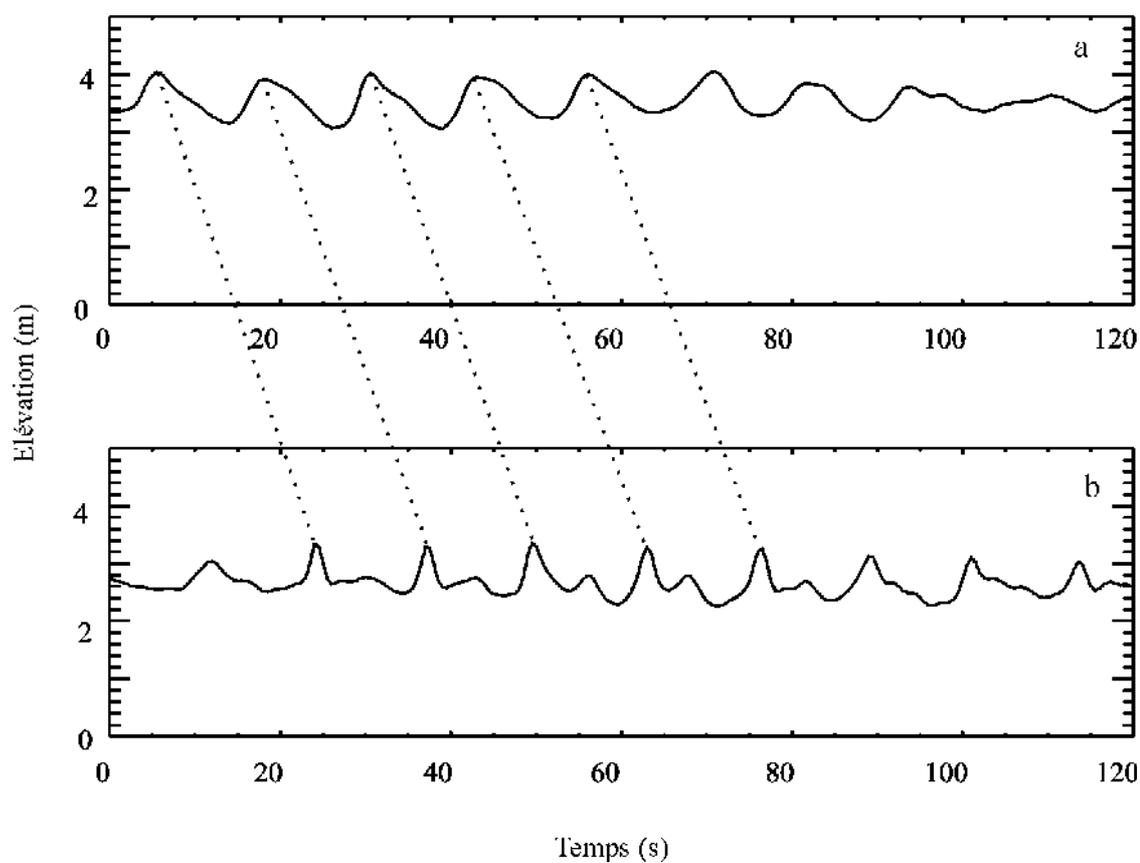


Figure I.5 Dédoublage du nombre de fronts au passage d'une barre par libération des harmoniques (mesures tirées de Sénéchal et al. [2001a]).

I.2.3 LE PROCESSUS DE DEFERLEMENT BATHYMETRIQUE

Lorsque la cambrure (définie comme le rapport de l'amplitude de la vague sur sa longueur d'onde) atteint une valeur limite, la vague devient instable et il y a déferlement.

Le déferlement se produit dans les situations suivantes :

- la vitesse des particules d'eau à la crête de la vague devient égale à la célérité de l'onde,
- l'accélération des particules d'eau, à la surface libre, devient supérieure à celle de la pesanteur,
- la surface libre devient verticale.

1.2.3.1 Les différents types de déferlement

Les types de déferlement sont définis à partir de la forme de la vague au moment du déferlement. On distingue principalement deux types de déferlement :

- le déferlement glissant (« spilling breaker ») : il se caractérise par une instabilité du sommet et par le glissement d'un mélange d'eau et d'air sur la face avant de la vague,
- le déferlement plongeant (« plunging breaker ») : il se caractérise par l'éjection d'une lèvre d'eau conséquente au devant de la vague (les pratiquants de surf utilisent le terme de « tube » pour décrire ce phénomène). L'impact du jet sur la surface libre crée une « éclaboussure » ou jet secondaire (« splash-up ») qui engendre souvent la mise en suspension d'une importante quantité de sédiments.

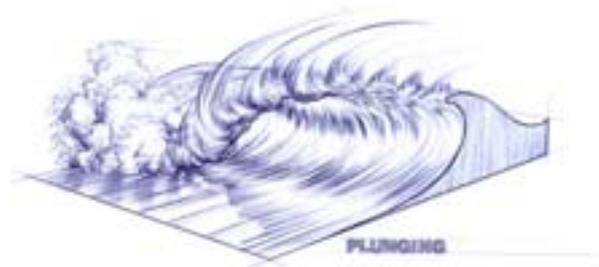
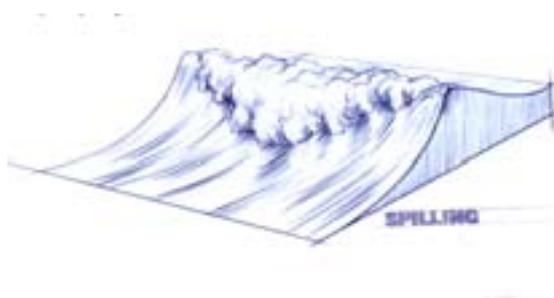


Figure I.6a Déferlement de type glissant

Figure I.6b Déferlement de type plongeant

(dessins tirés de Paul Robin, « Vague, L'Energie Magnifique »)

Deux autres formes de déferlement, beaucoup moins répandues, ont été reportées par Galvin, [1968] :

- le déferlement frontal (« surging breaker ») : il se caractérise par la propagation d'un mur d'eau vertical dont le sommet et la base ne semblent pas déferler,
- le déferlement par effondrement (« collapsing breaker ») : il se caractérise par une instabilité de la base de la vague alors que le sommet ne « déferle » pas à proprement parler.

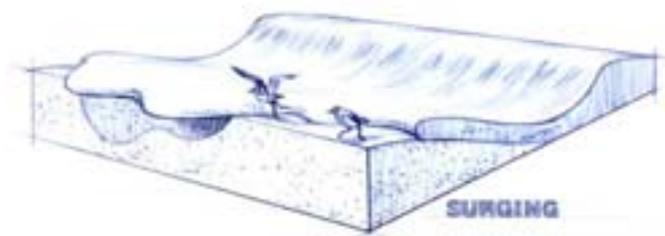


Figure I.6c Déferlement de type frontal
(Dessin tiré de Paul Robin, « Vague, l'Energie Magnifique »)

1.2.3.2 Prévision du type de déferlement

L'occurrence des différentes formes de déferlement dépend de la pente des plages mais également et surtout de la cambrure des vagues incidentes. Quantitativement, on peut définir un paramètre, le nombre d'Iribaren ξ_0 :

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}} \quad \text{Equation I.39}$$

où H_0 est l'amplitude de la vague au large et L_0 sa longueur d'onde au large.

Plusieurs auteurs [parmi eux Galvin, 1968] ont tenté d'établir des abaques permettant en fonction de la valeur du nombre d'Iribaren de prévoir le type de déferlement mais les différences semblent indiquer que d'autres paramètres devraient être pris en compte dans ces formulations empiriques.

1.2.3.3 Critères de déferlement

Les premiers critères de déferlement se sont appuyés sur le rapport entre l'amplitude des vagues et la profondeur d'eau. McCowan [1891] avait théoriquement établi qu'au point de déferlement ce rapport valait 0.78 pour une vague solitaire se propageant sur une plage de pente linéaire et cette valeur a longtemps été utilisée comme critère de déferlement :

$$\frac{H}{d} < 0.78 \quad \text{Equation I.40}$$

En milieu naturel, les vagues ont un caractère aléatoire qui rend très difficile la détermination du point de déferlement : les vagues d'un même train d'ondes ne vont pas toutes déferler au même point et le processus de déferlement peut être interrompu puis reprendre. La pente de la plage mais également la cambrure des vagues semblent être des paramètres clefs dans la détermination des critères de déferlement. De nombreuses études sont encore en cours pour affiner ce paramètre, notamment en présence de courants dans la zone de déferlement ou de barres sous marine. Les courants générés par le déferlement des vagues (voir sous chapitre suivant) peuvent en effet avoir un effet rétroactif sur le processus de déferlement des vagues suivantes. A l'heure actuelle, nous ne disposons pas de critère fiable pouvant être appliqué à un champ de vagues aléatoires en milieu naturel.

I.3 DYNAMIQUE DANS LA ZONE DE SURF

La dynamique de la zone de surf est très complexe, notamment à cause de la présence de nombreux processus et phénomènes physiques qui agissent à des échelles de temps et d'espace différentes mais également parce que ces phénomènes inter-agissent entre eux. Ainsi le déferlement des vagues va engendrer des courants (de dérive, de retour, d'arrachement) qui vont à leur tour agir sur le processus de déferlement et ainsi de suite [Yu et Slinn, 2003].

Dans la compréhension de la dynamique de la zone de surf, la connaissance de la variation du plan d'eau et en particulier de l'évolution de la hauteur des vagues est un préalable indispensable. Ce point sera développé dans les deux premiers paragraphes. Dans le troisième paragraphe, nous évoquerons les courants liés au déferlement des vagues et dans le quatrième paragraphe nous exposerons une synthèse non exhaustive sur les connaissances des ondes longues (ou infra gravitaires) et des ondes de cisaillement. Dans le dernier paragraphe nous aborderons succinctement la turbulence liée au déferlement des vagues.

I.3.1 EVOLUTION DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF : APPROCHE PARAMETRIQUE

A l'heure actuelle, la plupart des modèles hydrodynamiques en zone de surf repose sur des approches intégrées dans le temps (moyennées sur une période de vague). On obtient ainsi

des quantités intégrées d'énergie, de quantité de mouvement et autres paramètres estimés le plus souvent à partir de la théorie linéaire pour en faciliter la résolution.

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons uniquement aux modèles basés sur les équations de conservation du flux d'énergie et de quantité de mouvement (plus particulièrement ceux de Stive [1984], Svendsen [1984], Bonneton [2001], Battjes et Janssen [1978]) et nous nous limiterons également au cas où la ligne de crête se propage parallèlement au rivage en nous plaçant le long d'une ligne « cross-shore ». Mais avant, nous présenterons le modèle le plus simple, basé sur une approche empirique.

1.3.1.1 Le modèle empirique γ

L'idée de ce modèle pour estimer la hauteur des vagues en zone de surf s'appuie sur l'hypothèse que le rapport entre la hauteur des vagues H et la profondeur d'eau locale d est constant dans la zone de surf :

$$\gamma = \frac{H}{d} = \text{constante} \quad \text{Equation 1.41}$$

Sa valeur en zone de surf est fixée comme étant celle établie au point de déferlement. McCowan [1891] avait théoriquement établi qu'au point de déferlement ce rapport valait 0.78 pour une vague solitaire se propageant sur une plage de pente linéaire et cette valeur a longtemps été utilisée en ingénierie. Cette méthode a également été utilisée avec succès par Longuet-Higgins et Stewart [1963] pour calculer le set-up (variation du niveau moyen du plan d'eau), mais également par Bowen [1969], Longuet-Higgins [1970a, b] et Thornton [1970] pour calculer les courants en zone de surf.

Toutefois cette méthode ne s'applique que pour des plages linéaires et dès les années 1960, les résultats expérimentaux de Horrikawa et Kuo [1966], Nakamura *et al.* [1966], Street et Camfield [1966] et Divoky *et al.* [1970] ont montré que l'hypothèse d'un rapport constant dans la zone de surf n'était pas valable. De nombreuses recherches portent désormais sur l'évolution du γ en fonction de paramètres locaux (pente de plage, profondeur, fréquence caractéristique), dans la zone de surf [Raubenheimer *et al.*, 1996 ; Sénéchal *et al.*, 2001a, 2003b]. Cette approche sera davantage approfondie dans le chapitre III.

Actuellement, la plupart des modèles paramétriques s'appuie sur les équations de

conservation du flux d'énergie et de la quantité de mouvement, tout en utilisant ponctuellement ce rapport dans leur boucle de calcul.

1.3.1.2 Équations de conservation

En supposant l'hypothèse de champ d'onde « quasi-stationnaire », c'est à dire que les variations temporelles de l'écoulement moyen sont très lentes, les équations de conservation s'écrivent :

- Pour l'équation de conservation du flux d'énergie :

$$\frac{d\bar{E}_f}{dx} = -\bar{\wp} \quad \text{Equation I.42}$$

où $\bar{\wp}$ est un terme de dissipation lié à la turbulence engendrée d'une part par le déferlement, d'autre part par la couche limite du fond et \bar{E}_f est le flux d'énergie donné par :

$$\bar{E}_f = E_t C_g \quad \text{Equation I.43}$$

où E_t et C_g sont respectivement l'énergie totale de la vague par unité de surface et la vitesse de groupe.

- Pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{d\bar{S}_{xx}}{dx} + \rho g d \frac{d\bar{\eta}}{dx} = 0 \quad \text{Equation I.44}$$

où S_{xx} correspond à la composante transversale du tenseur des tensions de radiation qui sont définies comme étant l'excès du flux de quantité de mouvement dû à la présence des vagues [Longuet-Higgins et Stewart, 1964] :

$$S_{xx} = \int_{z=-d}^{\eta} (p + \rho u^2) dz - \int_{z=-d}^{\eta} p_0 dz \quad \text{Equation I.45}$$

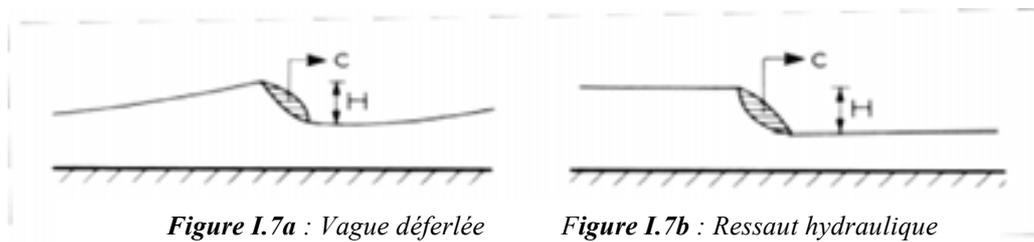
où P_0 est la pression hydrostatique, P la pression totale et u la composante de la vitesse suivant x .

Le flux de quantité de mouvement lié à la présence des vagues comporte principalement

deux sources : la vitesse donnée aux particules d'eau liée à la propagation de la perturbation (vague) et la pression dynamique.

Il reste à paramétrer le terme de dissipation moyenne d'énergie $\overline{\wp}$ présent dans l'équation I.45.

I.3.1.3 Paramétrisation de la dissipation : le ressaut hydraulique



Les similarités entre le front d'une vague en zone de surf (figure I.7a) et un ressaut hydraulique (figure I.7b) ont incité les chercheurs à modéliser la dissipation d'énergie dans un front comme la dissipation d'énergie dans un ressaut hydraulique [Le Méhauté, 1962]. Cette méthode donne dans l'ensemble d'assez bons résultats et de nombreux modèles utilisent cette analogie avec le ressaut pour quantifier la dissipation d'énergie [Battjes et Janssen, 1978 ; Svendsen, 1984 ; Stive, 1984].

L'emploi de cette analogie nécessite toutefois des hypothèses relativement strictes. Le champ des vitesses est supposé uniforme suivant la verticale et le champ de pression hydrostatique. Cette dernière hypothèse est relativement bien vérifiée en zone de surf [Lin et Liu, 1998].

La dissipation énergétique moyenne par unité de surface et longueur d'onde s'écrit alors :

$$\overline{\wp} = \frac{\rho g d H^3}{T(4d^2 - H^2)} \quad \text{Equation I.46}$$

En supposant $H \ll d$, on peut simplifier l'équation I.54 et la dissipation s'écrit :

$$\overline{\phi} = \frac{\rho g H^3}{4Td} \quad \text{Equation I.47}$$

Pour simplifier les équations de conservation et faciliter leur résolution, Stive [1984] a estimé le flux d'énergie des vagues et le terme de tension de radiation à partir de la théorie linéaire et négligé les effets dispersifs.

Il obtient ainsi l'écriture suivante pour le flux d'énergie :

$$\overline{E}_f = \frac{1}{8} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \quad \text{Equation I.48}$$

et les tensions de radiation s'écrivent dans ce cas :

$$S_{xx} = \frac{3}{2} E_t \quad \text{Equation I.49}$$

où E_t représente l'énergie totale liée à la vague.

Ce modèle est un des plus simples mais également un de ceux qui nécessitent le plus de calibrations. Stive [1984] a donc été conduit à introduire des facteurs de calibration empirique dans les expressions du flux, des tensions de radiation et de la dissipation.

Ce modèle peut ensuite être résolu numériquement en imposant un couple initial (H_b , d_b) correspondant aux caractéristiques de la vague au point de déferlement. La solution ainsi calculée donne de bons résultats concernant la prédiction de la hauteur des vagues en zone de surf interne mais de moins bons résultats concernant le calcul du niveau moyen du plan d'eau sur lequel des calibrations supplémentaires doivent être réalisées [Stive, 1984]. De plus ce modèle ne permet pas de résolution sur l'ensemble du domaine puisqu'il diverge au niveau de la ligne d'eau.

Ce modèle peut également être résolu analytiquement dans le cas où on suppose que la variation du niveau moyen du plan d'eau est linéairement proportionnel à la pente de plage et peut ainsi s'affranchir de la résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Il obtient la solution suivante (en appliquant uniquement une correction sur le terme de dissipation) :

$$\hat{H}^{-1} = \left(1 - \frac{4}{3}\sigma\right) \hat{d}^{1/4} + \frac{4}{3}\sigma \hat{d}^{-1/2} \quad \text{Equation I.50}$$

où \hat{H} est l'amplitude la vague normalisée avec H_b , \hat{d} est la profondeur normalisée avec d_b et σ est une constante qui dépend de la pente de la plage et des caractéristiques physiques de la vague au moment du déferlement.

La solution analytique donne des résultats équivalents à la solution numérique [Stive, 1984]. Dans son étude, Stive a ensuite amélioré ses résultats en paramétrant plus finement le terme de correction présent dans la paramétrisation de la dissipation.

Le modèle de Svendsen [1984] est une amélioration du modèle de Stive [1984]. Svendsen a en effet schématisé l'écoulement des vagues déferlées en distinguant :

- la composante ondulatoire de la vague qui n'est que partiellement atténuée par le déferlement,
- à laquelle se superpose une masse d'eau recirculante (« roller »), advectée à la célérité de l'onde.

Concrètement, dans le calcul du flux d'énergie, Svendsen [1984] va rajouter un terme correspondant à la contribution du « roller » :

$$E_{tr} = \rho A (c^2 / 2T) \quad \text{Equation I.51}$$

où A représente la section du « roller » et T la période de la vague.

De même, dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, si l'on considère que le volume du « roller » est assez faible pour négliger le terme de pression dans le calcul de S_{xx} , alors le flux de quantité de mouvement F associée au « roller » s'écrit $F = \rho A c$. Il vient alors que :

$$S_{xx} = \frac{3}{2} \bar{E}_t + \rho \frac{A}{T} c \quad \text{Equation I.52}$$

Cela permet d'obtenir un modèle affiné qui ne nécessite pas plus de calibrations que le

modèle de Stive [1984]. Ce modèle offre des résultats très satisfaisants en zone de surf interne que ce soit pour la prédiction de l'évolution de la hauteur des vagues ou pour le calcul du niveau moyen du plan d'eau.

Cependant il se limite comme le modèle de Stive [1984], à un champ de vagues régulières « stationnaires » (on entend par là dont la période T ne varie pas ou de façon non significative dans le temps) et ne peut pas être appliqué à une plage de topographie complexe où le processus de déferlement peut être interrompu puis reprendre.

Battjes et Janssen [1978] ont développé un modèle qui s'étend non seulement à des champs de vagues irrégulières mais également à des plages avec des topographies complexes.

Le modèle se base sur une représentation statistique de la répartition des hauteurs de vagues, en l'occurrence il admet une distribution de Rayleigh. Il suppose que toutes les vagues qui devraient avoir une hauteur supérieure à une valeur déterminée proportionnellement à la profondeur locale (H_{\max}) d'après la distribution de Rayleigh, ont déferlé. Pour chaque profondeur, les auteurs déterminent ainsi la fraction de vagues déferlées.

La dissipation d'énergie est décrite par l'analogie avec le ressaut hydraulique en utilisant H_{\max} comme hauteur du ressaut et en se limitant à la fraction de vagues déferlées.

Le flux d'énergie est calculé pour une amplitude correspondant à la moyenne statistique des hauteurs d'après la distribution de Rayleigh tronquée à H_{\max} , de telle façon qu'aucune vague ne soit supérieure à H_{\max} et pour une période caractéristique T .

Le modèle de Battjes et Janssen [1978] donne de bons résultats. Toutefois, il ne permet pas de prendre en compte les cas de génération puis libération d'harmoniques observés sur certains profils de plage à barres [Beji et Battjes, 1993 ; Masselink, 1998 ; Sénéchal *et al.*, 2002a]

D'autres modèles basés sur les équations de conservation mais qui n'utilisent pas l'analogie avec le ressaut hydraulique pour paramétrer le terme de dissipation ont également été développés [i.e. Dally *et al.*, 1985 ; Bonneton, 2001, présenté ci dessous].

1.3.1.4 Autre estimation de la dissipation

Le modèle analytique de Bonneton [2001] repose également sur les équations de

conservation mais la dissipation liée au déferlement des vagues en zone de surf est estimée à partir de la résolution des équations de Saint Venant en appliquant une théorie hyperbolique des ondes de choc. Cette approche théorique permet d'obtenir un modèle analytique décrivant la propagation des vagues déferlées sur fond lentement variable :

$$\frac{H}{H_b} = \left[\sigma \left(\frac{d}{d_b} \right)^{-1/2} + (1 - \sigma) \left(\frac{d}{d_b} \right)^{1/4} \right]^{-1} \quad \text{Equation I.53}$$

$$\sigma = \frac{4 (1.5)^{3/2} H_b}{3 \beta T (g d_b)^{1/2}} \quad \text{Equation I.54}$$

où (H_b , d_b) correspondent aux caractéristiques à l'amplitude de la vague et à la profondeur au point de déferlement, T est la période de la vague, g la constante gravitationnelle et β la pente de la plage.

Ce modèle est en très bon accord avec les expériences réalisées en canal à houle par Stive [1984] mais ne nécessite pas, contrairement aux précédents modèles présentés, de calibrations particulières.

I.3.2 EVOLUTION DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF : RESOLUTION DES EQUATIONS COMPLETEES

I.3.2.1 Les modèles Boussinesq

Nous avons vu dans le sous-chapitre I.1 qu'il existe plusieurs méthodes pour arriver aux équations dites de Boussinesq et qu'elles s'appuient généralement sur la résolution des équations de base intégrées sur la profondeur d'eau. Nous avons également indiqué que le domaine de validité pour les équations de Boussinesq se situait pour des valeurs du nombre d'Ursell proche de l'unité. Or dans la zone de surf, ce nombre devient très grand.

L'utilisation des modèles Boussinesq dans le domaine côtier date des travaux d'Abbot *et al.* [1978]. L'atout majeur des modèles Boussinesq est qu'ils décrivent les mouvements du fluide et non les paramètres des vagues. Les modèles Boussinesq ont fait l'objet de nombreux développements dans la zone de levée où ils se sont montrés performants même en présence de bathymétrie complexe et de phénomènes non linéaires importants (génération puis

libération d'harmoniques) [Madsen et Sorensen, 1992 ; Beji et Battjes, 1994].

Actuellement l'enjeu majeur de ce type de modèle est d'intégrer la dissipation d'énergie liée au déferlement des vagues afin de les étendre à la zone de surf [Schäffer *et al.*, 1993 ; Nwogu, 1996 ; Kennedy *et al.*, 2000]. Les premiers résultats qui s'appuient sur les transferts d'énergie entre la vague et le « roller » sont encourageants [Deigaard, 1989 ; Schäffer *et al.*, 1993] mais ne pourront vraisemblablement s'appliquer qu'en zone de surf interne où les ressauts hydrauliques sont bien formés.

Les autres développements actuellement en cours devraient permettre de prendre en compte la génération d'ondes longues [Madsen *et al.*, 1997 ; Kirby et Chen, 2002], mais également de calculer l'amplitude de la zone de jet de rive [Raubenheimer *et al.*, 1994].

Les équations de Boussinesq peuvent également être résolues dans le domaine spectral. Cette approche a notamment été utilisée pour l'étude des interactions non linéaires entre triplets de fréquence [Freilich et Guza, 1984 ; Mase et Kirby, 1992 ; Madsen et Sorensen, 1993 ; Eldeberky, 1996 ; Becq, 1998]. Ces modèles se sont révélés relativement performants sur des bathymétries présentant des systèmes « barre-baïne ». Les récents travaux ont porté sur l'introduction de terme puit pour modéliser le déferlement et sur la paramétrisation du terme de transfert d'énergie entre les différents composantes du spectre, notamment à l'approche d'un système « barre-baïne ».

Une synthèse non exhaustive sur l'évolution des modèles Boussinesq pour leur application en milieu côtier est proposée dans Hamm *et al.* [1993].

1.3.2.2 Les modèles Saint Venant

Une autre voie s'ouvre actuellement pour modéliser les vagues en zone de surf interne. Elle concerne l'utilisation des équations de Saint Venant. Récemment Kobayashi *et al.* [1989] puis Bonneton *et al.* [1999] ont montré que ces équations donnent une très bonne description de la propagation des vagues déferlées en zone de surf interne.

Le modèle de Bonneton *et al.* [1999] s'appuie sur la théorie des ondes hyperboliques appliquées aux équations de Saint Venant. Les fronts d'onde que l'on observe en zone de surf interne sont assimilés à des chocs. Pour les décrire, Bonneton *et al.* [1999] ont introduit des discontinuités satisfaisant des conditions de saut, basées sur la conservation de la masse et de

la quantité de mouvement à travers un choc. Ils postulent également que les particules de fluide qui traversent le choc perdent de l'énergie (condition d'entropie).

La résolution numérique de ce modèle s'appuyant sur un schéma TVD MacCormack d'ordre supérieur obtient de bons résultats sur la prévision des transformations non linéaires de la houle en zone de surf et en particulier sur l'évolution de la forme des vagues et de la surface libre (sorties de modèles comparées à des mesures in situ).

Dans toutes les démarches envisagées, il reste toutefois un domaine spatial qui n'a encore été que très peu exploré ; il correspond à la zone de surf externe typiquement turbulente et non structurée ou d'autres stratégies doivent être développées. Une première voie concernant la résolution des équations de Navier Stokes incompressibles et diphasiques a été explorée, notamment par Abadie [2001]. Cette méthode reste toutefois difficilement applicable à des cas de vagues en milieu naturel et est longue en temps de calcul.

I.3.3 LE SET-UP ET LE SET-DOWN

Le phénomène de levée puis la dissipation d'énergie dans la zone de surf engendrent une croissance puis décroissance de la hauteur des vagues qui, à son tour, va engendrer un gradient du tenseur de tensions de radiation S_{xx} . Dans le cas d'une houle d'incidence normale, l'augmentation jusqu'au point de déferlement puis la diminution jusqu'à la ligne d'eau des tensions de radiation sont équilibrées par une variation du niveau moyen du plan d'eau (équation I.52). Celui-ci diminue du large jusqu'au déferlement (set-down) pour ensuite augmenter considérablement jusqu'au rivage (set-up) (figure I.8)

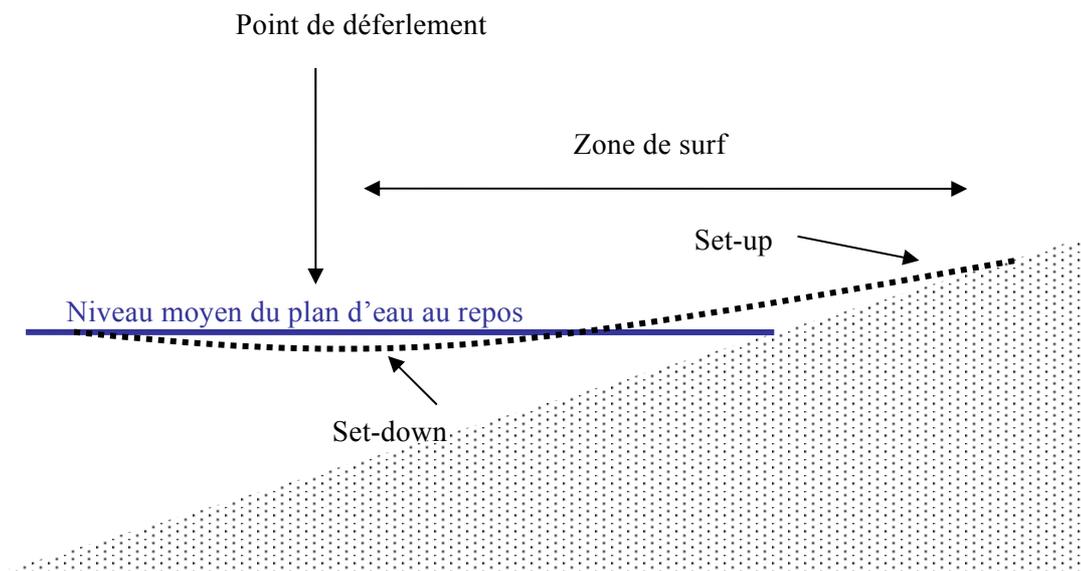


Figure I.8 : Variation du niveau moyen du plan d'eau en présence de vagues (trait pointillé noir)

I.3.4 COURANTS LIES AU DEFERLEMENT DES VAGUES

Généralement les vagues arrivent avec un léger angle d'incidence sur la côte et il faut alors tenir compte du terme de tenseur de radiation suivant l'axe y noté S_{xy} . Longuet-Higgins et Stewart [1964] ont montré que le gradient de celui-ci est alors compensé par un courant moyen orienté parallèlement à la côte et couramment appelé le courant de dérive. Ce courant joue un rôle prépondérant dans la dynamique sédimentaire de la zone, il est notamment un vecteur de transport pour les sédiments mis en suspension par le déferlement des vagues.

I.3.4.1 La circulation en zone de surf et le courant de dérive

Les premières théories pour estimer le courant de dérive se sont appuyées sur une vitesse intégrée sur la colonne d'eau et une théorie linéaire en « eau peu profonde » pour la houle. Certains modèles appliqués à des plages de pente linéaire sont encore fréquemment utilisés de nos jours, en particulier le modèle analytique de Longuet-Higgins pour un champ de houle régulière [1970a, 1970b] qui a ensuite été étendu aux champs de houles irrégulières [Battjes, 1974]. Ces modèles indiquent que le courant maximal enregistré dans la zone de surf ne se situe pas exactement au point de déferlement et que sa position varie suivant que le champ de houle est aléatoire ou non (ce point se situerait plus loin de la zone de déferlement dans le cas d'un champ de houle irrégulière que dans le cas d'un champ de houle régulière). Cette

variabilité spatiale est liée à la variabilité spatiale du point de déferlement dans le cas d'un champ d'houles irrégulières. Des études ont également été menées afin d'évaluer l'impact de la répartition directionnelle de l'énergie de la houle.

Par la suite les modèles ont été étendus aux profils de plages à barres [Deigaard *et al.*, 1986 ; Whitford et Thornton, 1988].

Actuellement, les nouvelles recherches portent sur la distribution verticale des composantes du courant de dérive dans l'idée de mieux pouvoir estimer par la suite le transport sédimentaire associé [Faria *et al.*, 1998] ; mais également sur la variabilité « longshore » de la bathymétrie et son impact sur la répartition des vitesses.

Un des meilleurs exemples pour illustrer ce dernier cas est la présence de barres en zone subtidale (les barres sont généralement séparées par des dépressions). Le déferlement va être plus intense sur la barre et moins intense sur la zone de dépression. Ceci va induire une circulation beaucoup plus complexe dans la zone de surf et notamment des zones de convergence qui peuvent générer des courants de surface orientés vers le large de très forte intensité (courant d'arrachement, « rip current ») agissant sur une surface restreinte. Ces courants sont chaque année responsables de la noyade de nombreuses personnes. Les systèmes de « rip current » jouent également un rôle important dans la dynamique sédimentaire de la zone de surf et font de ce fait l'objet de nombreuses études [Svendsen *et al.*, 2000 ; Castle *et al.*, 2003 et nombreuses autres].

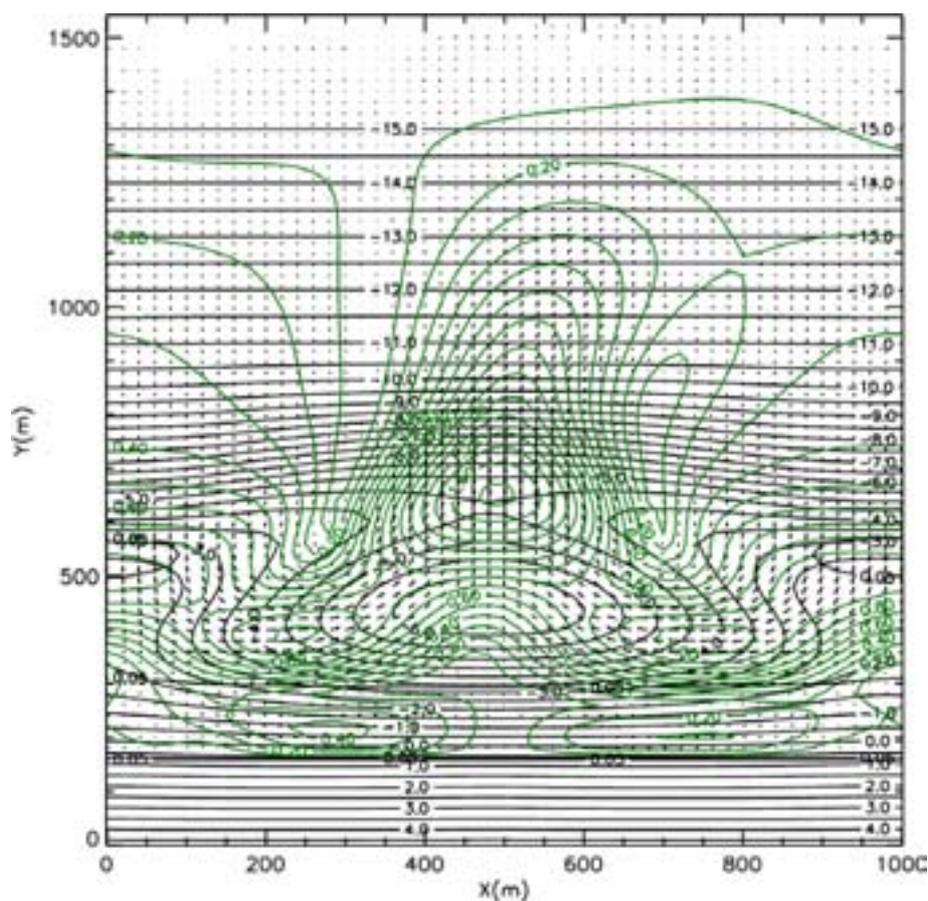


Figure I.9a : Champ des vitesses de courant liées au déferlement d'une houle aléatoire d'incidence normale en présence d'un système de barres en croissant.

La figure I.9 (réalisée par B. Castello) illustre une simulation numérique obtenue en couplant le code d'hydrodynamique sédimentaire 2D-Horizontale MORPHODYM [Saint - Cast, 2002] au code de houles aléatoires SWAN [Booij *et al.*, 1999] lorsqu'un train d'ondes se propage au dessus d'un système de barres subtidales en croissant (figure II.8a). Elle représente les cas de trains d'ondes aléatoires (spectre gaussien) de hauteur significative 2.0 m et de période significative 12 s. Ce train d'ondes se propage normalement à la côte (figure I.9a) ou arrive avec un angle d'incidence de 20° à la côte (figure I.9b). Les lignes bathymétriques sont dessinées en trait continu noir et les lignes d'iso valeur de courant sont dessinées en trait continu vert. Les vagues déferlent avant le système de barres en croissant.

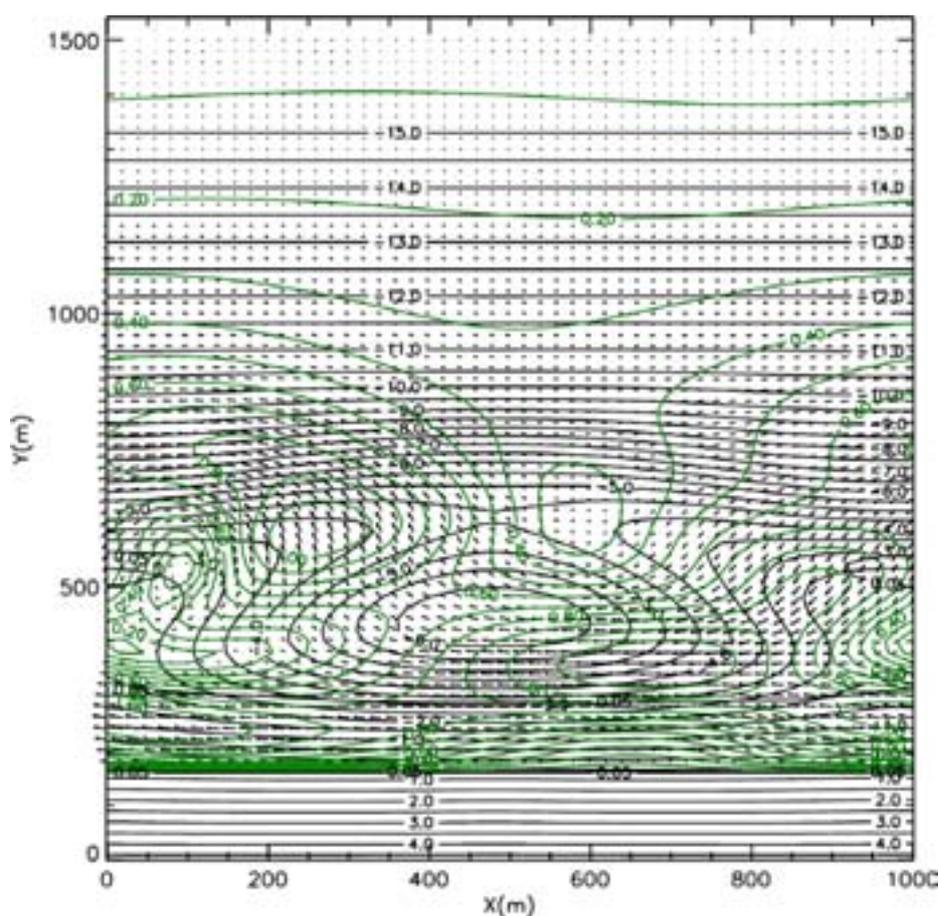


Figure I.9b : Champ des vitesses de courant liées au déferlement d'une houle aléatoire d'incidence 20° en présence d'un système de barres en croissant.

Ces deux figures mettent en évidence la variabilité spatiale des vitesses des courants (intégration sur la verticale) dans la zone de surf. Lorsque la houle se propage normalement à la côte (figure I.9a) on distingue très nettement la présence de zones de convergence du courant où la vitesse est beaucoup plus importante : ce sont les courants d'arrachement (« rip currents »). Ces zones se situent dans les dépressions situées entre deux barres et le courant est orienté vers le large. Dans le cas d'une houle d'incidence oblique (figure I.9b), la situation est très différente, on observe des fluctuations longitudinales des valeurs du courant mais pas de réelles zones de convergence comme dans le précédent cas.

1.3.4.2 Le courant de retour

La propagation des vagues en zone de surf engendre un transport de masse. Ce transport est intimement lié à deux processus :

- la déformation de la houle. La trajectoire des particules en « eau peu profonde » a une forme elliptique : les particules se déplacent dans le sens de la propagation des vagues au sommet de l'ellipse et en sens contraire à la base de l'ellipse. Au sommet, la vitesse est légèrement plus élevée qu'à la base et de ce fait engendre un léger courant résiduel orienté dans le sens de propagation de la vague (déterminé sur une période de vague),
- la formation du « roller » : il constitue un mélange d'eau, d'air et de sédiment qui va être « poussé » devant le front de la vague à la vitesse de propagation de ce dernier.

Si on se place dans un cas bi-dimensionnel, à la ligne d'eau le flux de masse étant nul, cet apport de masse est compensé par un transport de masse orienté vers le large, le courant de retour. La particularité de ce courant est liée à sa répartition spatiale dans la colonne d'eau : sa vitesse est maximale légèrement au dessus du fond. La figure I.10 représente les données expérimentales (symboles) mesurées par Svendsen *et al.*, [1987] et les données sorties de modèle [Deigaard *et al.*, 1991], en se plaçant dans un cas que l'on peut supposer stationnaire sur une durée équivalente à quelques périodes.

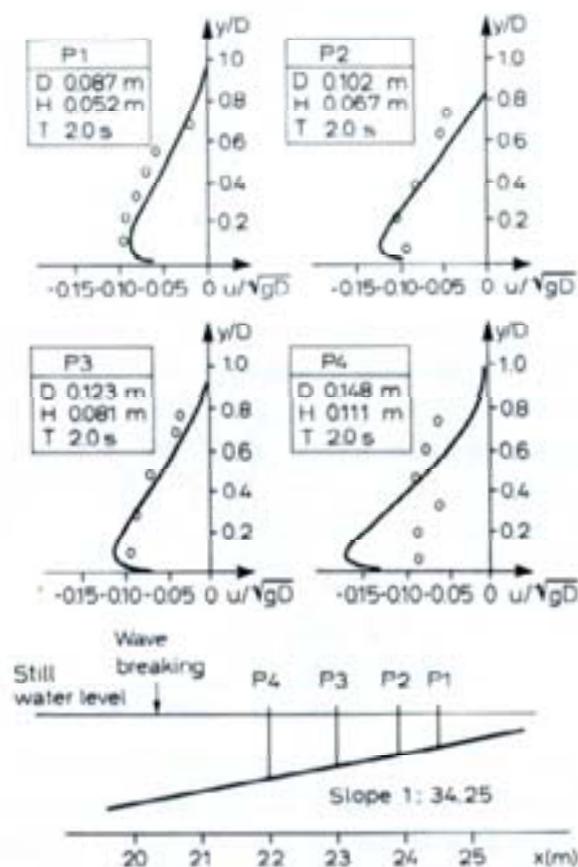


Figure I.10 : Profil de vitesse du courant moyen de retour sur une plage de pente linéaire (dessin tiré de Fredsoe et Deigaard [1992]).

Les études actuelles portent sur la répartition spatiale et verticale de ce courant notamment en présence de barres sous marines [Faria *et al.*, 2000].

I.3.5 OSCILLATIONS BASSES FREQUENCES : ONDES LONGUES OU INFRAGRAVITAIRES ET ONDES INFRAGRAVITAIRES « LOINTAIN »

On entend par ondes longues ou ondes infragravitaires, les ondes de surface ayant des périodes plus longues que celles des vagues. Leurs périodes sont généralement comprises entre 20 s et 3 min, voir plus dans certains océans où les périodes des vagues peuvent atteindre jusqu'à 20 s (on peut citer à titre d'exemple les vagues auxquelles sont exposées les plages Hawaïennes). Les ondes longues et infragravitaires ont été mises en évidence dès la fin des années 40, début des années 50 par l'observation d'oscillations lentes en zone de jet de rive [Munk, 1949 ; Tucker, 1950]. Elles font l'objet de nombreuses études car il semblerait

qu'elles jouent un rôle primordial dans la morphodynamique de la bande côtière [Huntley *et al.*, 1993 ; O'Hara et Huntley, 1994 ; Holland et Holman, 1996 et nombreux autres]

Les ondes infragravitaires « lointain » ont quant à elle été mises en évidence beaucoup plus récemment avec des mesures in situ réalisées par Oltman-Shay *et al.* [1989]. Contrairement à ce que laisse entendre leur nom (de l'anglais « far infragravity waves »), ces ondes ne sont pas des ondes gravitaires. La période de ces ondes est du même ordre que celle des ondes longues et infragravitaires (environ 100 s et plus) mais leur longueur d'onde est beaucoup plus courte (de l'ordre d'une centaine de mètres).

1.3.5.1 Ondes longues infragravitaires

Plusieurs théories sont avancées pour comprendre la présence de ces ondes en zone de surf puis en zone de jet de rive, en particulier leurs modes de génération ne sont à l'heure actuelle pas encore complètement élucidés.

Une des premières idées avancées serait que ces ondes longues sont liées à la variation temporelle du gradient des tensions de radiation en présence d'un champ de vagues irrégulières [Symonds *et al.*, 1982] mais également au battement engendré par les variations spatiales du point de déferlement [Symonds et Bowen, 1984].

L'autre idée largement répandue est que ces ondes longues seraient générées par la présence d'une onde de groupe liée. Ces ondes seraient dues aux variations des tensions de radiation en phase avec les groupes d'ondes [Longuet-Higgins et Stewart, 1962]. En effet, dans le cas d'une mer du vent ou de tout autre état de mer admettant une superposition d'ondes de fréquences même légèrement différentes, on observe un phénomène de groupes d'ondes. Prenons le cas de la superposition de deux vagues linéaires de même amplitude mais ayant des nombres d'ondes différents notés k et $k + \Delta k$:

$$\begin{aligned} \eta(x,t) &= \eta_1(x,t) + \eta_2(x,t) \\ &= \frac{H}{2} \sin(k(x-ct)) + \frac{H}{2} \sin((k+\Delta k)(x-(c+\Delta c)t)) \end{aligned} \quad \text{Equation 1.55}$$

$$\eta(x,t) = H \cos \left[\Delta k \left(x - \left(c + k \frac{\Delta c}{\Delta k} \right) t \right) \right] \sin(k(ct-x)) \quad \text{Equation 1.56}$$

D'un point de vue cinématique, l'élévation du plan d'eau peut être assimilée à une sinusoïde d'amplitude faiblement modulée, définissant l'enveloppe de cette onde de groupe. Cette onde est représentée schématiquement dans la figure I.11.

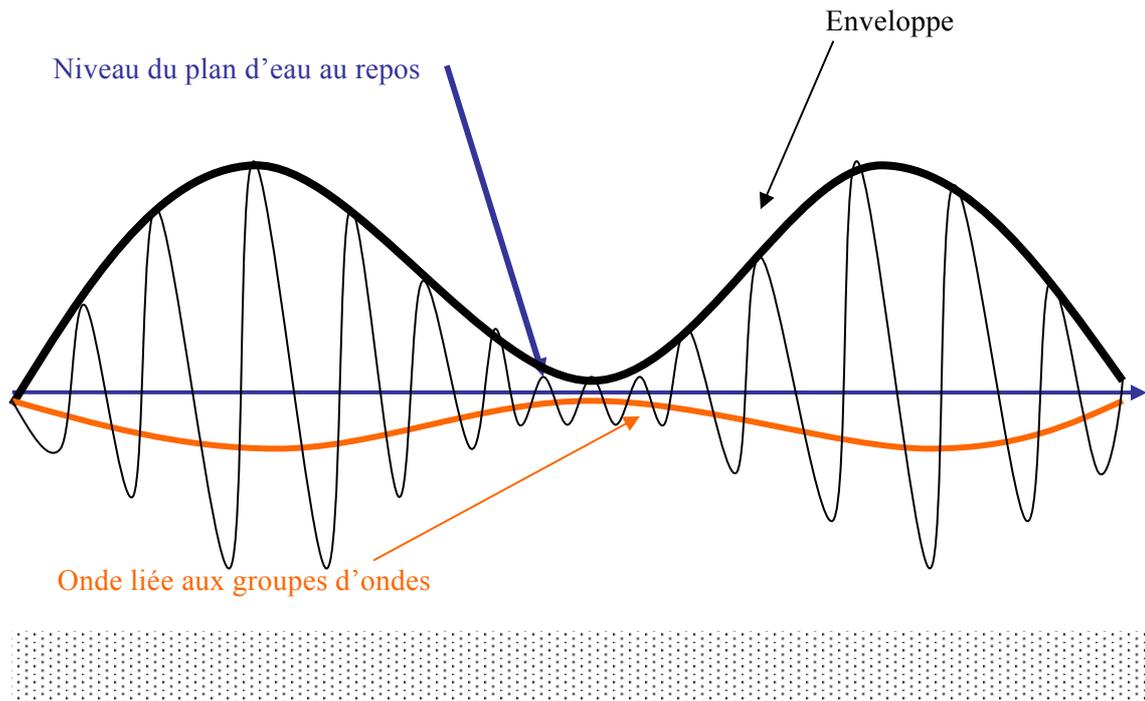


Figure I.11 Groupe d'ondes et ondes de groupe

Les groupes sont typiquement constitués de 4 à 10 vagues et lorsque Δk est petit, ils se propagent dans la même direction que les ondes mais à la vitesse de groupe (équation I.17).

Le gradient de tension de radiation serait équilibré par une variation du niveau moyen du plan d'eau, résultant en un niveau moyen bas sous les groupes et un niveau moyen haut sous les petites ondes (ce mécanisme est analogue à celui présenté pour expliquer le set-up et le set-down en zone de surf). A l'approche de la zone de déferlement, cette onde liée serait amplifiée puis libérée lors du processus de déferlement et en zone de surf.

Un autre mode de génération serait lié aux interactions non linéaires entre triplets de fréquences [Herbers *et al.*, 1995 ; Ruessink, 1998 ; Sénéchal *et al.*, 2002b]. Nous avons vu (chapitre I.3.1) qu'il pouvait y avoir des interactions somme ou différence. Ce sont ces

dernières qui permettraient un transfert d'énergie vers des fréquences plus basses que celles des vagues incidentes. De même que les harmoniques lors du passage au-dessus d'une barre, ces subharmoniques pourraient être libérées et se propageraient librement dans la zone de surf.

Lorsque ces ondes ont été générées puis libérées (suivant le mode de génération considéré), elles se propagent librement dans la zone de surf jusqu'à la ligne d'eau où elles sont réfléchies. Ensuite trois issues sont possibles :

- soit elles se propagent vers le large et forment ce qu'on appelle des ondes « libres »,
- soit, par processus de réfraction, elles sont « piégées » et se propagent parallèlement à la côte : on parle alors de mode « piégé » ou d'« ondes de coin » [Schäffer, 1994 ; Lippmann *et al.*, 1997 ; Bryan *et al.*, 1998],
- soit par interaction avec une onde longue incidente, elles forment une onde stationnaire (onde de bord).

Généralement, plusieurs formes d'ondes longues et infragravitaires coexistent dans la zone de surf [Holland et Holman, 1999 ; Sénéchal *et al.*, 2002b] et peuvent être issues de différents modes de génération. Ce point sera davantage exploré dans le chapitre V.

1.3.5.2 Ondes infragravitaires « lointain » ou ondes de cisaillement

Bowen et Holman [1989] ont suggéré que les ondes infragravitaires lointain (FIG-waves pour Far Infra Gravity Waves) sont des instabilités du courant de dérive dans la zone de surf et ont qualifié ces ondes d'« onde de cisaillement » (shear waves). Dans l'étude d'Oltman-Shay *et al.* [1989], les FIG-waves n'ont en effet été observées qu'en présence d'un courant de dérive et leur direction de propagation était toujours la même que celle du courant. Dodd *et al.* [1992] ont montré à partir d'un jeu de données acquis *in situ* qu'il y avait une bonne cohérence entre les observations et la théorie proposée par Bowen et Holman [1989].

Sur des plages à barres, ces instabilités peuvent être beaucoup plus importantes que celles rencontrées sur les plages sans barres. Howd *et al.* [1991] ont montré que ces ondes pouvaient représenter jusqu'à 26 % de l'énergie observée dans la bande infragravitaire au niveau de la baie et que ce chiffre était en accord avec la théorie.

I.3.6 LA TURBULENCE ASSOCIEE AU DEFERLEMENT

La zone de surf est une zone de forte turbulence, principalement générée par le déferlement des vagues [Svendsen, 1987] mais également dans une bien moindre mesure par les forces de cisaillement dans la couche limite du fond (description détaillée donnée dans Nielsen [1992]). La paramétrisation de l'énergie cinétique est importante car celle-ci intervient au cours de trois principaux processus :

- la turbulence est responsable du mélange horizontal et vertical des courants générés en zone de surf (courant de dérive et de retour) mais aussi de celui des traceurs passifs (polluants etc...),
- la turbulence dans la colonne favorise le maintien en suspension des sédiments et par là leur transport,
- un retard de la décroissance de l'énergie turbulente associée au phénomène d'advection dans un roller peut modifier de façon significative le forçage des courants de retour et de dérive.

Des mesures en laboratoire ont permis de mettre en évidence l'évolution de la structure spatiale de la turbulence : près du point de déferlement, l'instabilité se développe principalement en deux dimensions de façon intermittente puis lorsque le front de la vague est passé, l'instabilité se développe selon les trois dimensions et décroît. [Nadaoka *et al.*, 1989].

En zone de surf interne, lorsque les vagues se sont reformées sous forme de ressauts hydrauliques quasi stationnaires, les propriétés turbulentes liées à ce ressaut peuvent être paramétrées en s'appuyant sur des lois de conservation à l'échelle temporelle d'une période de vague.

La turbulence est l'un des phénomènes les plus difficiles à modéliser en zone de surf et à l'heure actuelle, aucune méthode ne s'est encore réellement révélée efficace. Une première approche a été proposée par Battjes [1975] qui s'appuie sur les paramètres des vagues (hauteur et période) et la profondeur et utilise l'analogie avec le ressaut hydraulique pour estimer la dissipation d'énergie d'un front. George *et al.* [1994], ont quant à eux proposé une méthode à partir du spectre de nombre d'onde.

Toutefois, même si peu d'études ont permis de mettre en évidence la répartition verticale

de la turbulence, on peut d'ores et déjà supposer que celle-ci n'est pas uniforme (on note deux sources : une sur le fond liée au forces de cisaillement dans la couche limite du fond, l'autre en surface, liée au déferlement des vagues).

Longo *et al.* [2002] propose un article de synthèse très complet sur les méthodes conceptuelles, les travaux de laboratoire et in situ qui ont été menés ces dernières décades sur ce sujet. Il en ressort d'une part que le type de déferlement (plongeant ou glissant) joue un rôle important dans la production de turbulence sur le fond mais également que la connaissance des processus de turbulence n'est pas encore acquise, en particulier leur interaction avec des processus à échelle plus grande, le rôle des sédiments en suspension, l'effet de la perméabilité du fond, et la présence d'air dans la colonne d'eau. Cet article met également en avant le manque de données de terrain disponibles à ce jour pour étudier ces processus, principalement dû aux manques de moyens (les instruments ainsi que les méthodes d'analyse disponibles à ce jour ne sont pas encore opérationnelles).

I.4 CONCLUSIONS

Dans cette partie, nous avons pu mettre en évidence la complexité des processus physiques qui agissent sur les vagues dans la zone de surf mais également dans la zone de levée. Cette complexité est liée :

- à la diversité des échelles spatio temporelles sur lesquelles agissent les différents processus : on peut citer la turbulence et les courants moyens de retour et de dérive,
- à l'évolution de l'échelle spatio temporelle sur laquelle agit un même processus : on peut citer à titre d'exemple les interactions non linéaires entre triplets de fréquences qui agissent sur plusieurs dizaines de longueur d'onde en « eau intermédiaire » et sur seulement quelques longueurs d'ondes en zone de surf,
- à l'interaction entre les différents processus : à titre d'exemple, on peut citer le déferlement des vagues qui engendre des courants qui peuvent ensuite modifier le processus de déferlement et de ce fait modifier le courant lui-même et ainsi de suite ou l'effet de la turbulence sur le courant de dérive et la circulation [Church et Thornton, 1993],
- à la bathymétrie qui évolue en permanence sous l'action de ces différents phénomènes mais qui agit également sur les caractéristiques de tous ces phénomènes.

D'un point de vue expérimental, l'enjeu va être d'identifier un phénomène, de l'isoler et ensuite de remonter jusqu'au processus lorsque cela est permis. Dans le chapitre suivant, nous exposerons les moyens disponibles et mis en œuvre sur le terrain pour appréhender ces processus.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE LA PROPAGATION DES VAGUES DANS LE MILIEU NATUREL : MÉTHODES ET OUTILS D'ANALYSE

Dans le premier chapitre, nous avons pu mettre en évidence un certain nombre de processus susceptibles de modifier les paramètres des vagues (énergie totale, répartition fréquentielle de l'énergie, période des vagues, amplitude des vagues...). Dans ce chapitre nous allons montrer comment il est possible d'étudier ces processus dans le milieu naturel, en particulier les moyens techniques d'acquisition dont nous disposons, le déploiement de ces moyens sur le terrain et les outils d'analyse que nous pouvons utiliser pour analyser ces données.

Ce chapitre s'articule en six sous-chapitres :

Dans le premier sous chapitre, nous présentons le site atelier sur lequel se sont déroulées les campagnes de mesures qui nous ont permis d'acquérir un jeu de données hydrodynamiques relativement complet.

Dans le deuxième sous-chapitre, nous présentons les différents instruments de mesures qui ont permis d'acquérir des données hydrodynamiques de courant et de pression mais également des données de morphologie du site atelier. Nous évoquerons également le problème de cohérence entre les différentes mesures compte tenu que les instruments n'utilisent pas tous la même technologie.

Dans le troisième sous-chapitre, nous présenterons les trois campagnes de mesures : Mai 1998, Mars 2000 et Octobre 2001 sur lesquelles s'appuient ce travail.

Dans le quatrième sous-chapitre, nous évoquerons les traitements à effectuer pour convertir les mesures de pression en hauteur d'eau ainsi que les corrections à apporter aux mesures de vitesse effectuées en zone de surf.

Dans le cinquième sous-chapitre nous présentons les différents outils d'analyse qui nous ont permis d'exploiter les données, à savoir l'analyse temporelle (ou analyse statistique), l'analyse spectrale et l'analyse bispectrale.

Le dernier sous chapitre est une conclusion de ce chapitre.

SOMMAIRE



II.1	SITE D'ETUDE ET DEROULEMENT D'UNE CAMPAGNE DE MESURES	71
II.1.1	LE SITE D'ETUDE : LA PLAGE DU TRUC VERT	71
II.1.1.1	<i>Situation géographique</i>	<i>71</i>
II.1.1.2	<i>Conditions hydrodynamiques</i>	<i>72</i>
II.1.1.3	<i>Morphologie.....</i>	<i>73</i>
II.1.1.4	<i>Cadre morphodynamique</i>	<i>76</i>
II.1.2	DEROULEMENT D'UNE CAMPAGNE DE MESURES	76
II.2	MOYENS.....	77
II.2.1	LES MESURES HYDRODYNAMIQUES	77
II.2.1.1	<i>La bouée non-directionnelle Datawell.....</i>	<i>78</i>
II.2.1.2	<i>La bouée directionnelle Triaxys</i>	<i>79</i>
II.2.1.3	<i>Les bouées de type S4.....</i>	<i>80</i>
II.2.1.4	<i>Les capteurs de pression piézorésistifs</i>	<i>82</i>
II.2.1.5	<i>L'Acoustic Doppler Velocimeter (ADV).....</i>	<i>83</i>
II.2.1.6	<i>Cohérence entre les différentes mesures.....</i>	<i>84</i>
II.2.2	LES AUTRES MESURES	87
II.2.2.1	<i>Le théodolite (Leica WLD TC500).....</i>	<i>87</i>
II.2.2.2	<i>Le système GPS cinématique</i>	<i>87</i>
II.2.2.3	<i>Le système vidéo.....</i>	<i>87</i>
II.2.2.4	<i>Photographies</i>	<i>88</i>
II.2.2.5	<i>Images satellite</i>	<i>88</i>
II.2.2.6	<i>Traçage fluorescent et épaisseur de remaniement</i>	<i>88</i>
II.3	LES CAMPAGNES DE MESURES.....	89
II.3.1	LA CAMPAGNE PNEC MAI 1998	90
II.3.1.1	<i>Morphologie de la zone et déploiement des capteurs.....</i>	<i>90</i>
II.3.1.2	<i>Conditions hydrodynamiques au cours de la campagne 1998.....</i>	<i>91</i>
II.3.2	LA CAMPAGNE PNEC MARS 2000	92
II.3.2.1	<i>Morphologie de la zone et déploiement des capteurs.....</i>	<i>92</i>

II.3.2.2	Conditions hydrodynamiques au cours de la campagne 2000.....	93
II.3.3	LA CAMPAGNE PNEC OCTOBRE 2001.....	94
II.3.3.1	Morphologie de la zone et déploiement des capteurs.....	94
II.3.3.2	Conditions hydrodynamiques au cours de la campagne 2001.....	96
II.4	TRAITEMENT DES DONNEES HYDRODYNAMIQUES	97
II.4.1	D'UNE MESURE DE PRESSION OU ACCELERATION A UNE HAUTEUR D'EAU	97
II.4.1.1	Mesures effectuées au large par les bouées Datawell et Triaxys.....	97
II.4.1.2	Mesures effectuées en zone intertidale.....	97
II.4.2	D'UNE HAUTEUR D'EAU A LA PROFONDEUR	100
II.4.2.1	Corrections liées à l'appareil.....	100
II.4.2.2	Corrections liées à l'évolution de l'interface eau/sédiment	101
II.4.3	CORRECTION DES VITESSES MESUREES PAR L'ADV	101
II.5	OUTILS D'ANALYSE	102
II.5.1	L'ANALYSE TEMPORELLE	103
II.5.1.1	Principe.....	103
II.5.1.2	Mise en œuvre de l'analyse temporelle.....	105
II.5.2	L'ANALYSE SPECTRALE	107
II.5.2.1	Principe de l'analyse spectrale.....	107
II.5.2.2	Mise en œuvre de l'analyse spectrale	110
II.5.3	L'ANALYSE BISPECTRALE.....	114
II.6	CONCLUSIONS	118

LISTE DES FIGURES



Figure II.1 Situation géographique du site atelier du Truc Vert.....	72
Figure II.2 Vue aérienne de la morphologie du site atelier de la plage du Truc Vert, des barres en croissant subtidales jusqu'à la dune pré littorale.....	74
Figure II.3a Barres subtidales en croissant.....	75
Figure II.3b Systèmes « barre-bâines ».....	75
Figure II.4 Déploiement de la bouée Datawell.....	79
Figure II.5 Déploiement de la bouée Triaxys	80
Figure II.6 Déploiement de la bouée « s4 ».....	81
Figure II.7 Déploiement des capteurs de pression piézoressistifs.....	82
Figure II.8 Déploiement de l'Accoustic Doppler Velocimeter.....	84
Figure II.9 Comparaison entre un signal acquis à 32 Hz (noir) et le même signal dégradé à 2 Hz (rouge).....	86
Figure II.10 Morphologie et Profil instrumenté pendant la campagne 1998 [Sénéchal <i>et al.</i> , 2001]. La flèche noire indique l'emplacement de la ligne de capteurs.....	91
Figure II.11 Profil instrumenté pendant la campagne 2000 [Sénéchal <i>et al.</i> , 2002a].....	93
Figure II.12 Morphologie de la plage du Truc Vert et déploiement des appareils lors de la campagne 2001 [Sénéchal <i>et al.</i> , 2003a].....	95
Figure II.13 Hauteur significative (Hs), période significative (Ts) et angle de direction moyenne de la houle et variation tidale de la hauteur du plan d'eau du 14/10/01 au 19/10/01 [Sénéchal <i>et al.</i> , 2002b].....	96
Figure II.14 Représentation du facteur de correction en fonction du nombre d'onde et pour deux rapports de Z_c/d	99
Figure II.15 Correction de la hauteur d'eau et du décalage du zéro.....	101
Figure II.16 Principe de l'analyse temporelle d'un signal temporel : on peut définir deux couples (hauteur H, période T) suivant la méthode choisie (par valeurs croissantes (indice u) ou par valeurs décroissantes (indice d)).....	104
Figure II.17 Ecart entre les deux méthodes lié à la déformation du profil des vagues en zone de surf. A l'échelle d'une vague les écarts sont importants mais ils restent faibles à l'échelle des valeurs condensées.....	105
Figure II.18a Effet de la présence de la marée et des ondes longues dans les	

enregistrements.....	106
Figure II.18b Présence de vagues parasites dans le signal qui doivent être filtrées pour ne pas être prises en compte par l'analyse temporelle.....	106
Figure II.19 Spectres de densité d'énergie calculés à partir de signaux temporels (a) mer du vent (b) houle régulière	109
Figure II.20 Erreur d'interprétation du spectre liée à la présence d'harmoniques (a) liées ou (b) libres. Le spectre (c) ne comportant pas d'informations sur les relations de phase ne permet pas de distinguer les deux enregistrements.....	114

~

II.1 SITE D'ETUDE ET DEROULEMENT D'UNE CAMPAGNE DE MESURES

L'objectif de cette thèse était d'étudier, dans le milieu naturel, les processus « naturels » susceptibles de modifier fortement les paramètres des vagues en zone littorale. Nous entendons par là les processus qui ne sont pas liés à la présence d'édifices (digue, brise lames etc...) d'origine anthropique. Nous nous sommes également limités aux plages sableuses ne présentant pas de barrières de corail ou d'autres récifs naturels, en dehors des barres sableuses.

D'un point de vue pratique, il était également nécessaire de trouver un site qui permettait un déploiement relativement facile des instruments de mesure. Le choix du site d'étude s'est porté sur le site atelier du chantier Atlantique du Programme National d'Environnements Côtiers. Ce site présentait les pré requis recherchés et une campagne de mesures s'y était déjà déroulée avec succès.

II.1.1 LE SITE D'ETUDE : LA PLAGE DU TRUC VERT

II.1.1.1 Situation géographique

La plage du Truc Vert se situe sur le rivage Atlantique du sud-ouest de la France, au niveau de la côte girondine. Elle se situe environ à 10 Kms au nord de l'embouchure du Bassin d'Arcachon, soient environ 90 Kms au sud de l'embouchure de l'estuaire de la Gironde. Elle se situe donc en dehors de l'influence hydrodynamique de l'estuaire mais également de l'embouchure du Bassin d'Arcachon. Ce site a entre autre également été choisi pour son éloignement des secteurs fréquentés afin d'écarter toute influence anthropique.

sa position dans le champ de tir du centre d'essais et de ce fait elle est fréquemment relevée. Elle se situe à environ 30 kms au sud de la zone atelier.

- La bouée de l'île d'Yeu. Bouée de type Datawell non directionnelle, elle est déployée par le centre d'Etudes Techniques Maritimes Et Fluvial (CETMEF) sur le plateau continental par 33 m de fond. Elle se situe à environ 250 kms au nord ouest de la zone d'étude.
- La bouée Gascogne. Elle est déployée en eau très profonde par 4500 m de fond par l'agence française pour la météorologie (Météo-France) et l'office anglais pour la météorologie (UKMO).

De récentes études basées sur les données des bouées Biscarosse, Yeu et Gascogne, couplées à des sorties du modèle de houle de météo-France VAG-Atla [Guillaume, 1987] ont permis d'établir une description statistique des états de mer sur la côte atlantique française [Butel *et al.*, 2002]. Elles ont notamment permis de définir 12 classes basées sur trois critères : période, hauteur et direction des vagues et de mettre en évidence deux saisons bien différenciées : Octobre à Mars et Avril à Septembre.

Pour le site atelier, les conditions annuelles sont de type océanique avec une période moyenne de 6.5 s et une hauteur significative de 1.36 m et une houle provenant principalement du secteur Nord-Nord/Ouest (des maxima à 15 m de hauteur significative 19 s de période ont déjà été enregistrés plusieurs fois sur la côte). Les houles hivernales (Octobre à Mars) ont une période moyenne de 7.2 s pour une hauteur significative de 1.58 m alors que les houles estivales (Avril à Septembre) ont une période moyenne de 5.8 s et une hauteur significative de 1.14 m. Les données de la Triaxys, actuellement à l'étude, devraient permettre d'établir une description statistique plus précise de la zone atelier.

Lorsque les vagues arrivent sur le littoral au niveau du site atelier, leurs lignes de crête sont généralement orientées parallèlement à la côte (faible incidence, généralement de nord) car elles ont été réfractées sur la plateforme continentale qui est relativement large à cet endroit (en moyenne 200 kms pour les vagues provenant du secteur Nord-nord/Ouest).

II.1.1.3 Morphologie

Le site atelier du Truc Vert représente un système plage-dune complet. Nous retrouvons de la zone subtidale vers l'intérieur des terres (de l'ouest vers l'est pour notre site, figure II.2) :

- une barre en croissant (« crescentic bar » en anglais) au niveau de la plage sous-marine (zone subtidale) : présentes toute au long de l'année le long de la côte aquitaine, ces figures sédimentaires ont une longueur d'onde d'environ 1000 m et une amplitude de l'ordre de quelques mètres. La partie parallèle au rivage se situe à environ 4,5 m de profondeur tandis que les cornes se trouvent sous 2 m d'eau [Desmazes *et al.*, 2001]. Leur morphologie complexe a été l'objet de traitement d'images satellite [Lafon *et al.*, 2002]. On les distingue par transparence sur la figure II.2.
- un système « barre-baïne » (« ridge and runnel » en anglais) présent la plupart de l'année (zone intertidale) et dont la morphologie est extrêmement variable [Michel et Howa, 1999]. Les barres internes sont, en conditions estivales, allongées vers le sud et interrompues par les baïnes (dépressions peu profondes) tous les 420 m +/- 160 m,
- une berme très développée en période de beau temps, sur la figure II.2 elle se situe au niveau de la ligne de démarcation entre le sable « blanc » et la sable « jaune clair »,
- une dune pré littorale bien formée [Pedreros, 2000].



Figure II.2 Vue aérienne de la morphologie du site atelier de la plage du Truc Vert, des barres en croissant subtidales jusqu'à la dune pré littorale.

Des systèmes de croissant de plage ont récemment été mis en évidence à partir de photos aériennes.

Les figures II.3a et II.3b représentent une scène Spot prise dans le vert et le proche infra rouge respectivement. Elle couvre un trait de côte d'une dizaine de kilomètres situé au nord de la zone d'étude du Truc Vert. On distingue très nettement par transparence les barres subtidales en croissant sur la figure II.3a ainsi que les systèmes « barre-bâines » en zone intertidale sur la figure II.3b qui « ourlent » la ligne d'eau.

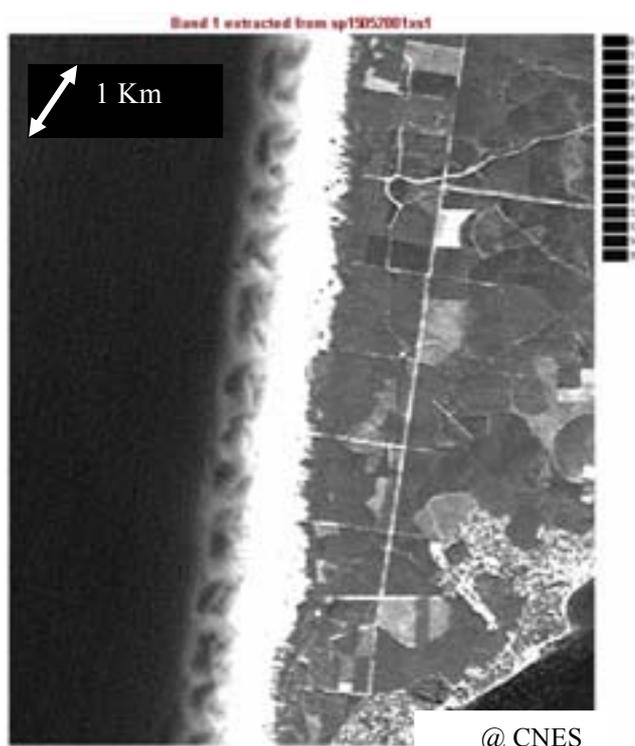


Figure II.3a Barres subtidales en croissant



Figure II.3b Systèmes « barre-bâines »

Dans la suite, nous emploierons souvent les termes de « haut de plage » et « bas de plage », le « bas de plage » correspond au bas de la zone intertidale où les systèmes de barres se développent généralement et le « haut de plage » correspondant au haut de la zone intertidale, généralement caractérisé par une section de plage relativement linéaire.

Le sédiment est composé essentiellement de sable quartzueux moyen de diamètre médian autour de 350 μm [Lorin et Viguié, 1987]. Les pentes de plage en bas de plage (zone intertidale) sont faibles : généralement moins de 8 %. En haut de plage (zone généralement émergée, seules les grosses houles peuvent l'atteindre), ces pentes sont légèrement plus élevées. La zone intertidale est relativement large : environ 200 m et permet donc un

déploiement facile des instruments de mesures à marée basse (les acquisitions se faisant ensuite à marée haute).

II.1.1.4 Cadre morphodynamique

Le site atelier du Truc Vert est fortement alimenté en sédiments par la dérive littorale, principalement orientée Nord-Sud dans cette zone compte tenu de la direction prédominante de la houle (Nord-Nord/Ouest). Compte tenu du régime des houles, le transit sédimentaire entraîné par la dérive littorale est estimé à $600\,000\text{ m}^3\text{an}^{-1}$ [L.C.H.F., 1979].

II.1.2 DEROULEMENT D'UNE CAMPAGNE DE MESURES

Une campagne de mesures se déroule généralement en trois grandes étapes :

1. La première étape consiste à définir les objectifs de la campagne de mesures : que souhaite-on mesurer ? Quelles conditions hydrodynamiques ou morphologiques recherche-t-on ? Quelles échelles spatio temporelles ? etc...
2. La deuxième étape consiste à rassembler les moyens techniques et humains.
3. La troisième étape consiste en la campagne elle-même.

Dans le cadre de cette thèse toutes les campagnes ont été abordées avec la même idée : identifier des processus susceptibles de modifier les paramètres des vagues sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde (environ 10-20 m) ou de la période des vagues (quelques secondes) en zone de surf et les coupler à la bathymétrie locale dont les variations n'étaient mesurées qu'à l'échelle temporelle d'une demi marée (environ 6h).

L'approche retenue a été l'approche « cross-shore », c'est-à-dire qu'on mesurait les vagues le long d'une ligne « cross-shore » en supposant que les effets « long-shore » étaient négligeables. Cette approche est valable pour le site atelier retenu car comme indiqué plus haut, la plateforme continentale est étendue à cet endroit et les lignes de crêtes des vagues arrivent généralement parallèlement à la côte. De plus les principales structures morphodynamiques présentes (barres en croissant et « barres-bâines ») se développent généralement parallèlement à la côte. Par contre cette approche est limitant pour l'étude des ondes longues qui peuvent se développer parallèlement à la côte (par exemple les ondes de

« coin »).

Les capteurs étaient donc déployés à marée basse dans la zone intertidale le long d'une ou plusieurs lignes « cross-shore » et les mesures étaient réalisées dès que les capteurs étaient immergés.

Dans le sous-chapitre suivant nous présentons les moyens techniques mis à notre disposition pour le déroulement des campagnes de mesures qui seront présentées dans le sous-chapitre d'après.

II.2 MOYENS

Le travail de cette thèse s'est inscrit dans un effort d'identification et de compréhension des processus hydrodynamiques qui peuvent affecter les caractéristiques d'un train de vagues incident lorsque celui-ci se propage au-dessus de formes naturelles complexes (figure sédimentaire à méso-échelle : systèmes barre-baïne...) en milieu peu profond. Des mesures hydrodynamiques de courant et de hauteurs d'eau (estimées à partir de la mesure d'une accélération ou d'une pression) ont donc été réalisées sur le terrain, couplées à des mesures de profil de plage (coupe « cross shore ») et de topographie obtenue par interpolation entre plusieurs profils de plage.

II.2.1 LES MESURES HYDRODYNAMIQUES

Les données hydrodynamiques de terrain (courant et hauteur du plan d'eau) exploitées dans ce travail proviennent principalement de cinq types d'appareils que l'on peut classer en deux principales familles :

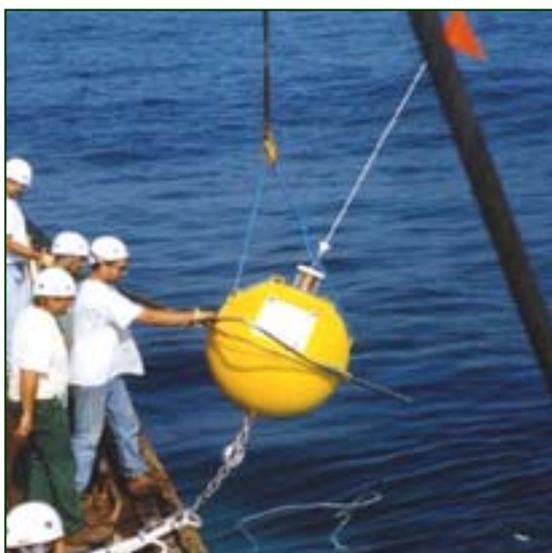
- la première regroupe les instruments à usage permanent : leur mise en place est lourde et nécessite de gros moyens techniques et humains mais permet d'accéder à des données tout au long de l'année et quelles que soient les conditions de mer. Ces instruments sont situés en « eau intermédiaire » pour les houles les plus longues et en « eau profonde » pour les vagues les plus courtes. Cela correspond à plusieurs dizaines de mètres de profondeur. Ils sont autonomes et ne nécessitent pas de surveillance permanente. On retrouve dans cette
-

famille les bouées directionnelles Datawell et la bouée directionnelle Triaxys (Axys Techn.),

- la seconde regroupe les instruments à usage temporaire : leur mise en place est beaucoup plus légère et rapide que celle des instruments à usage permanent. Toutefois leur déploiement se fait dans une zone très énergétique et en évolution permanente puisque exposée au déferlement des vagues (formation, migration de bancs) mais également sensible puisque accessible de tous à marée basse (zone intertidale). Leur utilisation nécessite donc une présence permanente afin d'en assurer le bon fonctionnement. De plus ces appareils ne sont pas tous autonomes et nécessitent de ce fait un soutien logistique. On retrouve dans cette famille les bouées de type « S4 » (InterOcean), les capteurs de pression piézoresistifs ainsi que l'Accoustic Doppler Velocimeter (ADV, Nortek SA).

II.2.1.1 La bouée Datawell

La bouée Datawell permet de mesurer les mouvements de l'interface eau/atmosphère en utilisant un système d'accéléromètre qui va mesurer l'accélération selon l'axe verticale z. Cette accélération est ensuite convertie en terme de variations de la surface de la mer (hypothèse développée ultérieurement, sous-chapitre II.3). Les écarts entre les déplacements verticaux de la bouée et les mouvements de la surface de la mer sont faibles ; les variations de la tension de la ligne de mouillage, liées au passage des trains de houle, engendrent une erreur qui ne dépasse pas les 1.5 %. Par contre, lorsque la longueur d'onde des variations de la surface de la mer est inférieure à 5 m, la réponse de la bouée va décroître très rapidement. Toutefois, dans le cadre de cette étude cela n'est pas gênant. En effet, la bouée Datawell est mouillée par plusieurs dizaines de mètres de profondeur, une longueur d'onde inférieure à 5 m correspondrait à une période inférieure à 1.8 s (approximation « eau profonde », équation I.13). Or dans cette étude, ne sont considérées que les périodes supérieures ou égales à 5 s, soit une longueur d'onde supérieure à 39 m (approximation « eau profonde »).



*Figure II.4 Déploiement de la bouée
Datawell*

La version directionnelle de la bouée datawell comporte en plus les mesures de l'inclinaison de la bouée (tangage, gîte et roulis). La figure II.4 illustre la mise en place de la bouée Datawell au large du site atelier du Truc Vert en août 2001. Les données brutes sont stockées dans la mémoire située dans le corps de la bouée. Toutes les 30 minutes, la bouée transmet par ondes radios des mesures statistiques de la houle (hauteurs et périodes caractéristiques) obtenues par une analyse temporelle du signal brut sur 15 minutes mais également des données spectrales synthétiques.

Les bouées Datawell sont largement exploitées dans tous les océans et ont prouvé leur robustesse à tous types de mer. Toutefois, leur maniement reste délicat du fait de la suspension de l'accéléromètre vertical.

II.2.1.2 La bouée directionnelle Triaxys

Le principe de mesure de la bouée directionnelle Triaxys est similaire à celui utilisé par la bouée directionnelle Datawell. A ceci près que la bouée Triaxys mesure les mouvements de la bouée selon les 6 axes de libertés. Elle dispose de deux accéléromètres supplémentaires. La bouée Triaxys permet donc de mesurer les variations de la surface de la mer en hauteur et direction en couplant les données des trois accéléromètres ainsi que les inclinaisons de la bouée.

La figure II.5 illustre le déploiement de la bouée Triaxys au large du site atelier du Truc

Vert en août 2001. Les données brutes sont stockées dans la mémoire située dans le corps de la bouée. Toutes les heures, la bouée transmet par ondes radios des mesures statistiques de la houle (hauteurs et périodes caractéristiques) obtenues par une analyse temporelle du signal brut sur 30 minutes mais également des informations spectrales sur la répartition fréquentielle et directionnelle de l'énergie.



*Figure II.5 Déploiement de la bouée
Triaxys*

II.2.1.3 Les bouées de type S4

Ce capteur s'est révélé être très résistant et relativement fiable même dans des conditions extrêmes. Ce type de capteur avait notamment permis de mesurer dans sa totalité l'évènement « Hugo » qui avait dévasté les Antilles entre les 16 et 19 septembre 1989 (<http://www.interoceansystems.com/wtgs4dw.htm>). Ce type de capteur est donc bien adapté à la zone de surf où l'énergie libérée par le déferlement des vagues peut rapidement devenir très forte et où la turbulence est également importante.

Les « s4 » comportent à la fois un capteur de pression et un courantomètre électromagnétique qui permet de mesurer les composantes horizontales (x, y) d'un champ de vitesse. Le principe de ce dernier est basé sur le théorème de Faraday en induction électromagnétique : la tension aux bornes d'un conducteur soumis à un champ magnétique est égale à la vitesse de ce conducteur multiplié par l'amplitude du champ magnétique multiplié par la longueur du conducteur. Dans le cas de la « s4 », la longueur du conducteur correspond à la distance entre les deux électrodes. Le champ magnétique est généré au sein de la bouée par une bobine circulaire parcourue par un courant alternatif. Ainsi lorsque des particules

d'eau se déplacent dans le champ magnétique généré au sein du capteur, elles induisent une force électromotrice directement proportionnelle à leur vitesse de propagation et perpendiculaire à la fois au champ magnétique et à leur direction de propagation. Les S4 mesurent le potentiel électrique généré entre les électrodes situées de part et d'autre du plan équatorial de la bouée. Elles comportent également un compas interne qui permet ainsi d'établir un vecteur de vitesse horizontale intégrée sur des distances de l'ordre de 0.5 m.

Les principales caractéristiques de la bouée « s4 » sont :

- Courantomètre :
 - Précision : +/- 2%
 - Résolution : +/- 1-2 mms⁻¹
 - Seuil de détection : 1mms⁻¹
- Compas :
 - Précision : +/- 2°
 - Résolution : 0.5°
- Capteur de pression : plage de variation de 0 à 70 m avec une résolution théorique relative de 5 mm.



Figure II.6 Déploiement de la bouée « s4 »

Les données sont stockées dans une mémoire interne et les bouées « s4 » peuvent ainsi avoir une autonomie de plusieurs jours.

Toutefois les bouées « s4 » présentent deux inconvénients majeurs pour leur utilisation en zone de surf. D'une part elles ne permettent pas une mesure exacte de la hauteur des vagues. Les vagues en zone de surf présentant souvent une forme en dent de scie, la fréquence de 2 Hz utilisée par les « S4 » est insuffisante pour mesurer la pente du front et de ce fait espérer une

mesure exacte de la hauteur du front (ce point est développé ultérieurement, paragraphe II.1.1.6). D'autre part, elles ne permettent pas de mesurer la turbulence liée au déferlement des vagues à cause de la fréquence d'échantillonnage trop basse mais également du fait que le vecteur de vitesse horizontale n'est en réalité qu'une moyenne et non une valeur instantanée.

II.2.1.4 Les capteurs de pression piézorésistifs

Comme leur nom l'indique, ces capteurs de pression utilisent la technologie piézoresistive pour mesurer la pression. Le principe de ces capteurs est de traduire la pression mesurée en grandeur électrique. Ils utilisent une membrane dans laquelle sont implantées des résistances comme élément sensible à la pression. Les valeurs des résistances varient en fonction de la déformation de la membrane sous la pression exercée par la colonne d'eau et d'air. La déformation de la membrane augmente la valeur des résistances radiales et diminue celle des résistances transversales. Les variations peuvent atteindre jusqu'à 30 % de la valeur initiale. Ces capteurs peuvent être utilisés soit en absolu (prise en compte de la colonne d'air), soit en relatif (valeurs corrigées de la colonne d'air). Ces capteurs sont largement exploités pour les mesures de terrain en zone de surf et les méthodes de traitement des signaux sont déjà bien rôdées [Krogstad et Barstow, 1999].

Les principales caractéristiques des capteurs de pression piézoresistifs sont :

- Bande d'erreur : elle regroupe toutes les erreurs possibles dans l'étendue de mesure et de température considérées : 1.0%.



Figure II.7 Déploiement des capteurs de pression piézoresistifs

L'inconvénient majeur jusqu'à présent rencontré avec l'utilisation de ce type de capteurs était lié à la nécessité de subvenir à la fois à leurs besoins en énergie mais également en mémoire pour stocker les données acquises. Cette limitation nécessitait de ce fait un déploiement lourd et particulièrement vulnérable. En effet, les capteurs, généralement positionnés en bas de plage étaient reliés par des câbles enterrés à un ordinateur situé en haut de plage durant tout le temps des mesures. Un nouveau système basé sur l'acquisition d'un data logger et d'une carte mémoire est actuellement mis en place au laboratoire afin d'autonomiser la chaîne d'acquisition et en faciliter le déploiement et l'exploitation (Patrice Bretel-DGO).

II.2.1.5 L'Acoustic Doppler Velocimeter (ADV)

Cet appareil permet de mesurer à la fois la hauteur des vagues (capteur de pression) et les trois composantes horizontales (x, y) et verticale (z) d'un champ de vitesse. Cette dernière mesure s'appuie sur une méthode acoustique Doppler : la tête de l'ADV est composée de trois branches réceptrices et d'une base émettrice. Le volume échantillonné mesure de 0.5 à 2 cm de haut et 1.5 cm de large et se situe à environ 0.15 m de l'émetteur.

Les principales caractéristiques de l'ADV sont :

- Courantomètre : possibilité de régler l'échelle des courants mesurés de +/- 10^{-2} ms^{-1} à +/- 7ms^{-1} . La précision est supérieure à 1 %.
 - Capteur de pression : il utilise la technologie piézorésistive. La résolution est de l'ordre de 0.01 % et la précision de 0.25 %.
 - Compas : précision de 2° .
-



*Figure II.8 Déploiement de l'Acoustic Doppler
Velocimeter.*

L'avantage majeur de cet appareil est qu'il permet des acquisitions à très hautes fréquences (jusqu'à 64 Hz). Il paraît donc tout à fait adapté à la mesure des vagues en zone de surf et à la turbulence. Toutefois, la présence de bulles d'air liée au déferlement ainsi que la forte mobilisation du sédiment en zone de surf peuvent perturber le signal [Elgar *et al.*, 2001]. Il est donc nécessaire d'effectuer un traitement *a posteriori* (paragraphe II.4.3).

II.2.1.6 Cohérence entre les différentes mesures

II.2.1.6.1 Comparaison Datawell/Triaxys

Des études d'inter-comparaison entre les données Triaxys et Datawell sont actuellement en cours au Département de Géologie et Océanographie (équipe méthys). Elles portent essentiellement sur les valeurs statistiques utilisées afin de caractériser un état de mer : hauteur et période moyennes, période pic, direction....

Les premiers résultats indiquent que les hauteurs significatives obtenues à partir d'une intégration spectrale sont très similaires pour les deux bouées ; l'erreur relative moyenne se situe vers 7%, tandis que l'erreur absolue moyenne est de l'ordre de 13 cm. Les biais sont très faibles (inférieurs à 2 cm) et changent de signe selon la bande fréquence utilisée pour l'intégration.

Les périodes « moyennes » mesurées par les deux bouées sont similaires, les erreurs relatives et absolues moyennes sont de l'ordre de 5 % et 0.4 s. Par contre, pour ce qui est de périodes plus représentatives du pic, les erreurs augmentent du fait du plus faible nombre de

liberté sur ces paramètres.

Concernant les directions, on observe sur la direction moyenne un biais de 4° (Datawell < Triaxys) et sur l'étalement angulaire un biais de 4.4° en moyenne qui augmente lorsque l'on considère le pic (Datawell < Triaxys).

Dans le cadre de l'approche expérimentale, les données des bouées Triaxys et Datawell n'ont jusqu'à présent servi qu'à établir les conditions de mer au large.

II.2.1.6.2 Comparaison « S4 »/ »ADV » / capteurs piézorésistifs

Quant aux capteurs déployés en zone intertidale (S4, ADV et capteurs de pression piézorésistifs), deux points ont été davantage approfondis : l'impact du mode de mesure (acoustique ou électromagnétique) sur la mesure de courant mais également l'impact de la fréquence d'échantillonnage sur la mesure de pression.

Concernant le premier point, je me suis attachée aux résultats établis par Elgar *et al.* [2001] qui, en Novembre 1999, ont effectué une campagne de mesures dont l'objectif était d'évaluer et de comparer les performances de plusieurs courantomètres en zone de surf. Ils ont ainsi pu mettre en évidence que les valeurs statistiques mesurées dans la bande fréquentielle houle-mer du vent par un acoustique Doppler et un courantomètre électromagnétique étaient similaires. Cette étude, menée aussi bien pour des vagues de faible amplitude en dehors de la zone de surf que pour des ressauts hydrauliques en zone de surf, montre en particulier que le spectre de vitesse, les variances et les courants moyens sont similaires.

Concernant le second point, deux approches ont été adoptées :

- Dans un premier temps nous avons dégradé des signaux acquis à des fréquences élevées en appliquant des filtres passe-bas.
 - Dans un second temps, nous avons comparé des signaux acquis en un même point de mesure, en même temps mais à des fréquences différentes.
-

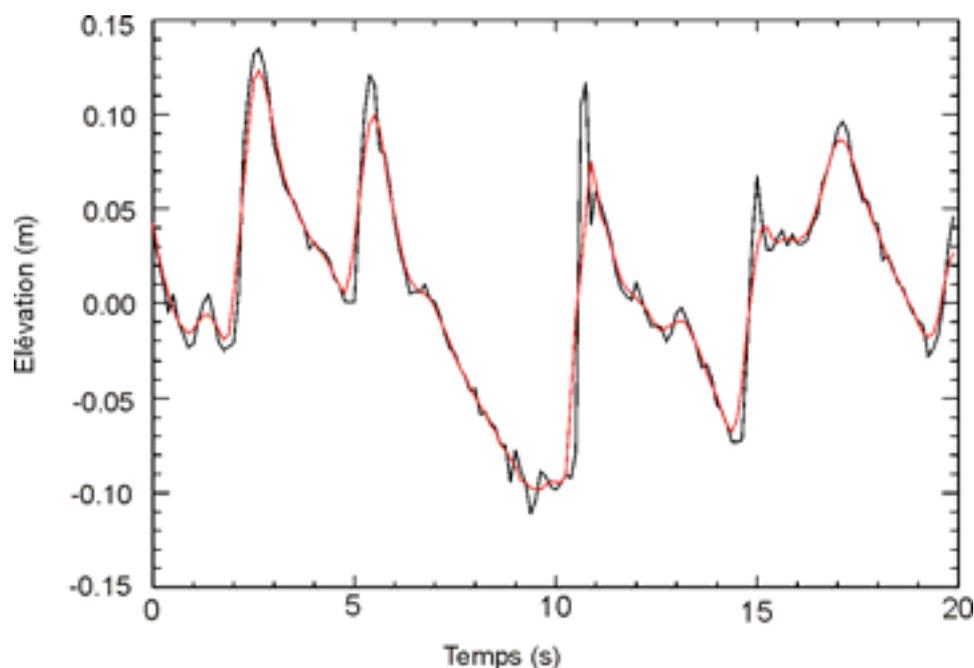


Figure II.9 : Comparaison entre un signal acquis à 32 Hz (noir) et le même signal dégradé à 2 Hz (rouge).

La figure II.9 représente deux signaux temporels respectivement acquis par l'ADV (noir) à une fréquence de 32 Hz et le même signal dégradé à une fréquence d'échantillonnage de 2 Hz (rouge).

On distingue très nettement que les signaux quoique très proches ne sont pas identiques. Le signal acquis à plus haute fréquence offre une meilleure définition de la crête des vagues mais le signal dégradé permet de gommer les vagues « parasites » qui perturbent le signal.

Les deux approches ont permis de mettre en évidence que cette différence peut engendrer des écarts de près de 5 % sur les valeurs statistiques temporelles de la houle en présence d'une houle longue modérée (période aux alentours de 11 s et hauteur inférieure à 1 m) entre un signal acquis à 8 Hz et un signal acquis à 2 Hz. Ces écarts seront plus élevés en présence d'une houle plus énergétique. Ces deux approches ont également pu mettre en évidence qu'une fréquence d'échantillonnage de 8 Hz était suffisante pour avoir une estimation correcte de la hauteur des vagues et que le fait d'élever la fréquence à 16 Hz ou 32 Hz pouvait générer du bruit sur la face arrière du front (la face correspondant à la pente douce de la « dent de scie »).

II.2.2 LES AUTRES MESURES

Des mesures de topographie 2D et 3D ont été réalisées en même temps que les mesures hydrodynamiques pour permettre dans un premier temps de coupler l'hydrodynamique à la bathymétrie de la zone mais également à plus long terme pour tester des modèles morphodynamiques en cours de développement.

II.2.2.1 Le théodolite (Leica WLD TC500)

Le théodolite (Leica WLD TC500) a permis d'établir rapidement des profils de plage avec une précision inférieure à 0.2 % en distance et inférieure à 2.5 % en hauteur. Toutefois le système ne permettait pas de couvrir une distance de plus de 350 m (environ une vingtaine de profils de plage réalisés à chaque marée basse). Un traitement avec le logiciel surfer a permis d'interpoler toutes les mesures et ainsi de reconstituer une topographie 3D de la zone (traitement effectué par R. Pedreros-DGO).

II.2.2.2 Le système GPS cinématique

A plus grande échelle, des mesures topographiques à l'aide d'un système GPS cinématique temps réel (Thales Scorpio 6502 MK) ont permis un relevé topographique de la zone intertidale sur une distance de 1.5 Km. L'interpolation de l'ensemble des données acquises a permis une reconstitution 3D de la topographie de la zone intertidale (traitement effectué par le laboratoire LASAGEC et D. Michel-DGO).

II.2.2.3 Le système vidéo

L'un des moyens efficaces pour observer les changements morphologiques côtiers à haute fréquence et à grande échelle temporelle est de recourir à l'implantation permanente de systèmes vidéo. Depuis son invention, la technologie a évolué afin d'obtenir une calibration fine des caméras et permet d'obtenir par des corrections géométriques élaborées la transformation de vues obliques en images planes non déformées puis par stéréoscopie d'avoir une information en trois dimensions de la zone ciblée.

Ces images sont ensuite exploitées en vue d'établir la bathymétrie de la zone. Pour cela, la méthode consiste typiquement à utiliser l'enregistrement continu de la position du déferlement comme proxy de la morphologie des barres sous-marines. Elles permettent de

cartographier la topographie de la zone intertidale et d'estimer les caractéristiques des houles incidentes (hauteur, période, longueur d'onde et angle d'incidence à la côte) en utilisant les critères de déferlement présentés dans le paragraphe I.3.3.3 ou obtenus lors de précédentes campagnes de mesures et par couplage avec des mesures in situ. Les premiers tests de cette méthode sont actuellement effectués avec des données acquises durant la dernière campagne de mesures (F. Desmazes-DGO).

II.2.2.4 Photographies

Des photographies aériennes ou terrestres ont été réalisées au cours des différentes campagnes de mesures. Elles fournissent un support qualitatif sur les états de mer dans la zone d'étude lors des différentes campagnes mais elles fournissent également des informations qualitatives sur la morphologie de la zone elle-même et replacée dans son contexte géographique à plus grande échelle (plusieurs kilomètres de trait de côte).

II.2.2.5 Images satellite

L'utilisation d'images SPOT multi-spectrales haute résolution, couplée aux données hydrodynamiques nous permettra de mieux comprendre la propagation de la houle du plateau continental jusqu'à la ligne d'eau et en particulier la réfraction de la houle et la localisation du déferlement sur les systèmes de barres. Ce travail a pour objectif une amélioration des modèles de propagation de la houle à moyenne échelle, tel que le code SWAN (Simulating WAves Nearshore, Delft University of Technology, <http://fluidmechanics.tudelft.nl/>). Mais leur utilisation pour établir une bathymétrie et identifier les systèmes de barres en zone littorale s'est déjà révélée encourageante [Lafon, 2000, Lafon *et al.*, 2002] .

II.2.2.6 Traçage fluorescent et épaisseur de remaniement

L'évaluation quantitative du transit sédimentaire sur les estrans sableux a été mise en évidence par la technique du traçage fluorescent.

La technique de traçage utilisée au cours des campagnes de terrain correspond à une mesure lagrangienne du transport sédimentaire en zone intertidale à l'échelle de temps d'une marée. Un détecteur Compteur Automatique de grains fluorescents permet de déterminer le nombre de grains décomptés en surface, en chaque point de la grille d'échantillonnage. L'épaisseur du traceur en mouvement est quant à elle déterminée par un carottage

systematique de la zone detectee.

Des mesures d'epaisseur de remaniement effectuees aux pieds de certains capteurs permettent quant a elle d'estimer l'erreur effectuee sur l'estimation de la profondeur pendant la mesure. Elles consistent en l'injection locale (au pied du capteur par exemple) d'une carotte de sediments colorés, le sommet de la carotte se trouvant initialement a l'interface sediment/air a marée basse (sediment/eau lorsque la marée remonte). Apres la marée, on mesure la profondeur a laquelle on retrouve le sommet de la colonne de sediment coloré (profondeur prise a partir de l'interface sediment/air) et l'on considere que cette profondeur correspond a l'epaisseur de remaniement.

II.3 LES CAMPAGNES DE MESURES

Les resultats presentes dans cette these ont été obtenus a partir de trois campagnes de mesures in situ realisees dans le cadre du Programme National d'Environnements Cotiers sur le site atelier du Truc Vert (Mai 1998, Mars 2000, Octobre 2001). L'objectif de cette serie de campagnes de mesures était double, d'une part mieux comprendre les processus qui affectent les parametres des vagues d'autre part être capable de comprendre, modeliser et prevoir la morphodynamique de la zone d'etude et en particulier le mecanisme de formation ou d'evolution des systemes barre-baine presents en bas de zone intertidale puis d'etendre nos connaissances aux systemes de barres sous-marines presents en zone sub-tidale.

D'un point de vue hydrodynamique, les deux premieres campagnes de mesure ont permis de mettre en evidence un certain nombre de processus physiques susceptibles de modifier un train d'onde incident au cours de sa propagation le long d'une ligne « cross-shore » et ce en presence d'un profil sans barres (Mai 1998) et a barres (Mars 2000). La derniere campagne mettant en oeuvre trois lignes de capteurs transverses et paralleles deployees le long d'un systeme barre-baine, a permis d'evaluer la variabilite « longshore » d'une partie de ces processus.

Les capteurs situes en zone intertidale étaient deployés a marée basse et fixes a l'aide de structures (jalon et cloche). Les cables utilises pour les capteurs de pression étaient re-enterrés a chaque marée basse s'ils avaient été deterrés au cours de la marée haute precedente. Les

horloges internes de tous les capteurs et ordinateurs étaient synchronisées avant le démarrage des mesures qui se faisaient à marée haute ou lorsque les capteurs étaient suffisamment recouverts.

II.3.1 LA CAMPAGNE PNEC MAI 1998

Dans le cadre de cette thèse, j'ai exploité les données de la campagne Mai 1998 mais je n'ai pas participé à sa préparation ni à son déroulement. La campagne PNEC Mai 1998 a été menée durant 8 jours du 21 Mai 1998 au 28 Mai 1998. L'objectif hydrodynamique de cette campagne était de mettre en évidence un certain nombre de processus physiques (processus non linéaires et dispersifs en zone de surf) susceptibles de modifier un champ de houle incident lorsque celui-ci se propage sur une plage linéaire le long d'une ligne « cross-shore ».

II.3.1.1 Morphologie de la zone et déploiement des capteurs

Lors de la campagne Mai 1998, le site atelier présentait un système « barre-baïne » (ridge and runnel) bien développé en bas de zone intertidale. L'axe de la baïne était orienté Nord-Est, Sud-Ouest et l'amplitude de la barre était de l'ordre de 1 m. Les pentes de plage locales, calculées sur une longueur d'onde, se situaient entre 2 % et 5 %. La figure II.10 illustre les résultats d'une topographie réalisée à marée basse à l'aide d'un théodolite Leica ainsi que le profil de plage au niveau de la ligne des capteurs.

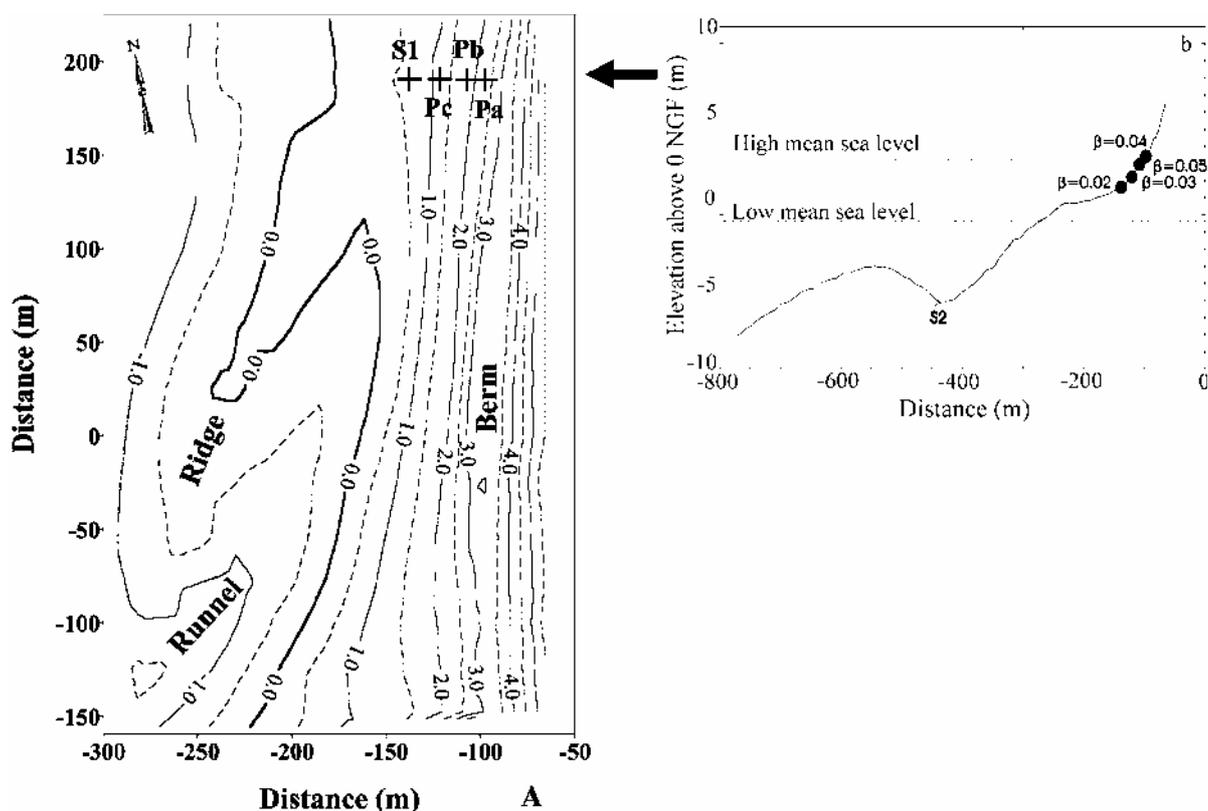


Figure II.10 Morphologie et Profil instrumenté pendant la campagne 1998 [Sénéchal et al., 2001].

La flèche noire indique l'emplacement de la ligne de capteurs.

Le profil d'instrumentation (dont l'emplacement est fléché en noir) a été déployé en dehors du système « barre-baïne » afin d'éviter les effets transversaux (« long-shore ») liés aux courants de baïne qui peuvent atteindre des vitesses de 1 à 2 ms^{-1} . Une bouée de type S4 (bouée S2 sur la figure) a été déployée dans la fosse de lévigation par 10 m de fond à marée haute et servait comme bouée de référence « eau profonde » pour la houle incidente. Une autre bouée de type S4 (bouée S1 sur la figure) et trois capteurs de pression (Pa, Pb et Pc) ont ensuite été déployés dans la zone intertidale.

II.3.1.2 Conditions hydrodynamiques au cours de la campagne 1998

Deux journées ont été exploitées du point de vue hydrodynamique dans ce jeu de données. Elles correspondent aux journées des 26 et 28 Mai. Le marnage pour ces deux journées était respectivement de 4.26 m et 3.75 m. Les profondeurs couvertes par les capteurs situés en zone intertidale se situaient donc entre 0.2 m et 3.0 m. Concernant les états de mer, la journée du 26 Mai présentait une houle peu énergétique d'environ 10 s croisée avec une mer du vent

légèrement plus énergétiques (périodes situées entre 4 s et 5.6 s). La hauteur significative totale associée à cette distribution énergétique était de l'ordre de 0.8 m par 8 m de fond. La journée du 28 mai présentait quant à elle une mer du vent peu énergétique (périodes situées entre 5 s et 10 s) dont la hauteur significative associée ne dépassait pas les 1.2 m par 8 m de fond.

Une description plus détaillée de cette campagne de mesures se trouve dans Sénéchal *et al.* [2001a], paragraphes 2.1 et 3.3 (article en annexe I).

II.3.2 LA CAMPAGNE PNEC MARS 2000

Contrairement à la campagne Mai 1998, j'ai participé à la préparation de cette campagne et organisé son déroulement les 20 et 21 mars 2000. L'objectif de cette campagne était d'effectuer des mesures hydrodynamiques ponctuelles en zone de surf (déploiement de matériel limité nécessitant un minimum de logistique) pour des conditions de houle régulière, au contraire de celles rencontrées lors de la campagne de Mai 1998 mais également de déployer la ligne de capteurs le long d'un profil à barres. Les dates de sa mise en œuvre ont donc été fixées à partir de l'observation des états de mer et de la morphologie de la plage.

II.3.2.1 Morphologie de la zone et déploiement des capteurs

Lors de cette campagne, le site atelier présentait un double système « barre-bâines » bien développé en bas de la zone intertidale. Les barres étaient très étendues et quasiment parallèles au trait de côte ; les axes des bâines étaient orientés principalement Nord-Sud (sauf à l'embouchure où elles s'orientaient Nord/Est-Sud/Ouest). L'amplitude des deux barres était de l'ordre de 1 m. Les pentes locales calculées sur une longueur d'onde étaient de l'ordre de 3 % au niveau des barres et de 6 % sur le haut de la zone intertidale.

La figure II.11 illustre le profil de plage au niveau de la ligne de capteurs réalisé avec un théodolite Leica ainsi que le positionnement des capteurs.

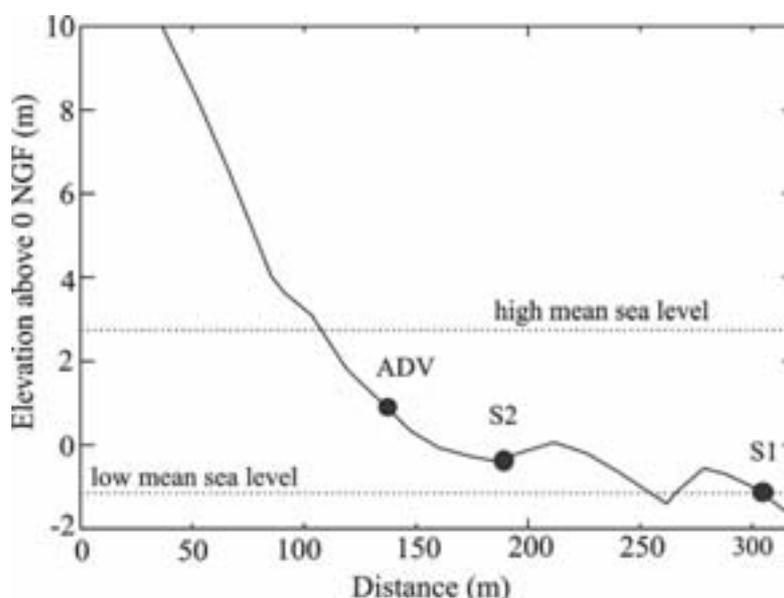


Figure II.11 Profil instrumenté pendant la campagne 2000
[Sénéchal et al., 2002a]

Trois capteurs ont été déployés lors de cette campagne : deux bouées de type « S4 » (S1 et S2) et un Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). La bouée S1 a servi comme station de référence pour la houle incidente, la bouée S2 a quant à elle permis d'évaluer l'impact du double système « barre-bâines » sur le train de houle incident. Enfin l'ADV a permis de suivre l'évolution du nouveau train de houle sur une pente de plage linéaire.

II.3.2.2 Conditions hydrodynamiques au cours de la campagne 2000

Le marnage lors de ces deux jours de mesures était de l'ordre de 3.7 m. Les profondeurs ainsi couvertes par les capteurs étaient d'environ 0.2 m à 3.7 m. Concernant les états de mer, les deux journées ont présenté une houle longue peu énergétique très propre, formée par une dépression située au large de la zone. Pour la journée du 21 Mars 2000, la hauteur significative était de l'ordre de 0.75 m par 3.7 m de fond et la période associée était de l'ordre de 11 s. Pour la journée du 22 Mars 2000, la houle était légèrement plus énergétique et nettement plus longue. La hauteur significative était de l'ordre de 0.90 m par 3.7 m de fond et la période associée était d'environ 14 s. Les fronts se propageaient parallèlement au trait de côte et compte tenu de la morphologie des barres (très allongées), nous avons pu négliger les effets « longshore ».

Une description complète de cette campagne se trouve dans Sénéchal *et al.* [2002a], paragraphe 3.2 (article inséré dans le chapitre IV).

II.3.3 LA CAMPAGNE PNEC OCTOBRE 2001

Comme pour la campagne de Mars 2000, la préparation (contacts avec les autres équipes, prêt de matériel, choix des fréquences d'acquisition etc...) puis le déroulement de la campagne (déploiement des appareils en fonction de la morphologie, acquisition des données...) se sont insérés dans ce travail de thèse. L'objectif de cette campagne était d'appréhender un système « barre-baïne » dans sa globalité, tant d'un point de vue hydrodynamique que d'un point de vue morphodynamique. Cela a été possible grâce à la collaboration des équipes Méthys du DGO (Université Bordeaux I), LASAGEC (Université de Pau et des Pays de l'Adour), LEGI (Université de Grenoble I), LSEET (Université de Toulon et du Var) et LSG (Université de Lille I). Cette campagne a été menée du 14 au 19 Octobre 2001.

II.3.3.1 *Morphologie de la zone et déploiement des capteurs*

Lors de cette campagne, le site présentait un système « barre-baïne » en cours de formation en bas de zone intertidale. Les fortes conditions hydrodynamiques ne permettant pas un découvrement important de la zone intertidale, le système est resté en partie immergé durant la campagne de mesures. Au début de la campagne, la baïne présentait deux embouchures (au nord et au sud de la barre, figure II.12) et de ce fait la barre n'était pas « solidaire » du reste de la plage (comparé aux systèmes visualisés sur la figure II.9b). La plage présentait également une berme bien développée. Des résultats préliminaires obtenus à partir des relevés topographiques par GPS cinématique, ont permis de mettre en évidence que la barre avait migré de 25 m vers le haut de plage, et que la berme s'était érodée jusqu'à 1.30 m localement [Sénéchal *et al.*, 2002b]. A la fin de la campagne, la baïne ne présentait plus qu'une seule embouchure au sud de la barre.

Au niveau de la laisse de haute mer, les photos aériennes ont mis en évidence la présence de croissants de plage (beach cusps). Les photos aériennes ont également permis de mettre en évidence la présence d'un double système de barres en croissant en zone subtidale.

Trois lignes de capteurs ont été déployées le long du système « barre-baïne ». Les pentes locales estimées sur une longueur d'onde étaient de l'ordre de 6 à 9 % pour la ligne de

capteurs déployée au niveau de la barre (ligne 1), de 5 à 7 % pour la ligne de capteur située au niveau de l'embouchure Nord de la baie (qui s'est refermée en fin de campagne, ligne 2) et de l'ordre de 4 à 5% pour la ligne de capteurs déployée au nord du système « barre-baie » (ligne 3).

La figure II.12 illustre la zone d'étude telle qu'elle était le premier jour de la campagne ainsi que le déploiement des appareils de mesures hydrodynamiques en zone intertidale.

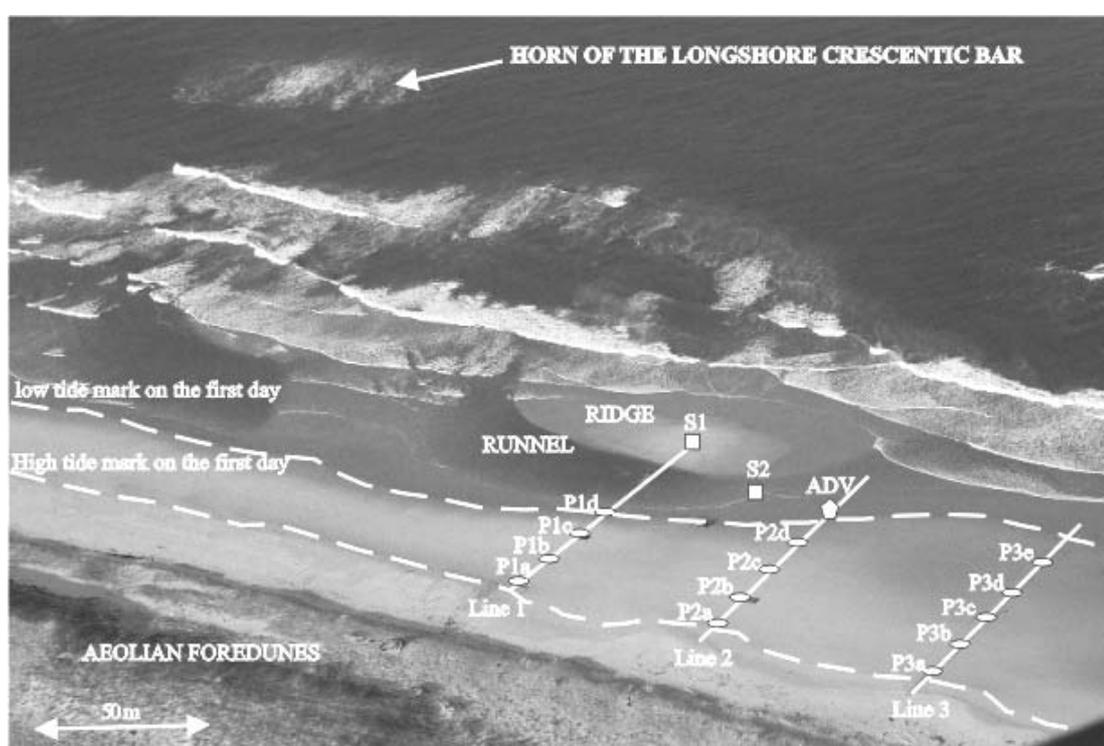


Figure II.12 Morphologie de la plage du Truc Vert et déploiement des appareils lors de la campagne 2001 [Sénéchal et al., 2003a]

La ligne 1 était composée de 4 capteurs de pression piézorésistifs (P1a à P1d) et d'une bouée de type « S4 » (S1). La ligne 2 comportait 4 capteurs de pression (P2a à P2d) et un ADV. La ligne 3 comportait quant à elle 5 capteurs de pression (P3a à P3b). Enfin, une bouée de type « S4 » avait été placée dans la baie (S2).

Un système de vidéo surveillance a été implanté au sommet d'un échafaudage lui-même installé au sommet de la dune. La hauteur de l'objectif de la caméra numérique par rapport au

niveau d'eau à basse mer était de 28.50 m. Les prises de vue en cours d'analyse (F. Desmazes-DGO) permettront la cartographie des zones moyennes de déferlement sur plus de 800 m de large.

II.3.3.2 Conditions hydrodynamiques au cours de la campagne 2001

Cette campagne aura été marquée par des conditions hydrodynamiques très énergétiques avec des événements relativement bien marqués et stationnaires sur plusieurs heures. La semaine aura été une succession d'arrivées de grosses houles longues formées au large par une dépression et accompagnées d'un vent d'est, propice à « lever » et creuser les vagues au moment du déferlement sans pour autant dégrader la surface de la mer (pas d'aspect chaotique).

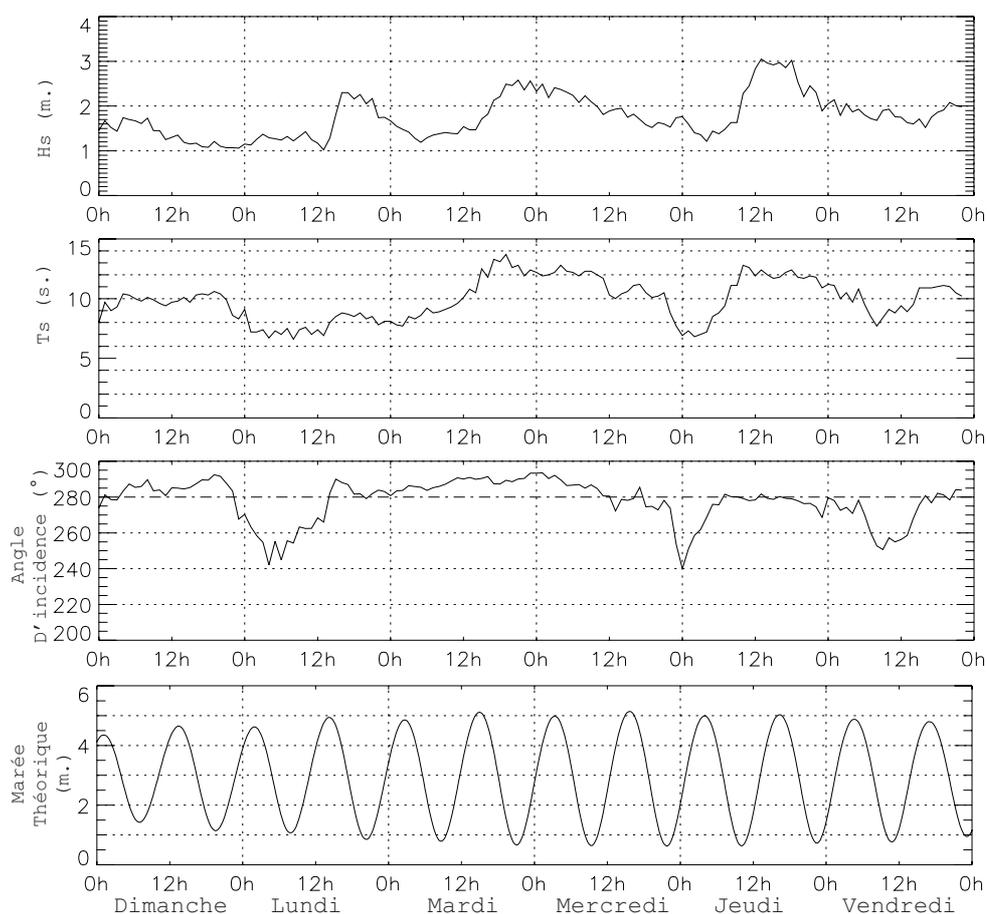


Figure II.13 Hauteur significative (Hs), période significative (Ts) et angle de direction moyenne de la houle et variation tidale de la hauteur du plan d'eau du 14/10/01 au 19/10/01 [Sénéchal et al., 2002b]

La figure II.13 illustre les conditions hydrodynamiques rencontrées au cours de cette campagne. La hauteur significative n'est jamais descendue en dessous de 1 m avec des pics jusqu'à 3 m (jeudi 18 Octobre). La période significative n'est quant à elle jamais descendue en dessous de 9 s avec des pics à 14 s (mardi 16 Octobre). La houle venait principalement du secteur Ouest-Nord/Ouest (secteur 280°-300°). Le marnage durant la campagne était de l'ordre de 3.0 m à 4.5 m. Les profondeurs couvertes par les capteurs situés en zone intertidale se situaient donc entre 0.2 m et 3.0 m.

Une description qualitative de toutes les mesures hydrodynamiques, morphodynamiques et hydro-sédimentaires est disponible dans Sénéchal *et al.* [2002c] (annexe 2). Une description détaillée des mesures hydrodynamiques est quant à elle disponible dans Sénéchal *et al.* [2003a], paragraphes 2.3 et 2.4 (article inséré dans le chapitre III).

II.4 TRAITEMENT DES DONNEES HYDRODYNAMIQUES

II.4.1 D'UNE MESURE DE PRESSION OU ACCELERATION A UNE HAUTEUR D'EAU

II.4.1.1 *Mesures effectuées au large par les bouées Datawell et Triaxys*

Ces deux appareils mesurent une accélération verticale qui va ensuite, par double intégration et en s'appuyant sur une théorie linéaire, être convertie en variation de l'élévation du plan d'eau (hauteur d'eau en m).

II.4.1.2 *Mesures effectuées en zone intertidale*

Les appareils utilisés lors de ces campagnes de mesures en zone intertidale (capteurs de pression, bouée de type « S4 » et ADV) ne permettent pas une mesure directe des variations du plan d'eau. En réalité ils mesurent une pression qui doit ensuite être convertie en variation de l'élévation du plan d'eau (hauteur d'eau en m). Certains de ces appareils (bouée de type « S4 » et ADV) fournissent directement la pression convertie en hauteur d'eau. Dans ces cas là, la conversion se base sur une hypothèse hydrostatique de la répartition des pressions. Lin et Liu [1998], en utilisant un modèle numérique basé sur les équations de Reynolds ont montré que la distribution de la pression sous une vague déferlante de type 'glissant' est proche de la distribution hydrostatique avec un écart maximum situé au niveau du front de l'onde de

l'ordre de 7 %. Cette hypothèse est donc tout à fait valable en zone de surf interne par contre il n'en est pas de même dans la zone de levée et au point d'impact de la lèvre en cas de déferlement plongeant. Pour ce dernier point, il a été montré qu'au niveau de l'impact de la lèvre, on pouvait mesurer une surpression (par rapport à l'hypothèse hydrostatique) très élevée. Toutefois, la probabilité pour que la lèvre de la vague impacte au niveau du capteur est très faible et ne concernera qu'un nombre très limité (voire nul) de vagues dans une série temporelle.

Dans la zone de levée, il est possible de tenir compte des effets non hydrostatiques dans l'estimation de la hauteur d'eau en utilisant la théorie linéaire des vagues [Horrikawa *et al.*, 1988] faisant intervenir la hauteur du capteur par rapport à l'interface eau/sédiment (Z_c), k le nombre d'ondes vérifiant la relation de dispersion (équation I.11) calculé à l'aide de la méthode itérative de Newton et la profondeur d'eau moyenne.

En se plaçant dans les conditions d'un fluide incompressible, irrotationnel et non visqueux, considérons une onde progressive. La déformée de la surface libre s'exprime sous la forme suivante (chapitre I, équation I.9):

$$\eta(x,t) = a \cos(kx - \omega t) \quad \text{Equation II.1}$$

Le potentiel des vitesses associé à cette déformée s'écrit alors (équation I.10) :

$$\Phi(x, Z_c, t) = \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh(k(d + Z_c))}{\cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad \text{Equation II.2}$$

où Z_c est la hauteur du capteur par rapport au fond.

On sait que la pression, P , vérifie l'équation de Bernouilli :

$$\frac{P - P_a}{\rho} = -g\eta + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{Equation II.3}$$

où P_a est la pression atmosphérique à l'interface océan/atmosphère.

On trouve finalement que :

$$\eta = K_p \eta_{hydrostatique} \quad \text{Equation II.4}$$

avec :

$$K_p = \frac{\cosh(kd)}{\cosh(kZ_c)} \quad \text{Equation II.5}$$

La figure II.14 représente le facteur K_p en fonction du nombre d'onde k si on se place pour une profondeur $d = 4.0$ m et pour deux rapports Z_c/d .

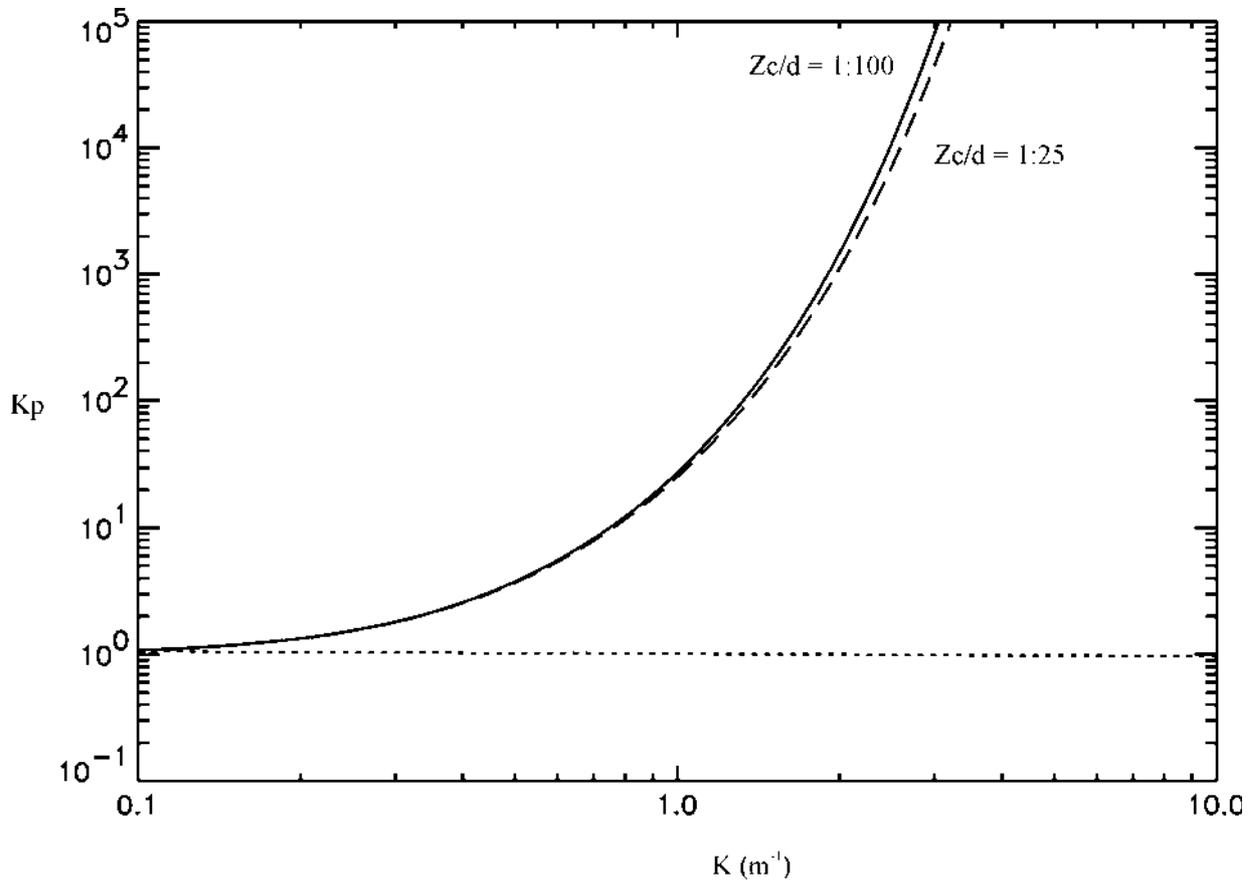


Figure II.14 Représentation du facteur de correction en fonction du nombre d'onde et pour deux rapports de Z_c/d .

Le facteur K_p correspond donc au facteur de correction de la hauteur d'eau. Ce facteur de correction est donné dans le domaine fréquentiel, il est donc nécessaire d'appliquer ce coefficient correcteur soit à la transformée de Fourier du signal correspond à la hauteur d'eau, soit directement au spectre de densité d'énergie. Dans ce dernier cas, il ne faut pas omettre de l'élever au carré.

Concrètement, le signal de hauteur d'eau est décomposé à partir de la transformée de Fourier et l'on applique le facteur de correction K_p pour chaque fréquence. En fonction de la sensibilité du capteur, on obtiendra un seuil de k au delà duquel la transformée de Fourier est amplifiée exponentiellement. En filtrant ces hautes fréquences et en appliquant une transformée de Fourier inverse, on obtient un signal hauteur d'eau corrigée. La fréquence de coupure correspond à la limite du signal que peut mesurer cet instrument compte tenu de son immersion et de l'atténuation des vagues avec la profondeur. Cette fréquence sera d'autant plus basse que le capteur sera posé près du fond.

II.4.2 D'UNE HAUTEUR D'EAU A LA PROFONDEUR

Généralement les capteurs mesurent la pression exercée par la colonne d'eau et la colonne d'air situées au-dessus d'eux (certains capteurs équipés d'un drain permettent de ne mesurer que la pression exercée par la colonne d'eau). Or ces capteurs ne sont pas forcément situés à l'interface eau/sédiment, ils sont généralement situés au-dessus mais parfois le capteur peut être enseveli au cours de la mesure, notamment lorsqu'il y a eu une forte accrétion au cours de la marée. Il est nécessaire de corriger la hauteur d'eau afin d'en déduire la profondeur d'eau.

II.4.2.1 Corrections liées à l'appareil

Théoriquement, lorsque le capteur est hors de l'eau, il devrait mesurer une hauteur d'eau nulle. Dans un premier temps, il est nécessaire de corriger les effets liés au décalage par rapport à la valeur zéro sous l'effet des variations de température et d'humidité du milieu ainsi que les effets de la pression atmosphérique.

Pour cela on étudie le signe temporel de hauteur d'eau lorsque la marée monte et que le capteur est progressivement entièrement immergé puis lorsque la marée descend et que le capteur est progressivement découvert. La correction consiste à imposer une hauteur d'eau nulle aux creux des vagues lorsque le capteur est en limite d'immersion (figure II.15).

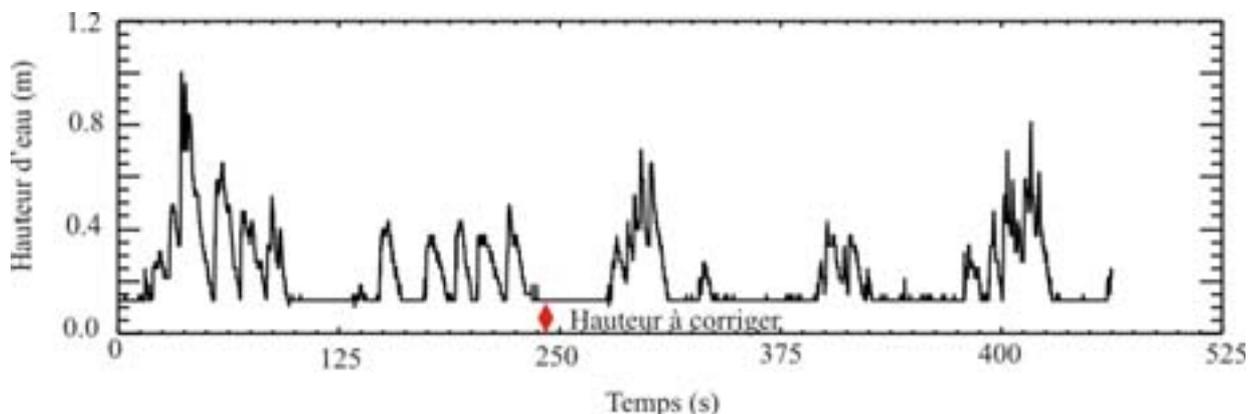


Figure II.15 Correction de la hauteur d'eau et du décalage du zéro.

La correction appliquée à l'ensemble du signal correspond à la moyenne arithmétique des deux valeurs calculées lors du montant et lors du jusant.

II.4.2.2 Corrections liées à l'évolution de l'interface eau/sédiment

Le sédiment en zone de surf est constamment mis en mouvement dans la zone de surf, tour à tour mobilisé puis redéposé. Ces mouvements sédimentaires contribuent à modifier en permanence la position de l'interface eau/sédiment. Les traceurs fluorescents ont mis en évidence que le sédiment pouvait être localement très fortement remanié (+/- 0.1 m en présence d'une mer du vent modérée). La dernière correction à apporter à la mesure de la hauteur d'eau est donc de la corriger de la hauteur du capteur par rapport au fond (valeur Z_c).

Cette correction est obtenue, à défaut de mesures hautes fréquences de l'interface eau/sédiment, en faisant une moyenne arithmétique des valeurs de hauteur du capteur mesurées à l'aide d'un mètre aux deux marées basses qui respectivement précèdent et suivent la marée haute pendant laquelle sont effectuées les mesures (figures II.3, II.4 et II.5).

II.4.3 CORRECTION DES VITESSES MESUREES PAR L'ADV

L'ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) mesure les courants en utilisant une méthode acoustique qui nécessite donc des particules qui vont réfléchir ce signal acoustique. En zone de surf, ce signal peut être erroné à cause de la présence en grande quantité de bulles d'air et de sédiments dans la colonne d'eau échantillonnée mais également parce que le volume d'eau

échantillonné par les trois branches réceptrices n'est plus forcément le même (surtout très près du fond).

Le fichier de données brutes de l'ADV comporte outre les mesures du courant suivant les trois axes (x, y, z), les mesures des corrélations entre les trois mesures. Elgar *et al.* [2001] préconisent que, pour que les valeurs soient justes, les corrélations calculées par l'ADV doivent être supérieures à un seuil S fixé par la formule :

$$S = 0.3 + 0.4(f_e / 25)^{1/2} \quad \text{Equation II.6}$$

où f_e représente la fréquence d'échantillonnage du signal. Delorme (2003), en s'appuyant sur les données de la campagne 2001 ont montré que ce seuil restait encore trop élevé pour le site Truc Vert en présence d'une houle très énergétique et d'une zone de surf très active et ne permettait pas d'identifier toutes les valeurs erronées.

Les valeurs erronées identifiées, il sera alors nécessaire de les corriger dès lors que l'on va chercher à étudier des processus à très hautes fréquences (par exemple la turbulence). Des méthodes ont été proposées dans la littérature [Elgar *et al.*, 2001] mais elles font encore l'objet de développements.

II.5 OUTILS D'ANALYSE

Il existe essentiellement deux modes d'analyse des signaux temporels :

- L'analyse temporelle (représentation statistique des vagues): elle consiste en un comptage vague à vague, elle permet d'établir des distributions de hauteurs, de périodes, des distributions croisées de hauteur et période. Elle peut également s'exprimer sous forme condensée en définissant des hauteurs et périodes caractéristiques.
- L'analyse spectrale : elle consiste en une décomposition en série de Fourier du signal temporel. Comme l'analyse temporelle, on peut l'exprimer sous forme condensée en définissant des hauteurs et fréquences caractéristiques.

Dans le cadre de l'étude des processus non linéaires d'interaction entre triplets de

fréquences, on peut être amené à travailler avec un outil spectral d'ordre supérieur : l'analyse bispectrale.

Dans ce sous chapitre, nous allons présenter ces trois outils d'analyse et détailler leur mise en œuvre.

II.5.1 L'ANALYSE TEMPORELLE

II.5.1.1 *Principe*

Cette méthode consiste à identifier individuellement chaque vague à partir du signal temporel $\eta(t)$. Pour cela on localise les points où le signal temporel passe par la moyenne $\bar{\eta}(t)$ (on s'arrange pour fixer cette moyenne à 0). Deux méthodes peuvent ensuite être utilisées (figure II.16):

- La méthode « passage par 0 par valeurs croissantes » (« up-crossing » en anglais) : on définit une vague entre deux passages par 0 par valeurs croissantes. On adopte pour les caractéristiques (hauteur et période) du front, l'écriture suivante : H_u et T_u .
- La méthode « passage par 0 par valeurs décroissantes » (« down-crossing » en anglais) : on définit une vague entre deux passages par 0 par valeurs décroissantes. On adopte pour les caractéristiques (hauteur et période) du front, l'écriture suivante : H_d et T_d .

De là on peut ensuite établir des distributions de hauteurs, de périodes ou des distributions conjointes de hauteur et de période. On peut également condenser l'information de l'analyse temporelle en définissant des valeurs caractéristiques. C'est cette démarche qui est employée par les bouées Datawell et Triaxys.

Les valeurs condensées généralement employées sont :

- la hauteur et la période moyennes respectivement notées H_{moy} et T_{moy} ,
- la hauteur quadratique moyenne (« root mean square height » en anglais) notée H_{rms} et définie par :
$$H_{rms} = \left(\frac{1}{n} \sum H_i^2 \right)^{1/2},$$
- la hauteur et la période $H_{1/3}$ et $T_{1/3}$, définies comme étant la hauteur et la période moyennes du tiers supérieur en hauteur des vagues,

- la hauteur moyenne du dixième supérieur en hauteur des vagues $H_{1/10}$,
- la hauteur maximale de l'enregistrement H_{\max} .

Toutes ces notations peuvent être complétées de l'indice u ou d suivant que ces valeurs condensées ont été obtenues par passage par 0 par valeurs croissantes ou décroissantes respectivement.

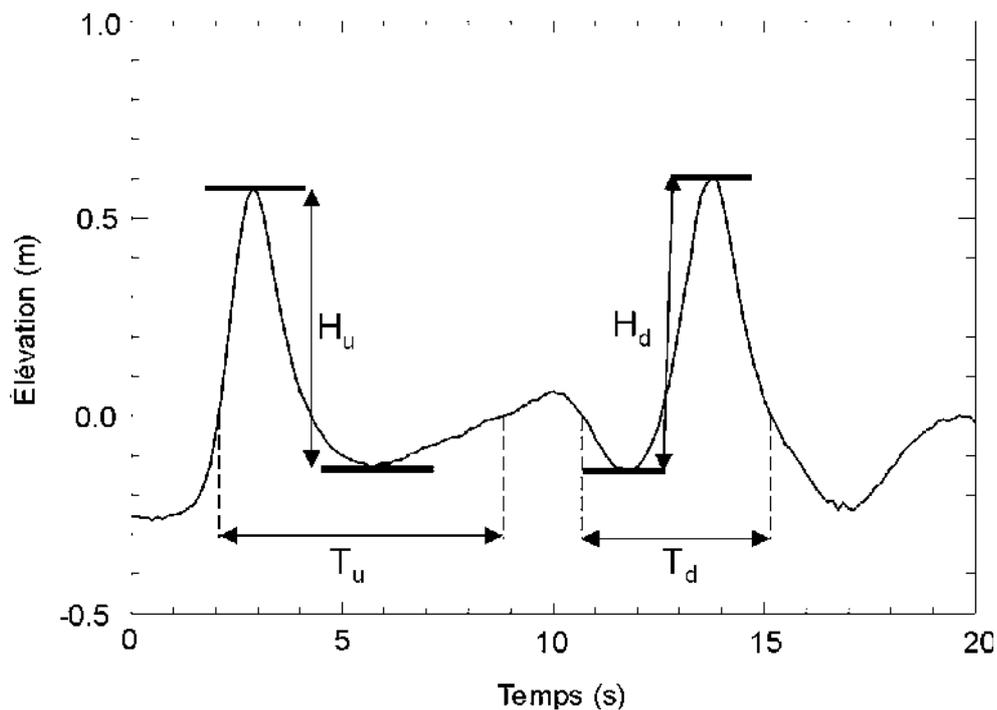


Figure II.16 Principe de l'analyse temporelle d'un signal temporel : on peut définir deux couples (hauteur H , période T) suivant la méthode choisie (par valeurs croissantes (indice u) ou par valeurs décroissantes (indice d)).

En zone de surf, où le profil des vagues est particulièrement déformé, le choix de la méthode peut engendrer des écarts importants à l'échelle d'une vague (figure II.17). A l'échelle des valeurs condensées, ces écarts sont très faibles (moins de 3 %).

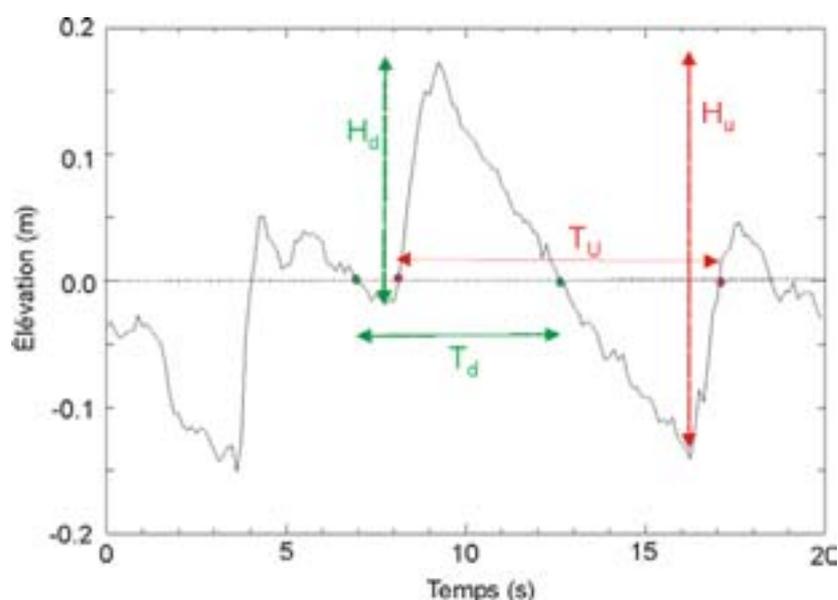


Figure II.17 Ecart entre les deux méthodes lié à la déformation du profil des vagues en zone de surf. A l'échelle d'une vague les écarts sont importants mais ils restent faibles à l'échelle des valeurs condensées.

II.5.1.2 Mise en œuvre de l'analyse temporelle

La mise en œuvre de l'analyse temporelle pour des signaux acquis in situ nécessite de prendre quelques précautions. En effet, les mesures enregistrent les fluctuations du niveau de l'eau liées aux vagues mais également les variations du plan d'eau liées à la marée et peuvent également être perturbées par la présence d'ondes longues et de vagues parasites surtout détectables dans les hautes fréquences où le rapport signal à bruit devient très faible (figure II.18a et II.18b). Il est donc nécessaire de corriger les signaux avant d'effectuer l'analyse temporelle. L'analyse temporelle va s'effectuer en trois étapes :

1. Dans un premier temps, on va filtrer les basses fréquences de façon à redresser le signal et à le centrer sur une moyenne nulle. Typiquement, les ondes filtrées seront les ondes de périodes supérieures à 20 s, y compris la marée (fréquence de coupure à 0.05 Hz).
2. Ensuite, on va filtrer les hautes fréquences (fréquence de coupure à 0.5 Hz) de façon à ôter les vagues parasites qui peuvent perturber l'analyse temporelle. Sur ce signal filtré, on va localiser les passages par 0 suivant la méthode adoptée (passage par 0 par valeurs croissantes ou décroissantes).
3. La dernière étape consiste à revenir au signal filtré des basses fréquences et à reporter la localisation des 0 afin d'estimer la hauteur des vagues. Cette étape est nécessaire car le

fait de filtrer les hautes fréquences induit un écrêtage des hauteurs des vagues.

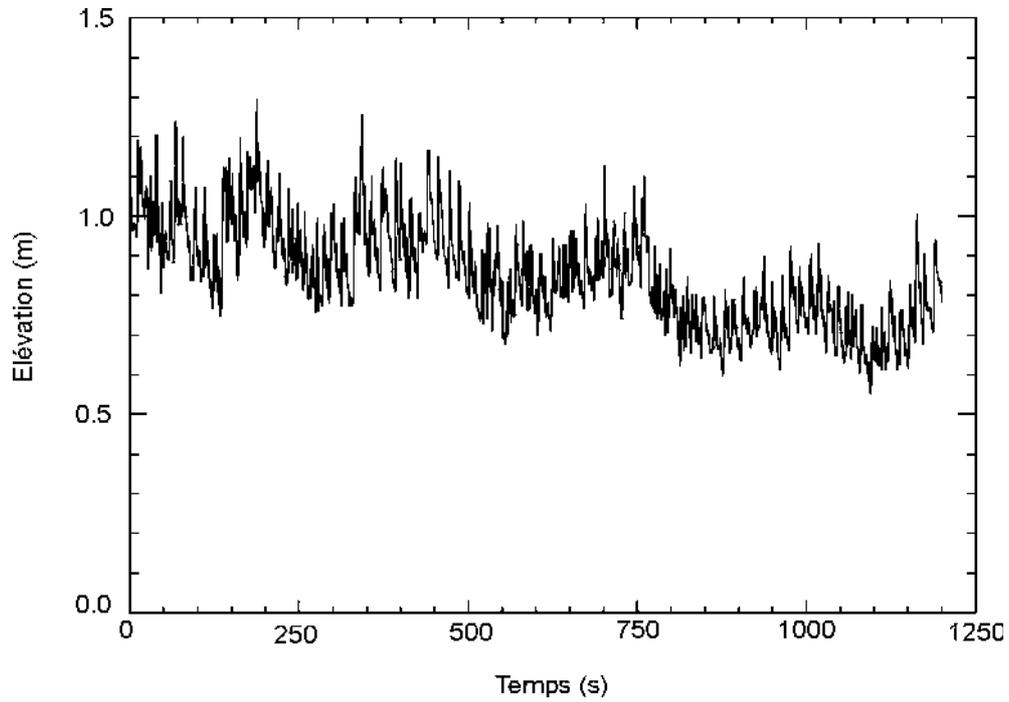


Figure II.18a Effet de la présence de la marée et des ondes longues dans les enregistrements.

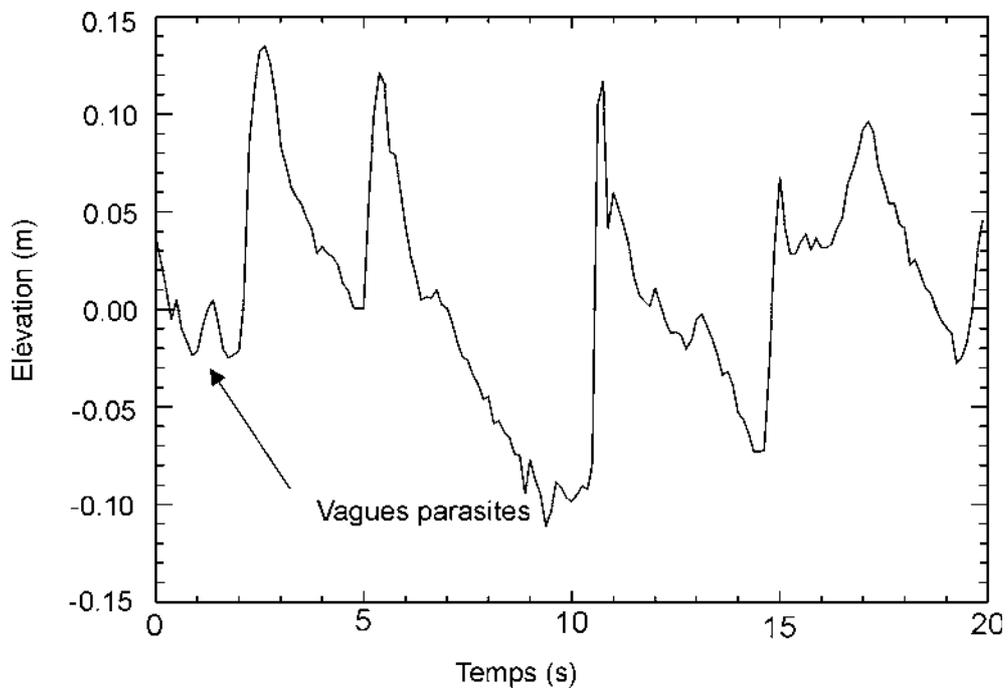


Figure II.18b Présence de vagues parasites dans le signal qui doivent être filtrées pour ne pas être prises en compte par l'analyse temporelle.

II.5.2 L'ANALYSE SPECTRALE

II.5.2.1 *Principe de l'analyse spectrale*

Dans l'approche spectrale linéaire discrète, la déformation de la surface libre due à la perturbation, notée $\eta(x, y, t)$, est représentée par la superposition d'une infinité d'ondes monochromatiques d'amplitude a_n , de fréquence radiale ω_n et de nombres d'ondes \vec{k}_n .

On suppose que l'amplitude, la fréquence radiale et le nombres d'ondes varient pas ou peu sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde L , ou sur un intervalle de temps de l'ordre de la période T (approximation optique géométrique ou méthode WKB). De plus, on suppose également que les ondes sont statistiquement indépendantes. Cette hypothèse est valide si les interactions non linéaires, qui induisent un couplage entre différentes composantes (sous-chapitre I.3) sont négligeables.

La description complète des propriétés d'un champ d'ondes est fournie par le spectre de fréquence et de nombre d'onde qui est défini comme la transformée de Fourier de la covariance de l'élévation de la surface libre. Cette covariance est donnée par :

$$Cov(\vec{x}, \vec{r}, t, \tau) = \langle \eta(\vec{x}, t) \eta(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau) \rangle \quad \text{Equation II.7}$$

où $\langle \rangle$ indique la moyenne statistique.

Le plus souvent la covariance Cov varie beaucoup plus rapidement avec la séparation (\vec{r}, t) qu'avec la position absolue (\vec{x}, t) . On peut alors considérer en première approximation que le champ de vagues est homogène et stationnaire. L'utilisation de l'hypothèse d'ergodicité permet de définir le spectre de fréquence et de nombre d'onde, $S(\vec{k}, \omega)$ comme [LeBlond et Mysak, 1978] :

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r} \int d\tau Cov(\vec{r}, \tau) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \tau)} \quad \text{Equation II.8}$$

On peut montrer que :

$$\langle \eta^2 \rangle = \iint d\vec{k} d\omega S(\vec{k}, \omega) \quad \text{Equation II.9}$$

Le spectre de fréquence et de nombre d'onde peut également être défini à partir de la transformée de Fourier de l'élévation de la surface libre. Si l'on suppose que la surface de la mer est un champ d'ondes aléatoires stationnaire et homogène, η peut être représentée par une intégrale de Fourier généralisée. En utilisant la relation de dispersion, notée $\Omega(k)$ qui permet de relier le nombre d'onde à la fréquence radiale, on peut réduire le spectre tridimensionnel $S(\vec{k}, \omega)$ au spectre bidimensionnel $S(\vec{k})$ [Banner, 1990] :

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2} S(\vec{k}) \delta(\omega - \Omega(k)) + \frac{1}{2} S(-\vec{k}) \delta(\omega + \Omega(k)) \quad \text{Equation II.10}$$

Avec :

$$S(\vec{k}) = 2 \int_0^{\infty} d\omega S(\vec{k}, \omega) \quad \text{Equation II.11}$$

où δ est la fonction Dirac.

Ainsi pour les ondes obéissant à la relation de dispersion, la covariance de l'élévation de la surface s'exprime directement en terme de spectre de nombre d'onde et on a :

$$\langle \eta^2 \rangle = \int d\vec{k} S(\vec{k}) \quad \text{Equation II.12}$$

La densité spectrale de variance ne dépend plus maintenant que de deux variables au lieu de trois. En pratique, on travaille plus aisément avec le spectre directionnel des vagues qui fournit une description complète de l'étalement fréquentiel et directionnel d'un champ d'ondes et qui est défini par [Komen et al., 1994] :

$$S(\vec{k}) d\vec{k} = S(f, \theta) df d\theta \quad \text{Equation II.13}$$

où df et $d\theta$ représentent respectivement les largeurs de bande fréquentielle et angulaire.

Dans le cas d'exploitations de données in situ, on peut être amené à travailler avec le

spectre de fréquence uniquement (que nous appellerons 'spectre de densité d'énergie' ou 'spectre' par la suite) :

$$S(f) = \int_0^{2\pi} S(f, \theta) d\theta \quad \text{Equation II.14}$$

L'équation II.9 montre que $S(f)$ est défini comme la transformée de Fourier de la covariance temporelle de l'élévation de la surface. Le spectre de densité d'énergie peut donc être obtenu à partir de mesures de séries temporelles de l'élévation de la surface libre en un point donné.

La figure II.19 représente deux spectres calculés à partir d'enregistrements temporels acquis en un point fixe.

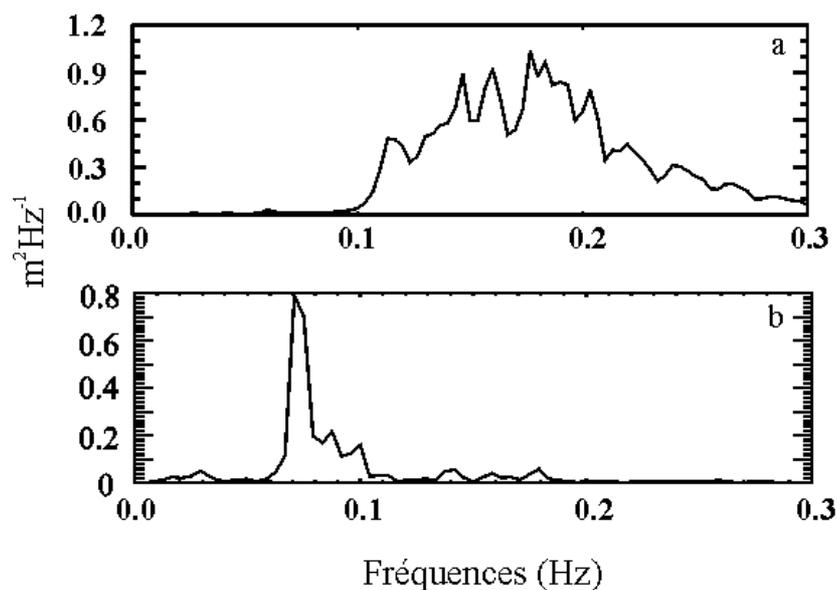


Figure II.19 Spectres de densité d'énergie calculés à partir de signaux temporels (a) mer du vent (b) houle régulière

Ces deux spectres sont représentatifs de deux états de mer caractéristiques :

- La figure II.19a illustre une mer du vent : la surface de la mer paraît chaotique, l'énergie est répartie sur une large bande fréquentielle.
- La figure II.19b illustre une houle régulière : l'énergie est portée par un mode principal

(mode primaire).

L'information spectrale peut également être condensée dans un certain nombre de paramètres : hauteur et fréquence, étalement. Ils sont généralement calculés à partir des moments d'ordre n de la densité d'énergie, définis par :

$$m_n = \int S(f) f^n df \quad \text{Equation II.15}$$

Les valeurs intégrées généralement utilisées sont :

- La hauteur significative définie par : $H_s = 4 * \sqrt{m_0}$
- Des hauteurs associées à des bandes fréquentielles définies par :

$$H_{f_1-f_2} = 4 * \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} S(f) df} \quad \text{Equation II.16}$$

- La fréquence pic f_p lorsque le spectre est étroit (figure II.18b)
- La fréquence centroidale f_c lorsque le spectre est large (figure II.18a) définie comme étant la fréquence moyenne des fréquences pondérées par leur énergie :

$$f_c = \frac{1}{\int s(f) df} \int s(f) f df \quad \text{Equation II.17}$$

II.5.2.2 Mise en œuvre de l'analyse spectrale

Pratiquement, on distingue deux types d'erreur dans l'analyse spectrale : les erreurs propres au calcul du spectre et les erreurs liées à l'interprétation du spectre.

L'analyse spectrale est appliquée à des signaux discrets, échantillonnés à une fréquence d'acquisition donnée et sur une durée limitée. Cet échantillonnage discret et limité dans le temps peut engendrer des erreurs dans le calcul spectral :

- **Le phénomène d'« aliasing »** : si on note f_e la fréquence d'échantillonnage de l'enregistrement alors la plus haute fréquence à laquelle on puisse estimer le spectre (appelée fréquence de Nyquist) est fixée par la relation :

$$f_n = \frac{f_e}{2} \quad \text{Equation II.18}$$

La variance des phénomènes oscillants à une fréquence supérieure à la fréquence de Nyquist est faussement contenue dans les fréquences inférieures à la fréquence de Nyquist : le spectre se replie sur lui-même autour de cette fréquence. Concrètement, cela se traduit par une surestimation des valeurs spectrales associées aux fréquences voisines de la fréquence de Nyquist. Dans le cas d'un enregistrement de l'élévation de la surface de la mer, ce problème reste minime si on s'intéresse aux phénomènes oscillants à l'échelle temporelle des vagues (ou à des échelles temporelles plus grandes) car l'information spectrale des vagues est contenue pour des fréquences très inférieures à celles de la fréquence de Nyquist (la fréquence de Nyquist est d'au moins 1 Hz). Pour pallier au problème d'aliasing, il convient d'échantillonner le signal à une fréquence d'échantillonnage suffisamment élevée, de façon à ce que la bande fréquentielle étudiée se situe le plus loin possible de la fréquence de Nyquist.

- **Le phénomène de leakage** : dans le cas de signaux de largeur finie, les discontinuités présentées par les deux extrémités engendrent des distorsions dans le calcul du spectre. Ce problème est d'autant plus marqué pour les signaux sont courts et instationnaires. Pour remédier au phénomène de leakage et d'amplification des valeurs du spectre pour des fréquences proches de 0, il est nécessaire de corriger l'enregistrement : d'abord le redresser autour d'une moyenne constante puis lisser ses extrémités pour éliminer les discontinuités en appliquant par exemple une fenêtre de Hanning :

$$w(n) = 0.5 \left(1 - \cos \frac{2\pi n}{N-1} \right) \quad n = 1, 2, \dots, N \quad \text{Equation II.19}$$

où N représente le nombre de données dans l'enregistrement.

Ce traitement permet également dans la pratique de minimiser les effets liés aux instationnarités des phénomènes oscillants basses fréquences. Il convient à posteriori d'appliquer un facteur correctif au spectre, la variance totale du signal ayant ainsi été diminuée avec l'application de la fenêtre de Hanning :

$$C = \frac{N}{\sum_{n=1}^N w^2(n)} \quad \text{Equation II.20}$$

La validité du traitement peut être vérifiée en appliquant le théorème de Parseval (équation II.13) : la variance de l'enregistrement temporel doit être égale à l'intégrale du spectre. Dans la pratique, on trouve des écarts inférieurs à 3 %.

Dans le cas de nos enregistrements, on risque également d'amplifier des valeurs du spectre pour des fréquences proches de 0. Cette amplification est engendrée si la moyenne de l'enregistrement présente une évolution linéaire (due à la marée par exemple) et que celle-ci n'est pas corrigée correctement.

Généralement, même après l'ensemble de ces traitements, le spectre conserve une forme relativement bruitée. Ce bruit est lié au fait que deux hypothèses sur lesquelles s'appuie l'analyse spectrale ne sont pas vérifiées dans le milieu littoral :

- Hypothèse de stationnarité.
- Hypothèse d'homogénéité.

Pour pallier à ce problème :

- Soit on moyenne le spectre sur plusieurs fréquences,
 - Soit on estime le spectre à partir d'une moyenne de plusieurs spectres statistiquement indépendants mais estimés sur un même intervalle de temps. Concrètement, on va utiliser une méthode de fenêtres glissantes. Cette méthode consiste à considérer un enregistrement de longueur N non pas dans sa globalité mais comme une succession d'enregistrements statistiquement indépendants et de longueur $n < N$ (on appellera ces enregistrements des fenêtres). Ces fenêtres peuvent se recouvrir en partie (jusqu'à 75 % au
-

maximum sinon deux fenêtres consécutives ne peuvent plus être considérées comme statistiquement indépendantes). Pour chaque fenêtre on calcule le spectre et on considère que le spectre représentatif de l'ensemble de l'enregistrement est la moyenne arithmétique de tous ces spectres. On préconise généralement d'effectuer une moyenne à partir d'au moins cinq fenêtres.

Les erreurs d'interprétation du spectre peuvent être liées à un mauvais traitement de l'enregistrement (on peut toutefois y remédier avec les méthodes développées ci-dessus) mais elles sont surtout liées au fait que l'hypothèse gaussienne n'est pas vérifiée.

Lorsqu'un champ d'ondes satisfait l'hypothèse gaussienne, on peut le représenter comme une superposition de composantes indépendantes les unes des autres et dont les phases sont aléatoirement réparties sur l'intervalle $[-\pi, \pi]$ (la surface de la mer peut être considérée comme une superposition linéaire d'ondes sinusoidales). Longuet-Higgins [1952] a montré mathématiquement que dans ce cas là les hauteurs des vagues suivent une distribution de Rayleigh. En zone littorale, nous ne pouvons pas considérer le train d'ondes comme gaussien. Il existe en effet des relations de phase entre les différentes composantes du spectre qui sont dues entre autre aux phénomènes non linéaires d'interactions entre triplets de fréquences que nous avons développés dans le précédent chapitre. L'analyse en transformée de Fourier est adaptée à des signaux linéaires mais non aux signaux très non linéaires comme ça peut être le cas en zone littorale pour la surface de la mer, en particulier parce qu'elle ne contient pas d'informations sur les possibles relations entre les phases (phases liées ou non).

La figure II.20 illustre de manière très schématique l'erreur d'interprétation qui peut être faite sur le spectre, en particulier dans la zone de surf. Les figures II.20a II.20b illustrent deux exemples typiques de vagues en « eau peu profonde ». Une analyse spectrale de ces deux signaux nous conduirait à la même forme de spectre (figure II.20c).

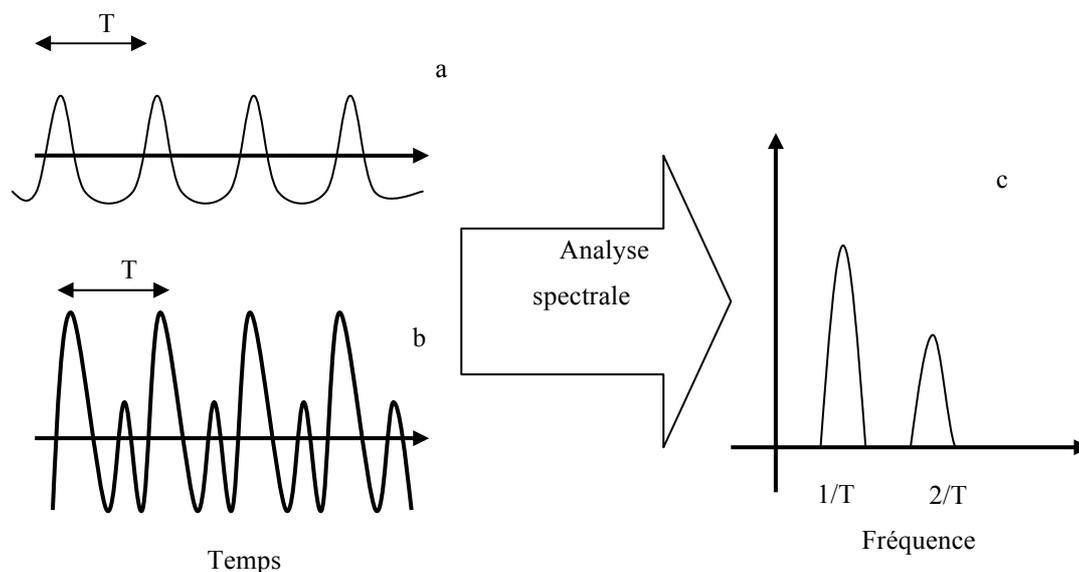


Figure II.20 Erreur d'interprétation du spectre liée à la présence d'harmoniques (a) liées ou (b) libres. Le spectre (c) ne comportant pas d'informations sur les relations de phase ne permet pas de distinguer les deux enregistrements.

Le cas présenté dans la figure II.20 est un cas simplifié. Dans la réalité, de nombreuses fréquences vont interagir les unes avec les autres et la distinction entre les deux enregistrements temporels ne sera plus aussi évidente. Dans ce contexte il est nécessaire d'introduire un outil spectral d'ordre supérieur qui prend en compte les relations de phase entre les différentes composantes : l'analyse bispectrale.

II.5.3 L'ANALYSE BISPECTRALE

Le spectre de densité d'énergie est une quantité qui ne contient pas d'information sur les relations de phases. Pour connaître les relations de phase entre les différentes composantes du spectre à partir d'un signal temporel en un point donné, il nous faut introduire un outil spectral d'ordre supérieur : le bispectre.

Le bispectre se définit comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation du troisième ordre de l'élévation de la surface libre [Hasselmann *et al.*, 1963] :

$$B(\omega_1, \omega_2) = \left[\frac{1}{2\pi} \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau_1, \tau_2) \exp[-i(\omega_1 \tau_1 + \omega_2 \tau_2)] d\tau_1 d\tau_2 \quad \text{Equation II.21}$$

$$Z(\tau_1, \tau_2) = \langle \eta(t) \eta(t+\tau_1) \eta(t+\tau_2) \rangle \quad \text{Equation II.22}$$

Où $\langle \rangle$ indique la moyenne statistique. Pour des données échantillonnées de façon discrète, le bispectre (discret) est donné par [Kim et Powers, 1979] :

$$B_{l,m} = \langle A_l A_m A_{l+m}^* \rangle \quad \text{Equation II.23}$$

Où A_i représentent les amplitudes de Fourier complexe des trois ondes qui interagissent et * indique le complexe conjugué.

Le bispectre est un outil permettant d'identifier les modes couplés. En effet, il est non nul si :

- une composante possède une relation de phase avec deux autres composantes du champ d'ondes, c'est à dire qu'elle résulte d'un forçage par deux ondes primaires (interactions non-linéaires entre triplets de fréquences).

Et il s'annule si :

- au moins une des composantes qui interagissent ne contient pas d'énergie
- les ondes sont statistiquement indépendantes, c'est à dire qu'il n'y a pas de relation de phase entre les différentes composantes.

Pour évaluer l'intensité des interactions, il faut utiliser des valeurs normalisées obtenues en décomposant le bispectre suivant sa norme et sa phase [Kim et Powers, 1979].

La bicohérence se définit comme :

$$b_{l,m}^2 = \frac{|B_{l,m}|^2}{\langle |A_l A_m|^2 \rangle \langle |A_{l+m}|^2 \rangle} \quad \text{Equation II.24}$$

et la biphasse est obtenue de la façon suivante :

$$\beta_{l,m} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(B_{l,m})}{\text{Re}(B_{l,m})}\right) \quad \text{Equation II.25}$$

La biphasse représente l'écart de phase entre les trois composantes qui interagissent. Pour un champ gaussien, les valeurs de la biphasse sont uniformément réparties sur l'intervalle $[-\pi ; \pi]$ et la bicohérence est nulle.

Pour un enregistrement de longueur finie, même un processus gaussien ne présentera pas de bispectre nul. Un intervalle de confiance à 95 % pour une bicohérence nulle est définie par Haubrich [1965] comme :

$$b_{95\%}^2 \geq 6/dof \quad \text{Equation II.26}$$

avec dof correspondant au nombre de degrés de liberté pour la calcul du bispectre (Degrees of Freedom).

Kim et Powers [1979] ont montré que la bicohérence $b_{l,m}^2$ permettait théoriquement de mesurer la fraction d'énergie total transférée vers la fréquence $f_{l,m}$ au cours du processus non linéaire qui survient entre les trois composantes. Toutefois, dans le cas de l'étude d'un signal réel (d'une houle réelle), la bicohérence indique seulement le degré de couplage entre les différentes composantes puisque $b = 0$ pour un champ gaussien et $b \rightarrow 1$ pour un champ de vagues fortement corrélées statistiquement. Mc Comas et Briscoe [1980] ont en effet montré qu'un mode particulier pouvait être impliqué dans un grand nombre d'interactions différentes et qu'on ne peut donc plus interpréter aussi simplement la bicohérence.

Le bispectre permet également d'évaluer les distorsions du profil des vagues. Dans le premier chapitre, nous avons vu que la profil des vagues pouvait se distordre dans la zone de levée et à l'approche de la zone de déferlement et perdre sa symétrie horizontale (on parlera de « skewness ») puis sa symétrie verticale (on emploiera le terme d'« asymétrie »).

Le skewness se définit à partir de la partie réelle du bispectre alors que l'asymétrie se définit à partir de la partie imaginaire du bispectre [Masuda et Kuo, 1981 ; Elgar et Guza, 1985] :

$$skewness = \frac{\int \int \text{Re}(B_{l,m}) dldm}{\left(\int S(f) df\right)^{3/2}}$$

Equation II.27

$$asymétrie = \frac{\int \int \text{Im}(B_{l,m}) dldm}{\left(\int S(f) df\right)^{3/2}}$$

Equation II.28

où Re et Im désignent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du bispectre et $s(f)$ le spectre.

II.6 CONCLUSIONS

Trois campagnes de mesures ont été menées qui ont permis de couvrir une large partie des conditions morphologiques que l'on pourrait rencontrer sur une plage sableuse de pente faible à modérée :

- une première campagne qui permet l'étude des transformations des vagues sur un profil de plage linéaire « simple ».
- une deuxième campagne qui permet l'étude des transformations des vagues sur un profil de plage à barre « complexe ».
- enfin une dernière campagne qui permet non seulement d'étudier en même temps les transformations des vagues sur trois profils de plages différents (à barres développées, à l'embouchure d'une baie et sans barre) mais également d'appréhender la variabilité « longshore » de ces processus.

Ces trois campagnes ont également couvert une large partie des conditions hydrodynamiques auxquelles peuvent être soumises les plages de la côte Aquitaine : mer du vent modérée (Mai 1998), houle océanique modérée (Mars 2000) et houle longue océanique forte (Octobre 2001).

Les mesures des différents capteurs peuvent être comparées même si ceux-ci n'utilisent pas forcément les mêmes techniques (acoustique ou électromagnétique pour les vitesses, capteurs piézo-resistifs ou accéléromètres pour la hauteur d'eau) et les mêmes fréquences d'échantillonnage et devraient permettre d'appréhender une grande partie des processus physiques affectant la houle développés dans la première partie.

Enfin trois outils d'analyse (temporelle, spectrale et bispectrale) vont nous permettre d'étudier le champ de vagues de façon statistique ou énergétique, en prenant en compte ou non les relations de phase entre les différentes composantes. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf liée au processus de déferlement.

CHAPITRE III

EVOLUTION DE L'ENERGIE DES VAGUES EN ZONE DE SURF : APPROCHE INTEGREE

Ce chapitre s'articule en cinq sous-chapitres.

Dans le sous-chapitre III.1, nous faisons le point sur l'état des connaissances concernant l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf, en particulier sur les paramètres susceptibles de contrôler leur hauteur en zone de surf.

Dans le sous-chapitre III.2 nous présenterons la méthode utilisée pour obtenir des valeurs de hauteur des vagues et profondeur dans la zone de surf à partir des jeux de données acquis lors des trois campagnes de mesures présentées dans le chapitre précédent (Mai 1998, Mars 2000 et Octobre 2001). Nous montrerons comment à partir de données acquises dans le milieu naturel, nous avons pu déterminer si un capteur était situé ou non en zone de surf et comment nous avons pu intégrer les variations du niveau moyen du plan d'eau liées à la marée.

Dans le sous-chapitre III.3, nous nous plaçons dans le cas d'une plage linéaire (nous entendons par là une plage dont la pente peut être considérée comme constante dans la zone intertidale) mais nous supposons également que la période des vagues ne varie pas, ou de façon non significative, le long d'un axe « cross-shore ». Nous regardons alors l'influence des paramètres introduits dans le premier sous chapitre sur l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf. Cette analyse confirme notamment que dans le cas d'une plage linéaire, la profondeur est un paramètre clef dans l'évolution de la hauteur des vagues.

Dans le sous-chapitre III.4, nous nous intéressons donc plus particulièrement à γ , le rapport entre la hauteur des vagues et la profondeur d'eau locale. L'idée est de trouver une paramétrisation en fonction des paramètres clefs établis dans le précédent sous-chapitre. Nous avons dans un premier temps testé la paramétrisation proposée par Raubenheimer *et al.* [1996]. Cette paramétrisation s'appuie sur des grandeurs locales. Nous montrerons que l'écart trouvé entre leur résultat et les nôtres est en partie lié à une mauvaise détermination de la bande d'intégration dans le calcul de la hauteur significative à partir du spectre mais vraisemblablement aussi à un choix de fréquence caractéristique inapproprié.

Le cinquième sous-chapitre est un résumé des principaux résultats établis dans ce chapitre.

SOMMAIRE



III.1	ETAT DES CONNAISSANCES	127
III.2	METHODE POUR L'ETUDE DES HAUTEURS DE VAGUES EN ZONE DE SURF EN MILIEU NATUREL	133
III.2.1	DETERMINATION DE LA ZONE DE SURF A PARTIR DE SIGNAUX TEMPORELS	133
III.2.1.1	<i>Difficultés liées au caractère aléatoire des vagues</i>	133
III.2.1.2	<i>La hauteur significative : définition et estimation</i>	136
III.2.1.3	<i>Localisation de la zone de déferlement</i>	138
III.2.2	PRISE EN COMPTE DES VARIATIONS DU NIVEAU MOYEN DU PLAN D'EAU LIEES A LA MAREE...	138
III.2.3	ESTIMATION DES AUTRES PARAMETRES.....	139
III.3	ANALYSE DES FACTEURS AGISSANT SUR LA DECROISSANCE DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF	139
III.3.1	EVOLUTION DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF	139
III.3.1.1	<i>Houle longue énergétique</i>	140
III.3.1.2	<i>Mer du vent modérée ou houle croisée à une mer du vent modérée</i>	142
III.3.2	INFLUENCE DE LA LARGEUR RELATIVE DE LA ZONE DE SURF ET DE LA CAMBRURE DES VAGUES AU LARGE	145
III.4	EVOLUTION ET PARAMETRISATION DU RAPPORT HAUTEUR SIGNIFICATIVE SUR PROFONDEUR γ	155
III.4.1	EVOLUTION DE γ DANS LA ZONE DE SURF	156
III.4.2	EVOLUTION DU PARAMETRE γ DANS LA ZONE DE SURF EN FONCTION DE LA PROFONDEUR	157
III.4.3	PARAMETRISATION DU RAPPORT γ SUR UNE PLAGE LINEAIRE.....	159
III.5	CONCLUSIONS	169



LISTE DES FIGURES

~

Figure III.1 Paramètres contrôlant la hauteur des vagues en zone de surf en tout point du profil, a : profil à barre et b : profil linéaire.....	129
Figure III.2 Impact de la période caractéristique des vagues sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf : résultats obtenus avec le modèle analytique de Bonneton [2001], conditions initiales : $\beta= 0.05$, $H_b=1.5$ m et $d_b = 3.0$	131
Figure III.3 Impact de la pente sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf : résultats obtenus avec le modèle analytique de Bonneton [2001], conditions initiales : $T= 12$ s, $H_b=1.5$ m et $d_b = 3.0$	132
Figure III.4 Evolution des distributions des hauteurs des vagues estimées par une méthode temporelle par passage par 0 par valeurs décroissantes en zone de levée et en zone de surf. Les conditions hydrodynamiques sont typiques d'une mer du vent (données Mai 1998).....	134
Figure III.5 Vue aérienne de la zone d'étude à marée basse lors de la campagne d'Octobre 2001 : on observe à la fois des zones de déferlement (présence d'écume blanche) et des zones non déferlantes le long d'une même ligne de crête.....	136
Figure III.6 Spectre de densité d'énergie des (a) 17 Octobre 2001 et (b) 18 Octobre 2001 transmis par la bouée Triaxys située par 56 m de fond. Ces spectres sont caractéristiques (a) d'une houle modérée et (b) d'une houle énergétique.....	141
Figure III.7 Hauteur significative des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf pour les journées des 17 et 18 Octobre 2001 en présence d'une houle longue modérée et d'une houle longue énergétique.....	142
Figure III.8 Spectre de densité d'énergie des (a) 28 Mai 1998 et (b) 26 Mai 1998 calculés à partir des données d'une bouée « s4 » située par 9 m de fond. Ces spectres sont caractéristiques (a) d'une mer du vent et (b) d'une houle croisée à une mer du vent. (figure extraite de Sénéchal <i>et al.</i> [2001a]).....	143
Figure III.9 Hauteur significative des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf pour les journées des 26 et 28 Mai 1998 en présence d'une mer du vent ou d'une mer du vent croisée à une houle. La régression linéaire est $H_s=0.18+0.34d$ avec un coefficient de corrélation de 0.96, (figure extraite de Sénéchal <i>et al.</i> [2001a]).....	144
Figure III.10 Ecart de pentes sur la décroissance de la hauteur significative des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf pour les journées des 26 et 28 Mai 1998 (symboles verts) et des 17 et 18 mars 2001 (symboles noirs).....	145
Figure III.11 Evolution du rapport H/d dans la zone de surf, données de Stive [1984] ● : $H_0 = 0.178$	

m, $d_0 = 0.2125$ m, $f = 1/1.79$ s ⁻¹ , $\beta = 1 : 40$ \diamond : $H_0 = 0.226$ m, $d_0 = 0.2625$ m, $f = 1/3$ s ⁻¹ , $\beta = 1 : 40$ et sorties du modèle analytique de Bonneton [2001].....	157
Figure III.12 Rapport γ entre la hauteur significative des vagues et la profondeur en fonction de la profondeur. Les données sont tirées de la campagne Octobre 2001 (journées des 17 et 18), en noir : ligne 1 (barre), en rouge : ligne 2 et en bleu : ligne 3.....	158
Figure III.13 Détermination de la pente locale de la plage à partir du profil.....	159
Figure III.14 Erreurs relatives données en % dans le calcul du paramètre β/kd (a) et du rapport γ (b) en fonction de la profondeur.....	161

III.1 ÉTAT DES CONNAISSANCES

Nous avons vu dans le premier chapitre (sous-chapitre I.4) que la connaissance de l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf était un préalable indispensable à la connaissance de la dynamique en zone de surf. Elle permet en effet d'estimer l'énergie potentielle (et cinétique si on se place dans la théorie linéaire) associée à un front d'onde (équation I.15). La zone de surf correspond à la zone où l'énergie des vagues est dissipée, parfois très rapidement (sur quelques dizaines de mètres). La connaissance de l'évolution des hauteurs des vagues en zone de surf nous permettra d'appréhender le phénomène de dissipation d'énergie liée au déferlement des vagues et par la suite d'estimer les variations du niveau moyen du plan d'eau (set-up et set-down) mais également la circulation en zone de surf. Ainsi ces dernières décennies, elle a fait l'objet de nombreuses études expérimentales (in situ ou en laboratoire) mais elle a également fait l'objet de développement de modèles paramétriques, analytiques et numériques (certains ont été présentés dans le premier chapitre).

Dans la suite de ce chapitre, nous supposerons que le champ d'onde est « quasi stationnaire », c'est-à-dire que les variations temporelles de l'écoulement moyen sont très lentes.

Dans ces conditions, l'équation de conservation du flux d'énergie s'écrit (équation I.42) :

$$\frac{d\bar{E}_f}{dx} = -\bar{\wp} \quad \text{Equation III.1}$$

où $\bar{\wp}$ est un terme de dissipation lié à la turbulence engendrée d'une part par le déferlement, d'autre part par la couche limite du fond et \bar{E}_f est le flux d'énergie. Le déferlement des vagues se traduit par une diminution du flux d'énergie le long d'une ligne « cross-shore ».

Dans le cadre de la théorie linéaire, on peut estimer le flux d'énergie par:

$$\bar{E}_f = E_t C_g \quad \text{Equation III.2}$$

où E_t et C_g sont respectivement l'énergie totale de la vague par unité de surface et la vitesse de

groupe.

En supposant l'hypothèse « eau peu profonde » vérifiée et en se limitant à une solution linéaire, on peut estimer le flux d'énergie à partir des équations I.16 et I.19 :

$$\bar{E}_f = \rho g \frac{H^2}{8} * \sqrt{gd} \quad \text{Equation III.3}$$

Le flux d'énergie dépend donc de deux paramètres : la hauteur des vagues et la profondeur.

Les études ont donc portées sur les paramètres susceptibles d'agir sur l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf. L'idée était de pouvoir estimer en chaque point du profil de plage la hauteur des vagues.

Ces paramètres sont (figure III.1):

- la profondeur d'eau locale notée d ,
- les hauteur et profondeur caractéristiques au point de déferlement (ou en début de zone de surf interne): H_b et d_b ,
- la hauteur des vagues au large H_0 et la période T . Dans l'analyse dimensionnelle qui va suivre, il est plus naturel d'introduire la longueur d'onde au large L_0 que la période (on peut montrer en « eau profonde » que $L_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$),
- la pente de la plage : β
- la distance Δx par rapport au point de déferlement, en particulier en présence d'une bathymétrie complexe (profil à barre). En effet dans le cas d'un profil de plage linéaire, on peut indirectement prendre en compte Δx en considérant la pente, la profondeur au point de déferlement et la profondeur au point considéré : $\Delta x = (d_b - d) / \beta$, dans le cas d'un profil à barre ce n'est pas possible. Dans le milieu naturel, les profils de barre rencontrés en zone intertidale sont généralement beaucoup moins marqués et les profils « linéaires » peuvent présenter localement de légères ruptures de pente, replats etc...on se trouve généralement dans des situations intermédiaires à celles représentées dans la figure III.1.

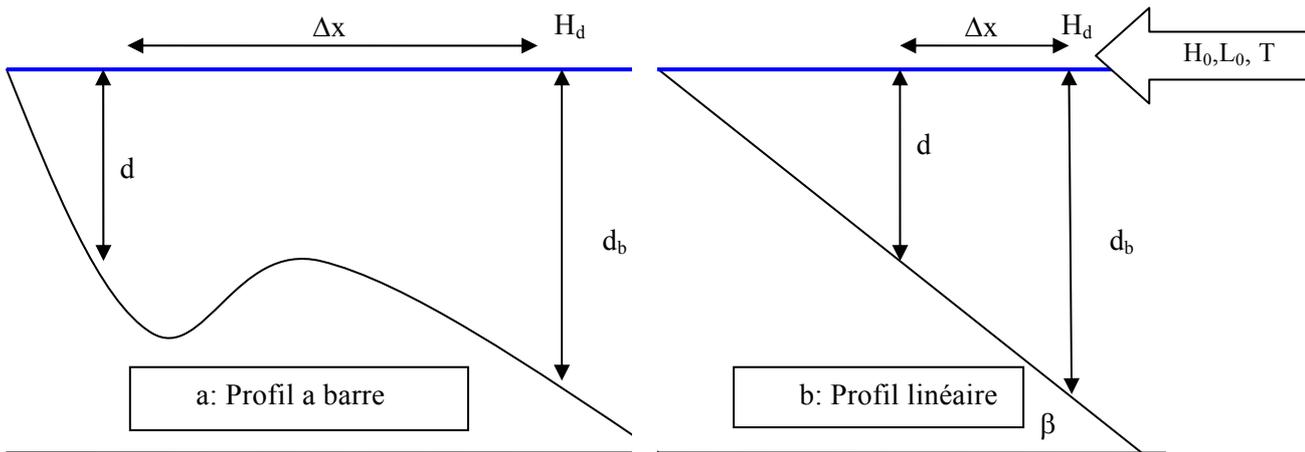


Figure III.1 Paramètres contrôlant la hauteur des vagues en zone de surf en tout point du profil, a : profil à barre et b : profil linéaire.

Une analyse dimensionnelle, nous permet d'introduire les paramètres sans dimension suivants:

- la cambrure au large : $\frac{H_0}{L_0}$,
- le rapport au point de déferlement (ou au début de la zone de surf interne) : $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$ (ce rapport renvoie également au caractère non linéaire du train de vagues (équation I.1)),
- le paramètre de dispersion du train de vagues : $\mu = \frac{d}{L_0}$,
- la distance de la zone de surf adimensionnée par la longueur d'onde au large : $\frac{\Delta x}{L_0}$, que nous appellerons largeur relative de la zone de surf,
- et la pente de la plage : β .

L'objectif va être d'évaluer l'impact de ces différents paramètres sur l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf pour ensuite proposer une paramétrisation de la hauteur des vagues.

L'usage du modèle paramétrique de Bonneton [2001] nous a permis d'évaluer l'impact de deux paramètres dans le cas d'une plage linéaire et d'un champ de vagues régulier : la période et la pente de plage.

Concernant la période des vagues, nous verrons par la suite que c'est un paramètre clef dont la détermination est encore sujet à débats compte tenu du caractère aléatoire des vagues dans le milieu naturel. L'usage du modèle de Bonneton [2001] nous a permis d'évaluer l'impact de la période en présence d'un champ de vague régulier tel qu'on ne le rencontre que rarement dans le milieu naturel.

Concernant la pente de plage, notre site atelier est une plage stable dont la pente moyenne varie peu au cours de l'année et de ce fait elle ne permet pas d'évaluer convenablement l'impact de la pente sur l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf.

Dans le modèle de Bonneton [2001], la dissipation d'énergie liée au déferlement des vagues n'est pas estimée à partir d'une paramétrisation (comme c'est le cas dans les modèles de Svendsen, [1984], Stive, [1984] et Battjes et Janssen, [1978]) mais à partir de la résolution des équations de Saint Venant (sous-paragraphe I.4.1.4). On obtient la solution suivante (équations I.61 et I.62) :

$$\frac{H}{H_b} = \left[\sigma \left(\frac{d}{d_b} \right)^{-1/2} + (1 - \sigma) \left(\frac{d}{d_b} \right)^{1/4} \right]^{-1} \quad \text{Equation III.4}$$

$$\sigma = \frac{4 (1.5)^{3/2} H_b}{3 \bar{\beta} T (g d_b)^{1/2}} \quad \text{Equation III.5}$$

Le domaine de validité de ce modèle se limite à des plages linéaires et à des champs de vagues régulières (on considère que la période des vagues se conserve).

Nous avons tour à tour fait varier la période des vagues (notée T dans le modèle) et la pente (notée $\bar{\beta}$ dans le modèle) afin d'évaluer leurs impacts respectifs sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf. On obtient ainsi respectivement pour la période et la pente de plage les figures III.2 et III.3. Les conditions initiales du modèle sont :

- Période des vagues T = 12 s lorsque nous faisons varier la pente moyenne
- pente de la plage : $\bar{\beta} = 1 : 20$ lorsque nous faisons varier la période
- profondeur au point de déferlement, $d_b = 3.0$ m
- amplitude au point de déferlement, $H_b = 1.5$ m soit $\gamma_b = 0.5$ (valeur moyenne généralement observée sur notre site).

On observe qu'il y a une évolution de la forme de la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf en fonction de la période des vagues incidentes. La hauteur des vagues les plus courtes (6 s) va décroître plus rapidement en début de zone de surf (profondeurs supérieures à 2.0 m dans cet exemple) alors que la hauteur des vagues les plus longues va au contraire décroître plus rapidement en fin de zone de surf (profondeurs inférieures à 0.5 m). Entre ces deux zones, on observe une relation approximativement linéaire entre la hauteur des vagues et la profondeur dont la pente croît en même temps que la période des vagues.

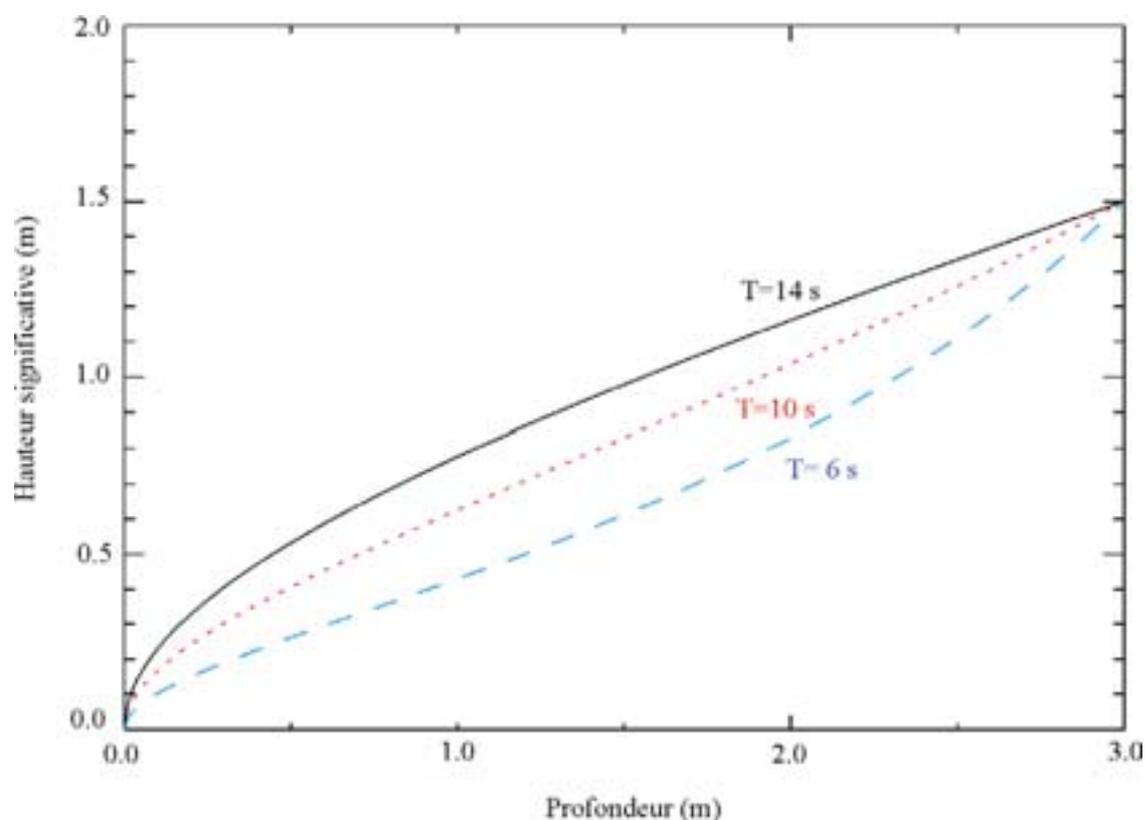


Figure III.2 Impact de la période caractéristique des vagues sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf : résultats obtenus avec le modèle analytique de Bonneton [2001], conditions initiales : $\beta=0.05$, $H_b=1.5$ m et $d_b=3.0$.

De même la pente de la plage influence l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf. On observe que plus la pente est forte (1 :10 et 1 :5), plus la décroissance de la hauteur des vagues va être faible en début de zone de surf et s'accélérer ensuite en fin de zone de surf.

A l'inverse, plus les pentes sont faibles (1 :100), plus les vagues vont décroître rapidement en début de zone de surf puis cette décroissance va nettement ralentir en fin de zone de surf.

Pour les pentes modérées (1 :20, typiquement de l'ordre de celles rencontrées sur notre site d'étude), on observe que la décroissance est à peu près homogène en zone de surf et qu'elle s'accélère légèrement en toute fin de zone de surf.

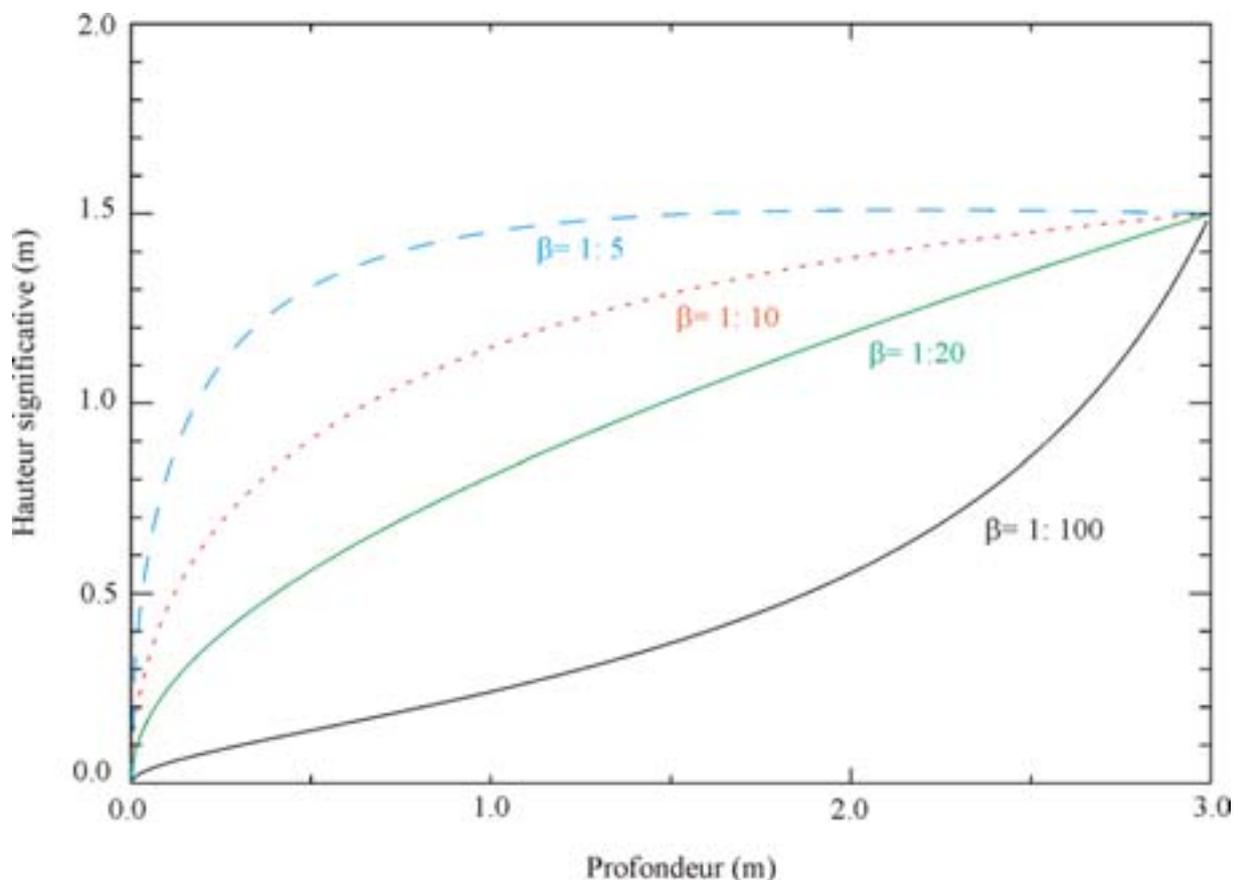


Figure III.3 Impact de la pente sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf : résultats obtenus avec le modèle analytique de Bonneton [2001], conditions initiales : $T = 12$ s, $H_b = 1.5$ m et $d_b = 3.0$.

Dans le sous-chapitre suivant, nous verrons comment nous nous y sommes pris pour déterminer les paramètres dans le milieu naturel et ainsi évaluer leur impact mais nous montrerons également que certains de ces paramètres ne peuvent pas être mesurés, à l'heure actuelle, avec suffisamment de précision.

III.2 METHODE POUR L'ETUDE DES HAUTEURS DE VAGUES EN ZONE DE SURF EN MILIEU NATUREL

Nous avons vu dans le deuxième chapitre que les capteurs étaient déployés à marée basse dans la zone intertidale puis que les mesures étaient acquises à marée haute lorsque la zone intertidale est recouverte. Dans un premier temps il va falloir déterminer si un capteur est situé ou non en zone de surf. Puis à partir de l'analyse des signaux, il faudra estimer les différents paramètres présentés dans le précédent paragraphe.

III.2.1 DETERMINATION DE LA ZONE DE SURF A PARTIR DE SIGNAUX TEMPORELS

Une première approche pour déterminer la zone de surf serait une approche temporelle vague à vague : elle consisterait à analyser l'évolution de la distribution de la hauteur des vagues le long d'une ligne « cross-shore ». Cette approche est toutefois rendue difficile du fait du caractère aléatoire des vagues dans le milieu naturel.

III.2.1.1 *Difficultés liées au caractère aléatoire des vagues*

Des analyses temporelles de données in situ montrent que les hauteurs des vagues sont distribuées sur une large bande de hauteurs (figure III.4).

La figure III.4 représente l'évolution le long d'une ligne « cross-shore » des distributions des hauteurs des vagues estimées à partir d'une analyse temporelle par passage par 0 par valeurs décroissantes pour des capteurs situés en zone de levée ou en zone de surf dans le cas d'une plage linéaire. Les conditions hydrodynamiques étaient typiques d'une mer du vent (spectre de densité d'énergie large et surface de la mer d'aspect chaotique) et les hauteurs des vagues ont été adimensionnées par la hauteur quadratique moyenne au large. On constate qu'entre les deux premiers capteurs situés au début de la zone de surf (profondeur $d = 1.80$ m et $d = 1.30$ m), il n'y a pas de modification notable de la distribution des hauteurs des vagues et qu'on trouve encore des vagues de hauteur supérieure à la hauteur quadratique moyenne mesurée par 9 m de fond.

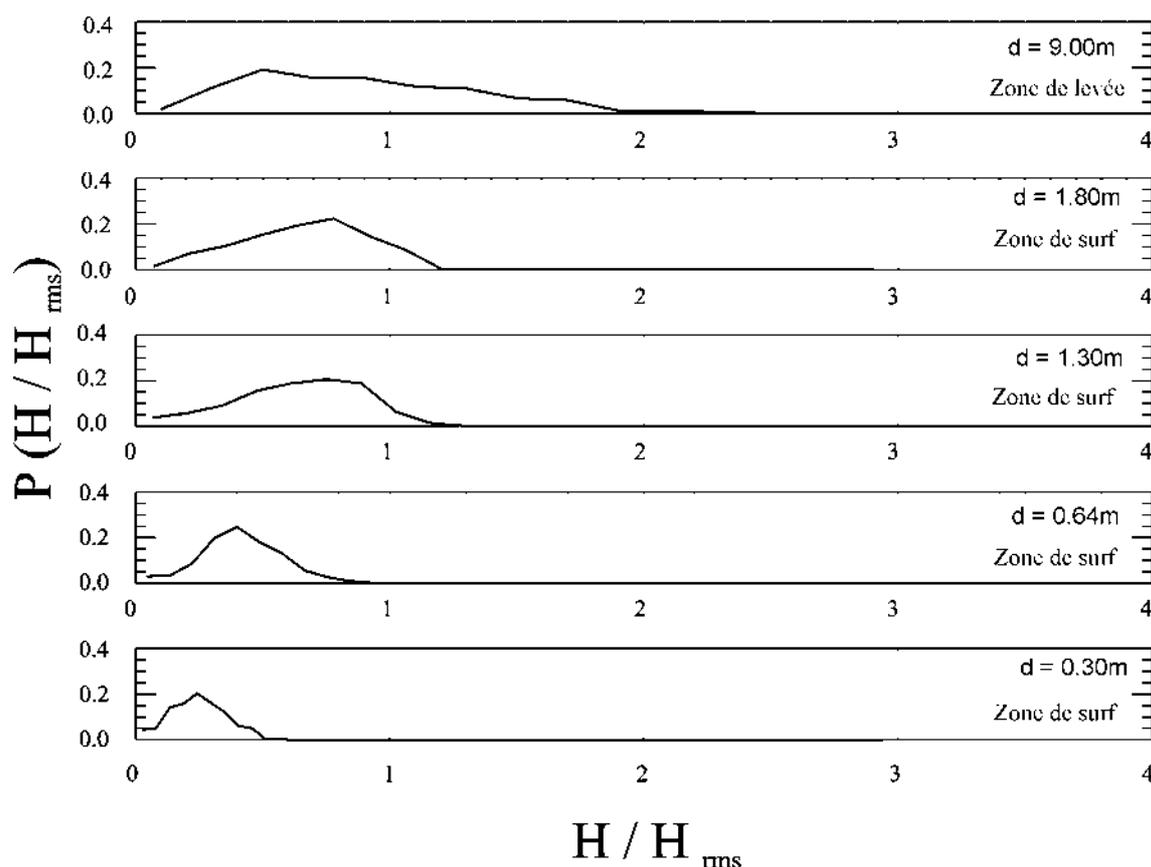


Figure III.4 Evolution des distributions des hauteurs des vagues estimées par une méthode temporelle par passage par 0 par valeurs décroissantes en zone de levée et en zone de surf. Les conditions hydrodynamiques sont typiques d'une mer du vent (données Mai 1998).

De plus, si on se place dans le cas d'une bathymétrie complexe (présence de barres), la hauteur des vagues peut croître lorsqu'elle arrive au sommet d'une barre puis décroître dans la baie sans qu'il y ait eu déferlement.

Les critères actuels de déferlement (généralement basés sur des critères sur la cambrure ou le rapport γ , équation I.40) ne permettent pas de fixer un seuil au-delà duquel on pourrait supposer que toutes les vagues déferlent et les observations visuelles in situ indiquent que ce ne sont pas forcément les vagues dont le γ est le plus élevé qui déferlent en premier.

L'idée serait alors de travailler sur la forme des signaux temporels. Nous avons en effet vu dans le premier chapitre que le profil des vagues était déformé en zone de levée puis en zone de surf où il tend vers un profil caractéristique en « dent de scie ». Toutefois des études en laboratoire [Beji et Battjes, 1993] et de terrain [Masselink, 1998 ; Sénéchal *et al.*, 2001a] mettent en évidence qu'en présence d'une bathymétrie complexe (présence de barres) l'analyse de la forme des signaux

temporels ne permet pas toujours d'identifier les fronts déferlés des fronts non déferlants.

Des méthodes de détection des crêtes déferlantes ont été rapportées par plusieurs auteurs dans la littérature. Elles se basent toutes sur une observation visuelle de la zone d'étude. Le déferlement se caractérise par un ensemble de phénomènes sur lesquels l'observation visuelle va être basée, le plus souvent le principal phénomène pris en compte est l'existence ou non d'écume blanche (figure III.4). L'observation visuelle se présente sous deux formes :

- humaine : un observateur actionne un signal lorsqu'une crête déferlante passe au niveau d'un repère fixe. La comparaison de ce signal et de l'enregistrement temporel des capteurs permet d'identifier les fronts déferlants,
- vidéo surveillance : des caméras filment en permanence la zone et un traitement à posteriori (automatisé ou non) permet d'identifier les fronts déferlants (décompte vague à vague, image par image) ou une zone de déferlement (images moyennées).

La figure III.5 met en évidence les limitations de cette méthode : lorsque l'on travaille non plus sur une ligne « cross-shore » mais sur plusieurs lignes « cross-shore », il faut alors prendre en compte la variabilité « longshore ». Dans le milieu naturel, une vague ne va pas forcément déferler (si on considère comme critère l'existence ou non d'écume blanche) tout le long de sa ligne de crête. La difficulté de la méthode va donc également résider dans la détermination d'un front d'ondes.

Parmi les jeux de données dont nous disposons (ou que nous avons acquis), seul celui d'octobre 2001 disposait d'un système de surveillance visuelle par l'intermédiaire d'une caméra placée au sommet de la dune pré littorale. Toutefois les données n'ont pas été acquises en continu et les traitements (redressement des images, localisation des zones blanches sur les images moyennées, etc) sont à ce jour encore en cours de développement.



Figure III.5 Vue aérienne de la zone d'étude à marée basse lors de la campagne d'Octobre 2001 : on observe à la fois des zones de déferlement (présence d'écume blanche) et des zones non déferlantes le long d'une même ligne de crête.

Tous ces points nous conduisent donc à conclure qu'il est quasiment impossible de définir expérimentalement dans le milieu naturel avec certitude la zone de déferlement (largeur et position) et de ce fait la zone de surf à partir de l'analyse temporelle vague à vague des signaux temporels d'élévation du plan d'eau et qu'il est donc nécessaire d'introduire une représentation statistique « condensée » des fluctuations de la surface de la mer, nous entendons par là un couple (hauteur significative, période significative).

L'enjeu de cette approche n'est plus de connaître avec exactitude le nombre de fronts déferlants et la distribution statistique des hauteurs des fronts mais plutôt de définir des domaines où statistiquement on peut supposer qu'une majorité de fronts déferlent et que dans l'ensemble, le train d'ondes a perdu de l'énergie et que cette perte peut être attribuée au déferlement.

III.2.1.2 La hauteur significative : définition et estimation

Nous avons choisi la hauteur significative, notée H_s , définie dans le domaine temporel comme étant quatre fois l'écart type du signal :

$$H_s = 4 * \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\eta_i - \bar{\eta})^2} \quad \text{Equation III.6}$$

où η_i est la déformation de la surface libre due à la perturbation, n est le nombre de données et $\bar{\eta}$ est le niveau moyen du plan d'eau (incluant le set-up ou le set-down).

Il est toutefois nécessaire au préalable de filtrer le signal de la déformation de la surface libre, pour ôter les basses fréquences dont l'amplitude peut devenir importante en zone de surf (figure II.18a) mais également l'influence de la marée.

Dans le domaine spectral, en s'appuyant sur la relation de Parseval et l'équation II.13, on obtient la relation suivante (équation III.4) :

$$H_s = 4 * \sqrt{\frac{f_e}{n} \sum_{k=0}^{n/2} s(k)} \quad \text{Equation III.7}$$

où f_e est la fréquence d'échantillonnage et $s(k)$ correspond à la valeur du spectre de densité d'énergie associée à la fréquence k .

Pour éliminer les basses fréquences (comme dans l'écriture temporelle), il suffit de décaler la borne d'intégration initiale ($k=0$ dans l'équation III.7). Dans certains cas, on est également amené à définir une borne d'intégration supérieure (par exemple limite du signal mesuré compte tenu de l'atténuation des vagues avec la profondeur et de l'immersion de l'instrument de mesure, sous paragraphe II.3.1.2). La détermination de ces bornes d'intégration, et en particulier de la borne d'intégration supérieure, peut influencer le résultat final, ce point fait l'objet d'un sous paragraphe dans le sous-chapitre III.4.

L'écriture du flux d'énergie totale en « eau peu profonde » et en supposant une solution linéaire devient alors :

$$\bar{E}_f = \rho g \frac{H_s^2}{8} * \sqrt{gd} \quad \text{Equation III.8}$$

III.2.1.3 *Localisation de la zone de déferlement*

Pour déterminer la zone de déferlement, nous allons donc analyser l'évolution du flux d'énergie le long d'une ligne « cross-shore » et le flux d'énergie sera estimé à partir de l'équation III.8. Si le flux d'énergie ainsi estimé diminue entre deux capteurs alors nous considérerons qu'il y a eu déferlement entre les deux capteurs, si dans le cas contraire nous ne notons pas de diminution du flux d'énergie, nous considérerons que les deux capteurs sont situés en zone de levée.

Cette méthode ne permet pas d'estimer avec précision la profondeur ni la hauteur des vagues au point de déferlement et donc $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$. De même il nous sera difficile d'estimer avec précision la largeur relative de la zone de surf $\frac{\Delta x}{L_0}$. En effet, les capteurs ne permettent pas un échantillonnage suffisamment fin de la ligne « cross-shore » : le long d'une ligne « cross-shore » ils étaient espacés les uns des autres de 20 m jusqu'à 100 m.

Compte tenu du régime méso macro tidal, le niveau moyen du plan d'eau peut varier jusqu'à 4.5 m en l'espace de 6 h et de ce fait lors d'une même série de mesures, le capteur peut être situé alternativement en zone de surf ou en zone de levée. Nous avons donc établi une méthode pour prendre en compte les fluctuations du niveau moyen du plan d'eau. Cette méthode est développée dans le paragraphe suivant.

III.2.2 PRISE EN COMPTE DES VARIATIONS DU NIVEAU MOYEN DU PLAN D'EAU LIEES A LA MAREE

Il a été décidé d'estimer les hauteurs significatives des vagues sur des durées de 10 mn pour trois raisons :

- Au plus fort de la marée, le niveau moyen du plan d'eau va varier de l'ordre de 0.01 m/mn soient une variation de 0.1 m sur 10 minutes. Cela nous conduit donc, pour un capteur situé dans 0.5 m d'eau à une erreur maximale de 20 % sur la profondeur.
- D'un point de vue statistique, le nombre de vagues échantillonnées est satisfaisant : de l'ordre de 40 pour une houle longue régulière (spectre étroit) à 120 pour une houle courte aléatoire (spectre large).
- Enfin, on peut considérer que le forçage au large est relativement stationnaire sur cette période et permet donc l'utilisation d'outils spectraux tels que le spectre ou le bispectre.

La méthode a donc consisté à découper le signal en échantillons de 10 minutes à partir desquels nous avons pu estimer la profondeur d'eau moyenne (erreur absolue 0.2 m si on considère en plus l'épaisseur de remaniement) et la hauteur significative des vagues, soit par une méthode spectrale, soit par une méthode temporelle (erreur absolue < 0.005 m). De là nous avons ensuite été capables de définir si un capteur était situé ou non en zone de surf.

Par la suite l'ensemble de ces données nous a permis d'établir des graphiques de l'évolution de la hauteur des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf.

III.2.3 ESTIMATION DES AUTRES PARAMETRES

Pour l'estimation de la cambrure des vagues au large, nous disposons pour la campagne d'octobre 2001 des données de la bouée Triaxys. A noter toutefois que la valeur de la hauteur des vagues n'est pas celle en « eau profonde » mais en « eau intermédiaire » et que le choix de la longueur d'onde caractéristique (L_0) ou de la fréquence caractéristique (ces deux grandeurs sont reliées par la relation de dispersion) reste encore un débat ouvert comme nous le montrerons plus loin dans le chapitre.

Pour l'estimation de la pente de plage, nous disposons de relevés topographiques réalisés soit par GPS cinématique soit par théodolite. Ces relevés étaient réalisés lorsque la zone intertidale était découverte, c'est à dire à la marée basse qui précédait et suivait la période d'acquisitions des données.

Dans le sous-chapitre suivant, nous analysons l'impact de ces différents paramètres en se basant sur des jeux de données acquis sur le terrain. Nous nous limitons dans ce chapitre au cas où on peut considérer que la période des vagues ne varie pas ou de façon non significative le long de la ligne « cross-shore » (variation < 10 %, voir article inséré dans le paragraphe III.3.2). L'autre cas (période non constante) sera traité dans le chapitre IV.

III.3 ANALYSE DES FACTEURS AGISSANT SUR LA DECROISSANCE DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF

III.3.1 EVOLUTION DE LA HAUTEUR DES VAGUES EN ZONE DE SURF

Les résultats in situ de Wright *et al.* [1982] et Thornton et Guza [1982] ainsi que les travaux en laboratoire de Stive [1984] et Svendsen [1984] suggèrent que la hauteur des vagues en zone de surf interne sur une plage linéaire est contrôlée par la profondeur d'eau locale, on parle alors de zone de surf saturée. Ce résultat serait valable aussi bien pour un train d'ondes monochromatiques (données de laboratoire, Stive [1984], Svendsen [1984]) que pour un train d'ondes régulières (nous entendons par là une houle formée au large caractérisée par un spectre de densité d'énergie étroit) et qu'en présence d'un train d'ondes irrégulières (mer du vent caractérisée par un spectre de densité d'énergie large). L'ensemble de nos jeux de données nous a permis d'approfondir ce point pour un ensemble d'états de mer relativement large : houle longue énergétique, houle longue modérée, houle longue faiblement énergétique (développé dans le chapitre IV), mer du vent modérée et houle croisée à une mer du vent modérée. Dans cette section, nous nous limiterons au cas d'une plage « linéaire » (au sens expérimental du terme, c'est à dire qui ne présente pas de barres ni de replats).

III.3.1.1 Houle longue énergétique

La campagne d'Octobre 2001 a été marquée par la présence d'une houle longue énergétique comme en témoigne les spectres de densité d'énergie présentés dans la figure III.6. Ces spectres ont été obtenus avec la bouée Triaxys par environ 56 m de fond. Ils correspondent respectivement aux journées du (a) 17 Octobre 2001 et (b) 18 Octobre 2001. Les spectres sont étroits avec un pic centré autour de la fréquence 0.08 Hz (12.5 s). Les hauteurs significatives associées à ces deux journées sont respectivement 1.7 m pour la journée du 17 et 2.7 m pour la journée du 18.

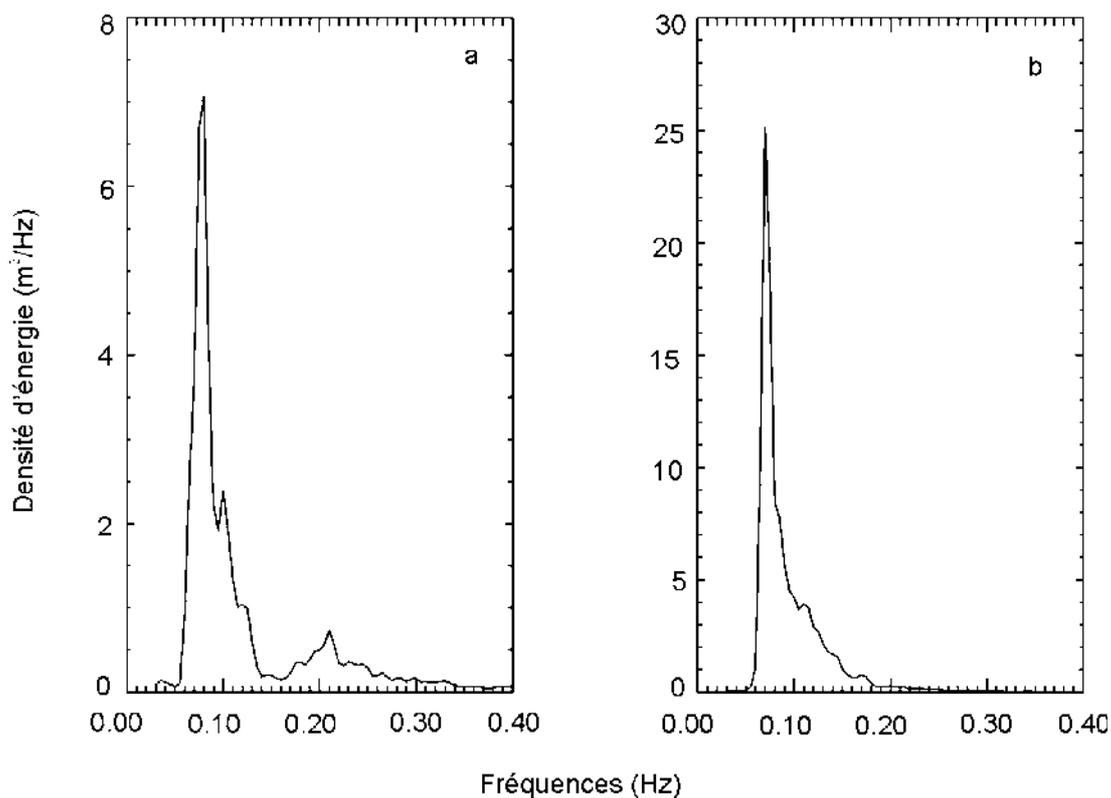


Figure III.6 Spectre de densité d'énergie des (a) 17 Octobre 2001 et (b) 18 Octobre 2001 transmis par la bouée Triaxys située par 56 m de fond. Ces spectres sont caractéristiques (a) d'une houle modérée et (b) d'une houle énergétique.

La figure III.7 représente quant à elle les hauteurs significatives des vagues estimées à partir de l'intégrale du spectre entre les fréquences 0.05 Hz et 0.6 Hz en fonction de la profondeur d'eau locale d lorsque le capteur est situé dans la zone de surf (symboles noirs) pour les journées des 17 et 18 Octobre 2001. Cette figure ne représente que les données obtenues à partir de la ligne 3 située en dehors de la zone « barre-baïne » (voir figure II.12), sur un tronçon de plage qui peut être assimilé à une plage de pente linéaire de pente moyenne de l'ordre de 1 : 25. Les données s'étendent de la zone de surf externe jusqu'à la zone de jet de rive. A première vue la figure III.7 semble mettre en évidence un contrôle par la profondeur d'eau locale, les données ne sont pas dispersées, on observe une continuité entre les données des différents capteurs (identifiés par les différents symboles).

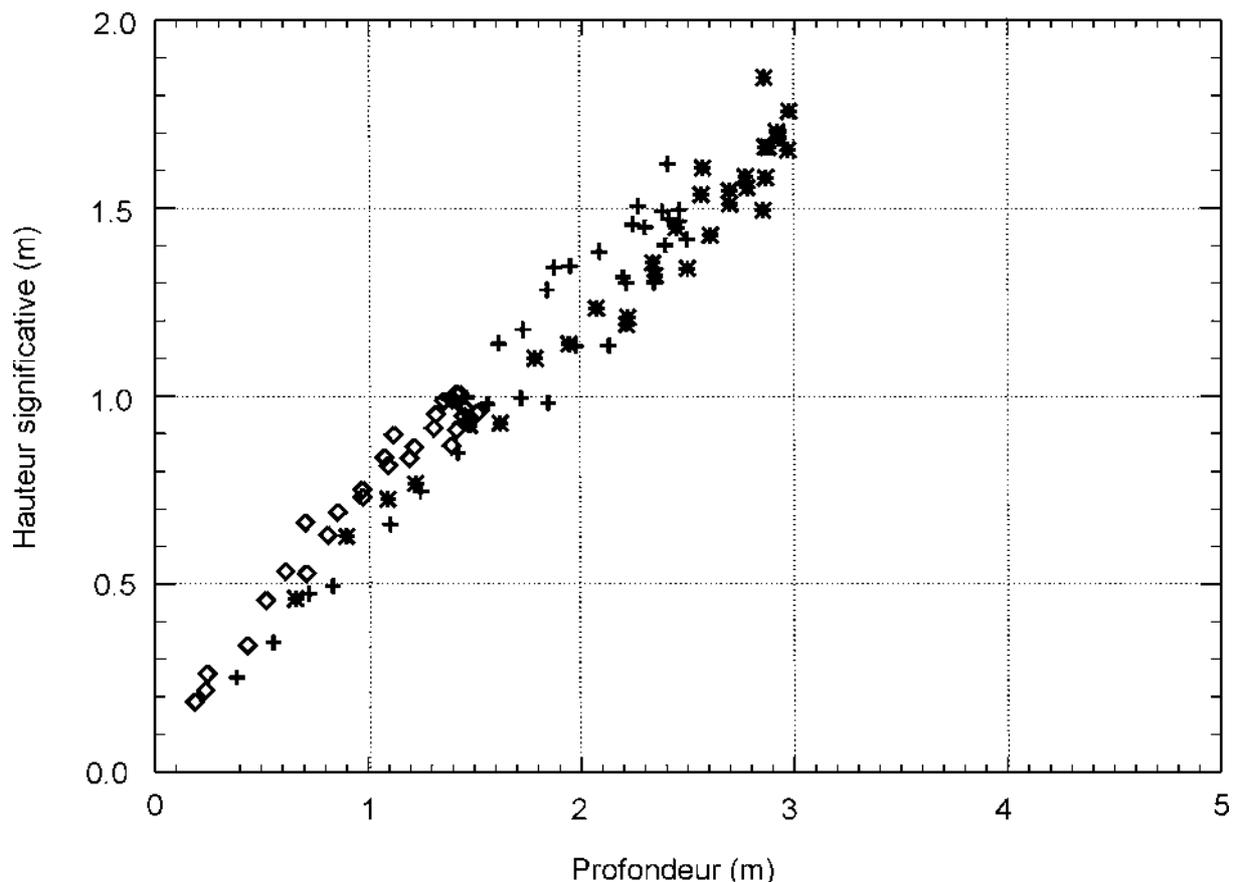


Figure III.7 Hauteur significative des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf pour les journées des 17 et 18 Octobre 2001 en présence d'une houle longue modérée et d'une houle longue énergétique.

III.3.1.2 Mer du vent modérée ou houle croisée à une mer du vent modérée

Les résultats établis à partir des données de Mai 1998 confirment le contrôle de la profondeur en présence d'une mer du vent modérée et d'une mer du vent modérée croisée à une houle peu énergétique (figures III.8 et III.9).

La figure III.8 représente les spectres de densité d'énergie calculés à partir des données d'une « s4 » immergée par 9 m de fond (figure extraite de Sénéchal *et al.*, [2001a]). Le spectre de la figure III.8a est caractéristique d'un spectre de mer du vent, l'énergie est répartie sur une large bande fréquentielle comprise entre 0.1 Hz (10 s) et 0.2 Hz (5 s). le spectre de la figure III.8b présente deux ensembles énergétiques, l'un relativement étroit centré sur la fréquence 0.1 Hz (10 s) qui correspond à une houle générée au large et l'autre largement réparti entre les fréquences 0.18 Hz (5.5 s) et 0.25

Hz (4 s) qui correspond à une mer du vent. Les hauteurs significatives associées à ces deux états de mer, estimées à partir de l'intégration du spectre de densité d'énergie entre les fréquences 0.09 Hz (11 s) et 0.30 Hz (3.5 s), sont respectivement 1.20 m (figure III.8a) et 0.80 m (figure III.8b).

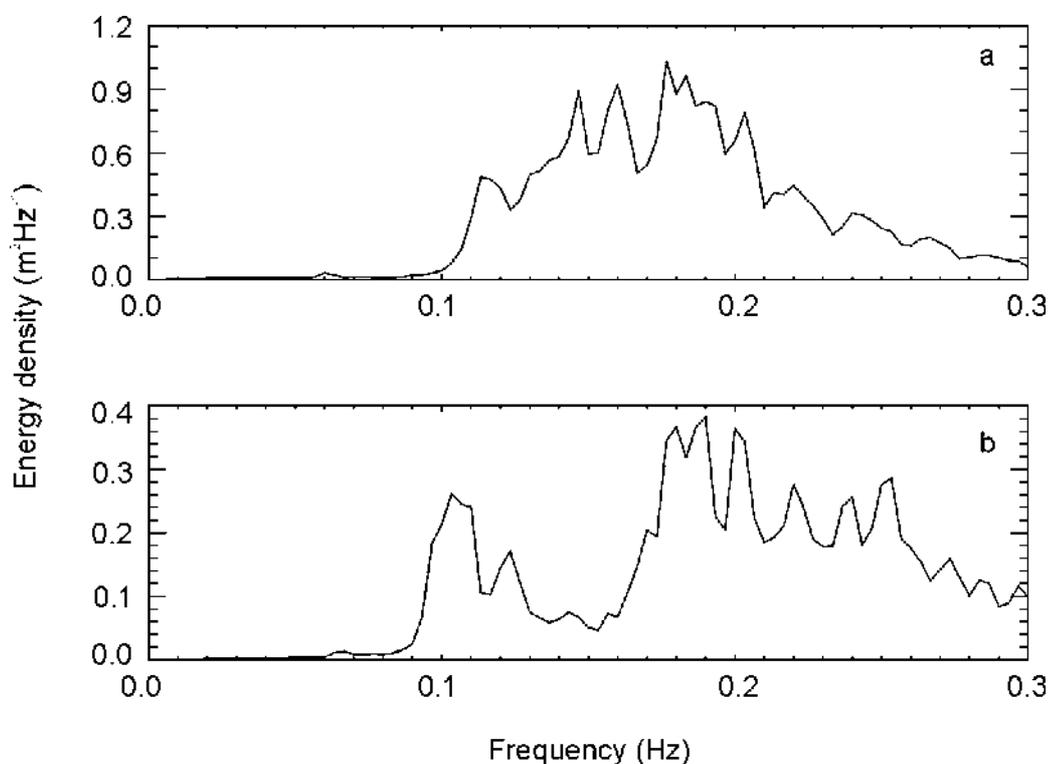


Figure III.8 Spectre de densité d'énergie des (a) 28 Mai 1998 et (b) 26 Mai 1998 calculés à partir des données d'une bouée « s4 » située par 9 m de fond. Ces spectres sont caractéristiques (a) d'une mer du vent et (b) d'une houle croisée à une mer du vent. (figure extraite de Sénéchal et al. [2001a])

La figure III.9 représente quant à elle les hauteurs des vagues estimées à partir de l'intégrale du spectre entre les fréquences 0.09 Hz et 0.3 Hz pour les journées des 26 et 28 Mai 1998 en fonction de la profondeur d'eau locale lorsque les capteurs sont situés dans la zone de surf interne (croix noires) ainsi que la régression linéaire qui a été déduite avec un coefficient de corrélation de 0.96 (trait continu noir). Les capteurs étaient situés sur une ligne « cross-shore » assimilable à une plage de pente linéaire de pente moyenne de l'ordre de 1 : 30.

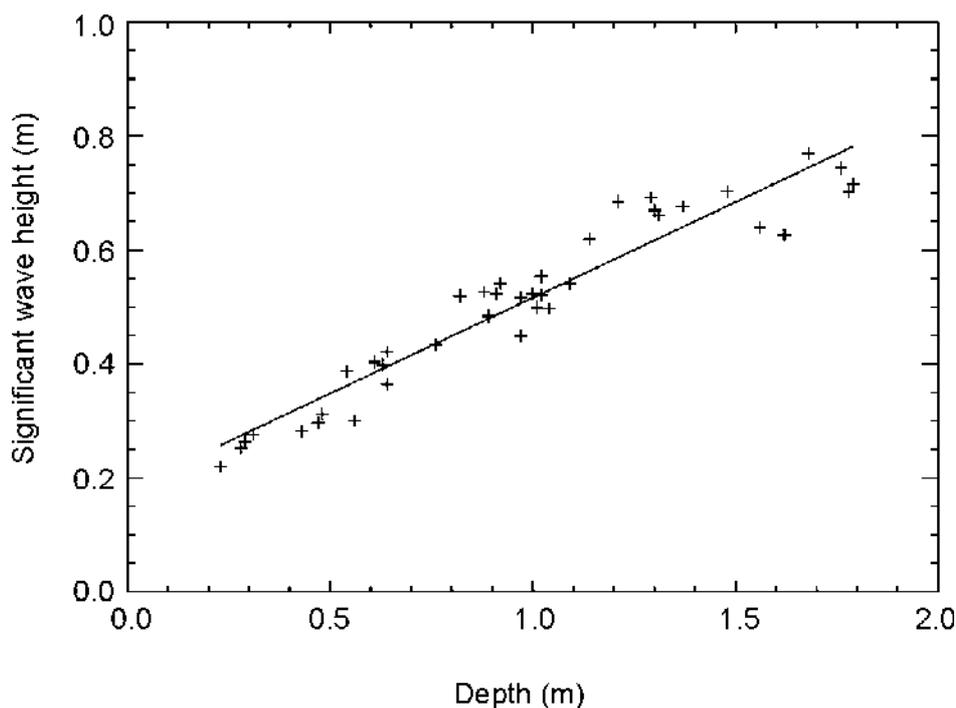


Figure III.9 Hauteur significative des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf pour les journées des 26 et 28 Mai 1998 en présence d'une mer du vent ou d'une mer du vent croisée à une houle. La régression linéaire est $H_s=0.18+0.34d$ avec un coefficient de corrélation de 0.96, (figure extraite de Sénéchal et al. [2001a]).

Les résultats des campagnes de Mai 1998 et Octobre 2001 confirment que, pour une plage de pente « linéaire » la hauteur significative des vagues en zone de surf interne est contrôlée par la profondeur d'eau locale en présence d'une mer du vent avec des vagues irrégulières (figure III.9) comme en présence d'une houle régulière (figure III.7). La forme de l'évolution de la hauteur des vagues en zone de surf interne n'est donc pas influencée par l'état de mer. Toutefois, si on superpose les figures III.7 et III.9 (figure III.10), on observe que les deux relations diffèrent. Nous verrons avec les résultats du paragraphe suivant que la cambrure des vagues au large ne modifie pas la dissipation d'énergie et que cet écart est en fait lié à la période. Dans le premier sous-chapitre, les résultats du modèle indiquaient en effet que, pour des pentes de plages de l'ordre de 1 : 20, la décroissance des vagues en fonction de la profondeur est homogène et que plus la période est élevée, plus la pente de décroissance est forte. Nous retrouvons bien cette tendance dans le figure III.10.

Erreur !

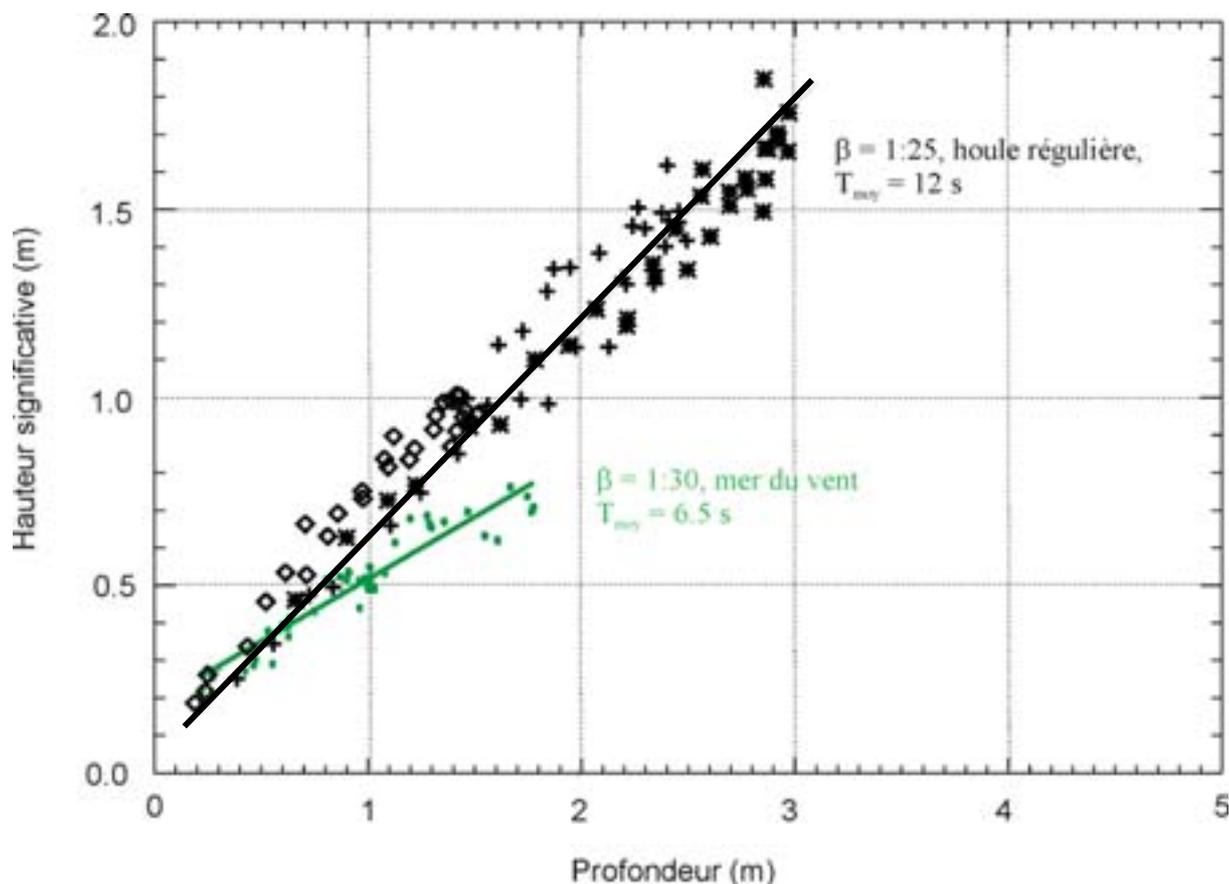


Figure III.10 Ecart de pentes sur la décroissance de la hauteur significative des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf pour les journées des 26 et 28 Mai 1998 (symboles verts) et des en présence d'une mer du vent 7 et 18 mars 2001 (symboles noirs).

Dans le paragraphe suivant nous examinons l'influence du paramètre Δx en comparant les droites d'évolution de la hauteur des vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf, obtenues pour trois lignes de capteurs déployées parallèlement le long d'un système de barre. Nous analysons également l'impact de la cambrure au large en comparant deux journées pour lesquelles la période caractéristique des vagues est la même mais le niveau énergétique très différent.

III.3.2 INFLUENCE DE LA LARGEUR RELATIVE DE LA ZONE DE SURF ET DE LA CAMBRURE DES VAGUES AU LARGE

Ce sous paragraphe a fait l'objet d'un article accepté pour paraître dans un numéro spécial de la revue Ocean Dynamics. Les résultats présentés dans cet article s'appuient sur les données acquises lors de la campagne d'Octobre 2001. Trois lignes de capteurs « cross-shore » avaient été déployées

parallèlement le long d'un système « barre-baïne ». La ligne 1 était située sur le système « barre-baïne », la ligne 2 était située à la naissance de la baïne et la ligne 3 était située en dehors du système « barre-baïne ». La comparaison des trois lignes de capteurs nous a permis d'évaluer l'impact de la largeur relative de la zone de surf et de la cambrure des vagues au large sur l'évolution des hauteurs de vagues en fonction de la profondeur dans la zone de surf.

L'article s'appuie sur les journées des 17 et 18 Octobre 2001. Ces deux journées présentaient un spectre étroit centré sur la même fréquence, environ 0.08 Hz (12.5 s) mais leurs niveaux énergétiques ne sont pas identiques. La hauteur significative était de 1.7 m par 56 m de fond pour la journée du 17 Octobre 2001 alors qu'elle était de 2.7 m pour la journée du 18 Octobre 2001. La journée du 17 Octobre, le déferlement était plutôt de type glissant alors que la journée du 18 Octobre, le déferlement était plutôt de type plongeant. Ces observations sont qualitativement en accord avec les valeurs du nombre d'Iribaren (équation I.39, facteur 1.3 entre la journée du 17 et celle du 18).

Les principaux résultats présentés dans cet article sont :

- Les données de la ligne 1 (profil à barre) sont dispersées contrairement à celles de la ligne 3 (profil linéaire) (figure 3): il semble donc bien exister un contrôle par la profondeur d'eau mais également un contrôle local, c'est-à-dire propre à la position du capteur sur le profil. Cette dispersion ne peut pas être imputée à une modification de la période caractéristique des vagues mais nous conforte dans l'idée que la largeur relative de la zone de surf est un paramètre important pour une plage à barres. En effet, ce paramètre variera davantage avec les fluctuations du niveau moyen liées à la marée en présence d'une bathymétrie complexe qu'en présence d'un profil linéaire.
 - La pente de décroissance de la hauteur des vagues est plus forte sur le haut de plage situé au niveau du système « barre-baïne » (ligne 1) qu'en dehors de son influence (ligne 3) (figure 4). Ce résultat est important car les barres ont souvent été considérées comme une protection naturelle des côtes. Or il semblerait au travers de nos jeux de données que l'énergie va être dissipée plus rapidement sur le haut de plage derrière la barre qu'en son absence. Cela peut engendrer une plus forte turbulence et une possible plus forte mobilisation des sédiments dans cette zone.
 - La cambrure des vagues au large ne modifie pas la dissipation d'énergie sur le haut de plage (figure 6), en accord avec les précédents résultats de Raubenheimer *et al.* [1996] mais réfutant ceux de Nairn [1990].
-

**PRELIMINARY HYDRODYNAMIC RESULTS OF A FIELD EXPERIMENT ON A BARRED
BEACH, TRUC VERT BEACH ON OCTOBER 2001**

Nadia Sénéchal, Hélène Dupuis, Philippe Bonneton

Article à paraître dans la revue Ocean Dynamics-2002.

Abstract	148
Introduction	148
Data	149
The study area.....	149
Hydrodynamic instrumentation.....	149
Sensor deployment.....	149
Data acquisition.....	150
Data reduction and methods.....	150
Sea-state conditions.....	150
Results	150
Significant wave-height decay in the surf zone : influence of the ridge and runnel.....	151
Significant wave-height decay in the surf zone : influence of the Offshore energy level.....	153
Conclusions	153

Nadia Sénéchal · Hélène Dupuis · Philippe Bonneton

Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, Truc Vert beach on October 2001

Received: 29 October 2002 / Accepted: 17 July 2003
© Springer-verlag 2003

Abstract A field experiment conducted on a sandy barred beach, situated on the southern part of the French Atlantic coastline, allowed us to investigate the impact of the intertidal bar on the wave-energy dissipation on the beach face in presence of a high-energy long-incoming swell (significant wave height of about 1.7 to 3.0 m in 56 m water depth and significant wave period about 12 s). Data were collected along three parallel cross-shore transects deployed along an intertidal ridge and runnel system. Wave heights in the inner surf zone are depth-limited, consistent with previous works, and the wave-energy dissipation in the inner surf zone appears to be relatively independent of the offshore energy level. On the other hand, the presence of the bar seems to scatter the data. In models of surf-zone hydrodynamics, wave-energy dissipation is often parameterized in terms of γ , the ratio of the sea-swell significant wave height to the local mean water depth. The observed values of γ are not constant along a cross-shore transect, and increase onshore. Furthermore, the observed γ values observed onshore the intertidal bar are higher than those observed outside the influence of the intertidal bar, and this cannot be fully explained by the different local beach slope.

Keywords Sandy beach · Wave dissipation

1 Introduction

An improvement in the knowledge of the mechanisms of wave-breaking and energy dissipation on beaches is

Responsible Editor: Iris Grabemann

N. Sénéchal (✉) · H. Dupuis · P. Bonneton
Department of Geology and Oceanography,
University of Bordeaux I, Avenue des Facultés,
33405 Talence, cedex-France
e-mail: n.senechal@epoc.u-bordeaux.fr
Tel.: +33 (0)5-56-84-83 81
Fax: +33 (0)5 56 84 08 48

essential in order to better understand and quantify most coastal sedimentary processes and, in particular, the formation of near-shore bars. As ocean surface waves shoal from deep to shallow water, amplitudes increase, wave lengths decrease and propagation directions refract toward normal incidence to the beach. These "linear" propagation effects are readily observed and well understood. Breaking waves are the main driving force of near-shore fluid motions and sediment transport. In the surf zone, turbulence generated by broken waves carries sediment away from the bed and throws it into suspension. The sediment is then available for transport by waves or wave-induced steady currents such as long-shore currents or rip currents (Dalrymple 1979; Falqués et al. 1999). The spatial distribution of the wave heights plays an important role in the determination of water motions. Thus, the ratio of the wave height to the water depth (γ) is a key parameter in parametric models, such as the energy-decay model of Battjes and Janssen (1978).

Much effort has been devoted to investigate the role of the waves in the formation of near-shore bars, but less has been done to improve our knowledge of the effect of the nearshore bars on wave dissipation. The purpose of this study is to determine if the near-shore bars observed in the lower dissipative intertidal domain or in the subtidal domain effectively limit the incident swell energy on the beach face. It is widely acknowledged that near-shore bars act as a near-shore protection and prevent the beach face from high-energy incoming swell. Indeed, before reaching the beach face, the waves will break on the bar and the surf zone will be wider. As a consequence, this will enlarge the area where wave energy will be dissipated. Nevertheless, it has sometimes been observed that over a natural bar the energy was transmitted as a multiple-crest system (Elgar et al. 1997; Masselink 1998; Sénéchal et al. 2002), inducing a deep modification of the wave-period distribution of the wave field. This is due to the decomposition phenomenon of a non-linear wave train. Sénéchal et al. (2002) have recently shown that the formation of secondary waves

	102360052	B	Dispatch: 14.8.2003	Journal: Ocean Dynamics	No. of pages: 7		
Journal number	Manuscript number		Author's disk received <input checked="" type="checkbox"/>	Used <input checked="" type="checkbox"/>	Computed <input type="checkbox"/>	Mismatch <input type="checkbox"/>	Keyed <input type="checkbox"/>

when a moderate (significant wave height about 0.8 m in 3.7-m water depth), long (11–14 s) narrow band swell propagated over an intertidal ridge and runnel system delayed the wave-energy dissipation on the beach face.

This study is based on data collected during fieldwork carried out during 6 days in October 2001. This fieldwork is part of a French national research project (Programme National d'Environnements Côtiers) on sandy beach evolution. The data described in this paper were collected at Truc Vert beach, along three cross-shore transects deployed along an intertidal ridge and runnel system in presence of high-energy long-incoming swell. One line was situated onshore the ridge and runnel system, a second was situated at the base of the runnel and the last line was situated outside the influence of the ridge and runnel system (Fig. 1). The field experiment and methods are described in Section 2. The results (Sect. 3) show the cross-shore wave-height decay at the three lines as well as the γ and wave-period evolutions along each line.

2 Data

2.1 The study area

Truc Vert beach is situated on the southern part of the French Atlantic coastline, about 90 km south of the Gironde estuary and 10 km north of the Cap Ferret spit at the mouth of the Arcachon lagoon. Truc Vert beach is typical of this relatively undisturbed coast, which is low and sandy, almost N-S orientated and bordered by high Aeolian foredunes. The sediment consists primarily of a medium-grained quartz sand with a median particle size of around 350 μm (Lorin and Viguier 1987). Truc Vert beach is of the intermediate 2e (following Masselink and Short 1993) and exhibits a ridge and runnel system in the

dissipative lower intertidal domain and a steeper beach face (Fig. 1). Off the beach, crescentic longshore bars are found.

The coast is exposed to almost continuous, moderate energy swell originating mainly from the west-north-west. Based on wave-rider measurements in 26-m water depth, the wave climate is of the oceanic type, with an average mean period of 6.5 s and a mean significant wave height of 1.4 m (Butel et al. 2002). The meso-macro semidiurnal tidal regime (approximately 4.5 m tidal range at spring tides) with a relatively broad intertidal region (around 200 m) allows instrumentation to be safely deployed and recovered at low tide, while measurements can be obtained at high tide. During the field experiment, the tidal ranges at the study area ranged from 3 m to about 4.4 m.

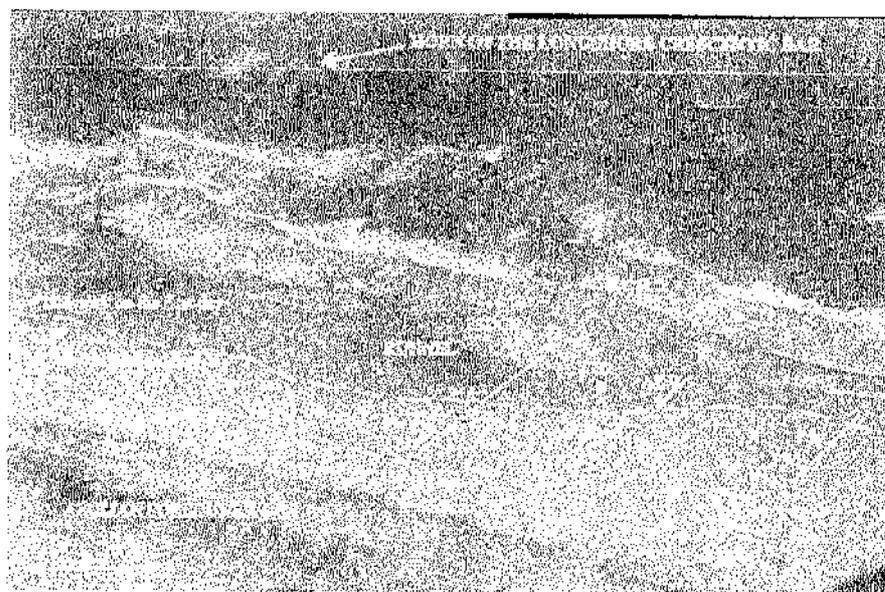
2.2 Hydrodynamic instrumentation

Experiments were conducted from October 14th–19th 2001. Pressures were measured at 16 locations in the intertidal zone using 13 bottom-mounted piezoresistive pressure transmitters from Keller and HITEC, two bottom-mounted directional wave current meters from the InterOcean system (DWCM) and one acoustic Doppler velocimeter (ADV vector) from Nortek SA. A wave rider (TRIAXYS, AXYS Techn. Inc.) was also moored in about 56-m water depth at about 10 miles offshore the study area, and served as the reference gauge for the incident waves.

2.3 Sensor deployment

In the intertidal zone, the sensors were deployed along three parallel cross-shore transects deployed along a

Fig. 1 Oblique aerial view of the study area with indications of the sensor deployment at low tide



ridge and runnel system and one directional wave current meter (S2) was deployed in the runnel (Fig. 1). Along line 1, four pressure transmitters (respectively P1a, P1b, P1c and P1d from the beach to offshore) and one directional wave current meter (S1) were deployed. Along line 2, four pressure transmitters (respectively P2a, P2b, P2c, P2d from the beach to offshore) and one acoustic Doppler velocimeter (ADV) were deployed. Along line 3, five pressure transmitters (respectively P3a, P3b, P3c, P3d, P3e from the beach to offshore) were deployed. Figure 1 illustrates the sensor deployment during the field experiment.

2.4 Data acquisition

Previously to the deployment, all the sensors' clocks had been synchronized to the same reference time. During the experiment each clock was tested at low tide to ensure that no important deviation had occurred.

On both DWCM (S1 and S2), data were acquired continuously at a 2-Hz sample rate throughout the study period. On the ADV, data were acquired continuously at an 8- or 32-Hz sample rate throughout the study period. Data from the pressure sensors were relayed via long cables to the top of the beach where the signals were sampled at 8 or 32 Hz. Table 1 resumes the data-acquisition procedure and length for each day and each sensor

2.5 Data reduction and methods

For the sensors deployed in the intertidal domain, all hydrodynamic data were processed similarly. In this study we retain only the data collected when the instruments were fully submersed. First, pressure measurements were converted to water elevations. In the surf zone, sea-surface elevations were estimated assuming that the pressure field is hydrostatic. Outside the surf zone (in the shoaling zone), a correction factor as proposed in Horikawa and Kubota (1988) was applied to account for the pressure field being non-hydrostatic. This correction generates a high-frequency cutoff of $F_{hi} = 0.6$ Hz, corresponding to the limit of the sensors' sensitivity according to their immersion and the water-

depth attenuation of the waves. This frequency cutoff was applied to the whole dataset. Likewise, a low-frequency cutoff of $F_{lo} = 0.05$ Hz was applied to avoid contamination of the sea-swell band estimates by more energetic infragravity waves since it had been previously shown that infragravity energy can become greater than sea-swell energy, in particular in very shallow water (Sénéchal et al. 2001). The data were then processed by breaking the entire record into consecutive sections of 600 s (periods where tidal variations of the sea surface are less than 10%). Energy estimates were calculated by Fourier transform overlapping (75%), Hanning-windowed, and detided 4-min data segments averaged over 10 min. In the following, we use the significant wave height, defined as four times the sea-surface elevation standard deviation at total incident wave energy ($F_{lo} - F_{hi}$) and computed from the integration of the energy spectra over this frequency band.

2.6 Sea-state conditions

Figure 2 illustrates the $H_{1/3}$ wave height, obtained using a zero downcrossing method (upper panel) and the associated $T_{1/3}$ wave period (lower panel) as transmitted by the TRIAXYS wave rider in about 56 m water depth (at the moment the significant wave height and period are not yet available since the wave rider has not been recovered). The grey rectangles represent the periods during which data were acquired on the intertidal study area, the black rectangles represent the periods when data were not transmitted between the wave rider and the station. The long dashed lines represent the average significant wave height (1.4 m) observed on this study area. This figure clearly shows that the data were acquired during high-energy long-incoming swell with $H_{1/3}$ wave heights generally greater than 1.5 m and wave periods greater than 10 s (with the exception of the first day of data acquisition).

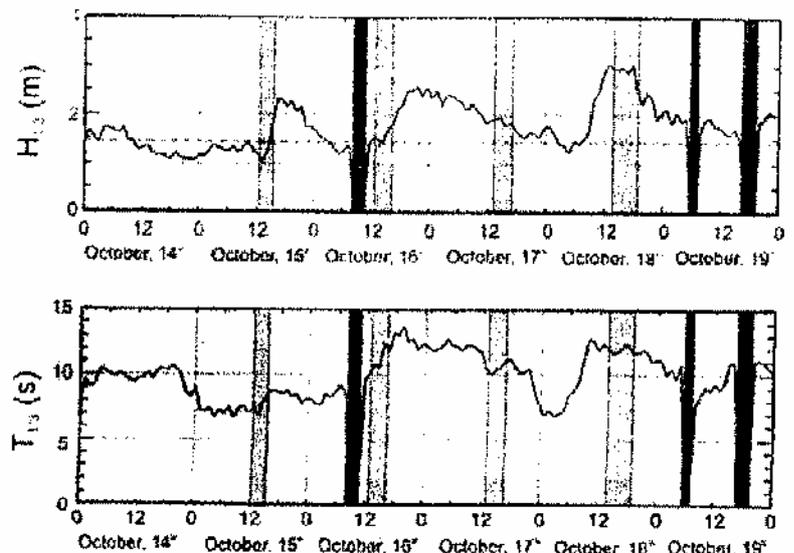
3 Results

Although data were collected on 4 days, the measurements presented in this part were taken over two high-tide cycles with the same offshore significant wave

Table 1 Data acquisition procedure (only October 17th and 18th given)

		October 14th	October 15th	October 16th	October 17th	October 18th	October 19th
Line 1	S1	Deployment	2 Hz	2 Hz	2 Hz	2 Hz	Recovery
			Continuously	Continuously	Continuously	Continuously	
	P1a, P1b, P1c, P1d	Deployment	8 Hz, 157 min	8 Hz, 239 min	8 Hz, 230 min	8 Hz 330 min	Recovery
Line 2	ADV	Deployment	8 Hz	8 Hz	8 Hz	32 Hz	Recovery
			Continuously	Continuously	Continuously	Continuously	
	P2a, P2b, P2c, P2d	Deployment	8 Hz, 157 min	8 Hz, 239 min	8 Hz, 230 min	8 Hz 330 min	Recovery
Line 3	P3a, P3b, P3c, P3d, P3e	Deployment	32 Hz, 157 min	32 Hz, 239 min	32 Hz, 230 min	32 Hz 330 min	Recovery
Runnel	S2	Deployment	2 Hz	2 Hz	2 Hz	2 Hz	End
			Continuously	Continuously	Continuously	Continuously	

Fig. 2a, b Offshore conditions as measured by the wave rider in about 56 m water depth. a Significant wave heights in m. b Significant wave periods in s. The grey rectangles correspond to the time in which data were collected in the intertidal area. The black rectangles represent the periods when data were not transmitted between the wave rider and the station



periods but different offshore $H_{1/3}$ wave heights. These two high-tide cycles correspond to October 17th and 18th. Typically, on October 17th, the full area was not saturated: waves were breaking on the intertidal bar and on the beach face (surf zone width was about 100 m). On the other hand, on October 18th, the area was fully saturated: waves were breaking on the subtidal crescentic bar (surf zone width was about 300 m).

3.1 Significant wave-height decay in the surf zone: influence of the ridge and runnel

Figure 3 illustrates the wave-height decay versus the depth in the surf zone for both days (columns a and b corresponding respectively to October 17th and 18th) and the three lines (1: line 1, 2: line 2 and 3: line 3). This figure clearly shows that the wave heights are locally driven and depth-dependent, consistent with previous works (Thornton and Guza 1982; Sénéchal et al. 2001, 2002, and many others). Nevertheless, this figure also clearly shows the influence of the ridge and runnel system, in particular in the non-saturated case (October 17th, column a). On line 1 (Fig. 3.1a), situated onshore the ridge and runnel system (see Fig. 1), the data appear to be scattered. The dissipation is dependent not only on the local mean water depth but also on the location of the sensor on the line. We clearly observe the lack of continuity between the data of two consecutive sensors (denoted by the different symbols). In contrast, on line 3 (Fig. 3.3a), situated outside the influence of the ridge and runnel system (see Fig. 1), we observe a continuity between the data of two consecutive sensors. The slope of the wave-height decay on the beach face appears to be higher onshore the intertidal ridge and runnel system than outside its influence. Concerning line 2 (Fig. 3.2a), situated at the origin of the runnel, the data are only slightly scattered. In the fully saturated case (October 18th), the data seem to be less scattered at line 1 (Fig. 3.1b) than in the non-saturated case; nevertheless

they remain more scattered than at line 3 (Fig. 3.3b). The lack of continuity observed on line 1 cannot be explained by the difference in local beach slopes (estimated from the observed beach profiles as the difference in vertical elevation over a distance equal to the shallow water wavelength at the local sea-swell centroidal frequency). Indeed, the local beach slopes on the beach face range from 0.065 to 0.080 at line 1, from 0.046 to 0.072 at line 2 and from 0.041 to 0.046 at line 3. Thus, the differences in local beach slopes observed along line 1 are of the same order as those observed on line 2 and 3, where we observe only a slight lack of continuity.

Figure 4 illustrates the γ parameter versus the depth in the surf zone for both days (columns a and b corresponding respectively, to October 17th and 18th) and the three lines (1: line 1, 2: line 2 and 3: line 3). Figure 4 shows that the breaking process on the three lines takes place for a ratio of significant wave height to local water depth near 0.5. Then the observed values of γ increase 5 values near 1.5 in the inner surf zone on the beach face. This is consistent neither with the result of Andersen and Fredsoe (1983), who suggested that this value decreases from the value of about 0.8 at the initiation of wave-breaking to become almost constant at about 0.5 in the inner surf zone, nor with other previous studies, which suggested that this value is constant (Thornton and Guza 1982, 1983); but it is consistent with the study of Raubenheimer et al. (1996), in which observed values of γ ranged from 0.20 to 1.40 and with the results previously established on the same study area with data collected on a cross-shore line deployed outside the influence of the ridge and runnel system in presence of a moderate wind sea (Sénéchal et al. 2001).

Figure 4 also clearly shows that for water depths less than 1 m, the ratio of significant wave height to local water depth is higher onshore the ridge and runnel system (line 1) than outside its influence (line 3). The effect of the bar is also visible at line 2, situated at the origin of the runnel. This result suggests that the wave-energy dissipation is higher on the beach face situated onshore

Fig. 3a, b Significant wave height versus depth in the surf zone. **1a** October 17th. **1b** October 18th. / Line 1; 2 line 2; 3 line 3. The symbols correspond to the different sensors

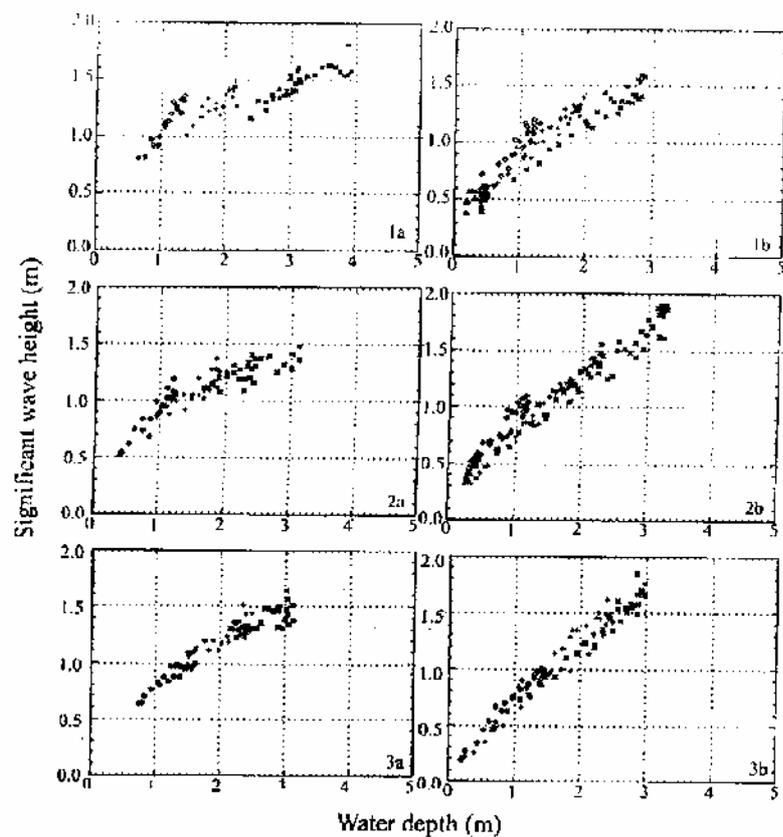
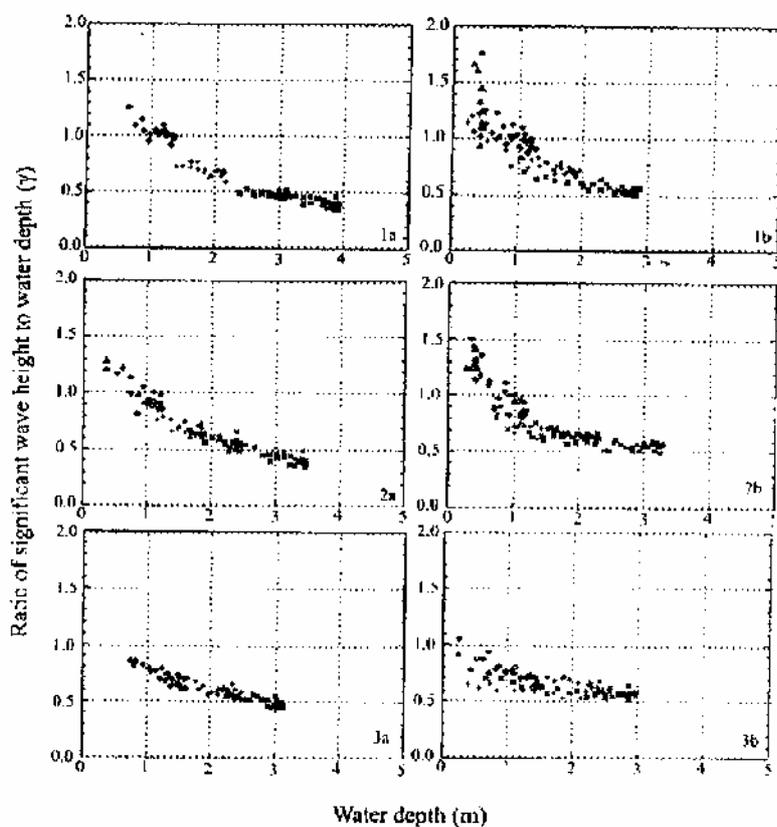


Fig. 4 Ratio of significant wave height to local water depth versus depth (legend as in Fig. 3)



the ridge and runnel system than outside its influence. The reason for this is not completely understood at the moment. Indeed, on October 18th, the observed local beach slopes are 0.071 at P_{1b} , 0.048 at P_{2b} and 0.046 at P_{3b} . These differences cannot explain the observations of different γ on Figs. 1b, 2b and 3b in water depth less than 1 m.

Furthermore, wave-period evolution analysis along the three cross-shore transects (Fig. 5, legend as in Figs. 3 and 4) indicate no significant difference between the three lines. Figure 5 shows the significant wave period versus the depth for both days (columns a and b corresponding, respectively, to October 17th and 18th) and the three lines (1: line 1, 2: line 2 and 3: line 3). The significant wave period has been computed using the zero-downcrossing method applied to the temporal sea-surface elevation which was previously filtered (band passing is 0.05–0.6 Hz). This value corresponds to the mean period of the third higher waves. Figure 5 shows that this parameter remains constant along each transect and that it is equal to the same value for the three lines. The same result has been observed with the mean wave period (not shown). These results suggest that no harmonic decoupling takes place on line 1, situated on the ridge and runnel.

The γ discrepancy observed in the inner surf zone on the beach face between the three lines can be ascribed neither to variations in the significant wave period between the three lines nor to the local beach slope on the beach face. Nevertheless, we can suppose that it is linked to a variation of the surf zone width with both the variation of the mean sea surface due to the tide and with spatial variations on the mean slope of the subtidal area. Offshore the ridge and runnel system (line 1) the subtidal beach slope is higher than outside its influence (line 3). Figure 4 shows that the breaking process takes place on the three lines for a ratio of significant wave height to local water depth near 0.5. The surf zone at line 3 will be wider as the surf zone at line 1. This point will be further investigated.

3.2 Significant wave-height decay in the surf zone: influence of offshore energy level

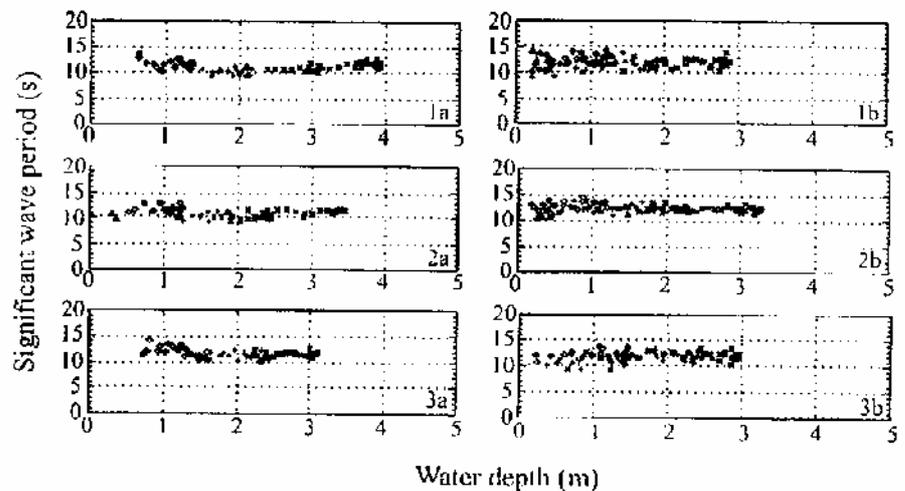
Figure 6 shows the influence of the offshore incident energy level on energy dissipation in the surf zone and on the beach face. This figure represents the significant wave height versus the water depth at the three lines (a: line 1, b: line 1, c: line 3) and for both days (grey symbols: October 17th and black symbols: October 18th). This figure was obtained by superimposing column a on column b in Fig. 3. Figure 6 clearly shows that wave-energy dissipation in the surf zone is locally driven and does not depend on the offshore incident energy level. In particular, at line 1, situated onshore the ridge and runnel influence (Fig. 6a), we clearly observe that the non-continuity previously observed (Fig. 3) between two consecutive sensors remains the same for 2 days although the energy levels are very different (see Fig. 2a). In the same way, at line 3, situated outside the ridge and runnel system (Fig. 6c), the data of both days are perfectly coherent, despite the one being situated just at the breaking point for October 17th.

4 Conclusion

The originality of the work discussed in this paper lies in the analysis of the influence of an intertidal ridge and runnel system on wave-energy dissipation on the beach face in presence of long and high-energy incoming swell.

This work is based on data collected along three parallel cross-shore lines deployed in the intertidal zone along a ridge and runnel system. Line 1 is situated onshore the ridge and runnel system, line 2 at the origin of the runnel and line 3 outside the influence of the ridge and runnel system (Fig. 1). Offshore conditions were obtained using data provided by a wave rider moored in about 56 m water depth (Fig. 2). The data presented in this paper were obtained in presence of long (12 s) and high-energy (significant wave heights are 1.7 m for the

Fig. 5a, b Significant wave period versus depth (legend as in Figs. 3 and 4)



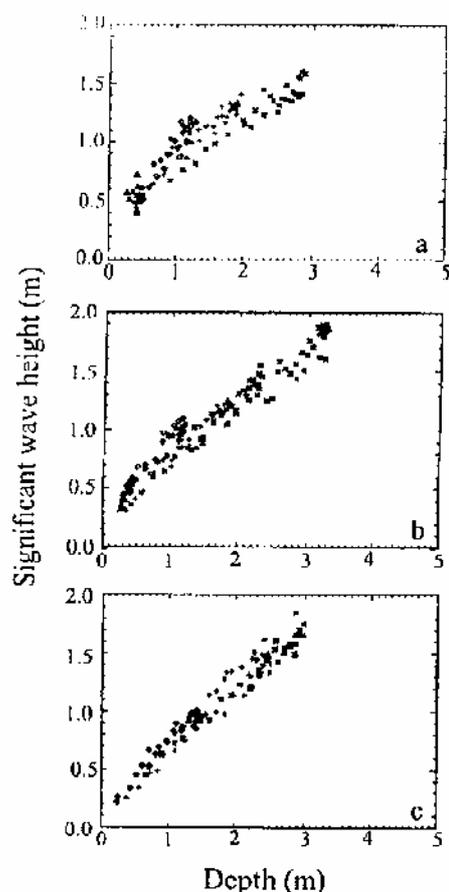


Fig. 6a-c Significant wave height versus depth for October 17th (grey symbols) and October 18th (black symbols) at a line 1, b line 2 and c line 3

first day and 3.0 m for the second day) incoming swell (corresponding to October 17th and 18th). The first result is that the offshore energy level does not modify wave-energy dissipation observed in the surf zone on the beach face (Fig. 6). On the other hand, the presence of the bar induces non-continuity between the wave heights of two consecutive sensors as expressed as a function of water depth (Fig. 3, panels 1a and 1b). This discontinuity in the wave-height decay observed in the surf zone is not apparent at line 3, situated outside the influence of the ridge and runnel system (Fig. 3, panels 3a and 3b). These results thus clearly show that wave energy does not depend only on water depths while a bar is present. The effect of the bar is also visible in the increase of the γ parameter (defined as the ratio of significant wave height to local water depth) on the beach face situated onshore the ridge and runnel system (Fig. 4). At line 1, the γ parameter increases to values near 1.5 whereas at line 3 it increases only to values near 1.0. The reasons for this are not completely understood although we suspect an influence of the surf zone width, which is not the same at the three lines. Indeed, neither the beach slopes on the beach face nor the significant periods are significantly

different between the three lines, and may explain this discrepancy (Fig. 5).

This work clearly shows that the energy dissipation (parameterized in terms of γ) observed on the beach face is higher on line 1, situated onshore the ridge and runnel system, than on line 3, situated outside the influence of the ridge and runnel system. This may be of great interest for sediment transport models.

Acknowledgements This study was carried out within the framework of the Programme National d'Environnements Côtiers, project Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière sponsored by CNRS/INSU. Partial support was also received from the European community under MAST contract no. MAS3-CT-0106. We would like to thank Mr S. Abadie, C. Brière, R. Butel, R. Capobianco, B. Castelle, G. Chapalain, A. De Resseguier, F. Desmazes, C. Dulou, P. Larroude, P. Maron, D. Maleugros, D. Michel, M. Mory, G. Oggian, R. Pedreros, V. Rey, D. Rihoucy and Miss H. Howa for their contributions during the field experiment.

References

- Andersen OH, Fredsøe J (1983) Transport of suspended sediment along the coast. Progress Report No. 59, Inst. Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, ISVA, Techn Univ Denmark: 33-46
- Battjes JA, Janssen JPFM (1978) Energy loss and set-up due to breaking in random waves. Proceedings of the 16th Conference on Coastal Engineering, ASCE, New-York, 569-587
- Butel R, Dupuis H, Bonneton P (2002) Spatial variability of wave conditions on the French Atlantic Coast using in situ data. *J Coastal Res* SI36: 96-108
- Dalrymple RA (1979) Rip currents and their causes. Proceedings of the 16th Conference on Coastal Engineering, ASCE, New York, 1414-1427
- Elgar S, Guza RT, Raubenheimer B, Herbers THC, Gallagher EL (1997) Spectral evolution of shoaling and breaking waves on a barred beach. *J Geophys Res* 102(C)7: 15797-15805
- Falqués A, Montoto A, Vila O (1999) A note on hydrodynamic instabilities and horizontal circulation in the surf zone. *J Geophys Res* 104(C)9: 20605-20615
- Horikawa K, Kubota S (1988) In: Horikawa K (ed) nearshore dynamics and coastal processes, part V, chap 2, pp 386-406
- Lorin J, Vignier J (1987) Hydrosedimentary conditions and present evolution of the Aquitaine Coast. *Bull Inst Bassin Aquitaine* 41: 95-108
- Masselink G (1998) Field investigation of wave propagation over a bar and the consequent generation of secondary waves. *Coastal Eng* 33: 1-9
- Masselink G, Short AD (1993) The effect of tide range on beach morphodynamics: a conceptual model. *J Coastal Res* 9: 785-800
- Raubenheimer B, Guza RT, Elgar S (1996) Wave transformation across the inner surf zone. *J Geophys Res* 101: 25589-25597
- Sénéchal N, Dupuis H, Bonneton P, Howa H, Pedreros R (2001) Observations of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the French Atlantic coastline. *Oceanolog Acta* 24-6: 545-556
- Sénéchal N, Bonneton P, Dupuis H (2002) Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face. *Coastal Eng* 46: 233-247
- Thornton ER, Guza RT (1982) Energy saturation and phase speeds measured on a natural beach. *J Geophys Res* 87: 9499-9508
- Thornton EB, Guza RT (1983) Transformation of wave-height distribution. *J Geophys Res* 88: 5925-5938

Nous pouvons maintenant déterminer avec davantage de précision les paramètres à prendre en compte pour paramétrer l'évolution de la hauteur des vagues dans la zone de surf. Les paramètres importants sont :

- Le paramètre de dispersion du train de vagues $\mu = \frac{d}{L_0}$,
- la pente moyenne de la plage lorsque le profil est linéaire et la largeur relative de la zone de surf lorsque le profil présente un système de barre,

En revanche la cambrure au large : $\frac{H_0}{L_0}$, ne semble pas être un paramètre déterminant.

Quant au rapport au début de la zone de surf interne : $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$, il variait très peu pour l'ensemble de nos expériences.

III.4 ÉVOLUTION ET PARAMETRISATION DU RAPPORT HAUTEUR SIGNIFICATIVE SUR PROFONDEUR γ

Généralement les données expérimentales qu'elles soient en laboratoire [Stive, 1984] ou in situ (par exemple nos jeux de données Mai 1998 et Mars 2000) ne nous permettent que d'estimer la partie linéaire de la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf.

Du coup la première idée qui a été très largement répandue, est que la hauteur des vagues en zone de surf est contrôlée par la profondeur d'eau locale et de ce fait dès le début des années 1960, les études ont portées sur les valeurs du paramètre adimensionné γ défini comme le rapport entre la hauteur des vagues H (hauteur moyenne, significative...suivant les auteurs et le type de houle étudiée : aléatoire ou régulière) et la profondeur d'eau locale d :

$$\gamma = \frac{H}{d} \qquad \text{Equation III.9}$$

Le rapport entre la hauteur significative des vagues et la profondeur d'eau locale a longtemps été

considéré comme constant dans la zone de surf et égal à sa valeur au point de déferlement. De ce fait en ingénierie, la valeur 0.78 établie théoriquement par McCowan [1891] pour une onde solitaire sur plage linéaire, a longtemps été utilisée.

Les résultats présentés dans le précédent sous-chapitre indiquent qu'en réalité la hauteur des vagues est effectivement contrôlée par la profondeur mais également par d'autres paramètres (paramètre de dispersion, pente, largeur relative de la zone de surf et peut-être le rapport au point de déferlement).

III.4.1 EVOLUTION DE γ DANS LA ZONE DE SURF

Dès les années 1960, les résultats expérimentaux de Horikawa et Kuo [1966], Nakamura *et al.* [1966], Street et Camfield [1966] et Divoky *et al.* [1970] ont montré que l'hypothèse d'un rapport constant dans la zone de surf n'était pas valable. Les données expérimentales de Horikawa et Kuo [1966], indiquent que le rapport γ décroît d'une valeur proche de 0.8 au point de déferlement jusqu'à atteindre une valeur à peu près constante qui se situe autour de 0.5 en zone de surf interne.

Par la suite, les travaux de Stive [1984] puis de Svendsen [1984] ont permis de mettre en évidence qu'en réalité le rapport γ commençait effectivement par décroître jusqu'à atteindre un minimum dans la zone de surf interne mais qu'ensuite il recommençait à croître jusqu'à la ligne d'eau.

La figure III.11 représente les résultats expérimentaux en canal de Stive [1984] réalisés sur une plage linéaire pour deux cas de figure :

- : $H_0 = 0.178\text{m}$ (amplitude des vagues incidentes), $d_0 = 0.2125\text{ m}$ (profondeur au large), $f = 1/1.79\text{ s}^{-1}$ (fréquence des vagues incidentes), $\beta = 1 : 40$ (pente de la plage).
- ◇ : $H_0 = 0.226\text{ m}$, $d_0 = 0.2625\text{ m}$, $f = 1/3\text{ s}^{-1}$, $\beta = 1 : 40$

On remarque que le rapport γ n'est pas constant dans la zone de surf et qu'effectivement il commence par décroître d'une valeur proche de 0.8 au point de déferlement jusqu'à une valeur proche de 0.5 en zone de surf interne comme l'avait précédemment observé Horikawa et Kuo [1966] mais qu'ensuite ce rapport croit de nouveau jusqu'à ligne d'eau. Cette tendance a été confirmée par les résultats du modèle analytique de Bonneton [2001].

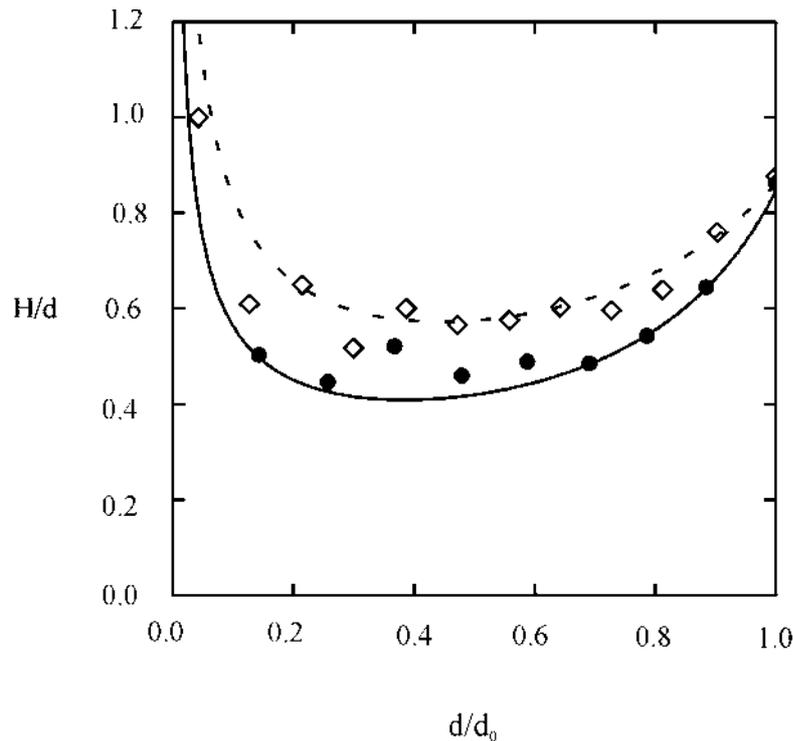


Figure III.11 Evolution du rapport H/d dans la zone de surf, données de Stive [1984] ● : $H_0 = 0.178 \text{ m}$, $d_0 = 0.2125 \text{ m}$, $f = 1/1.79 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 1 : 40$
 ◇ : $H_0 = 0.226 \text{ m}$, $d_0 = 0.2625 \text{ m}$, $f = 1/3 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 1 : 40$ et sorties du modèle analytique de Bonneton [2001]

Les récents résultats de Raubenheimer *et al.* [1996] établis à partir de données in situ indiquent que γ n'est pas constant dans la zone de surf et que les valeurs se situent entre 0.2 et jusqu'à 1.4 et que ce rapport croît du point de déferlement jusqu'à la ligne d'eau. En réalité Raubenheimer *et al.* [1996], tout comme nous, ne sont pas capables de définir avec exactitude le point de déferlement et de ce fait, leur première valeur de γ correspond vraisemblablement à une valeur en zone de surf interne. Ils n'observent donc pas la partie décroissante du point de déferlement jusque dans la zone de surf interne que Horikawa et Kuo [1966] puis Stive [1984] avaient pu mettre en évidence à partir d'expériences en laboratoire.

III.4.2 EVOLUTION DU PARAMETRE γ DANS LA ZONE DE SURF EN FONCTION DE LA PROFONDEUR

La figure III.12 représente le rapport entre la hauteur significative des vagues et la profondeur d'eau locale pour les journées des 17 et 18 Octobre 2001 et les trois lignes de capteurs.

Cette figure illustre bien le fait que le rapport n'est pas constant dans la zone de surf et que les valeurs s'étendent de 0.4 jusqu'à 1.6. On observe également que le rapport croît dans la zone de

surf, il augmente d'une valeur d'environ 0.4 jusqu'à des valeurs proches de 1.0 dans la zone de surf interne, soit une augmentation d'un facteur 2. Cette tendance est observée pour les trois lignes de capteurs. Il conforte le résultat précédemment établi par Raubenheimer *et al.* [1996] pour des plages présentant des profils linéaires, à replat ou à barres ainsi que le résultat précédemment établi par Sénéchal *et al.* [2001a] sur le même site.

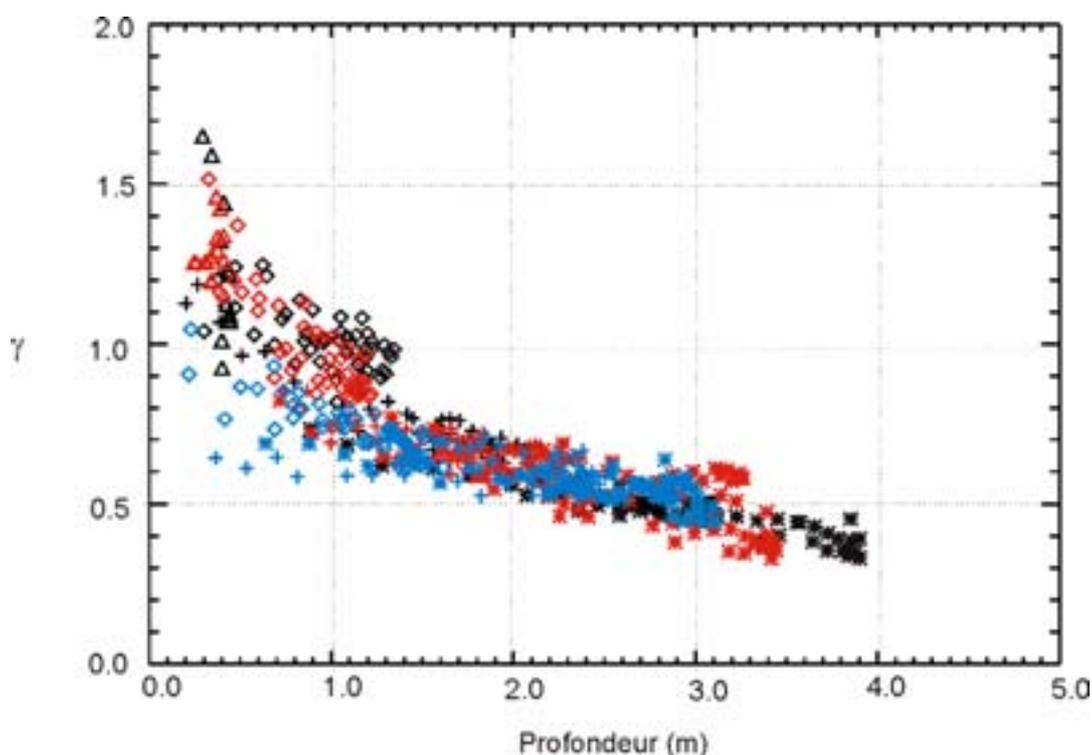


Figure III.12 Rapport entre la hauteur significative des vagues et la profondeur γ en fonction de la profondeur. Les données sont tirées de la campagne Octobre 2001 (journées des 17 et 18), en noir : ligne 1 (barre), en rouge : ligne 2 et en bleu : ligne 3

Toutefois on note que pour les deux lignes situées au niveau du système « barre-baine » (lignes 1 et 2 correspondant aux données en noir et rouge), cette tendance s'accroît plus on se rapproche de la ligne d'eau et que le rapport atteint des valeurs nettement supérieures à 1. Cet effet peut être dû à la pente moyenne du haut de plage. En effet, la partie de plage située derrière la barre, présente une pente plus abrupte (environ 8-9 % contre 4 % pour la ligne 3 située en dehors de l'influence de la barre), la zone de surf étant moins large, elle dissipe davantage. Cette explication est d'ailleurs confortée par la figure III.3. Cette figure illustre un cas hydrodynamique semblable à celui rencontré le 17 Octobre sur le terrain et on observe que pour les pentes plus fortes (1 :10), la décroissance de la hauteur des vagues en fonction des vagues est très lente jusqu'à 1 m de profondeur mais s'accroît ensuite.

Ceci nous conduit à prendre en compte une autre pente : la pente locale. En effet, dans le milieu naturel, il n'existe pas de plage linéaire telle que définie dans la figure III.1 (pente constante dans toute la zone intertidale). On observe généralement de légères ruptures de pente. Raubenheimer *et al.* [1996] ont donc introduit la pente locale β , estimée localement au niveau de chaque capteur à partir du profil de plage comme étant le rapport entre la différence d'altitude entre deux points distants d'une longueur d'onde caractéristique et la longueur d'onde caractéristique (figure III.13).

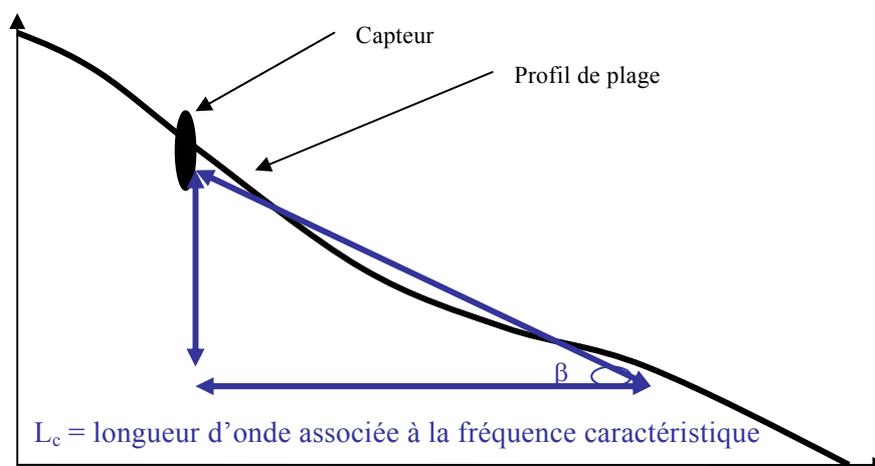


Figure III.13 Détermination de la pente locale de la plage à partir du profil.

III.4.3 PARAMETRISATION DU RAPPORT γ SUR UNE PLAGE LINEAIRE

Une analyse dimensionnelle a conduit Raubenheimer *et al.* [1996] aux mêmes conclusions que nous concernant la détermination des paramètres importants pour la paramétrisation du rapport γ en zone de surf interne, à savoir : la pente de la plage et le paramètre de dispersion.

Ayant montré que le rapport γ ne dépendait pas de la cambrure des vagues au large, leur objectif était de trouver une paramétrisation dans laquelle n'interviendraient que des paramètres locaux. Pour cela ils se sont placés dans le cas où la période des vagues variait pas ou peu le long d'une ligne « cross-shore » et ils ont remplacé dans le paramètre de dispersion, la longueur d'onde au large L_0 par le nombre d'onde local. Ils ont ainsi pu montrer qu'il existait une relation affine entre le rapport γ et le terme β/kd (où β est la pente locale, k le nombre d'onde calculé localement et d la profondeur). Cette grandeur peut être assimilée à une quantification de la variation de profondeur

sur une distance égale à une longueur d'onde.

La fréquence caractéristique retenue pour calculer le nombre d'onde est la fréquence centroïdale calculée au niveau de chaque capteur (équation II.18). Celle-ci varie peu le long d'une ligne « cross-shore » pour leurs jeux de données, k est le nombre d'onde associé à la fréquence centroïdale locale et à la profondeur d'eau locale. Pour calculer la pente locale, ils utilisent comme longueur d'onde caractéristique celle estimée à partir de la fréquence centroïdale.

Nous avons choisi de tester cette paramétrisation sur nos jeux de données pour lesquels la période ne variait pas ou peu le long d'une ligne « cross-shore ». La figure III.14 représente les erreurs relatives maximales (données en %) sur le calcul du paramètre β/kd (a) et du rapport γ (b) en fonction de la profondeur, compte tenu de la précision des appareils de mesure mais également de l'épaisseur de remaniement mesurée au niveau des capteurs et de la précision sur le niveau moyen du plan d'eau liée aux variations engendrées par la marée. On remarque que les erreurs relatives sur le rapport γ et sur le paramètre β/kd sont relativement faibles (inférieures à 20 %) pour des profondeurs supérieures à 1 m et que pour des profondeurs inférieures à 0.5 m, ces erreurs relatives augmentent exponentiellement jusqu'à des valeurs supérieures à 200 % dans 0.2 m de fond. Cette tendance est principalement due à l'erreur absolue sur la profondeur compte tenu des épaisseurs de remaniement mises en évidence (jusqu'à 0.1 m au pied de certains capteurs, voir chapitre II) et de la méthode utilisée pour calculer la profondeur (moyenne glissante toutes les 10 minutes durant lesquelles le plan d'eau a pu augmenter de 0.1 m au plus fort de la marée).

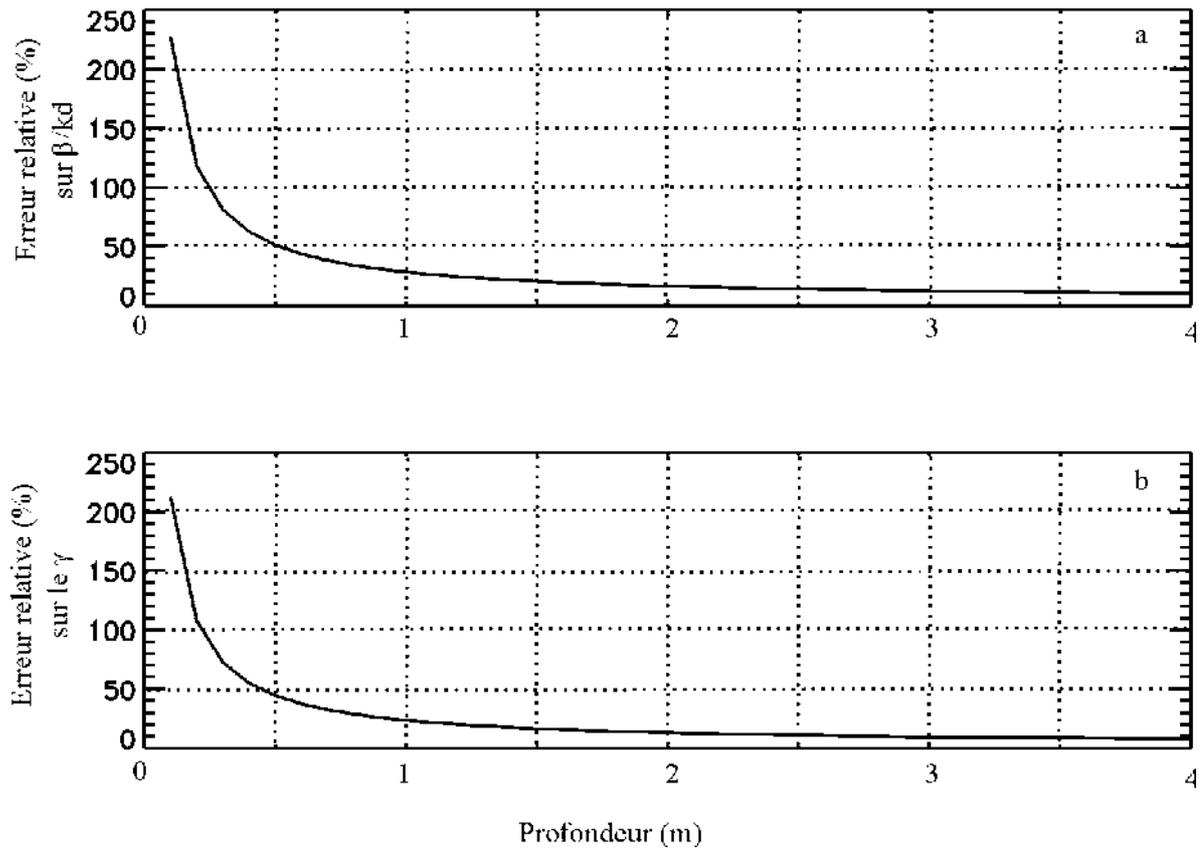


Figure III.14 Erreurs relatives données en % dans le calcul du paramètre β/kd (a) et du rapport γ (b) en fonction de la profondeur.

La comparaison de nos résultats avec ceux de Raubenheimer *et al.* [1996] a fait l'objet d'un article publié [Sénéchal *et al.*, 2001a] et d'une note soumise [Sénéchal *et al.*, 2003b] inséré ci-dessous.

L'objectif de la note était d'abord de compléter le jeu de données présenté dans Sénéchal *et al.* [2001a] pour conforter ou réfuter l'écart qui avait alors été mis en évidence entre la relation affine établie par Raubenheimer *et al.* [1996] et celle établie par Sénéchal *et al.* [2001a], puis d'apporter des éléments de réponses pour comprendre cet écart.

Les principaux résultats présentés dans ces articles sont :

- La relation affine entre le rapport γ et le paramètre β/kd est vérifiée pour nos deux jeux de données : Mai 1998 et Octobre 2001.
- Toutefois, la relation affine diffère significativement de celle proposée par Raubenheimer *et al.* [1996] et ce même si l'on prend en compte les erreurs relatives sur le rapport γ et le paramètre

β/kd . En effet, en ne considérant que les données pour lesquelles l'erreur relative est inférieure à 50 % (données obtenues lorsque le capteur est dans au moins 0.5 m d'eau et dont les γ associés ne dépassent pas 1.2), nos données ne rentrent pas dans les barres d'erreur établies par Raubenheimer *et al.* [1996].

- Cet écart peut être en partie expliqué par la méthode utilisée pour déterminer la fréquence centroïdale f_c et en particulier par le choix de la fréquence limite supérieure de la bande fréquentielle sur laquelle est calculée la fréquence centroïdale.
 - Le choix de la fréquence centroïdale pour paramétrer la dissipation d'énergie en zone de surf n'est vraisemblablement pas judicieux car il n'est pas forcément représentatif des fronts dissipant et il serait préférable de déterminer une période caractéristique à partir d'une analyse temporelle des signaux (étude en cours).
-

**IMPACT OF THE DETERMINATION OF THE CHARACTERISTIC WAVE FREQUENCY IN
PARAMETERIZATION OF WAVE HEIGHT IN THE SURF ZONE**

Nadia Sénéchal, Hélène Dupuis, Philippe Bonneton, Vincent Rey

Article en révision depuis le 20 septembre 2003

Abstract	164
Introduction	164
The previous studies	164
Raubeneheimer et al's study [1996].....	164
Sénéchal et al's study [2001].....	165
Sénéchal et al's study [2003].....	165
The b/kh parameter : a mesure of the fractionnal change in water depth over a wavelength	166
Determination and variability of the centroïdal frequency.....	166
Influence of the high frequency cutoff on the results.....	166
Discussion and Conclusions	167

Impact of the determination of the characteristic wave frequency in parameterization of wave height in the surf zone

(soumis à *Geophysical Research Letters*, le 12 Août 2003)

Nadia Sénéchal⁽¹⁾, Hélène Dupuis, Philippe Bonneton
Department of Geology and Oceanography
University of Bordeaux I
Avenue des Facultés
33405 Talence, cedex- France

Vincent Rey
Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l'Environnement Terrestre
University Toulon-Var
BP 132
F-83957 La Garde Cedex-France

⁽¹⁾communicating author : n.senechal@epoc.u-bordeaux1.fr- tél : +33 (0)5 40 00 83 81-fax : +33 (0)5 40 00 08 48

Abstract

The γ parameter defined as the ratio of significant wave height to mean water depth is a key parameter in parametric wave models and much effort has been devoted to investigate its evolution in the surf zone. Recently it has been showed that the values of γ are well correlated with β/kh , a measure of the fractional change in water depth over a wavelength (where β is the local beach slope, k a characteristic wavenumber and h the local water depth). Nevertheless, the linear regression through the data differs significantly from one author to the other. In this paper, it is shown that this discrepancy can be partially explained by the determination of the characteristic wave frequency: the sea-swell centroidal frequency. The value of this frequency depends on the choice of the high frequency cutoff of the sea-swell frequency band, which differs also from one author to the other.

1 Introduction

An improvement in the knowledge of the mechanisms of wave breaking and energy dissipation on beaches is essential in order to better understand and quantify most coastal sedimentary processes. Indeed, breaking waves are the main driving force of nearshore fluid motions and sediment transport. In particular, the distributions of the wave heights play an important role in the determination of water motions. Thus the ratio of the wave height to the water depth (γ) is a key parameter in parametric wave models, such as the energy decay model of *Battjes and Janssen* [1978].

Much effort has been devoted to investigate the evolution of the γ parameter in the surf zone in order to parameterize this parameter [*Thornton and Guza*, 1982, 1983; *Andersen and Fredsoe*, 1983]. Recently, *Raubenheimer et al.* [1996] showed that

the values of γ increase with increasing beach slope β and decreasing normalized (by a characteristic wavenumber k) water depth kh and are well correlated with β/kh , a measure of the fractional change in water depth over a wavelength. *Sénéchal et al.* [2001] also observed a good correlation between the γ parameter and the fractional change in water depth over a wavelength β/kh in their data set. Nevertheless, the linear regression through the data differs significantly from the one obtained by *Raubenheimer et al.* [1996].

The aim of this paper is to emphasize the significance of methods in the explanation of the difference observed between the two linear regressions. In the first part, we will briefly recall the two experiments [*Raubenheimer et al.*, 1996; *Sénéchal et al.*, 2001] and analysis methods and briefly expose new results obtained with a recent data set [*Sénéchal et al.*, 2003]. Then in a second part, we will focus on the β/kh parameter and in particular we will show how the method can deeply modify its value and thus the final result.

2 The previous studies

Raubenheimer et al.'s study [1996]

Sea-swell wave heights were observed along transects crossing the mid and inner surf zone on three beaches (a steep concave-up beach, a gently sloped approximately planar beach, and a beach with an approximately flat terrace adjacent to a steep foreshore). Beach slopes estimated from the observed profiles as the difference in vertical elevation over a distance equal to the shallow water wavelength at the local sea-swell centroidal frequency, ranged from 0.01 to 0.09. The shallowest mean depth considered is 0.3 m and the deepest mean depth considered is about 2.0 m. Sea surface elevation energy density spectra were

relatively narrow-banded with peak frequencies ranging from 0.06 Hz to 0.12 Hz and offshore significant wave heights (measured in about 7.0 m to 10.0 m water depth) ranged from 0.45 m to 2.80 m. Data runs were acquired at a 2-Hz or 8-Hz sample rate.

All data were processed similarly. Time series were quadratically detrended to remove tides and other motions with periods longer than roughly 1 hour and low-pass filtered. The high frequency cutoff was 0.18 Hz for all data. At frequencies greater than 0.18 Hz, the observed wave energy is relatively small (< 20 % total energy). Sea-swell wave heights were estimated by integrating the energy over the sea-swell frequency band, $0.05 < f \leq 0.18$ Hz.

Sénéchal et al.'s study [2001]

Sea-swell wave heights were observed along a transect crossing the mid and inner surf zone of a gently sloping barred beach (outside the influence of the ridge and runnel system). Beach slopes ranged from 0.02 to 0.05 (same estimation as *Raubenheimer et al.* [1996]). The shallowest mean depth considered is 0.2 m and the deepest mean depth considered is 3.0 m. Sea surface elevation energy density spectra were relatively broad-banded with frequencies ranging from 0.10 Hz to 0.25 Hz and offshore significant wave heights (measured in about 8.0 m to 9.0 m water depth) ranged from 0.80 m to 1.20 m. Data runs were acquired at a 2-Hz or 3-Hz sample rate.

All data were processed similarly. Time series were detrended to remove tides and other motions with periods longer than roughly 1 hour. The high frequency cutoff was 0.30 Hz for all data. At frequencies greater than 0.30 Hz, the observed wave energy is relatively small (< 10 % total energy). Sea-swell heights were estimated by integrating the energy over the sea-swell frequency band, $0.09 < f \leq 0.30$ Hz.

Sénéchal et al.'s study [2003]

Sea-swell wave heights were observed along three parallel transects crossing the mid and inner surf zone of a gently sloping barred beach and deployed along a ridge and runnel system (same study area as *Sénéchal et al.*, 2001). Beach slopes ranged from 0.04 to 0.08. The shallowest mean depth considered is 0.2 m and the deepest mean depth considered is about 3.3 m. Sea surface elevation energy density spectra were relatively narrow-banded with peak frequencies ranging from 0.08 Hz to 0.10 Hz and offshore significant wave heights (measured in about 56 m water depth) ranged from 2.0 m to 3.0 m. Data runs were acquired at a 8-Hz or 32-Hz sample rate.

All data were processed similarly. Time series were detrended to remove tides and other motions with periods longer than roughly 1 hour. The high frequency cutoff was 0.60 Hz for all data. At frequencies greater than 0.60 Hz, the observed wave energy is relatively small (< 5 % total energy). Sea and swell heights were estimated by integrating the energy over the sea-swell frequency band, $0.05 < f \leq 0.60$ Hz.

Table 1 resumes the main characteristics of these three experiments.

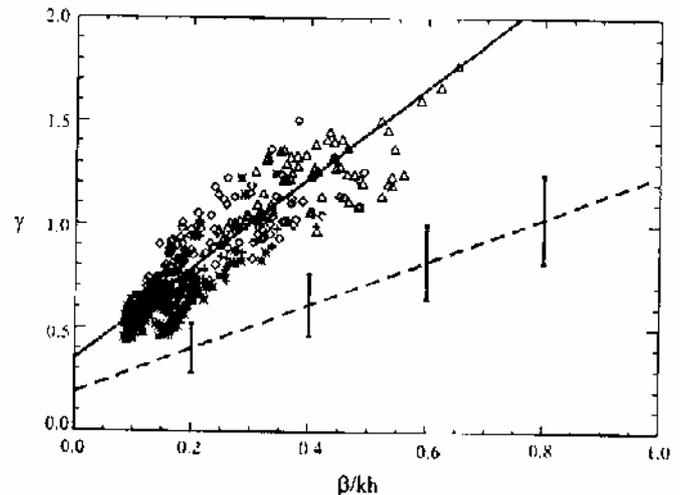


Figure 1: γ (significant wave height to local water depth) versus β/kh : solid line (*Sénéchal et al.'s* linear trend, 2001), dashed line with error bars (*Raubenheimer et al.'s* linear trend, 1996) and symbols (*Sénéchal et al.'s* results, 2003, the different symbols correspond to the different sensors). We clearly show that the two trends diverge and that the new data set follows the same linear trend as the one proposed by *Sénéchal et al.* [2001].

Figure 1 displays the three two previous results and the new data set: *Raubenheimer et al.'s* [1996] result is plotted in dashed line with error bars, *Sénéchal et al.'s* [2001] result is plotted in solid line and *Sénéchal et al.'s* [2003] results correspond to the symbols. This figure clearly shows the difference between the two linear trends established by *Raubenheimer et al.* [1996] (dashed line) and *Sénéchal et al.* [2001] (solid line). The results established by *Sénéchal et al.* [2001] diverge from those previously established by *Raubenheimer et al.* [1996] and are clearly situated outside its 95 % confidence interval. The results of *Sénéchal et al.* [2001] were established for a limited data set and limited sea-swell conditions (low energetic swell and wind sea, broad-banded sea surface elevation energy spectra). However the recent results (symbols) by *Sénéchal et al.* [2003], which were established for very different sea-swell conditions (high energetic swell, narrow-banded sea surface

elevation energy spectra) than the one presented by *Sénéchal et al.* [2001] but quite similar to the one presented by *Raubenheimer et al.* [1996], follow the same linear trend as proposed by *Sénéchal et al.* [2001]. The parameterization in β/kh appears to be relatively well adapted to the surf zone. Indeed, the data follow a linear trend in all the cases but the difference observed between the two trends suggests that probably another parameter should be considered. *Raubenheimer et al.* [1996] suggested that some of the scatter observed in their results could be caused by a dependence on the offshore bathymetry that is not accounted for by this simple parameterization. Nevertheless, in the following part, we will show how the difference between the two linear trends (solid and dashed lines) can be partially explained by the different methods used to determine the wave parameter used in the determination of the measure of the fractional change in water depth over a wavelength β/kh .

3 The β/kh parameter: a measure of the fractional change in water depth over a wavelength

To determine the fractional change in water depth over a wavelength, we need to determine three parameters (the beach slope β , the characteristic wavenumber k and the local mean water depth h), and two of them are depending on the wave's characteristics (the beach slope and the characteristic wavenumber k). Indeed, the beach slope is estimated over a length corresponding to the shallow water wavelength at the local sea-swell centroidal frequency and k is the local wavenumber corresponding to the local centroidal frequency and depth. In the following, we will show that the determination of the centroidal frequency is particularly sensitive to the choice of the high frequency cutoff in the determination of the sea-swell frequency band and thus can deeply modify the value of the wavenumber k and the final result. The results showed in this part, were obtained from the analysis of the last data set acquired in presence of a high energetic narrow banded swell [*Sénéchal et al.*, 2003].

Determination and variability of the centroidal frequency

Figure 2 illustrates the influence of the choice of the high frequency cutoff on the centroidal frequency value. The centroidal frequency corresponds to the mean frequency of a frequency band where each frequency has been weighted by its energy. Figure 2a shows the mean ratio of the energy estimated by integrating the sea surface energy density spectra over the $0.05-F_{hi}$ Hz frequency band (where F_{hi} is the high frequency cutoff) to the total energy computed by integrating the energy density spectra over all the frequencies

(0.05 -Nyquist frequency) versus the high frequency cutoff F_{hi} . Figure 2b shows the

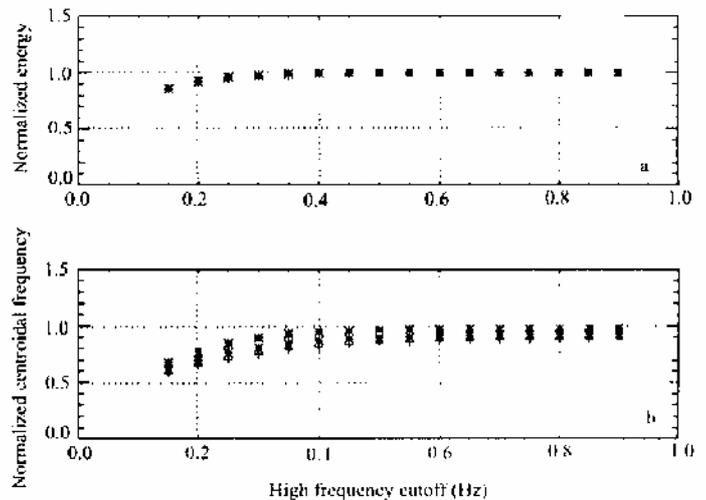


Figure 2: (a) normalized energy and (b) normalized centroidal frequency versus the high frequency cutoff of the sea-swell frequency band obtained using the data set presented by *Sénéchal et al.* [2003]. The different symbols correspond to the different sensors. (In figure 2a the different symbols are not visible since they are superimposed).

mean ratio of the centroidal frequency estimated over the $0.05-F_{hi}$ Hz frequency band to the centroidal frequency estimated over all the frequencies (0.05 -Nyquist frequency) versus the high frequency cutoff. The different symbols correspond to different sensors: the stars correspond to the two most offshore sensors (situated between 1.0 m and 3.3 m water depth depending on the tide), the cross correspond to the most onshore sensor (situated between 0.3 and 1.8 m water depth depending on the tide). Figure 2a clearly shows that most of the energy is located for frequencies lower than 0.25 Hz. Indeed, at this frequency cutoff the normalized energy is 1 within 5%. So we can suppose that a high frequency cutoff near 0.25 Hz could be suitable to this data set. Nevertheless, we observe on figure 2b that the asymptotic value for the normalized centroidal frequency is reached for much higher F_{hi} (about 0.6 Hz for obtaining the value 1 within 10%). For the value 0.25 Hz of high frequency cutoff, the normalized centroidal frequency is only about 0.55 to 0.65 depending on the sensor locations. In the next part, we will examine the influence of this parameter on the results.

Influence of the high frequency cutoff on the results

Figure 3 represents the two previous trends established by *Raubenheimer et al.* [1996] (dashed line) and *Sénéchal et al.* [2001] (solid line). Concerning the data set presented by *Sénéchal et al.* [2003] (symbols), we used the high frequency cutoff 0.18 Hz instead of the high frequency cutoff

of 0.60 Hz previously used in figure 1. This frequency cutoff is the same as the one used by *Raubenheimer et al.* [1996]. We clearly show that by changing this parameter we drastically change the results and that these new results are closer to those previously established by *Raubenheimer et al.* [1996] and diverge in comparison with those of *Sénéchal et al.* [2001]. This trend becomes more and more pronounced if the high frequency cutoff decreases until a value for which the energy situated above corresponds to less than 20 % of the total energy.

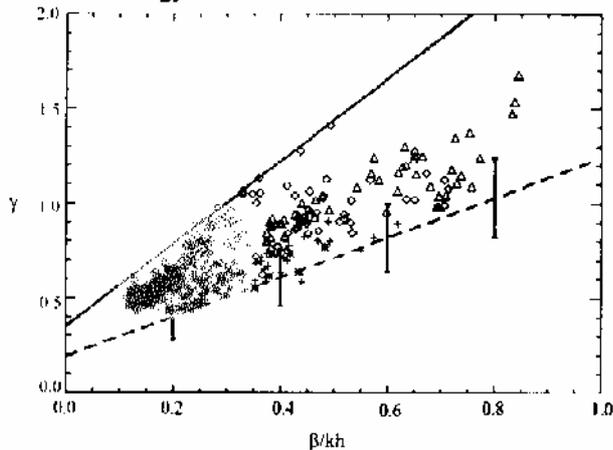


Figure 3: same notation as figure 1 despite the symbols which have been obtained using the same frequency cutoff as the one used by *Raubenheimer et al.* [1996] (0.18 Hz) instead of the 0.60 Hz frequency cutoff used by *Sénéchal et al.* [2003] (figure 1). In contrast to the results observed in figure 1, the new data set, which has been differently processed, does not fit anymore the trend established by *Sénéchal et al.* [2001].

4 Discussion and conclusions

This study is based on three data set [*Raubenheimer et al.*, 1996; *Sénéchal et al.*, 2001, 2003] ; two of them were collected on the same study area but during two very different sea state conditions [*Sénéchal et al.*, 2001, 2003]. All these data show a good correlation between the γ parameter (the ratio of significant wave height to mean water depth) and the β/kh parameter (where β is the beach slope, k a characteristic wavenumber and h the local water depth). Nevertheless the linear trend differs from one author to the other.

This discrepancy is partially due to the determination of the sea-swell centroidal frequency. This parameter is used in the determination of the local beach slope β (estimated from the observed profiles as the difference in vertical elevation over a distance equal to shallow water wavelength at the local sea-swell centroidal frequency) and also in the determination of the characteristic wavenumber k . Indeed, it has been shown that the value of this characteristic frequency depends on the choice of

the high frequency cutoff in the sea-swell band. In particular it has been shown that even if more than 90% of the total energy is in the selected frequency band, it is necessary to take a higher frequency cutoff to reach the 1 asymptotic for the normalized centroidal frequency. Now the frequency cutoff used by *Raubenheimer et al.* [1996] has been determined using an energetic criterion whereas it has been established using the asymptotic value for the normalized centroidal frequency by *Sénéchal et al.* [2003]. Figure 3 shows that if the same criterion has been applied to the two data sets, the discrepancy between the two would have been decreased.

This study shows that the determination of a characteristic sea-swell frequency from the energy density spectra is not suitable, in particular in the surf zone and in the shoaling zone where high frequency energy can be generated due to bound harmonic waves [Freilich and Guza, 1984; *Sénéchal et al.*, 2002 and many others]. In this particular case, the centroidal frequency would have a value situated between the primary wave frequency and the first harmonic frequency and can not be considered as representative of the breaking waves. So we consider that it would be more suitable to determine a characteristic wave frequency from the temporal signal, using a zero down crossing method, which really "counts" the breaking wave fronts.

References

- Andersen, O.H., and J. Fredsoe, Transport of suspended sediment along the coast, *Progress Report No. 59*, Inst. Of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, ISVA, Techn. Univ. of Denmark, 33-46, 1983.
- Battjes, J.A., and J.P.F.M. Janssen, Energy loss and set-up due to breaking in random waves, *Proc. of 16th Int. Conf. Coast. Eng. ASCE*, vol.1, 569-587, 1978.
- Freilich, M.H., and R.T. Guza, Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, A **311**, 1-41, 1984.
- Raubenheimer, B., R.T. Guza, and S. Elgar, Wave transformation across the inner surf zone, *J. Geophys. Res.*, **101**, 22, 589-22,597, 1996.
- Sénéchal, N., H. Dupuis, P. Bonneton, H. Howa, and R. Pedreros, Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the French Atlantic coastline, *Oceanologica Acta*, **24**, 545-556, 2001.
- Sénéchal, N., P. Bonneton, and H. Dupuis, Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face, *Coast. Eng.*, **46**, 233-247, 2002.

Sénéchal, N., H. Dupuis, and P. Bonneton, Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, Truc Vert beach on October 2001, to appear in *Proc. of PECS-Hamburg (Germany)-2001, special issue of Ocean Dynamics*, 2003.

Thornton, E.B., and R.T. Guza, Energy saturation and phase speeds measured on natural beach, *J. Geophys. Res.*, **87**, 9499-9508, 1982.

Thornton, E.B., and R.T. Guza, Transformation of wave height distribution, *J. Geophys. Res.*, **88**, 5925-5938, 1983.

	<i>Raubenheimer et al. [1996]</i>	<i>Sénéchal et al. [2001]</i>	<i>Sénéchal et al. [2003]</i>
Beach profile	<ul style="list-style-type: none"> • Steep concave-up • approximately planar • flat terrace adjacent to a steep foreshore 	<ul style="list-style-type: none"> • barred beach but outside influence of the ridge and runnel 	<ul style="list-style-type: none"> • barred beach
Local beach slope	0.01-0.09	0.02-0.05	0.04-0.08
Covered water depth (m)	0.3-2.0 m	0.2-3.0 m	0.2-3.3 m
Offshore significant wave height (m)	0.45-2.80 m	0.80-1.20 m	2.00-3.00 m
Sea surface energy spectra	Narrow-banded (0.06-0.12 Hz)	Broad-banded (0.10-0.25 Hz)	Narrow-banded (0.08-0.10 Hz)
High frequency cutoff	0.18 Hz	0.30 Hz	0.60 Hz

Table 1

III.5 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'évolution de l'énergie des vagues en zone de surf le long d'une ligne « cross-shore » et en se limitant au cas où l'on peut supposer que la période des vagues ne varie pas ou peu le long de cette ligne. L'approche choisie est une approche intégrée : l'énergie est estimée à partir de la hauteur significative définie comme étant l'intégrale du spectre aux fréquences des vagues.

A partir d'une analyse dimensionnelle, nous avons pu mettre en évidence un certain nombre de paramètres susceptibles d'agir sur l'évolution de la hauteur significative en zone de surf :

- la cambrure au large : $\frac{H_0}{L_0}$,
- le rapport au point de déferlement (ou au début de la zone de surf interne) : $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$ (ce rapport renvoie également au caractère non linéaire du train de vagues (équation I.1)),
- le paramètre de dispersion du train de vagues : $\mu = \frac{d}{L_0}$,
- la distance de la zone de surf adimensionnée par la longueur d'onde au large : $\frac{\Delta x}{L_0}$, que nous appellerons largeur relative de la zone de surf,
- et la pente de la plage : β .

L'analyse des données de terrain nous a permis de déterminer quels paramètres étaient déterminants pour paramétrer la hauteur des vagues en zone de surf :

- $\mu = \frac{d}{L_0}$,
- β lorsque le profil est linéaire et $\frac{\Delta x}{L_0}$ lorsque le profil présente un système de barre,

En revanche la cambrure au large : $\frac{H_0}{L_0}$, ne semble pas être un paramètre déterminant.

Quant au rapport au début de la zone de surf interne : $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$, il variait très peu pour l'ensemble de nos expériences.

Ces résultats nous ont conduits à tester, pour nos jeux de données acquis sur des plages linéaires, la paramétrisation $\gamma = a \frac{\beta}{kd} + b$ proposée par Raubenheimer *et al.* [1996] où k est le nombre d'onde associé à une fréquence caractéristique établie localement et d la profondeur d'eau locale. Il en ressort que nos jeux de données suivent également cette relation mais avec des paramètres (pente et ordonnée à l'origine) différents de ceux établis par Raubenheimer *et al.* [1996]. Nous avons pu montrer que cet écart pouvait s'expliquer par la détermination de la période (ou fréquence) caractéristique. Le choix d'une période établie dans le domaine spectral ne paraît pas judicieux compte tenu des modifications qui peuvent être observées sur les spectres de densité d'énergie en milieu peu profond (génération d'harmoniques liées ou libres, dissipation d'énergie liée au déferlement qui n'est pas forcément répartie uniformément sur l'ensemble des composantes du spectre). Des études sont en cours pour comparer cette fréquence à d'autres fréquences qui seraient établies à partir du domaine temporel.

Ce chapitre met en évidence que la détermination d'une paramétrisation universelle pour l'évolution du γ en zone de surf reste un débat ouvert, même pour le cas le plus « simple » d'une plage de pente linéaire et d'un train d'onde dont la période caractéristique ne varie pas ou peu.

Dans le chapitre suivant, nous nous plaçons dans le cas où la période varie le long d'une ligne « cross-shore ». Cette modification de la période se traduit spectralement par une variabilité spatiale de la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues. Deux cas seront abordés : un premier cas où la modification de la période n'influence pas la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf et un autre cas où cette modification agit directement sur le processus de dissipation d'énergie.

CHAPITRE IV

EXEMPLE DE DEUX PROCESSUS SUSCEPTIBLES DE MODIFIER LA REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE DES VAGUES

Dans le précédent chapitre nous avons pu déterminer que la période caractéristique des vagues était un paramètre déterminant dans la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf. Généralement cette période est déterminée à partir du spectre des vagues comme étant l'inverse d'une fréquence caractéristique (fréquence pic ou fréquence centroïdale le plus souvent). On admet ensuite que cette période se conserve le long d'une ligne « cross-shore », c'est à dire qu'on suppose que la répartition fréquentielle des vagues ne varie pas ou peu le long de cette ligne.

L'objectif de ce chapitre est d'abord de montrer que des processus peuvent modifier significativement la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues sur des distances de l'ordre de quelques longueurs d'ondes puis d'évaluer leur impact sur la période caractéristique et sur la décroissance de la hauteur des vagues en zone de surf.

Concernant l'évolution de la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues nous nous limiterons aux modifications enregistrées pour les fréquences supérieures à 0.05 Hz (nous aborderons la bande infragravitaire dans le dernier chapitre) et inférieures à 0.6 Hz (cette fréquence de coupure haute nous permet de prendre en compte les premières harmoniques).

Ce chapitre s'articule en quatre sous-chapitres.

Dans le premier, nous rappelons les principaux processus susceptibles de modifier la répartition fréquentielle de l'énergie en zone de levée et en zone de surf.

Dans les deuxième et troisième sous-chapitres, nous développons plus particulièrement deux processus. Nous montrons que ces processus modifient les périodes caractéristiques du train d'ondes incident mais peuvent également agir sur le processus de dissipation d'énergie liée au déferlement.

Le dernier sous-chapitre est une conclusion de ce chapitre.

SOMMAIRE

~

IV.1	FACTEURS AGISSANT SUR LA REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE EN ZONE LITTORALE.....	177
IV.2	MODIFICATION DE LA REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE LIEE A L'APPARIEMENT DE FRONTS D'ONDES.....	178
IV.3	TRANSFERT D'ENERGIE LIE AUX INTERACTIONS ENTRE TRIPLETS DE FREQUENCES.....	191
IV.3.1	INTERACTIONS ENTRE TRIPLETS DE FREQUENCES EN ZONE DE LEVEE ET EN ZONE DE SURF	191
IV.3.2	LIBERATION DES HARMONIQUES LORS DE LA PROPAGATION AU DESSUS D'UNE BARRE	193
IV.3.3	PHENOMENE DE DECOMPOSITION D'UN TRAIN D'ONDE LORS DE SA PROPAGATION AU-DESSUS D'UN SYSTEME « BARRE-BAÏNE » ET CONSEQUENCE SUR LA DISSIPATION D'ENERGIE EN ZONE DE SURF.	195
IV.4	CONCLUSIONS	212

~

LISTE DES FIGURES

~

Figure IV.1 Evolution de la répartition fréquentielle de l'énergie de la zone de levée (a) jusque dans la zone de surf (b). Ces transferts d'énergie sont liés aux interactions entre triplets de fréquences.....192

IV.1 FACTEURS AGISSANT SUR LA REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE EN ZONE LITTORALE

En zone de levée, deux processus conservatifs vont plus particulièrement agir dans ce sens :

- Le processus de levée : il se traduit par une augmentation du niveau énergétique associé aux composantes du spectre des vagues.
- Le processus d'interactions entre triplets de fréquences : il se traduit par des transferts d'énergie entre les différentes composantes du spectre.

En zone de surf, on dénombre principalement trois processus susceptibles de modifier significativement le spectre de densité d'énergie sur des distances de l'ordre de quelques longueurs d'ondes :

- Le processus de déferlement : c'est un processus non conservatif. Il se traduit par une diminution globale de l'énergie contenue dans le spectre. Le processus de déferlement a été abordé dans le chapitre précédent de manière intégrée : nous avons examiné l'évolution de la hauteur significative estimée à partir de l'intégrale du spectre en zone de surf. A l'heure actuelle on ne connaît pas encore son effet sur la répartition fréquentielle de l'énergie des vagues. Certains auteurs suggèrent que la dissipation d'énergie est uniformément répartie sur l'ensemble des composantes du spectre [Beji et Battjes, 1993 ; Vincent *et al.*, 1994] aux fréquences des vagues. D'autres auteurs montrent au contraire que la dissipation est proportionnelle au carré de la fréquence [Elgar *et al.*, 1997]. Les résultats obtenus à partir de nos jeux de données ne nous permettent pas non plus de trancher sur cette question. En effet, si on s'en réfère aux résultats obtenus à partir du jeu de données de Mars 2000, l'analyse des flux d'énergie sur des bandes fréquentielles prédéfinies indique que celles-ci n'évoluent pas de la même façon en situation de déferlement [Sénéchal *et al.*, 2002a, article inséré dans le sous-chapitre IV.3]. En revanche, l'analyse de l'évolution de la fréquence centroidale (équation II.18) le long d'une ligne « cross-shore » pour les données d'Octobre 2001, indique au contraire que

cette valeur est constante [Sénéchal *et al.*, 2003a], suggérant d'après la définition de la fréquence centroïdale que la répartition fréquentielle de l'énergie ne se modifie pas.

- Le processus d'interactions entre triplets de fréquences.
- On peut également citer le phénomène d'appariements de fronts d'ondes [Sénéchal *et al.*, 2001b].

Cette liste (non exhaustive) est basée sur les observations de données in situ et sur les données de la littérature. Dans le sous-chapitre suivant qui a fait l'objet d'un acte de colloque à la conférence Coastal Dynamic'01 [Sénéchal *et al.*, 2001b], nous analysons le phénomène d'appariements de fronts d'ondes. Nous montrons en particulier qu'il est responsable du transfert d'énergie de la bande énergétique associée à la mer du vent vers des fréquences plus basses. Les résultats observés par l'analyse spectrale sont confirmés par une analyse temporelle vague à vague.

IV.2 MODIFICATION DE LA REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE LIEE A L'APPARIEMENT DE FRONTS D'ONDES

L'appariement de fronts d'ondes en zone de surf s'explique par l'écart entre les vitesses de phase des fronts d'ondes. Si on se place au premier ordre, la vitesse de phase en « eau peu profonde » ne dépend que de la profondeur d'eau locale (équation I.14) mais on peut montrer si on développe les équations aux ordres supérieurs que la vitesse dépendra également de l'amplitude du front : les vagues de plus grandes amplitudes se propageront plus rapidement que les vagues de plus petites amplitudes et les « captureront ».

Ce processus a été observé et étudié dans notre jeu de données de Mai 1998 acquis sur une plage linéaire en présence d'un champ de vagues irrégulières (mer du vent). Cette étude a fait l'objet d'une communication orale à la conférence Coastal Dynamics (Lund-Suède-2001) et d'un acte de colloque inséré ci-dessous. [Sénéchal *et al.*, 2001b].

L'idée originelle de ce papier était de voir si le processus d'appariement de fronts d'ondes pouvaient engendrer un décalage vers les basses fréquences de l'énergie du spectre et ainsi expliquer une partie de l'énergie infragravitaire observée dans le spectre entre les fréquences 0.05 Hz et 0.09 Hz (compte tenu des conditions incidentes de vagues, l'énergie infragravitaire

correspondait à des fréquences inférieures à 0.09 Hz pour ce jeu de données).

L'approche choisie a été une approche temporelle d'analyse vague à vague qui a permis d'établir des distributions de hauteur et de période des vagues. Les principaux résultats établis dans ce papier sont :

- On observe une variation des périodes T_{moy} et $T_{1/3}$ le long d'une ligne « cross-shore » du point de déferlement vers la ligne d'eau : la période $T_{1/3}$ croît continuellement jusqu'à la ligne d'eau alors que la période moyenne commence par décroître puis croît au niveau du dernier capteur.
- L'augmentation continue de $T_{1/3}$ est en accord avec l'évolution de la répartition fréquentielle de l'énergie qui se traduit par une diminution de la fréquence centrodale.
- On observe une diminution du nombre de fronts du point de déferlement vers la ligne d'eau qui conforte l'idée d'appariements de fronts d'ondes.
- Ce processus est accentué au niveau du capteur situé en haut de plage.

Nous n'avons toutefois pas pu à l'heure actuelle déterminer expérimentalement l'impact de ce processus sur la dissipation d'énergie liée au déferlement, compte tenu que ce phénomène n'est réellement significatif qu'au niveau du dernier capteur. Nous pouvons toutefois ajouter que ce papier met également en évidence la difficulté à définir une période caractéristique d'un train de vagues : ce papier montre que deux périodes généralement utilisées pour définir un champ de vagues aléatoires évoluent différemment le long d'une ligne « cross-shore ».

FIELD OBSERVATIONS OF IRREGULAR WAVE TRANSFORMATION IN THE SURF ZONE

Nadia Sénéchal, Philippe Bonneton, Hélène Dupuis
Proceedings of Ocean Dynamics'01-Lund-Sweden

Abstract	181
Introduction	181
Field experiment and methods	182
Field experiment.....	182
Methods.....	183
Results	184
Conclusions	189

FIELD OBSERVATIONS OF IRREGULAR WAVE TRANSFORMATION IN THE SURF ZONE

Nadia Sénéchal¹, Philippe Bonneton², Hélène Dupuis³

Abstract: Wave transformation on a transect crossing the surf zone of a fine grained, gently sloping barred beach has been further investigated with data from a 5-element coherent bottom-mounted pressure sensor line. In particular, field evidence is given for phenomena such as construction of merging shocks occurring on a short distance (several wave lengths) and deeply changing the wave field. The initially Rayleigh height distributions in 9-m depth were observed to be modified by shoaling and breaking into new distributions which present surplus at the medium waves and deficits at the lowest waves (compared with the Rayleigh wave distribution). Such phenomena are of great interest for random wave shoaling and breaking models.

INTRODUCTION

An improvement in the knowledge of the mechanisms of wave breaking and energy dissipation on beaches is essential in order to better understand and quantify most coastal sedimentary processes. Indeed, breaking waves are the main driving force of the nearshore fluid motions and sediment transport. The distribution of the wave heights plays an important role in the determination of water motions. Thus, the ratio of the wave height to the water depth (γ) is a key parameter in parametric wave models, such as the energy decay model of Battjes and Janssen (1978).

-
- 1) PhD student, Département de Géologie et Oc eanographie, UMR 5805, avenue de l'Université, 33405 Talence, France. n.senechal@geoccean.u-bordeaux.fr
 - 2) Research Scientist, d epartement de Géologie et Oc eanographie, UMR 5805, avenue de l'Université, 33405 Talence, France. p.bonneton@geoccean.u-bordcaux.fr
 - 3) Research Scientist, d epartement de Géologie et Oc eanographie, UMR 5805, avenue de l'Université, 33405 Talence, France. dupuis@geoccean.u-bordeaux.fr

Experiments measuring wave transformation and dissipation were conducted at Truc Vert beach, on the southern part of the French Atlantic coastline, during May 1998. Conditions were typical of weak wind sea, as the waves were irregular and relatively weak. The details and various preliminary results of the experiments have been described by Sénéchal et al. (2000). In particular, using a spectral analysis they showed that the low frequency energy (nominally in the band $0.005 < f \leq 0.09\text{Hz}$), usually termed "infragravity energy" becomes increasingly important in the surf zone and that in depths less than 0.4m (close to the shore line) the low frequency energy is higher than the sea-swell frequency energy (nominally in the band $0.09 < f \leq 0.3\text{Hz}$). Moreover they showed that bound long wave theory alone seems unable to fully explain the evolution of the infragravity energy in the surf zone. Indeed, the observed values are systematically greater than expected by the theory, even restricting the frequency range to 0.005-0.05Hz, a band, which includes 90% of the incident time series envelope energy. They also showed that the significant heights of broken waves at sea-swell frequencies in the surf zone are depth limited, consistent with previous laboratory observations (Svendsen 1984, Stive 1984).

The objective of this paper is to characterize the transformation of irregular waves in the surf zone. In particular, the idea of bore (shock) merging will be further investigated as a possible mechanism for the generation of infragravity fluid motions. In the first part, the field experiment and the methods will be briefly described. Then, field evidences for the idea of bore merging, as possible mechanism for the generation of infragravity fluid motions in the surf zone will be given. Finally the validity of the Rayleigh distribution in the surf zone will be further investigated.

FIELD EXPERIMENT AND METHOD

Field experiment

Our paper is based on data collected during one fieldwork in May 1998 (8 days) from a cross-shore line of 5 bottom-mounted pressure transducers on a gently sloping sandy barred beach, Truc Vert beach, on the southern part of the French Atlantic coastline (Sénéchal et al. 2000). This coast is exposed to almost continuous high energy swell originating mainly from the north-northwest. The high meso-macro tidal range, approximately 4.5m at spring tides, along with the relatively broad intertidal region (around 200m), allows instruments to be deployed and recovered safely at low tide while measurements can be obtained at high tide.

Among the 8 days, the measurements presented in this paper were taken over one high tide cycle with low energy incident swell present. Conditions were typical of weak wind sea; waves were irregular with a significant wave height (defined as 4 times the sea surface elevation standard deviation) of about 1.2m. Energy at low frequencies was also very low ($< 3\%$ total energy in 9-m depth). The beach exhibited a ridge and runnel system in the dissipative lower intertidal domain, and a steeper beach face. Waves were breaking only on the beach slope (figure 1).

Water surface elevations were measured at four locations in the intertidal zone (figure 1) using one bottom-mounted Directional Wave Current Meter (S2) from InterOcean system and three synchronized piezoresistive pressure transmitters (P1, P2, P3) from Keller (PR-26W/8369). The cross-shore transect along whom the sensors were deployed was located between two ridge and runnel systems in order to limit the effects of longshore currents occurring in the runnel and the effects of rip currents occurring in the rip channels. Another Directional Wave Current meter (S1) was moored offshore of the intertidal ridge in about 9m water depth at high tide (figure 1). This station served as the reference gage for the incident waves. The data were acquired at a 2-Hz sample rate for the two Directional Wave Current meter (S1 and S2) and at a 3-Hz sample rate for the three pressure transmitters (P1, P2 and P3). A detailed description of the field experiment is given by Sénéchal et al. (2000).

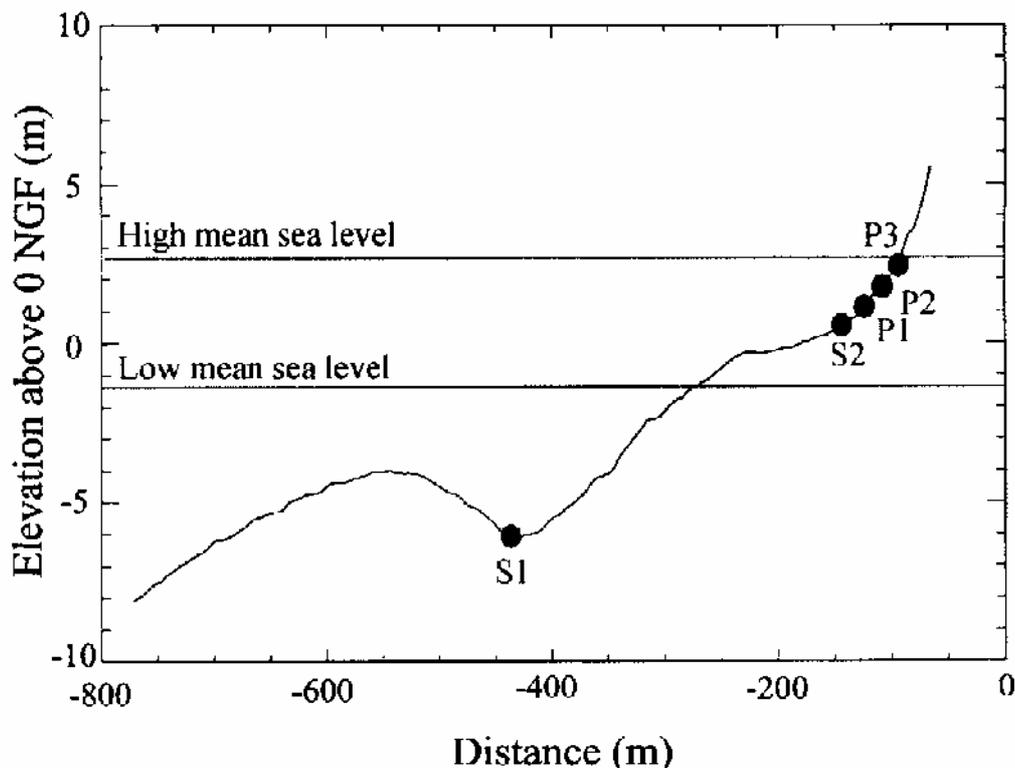


Fig. 1. Cross-shore profile with locations of pressure transducers where S1 and S2 denote Directional Wave Current meter and P1, P2 and P3 piezoresistive pressure transmitters.

Methods

All hydrodynamic data were processed similarly. First, pressure measurements were converted to water elevations. Outside the surf zone (sensor S1), a correction factor as proposed in Horrikawa et al. (1988) was applied to account for the pressure field being non-hydrostatic, leading to a high-frequency cutoff ($F_{hi} = 0.3\text{Hz}$) corresponding to the limit of the sensor sensitivity according to its immersion and the water depth attenuation of the waves. In the surf zone, sea surface elevations were

estimated assuming that the pressure field is hydrostatic (Lin and Liu 1998). Power spectral estimates were calculated by Fourier transforming overlapping (75%), hanning-windowed, and detided 5-min data segments averaged over 30 minutes (d.o.f. = 46). Wave heights and periods were determined from the surface elevation records using the 'zero-down-crossing method', in which the wave height is defined as the difference of the maximum and minimum occurring between two consecutive zero-down crossings. The data were first linearly detrended to exclude effects of the rising and the falling of the tide and then high-pass filtered with a cutoff frequency of 0.05Hz (20-s period) to exclude surf beat. The high-pass filtered signal was called 'basic signal'. The 'basic signal' was also low-pass-filtered with a high frequency cutoff to exclude high-frequency signals, either artificial (e.g. electrical noise) or high-frequency capillary waves. The filtering was accomplished in the frequency domain. The high-frequency filter cutoff was set at 0.3Hz for sensor S1 (in the shoaling zone) and at 0.5Hz for the other sensors in the surf zone. Zero-down crossings were localized from the low-pass filtered 'basic signal' but the wave heights were determined from the 'basic signal' (only high-pass filtered) to avoid the effect of rounding off of the peaks of the waves due to low-pass filter.

RESULTS

Figure 2 shows synchronized energy density spectra (EDS) at two sensors situated (a) well outside the surf zone in about 9m water depth and (b) well inside the inner surf zone in about 0.3m water depth.

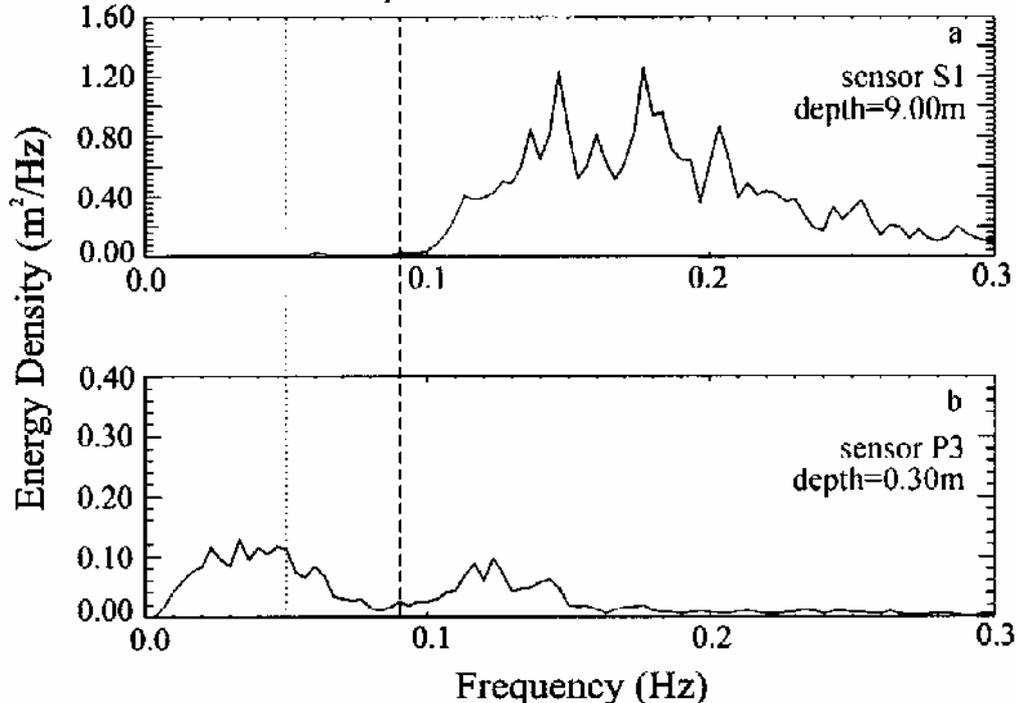


Fig. 2. Synchronized energy density spectra at two sensors. The dotted line indicates the limit of the 90% wave envelope energy and the dashed line the limit between high and low frequency energy.

The dashed line represents the frequency cutoff ($F_c = 0.09\text{Hz}$) between the infragravity band (nominally in the band $0.005 < f \leq 0.09\text{Hz}$) and the sea-swell frequency band (nominally in the band $0.09 < f \leq 0.3\text{Hz}$) as established by Sénéchal et al. (2000). The frequency cutoff has been determined from the ratio $\text{EDS}_{\text{off}} / \text{EDS}_{\text{int}}$ where 'off' indicates sensor S1 and 'int' indicates sensors in the intertidal zone. Under the frequency cutoff the ratio is of the order of 10^{-1} and above this frequency threshold the ratio ranges from 10^0 to 10^1 , thus with a pronounced variation of a factor 10 to 100 around the frequency cutoff. Figure 2 clearly shows that the infragravity frequency contribution to the total energy increases across the surf zone (from 1% in 9m water depth to 57% in 0.3m water depth).

The dotted line indicates the frequency cutoff ($F = 0.05\text{Hz}$) under which 90% of the time series envelope energy is contained (Sénéchal et al. 2000). Nevertheless, only 65% of the infragravity energy is contained under this frequency cutoff ($F = 0.05\text{Hz}$) and this energy is after all systematically greater as expected by the bound long wave theory (Sénéchal et al. 2000).

Another possible mechanism for infragravity wave generation in the surf zone is the merging of bores as illustrated in figure 3.

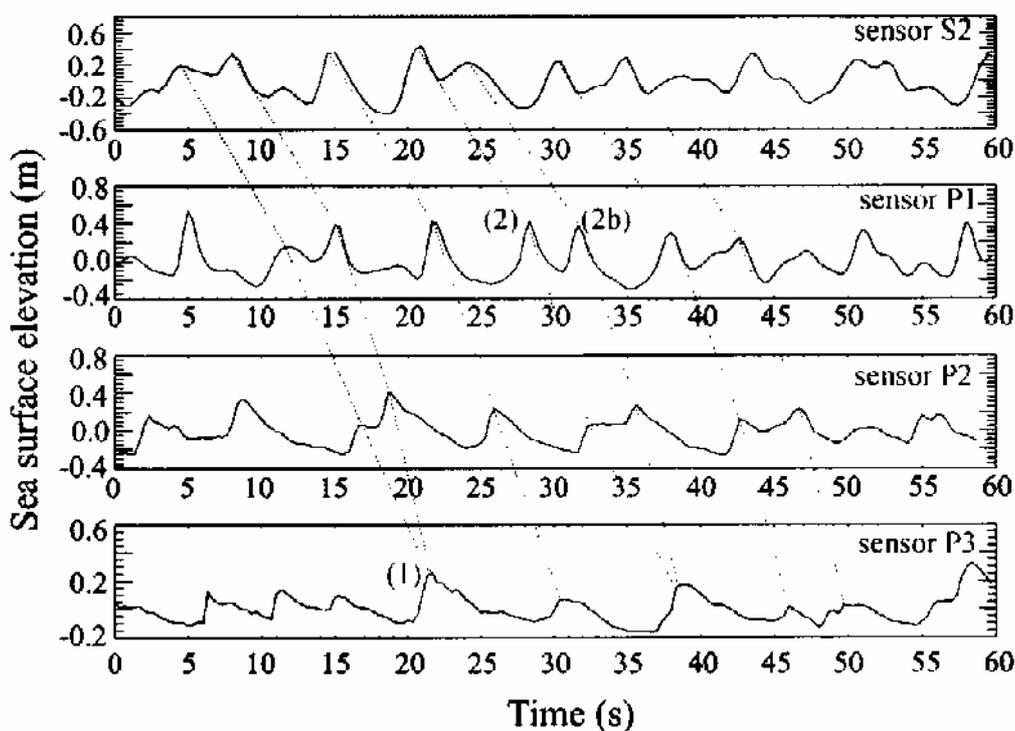


Fig. 3. Synchronized sea surface elevations showing merging shocks, the dotted line follows the wave fronts along their propagation towards the beach.

This figure shows synchronized time series at sensors S2, P1, P2 and P3. We can observe the formation of wave fronts (bores) as the waves propagate shoreward and

we clearly distinguish the construction of merging shocks due to the fact that in shallow water the higher waves propagate faster than the smaller waves (wave 1). Bonneton et al. (1999, 2000) have shown that their numerical model solving the non-linear Saint-Venant equation with shock-capturing numerical method, can reproduce these bore interactions in the inner surf zone. Another interesting phenomenon observed in the time series, is the formation of secondary waves (waves 2 and 2b for example). This last phenomenon has not been further investigated since it was not the main topic of this study. Nevertheless considering the wave shape, we can suppose that it is due to nonlinear triad interactions.

Both phenomena occur on a short distance (several wavelengths) and in a short time (several wave periods). In particular, the construction of merging shocks is significant as testified by the evolution of the wave period probability density function (pdf) along the cross-shore transect (figure 4).

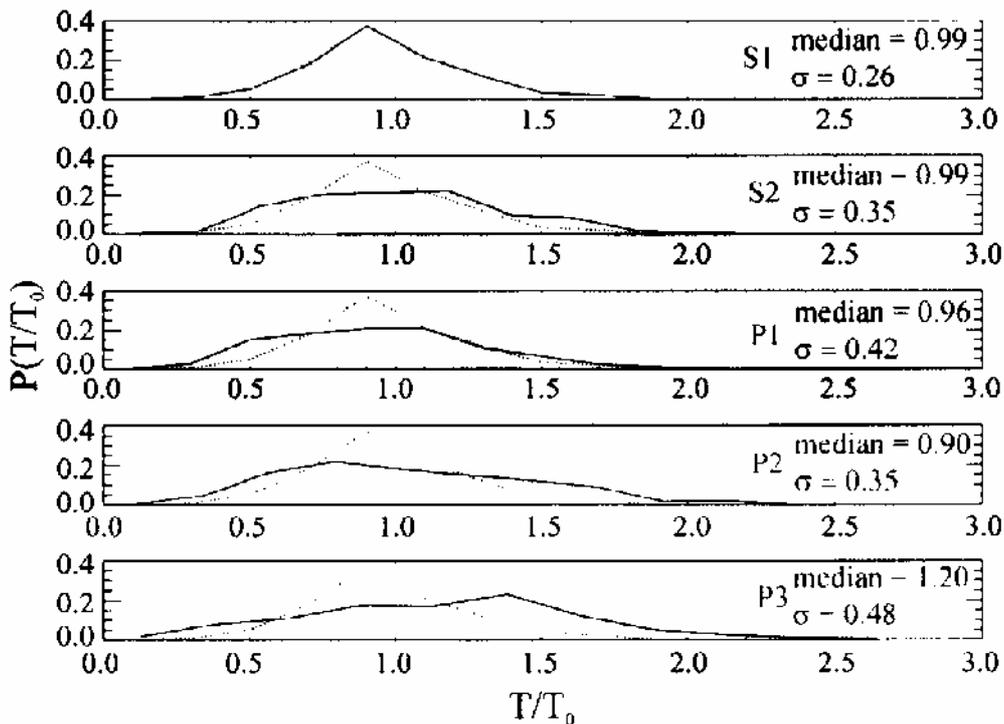


Fig.4. Observed probability density functions of ratio T/T_0 (where T_0 is T_{rms} in 9m depth = 5.6s). The dotted line is the probability function reference in 9-m depth.

Figure 4 represents the observed probability density functions (pdf) of wave periods at the 5 sensors (figure 1) computed from a 30-minute record around the high tide. The total number of waves in the entire 30-minute record varied from 296 at sensor P3 to 366 at sensor P1. The width of the bins used is the same constant fraction of local T_{rms} for all empirical wave period pdf's, so that as T_{rms} decreases, the width of the bins of the wave period pdf's in figure 4 narrows. First of all it is to notice that the wave period pdf is not narrow banded but that it becomes larger as

testified by the increase of the standard deviation between sensor S1 ($\sigma = 0.26$) and sensor P3 ($\sigma = 0.48$). We observe that first the wave period pdf becomes larger (sensor S2) and then, moves about shorter periods (sensor P1). Finally, after a transitional stage (sensor P2), the wave period pdf moves about longer periods (sensor P3). The median T/T_0 value (almost the same as the average) decreases from 0.99 (median period around 5.5s) at sensor S1 to 0.90 at sensor P2 and then increases to 1.20 at sensor P3 (median period about 6.7s). On the other hand, the significant period continuously increases from 5.87s to 8.43s.

A test of the sensitivity of the high frequency cutoff applied to data records of sensors situated in the intertidal zone (where the sea surface elevation does not need to be corrected) indicates that the fundamental behaviour of the wave period pdf shape is not affected when a higher frequency cutoff (0.7Hz) is used for the low pass filter applied to the 'basic signal'. The main result is that the wave period pdf first becomes larger and then, after a transitional stage evolves to larger values in very shallow water

This is consistent with the formation of merging shocks (figure 3, wave 1) and the decrease of the wave number from 366 at sensor P1 to 296 at sensor P3. The transitional stage could be ascribed to the superposition of both phenomena: merging shocks and secondary wave generation. Nevertheless, in very shallow water the first phenomenon is dominant as testified by the wave period pdf at sensor P3.

It is noteworthy that the result obtained with the zero-down crossing method is consistent with the result obtained with the FFT. Indeed, in figure 2a (sensor S1) we observe one broad frequency band in the EDS around 0.17Hz (about 6s) with no energy under 0.1Hz whereas in figure 2b (sensor P3), the broad band frequency band in the EDS is centered on 0.13Hz (about 7.5s) with no energy (or at least negligible) above 0.15Hz

This results has main implications for numerous models of random wave transformation such as parametric wave models (Beji and Battjes 1978, Thornton and Guza 1983 and many others), which assume that the waves are very narrow banded in period, such that all wave heights of the distribution are associated with an average frequency. It has all the more implication for such models since this average frequency is considered as constant along the cross-shore transect. Figure 3 clearly shows that both assumptions are not verified in the surf zone.

This kind of models has also the drawback to describe the waves by the single-parameter Rayleigh pdf with the implied assumptions of a narrowband linear process. So it is necessary to verify the validity of the Rayleigh distribution, particularly in presence of a broad band spectrum. The theoretical Rayleigh distribution has been found by several authors (Chakrabarti and Cooley 1977, Forristal 1978, Thornton and Guza, 1983) to overpredict the number of large waves in the tail compared with observations. Thornton and Guza (1983) ascribed the

deficit at the highest waves to the high frequency cutoff used for the low-pass-filtering, which has the effect of rounding off the peaks of the waves.

Empirical pdf's of wave heights derived from pressure measurements are compared with Rayleigh pdf for the 5 sensors (figure 5). The Rayleigh pdf depends only on the local H_{rms} . Since H_{rms} first increases towards the mean breaker point and then decreases, the mode and apparent width of the Rayleigh pdf first increases and then decreases (sensors S2 to P3) when plotted against H/H_0 , where H_0 is the H_{rms} in about 9m water depth. It is worth noting that the frequency cutoff ($F_{hi} = 0.3\text{Hz}$) applied to the S1 sensor data set (due to the correction factor to account for the pressure field being non-hydrostatic) does not alter the H_0 (error less than 1%). The width of bins used is the same constant fraction of local H_{rms} for all empirical pdf's.

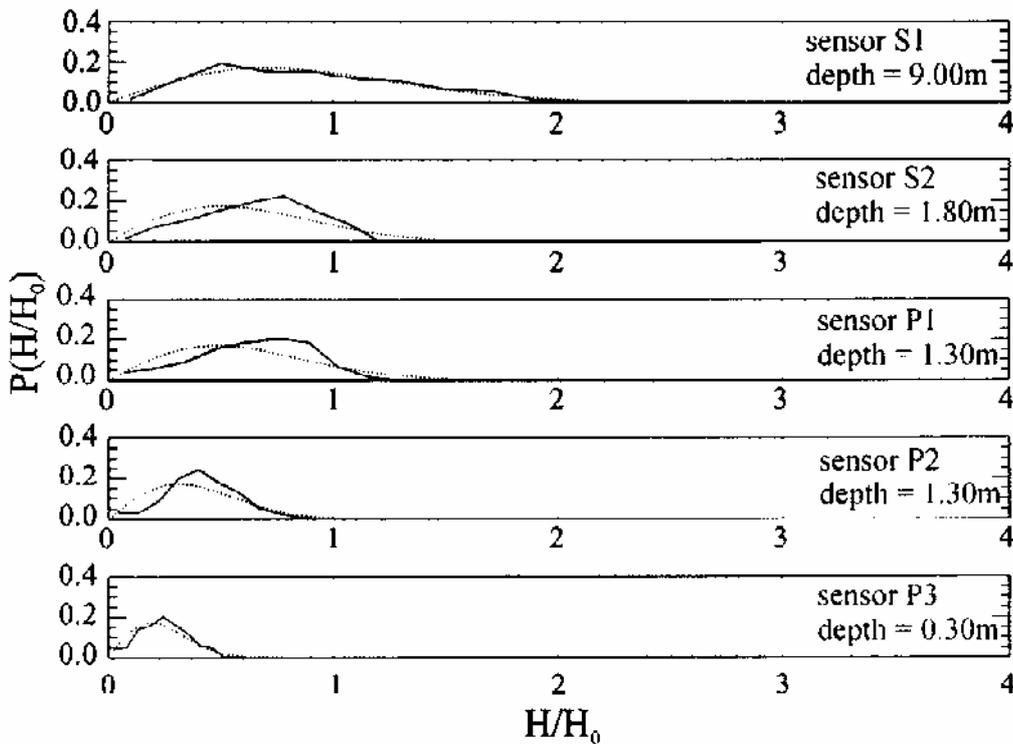


Fig. 5. Observed probability density function (solid line) against Rayleigh pdf (dotted line). H_0 is H_{rms} in 9m depth = 0.85m (error less than 1%).

The Rayleigh pdf appears to well describe the wave heights at the offshore sensor S1 in 9m water depth but also in very shallow water (sensor P3). On the other hand in the surf zone, it does not describe correctly the wave heights. In particular, the largest discrepancies of the measured waves with the Rayleigh pdf are surplus at the medium waves and deficits at the lowest waves. A test of the sensitivity of the high frequency cutoff applied to data records of sensors situated in the intertidal zone (where the sea surface elevation does not need to be corrected) indicates that the surplus at the medium waves for sensor S2, P1 and P2 is independent of this

frequency and remains a general trend. For sensor P3, measured wave heights compare slightly better (at medium waves) with the Rayleigh distribution by use of a higher frequency cutoff. This discrepancy is therefore not representative. On the other hand, the highest waves are well described by the Rayleigh distribution for sensors situated well inside the surf zone and the deficits at the lowest waves is not due to the frequency cutoff. The construction of merging shocks could partly explain the deficit at the lowest waves since this phenomenon generates the "absorption", by the highest waves, of the lowest waves. Nevertheless, according to figure 4, this phenomenon is really significant only at sensor P3. The complete understanding of the deficit in the lowest waves in the surf zone evidently requires further analysis. Therefore it is concluded that the Rayleigh distribution can be used to give reasonable description of waves in deep water but in the surf zone this becomes less evident since it does not seem to take into account phenomena such as wave generation and construction of merging shocks.

CONCLUSIONS

Most random wave shoaling and breaking models describe wave heights by a joint distribution of height and frequency. To simplify the analysis, waves are often assumed to be narrow banded in frequency, such that all wave heights of the distribution are associated with an average frequency, generally considered as constant along a cross-shore transect. Therefore, starting in deep water, the wave height distribution is described by the single-parameter Rayleigh pdf.

Our study based on data collected during a field experiment from a cross-shore line of 5 bottom-mounted pressure transducers (figure 1) with low incident wind sea present shows that such parametric models are not suitable since they do not take into account phenomena occurring on a short distance (several wave lengths) and in a short time. Wave period pdf, obtained by a zero-down crossing method (figure 4) clearly underlines that the period is not constant along a cross-shore transect. Indeed, on a short distance (less 100m) the medium period increases from 5.4s (sensor P1) to 6.7s (sensor P3), corresponding to an increase by a factor 1.3. The significant period also increases from 5.9s (sensor S1) to 8.4s (sensor P3), corresponding to an increase by a factor 1.4. This deeply changes the wave period pdf shape (figure 4). The modification in the wave period pdf shape seems consistent with the evolution of the EDS shape (figure 2). These changes in the wave period pdf can be ascribed to the construction of merging shocks (figure 3). Nevertheless the phenomenon of construction of merging shocks should be further investigated. Indeed, the deficits at the lowest waves (figure 5) could be partly ascribed to this phenomenon, in particular at sensor P3 where it becomes the dominant phenomenon (figure 4, sensor P3). The contribution of merging shocks to energy dissipation in the surf zone should also be further investigated. Indeed, this last aspect is of great interest, in particular concerning most nearshore dynamical models for longshore currents, rip currents, and flow over irregular bottom.

ACKNOWLEDGEMENTS

This study was performed within the framework of the Programme National d'Environnements Côtiers, project "Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière", sponsored by CNRS/INSU. Partial support was also received from the European community under MAST contract N°. MAS3-CT-0106. We would like to thank Dr. F. Levoy, Pr. J.P. Barusseau, Mr. A. de Resseguier and Mr. G. Oggian for their contributions.

REFERENCES

- Battjes, J.A. and Janssen, J.P.F.M. 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Proceedings of the 16th International Conference Coastal Engineering*, ASCE, New York, 569-587.
- Bonneton, P., Vincent, S., Dupuis, H., and Pedreros, R. 1999. Modelling of wave transformation across the inner surf zone and swash oscillations on beaches. *Proceedings of the 4th conference on Computer Modelling of Seas and Coastal Regions*, Wit press, 77-86.
- Bonneton, P. and Dupuis, H. 2000. Transformation of irregular wave in the inner surf zone. *To appear in proceedings of ICCE 2000*.
- Chakrabarti, S.K. and Cooley, R.P. 1977. Statistical distribution of periods and heights of ocean waves. *Journal of Geophysical Research*, 82, 1363-1368.
- Forristall, G.Z. 1978. On the statistical distribution of wave heights in a storm. *Journal of Geophysical research*, 83, 2353-2358.
- Horrikawa, K. and Kubota, S. 1998. Nearshore dynamics and coastal processes. *Edited by Horrikawa, V (2)*, 386-406.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. 1998. A numerical study of breaking waves in the surf zone. *Journal of Fluid Mechanic*, 359, 239-264.
- Sénéchal, N., Dupuis, H., Bonneton, P., Howa, H., and Pedreros, R. 2000. Irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach. *submitted to Journal of Coastal Research*.
- Stive, M.J.F. 1984. Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes. *Coastal Engineering*, 8, 99-127.
- Svendsen, I.A. 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8, 303-329.
- Thornton, E.B. and Guza, R.T. 1983. Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88 (C10), 5925-5938.

IV.3 TRANSFERT D'ENERGIE LIE AUX INTERACTIONS ENTRE TRIPLETS DE FREQUENCES

IV.3.1 INTERACTIONS ENTRE TRIPLETS DE FREQUENCES EN ZONE DE LEVEE ET EN ZONE DE SURF

Le transfert d'énergie entre les composantes du spectre a largement été étudié dans la zone de levée et notamment par des auteurs tels que Freilich et Guza [1984]. Ces derniers ont pu étudier les transferts d'énergie au sein d'un spectre dans la zone de levée en s'appuyant sur des données expérimentales de terrain et des sorties de modèles déterministes basés notamment sur des variantes des équations de Boussinesq (équations I.26 et I.27) dans lesquelles ils ont implanté numériquement les processus d'interactions entre triplets de fréquences quasi résonnantes ($\delta_k \ll 1$, équations I.38). Les auteurs ont pu mettre en évidence des transferts d'énergie des fréquences pics au large vers les ondes basses fréquences et vers les harmoniques, modifiant ainsi de manière très significative le spectre incident sur quelques longueurs d'ondes.

La figure IV.1 illustre les modifications de la répartition fréquentielle de l'énergie de la zone de levée (a) jusque dans la zone de surf (b). Ces spectres ont été obtenus à partir des données de la bouée Triaxys située par 50 m de fond (a) et de la bouée « S4 » déployée en bas de plage et située dans environ 3 m d'eau à marée haute lors de la campagne de mesures d'Octobre 2001.

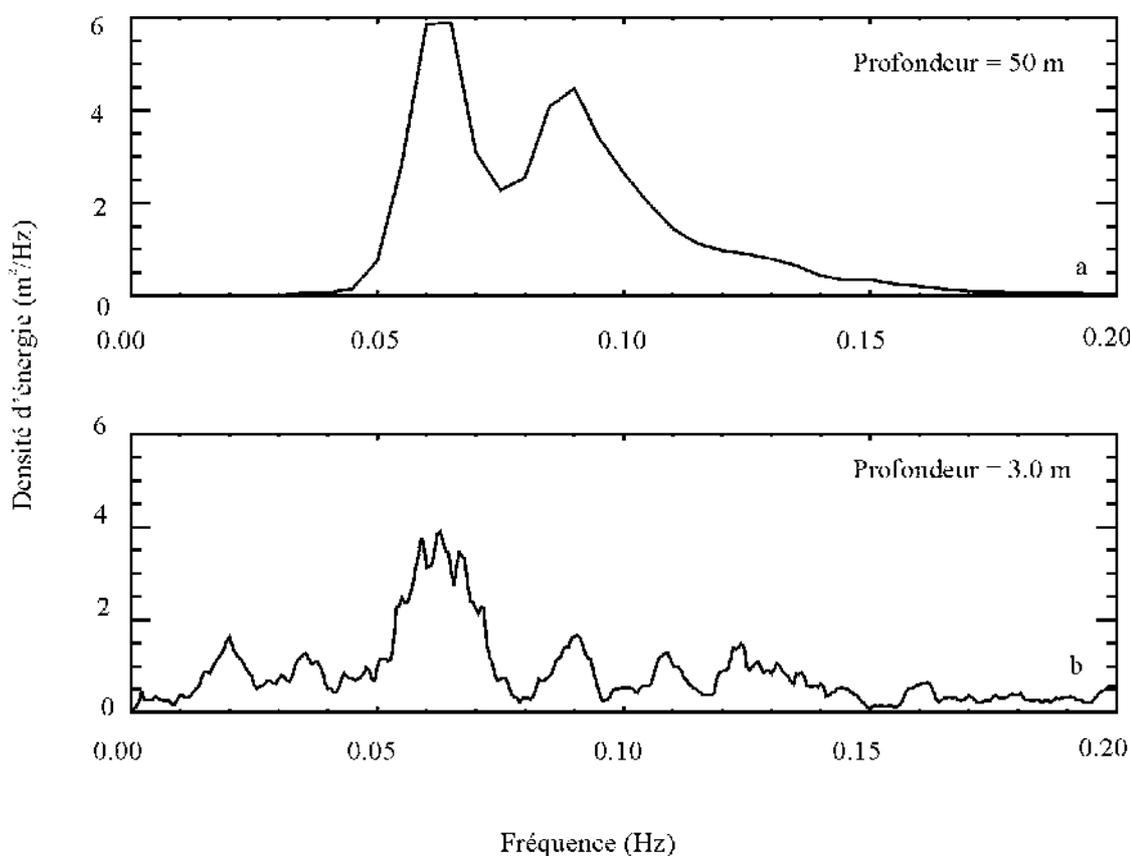


Figure IV.1 Evolution de la répartition fréquentielle de l'énergie de la zone de levée (a) jusqu'à la zone de surf (b). Ces transferts d'énergie sont liés aux interactions entre triplets de fréquences.

Par la suite, Norheim *et al.* [1997] ont repris les travaux de Freilich et Guza [1984] en le complétant par une analyse bispectrale des jeux de données et le développement d'un modèle Boussinesq stochastique. Les résultats de cette analyse bispectrale mettent clairement en évidence les relations de phase entre les différentes composantes du spectre. Ces relations de phase entre les différentes composantes induisent d'importants transferts d'énergie des ondes primaires vers les harmoniques (interaction somme, équation I.36) mais également vers les sub harmoniques (interaction différence). Ces transferts sont enregistrés jusqu'à la quatrième harmonique ($4f_p$ où f_p représente la fréquence pic au large). D'un point de vue répartition fréquentielle, cela se traduit par l'évolution d'un spectre étroit uni modal au large à un spectre multi modal en fin de zone de levée.

Elgar *et al.* [1997] ont quant à eux montré que les transferts d'énergie de l'onde primaire vers les harmoniques pouvaient équilibrer la dissipation d'énergie liée au déferlement

enregistrée aux niveaux des harmoniques induisant seulement une faible diminution de l'énergie aux fréquences des harmoniques en zone de surf.

Actuellement les études portent sur l'évolution des harmoniques, notamment au passage d'une barre. Elgar *et al.* [1997] observe en effet un dédoublement du nombre de fronts d'ondes après la barre, suggérant un mécanisme de libération des harmoniques qui se propageraient ensuite librement.

IV.3.2 LIBERATION DES HARMONIQUES LORS DE LA PROPAGATION AU DESSUS D'UNE BARRE

Le phénomène de génération d'harmoniques lors du passage d'un train d'ondes au dessus d'un obstacle immergé est connu depuis longtemps.

Dès le début des années 1950, Jonson *et al.* [1951] observait que l'énergie était transmise sous forme d'un système multi pics lorsque celle-ci se propageait au-dessus d'un récif naturel. Dix ans plus tard Jolas [1960] montrait que la période des vagues transmises après le passage d'un obstacle de section rectangulaire était plus courte que celle des vagues incidentes. Rey *et al.* [1992] ont mis en évidence des phénomènes non linéaires lors de la propagation d'un train d'ondes au dessus d'un obstacle rectangulaire : ils ont montré en particulier que ces phénomènes déformaient le profil initialement symétrique de la vague mais qu'ils engendraient également une hiérarchie d'harmoniques se propageant librement de l'obstacle.

Récemment des études en laboratoire ont montré des résultats similaires lorsqu'un train d'onde se propage au dessus d'un obstacle dont la forme est proche de celle des systèmes « barre-baïne » ou des hauts fonds que l'on peut rencontrer dans les environnements côtiers naturels [Beji et Battjes, 1993 ; Becq, 1998].

Beji et Battjes [1993] ont étudié la propagation de trains d'ondes aléatoires (spectre de Jonswap) au dessus d'une barre idéalisée dans le cas déferlant mais aussi dans le cas non déferlant. Il en ressort que l'harmonique initialement lié à l'onde primaire va être amplifié dans la zone de levée, avant d'être libéré au passage de la barre entraînant une « décomposition » du train d'ondes incidents. L'autre point intéressant mis en évidence par cette expérience concerne le rôle du déferlement dans la génération d'harmoniques : celui-ci ne perturberait pas le transfert d'énergie au sein du spectre et son effet serait uniforme sur

toutes les fréquences du spectre.

La Laboratoire National d'Hydraulique (LNH) a réalisé des mesures de canal dont l'objectif était double [Becq, 1998]. Il s'agissait d'une part de mieux appréhender le phénomène d'interactions non linéaires entre triplets de fréquences et d'observer les effets des non linéarités sur le profil des vagues et sur le spectre d'énergie, et d'autre part, d'obtenir de nouveaux jeux de données permettant de tester et valider différents modèles numériques de propagation non linéaire. Un profil bathymétrique avait été construit dans le fond du canal, de façon à reproduire l'évolution d'une houle sur un profil de plage caractérisé par un haut fond.

L'utilisation du bispectre a permis de mieux appréhender l'évolution des relations de phase entre les différentes composantes du spectre [Eldeberky, 1997 ; Becq, 1998] lors de la propagation au dessus d'une barre. Cet outil d'analyse, introduit par Hasselman *et al.* [1963], avait déjà été exploité dans l'analyse des processus non linéaires d'interactions entre triplets de fréquences dans la zone de levée [Elgar et Guza, 1985 ; Herbers *et al.*, 1992].

A l'heure actuelle, les données expérimentales in situ sont encore rares. Ainsi, Elgar *et al.* [1997] en exploitant les données de la campagne Duck 1994, ont étudiés le dédoublement du nombre de vagues lorsqu'une houle modérée se propageait sans déferlement sur un replat (par 2 m de fond) délimité au large par une barre et à la côte par une pente raide (10 %). Ils ont pu montrer que ces processus non linéaires étaient relativement bien prévus par un modèle Boussinesq stochastique unidirectionnel (c'est-à-dire ne prenant pas en compte la réflexion sur la plage) et non dissipatif. En présence de déferlement, ils ont pu montrer que la dissipation n'était pas uniformément répartie dans le spectre mais qu'au contraire le taux de dissipation était proportionnel au carré de la fréquence et sa magnitude était comparable à celle du taux de transfert d'énergie lié aux interactions entre triplets de fréquences pour les fréquences proches de celles des harmoniques.

Masselink [1998] a montré que la décomposition d'un front d'onde pouvait générer non pas 2 fronts d'ondes mais 4 voir 6 fronts d'onde. La principale conséquence de cette décomposition du train d'ondes est une diminution de la période caractéristique de la houle et un éventuel retard du processus de dissipation d'énergie sur la plage.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux phénomènes de génération puis libération d'harmoniques lorsqu'un train d'onde se propage au dessus d'un système « barre-baïne ». Les

objectifs sont multiples :

- Acquérir un jeu de données in situ permettant d'étudier les phénomènes de génération mais surtout de libération des harmoniques.
- Acquérir ce jeu avec suffisamment de précision pour qu'il puisse être exploité pour la validation de modèles numériques.
- Utiliser les outils spectraux (spectre et bispectre) et temporels (analyse vague à vague) et comparer les résultats obtenus avec les différentes méthodes.
- Evaluer l'impact du déferlement sur ce phénomène et inversement l'impact de ce phénomène sur la dissipation d'énergie liée au déferlement.

IV.3.3 PHENOMENE DE DECOMPOSITION D'UN TRAIN D'ONDE LORS DE SA PROPAGATION AU-DESSUS D'UN SYSTEME « BARRE-BAÏNE » ET CONSEQUENCE SUR LA DISSIPATION D'ENERGIE EN ZONE DE SURF.

Ce paragraphe fait l'objet d'un article publié [Sénéchal *et al.*, 2002a] inséré ci-dessous.
Les principaux résultats présentés dans cet article sont :

- Les données ont été acquises en présence d'une houle longue régulière peu énergétique (Mars 2000, hauteur significative de l'ordre de 0.8 m par 3.7 m de fond et périodes comprises entre 11 s et 14 s) se propageant au dessus d'un double système « barre-baïne » situé en bas de la zone intertidale. Deux cas ont été étudiés : le cas déferlant qui correspond à la situation avec un point de déferlement sur la barre puis un autre point de déferlement sur le haut de plage et le cas non déferlant ou un seul point de déferlement est présent sur le haut de plage.
 - Les résultats combinés d'une approche spectrale et bispectrale ont permis de mettre en évidence le transfert d'énergie de l'onde f_p (fréquence pic au large) vers les ondes nf_p (où n est un entier positif) lorsque la houle se propage au-dessus du double système. Ce transfert est dû aux interactions entre triplets de fréquences et à la génération d'harmoniques liées et n'est pas influencé par le déferlement des vagues.
 - On observe, après le double système, un processus de libération des harmoniques qui se traduit par un dédoublement des fronts des vagues et une diminution très marquée de la période caractéristique des vagues.
 - Ce dédoublement engendre un retard dans le processus de dissipation d'énergie.
-

**FIELD EXPERIMENT ON SECONDARY WAVE GENERATION ON A BARRED BEACH
AND THE CONSEQUENT EVOLUTION OF ENERGY DISSIPATION ON THE BEACH FACE.**

Nadia Sénéchal, Philippe Bonneton, Hélène Dupuis
Coastal Engineering 46 (2002) 233-247

Abstract	197
1.Introduction	197
2.Definitions and properties of the bispectrum	199
3.Field experiment and data reduction	200
3.1 The study area.....	200
3.2 Field experiment.....	200
3.3 Data reduction and methods.....	201
4.Results	201
4.1 Time domain records.....	201
4.2 Spectral evolution.....	203
4.3 Bispectral evolution.....	205
4.4 Evolution of the wave period.....	207
4.5 Energy dissipation in the surf zone.....	207
5.Discussion and conclusions	209



Coastal Engineering 46 (2002) 233–247

**Coastal
Engineering**

An International Journal for Coastal,
Harbour and Offshore Engineers

www.elsevier.com/locate/coasteng

Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face

N. Sénéchal^{*}, P. Bonneton, H. Dupuis

Department of Geology and Oceanography, UMR CNRS 5805, University of Bordeaux I, 33405 Talence, France

Received 12 June 2001; received in revised form 28 March 2002; accepted 16 July 2002

Abstract

A field experiment, conducted on a sandy, barred beach situated on the southern part of the French Atlantic coastline, allowed us to investigate the formation of secondary waves when a moderate (significant wave height of about 0.8 m in 3.7-m water depth), long (11–14 s) narrowband swell propagated over an intertidal ridge and runnel system, in both breaking and nonbreaking conditions. Field evidence using higher spectral analysis is given for the sum interactions between pairs of waves at the primary spectral peak and the consequent energy transfer to nearly harmonic wave components. Although wave breaking appears to weaken the strength of nonlinear couplings, the generation of high-frequency energy is hardly affected by wave breaking. The phenomenon of harmonic decoupling, which takes place behind the bar, cannot be completely ascribed to the increase in water depth and the so-called deshoaling effect. Indeed, the variation in the values of the maximum coherence was very moderate when no breaking occurred. Finally, the doubling in the number of wave crests and the consequent decrease in the significant wave period delay the energy dissipation on the beach face.

© 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Surf zone; Secondary wave generation; Sandy barred beach; Field experiment; Coherence spectrum

1. Introduction

As ocean surface waves shoal from deep to shallow water, amplitudes increase, wavelengths decrease, and propagation directions refract toward normal incidence to the beach. However, in addition to these linear propagation effects, it has been increasingly

recognized that nonlinearity manifests itself in various gravity wave phenomena. In particular, triad interactions in shallow water are important for a number of physical processes (bound, long-wave generation, secondary wave generation, wave profile deformation, etc.) and explain significant transfers of energy to wave components with both higher and lower frequencies (Freilich and Guza, 1984; Elgar and Guza, 1985; Masselink, 1998; Ruessink, 1998).

Nonlinear interactions between two primary wave components with frequencies and (vector) wave numbers (ω_1, k_1) and (ω_2, k_2) excite secondary waves

^{*} Corresponding author. Tel.: +33-5-56-84-83-81; fax: +33-5-56-84-08-48.

E-mail address: n.senechal@geococea.u-bordeaux.fr (N. Sénéchal).

with the sum ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, $k_1 + k_2 = k_3$) and difference ($\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$, $k_1 - k_2 = k_3$) of frequency and wave number. The nonlinearly excited secondary wave components are phase-locked to the statistically independent primary wave components incident from deep water and thus cause deviations from Gaussian statistics of surface elevation (e.g., steep and asymmetric wave profiles).

For sufficiently long and high incident waves, submerged bars or shelf with a finite width can induce the decomposition phenomenon of a nonlinear wave train. Generation of higher harmonics in wave propagating over submerged obstacles has long been known. Johnson et al. (1951) noted that over natural reefs, the energy was transmitted as a multiple crest system. Since then, this decomposition phenomenon has been observed both in field measurements (Elgar et al., 1997; Masselink, 1998), in physical model experiments (Rey et al., 1992; Driscoll et al., 1992; Beji and Battjes, 1993; Brossard and Chagdali, 2001), and in numerical wave tanks (Ohyama and Nadaoka, 1994; Grilli and Horrilli, 1999).

Beji and Battjes (1993) showed that the generation of high-frequency energy and its transfer among nearly harmonic wave components due to the nonlinear interactions taking place in the course of waves' passage over the bar is hardly affected by wave breaking,

which acts merely as a secondary effect, by simply rescaling the wave spectrum through overall energy dissipation. The phenomenon of harmonic decoupling, which takes place as the waves propagate in the deepening water (downslope) resulting from the deshoaling, plays a major role in the wave decomposition and in redistributing the total energy among the primary wave and harmonics and thus determining the final spectral shape.

Ohyama and Nadaoka (1994) showed that a large amount of energy in bound harmonics over the shelf is abruptly transmitted into free, higher harmonics in the tailing side of the shelf. They also showed that in the case of large incident waves, significant decomposition takes place even when the shelf is deeply submerged.

Despite the significance of secondary waves in natural surf zones, there is a paucity of field investigations on this topic. The subject matter of this study is to extend the precedent field experiment analysis in the case of a moderate, long, and narrowband incoming swell. It is concerned with the generation of harmonics induced by long waves propagating over a submerged bar and their decomposition into shorter components. It aims at going into the present works thoroughly, by use of higher spectral analysis (bispectrum) applied to data collected during a field experiment conducted on the True Vert Beach (see thereafter), which presented a

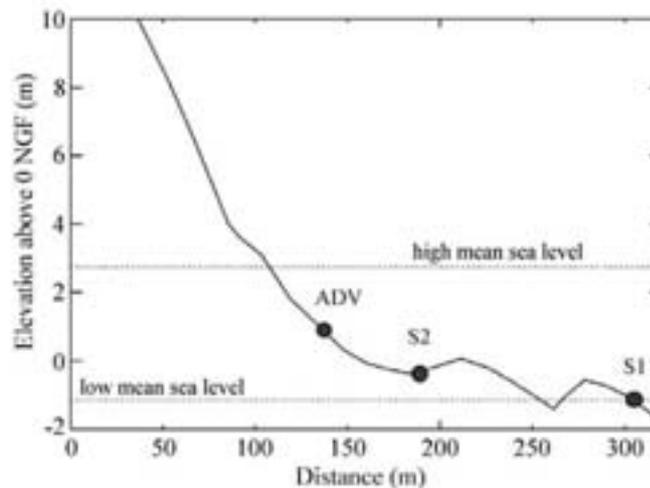


Fig. 1. Beach profile of True Vert Beach and sensor deployment.

double ridge and runnel system in the lower part of the intertidal zone (Fig. 1), and then to analyze the impact on wave energy dissipation on the beach face. Preliminary definitions and properties of the bispectrum are reviewed in Section 2, and the field experiment is described in Section 3. Generation of harmonics for both breaking and nonbreaking waves is discussed in Section 4, where phenomena undetectable with one-dimensional spectral analysis are presented. Implications for wave energy dissipation in the surf zone are discussed in Section 5.

2. Definitions and properties of the bispectrum

The bispectrum was introduced by Hasselmann et al. (1963) to examine weak wave nonlinearity in intermediate water depths. Indeed, the energy spectrum (defined as the Fourier transform of the second-order correlation function of the time series) is independent of the phases. If the phases of Fourier components are not random but are statistically correlated, the sea surface is not Gaussian (Hasselmann et al., 1963). Departure from Gaussian form cannot be detected by the energy spectrum. Higher-order spectra such as the bispectrum, which is an ensemble average of a product of three spectral components, is shown to be a very useful diagnostic tool in experimental studies of nonlinear wave interactions and can be used to investigate nonlinearity even in shallow water, where wave's nonlinearities can become very strong (Elgar and Guza, 1985; Eldeberky, 1996; Beeg, 1998). In particular, it is shown that the bicoherence spectrum (the normalized magnitude of the bispectrum) may be used to discriminate between nonlinearly coupled waves and spontaneously excited waves and to measure the fraction of wave power due to the quadratic wave coupling in a self-excited fluctuation spectrum (Kim and Powers, 1979).

The bispectrum is a complex quantity, formally defined as the Fourier transform of the third-order correlation function of the time series:

$$B(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau_1, \tau_2) \times \exp[-i(\omega_1\tau_1 + \omega_2\tau_2)] d\tau_1 d\tau_2 \quad (1)$$

in which

$$R(\tau_1, \tau_2) = \langle \eta(t)\eta(t+\tau_1)\eta(t+\tau_2) \rangle \quad (2)$$

and η is the sea-surface elevation; τ is a time lag, and $\langle \rangle$ denotes the expected value or average operator.

The digital (discrete) bispectrum, appropriate for discretely sampled data, is (Kim and Powers, 1979):

$$B(k, l) = \langle A_k A_l A_{k+l}^* \rangle \quad (3)$$

where A_m is complex Fourier amplitude and an asterisk indicates complex conjugation.

Similarly, the power spectrum is defined here as:

$$P(k) = \frac{1}{2} \langle A_k A_k^* \rangle \quad (4)$$

The bispectrum $B(\omega_1, \omega_2)$ vanishes if:

- there is no energy present at frequencies k or l , or $k \pm l$ (i.e., zero Fourier amplitude of any component participating in the triad interactions);
- there is no phase relation (coherence) between the waves forming the triad (i.e., statistically independent free waves).

The bispectrum can be used to identify coupled modes; however, it does not give a quantitative value of the intensity of nonlinear interactions because its value depends on the amplitudes of the three waves involved in the interaction. It is convenient to cast the bispectrum into its normalized magnitude and phase, the so-called bicoherence and biphas given, respectively, by (Kim and Powers, 1979):

$$b_{k,l}^2 = \frac{|B_{k,l}|^2}{\langle |A_k A_l|^2 \rangle \langle |A_{k+l}|^2 \rangle} \quad (5)$$

$$\beta_{k,l} = \arctan \left[\frac{\text{Im}\{B_{k,l}\}}{\text{Re}\{B_{k,l}\}} \right] \quad (6)$$

Clearly, the bicoherence is independent of the wave amplitude unlike the bispectrum. For this bicoherence normalization (Eq. (5)), $0 \leq b^2 \leq 1$. For a three-wave system, Kim and Powers (1979) show that $b^2(k, l)$ represents the fraction of power at frequency $k+l$ due to quadratic coupling of the three modes (k, l , and $k \pm l$). No such simple interpretation for the bicoherence is possible in a broad-band process, where a

particular mode may be simultaneously involved in many interactions (McComas and Briscoe, 1980). Nevertheless, the bicoherence does give an indication of the relative degree of phase coupling between triads of waves, with $b=0$ for random phase relationships and $b=1$ for a maximum amount of coupling.

For a finite-length time series, even a truly Gaussian process will have a nonzero bispectrum. A 95% significance level on zero bicoherence is given by Hasselbruch (1965) as

$$b_{95\%}^2 \geq 6/dof \quad (7)$$

where dof is the degrees of freedom in the bispectral estimates.

3. Field experiment and data reduction

3.1. The study area

This study is based on data collected during one fieldwork carried out for 2 days in March 2000. This fieldwork is part of a French national research project (Programme National Environments Côtiers) on sandy beach evolution. The data described in this paper were collected at Truc Vert Beach, which is situated on the southern part of the French Atlantic coastline at approximately 10 km north of the Cap Ferret spit at the mouth of the Arcachon lagoon. Truc Vert Beach is typical of the relatively undisturbed coast extending 100 km between the Gironde estuary (90 km to the north) and the Arcachon inlet (10 km to the south). This is a low, sandy coast, almost N–S orientated and bordered by high aeolian foredunes. The sediment consists primarily of a medium-grained quartz sand with a median particle size of around 350 μm (Lorin and Viguier, 1987). Truc Vert Beach is of the intermediate type 2c (following Masselink and Short, 1993) and exhibits a ridge and runnel system in the dissipative, lower intertidal domain and a steeper beach face (Fig. 1). Off the beach, crescentic, long-shore bars are found, as described in Froidefond et al. (1990) and more recently in Lafon et al. (in press).

This coast is exposed to almost continuous, moderate energy swell originating mainly from the north-northwest. Based on wave rider measurements in 26-m water depth, the wave climate is of the oceanic

type, with an average mean period of 6.5 s and a mean significant wave height of 1.4 m (Butel et al., 2002). The meso-macrotidal regime (approximately 4.5-m tidal range at spring tides), with a relatively broad intertidal region (around 200 m), allows instrumentation to be safely deployed and recovered at low tide, while measurements can be obtained at high tide.

3.2. Field experiment

Changes in the beach profile were very small during the 2 days in March 2000, when the observations discussed here were obtained. The beach exhibited a double ridge and runnel system in the lower part of the intertidal zone (Fig. 1). The first bar has a seaward slope around 0.03 and a landward slope around 0.05. At high tide, the bar is in about 3.2-m water depth, and the first trough is in about 4-m water depth. The second bar (located landward from the precedent bar) has a seaward slope around 0.03 and a landward slope around 0.02. At high tide, it is in about 2.5-m depth, and the second trough is in about 3.0-m depth. The beach face in the upper intertidal zone has a slope of about 0.06.

Pressures were measured at three locations in the intertidal zone using one bottom-mounted Acoustic Doppler Velocimeter (ADV Vector) from Nortek and two bottom-mounted Directional Wave Current Meter (S1 and S2) from InterOcean System. The height used in this analysis was set around 0.5 m above the bed for sensors S1 and S2, and around 0.05 m for the ADV pressure sensor.

The outer station (S1) was positioned on the seaward face of the first bar, corresponding to the low water mark. This station, situated in about 3.7-m water depth at high tide, served as the reference gauge for the incident waves. Station S2 was deployed in the second trough and served to analyze the bar effect on the wavefield (by comparing with data collected at station S1). Station ADV was located on the plane beach (Fig. 1) and permitted to analyse the wavefield evolution. Data run were continuously acquired at a 2-Hz sample rate for S1 and S2 during all the fieldwork. Concerning the ADV, the signals were continuously sampled at 8 Hz in March 21, 1 h during rising tide conditions and 2 h during falling tide conditions, and at 32 Hz in March 22, 90 min during rising tide conditions and 40 min during falling tide conditions.

The 21st-of-March wave field was dominated by a narrowband swell (peak period around 11 s) from a distant, atmospheric low in the North Atlantic. The significant wave height (defined here as four times the sea-surface standard deviation) in 3.7 m (at high tide) was about 0.75 m. Wave crest spread parallel to the coastline. Currents were very low, even at sensor S2 situated in the trough. Indeed, at this sensor, for the entire selected data period, long-shore currents were always orientated southward with a mean value (about 0.5 m above the sea floor) of about 0.1 m/s; cross-shore currents were always orientated westward with a mean value about 0.07 m/s.

The 22nd-of-March wave field was also dominated by a narrowband swell (peak period around 14 s). The significant wave height in 3.7 m (at high tide) was about 0.90 m. Wave crest spread parallel to the coastline. Concerning the currents, conditions were the same as the previous day.

On the first day, waves at high tide were breaking only on the beach face, whereas for the second day, waves at high tide were generally breaking on the landward bar, predominantly by plunging, but were rapidly (after several meters) transformed into bore-like broken waves; a second breakpoint was present on the beach face. For both days, waves during rising and falling conditions were breaking on the second bar, predominantly by plunging, but were rapidly (on several meters) transformed into bore-like broken waves. The broken waves decomposed then into smaller waves as they propagated across the trough. A secondary breakpoint was present on the beach face.

3.3. Data reduction and methods

Concerning stations S1 and S2 for March 21, only 6 h of data were selected for analysis centered on the high-tide level and for March 22, 6 h of data were also selected corresponding to 4 h before high tide and 2 h after high tide.

All hydrodynamic data were processed similarly. First, pressure measurements were converted to water elevations. Outside the surf zone, a correction factor as proposed in Horikawa and Kubota (1988) was applied to account for the pressure field being nonhydrostatic. This correction generates a high-frequency cutoff, corresponding to the limit of the sensor sensitivity

according to its immersion and the water depth attenuation of the waves. The high-frequency cutoff of $F_{hi} = 0.4$ Hz was applied to the whole data set.

In the surf zone, sea-surface elevations were estimated assuming that the pressure field is hydrostatic. Indeed, as shown by Lin and Lin (1998), using a numerical model based on the Reynolds equations, the pressure distribution under the spilling, breaking wave is almost hydrostatic, with a maximum deviation from hydrostatic pressure of only 7%, which occurs under the broken wavefront.

For spectral and bispectral analysis, the selected data were processed by breaking the entire record into consecutive sections of 1200 s each. Power spectral and bispectral estimates were calculated by Fourier transforming overlapping (75%), Hanning-windowed, and detrended 4-min data segments averaged over 20 min. The final resolution of spectral estimates is 0.004 Hz, and the degrees of freedom in the spectra discussed here is 34. Statistical stability of bispectral estimates was gained by averaging bispectral values over 5×5 squares. The final bispectral resolution is 0.02 Hz, and the degrees of freedom in the bispectra discussed here was 170. Thus, the 95% significance level on zero bioherence (Eq. (7)) is $b = 0.2$.

For energy dissipation in the surf zone, because the mean sea level above the sensors was subject to tidal variations, the selected data were processed by breaking the entire record into consecutive sections of 600 s each (periods while tidal variations of the sea-surface elevation are less than 15%).

In the following, two cases will be discussed: the breaking case when waves were breaking between sensors S1 and S2 and another breakpoint was present on the beach face, and the nonbreaking case when only one breakpoint was present on the beach face. A third case corresponding to wave breaking before the ridge and runnel system was also possible, but it will not be investigated because it occurred when S2 and ADV sensors were not continuously immersed.

4. Results

4.1. Time domain records

Figs. 2 and 3 show 120-s synchronized sections of the water-surface elevation data at (a) sensor S1 and

238

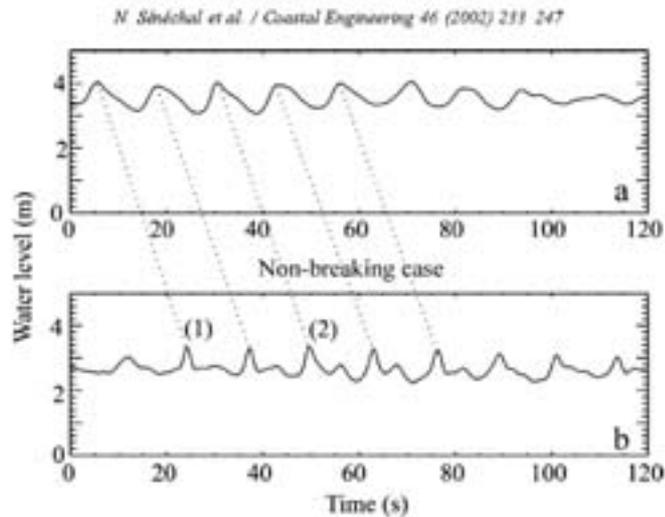


Fig. 2. Segment of detrended water-surface elevation data for sensors (a) S1 and (b) S2 in the nonbreaking case. The dotted lines follow the wave fronts along their propagation toward the beach. (1) Indicates the generation of the so-called dispersive tail waves and (2) indicates its decomposition into a secondary wave.

(b) sensor S2. In the nonbreaking case (Fig. 2), station S1 was located in about 3.6-m water depth and station S2 in about 2.7 m. In the breaking case (Fig. 3), station S1 was located in about 3.2-m water depth and

station S2 in about 2.3-m water depth. It is worth noting that as observed in previous works (Beji and Battjes, 1993; Masselink, 1998), wave breaking (Fig. 3b) does not alter the characteristic waveform dramati-

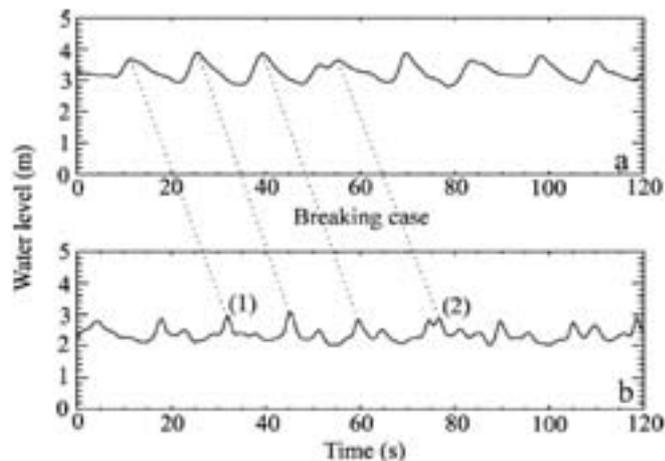


Fig. 3. Segment of detrended water-surface elevation data for sensors (a) S1 and (b) S2 in the breaking case (see legend for the dotted lines and the numbers in Fig. 2).

cally so as to make it incomparable with its unbroken counterpart (Fig. 2b). Indeed, we clearly observe, in both cases, the formation of the so-called dispersive tail waves (i.e., wave 1) and also its decomposition into several, smaller amplitude waves of nearly harmonic frequencies (i.e., wave 2). This is consistent with previous field observations. Elgar et al. (1997) observed a doubling in the number of wave crests when moderately energetic (about 0.8 m significant wave height in 8-m depth) narrowband swell propagated without breaking across an 80-m-wide, nearly flat section of beach, between a small, offshore sand bar and a steep beach face, where the waves finally broke. Masselink (1998) observed that both breaking and nonbreaking waves decomposed into smaller waves as they propagated across the flat section of the bar and passed over the bar edge. According to previous observations, the presence of the second bar does not alter the characteristic waveform drastically so as to make it incomparable with the cases previously observed by other authors (Elgar et al., 1997; Masselink, 1998), where only one bar was present.

4.2. Spectral evolution

The change in partitioning of the wave potential energy is also apparent in the cross-shore evolution of

the spectral shape (Figs. 4 and 5). Fig. 4 displays the sea-surface elevation energy density spectra computed over a 20-min section in the nonbreaking case at (a) sensor S1 and (b) sensor S2, and Fig. 5 represents the sea-surface elevation energy density spectra computed over a 20-min section in the breaking case. The spectral peak, around 0.09 Hz (11 s) in Fig. 4 (in nonbreaking case) and around 0.07 Hz (14 s) in Fig. 5 (in breaking case), remains the dominant feature. A bulge of high-frequency energy becomes increasingly important between stations S1 and S2 in both cases. The energy at these frequencies is relatively broad-banded with no significant peak; nevertheless, unlike in Masselink (1998) for both cases, it is close to frequencies corresponding to harmonic frequencies (nF_p , where F_p indicates the spectral peak and n is a positive integer), consistent with Elgar et al. (1997) and Norheim et al. (1997). To investigate in more detail this evolution of the spectral shape, the energy in the water-surface elevation data was distributed into three components: (1) primary wave energy (0.05 Hz– $3/2F_p$); (2) harmonic frequency band energy ($3/2F_p$ –0.4 Hz) and (3) total incident wave energy by adding the two preceding components. The flux of energy associated with these components was calculated from the observations (assuming shoreward progressive waves without re-

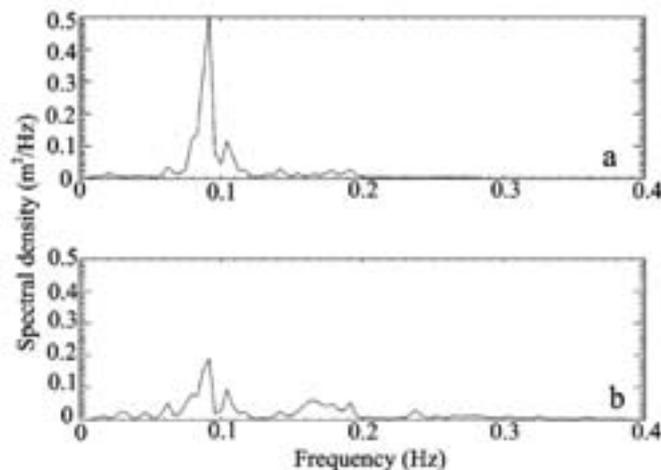


Fig. 4. Observed sea-surface elevation spectral density vs. frequency at sensors (a) S1 and (b) S2 for the nonbreaking case.

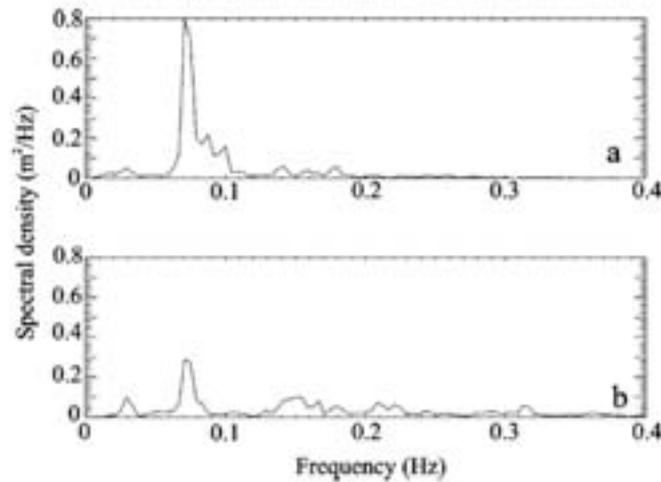


Fig. 5. Observed sea-surface elevation spectral density vs. frequency at sensors (a) S1 and (b) S2 for the breaking case.

flection) by integrating the energy flux over the frequency band:

$$EC_g \int_{f_1}^{f_2} P(f) C_g(f) df \quad (8)$$

where C_g is the group velocity; $P(f)$ is the power spectrum associated to frequency f ; E is the total energy; and f_1 and f_2 are the cutoff frequencies of each component.

Then the flux of energy associated with these components was normalized with respect to the total incident wave energy flux measured at station S1 (Table 1). In both cases (breaking and nonbreaking), we observe an increase in the harmonic frequency band energy flux between S1 and S2 by a factor of about 3.0 in the nonbreaking case and by a factor around 2.5 in breaking case, resulting in comparable energy flux in the primary waveband and harmonic frequency band, consistent with the observations of

Elgar et al. (1997). It is apparent at this stage that the harmonic frequency band energy flux develops virtually independent of wave breaking. We also observe a decrease in the total incident wave energy flux between S1 and S2 by a factor 1.2 in nonbreaking case. This is partly due to weak nonlinear energy transfer to secondary waves with different frequency (Sénéchal et al., 2002) and also probably due to energy dissipation by weak wave crest spilling.

The 60% decrease in primary wave energy flux in breaking case is larger than in the nonbreaking case by a factor around 2.0, whereas the increase in harmonic frequency band energy is more or less the same. According to the previous results, we can deduce that wave breaking does not affect the generation of harmonic frequency band energy, consistent with Beji and Battjes (1993). Nevertheless, it does not seem to act as a secondary effect by simply rescaling the wave spectrum through overall energy dissipation as suggested by Beji and Battjes (1993). It looks as if

Table 1
Ratio of energy flux in each frequency band at sensors S1 and S2 to total incident wave energy flux at sensor S1

	Nonbreaking waves			Breaking waves		
	Total incident wave	Primary wave	Harmonic wave	Total incident wave	Primary wave	Harmonic wave
S1 sensor	1.00	0.90	0.10	1.00	0.85	0.15
S2 sensor	0.85	0.50	0.35	0.65	0.25	0.40

primary wave energy dissipates, whereas harmonic frequency band energy does not. On the other hand, maybe as already observed by Elgar et al. (1997), at frequencies near the harmonic, significant energy gain from nonlinear transfers nearly balances losses from dissipation, resulting in only a slight net energy decrease in this frequency band between the non-breaking and the breaking case. A fourth station situated in the first trough would have been useful to clearly understand the spatial evolution of each frequency band over this complex bathymetry.

4.3. Bispectral evolution

The conventional viewpoint for nonlinear coupling in waves passing over a bar is that the wave decomposition phenomenon during passage over a submerged bar settles in two stages. The first is the higher harmonic generation in shallow water where nonlinearities are strong and triad interactions are near resonant. Thus, on the seaside of the bar, the harmonics bound to the primary are amplified. In the second stage, in the trailing side of the shelf, a large amount of the phase-locked harmonic energy is transmitted as free energy because wave nonlinearity is so weak that bound waves cannot continue to exist (Ohyama and

Nadsooka, 1992). The harmonics are released. At this stage, Beji and Battjes (1993) also suggest that the dispersive tail waves are free. Use of higher-order spectral methods will allow us to determine if the energy observed in higher-frequency components (Figs. 4b and 5b) is due to nonlinear interactions and also to verify its possible release in the trough.

Fig. 6 represents the bicoherence spectrum at (a) sensor S1 and (b) sensor S2 computed over a 20-min section in a nonbreaking case. The bicoherence spectrum at the deepest sensor (Fig. 6a) indicates nonlinear coupling between modes within the power-spectral peak and modes at twice the peak's frequency. The convention is that the interactions involve f_1 , f_2 , and f_3 , where $f_3 = f_1 + f_2$. For example, $b(0.09, 0.09) = 0.35$, indicating a self-self wave interaction at $f = 0.09$ Hz coupled with energy at $f = 0.18$ Hz. Although the bispectral calculations only indicate that nonlinear coupling is occurring and not the direction of energy flow (i.e., which modes are receiving energy), the sequence of energy spectra (Fig. 4) and the evolution of the normalized energy flux (Table 1) show that energy is being received mostly by high frequencies. As the waves shoal, the excitation of phase-coupled harmonics is vividly reflected in the bicoherence. In shallower water (Fig. 6b), nonlinear coupling spreads

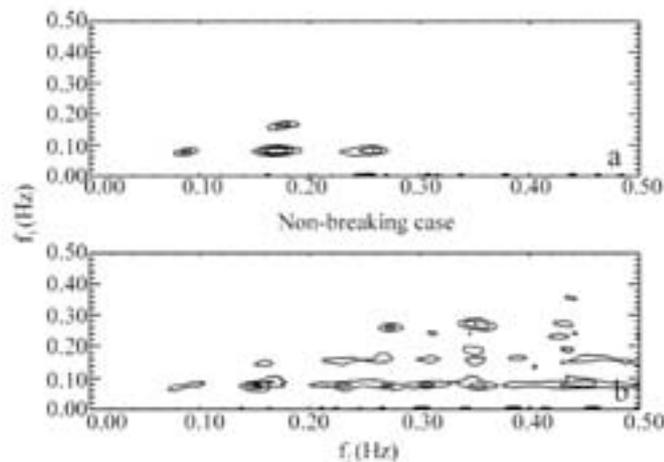


Fig. 6. Inclines of bicoherence b for sensors (a) S1 and (b) S2 in the nonbreaking case. The first isoline is 0.25 and each additional isoline is 0.10 (the 95% significance level on zero bicoherence is 0.2). At sensor (a) S1, the nonlinearity parameter defined as the ratio between significant wave height and water depth is 0.21, and it is 0.27 at sensor (b) S2.

not only to encompass interactions between the power-spectral peak and its higher harmonics, but also to encompass interactions between the harmonics themselves (Elgar and Guza, 1985; Eldeberky, 1996; Notheim et al., 1997; Becq, 1998). For example (Fig. 6b), $b(0.27, 0.27) = 0.35$; $b(0.36, 0.27) = 0.45$. Nevertheless, the interpretation of the bispectrum at sum frequencies of approximately $3F_{pt}$ is ambiguous because contributions of both secondary and tertiary forced waves may be significant. The presence of tertiary waves should be confirmed by higher-order spectral analysis such as the trispectral analysis (Elgar et al., 1995).

Another interesting result provided by the bicoherence spectrum is the weak decrease in bicoherence involving a self–self interaction at the frequency peak F_{pt} : $b(0.09, 0.09) = 0.25$ at sensor S2, whereas $b(0.09, 0.09) = 0.35$ at sensor S1. This decrease is weaker than expected and does not support the second stage of wave decomposition phenomenon during passage over a shelf as proposed by Obyama and Nadaoka (1992), who suggested that bound waves cannot continue to exist beyond the bar. Nevertheless, the present study features a continuously varying beach topography unlike in Obyama and Nadaoka's (1994) study. Moreover, our results are consistent with other physical model experiments featuring varying beach

topography (Eldeberky and Battjes, 1994; Becq, 1998).

Another interesting result is obtained by computing the bicoherence spectrum over a 20-min section in a breaking case. Fig. 7 represents the bicoherence spectrum computed at (a) sensor S1 and (b) sensor S2. At sensor S1 (Fig. 7a), nonlinear couplings are very important, consistent with previous results (Fig. 6), and spread not only to encompass interactions between the power-spectral peak and its higher harmonics, but also to encompass interactions between the harmonics themselves. For example, $b(0.14, 0.14) = 0.25$ and $b(0.21, 0.21) = 0.35$. Again, the sequence of energy spectra (Fig. 5) and the evolution of the normalized energy (Table 1) confirm that energy is being received mostly by high frequencies. At sensor S2 (Fig. 7b), waves are broken. The bicoherence is near zero for all triads, suggesting that the modes are independent of each other, i.e., for random phase relationships between Fourier modes in a linear wave field. This is consistent with the results of Eldeberky (1996) and Becq (1998), who observed that bicoherence became more diffuse after breaking. At this stage, it is apparent that wave breaking substantially weakens the strength of the nonlinear couplings. Again, a fourth station situated in the first trough would have been suitable to better understand

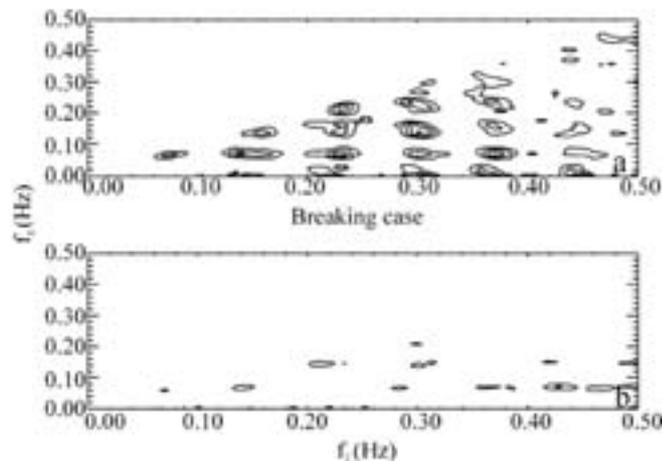


Fig. 7. Isolines of bicoherence b for sensors (a) S1 and (b) S2 in the breaking case. The first isoline is 0.25 and each additional isoline is 0.10 (the 95% significance level on zero bicoherence is 0.2). At sensor (a) S1, the nonlinearity parameter is 0.31 and it is 0.32 at sensor (b) S2.

all possible wave-wave interactions and the spatial evolution of each triad interaction.

The biphasé has been computed from the bispectrum using Eq. (6) for selected frequency pairs. These pairs represent the self-interactions of the primary, denoted as (f_p, f_p) , and the interaction between the primary and the first harmonic, denoted as $(f_p, 2f_p)$. Biphases of the other interactions were not computed because no energy exists at the higher harmonics. At sensor S1, situated in the shoaling zone, the biphasé of the self-interaction of the primary is near the value of $-\pi/2$, implying a wave pitched forward (nearly saw-toothed shape, Masada and Kuo, 1981), consistent with Eldeberky (1996). Beyond the bar, at sensor S2, the biphasé evolves back to a near zero value, associated with a wave of sharp peaks and broad, flat troughs, but nearly symmetrical with respect to a vertical axis (Figs. 2b and 3b), as previously observed by Eldeberky (1996). The biphasé of the interaction between the primary and the first harmonic is near $-\pi/2$ at sensor S1, the same as the biphasé of the self-interaction of the primary, consistent with previous works (Elgar and Guza, 1985). As the waves deshoal over the downslope side of the bar, the biphasé diverges from $-\pi/2$, consistent with Eldeberky (1996).

4.4. Evolution of the wave period

The main implication of the generation of high-frequency wave energy and the consequent formation of secondary waves is a decrease in the mean wave period. Fig. 8 represents the density function of wave periods computed using the zero-downcrossing method in case of nonbreaking waves (when only a weak decrease in bicoherence is observed at station S2). We clearly distinguish a strong modification in the density function shape between sensor S1 (Fig. 8a), sensor S2 (Fig. 8b) and the ADV (Fig. 8c). The increase in the total wave number between sensor S1 (107) and sensor S2 (150) leads to a decrease in the mean period (10.9 s at sensor S1, 8.0 s at sensor S2 and 6.9 s at sensor ADV). The time domain records also indicated that the significant wave period (considered as the average period of the highest one-third of the waves of the wave train) decreased from 12.2 s at sensor S1 to 9.7 s at sensor S1 and to 8.0 s at sensor ADV, where the density function is clearly

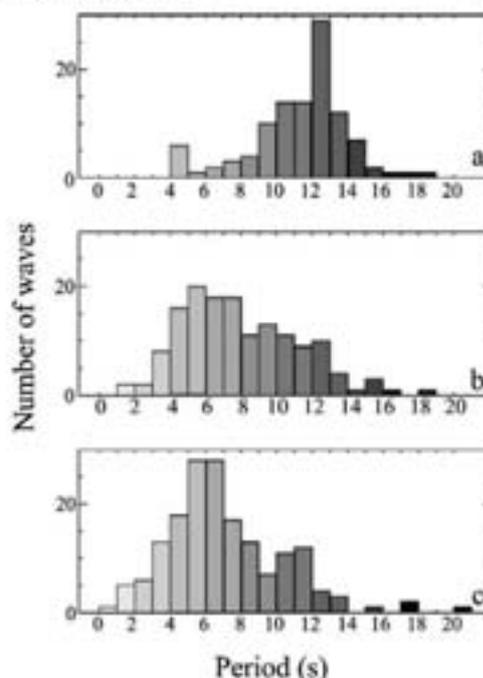


Fig. 8. Observed wave period density function: at sensor (a) S1, (b) S2 and (c) ADV in the nonbreaking case.

centered around the first harmonic (6–7 s). Note that the density function shape at sensor S2 is a transitional stage between the incoming wave field (centered around the primary wave period) and the wave field at ADV (centered around the first harmonic). Further investigations, including a denser sensor line, should allow us to quantify the role of the phenomenon of harmonic shoaling, the role of primary wave dissipation (in breaking case) and the role of energy transfer in the decrease of the significant wave period.

4.5. Energy dissipation in the surf zone

The generation of secondary waves over a bar may considerably change energy dissipation in the surf zone. Indeed, the decomposition of the primary wave into shorter and smaller waves may inhibit breaking-induced energy dissipation. As underlined by Masse-

linic (1998), this phenomenon has important ramifications for nearshore wave modeling. Classical, parametric wave transformation models for regular waves (Stive, 1984; Svendsen, 1984; Bonneton, 2001) or for irregular waves (Battjes and Janssen, 1978; Thornton and Guza, 1984; Hamm et al., 1993) do not account for the generation of high-frequency energy and the formation of secondary waves. Hence, in the case of nearshore bar morphology, these models will overestimate the wave period and probably underestimate the energy just beyond the bar, when a first breakpoint is present on the bar for the primary incident waves.

Fig. 9 represents the significant wave height (defined as four times the sea-surface elevation standard deviation) at total incident wave energy (0.05–0.4 Hz) vs. the depth for all the data sections (both high-tide cycles) when the stations (S2 and ADV) were in the surf zone. The result is consistent with previous field measurement observations (Wright et al., 1982; Thornton and Guza, 1982; Raubenheimer et al., 1996; Sénéchal et al., 2001), suggesting that the significant heights (H_s) of broken waves in the surf zone are depth (h)-limited. Nevertheless, one result is very eye-catching; we clearly distinguish two dissipation trends: one referring to the ADV data (cross symbols) and the other to the S2 data (star symbols).

The least-square linear fit for the ADV data (cross symbol with solid line) is:

$$H_s = 0.49h + 0.17, \quad \text{correlation coefficient} = 0.98 \quad (9)$$

The least-square linear fit for the S2 data (star symbol with solid line) is:

$$H_s = 0.35h - 0.13, \quad \text{correlation coefficient} = 0.98 \quad (10)$$

The discrepancy between the two least-square linear fit can be explained by the variation in the mean beach slope and the variation in the significant wave period. Even if the density function of wave periods appears to be similar at sensor S2 and ADV (Fig. 8b,c), it is not necessarily representative of the waves which are breaking. Indeed, visual observations indicated that not all waves were breaking, and this is confirmed by the evolution of the energy flux over the frequency band (Table 1).

To illustrate the implication of the formation of free secondary waves in the presence of low narrowband and long swell on wave energy dissipation, on the shore face (ADV data), we have applied the analytical

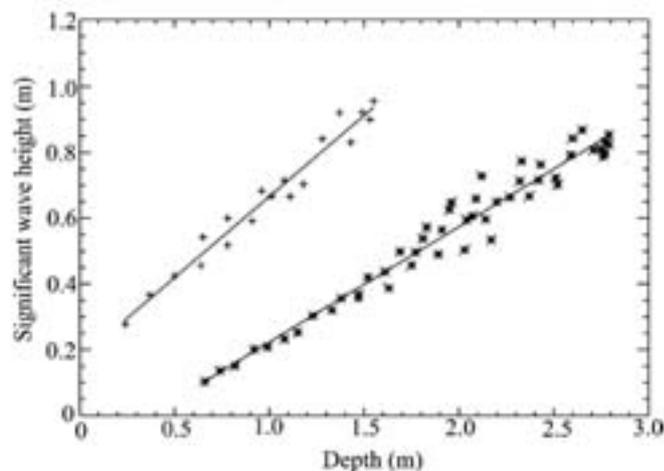


Fig. 9. Significant wave height at total incident wave energy (0.05–0.4 Hz) vs. the depth for both high-tide cycles and sensors [S2 (star symbols) and ADV (cross symbols)], when the sensors are in the surf zone, and the corresponding least-square linear fits (for both sensors, correlation coefficient is 0.98).

model of Bonneton (2001). This model has been developed for the propagation of regular waves in the inner surf zone over a constant beach slope. It resolves the steady state equation governing energy balance for waves propagating toward the shore in the inner surf zone. New estimations of the energy flux and energy dissipation for regular waves are obtained from a nonlinear wave theory, with shock conditions based on the nonlinear Saint Venant equation (SVE).

The wave height decay is given by this analytical formula:

$$\frac{H_z}{H_b} = \left[\sigma \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-1/2} + (1 - \sigma) \left(\frac{h}{h_b} \right)^{1/4} \right]^{-1} \quad (11)$$

$$\sigma = \frac{\sqrt{3}fH_b}{\beta(g h_b)^{1/2}} \quad (12)$$

where f is the wave frequency; β is the beach slope; H_b and h_b are the height and the depth at the break-point, respectively.

Fig. 10 represents the model solutions and the experimental data at ADV location. The dotted-dashed line represents the solution with the offshore peak frequency, and the dotted line represents the solution with half the offshore period, which is

supposed to be the first harmonic frequency. This figure clearly shows that the solution with half the offshore peak frequency (dotted line) gives a better trend of the energy dissipation, and that classical, parametric wave transformation models, based on a conservative period, are unable to correctly predict the wave energy dissipation on the beach face in this case.

5. Discussion and conclusions

A field study was carried out for 2 days in March 2000 when long swell (11–14 s) propagated normally to a barred beach. It allowed us to investigate the phenomenon of high-frequency energy generation, observed in the power spectra of waves traveling over submerged bars (Fig. 1), and the wave decomposition phenomenon, which occurs after the bar. This paper also gives an illustration of the implications for wave dissipation energy on the beach face.

Field evidence is presented for the decomposition of incident swell into high-frequency waves during propagation over submerged bars (Figs. 2b and 3b). The bulge of high-frequency energy (Figs. 4b and 5b) is primarily ascribed to the sum interactions between pairs of waves at the primary spectral peak. Shoaling

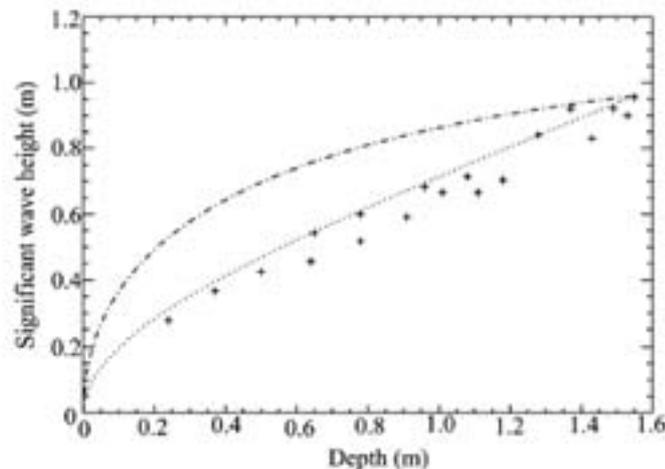


Fig. 10. Significant wave height at total incident wave energy vs. the depth for the ADV data (when the ADV is in the surf zone) and Bonneton's model solutions: the dotted-dashed line represents the solution with the offshore peak frequency, the dotted line represents the solution with twice the offshore peak frequency (supposed to be the first harmonic frequency).

leads to phase coupling between the primary and secondary harmonic, and eventually with higher harmonics (Figs. 6a and 7a). In this region, strong non-linearity results in a profile distortion called asymmetry (Figs. 2a and 3a). Bicoherence levels observed just seaward of the wave breaking are generally high, indicating strong, nonlinear couplings (Fig. 7a). Non-linear interactions are near resonant, allowing significant net energy transfers over several wavelengths (Table 1). Wave breaking reduces the intensity of the bicoherence levels (Fig. 7b). Thus, wave breaking weakens the strength of the nonlinear couplings. On the other hand, the generation of high-frequency energy and its transfer among nearly harmonic wave components is hardly affected by wave breaking (Table 1), which seems to principally act on the primary waves (Table 1 and bispectral results). Wave breaking seems to favor the release of the harmonics. In fact, when no breaking occurs, the variation of the values of bicoherence, corresponding to nonlinear coupling between the power-spectral peak and its harmonics, is very moderate (Fig. 6b) despite the fact that significant harmonic generation takes place in the approach to the bar crest.

The release of the bound waves and the decomposition of the wavefield behind the bar cannot be completely ascribed to the increase in water depth and the weakening of wave couplings. Variations of the beach slope may play an important role in this phenomenon. In fact, strictly speaking, even in the shoaling region, free components are generated as the result of the nonhomogeneity (Eldeberky, 1996). At the top of the bar, the waves will have to adjust, from a sloping seabed to a horizontal one, and during this process, part of the bound harmonics will be released as free harmonics. At the far end of the bar and on the downward slope, more bound harmonic energy will be released due to increasing water depth (Madsen and Schäffer, 1999).

Nevertheless, a doubt exists in the interpretation of the role of the secondary bar. The wave profile characteristics are similar to those obtained when only one bar is present (Beji and Battjes, 1993; Elgar et al., 1997 and many others). This last point should be further investigated, as should the role of the beach slope.

The generation of secondary wave implies a strong modification of the wave period density function (Fig. 8); this phenomenon is of great importance for wave

dissipation in the surf zone as suggested in Figs. 9 and 10. Fig. 9 clearly shows that in this particular case, the release of the harmonics due to the presence of a bar delays the energy dissipation on the beach face.

More detailed field investigations are required to delineate more precisely the conditions under which high-frequency wave energy is generated and released as secondary waves. Particularly, a field experiment should be carried out during wind wave conditions (mean periods typically around 6–10 s) with a denser sensor line in case of single bar and multiple bar profile. The present study also shows that it is necessary to consider a large number of methods for analysis to fully (or at least, try to) understand much of the mechanisms which take place in the surf zone.

Acknowledgements

This study was performed within the framework of the Programme National d'Environnements Côtiers, project "Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière", sponsored by CNRS/INSU. Partial support was also received from the European community under MAST contract no. MAS3-CT-0106. We would like to thank Mr. A. de Resseguier, Mr. G. Oggian and Mr. R. Butel for their contributions.

References

- Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M., 1978. Energy loss and set-up due to breaking in random waves. Proc. 16th Int. Conf. Coast. Eng. ASCE, vol. 1, pp. 569–587.
- Becc, F., 1998. Extension de la modélisation spectrale des états de mer vers le domaine côtier. PhD thesis, University of Toulon-Va, Toulon, France.
- Beji, S., Battjes, J.A., 1993. Experimental investigation of wave propagation over a bar. Coast. Eng. 19, 151–162.
- Bonneton, P., 2001. A note on wave propagation in the inner surf zone. C. R. Acad. Sci. Paris 329 (S II b), 27–33.
- Brossard, J., Chaghali, M., 2001. Experimental investigation of the harmonic generation by waves over a submerged plate. Coast. Eng. 42, 277–290.
- Butel, R., Dupuis, H., Bonneton, P., 2002. Spatial variability of wave conditions on the French Atlantic Coast using in situ data. To appear in Proc. ICS 2002, special issue of J. Coast. Res.
- Driscoll, A.M., Dalrymple, R.A., Orlls, S.T., 1992. Harmonic generation and transmission past a submerged rectangular obstacle. Proc. 23rd Int. Conf. Coast. Eng. ASCE, vol. 1, pp. 1142–1152.
- Eldeberky, Y., 1996. Nonlinear transformation of wave spectra in

- the nearshore zone. PhD thesis, Delft University of Technology, Delft, Netherlands.
- Eldeberby, Y., Battjes, J.A., 1994. Phase lock in waves passing over a bar. *Int. Symp.: Waves – Physical and Numerical Modeling, Vancouver*, pp. 1086–1095.
- Elgar, S., Guza, R.T., 1985. Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves. *J. Fluid Mech.* 161, 425–448.
- Elgar, S., Herbers, T.H.C., Chandran, V., Guza, R.T., 1995. Higher-order spectral analysis of nonlinear ocean surface gravity waves. *J. Geophys. Res.* 100 (C3), 4977–4983.
- Elgar, S., Guza, R.T., Raubenheimer, B., Herbers, T.H.C., Gallagher, E.L., 1997. Spectral evolution of shoaling and breaking waves on a barred beach. *J. Geophys. Res.* 102 (C7), 15797–15805.
- Freilich, M.H., Guza, R.T., 1984. Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves. *Philos. Trans. R. Soc. Lond., A* 311, 1–41.
- Froidefond, J.M., Gallisaires, J.M., Prud'homme, R., 1990. Spatial variation in sinusoidal wave energy on a crescentic nearshore bar; application to the Cap Ferret coast, France. *J. Coast. Res.* 4, 927–942.
- Grilli, S.T., Horrilli, J., 1999. Shoaling of periodic waves over barred beaches in a fully nonlinear numerical wave tank. *J. Offshore Polar Eng.* 5, 1–18.
- Hamm, L., Madsen, P., Peregrine, H., 1993. Wave transformation in the nearshore zone: a review. *Coast. Eng.* 21, 5–39.
- Hasselmann, K., Munk, W., MacDonald, G., 1963. Bispectra of ocean waves. In: Rosenblatt, M. (Ed.), *Time Series Analysis*, pp. 125–139.
- Haubruch, R.A., 1965. Earth noises, 5–500 millicycles per second. *J. Geophys. Res.* 70, 1415–1427.
- Horikawa, K., Kubota, S., 1988. In: Horikawa, K. (Ed.), *Nearshore Dynamics and Coastal Processes, Part V*, pp. 386–406. Chapter 2.
- Johnson, J.W., Fuchs, R.A., Morison, J.R., 1951. The damping action of submerged breakwaters. *Trans. Am. Geophys. Union* 32 (5), 704–718.
- Kim, Y.C., Powers, E.J., 1979. Digital bispectral analysis and its application to nonlinear wave interactions. *IEEE Trans. Plasma Sci.* PS-7 (2), 120–131.
- Lafon, V., Dupuis, H., Howa, H., Froidefond, J.M., 2002. Determining ridge and runnel longshore migration rate using SPOT imagery. *Oceanol. Acta*, in press.
- Lin, P., Liu, P.L.-F., 1998. A numerical study of breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mech.* 359, 239–264.
- Lorin, J., Viguier, J., 1987. Hydrosedimentary conditions and present evolution of Aquitaine Coast. *Bull. Inst. Bassin Aquitaine* 41, 95–108.
- Madsen, P.A., Schäffer, H.A., 1999. A review of Boussinesq-type equations for surface gravity waves. In: Liu, P.L.F. (Ed.), *Adv. Coast. Ocean Eng.*, vol. 5, pp. 1–95.
- Masselink, G., 1998. Field investigation of wave propagation over a bar and the consequent generation of secondary waves. *Coast. Eng.* 33, 1–9.
- Masselink, G., Short, A.D., 1993. The effect of tide range on beach morphodynamics: a conceptual model. *J. Coast. Res.* 9, 785–800.
- Masuda, A., Kuo, Y.Y., 1981. A note on the imaginary part of bispectra. *Deep-Sea Res.* 28A (3), 213–222.
- McComas, C.H., Briscoe, M.G., 1980. Bispectra of internal waves. *J. Fluid Mech.* 97, 205–213.
- Norheim, C.A., Herbers, T.H., Elgar, S., 1997. Nonlinear evolution of surface wave spectra on a beach. *J. Phys. Oceanogr.* 28, 1534–1551.
- Ohyama, T., Nadaoka, K., 1992. Modeling the transformation of nonlinear waves passing over a submerged dike. *Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng. ASCE*, vol. 1, pp. 526–539.
- Ohyama, T., Nadaoka, K., 1994. Transformation of nonlinear wave-train passing over a submerged shelf without breaking. *Coast. Eng.* 24, 1–22.
- Raubenheimer, B., Guza, R.T., Elgar, S., 1996. Wave transformation across the inner surf zone. *J. Geophys. Res.* 101, 25589–25597.
- Rey, V., Belrous, M., Guazzelli, E., 1992. Propagation of surface gravity waves over a rectangular submerged bar. *J. Fluid Mech.* 235, 453–479.
- Ruessink, B.G., 1998. Bound and free infragravity waves in the nearshore zone under breaking and nonbreaking conditions. *J. Geophys. Res.* 103 (C6), 12795–12805.
- Sénéchal, N., Dupuis, H., Bonneton, P., Howa, H., Pedreros, R., 2001. Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach. *Oceanol. Acta* 24 (6), 545–556.
- Sénéchal, N., Bonneton, P., Dupuis, H., 2002. Infragravity wave frequency structure on a double barred beach. To appear in *Proc. ICS 2002*, special issue of *J. Coast. Res.*
- Stive, M.J.F., 1984. Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes. *Coast. Eng.* 8, 99–127.
- Svendsen, I.A., 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coast. Eng.* 8, 303–329.
- Thornton, E.B., Guza, R.T., 1982. Energy saturation and phase speeds measured on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 87, 9499–9508.
- Thornton, E.B., Guza, R.T., 1984. Transformation of wave height distribution. *J. Geophys. Res.* 88 (C10), 5925–5938.
- Wright, L.D., Guza, R.T., Short, A.D., 1982. Dynamics of a high-energy dissipative surf zone. *Mar. Geol.* 45, 41–62.

IV.4 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons examiné les variations de la répartition fréquentielle de l'énergie sous l'effet de deux processus : le processus d'appariement de fronts d'ondes et celui de génération puis libération d'harmoniques sous l'action d'interaction entre triplets de fréquences. Nous avons montré que ces deux phénomènes pouvaient modifier de manière très significative la répartition fréquentielle de l'énergie sur quelques longueurs d'ondes en zone de surf mais également qu'ils modifiaient de manière très significative les paramètres des vagues, en particulier la période.

Nous avons également montré que le processus de génération puis de libération des harmoniques lorsque le train d'ondes se propage au dessus d'une barre, agissait sur la dissipation d'énergie en zone de surf. Dans ce cas particulier où le spectre devient bimodal, la fréquence centroïdale ne représente pas la fréquence caractéristique du train d'ondes. Dans ces conditions, le choix de la fréquence centroïdale comme fréquence caractéristique pour caractériser le processus de déferlement ne semble plus adapté. Une analyse temporelle permet quant à elle d'établir la période (fréquence) adéquate pour ensuite prévoir l'évolution globale de l'énergie en zone de surf.

Concernant le processus d'appariements des fronts d'ondes, nous n'avons pas pu quantifier expérimentalement leur impact sur la dissipation d'énergie en zone de surf. Nous pouvons toutefois ajouter que cette étude met également en évidence la difficulté à définir une période caractéristique d'un train de vagues : elle montre que deux périodes définies à partir d'une analyse temporelle et généralement utilisées pour définir un champ de vagues aléatoires évoluent différemment le long d'une ligne « cross-shore ».

Enfin il serait nécessaire d'envisager une approche numérique pour mieux appréhender le processus de génération de fronts secondaires lorsqu'un train d'ondes se propage au dessus d'une barre. Il serait intéressant de tester un modèle numérique de type Boussinesq temporel sur notre jeu de données puis de modifier les paramètres afin d'établir plus précisément quels critères sont à l'origine de la génération d'un front secondaire. En effet, lors de la campagne d'Octobre 2001, nous étions également en présence d'une barre bien formée en zone intertidale avec une houle longue énergétique incidente mais nous n'avons pas observé de

génération de fronts secondaires. En particulier il serait intéressant d'évaluer la sensibilité avec le rapport entre une longueur caractéristique de la zone où les transferts d'énergie vers l'onde « secondaire » sont significatifs et la longueur d'onde associée à l'écart à la résonance. En effet, Ohyama et Nadaoka [1994] en étudiant la propagation d'une onde au dessus d'un rectangle, ont observé que l'amplitude de la première harmonique transmise était maximale lorsque la longueur du rectangle était deux fois plus courte que celle de la longueur d'onde associée à l'écart à la résonance.

Dans le dernier chapitre, nous nous intéresserons à la bande fréquentielle infragravitaire (< 0.05 Hz). L'énergie contenue dans cette bande peut en effet devenir supérieure à l'énergie des vagues en zone de surf et doit de ce fait être prise en compte.

CHAPITRE V

ANALYSE DES ONDES LONGUES EN ZONE DE SURF : EXEMPLE DE MARS 2000

Dans le précédent chapitre nous nous sommes intéressés à la bande fréquentielle des vagues (0.05-0.6 Hz). Nous avons pu montrer que des processus pouvaient engendrer de rapides modifications de la répartition fréquentielle de l'énergie et dans certains cas entraînaient un retard dans le processus de dissipation d'énergie par déferlement bathymétrique. Dans ce chapitre nous nous intéressons à la bande fréquentielle « infragravitaire ». Cette bande fréquentielle est liée à la présence d'ondes longues ou « infragravitaires » mais également à la présence d'ondes de cisaillement engendrées par les instabilités du courant de dérive en zone de surf. Leur étude en zone de surf est indispensable compte tenu que l'énergie contenue dans cette bande fréquentielle peut devenir plus importante que celle contenue dans les vagues mais également parce que ces ondes joueraient un rôle primordial dans les processus de transport sédimentaire et de morphodynamique dans la zone de surf [Huntley *et al.*, 1993 ; O'Hara et Huntley, 1994 ; Holland et Holman, 1996]

Ce chapitre s'articule en quatre sous-chapitres.

Dans le premier, nous montrons qu'il n'est pas forcément aisé d'identifier clairement la fréquence de coupure entre la bande fréquentielle énergétique associée aux vagues et la bande fréquentielle « infragravitaire », en particulier lorsque le spectre ne présente pas de « trou » énergétique. Nous proposons alors une méthode basée sur le rapport entre le spectre mesuré au large et le spectre mesuré en zone de surf.

Dans le second sous-chapitre, nous montrons que l'énergie contenue dans la bande « infragravitaire » peut devenir supérieure à celle contenue dans la bande des vagues en zone de surf interne et particulièrement en « eau très peu profonde ». Cela implique qu'il est indispensable de comprendre et prévoir ces ondes longues si l'on souhaite établir un bilan énergétique complet de la zone et par la suite appréhender correctement les problèmes liés aux transports des sédiments sur la plage.

Dans le troisième sous-chapitre, nous proposons l'étude d'un exemple de structure de la bande « infragravitaire » sur une plage présentant un double système « barre-baïne » et en présence d'une forte génération et libération d'harmoniques au passage de ce système.

Le dernier sous-chapitre est consacré à la conclusion de ce chapitre.

SOMMAIRE

~

V.1	DETERMINATION DE LA FREQUENCE DE COUPURE ENTRE LES ONDES LONGUES ET LES VAGUES	220
V.2	EVOLUTION DE LA PART RELATIVE DE L'ENERGIE GLOBALE DES BASSES FREQUENCES DANS L'ENERGIE TOTALE.....	222
V.3	REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE BASSES FREQUENCES : EXEMPLE DE LA CAMPAGNE MARS 2000	224
V.4	CONCLUSIONS	234

~

LISTE DES FIGURES



- Figure V.1** Détermination de la fréquence de coupure entre ondes longues et vagues à partir des spectres incidents. La droite en pointillés indique la fréquence de coupure : (a) mer du vent le 28 Mai 1998, on n'observe pas de trou énergétique en deçà de cette limite (b) houle régulière le 21 Mars 2000, on observe un pic dans les basses fréquences et un « trou » énergétique.....221
- Figure V.2** Exemple du rapport entre le spectre incident au large et le spectre incident en zone de surf pour deux signaux (trait plein et trait pointillé) : on distingue très nettement la transition entre les basses fréquences et les hautes fréquences.....222
- Figure V.3** Exemple de l'évolution du rapport entre la hauteur significative associée aux basses fréquences et la hauteur significative associée aux hautes fréquences dans la zone de surf pour les données de Mai 1998. On observe que dans la zone de surf interne, ce rapport devient supérieur à 1 suggérant que l'énergie contenue dans les basses fréquences est supérieure à celle contenue dans les hautes fréquences.....224
-

V.1 DETERMINATION DE LA FREQUENCE DE COUPURE ENTRE LES ONDES LONGUES ET LES VAGUES

Dans ce chapitre, nous abordons le domaine des ondes basses fréquences. Les ondes basses fréquences correspondent aux mouvements oscillatoires dont les fréquences sont inférieures à celles des vagues incidentes. Généralement on les définit comme les ondes dont les périodes sont supérieures à 20 s, ($f < 0.05$ Hz). Il serait toutefois préférable de redéfinir cette bande fréquentielle à partir du spectre incident.

La figure V.1 représente deux spectres, correspondant respectivement aux journées du (a) 28 Mai 1998 et (b) 21 Mars 2000. Ils ont été calculés à partir de données acquises en zone de levée.

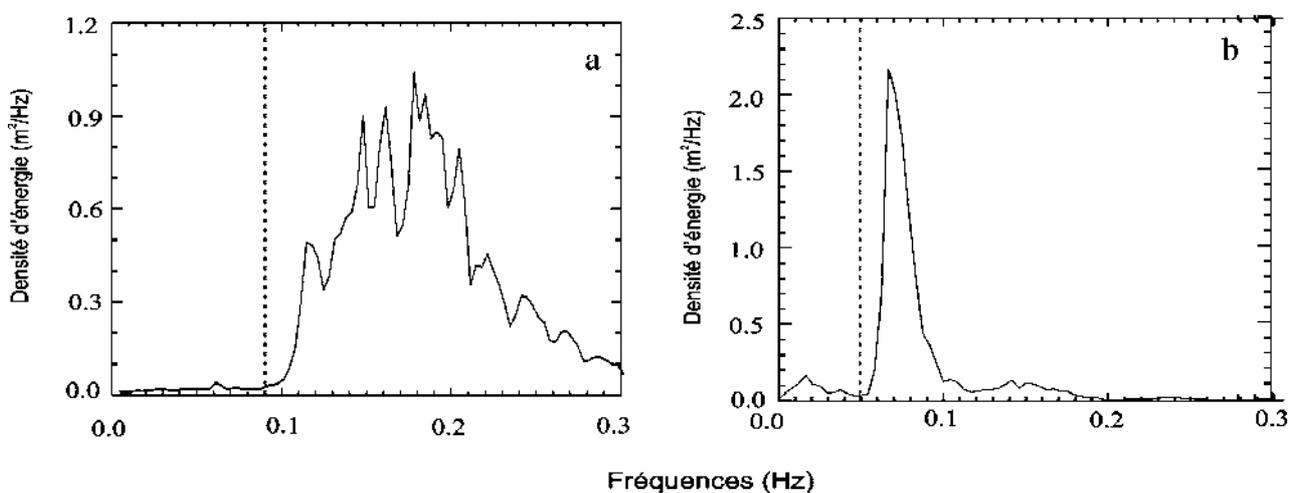


Figure V.1 Détermination de la fréquence de coupure entre ondes longues et vagues à partir des spectres incidents. La droite en pointillés indique la fréquence de coupure : (a) mer du vent le 28 Mai 1998, on n'observe pas de trou énergétique en deçà de cette limite (b) houle régulière le 21 Mars 2000, on observe un pic dans les basses fréquences et un « trou » énergétique.

Dans la figure V.1a, l'énergie des vagues est contenue dans des fréquences supérieures à 0.09 Hz (11 s) et on n'observe pas de « trou » énergétique en deçà de cette fréquence, le spectre est globalement uniforme sur l'ensemble des fréquences inférieures à 0.09 Hz (11 s) et l'énergie associée à chaque composante est très faible. Dans la figure V.1b, on remarque que

l'énergie de la houle est contenue pour des fréquences supérieures à 0.05 Hz (20 s) et qu'en deçà de cette fréquence on observe un « trou » énergétique puis un nouveau pic énergétique à des fréquences de l'ordre de 0.03 Hz (33 s). Si la fréquence de coupure 0.05 Hz pour définir les ondes basses fréquences paraît adaptée au spectre de la journée du 21 Mars 2000 (b), elle paraît tout à fait inadéquate et non justifiée pour la journée du 28 Mai 1998 (a).

Sénéchal *et al.* [2001a] ont proposé une méthode pour déterminer la fréquence de coupure entre les ondes longues (basses fréquences) et les vagues (hautes fréquences). Cette méthode s'appuie sur l'étude du rapport entre le spectre incident au large et le spectre en zone de surf. Ils ont ainsi pu mettre en évidence deux domaines dont la transition est sans équivoque (figure V.2) : un domaine où le rapport est supérieur à 1 (les hautes fréquences) et l'autre domaine (basses fréquences) correspondant à des valeurs de rapport inférieures à 1.

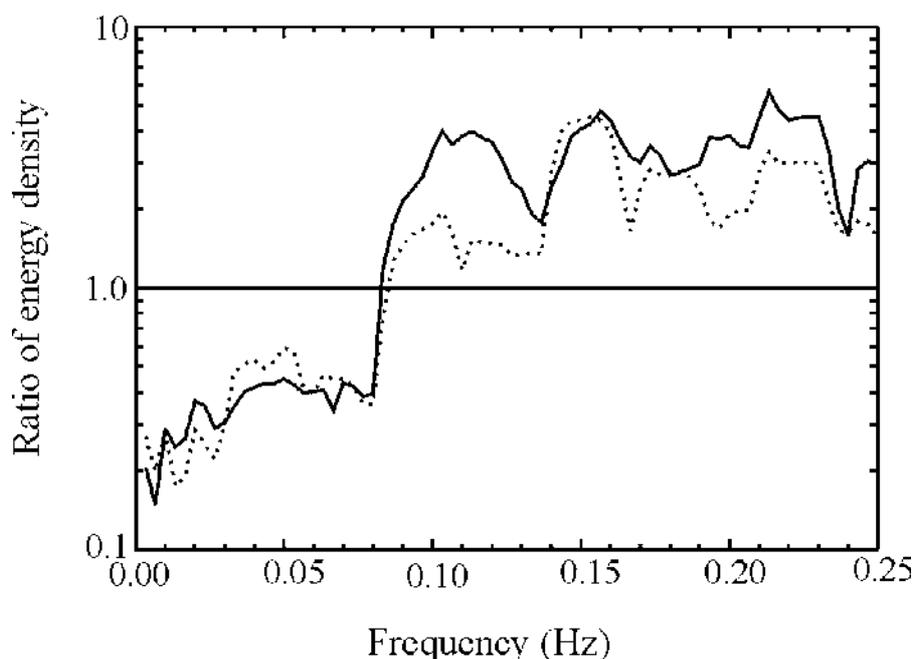


Figure V.2 Exemple du rapport entre le spectre incident au large et le spectre incident en zone de surf pour deux signaux (trait plein et trait pointillé) : on distingue très nettement la transition entre les basses fréquences et les hautes fréquences.

L'avantage de cette méthode est qu'elle reste valable aussi bien pour des spectres ne présentant pas réellement de « trou » énergétique (figure V.1) que pour des spectres présentant un « trou » énergétique (figure V.2) tel que défini dans la figure V.2. A titre d'exemple, la figure V.2 a été obtenue à partir des données de Mai 1998 qui correspond au cas

de figure où il n'y a pas de « trou » énergétique.

En fait, la figure V.2 illustre deux phénomènes : d'une part la dissipation d'énergie aux hautes fréquences (les vagues), cette dissipation est principalement due au processus de déferlement étudié dans les précédents paragraphes, d'autre part l'augmentation de l'énergie contenue dans les basses fréquences entre la zone de levée et la zone de surf interne.

La figure V.2 révèle également que le processus de déferlement des vagues ne semble pas affecter l'énergie contenue dans les basses fréquences (ou peut-être que les effets de dissipation d'énergie liée au déferlement sont équilibrés par un apport énergétique issu d'un autre processus). Il semblerait donc que les processus dominants qui contrôlent l'énergie des basses fréquences en zone littorale et plus particulièrement en zone de surf soient différents de ceux qui régissent les hautes fréquences.

Si en zone de levée et en zone de surf externe l'énergie des ondes basses fréquences est très faible comparée à l'énergie contenue dans les vagues (figures V.1, < 1 %), elle peut en revanche devenir très importante en zone de surf interne, dépassant parfois celle contenue dans les vagues [Wright *et al.*, 1982 ; Sénéchal *et al.*, 2001a]. Ce point est examiné dans le sous-chapitre suivant.

V.2 ÉVOLUTION DE LA PART RELATIVE DE L'ÉNERGIE GLOBALE DES BASSES FRÉQUENCES DANS L'ÉNERGIE TOTALE

La figure V.3 représente l'évolution en zone de surf du rapport entre la hauteur significative associée aux ondes basses fréquences estimée à partir de l'intégrale du spectre sur la bande des basses fréquences (H_{bf}) et la hauteur significative associée aux ondes hautes fréquences (H_{hf}) estimées avec la même méthode. Ce résultat a été établi à partir des données de la journée du 28 Mai 1998 caractérisée par une mer du vent peu énergétique.

On observe que la part relative de l'énergie basses fréquences dans l'énergie totale augmente du point de déferlement jusqu'à la ligne d'eau. Deux possibilités permettent d'expliquer cette augmentation : il y a diminution de l'énergie des hautes fréquences liée au processus de dissipation d'énergie par déferlement et :

1. augmentation de l'énergie contenue dans les basses fréquences dans la zone de surf,
2. l'énergie contenue dans les basses fréquences est constante dans la zone de surf (ce cas de figure est traité dans le sous-chapitre suivant).

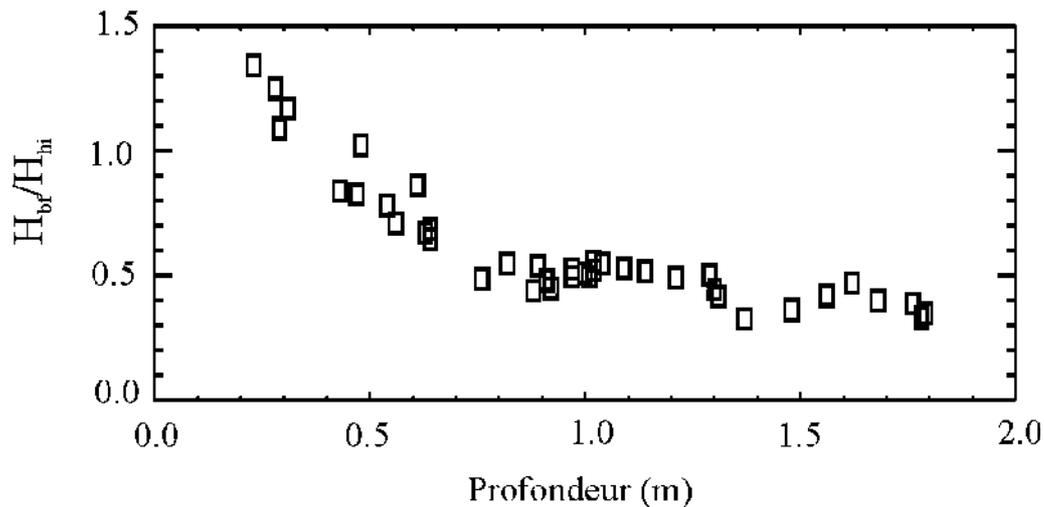


Figure V.3 Exemple de l'évolution du rapport entre la hauteur significative associée aux basses fréquences et la hauteur significative associée aux hautes fréquences dans la zone de surf pour les données de Mai 1998. On observe que dans la zone de surf interne, ce rapport devient supérieur à 1 suggérant que l'énergie contenue dans les basses fréquences est supérieure à celle contenue dans les hautes fréquences.

Nous avons vu dans le premier chapitre que ces ondes basses fréquences pouvaient être de différentes natures : généralement ondes libres, liées, piégées ou stationnaires et que généralement ces différentes ondes co-existaient [Holland et Holman, 1999, Sénéchal *et al.*, 2002b].

Dans le sous-chapitre suivant qui a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Journal of Coastal Research* [Sénéchal *et al.*, 2002b], nous nous intéressons à la répartition fréquentielle de l'énergie basses fréquences et nous essayons de déterminer la nature des ondes basses fréquences. Nous verrons que l'approche « cross-shore » choisie dans cette thèse ne suffit pas pour différencier toutes les ondes les unes des autres.

V.3 REPARTITION FREQUENTIELLE DE L'ENERGIE BASSES FREQUENCES : EXEMPLE DE LA CAMPAGNE MARS 2000

Dans cet article qui s'appuie sur les données de la campagne de Mars 2000, nous montrons en particulier que l'énergie contenue dans les basses fréquences reste constante de la fin de la zone de levée jusque dans la zone de surf et donc que le déferlement ne semble à priori pas modifier cette bande fréquentielle. Nous montrons également que cette énergie reste constante au cours d'un cycle de marée haute et qu'à priori elle ne dépend pas non plus de la profondeur d'eau locale. Par contre, nous montrons que l'énergie n'est pas uniformément répartie sur l'ensemble de la bande fréquentielle et que cette répartition n'est pas la même le long d'un axe « cross-shore » : elle semble étroitement liée à la topographie de la plage. Sénéchal *et al.* [2001a, article en annexe 1] avait déjà mis en évidence, sur un précédent jeu de données, le rôle de la topographie et le caractère parfois local des ondes basses fréquences.

Une étude sur le spectre de corrélation entre l'élévation et les vitesses nous a permis de mettre en évidence la présence d'une onde stationnaire et d'une onde progressive.

La présence de l'onde stationnaire semble dépendre de la topographie locale et son amplitude de la profondeur d'eau. Son origine n'est pas encore élucidée, d'autant plus que l'emplacement des nœuds et ventres de cette onde varie trop peu au cours du cycle de marée pour supposer que cette onde est le résultat de la superposition d'une onde longue incidente et d'une onde longue qui se serait réfléchi au niveau de la ligne d'eau (à ces fréquences la réflexion sur la plage n'est plus négligeable, [Tatavarti *et al.*, 1988 ; Walton Jr, 1992 ; Elgar *et al.*, 1994 ; Baquerizo *et al.*, 1998 ; Baldock et Simmonds, 1999 ; Huntley *et al.*, 1999]).

Quant à l'onde progressive, elle est vraisemblablement due à l'interaction différence entre les deux pics primaires qui forment le spectre de densité. Ne disposant que d'une ligne de capteurs, nous n'avons pas pu déterminer si cette onde était une onde libre ou piégée.

Cet article met en évidence la complexité de la répartition fréquentielle de l'énergie basses fréquences, la difficulté à remonter au processus à l'origine de ces ondes basses fréquences mais également la nécessité de connaître une information également suivant l'axe « longshore ».

INFRAGVITY WAVE FREQUENCY STRUCTURE ON A DOUBLE BARRED-BEACH

Nadia Sénéchal, Philippe Bonneton, Hélène Dupuis

Article publié dans la revue Journal of Coastal Research-2002.

Abstract	227
Introduction	227
Study area, Materials and Methods	228
Study area.....	228
Materials.....	229
Methods.....	229
Results	229
Energy density spectrum evolution.....	229
Low frequency energy structure.....	230
Coherence and phase.....	231
Discussion	232
The 0.02-0.035 Hz band.....	232
The far infragravity band.....	232
Conclusions	233

Infragravity wave frequency structure on a double-barred beach

Nadia Sénéchal†, Philippe Bonneton, and Hélène Dupuis

Department of Geology and Oceanography

UMR 5805

University of Bordeaux I

Avenue des Facultés

33405 Talence, cedex

France

†corresponding author: n.senechal@epoc.u-bordeaux.fr

ABSTRACT



Low frequency waves, motions with typical frequencies of 0.001-0.05 Hz (also called infragravity or long waves) play an important role in many coastal sedimentary processes. So it is of considerable interest to improve our knowledge not only of their generation but also of their structure, in particular in very shallow water, where it has been shown that the wave energy spectrum can be dominated by long-period waves. Infragravity wave frequency structure on a transect crossing the surf zone of a fine grained, gently sloping double-barred beach was investigated using data from a 3-element coherent bottom-mounted pressure and current sensor line. In particular, it is shown that the infragravity wave frequency structure is largely controlled by the local bathymetry and appears to be unaffected (or at least not significantly) by water depth and wave breaking. In particular, the far infragravity band (< 0.01 Hz) is significant only at sensor situated landward of the ridge and runnel system and thus at all stages of the tide (water depth covering 0.6 m to 2.5 m). The nature of this far infragravity motion is not well understood. On the other hand, the 0.02-0.035 Hz band is linked to the difference nonlinear triad interaction associated with the two primary incident waves (peak frequencies centred around 0.06 Hz and 0.09 Hz).

ADDITIONAL INDEX WORDS: *field experiment, sandy beach, surf zone, far infragravity, subharmonics*

INTRODUCTION

Since the observations by MUNK (1949), much effort has been devoted to investigate the source of low frequency waves, i.e. motions with periods at least twice that of the incident waves. Indeed, it is believed that these low frequency waves, with typical frequencies of 0.001-0.05 Hz (also called infragravity or long waves) play an important role in harbour oscillations, sediment transport and in determining the morphodynamics of beaches (HUNTLEY *et al.*, 1993; O'HARA and HUNTLEY, 1994). In general, infragravity wave energy is regarded as highly correlated with energy in the short-wave frequency band, indicating that the long-wave motions are locally driven by incident sea and swell (ELGAR *et al.*, 1992; RUESSINK, 1998). The variance of infragravity band fluid motions can be divided into specific energy partitions associated with bound waves, leaky waves, edge wave modes and nongravity waves.

Bound waves have been found to contribute to infragravity wave energy (ELGAR and GUZA, 1985; RUESSINK, 1998). Ruessink (1998), showed that $E_{\text{bnd}} / E_{\text{ig}}$ increased with higher H_{ss} / h (where H_{ss} is the significant sea swell wave height and h is water depth), reaching

maximum values of up to 0.8 at the onset of short-wave breaking. Bound waves are generated through wave-wave nonlinear triad interactions. The nonlinear interaction between two free (i.e. obeying the dispersion relation) surface waves with frequencies f and $f+\Delta f$ excite a forced secondary wave with the sum frequency $2f+\Delta f$ or the difference frequency Δf (with Δf in the infragravity frequency band). It was commonly hypothesized that the incident bound long waves were not destroyed in the surf zone but were released as free waves (LONGUET-HIGGINS and STEWARD, 1962). Recently, RUESSINK (1998) showed that wave breaking was associated with a rapid decrease in the ratio $E_{\text{bnd}} / E_{\text{ig}}$ in the onshore direction and, consequently, with a rapid increase in the contribution of free infragravity energy to the total infragravity field.

After reflection at the shoreline the released waves propagate in a seaward direction and may either escape into deep water (leaky waves) or remain refractively trapped to the shore (edge waves).

Finally, oscillations in the longshore current are rapidly becoming recognised as an important form of infragravity motion. Recently, observations of a very low frequency

oscillation in the longshore current have been made by OLTMAN-SHAY *et al.* (1989), with typical frequencies of $0.001 \text{ Hz} < f < 0.01 \text{ Hz}$ (also called the far infragravity band). These longshore current oscillations have since become known as 'shear waves', and co-exist with bound, edge and leaky waves in the infragravity band.

The aim of our paper is to report observations of infragravity energy on a double-barred beach situated on the French Atlantic coastline in the presence of a low energy narrowband and long swell but also in the presence of high secondary wave generation due to nonlinear triad interactions. Emphasis will be placed on the evolution of the frequency structure of the infragravity band. Indeed, this structure appears to be largely controlled by the local bathymetry of the beach. Our paper is based on data collected during fieldwork in March 2000 (2 days) from a cross-shore line of 3 bottom-mounted pressure transducers on a gently sloping sandy barred beach known as Truc Vert.

STUDY AREA. MATERIALS AND METHODS

Study area

Truc Vert beach is situated on the southern part of the French Atlantic coastline. This is a low sandy coast, almost N-S orientated and bordered by high aeolian dunes. The sediment consists primarily of a medium grained quartz sand with a median particle size around 350 μm (LORIN and VIGUIER, 1987). Truc Vert beach is of the intermediate type 2e (following MASSELINK and SHORT, 1993) and generally exhibits a single ridge and runnel system in the dissipative lower intertidal domain and a steeper beach face. However, during the field experiment the beach exhibited two ridge and runnel systems in the dissipative lower intertidal domain (Figure 1).

This coast is exposed to almost continuous high energy swell originating mainly from the west-northwest. The high meso-macro tidal range, approximately 4.5 m at spring tides, along with the relatively broad intertidal region (around 200 m), allows instruments to be deployed and recovered safely at low tide while measurements can be obtained at high tide.

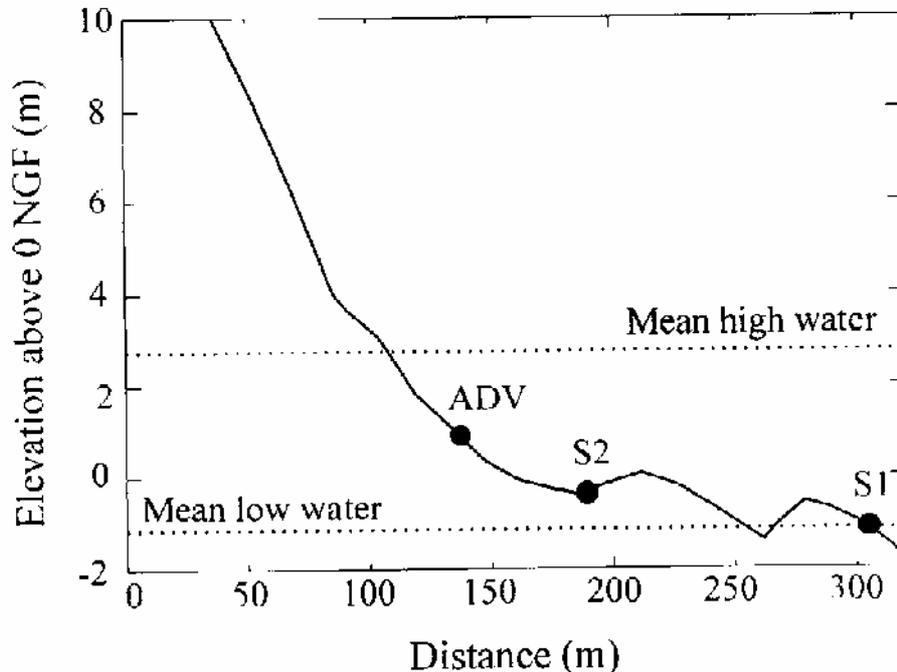


Figure 1. Beach profile and sensor deployment at Truc Vert beach on March 20th and 21st, 2001. S1 and S2 are the two bottom mounted Directional Wave Current Meters (InterOcean system) and ADV is the Acoustic Doppler Velocimeter vector (Nortek, AS).

Materials

Pressures were measured at three locations in the intertidal zone (Figure 1) using two bottom-mounted Directional Wave Current Meters (S1 and S2) from InterOcean system and one Acoustic Doppler Velocimeter (ADVvector) instrument from Nortek SA. The outer station (S1), situated in about 3.7 m water depth at high tide, served as the reference gage for the incident waves. The data were acquired at a 2 Hz sampling rate for the two Directional Wave Current meters (S1 and S2) and at an 8 Hz (the first day) and 32 Hz (the second day) sampling rate for the ADV (for further details, see SÉNÉCHAL *et al.* 2001b).

Methods

All hydrodynamic data were processed similarly. First, pressure measurements were converted to water elevations. Outside the surf zone, a correction factor as proposed in HORRIKAWA (1988) was applied to account for the pressure field being non-hydrostatic. This correction led to a high frequency cutoff of $F_{hi} = 0.4$ Hz. In the surf zone, sea surface elevations were estimated assuming that the pressure field is hydrostatic (LIN and LIU 1998). Power spectral and cross-spectral estimates were calculated using Fourier transforming overlapping (75%), Hanning-windowed, and detided 20-min data segments averaged over 60 minutes (d.o.f. = 18).

Over the 2 day field period, measurements were taken over two high tide cycles in the presence of low energy narrowband and long incident swell (peak period between 11 s and 14 s); waves were regular with a significant wave height (defined as 4 times the sea surface elevation standard deviation) of about 0.65 m the first day and 0.90 m the second day. The swell was propagating normally to the coast. On the first day, waves at high tide were breaking only on the beach face whereas on the second day, waves at high tide were generally breaking on the landward bar predominantly by plunging with a second breakpoint located on the beach face. For both days, two breakpoints (one on the landward bar and another on the beach face) were present during rising and falling tide.

RESULTS

Energy density spectrum evolution

Figure 2 provides an illustration of the energy density spectrum evolution at high tide between station S1 situated seaward of the double ridge and runnel system (black line) and station S2 situated landward of the double ridge and runnel system (grey line). We clearly observe that a bulge of high-frequency energy becomes increasingly important between station S1 and station S2. The energy at these frequencies is relatively broad banded but appears to be

centered on frequencies corresponding to harmonic frequencies. This is consistent with previous work (ELGAR *et al.*, 1997; NORHEIM *et al.*, 1997 and many others). SENECHAL *et al.* (2001b, 2001c) showed that this energy has been first transferred from the primary to the harmonic frequencies through nonlinear wave-wave interactions and then has been released, leading to secondary wave generation landward of the double ridge and runnel system. Associated with this phenomenon of harmonic release, they observed a decay by a factor 1.5 of the significant wave period.

Concerning the low frequency band ($T > 20$ s), we observe the modification of the energy density spectrum structure. The total energy in this band only slightly increases by a factor less than 1.5 between station S1 and station S2 but it is redistributed into two components at station S2: the first one corresponding to periods greater than 100 s (frequencies < 0.01 Hz) and the second one corresponding to periods between 30 s and 50 s (0.02 Hz $<$ frequencies < 0.035 Hz). The low frequency band has been divided into four components: the so called far infragravity band ($f < 0.01$ Hz), the 0.01–0.02 Hz component, the 0.02–0.035 Hz component and the 0.035–0.05 Hz component. Focusing on the evolution of the most energetic component both in time and in space, it will be shown below that the

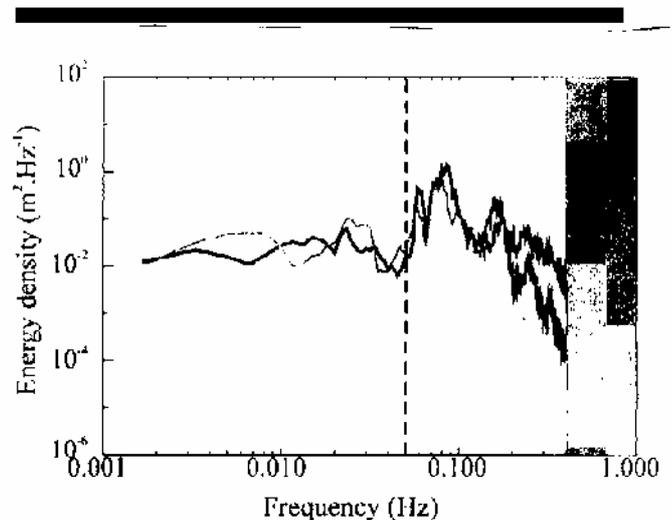


Figure 2. Typical power spectra calculated by Fourier transforming overlapping (75%), Hanning-windowed, and detided 20-min data segments averaged over 60 minutes (d.o.f. = 18) at high tide at station S1 (black line) and station S2 (grey line). The vertical dashed line indicates the boundary between high frequency and infragravity waves. We can observe the increase in high frequency energy and the bimodal structure of the infragravity band at station S2.

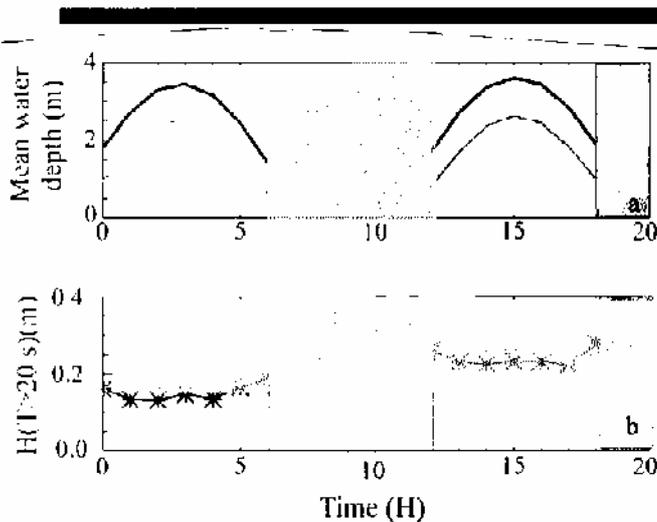


Figure 3. (a) Mean water depth, computed over one hour, versus time (in black: S1 and in grey: S2). (b) Low frequency ($f < 0.05$ Hz) significant wave heights (computed from the integration of the energy density spectrum in the low frequency band) versus time. The grey rectangle corresponds to the time when the stations were not fully immersed.

low frequency structure at station S2 is observed over all stages of both tides for water depths ranging 0.6 m to 2.5 m in both breaking and nonbreaking conditions.

Figure 3a shows the mean water depth evolution during the two tides and Figure 3b shows the evolution of the low frequency significant wave heights (computed from the integration of the energy density spectrum in the low frequency band). First, we observe a slight increase of the low frequency significant wave heights between the two tides. This is due to the increase of the significant wave height (0.65 m the first day versus 0.90 m the second day). This observation is consistent with previous work (RUESSINK, 1998). Second, we observe that the low frequency significant wave heights at station S2 (grey star) and station S1 (black star) remain relatively constant during all stages of the tide. This implies that the slight energy increase observed in the low frequency band between the two stations (see Figure 2) is not due only to the decrease in water depth but this also implies that the total energy at low frequencies is not affected by breaking. Indeed on the first day, waves at high tide were breaking only on the beach face whereas on the second day, waves were generally breaking on the landward bar and then on the beach face. So, on the first day station S2 was not always situated in the surf zone. This is similar to the result established by SÉNÉCHAL *et al.* (2001c) on the same data set but concerning the high frequency energy. They showed that wave breaking did not affect (or at least not significantly) energy transfer to higher frequencies. Figure 3 also implies

that the low frequency significant wave heights at station S1 and station S2 remained relatively constant in the surf zone. Indeed, during rising and falling tide, two breakpoints were present and so station S2 was always well in the surf zone. This is consistent with a previous result established in the same study area with weak irregular waves present (significant wave heights were less than 1.2 m and wave periods were around 8 s) and sensors deployed outside the influence of the ridge and runnel system (SÉNÉCHAL *et al.*, 2001a). This is also consistent with the work of RUESSINK (1998) whose entire measurements transect, deployed on a double barred beach, experienced surf zone conditions (wave heights about 2-3 m).

Low frequency energy structure

Figure 4a shows the mean water depth evolution, while Figure 4b and Figure 4c respectively show the evolution of the two most energetic low frequency components relative to the total low frequency energy at stations S1 and S2: the 0.01-0.02 Hz component (triangle), the 0.02-0.035 Hz component (star) and the far infragravity component (diamond). It can be seen from Figure 4b that at station S1 at least 70 % of the low frequency band energy is contained in the 0.01-0.02 Hz and in the 0.02- 0.035 Hz frequency bands; this proportion remains roughly constant during all

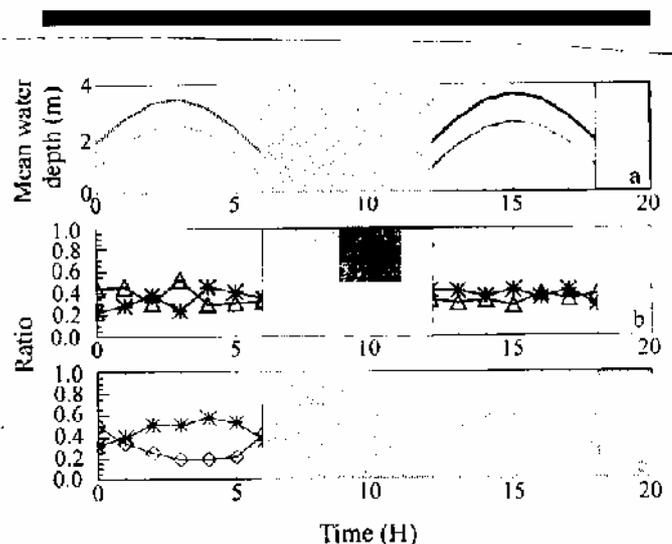


Figure 4. (a) Mean water depth, computed over one hour, versus time (in black: S1 and in grey: S2). (b) Ratio of selected frequency band energy to total infragravity energy versus time at station S1: 0.01-0.02 Hz frequency band (triangle) 0.02-0.035 Hz frequency band (asterisk). (c) Ratio of selected frequency band energy to total infragravity energy versus time at station S2: 0.001-0.01 Hz frequency band (diamond) 0.02-0.035 Hz frequency band (asterisk).

stages of the tide. In contrast Figure 4c shows the mean water depth dependence of the low frequency energy structure at station S2: the far infragravity (0.001-0.01 Hz) relative energy component increases when the mean water depth decreases and conversely the 0.02-0.035 Hz relative energy increases when the mean water depth increases. At station S2, at least 80 % of the low frequency band energy is contained in the far infragravity band and in the 0.02-0.035 Hz component but their proportions are not the same during the tide. So, even though the total low frequency energy appears to be independent of the local water depth at stations S1 and station S2 (Figure 3), the low frequency energy structure at station S2 is dependent on the local water depth (Figure 4c). In contrast at the seaward station S1 the low frequency energy structure is clearly independent of the local mean water depth as illustrated by Figure 4b.

The energy associated with the far infragravity band can be observed at station S2 in the time domain records as illustrated in Figure 5. This figure shows the sea surface elevation as measured at station S1 (Figure 5a) and at station S2 (Figure 5b) when the two stations are almost in the same mean water depth. The black line is the smoothed time domain record, with a smoothing window of 65 seconds (about 5 primary wave periods). We observe in Figure 5b a strong low frequency modulation of the mean sea surface elevation, which seems to be developed when the mean water depth decreases whereas at station S1 (Figure 5a), this long motion is much lower (in contrast the modulation associated with the wave groups are more marked).

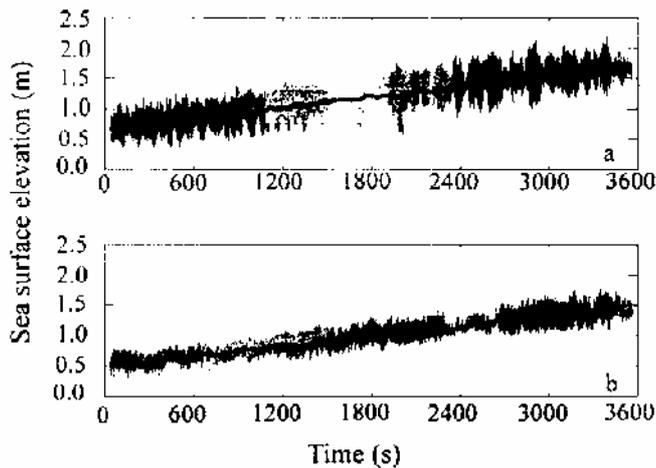


Figure 5. Sea surface elevation time series as measured at (a) station S1 and (b) station S2. The black solid line represents the smoothed time series using a smoothing window of 65 s (about 5 primary wave periods).

Figures 4 and 5 show that the far infragravity energy is locally generated or at least amplified, probably due to the influence of bathymetry, and also that this far infragravity energy is associated with a decrease in water depth. In contrast the 0.02-0.035 Hz subharmonic component does not appear to be directly linked to the bathymetry.

Coherence and phase

Figures 6 and 7 show the evolution of the coherence (b) and the phase (c) between the sea surface elevation time series and the cross-shore velocities in the far infragravity frequency band (Figure 6) and in the 0.02-0.035 Hz frequency band (Figure 7) at station S1 (black asterisk) and at station S2 (grey asterisk). Each asterisk represents the mean coherence/phase in the selected frequency band and the vertical bars represent the standard deviation associated with this mean value. In other words, this vertical bar represents the variability of the coherence/phase across the frequency band.

For the far infragravity band the coherence between the cross-shore velocity and the sea surface elevation time series increases between station S1 and station S2 from 0.3-0.4 to 0.7-0.8 (Figure 6b) and the standard deviation is relatively small, suggesting that the two time series are highly correlated across the far infragravity band at station

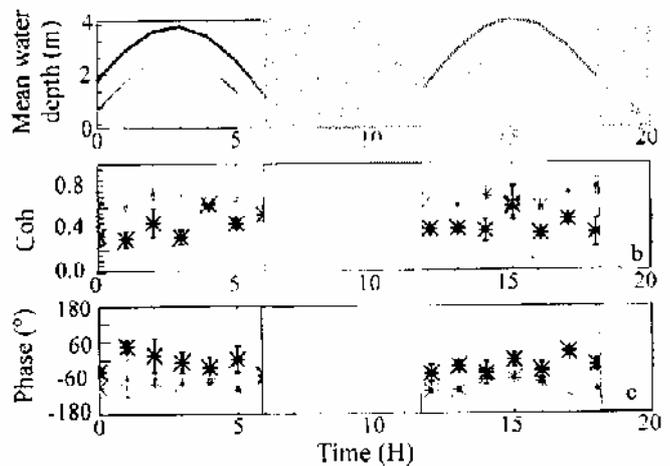


Figure 6. (a) Mean water depth, computed over one hour, versus time (in black: S1 and in grey: S2). (b) Mean coherence computed over the far infragravity band ($f < 0.01$ Hz) at station S1 (black asterisk) and station S2 (grey asterisk) versus time. The vertical error bar denotes the standard deviation. (c) Mean phase computed over the far infragravity band ($f < 0.01$ Hz) at station S1 (black asterisk) and station S2 (grey asterisk) versus time. The vertical error bar denotes the standard deviation.

S2. Furthermore, at station S2, the coherence is less variable in time than is the coherence at station S1. This underlines the local behavior of the far infragravity band, which appears to be related to the influence of bathymetry. The phase between the cross-shore velocity and the sea surface time series is nearly -90° at sensor S2 (Figure 6c), during all the experiments and again the standard deviation associated with this value is relatively low. This value of -90° is typical of the standing wave motions.

Figure 7b deals with the 0.02-0.035 Hz frequency band. We can see that the coherence between the cross-shore velocity and the sea surface elevation time series increases between station S1 and station S2 from 0.5-0.6 to 0.7-0.8 and that the standard deviation is relatively weak, suggesting that the sea surface elevation and the cross-shore velocity time series are highly correlated across the 0.02-0.035 Hz band at both stations S1 and S2. The phase between the cross-shore velocity and the sea surface time series is close to 0° at both stations during all the experiments and again the standard deviation associated with this value is relatively low (Figure 7c). This value of 0° suggests that the energy contained in this frequency band is a wave propagating motion.

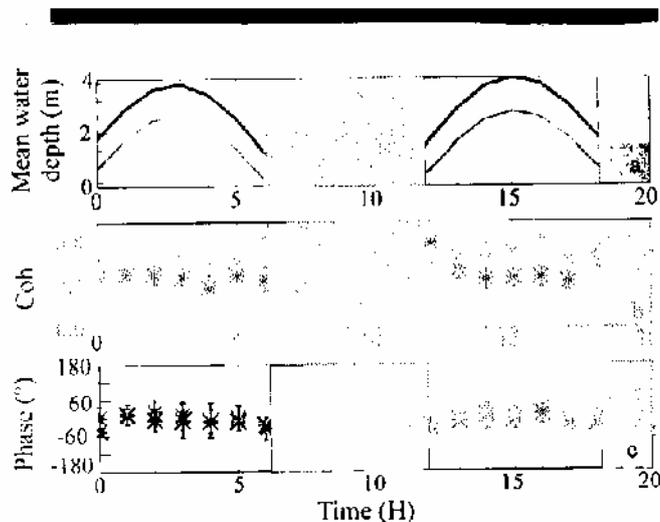


Figure 7. (a) Mean water depth, computed over one hour, versus time (in black: S1 and in grey: S2). (b) Mean coherence computed over the 0.02-0.035 Hz frequency band at station S1 (black asterisk) and station S2 (grey asterisk) versus time. The vertical error bar denotes the standard deviation. (c) Mean phase computed over the 0.02-0.035 Hz frequency band at station S1 (black asterisk) and station S2 (grey asterisk) versus time. The vertical error bar denotes the standard deviation.

DISCUSSION

The 0.02-0.035 Hz band

The 0.02-0.035 Hz band is significant at station S1 but also at station S2 and represents one of the greatest contributions to the total low frequency band energy (Figure 4). The coherence between the sea surface elevation and the cross-shore velocity time series is high at all stages of the tide. Furthermore the two time series are in phase in this frequency band. The 0.02-0.035 Hz band is here certainly associated with the difference interactions between the two primary frequencies observed in the spectra (Figure 2): the first one centred around 0.06 Hz and the second one centred around 0.09 Hz.

Indeed, SÉNÉCHAL *et al.* (2001b, 2001c), using higher order spectral analysis (the bispectrum) have shown that nonlinear sum triad interactions were very important in this data set, leading to significant energy transfer to the higher frequency components. This high frequency energy, at first bound to the primary waves, was then partially released landward of the ridge and runnel system in both breaking and non breaking conditions. Nevertheless, all the energy is not necessarily transferred to higher frequency components and a proportion can also be transferred to lower frequencies through difference interactions. RUESSINK (1998), using a bispectral technique on recordings of near-bottom pressure obtained at three positions on a gently sloping multiple-bar system showed that forced waves are the main source of free infragravity motions. He also noted that free infragravity energy might also be generated in the absence of breaking waves.

Nevertheless, at this stage it is not possible to determine if these waves are free onshore propagating waves, leaky or edge modes (indeed, at these frequencies, wave reflection at the shoreline can become relatively important). A field experiment conducted on the same beach on October 2001 should allow us, using wavenumber-frequency spectra as proposed in HOLLAND and HOLMAN (1999), to clearly identify the various wave types.

The far infragravity band

Low frequency energy in the surf zone has been measured at many experiment sites, and oscillations in the longshore current have been recognised as an important form of infragravity motion. These longshore current oscillations have since become known as "shear waves", and co-exist with edge, leaky and standing waves in the infragravity band. Furthermore, OLTMAN-SHAY *et al.* (1989) suggested that shear waves dominate oscillations in velocity in the region of the far infragravity band.

During all the experiments longshore current velocities were relatively low: at station S1, the mean longshore current was around 0.1 m/s during the entire field

experiment and at station S2, situated in the runnel, it was around 0.25 m/s. Figure 8 represents (a) the mean water depth evolution (b) the total velocity variance (0.001-0.4 Hz) and (c) the far infragravity velocity variance (0.001-0.01 Hz) at station S1 (black symbol) and station S2 (grey symbol). First, like for the low frequency wave height (Figure 3), we observe a slight increase of total longshore velocity variance between the two tides, which can be linked to the increase in the significant wave height. Second, Figure 8b clearly illustrates the depth dependence of the total longshore velocity variance at station S2 and on the other hand its low depth dependence at station S1. Figure 8c shows the strong depth dependence of the far infragravity band to the total longshore velocity variance at station S2 whereas at station S1 this depth dependence is noticeable only when the sensor is in very shallow water. The evolution of the far infragravity contribution to the total longshore velocity variance is similar to the evolution of the far infragravity band in the sea surface time series. One can think that the far infragravity component at station S2 is associated with shear waves and that the presence of the runnel stresses these waves. Nevertheless the strong coherence between elevation and cross-shore velocity at station S2 (Figure 6b) and the phase of -90° also suggest the presence of a standing wave motion during all tidal stages. The reasons for this are not well understood.

CONCLUSIONS

A field experiment conducted on a double-barred beach on the southern part of the French Atlantic coastline allowed us to investigate the frequency structure of the infragravity wave variance. Conditions were typical of low energy (significant wave height less than 1.0 m in about 3.7 m water depth), narrowband and long swell (peak period around 11-14 s). Nonlinear triad interactions were strong, leading to significant energy transfer to higher harmonics.

Figure 3 shows that the low frequency significant wave heights at stations S1 and S2 remain relatively constant during all tidal stages, implying in particular that the total energy at low frequencies is not affected by breaking. On the other hand, it is clear from Figure 4 that the frequency structure of the infragravity band is different at stations S1 and S2: the two most energetic frequency bands at station S1 are the 0.01-0.02 Hz component and the 0.02-0.035 Hz component whereas at station S2, the two most energetic bands are the far infragravity component (< 0.01 Hz) and the 0.02-0.035 Hz component. Furthermore, Figure 4 shows that the frequency repartition at station S2 is dependent on the mean water depth whereas at station S1 it is not.

Analysis of cross spectra between elevation and cross-shore velocity show high coherence levels in the far infragravity band and in the 0.02-0.035 Hz band (Figures 6b and 7b). The phase in component 0.02-0.035 Hz is close to 0° at stations S1 and S2 whereas the phase in the far infragravity band at station S2 is close to -90° .

Thus, since the 0.02-0.035 Hz band is significant at station S1 but also at station S2 and represents one of the greatest contributions to the total low frequency band energy (Figure 4), it has been linked to the difference nonlinear triad interaction between the two primary incident wave peaks (Figure 2). Nevertheless at this stage it is not possible to determine if these waves are free onshore propagating waves, leaky or edge modes (indeed, at these frequencies, wave reflection at the shoreline can become relatively important).

Concerning the far infragravity band, which is significant only at station S2, shear waves could probably explain their increased significance in very shallow water depths (see Figure 8b); the presence of the runnel (S2 is situated in the runnel) probably amplifies these waves. Nevertheless the strong coherence between elevation and cross-shore velocity at station S2 (Figure 6b) and the phase of -90° also suggest the presence of a standing wave motion during all tidal stages. The reasons for this are not well understood.

Acknowledgments

This study was performed within the framework of the Programme National d'Environnements Côtiers, project "Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière", sponsored

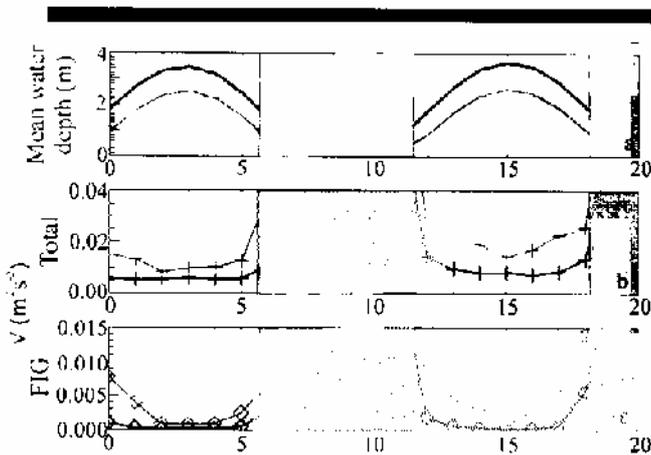


Figure 8. (a) Mean water depth, computed over one hour, versus time. (b) Total longshore velocity variance versus time at station S1 (black cross) and station S2 (grey cross). (c) Far infragravity longshore velocity variance versus time at station S1 (black diamond) and station S2 (grey diamond).

by CNRS/INSU. Partial support was also received from the European community under MAST contract N°. MAS3-CT-0106. We would like to thank Mr. A. de Resseguier, Mr. G. Oggian and Mr. R. Butel for their contributions

LITERATURE CITED

- ELGAR, S. and GUZA, R.T., 1985. Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 161, 425-448.
- ELGAR, S.; HERBERS, T.H.C.; OKIHIRO, M.; OLTMAN-SHAY, J., and GUZA, R.T., 1992. Observations of infragravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 97, 15,573-15,577.
- ELGAR, S.; GUZA, R.T.; RAUBENHEIMER, B.; HERBERS, T.H.C., and GALLAGHER, E.L., 1997. Spectral evolution of shoaling and breaking waves on a barred beach. *Journal of Geophysical Research*, 102 (C7), 15,797-15,805.
- HOLLAND, K.T. and HOLMAN, R.A., 1999. Wavenumber-frequency structure of infragravity swash motions. *Journal of Geophysical Research*, 104 (C6), 13,479-13,488.
- HORRIKAWA, K., 1988. *Nearshore Dynamics and Coastal Processes*. Part V Chapter 2, 386-406.
- HUNTLEY, D.A.; DAVIDSON, M.; RUSSELL, P., FOOTE, Y., and HARDISTY, J., 1993. Long waves and sediment movement on beaches: recent observations and implications for modelling. *Journal of Coastal Research*, 15, 215-229.
- LIN, P. and LIU, P.L.-F., 1998. A numerical study of breaking wave in the surf zone. *Journal of Fluid Mechanics*, 359, 239-264.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. and STEWARD, R.W., 1962. Radiation stress and mass transport in surface gravity waves with application to "surf beats". *Journal of Fluid Mechanics*, 13, 481-504.
- LORIN, J. and VIGUIER, J., 1987. Hydrosedimentary conditions and present evolution of Aquitaine Coast. *Bull. Inst. Geol. Bassin Aquitaine* 41.
- MASSELINK, G. and SHORT, A.D., 1993. The effect of tide range on beach morphodynamics: a conceptual model. *Journal of Coastal Research*, 9, 785-800.
- MUNK, W.H., 1949. Surf beat. *EOS, Trans. AGU*, 30, 849-854.
- NORHEIM, C.A.; HERBERS, T.H., and ELGAR, S., 1997. Nonlinear evolution of surface wave spectra on a beach. *Journal of Physical Oceanography*, 28, 1534-1551.
- O'HARA, T.J. and HUNTLEY, D.A., 1994. Bar formation due to wave groups and associated long waves. *Marine Geology*, 116, 313-325.
- OLTMAN-SHAY, J.; HOWD, P.A., and BIRKEMEIER, W.A., 1989. Shear instabilities of the mean longshore current. 2. Field observations. *Journal of Geophysical Research*, 94, 18,031-18,042.
- RUESSINK, B.G., 1998. Bound and free infragravity waves in the nearshore zone under breaking and nonbreaking conditions. *Journal of Geophysical Research*, 103 (C6), 12,795-12,805.
- SENECHAL, N.; DUPUIS, H.; BONNETON, P.; HOWA, H., and PEDREROS, R., 2001a. Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the French Atlantic coastline. *Oceanologica Acta*, 24 (6), 545-556.
- SENECHAL, N.; BONNETON, P., and DUPUIS, H., 2001b. Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face. *Coastal Engineering* (in review).
- SENECHAL, N.; BONNETON, P., and DUPUIS, H., 2001c. Generation of secondary waves due to wave propagation over a bar: a field investigation. *Proceedings of WAVES'01* (San Francisco, USA, ASCE).

V.4 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre nous avons pu montrer qu'il est nécessaire de prendre en compte les ondes basses fréquences si l'on souhaite réaliser un bilan énergétique de l'ensemble de la zone d'étude compte tenu que l'énergie contenue dans celles-ci peut devenir plus importante que celle contenue dans la bande fréquentielle des vagues.

Nous avons pu montrer sur un cas in situ que l'énergie globale contenue dans les basses fréquences pouvait rester constante au cours d'un cycle complet de marée haute. Ceci semble indiquer que l'énergie contenue dans les basses fréquences n'est pas contrôlée par la profondeur d'eau (contrairement à celle contenue dans les hautes fréquences) mais également que la largeur relative de la zone de surf n'est pas non plus un paramètre déterminant. Le déferlement bathymétrique des vagues ne serait pas le principal processus qui régit l'énergie des basses fréquences en zone de surf.

D'autre part, l'analyse de la répartition fréquentielle de l'énergie des basses fréquences le long de la ligne « cross-shore » révèle qu'il y a un contrôle par la topographie de la zone et parfois par la profondeur. Grâce à l'étude du spectre de cohérence entre l'élévation et la vitesse, nous avons pu mettre en évidence deux ondes : une onde propagative caractérisée par une phase nulle entre l'élévation et la vitesse et une onde stationnaire caractérisée par une phase de $\pi/2$.

L'approche « cross-shore » ne nous permet pas de déterminer si l'onde propagative est une « onde libre » ou une « onde piégée ». L'origine de l'onde stationnaire n'est à ce jour par encore déterminée. On peut toutefois noter que Bonneton *et al.* [2004] observe des oscillations basses fréquences avec les mêmes caractéristiques que celles de l'onde stationnaire mis en évidence dans ce jeu de données, dans les résultats donnés par leur modèle numérique à différents moments du cycle de marée. Le modèle a été validé pour l'énergie contenue dans les hautes fréquences avec les données de la campagne Octobre 2001. Des études sont en cours pour vérifier la pertinence d'un point de vue physique de ces oscillations basses fréquences.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le principal objectif de cette thèse était d'analyser l'évolution de l'énergie associée aux vagues le long d'un axe « cross-shore » en zone de surf aussi bien d'un point de vue global (en travaillant sur des grandeurs intégrées) que du point de vue de la répartition fréquentielle.

L'approche intégrée avait pour but d'établir une paramétrisation de l'évolution de l'énergie dans la zone de surf alors que l'approche fréquentielle devait permettre d'identifier des processus susceptibles de modifier les paramètres intervenant dans cette paramétrisation.

La démarche adoptée dans cette thèse a été une démarche principalement expérimentale qui s'est appuyée sur des jeux de données in situ existants ou acquis au cours de ce travail. L'acquisition de nouveaux jeux de données a été précédée d'une analyse dimensionnelle des paramètres susceptibles d'agir sur la dissipation de l'énergie des vagues en zone de surf :

De l'analyse dimensionnelle, nous avons pu définir cinq paramètres :

- la cambrure au large : $\frac{H_0}{L_0}$ (où la longueur d'onde au large L_0 peut être définie à partir de la période T d'après la relation de dispersion $L_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$),
- le rapport au point de déferlement (ou au début de la zone de surf interne) : $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$
(ce rapport renvoie également au caractère non linéaire du train de vagues (équation I.1)),
- le paramètre de dispersion du train de vagues : $\mu = \frac{d}{L_0}$,
- la distance de la zone de surf adimensionnée par la longueur d'onde au large : $\frac{\Delta x}{L_0}$, que nous appellerons largeur relative de la zone de surf,
- et la pente de la plage : β .

Dans un premier temps, nous nous sommes placés dans le cas d'une période se conservant le long de notre ligne « cross-shore ». En se basant sur des tendances données par des modèles paramétriques puis en analysant l'influence des paramètres à partir de nos jeux de données in situ, nous avons pu déterminer les nombres sans dimensions qui contrôlent l'évolution de l'énergie des vagues en zone de surf :

- Le paramètre de dispersion du train de vagues $\mu = \frac{d}{L_0}$,
- la pente de la plage lorsque le profil est linéaire et la largeur relative de la zone de surf lorsque le profil présente un système de barre,

En revanche la cambrure au large : $\frac{H_0}{L_0}$, ne semble pas être un paramètre déterminant.

Quant au rapport au début de la zone de surf interne : $\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}$, il variait très peu pour l'ensemble de nos expériences.

Ces résultats nous ont conduits à tester, pour nos jeux de données acquis sur des plages « linéaires », la paramétrisation $\gamma = a \frac{\beta}{kd} + b$ proposée par Raubenheimer *et al.* [1996] où γ est le rapport entre la hauteur significative et la profondeur d'eau locale, β est la pente de plage, k le nombre d'onde associée à la fréquence centroïdale établie localement et d la profondeur d'eau locale. Il en ressort que nos jeux de données suivent également cette relation mais avec des paramètres (pente et ordonnée à l'origine) différents de ceux établis par Raubenheimer *et al.* [1996]. Cet écart trouve son origine dans deux raisons : une première raison purement technique concernant la méthode utilisée pour calculer la fréquence centroïdale et une autre raison, bien plus fondamentale concernant le choix de la fréquence caractéristique. Des études en cours visent à déterminer si la fréquence centroïdale est réellement représentative des fronts d'ondes déferlants, notamment en la comparant à des fréquences déterminées à partir d'une méthode temporelle.

Concernant les plages à barres, nous ne disposons pas à l'heure actuelle de paramétrisation. Nous avons toutefois pu montrer que la largeur relative de la zone de surf était un paramètre clef. Or, concernant les expérimentations in situ, ce paramètre n'est pas

encore à l'heure actuelle déterminé avec suffisamment de précision (erreur absolue de 20 m à 100 m selon le déploiement des capteurs pour nos jeux de données). Le développement des traitements des images vidéo devrait nous permettre prochainement d'accéder avec beaucoup plus de précision à ce paramètre. Concernant les études en laboratoire, elles ont porté sur la génération d'harmoniques qui engendre une modification très significative de la période caractéristique, cas que nous avons traité séparément à partir de données in situ.

Dans un futur proche, l'idée est d'intégrer ces paramétrisations dans les modèles de forçage des courants induits par le déferlement des vagues pour prévoir la circulation en zone de surf et à plus long terme les modifications morphologiques induites. A plus long terme, on pourrait utiliser ces modèles en les initialisant avec les différentes classes d'état de mer déterminées à partir d'une étude de la climatologie du site d'étude et ainsi construire un modèle long terme d'évolution du trait de côte.

L'autre aspect de cette thèse a été d'analyser l'influence de la morphologie sur le spectre d'énergie des vagues. C'est le deuxième cas qui a été traité dans cette thèse : la période ne se conserve pas le long d'une ligne « cross-shore ». Ceci nous a conduit à étudier deux phénomènes: le phénomène d'appariement de fronts d'ondes et le phénomène de génération puis de libération d'harmoniques lorsqu'un train d'ondes se propage au-dessus d'un système de barre intertidale.

Le phénomène d'appariements de fronts engendre une augmentation de la période caractéristique des vagues sur quelques longueurs d'ondes (facteur 1.4 observé sur la période $T_{1/3}$). Ce phénomène est lié au fait qu'en « eau peu profonde », la vitesse de phase ne dépend pas uniquement de la profondeur d'eau mais également de l'amplitude des fronts : les fronts les plus grands auront tendance à se propager plus rapidement que les fronts les plus petits. Nous n'avons toutefois pas pu à l'heure actuelle déterminer expérimentalement l'impact de ce processus sur la dissipation d'énergie liée au déferlement, compte tenu qu'il n'est réellement significatif que sur le dernier capteur de notre ligne de capteurs, situé en haut de plage. Cette étude a également soulevé le problème quant à la détermination, même temporelle, de la période caractéristique. En effet dans cet exemple, la période moyenne T_{moy} et la période $T_{1/3}$ (généralement utilisées pour caractériser un champ de vagues) n'évoluent pas de la même façon le long du profil.

Le phénomène de génération d'harmoniques engendre quant à lui une diminution de la période caractéristique des vagues sur quelques longueurs d'ondes. Dans nos jeux de données, la diminution observée est d'un facteur 2 [Sénéchal *et al.*, 2002a] mais elle peut atteindre

jusqu'à 4 [Masselink, 1998]. Ce phénomène est dû au processus d'interactions non linéaires entre triplets de fréquences 'somme'. En zone littorale, deux ondes libres dites « primaires » peuvent interagir et forcer le mouvement d'une troisième composante dite « secondaire » dont la phase et le nombre d'onde sont liés à ceux des ondes « primaires ». D'importants transferts peuvent alors avoir lieu des ondes « primaires » vers l'onde « secondaire ». En présence d'un obstacle sous marin (barre sous-marine par exemple), l'onde « secondaire » liée peut être libérée et puis se propager librement. Ce phénomène de génération puis de libération a pu être observé dans nos jeux de données à partir d'une analyse bispectrale. D'un point de vue temporel, cela se traduit par un dédoublement des fronts d'ondes. Nous avons également pu observer que ce dédoublement engendrait un retard dans le processus de dissipation d'énergie.

A l'heure actuelle nous ne disposons cependant pas encore de suffisamment d'informations sur les conditions qui permettent la libération des ondes « secondaires » et la formation d'un pic secondaire. Il serait intéressant de valider le modèle numérique Boussinesq temporel actuellement développé dans le cadre du programme PATOM en collaboration avec le LEGI et Le MAB avec notre jeu de données puis de faire varier les paramètres susceptibles d'agir dans ce processus de libération, paramètres hydrodynamiques mais également morphologiques. En particulier il serait intéressant d'évaluer la sensibilité avec le rapport entre une longueur caractéristique de la zone où les transferts d'énergie vers l'onde « secondaire » sont significatifs et la longueur d'onde associée à l'écart à la résonance. En effet, Ohyama et Nadaoka [1994] en étudiant la propagation d'une onde au dessus d'un obstacle rectangulaire, ont observé que l'amplitude de la première harmonique transmise était maximale lorsque la longueur du rectangle était deux fois plus courte que celle de la longueur d'onde associée à l'écart à la résonance.

La compréhension de ces processus physiques pourraient permettre d'améliorer les algorithmes d'inversion utilisés dans l'étude des barres sous marines avec les systèmes vidéo (type Argus).

L'autre point qui a été abordé de façon beaucoup plus succincte concerne la bande fréquentielle des ondes longues, c'est-à-dire les ondes ayant des périodes plus grandes que celles des vagues. L'énergie contenue dans cette bande fréquentielle peut en effet devenir plus importante en zone de surf que celle contenue dans les vagues. Il est donc nécessaire de les prendre en compte si l'on souhaite établir un bilan énergétique de la zone. Cette bande est

également intéressante car on peut y retrouver une partie de l'énergie initialement contenue dans les vagues, notamment suite à des transferts entre composantes lors d'interactions entre triplets de fréquences 'différences'. Nous avons pu montrer sur un exemple in situ que l'énergie contenue dans cette bande restait constante au cours d'un cycle complet de marée haute, indépendamment de la zone de déferlement et du niveau d'eau. La topographie locale semble être un paramètre déterminant dans le contrôle de la répartition fréquentielle de l'énergie. En particulier, le modèle de Bonneton *et al.* [2004] pourra peut-être nous aider à clarifier la présence de l'onde stationnaire mis en évidence dans notre jeu de données.

Enfin une approche « longshore » paraît nécessaire compte tenu que les structures morphologiques rencontrées sur notre site d'étude se développent plus particulièrement parallèlement à nos côtes et que d'après des études antérieures menées sur des sites semblables au notre, les ondes longues joueraient un rôle essentiel dans la mise en place de structures morphologiques. Le déploiement de plusieurs lignes de capteurs mais également l'apport de la vidéo devrait nous permettre dans un futur proche de développer des méthodes d'analyse pour étudier ces phénomènes selon la composante « longshore ».

Enfin, cette thèse a permis de mettre en évidence qu'il est difficile en zone de surf et tout particulièrement en milieu naturel d'isoler des phénomènes superposés et qui peuvent interagir les uns avec les autres. Toutefois cette approche reste nécessaire si l'on souhaite, dans des modèles à plus grande échelle, simplifier le problème tout en leur conservant leur pertinence d'un point de vue de la physique.

BIBLIOGRAPHIE

- ABADIE, S.** 2001. Numerical simulation of the flow generated by a plunging breaker. Proc. *Coastal Dynamics '01*, Lund-Sweden, 202-211.
- ARMSTRONG, J.A., BLOEMBERG, N., DUCUING, J. ET PERSHAN, P.S.** 1962. Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev. B*, 127:1918-1939.
- BALDOCK, T.E. ET SIMMONDS, D.J.** 1999. Separation of incident and reflected waves over sloping bathymetry. *Coastal Engineering*, 38:167-176.
- BAQUERIZO, A., LOSADA, M.A. ET SMITH, J.M.** 1998. Wave reflection from beaches: a predictive model. *J. Coastal Research*, Vol. 14, No. 1::91-298.
- BATTJES, J.A.** 1974. *Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves*. Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Delft University of Technology, 74-2, 241pp.
- BATTJES, J.A.** 1975. Modelling of turbulence in the surf zone. Proc. Symp. Modelling Techniques, San Francisco-USA, 1050-1061.
- BATTJES, J.A. ET JANSSEN, J.P.F.M.** 1978. Energy loss and set-up due to breaking in random waves. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 16th, 569-587.
- BECQ, F.** 1998. *Extension de la modélisation spectrale des états de mer vers le domaine côtier*. Thèse de l'Université de Toulon et du Var-France, 244pp.
- BEJI, S. ET BATTJES, J.A.** 1993. Experimental investigation of wave propagation over a bar. *Coastal Engineering*, 19:151-162.
- BEJI, S. ET BATTJES, J.A.** 1994. Numerical simulation of nonlinear waves propagation over a bar. *Coastal Engineering*, 23:1-16.
- BONNETON, P.** 2001. A note on wave propagation in the inner surf zone. *C.R. Acad. Sci., Paris* 329 (S II b):27-33.
- BONNETON, P., VINCENT, S., DUPUIS, H. ET PEDREROS, R.** 1999. Modelling of wave transformation across the inner surf zone and swash oscillations on beaches. *Proc. 4th Int. Conf. Computer Modelling of Seas and Coastal Regions*:77-86.
- BONNETON, P., MARIEU, V., DUPUIS, H. ET SÉNÉCHAL, N.** 2004. Wave transformation and energy dissipation in the surf zone : comparison between a non-linear model and field data. Soumis à *J. Coastal Research*.
- BOOIJ, N., RIS, R.C. ET HOLTHUIJSEN, L.H.** 1999. A third-generation wave model for coastal regions, Part I, Model description and validation. *J Geophysical Research*, 104(C4) : 7649-7666.
-

-
- BOUSSINESQ, M.J.** 1872. Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond. *J. Mathématiques Pures et Appliquées, deuxième série*, 17 :55-108.
- BOWEN, A.J.** 1969. The generation of longshore currents on a plane beach. *J. Marine Research*, Vol. 27, No. 1:206-215.
- BOWEN, A.J. ET HOLMAN, R.A.** 1989. Shear instabilities of the mean longshore current, 1, Theory. *J. Geophysical research*, 94:18023-18030.
- BRYAN, K.R., HOWD, P.A. ET BOWEN, A.J.** 1998. Field observations of bar-trapped edge waves. *J. Geophysical Research*, 103(C1):1285-1305.
- BUTEL, R., DUPUIS, H. ET BONNETON, P.** 2002. Spatial variability of wave conditions on the French Atlantic Coast using In-Situ data. *J. Coastal Research*, SI 36: 96-108.
- CASTELLE, B., SAINT-CAST, F. ET BONNETON, P.** 2003. Modelling of wave induced current and sediment transport in a rip current channel. *Proc. RCEM*, Barcelone-Spain.
- CHURCH, J.C. ET THORNTON, E.B.** 1993. Effects of Breaking Wave Induced Turbulence within a longshore Current Model,. *Coastal Engineering*, 20: 1-28.
- DALLY, W.R., DEAN, R.G. ET DALRYMPLE, R.A.** 1985. Wave height variation across beaches of arbitrary profile. *J. Geophysical Research*, Vol. 90, No. C6:11917-11927.
- DEIGAARD, R.** 1989. *Mathematical modelling of waves in the surf zone*. Progress Report No. 69, Inst. of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, 112 (1): 115-128.
- DEIGAARD, R., FREDOSE, J. ET HEDEGAARD, I.B.** 1986. Mathematical model for littoral drift. *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 112, No. 3: 351-369.
- DEIGAARD, R., JUSTESEN, P. ET FREDSOE, J.** 1991. Modelling of undertow by a one-equation turbulence model. *Coastal Engineering*, 15:431-458.
- DELORME, J.B.** 2003. *Etude de l'énergie liée à la turbulence en zone de surf*. Rapport de stage de maîtrise, Université de Bordeaux I : 49p.
- DESMAZES, F., MICHEL, D. ET HOWA, H.** 2001. Etude morphologique et hydrosédimentaire du domaine pré-littoral aquitain. *Proc. Congrès Français de Sédimentologie, 8^{ème}*, Publication ASF, No. 36, Paris, 95-96.
- DINGEMANS, M.W.** 1997. *Water wave propagation over uneven bottoms. Part II-Non linear wave propagation*. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 13, 471pp.
- DIVOKY, D., LE MEHAUTE, B. ET LIN, A.** 1970. Breaking waves on gentle slopes. *J. Geophysical Research*, 75:1681-1692.
- DODD, N., OLTMAN-SHAY, J. ET THORNTON, E.B.** 1992. Shear instabilities in the longshore current: A comparison of observation and theory, *J. Physical Oceanography*, 22: 62-82.
-

-
- ELDEBERKY, Y.** 1996. *Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone.* Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Delft University of Technology, 200pp.
- ELGAR, S., Guza, R.T.** 1985. Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves. *J. Fluid Mechanics*, 161:425-448.
- ELGAR, S., GUZA, R.T. ET FREILICH, M.H.** 1993. Observations of nonlinear interactions in directionally spread shoaling surface gravity waves. *J. Geophysical Research*, 98 (C11):20299-20305.
- ELGAR, S., HERBERS, T.H.C. ET GUZA, R.T.** 1994. Reflection of ocean surface gravity waves from a natural beach. *J. Physical Oceanography*, Vol. 24:1503-1511.
- ELGAR, S., GUZA, R.T., RAUBENHEIMER, B., HERBERS, T.H.C. ET GALLAGHER, E.L.** 1997. Spectral evolution of shoaling and breaking wave son a barred beach. *J. Geophysical Research*, 102 (C7):15797-15805.
- ELGAR, S., RAUBENHEIMER, B. ET GUZA, R.T.** 2001. Current meter performance in the surf zone. *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 18:1735-1746.
- FARIA, A.F.G., THORNTON, E.B., STANTON, T.P., SOARES, C.M.C.V. ET LIPPMANN, T.** 1998. Vertical profiles of longshore currents and related bed shear stress bottom roughness. *J. Geophysical Research*, 105(C7): 3217-3232.
- FARIA, A.F.G., THORNTON, E.B., LIPPMANN, T ET STANTON, T.P.,** 2000. Undertow over a barred beach. *J. Geophysical Research*, 103(C2): 16999-17010.
- FREDSOE, J. ET DEIGAARD, R.,** 1992. *Mechanics of coastal sediment transport.* Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 3, 369pp.
- FREILICH, M.H. ET GUZA, R.T.** 1984. Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves. *Philos. Trans. R. Soc. London, A* 311:1-41.
- GALVIN, C.J.** 1968. Breaker type classification on three laboratory beaches. *J. Geophysical Research*, Vol. 73, No. 12:3651-3659.
- GEORGE, R., FLICK, R.E. ET GUZA, R.T.** 1994. Observations of turbulence in the surf zone. *J. Geophysical Research*, 99(C1): 801-810.
- GUILLAUME, A.** 1987. VAG modèle de prévision de l'état de la mer en eau profonde. *Note de travail de l'EERM*, No. 178, Direction de la Météorologie, 128pp.
- HAMM, L., MADSEN, P.A. ET PEREGRINE, H.** 1993. Wave transformation in the nearshore zone : a review. *Coastal Engineering*, Vol.21: 5-39.
- HASSELMANN, K.** 1962. On the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum I. *J. Fluid Mechanic*, Vol. 12:481-500.
-

-
- HERBERS, T.H.C., ELGAR, S. ET GUZA, R.T.** 1995. Generation and propagation of infragravity waves. *J. Geophysical Research*, 100(C12): 24863-24872.
- HOLLAND, K.T. ET HOLMAN, R.A.** 1996. Field observations of beach cusps and swash motions. *Marine Geology*, 134: 77-93.
- HOLLAND, K.T. ET HOLMAN, R.A.** 1999. Wavenumber-frequency structure of infragravity swas motions. *J. Geophysical Research*, 104(C6): 13479-13488.
- HORRIKAWA, K. ET KUO, C.T.** 1966. A study of wave transformation inside surf zone. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 10th, Vol. 1: 217-233.
- HORRIKAWA, K., Kubota, S. et al.** 1988. Nearshore Dynamics and coastal processes, Part V, (ed. Horrikawa):386-406.
- HOWD, P. A., OLTMAN-SHAY, J. ET HOLMAN, R. A.** 1991. Wave variance partitioning in the trough of a barred beach, *J. of Geophysical Research*, 96 (C7): 12781-12795.
- HUNTLEY, D.A., DAVIDSON, M., RUSSELL, P., FOOTE, Y. ET HARDISTY, J.** 1993. Long waves and sediment movement on beaches : recent observations and implications for modelling. *J. Coastal Research*, SI 15:215-229.
- HUNTLEY, D.A., SIMMONDS, D. ET TATAVARTI, R.** 1999. Use of collocated sensors to measure coastal wave reflection. *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 125, No. 1:46-52.
- JOHNSON, J.W., FUCHS, R.A. ET MORISON, J.R.** 1951. The damping action of submerged breakwaters. *Trans. Am. Geophys. Union*, 32 (5):704-718.
- KENNEDY, A.B., CHEN, Q., KIRBY, J.T. ET DALRYMPLE, R.A.** 2000. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup. I:1D. *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 126:39-47.
- KIM, Y.C. ET POWERS, E.J.** 1979. Digital bispectral analysis and its application to nonlinear wave interactions. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS-7 (2):120-131.
- KIRBY, J.T. ET CHEN, Q.** 2002. Examining the low frequency predictions of a Boussinesq wave model. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 28th, 1075-1087.
- KOBAYASHI, N., DESILVA, G.S. ET WATSON, K.D.** 1989. Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes. *J. Geophysical Research*, 94: 951-966.
- KROGSTAD, H.E. ET BARSTOW, S.F.** 1999. Recent advances in wave measurement technology. *Proc. International Offshore and Polar Engineering Conference*, 9th, 19-26.
- LAFON, V.** 2000. *Méthodes de bathymétrie satellitale appliquées à l'environnement côtier : exemple des Passes d'Arcachon*. Thèse de l'Université de Bordeaux I, 272pp.
- LAFON, V., DUPUIS, H., HOWA, H. ET FROIDEFOND, J.M.** 2002. Determining ridge and runnel longshore migration rate using SPOT imagery. *Oceanologica Acta*, Vol.25: 149-158.
-

-
- L.C.H.F.** 1979. *Action de la houle sur les sédiments*. Rapport L.C.H.F. pour le C.N.E.X.O., 47pp.
- LEBLOND, P.H. ET MYSAK, L.A.** 1978. *Waves in the ocean*. Elsevier Publishing company: 602pp.
- LE MEHAUTE, B.** 1962. On the nonsaturated breaker theory and the wave run up. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 8th, 77-92.
- LIN, P. ET LIU, P.L.-F.** 1998. A numerical study of breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mechanics*, 359:239-264.
- LIPPMANN, T.C., HOLMAN, R.A. ET BOWEN, A.J.** 1997. Generation of edge waves in shallow water. *J. Geophysical Research*, 102(C4): 8663-8679.
- LONGO, S., PETTI, M. ET LOSADA, I.J.** 2002. Turbulence in the swash and surf zones: a review. *Coastal Engineering*, Vol.45 : 129-147.
- LONGUET-HIGGINS, M.S.** 1952. On the statistical distribution of the heights of sea waves. *J. Marine Research*, Vol. 11, No.3: 245-266.
- LONGUET-HIGGINS, M.S.** 1970a. Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 1. *J. Geophysical Research*, Vol. 75, No. 33:6778-6789.
- LONGUET-HIGGINS, M.S.** 1970b. Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 2. *J. Geophysical Research*, Vol. 75, No. 33:6790-6801.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. ET STEWART, R.W.,** 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf beats. *J. Fluid Mechanics*, 13:481-504.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. ET STEWART, R.W.,** 1963. A note on wave setup. *J. Marine Research*, Vol. 21, No. 1:4-10.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. ET STEWART, R.W.,** 1964. Radiation stresses in water waves : a physical discussion with applications. *Deep Sea Research*, Vol. 11:529-562.
- LORIN, J. ET VIGUIER, J.** 1987. Hydrosedimentary conditions and present evolution of Aquitaine coast. *Bull. Inst. Bassin Aquitaine*, 41: 95-108.
- MADSEN, P.A. ET SORENSEN, O.R.** 1992. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. part 2: a slowly-varying bathymetry. *Coastal Engineering*, 18:183-205.
- MADSEN, P.A. ET SORENSEN, O.R.** 1993. Bound waves and triad interactions in shallow water. *J. Ocean Engineering*, 20(4): 359-388.
- MADSEN, P.A., SORENSEN, O.R. ET SCHÄFFER, H.A.** 1997. Surf zone dynamic simulated by a Boussinesq type model; Part II: surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves. *Coastal Engineering*, Vol. 32: 289-319.
-

-
- MASE, H. ET KIRBY, J.T.** 1992. Hybrid frequency-domain KdV equation for random wave transformation. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 19th, 474-487.
- MASSELINK, G.** 1998. Field investigation of wave propagation over a bar and the consequent generation of secondary waves. *Coastal Engineering*, 33:1-9.
- MCCOWAN, J.** 1891. On the solitary wave. *Philosophical Magazine*, 5eme Série, Vol. 36 :430-437.
- MEI, C.C. et Ünlüata, Ü.** 1972. Harmonic generation in shallow water waves. *Waves on beaches*. (edited by R.E. Meyer), Academic-New York, 181-202.
- MICHEL, D. ET HOWA, H.** 1999. Short term morphodynamic response of a ridge and runnel system on a mesotidal sandy beach. *J. Coastal Research*, Vol.15, No. 2: 428-437.
- MUNK, W.H.**, 1949. Surf beat. *EOS trans. AGU*, 30, 849-854.
- NADAOKA, K., HINO, M. ET KOYANO, Y.** 1989. Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mechanic*, Vol. 204: 359-387.
- NAIRN, R.B.** 1990. *Prediction of cross-shore sediment transport and beach profile evolution*. Thèse de l'Université de Londres-Grande Bretagne.
- NAKAMURA, M., SHIRAIISHI, H. ET SASAKI, Y.** 1966. Wave decaying due to breaking. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 10th, Vol. 1: 234-253.
- NIELSEN, P.** 1992. *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol.4, 324pp.
- NORHEIM, C.A., HERBERS, T.H. ET ELGAR, S.** 1997. Nonlinear evolution of surface wave spectra on a beach. *J. Physical Oceanography*, Vol. 28: 1534-1551.
- NWOGU, O.G.** 1996. Numerical prediction of breaking waves and currents with a Boussinesq model. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 25th, 4807-4820.
- O'HARA, T.J. ET HUNTLEY, D.A.** 1994. Bar formation due to wave groups and associated long waves. *Marine Geology*, 116: 313-325.
- OHYAMA, T. ET NADAOKA, K.** 1994. Transformation of nonlinear wave-train passing over a submerged shelf without breaking. *Coastal Engineering*, Vol. 24: 1-22.
- OLTMAN-SHAY, J.; HOWD P.A., AND BIRKEMEIER W.A.**, 1989. Shear instabilities of the mean longshore current. 2. Field observations. *J. of Geophysical Research*, 94: 18031-18042.
- PEDREROS, R.** 2000. *Quantification et modélisation du transport éolien au niveau des zones côtières-application au littoral Girondin*. Thèse de l'Université Bordeaux I, 195pp.
- PEREGRINE, D.H.** 1967. Long waves on a beach. *J. Fluid Mech.* 27:815-827.
- PEREGRINE, D.H.** 1971. Equations for water waves and the approximations behind them. *Waves on Beaches and Resulting Sediment Transport* : 95-122 (Editor R.E. Meyer). Proc. Advanced Seminar at Madison, Oct. 1971. Academic Press, 1972.
-

-
- PHILIPPS, O.M.** 1960. On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude, Part 1. The elementary interactions. *J. Fluid Mechanics*, 9(2): 193-217.
- RAUBENHEIMER, B., GUZA, R.T., ELGAR, S. ET KOBAYASHI, N.** 1994. Swash on a gently sloping beach. *J. Geophysical Research*, 100, No. C5: 8751-8760.
- RAUBENHEIMER, B., GUZA, R.T. ET ELGAR, S.** 1996. Wave transformation across the inner surf zone. *J. Geophysical Research*, 101: 25589-25597.
- REY, V., BELROUS, M. ET GUAZZELLI, E.** 1992. Propagation of surface gravity waves over a rectangular submerged bar. *J. Fluid Mech.*, 235:453-479.
- RUSSINK, B.G.** 1998. Bound and free infragravity waves in the nearshore zone under breaking and nonbreaking conditions. *J. Geophysical Research*, 103(C6): 12795-12805.
- SAINT-CAST, F.** 2002. *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*. Thèse de l'Université de Bordeaux I – France.
- SCHÄFFER, H.A., MADSEN, P.A. ET DEIGAARD, R.** 1993. A Boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coastal Engineering*, Vol. 20: 185-202.
- SENECHAL, N., DUPUIS, H., BONNETON, P., HOWA, H. ET PEDREROS, R.** 2001a. Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the French Atlantic coastline. *Oceanologica Acta*, Vol. 24, No. 6: 545-556.
- SENECHAL, N., BONNETON, P. ET DUPUIS, H.** 2001b. Field observations of irregular wave transformation in the surf zone. *Proc. Coastal Dynamics '01-Lund-Sweden* : 62-71.
- SENECHAL, N., BONNETON, P. ET DUPUIS, H.** 2002a. Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face. *Coastal Engineering*, 46:233-247.
- SENECHAL, N., BONNETON, P. ET DUPUIS, H.** 2002b. Infragravity wave frequency structure on a double barred beach. *J. Coastal Research*, SI36: 654-661.
- SENECHAL, N. ET AL.** 2002c. Présentation de la campagne de mesures intensives du PNEC : Truc Vert 2001. Proc Journées Nationales Génie Civil-Génie Côtier, VIIème, Tome 2 : 381-392.
- SENECHAL, N., DUPUIS, H. ET BONNETON, P.** 2003a. Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, Truc Vert beach on October 2001. *Ocean Dynamics*, SI, sous presse.
- SENECHAL, N., DUPUIS, H., BONNETON, P. ET REY, V.** 2003b. Impact of the determination of the characteristic wave frequency in parameterization of wave height in the surf zone. *Soumis à Geophysical Research Letters*.
- STIVE, M.J.F.** 1984. Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes. *Coastal Engineering*, 8:99-127.
-

-
- STREET, R.L. ET CAMFIELD, F.E.** 1966. Observations and experiments on solitary wave deformation. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 10th, Vol. 1: 284-293.
- SVENDSEN, I.A.** 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8:303-329.
- SVENDSEN, I.A.** 1987. Analysis of surf zone turbulence. *J. Geophysical Research*, 92(C5):5115-5124.
- SVENDSEN, I.A., SCHÄFFER, H.A. ET HANSEN, B.** 1987. The interaction between the undertow and the boundary layer flow on a beach. *J. Geophysical Research*, 92(C11): 11845-11856.
- SVENDESEN, I.A., HAAS, K.A. ET ZHAO, Q.** 2000. Analysis of rip current systems. *Coastal Engineering*, 1127-1140.
- SYMONDS, G., HUNTLEY, D.A. ET BOWEN, A.J.** 1982. Two dimensional surf beat: long wave generation by a time varying break point. *J. Geophysical Research*, 87(C1): 492-498.
- SYMONDS, G. ET BOWEN, A.J.** 1984. Interaction of nearshore bars with incoming wave groups. *J. Geophysical Research*, 89(C2): 1953-1959.
- TATAVARTI, R.V.S.N., HUNTLEY, D.A. ET BOWEN, A.J.** 1988. Incoming and outgoing wave interactions on beaches. *Coastal Engineering*, chapitre 9:136-150.
- THORNTON, E.B.** 1970. Variation of longshore current across the surf zone. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 12th, 291-308.
- THORNTON, E.B. ET GUZA, R.T.** 1982. Energy saturation and phase speeds measured on a natural beach. *J. Geophysical Research*, Vol. 87, No. C12: 9499-9508.
- TUCKER, M.J.** 1950. Surf beats : sea waves of 1 to 5 min. period. *Philos. Trans. R. Soc. London*, A 202: 565-573.
- WALTON JR, T.L.** 1992. Wave reflection from natural beaches. *Ocean Engineering*, Vol. 19, No. 3:239-258.
- WHITFORD, D.J. ET THORNTON, E.B.** 1988. Longshore current forcing at a barred beach. *Proc. Coastal Engineering Conference*, 21th, 1: 71-90.
- WRIGHT, L.D., GUZA, R.T. ET SHORT, A.D.** 1982. Dynamics of a high energy dissipative surf zone. *Marine Geology*, 45: 41-62.
- YU, J. ET SLINN, D.N.** 2003. Effects of wave current interactions on rip current. *J. Geophysical Research*, 108 (C3)
-

ANNEXES

SOMMAIRE



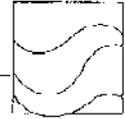
<i>Annexe 1 : OBSERVATION OF IRREGULAR WAVE TRANSFORMATION IN THE SURF ZONE OVER A GENTLY SLOPING SANDY BEACH ON THE FRENCH ATLANTIC COASTLINE.....</i>	<i>253</i>
<i>Annexe 2 : PRESENTATION DE LA CAMPAGNE DE MESURES INTENSIVES DU PNEC : TRUC VERT 2001.....</i>	<i>267</i>

**OBSERVATION OF IRREGULAR WAVE TRANSFORMATION IN THE SURF ZONE OVER A
GENTLY SLOPING SANDY BEACH ON THE FRENCH ATLANTIC COASTLINE**

Nadia Sénéchal, Hélène Dupuis, Philippe Bonneton, Hélène Howa, Rodrigo Pedreros

Article publié dans la revue *Oceanologica Acta*, Vol.24-No.6

Abstract	254
1.Introduction	255
2.Materials and methods	255
2.1 The study area characteristics.....	255
2.2 Instrumentation.....	256
2.3 Methods.....	257
3. Results and discussion	258
3.1 Sea state conditions as measured offshore.....	258
3.2 frequency cut-off between low and high frequencies.....	259
3.3 Significant wave height evolution.....	259
3.4 low frequency phenomena.....	261
4. Conclusions	263



Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the French Atlantic coastline

Nadia SÉNÉCHAL*, Hélène DUPUIS, Philippe BONNETON, Hélène HOWA, Rodrigo PEDREROS

Department of Geology and Oceanography, UMR CNRS 5805, University of Bordeaux I, 33405 Talence, France

Received 16 February 2001; revised and accepted 13 August 2001

Abstract – The dissipation of the sea-swell frequency band energy (nominally $0.09 < f \leq 0.3$ Hz) and the distribution of low frequency band energy (nominally $0.005 < f < 0.09$ Hz) on a transect crossing the surf and swash zones of a fine grained, gently sloping barred beach are investigated with data from a five element synchronous pressure sensor line deployed for 8 d. In this paper, we suggest a rational method to determine the frequency cut-off between the low frequency band and the sea-swell frequency band from the cross-shore evolution of the sea surface elevation energy density spectra. Sea-swell wave heights are depth limited, consistent with previous works whereas low frequency wave heights are independent of the local water depth. In models of surf zone hydrodynamics, wave energy dissipation is often parameterized in terms of γ , the ratio of the sea-swell significant wave height to the local mean water depth. The observed values of γ are well correlated with β/kh (where β is the beach slope, h the mean water depth and k the local wavenumber corresponding to the local centroidal frequency and depth) but the linear regression through the data differs significantly from previous work. Finally, the evolution of the energy distribution in both frequency band indicates the local (not only dependent on the depth) behaviour of two phenomena: the phenomenon of merging shocks and the distribution of low frequency band into two components – principally infragravity motions ($0.005 \leq f < 0.05$ Hz) or first subharmonic motions ($0.05 \leq f < 0.09$ Hz). © 2001 Ifremer/CNRS/IRD/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

Résumé – Observation de la transformation d'une houle irrégulière en zone de surf le long d'un profil transversal sur une plage sableuse de pente modérée sur la côte atlantique française. La dissipation d'énergie des vagues (fréquences entre 0,09 et 0,3 Hz), et la distribution des ondes basses fréquences (fréquences entre 0,005 et 0,09 Hz) le long d'un profil transversal ont été étudiées à partir de données acquises à l'aide d'une ligne de cinq capteurs de pression synchronisés, déployés 8 jours consécutifs dans la zone de surf d'une plage sableuse de pente modérée, présentant des systèmes barre-baine. Nous proposons une méthode rationnelle afin de déterminer la fréquence de coupure entre les basses fréquences et les hautes fréquences (houle et mer du vent) basée sur l'évolution du spectre de densité d'énergie le long du profil transversal. En zone de surf, la hauteur des ondes hautes fréquences (vagues) est contrôlée par la hauteur d'eau locale alors que la hauteur des ondes basses fréquences est indépendante de la hauteur d'eau locale. Dans les modèles hydrodynamiques utilisés en zone de surf, la dissipation d'énergie est souvent paramétrée en terme de γ , le rapport entre la hauteur significative des vagues et la hauteur d'eau locale. Les données indiquent que γ est fortement corrélé à β/kh (où β est la pente de la plage, h la hauteur d'eau locale et k le nombre d'onde associé à la fréquence centroidale locale). Néanmoins, la régression linéaire obtenue diffère de manière significative de celle obtenue dans de précédentes études. Enfin, le suivi de l'évolution de la distribution de l'énergie au sein des bandes a permis de mettre en évidence deux phénomènes locaux ne dépendant pas uniquement de la profondeur : le phénomène de fusion de fronts

*Correspondence and reprints: fax: +33 5 56 84 08 48.

E-mail address: n.senechal@geoocean.u-bordeaux.fr (N. Sénéchal).

d'ondes et la répartition de l'énergie basse fréquence entre deux modes – soit onde infragravitaire, soit sub-harmonique.
© 2001 Ifremer/CNRS/IRD/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

cross-shore approach / wave spectra / wave dissipation / infragravity waves

profil transversal / spectre de densité d'énergie / dissipation des vagues / ondes basse fréquence

1. INTRODUCTION

An improvement in the knowledge of the mechanisms of wave breaking and energy dissipation on beaches is essential in order to better understand and quantify most coastal sedimentary processes. As waves shoal onto beaches, their amplitude increases, their wavelength decreases and their propagation direction refracts toward shore-normal incidence. These 'linear' propagation effects are readily observed and well understood. Breaking waves are the main driving force of near-shore fluid motions and sediment transport. In the surf zone, turbulence generated by broken waves carries sediment away from the bed and throws it into suspension. The sediment is then available for transport by waves or wave-induced steady currents such as long-shore currents or rip currents (Dalrymple, 1979; Falqués et al., 1999). The distribution of the wave heights plays an important role in the determination of water motions. Thus the ratio of the wave height to the water depth (γ) is a key parameter in parametric wave models, such as the energy decay model of Battjes and Janssen (1978). Additionally, pronounced non-linear effects in shallow water cause a transformation of wave profiles from initially symmetric, nearly sinusoidal profiles, to asymmetric, pitched forward sawtooth profiles (Svendsen et al., 1978; Elgar and Guza, 1985; Norheim et al., 1997). These non-linear effects can also force secondary (infragravity) waves, which are released as free waves (List, 1992). These infragravity waves are weakly dissipated in the surf zone and survive to be reflected at the shoreline. Symonds et al. (1982) have subsequently shown that slow oscillations in the wave set-up (associated with slow variations of the breakpoint location of group incident swell) can also drive infragravity waves. These long-period waves are believed important to constrain near-shore morphodynamics such as sand bar generation and beach cusp development (Bowen and Inman, 1971; Bowen, 1980; Kirby et al. 1981; Short and Aagaard, 1993).

One of the main purposes of this study is to report observations of surf characteristics and low frequency

oscillations from a set of experiments conducted on an intermediate dissipative beach. Thus, the evolution of the sea surface energy, estimated from the energy density spectra (EDS) of an irregular wave field in the surf zone has been further investigated. In particular, we will characterize the energy evolution of two frequency bands: the sea-swell band (nominally in the band $0.09 < f \leq 0.3$ Hz) and the low frequency band (nominally $0.005 < f \leq 0.09$ Hz), including the 'infragravity' band.

Our study is based on data collected from a cross-shore line of five bottom-mounted pressure transducers on a gently sloping barred beach on the southern part of the French Atlantic coastline. Although data were collected over 8 d, the measurements presented in this study were taken over two high tide cycles, in the presence of low energy incoming swell. Conditions were typical of weak wind sea, as the waves were irregular and relatively weak.

This study suggests a rational method to determine the frequency cut-off between the low frequency band and the sea-swell frequency band. Although the range of wave conditions was limited during the experiment, this study analyses the sea-swell significant wave height dependence on the local mean water depth. Our results are compared with a previous study where sea conditions and study area characteristics were different. In the following, the experiment is first described, and then the observations are analysed and compared to previous works.

2. MATERIALS AND METHODS

2.1. The study area characteristics

This study is based on data collected during field experiments carried out during 8 d in May 1998. This fieldwork is part of a French national research pro

gramme on sandy beach evolution (Programme national d'environnements côtiers). One of the programme's goals is to improve the understanding of the hydrodynamical process generating sediment transport. The data described in this paper were collected at Truc Vert beach, which is situated on the southern part of the French Atlantic coastline approximately 10 km north of the Cap Ferret spit (*figure 1*). Truc Vert beach is typical of the relatively undisturbed coast extending 100 km between the Gironde estuary (90 km to the north) and the Arcachon inlet (10 km to the south). This is a low sandy coast, almost N-S orientated and bordered by high Aeolian foredunes. The sediment consists primarily of a medium-grained quartz sand with a median particle size around $350 \mu\text{m}$ (Lorin and Viguier, 1987). This coast is exposed to almost continuous high energy swell originating mainly from the west-northwest. The wave climate is typically oceanic, with a mean period of 12 s and a mean significant wave height of 1.55 m during winter conditions and a mean period of 7 s and a mean significant wave height of 0.9 m during summer conditions. The high meso-macro tidal range, approximately 4.5 m at spring tides, along with the relatively broad intertidal region (around 200 m), allows instruments to be deployed and recovered safely at low tide while measurements can be obtained at high tide. The beach exhibits a ridge and runnel system in the dissipative lower intertidal domain, and a steeper beach face (*figure 2*). Off the beach, crescentic long-shore bars are found, as described in Froidefond et al. (1990) and more recently in Michel and Howa (1994). Truc Vert beach is classified as intermediate type 2c (following Masselink and Short, 1993).

It is worth noting that this beach is not submitted to any anthropic influence and is outside the influence of the Arcachon inlet and the Gironde estuary. This is evident in the mean horizontal current magnitudes at a bottom-mounted current meter (fixed 0.6 m above sea floor) in approximately 9 m depth: about 0.2 m s^{-1} in the cross-shore direction and 0.15 m s^{-1} in the long-shore direction, comparable with tidal currents in the area (Lorin and Viguier, 1987).

2.2. Instrumentation

Experiments were conducted from 21 May 1998 to 28 May 1998. The measurements were taken over several high tide cycles in the presence of low energy incident swell (significant wave height less than 1.5 m and mean

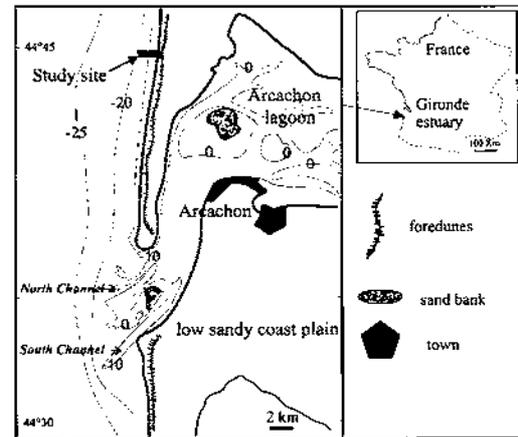


Figure 1. Location of the study area on the southern part of the French Atlantic coastline, outside the influence of the Arcachon inlet and the Gironde estuary. This is a gently sloping barred beach, bordered by high Aeolian dunes.

peak period around 7 s). The results presented here focus on measurements taken on 26 May and 28 May 1998.

Three bottom-mounted pressure sensors (Pa, Pb, Pc where Pc is located the furthest offshore and Pa the closest onshore) and one bottom-mounted directional wave current meter (DWCM), S1, were deployed in a cross-shore transect. This cross-shore transect was located between two ridge and runnel systems in order to limit the effects of long-shore currents in the rip channel (*figure 2*, left). Residual cross-shore currents computed over data acquisition runs at sensor S1 (0.5 m above the bed) were less than 0.09 m s^{-1} for the 2 d, while residual long-shore currents were less than 0.07 m s^{-1} . The instruments were situated on the beach face slope in order to be fully immersed at high tide. The tidal ranges on 26 and 28 May were 4.26 and 3.75 m, respectively. A second DWCM was moored 0.5 m above the bottom at location S2, offshore of the intertidal ridge in 9 m water depth at high tide (*figure 2*, right). The three pressure sensors are piezoresistive pressure transmitters (Keller PR-26W/8369). The sensors measure absolute pressure, with a sensitivity of 16.0 mA bar^{-1} and a precision of 0.6 % (atmospheric pressure has been measured during all the fieldwork to adjust the water depth). The two DWCMs are manufactured by InterOcean System. Models S4DW and S4ADW were deployed at S1 and S2 respectively.

N. Sénéchal et al. / Oceanologica Acta 24 (2001) 545–556

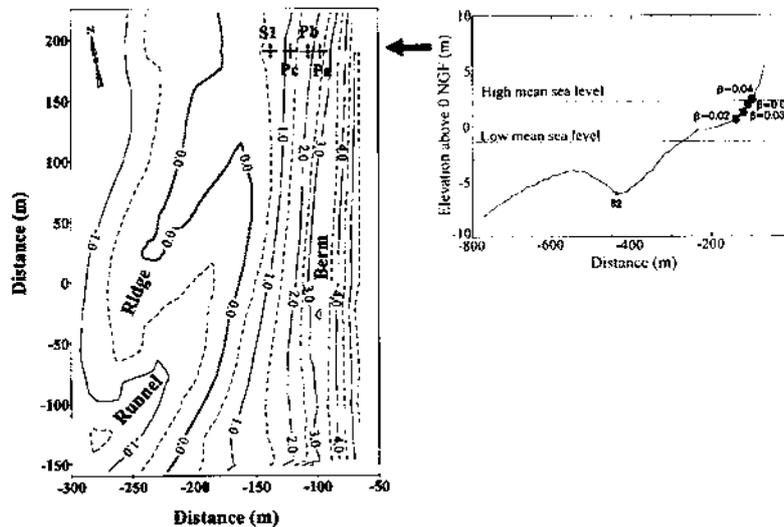


Figure 2. Left: Inter-tidal morphology of the beach study site with location of the pressure sensors (Pa, Pb, and Pc) and the S4DW (S1) outside the influence of rip channels. Elevations (in meters) are given above the Normalisation géographique française (the French ordnance datum). Right: cross-shore profile with locations of pressure sensors (Pa, Pb, and Pc), S4DW (S1) and S4ADW (S2), and approximate beach slopes β in %.

Each includes a 70-m high-resolution depth sensor and has a precision of 2%. On the S4 DWCMs, data were acquired continuously at a 2-Hz sample rate throughout the study period. Data from the pressure sensors were relayed via long cables to the top of the beach where the signals were sampled at 3 Hz. During 26 May 1998, three consecutive data runs were acquired, respectively 86, 38 and 109 min long, corresponding to 1 h before high tide and 3 h after high tide, and covering water depths between 0.4 and 3.0 m. Data collections were limited to the time during which the sensors were fully immersed. Pressure sensor data were obtained from well outside the surf zone to well within the surf zone. On 28 May 1998, two consecutive data runs (with only a few minutes interruption) were acquired. They were respectively 32 and 97 min long, corresponding to 2h30 after high tide (until Pc was periodically exposed) and covering water depths between 0.2 and 2.0 m. During this day, the pressure sensors were located well inside the surf zone. S1 sensor data were obtained from well outside the surf zone to well within the surf zone for both days. Beach profiles were determined at each low tide using a Leica WILD TC500 theodolite. The precision is 0.2% for distances and 2.5% for heights. At each low tide, the heights of the bottom-mounted sensors above the sea floor were also measured (precision: 3%) to adjust water depths: thus water depth error is estimated to be less than

0.1 m. Between two low tides, the beach profile did not change significantly, beach slopes in the surf zone (see below for their determinations) ranged from about 0.02 at S1 to about 0.05 at Pb (figure 2, right).

2.3. Methods

All hydrodynamic data were processed similarly for the two high tide cycles. First, pressure measurements were converted to water elevations. Outside the surf zone, a correction factor as proposed in Horikawa and Kubota (1988) was applied to account for the pressure field being non-hydrostatic. This correction generates a high-frequency cut-off corresponding to the limit of the sensor sensitivity according to its immersion and the water depth attenuation of the waves. In our case, the high frequency cut-off of $F_{hi} = 0.3$ Hz was applied to the whole data set. At frequencies greater than 0.3 Hz, the observed wave energy is relatively small (< 20% of total energy). A low frequency cut-off of $F_{lo} = 0.005$ Hz was also applied to all data. In the surf zone, sea surface elevations were estimated assuming that the pressure field is hydrostatic. Indeed, as shown by Lin and Liu (1998), using a numerical model based on the Reynolds equations, the pressure distribution under spilling breaking waves is almost hydrostatic with a maximum devia-

tion from hydrostatic pressure of only 7%. The maximum deviation occurs under the broken wave front.

The main purpose of this study was to determine the evolution of the sea surface elevation energy, estimated from the energy density spectra (EDS) (i.e. Hegge and Masselink, 1996) on a cross-shore transect in the surf zone in both low and sea-swell frequency bands. The selected data were processed by breaking the entire record into consecutive sections of 600 s each (periods where tidal variations of the sea surface level are less than 10%). Energy estimates were calculated by Fourier transforming overlapping (75%), Hanning-windowed, and detided 5-min data segments averaged over 10 min.

Then, we used the significant wave height H_s (equation 1):

$$E = \frac{1}{16} \rho g H_s^2 \quad (1)$$

where E is the energy, g the gravitational acceleration, ρ the water density.

So, in order to analyse separately the two frequency bands, we suggest the following notations: H_{ls} for the significant height associated to the low frequencies (equation 2a), H_{hs} for the significant height associated to the sea-swell frequencies (equation 2b). E_{ls} (proportional to H_{ls}^2) for the mean low frequency energy and E_{hs} (proportional to H_{hs}^2) for the mean high frequency energy.

$$H_{ls} = 4 \left[\int_{F_c}^E s(f) df \right]^{1/2} \quad (2a)$$

$$H_{hs} = 4 \left[\int_f^{F_h} s(f) df \right]^{1/2} \quad (2b)$$

where $s(f)$ is the energy density associated with frequency f and F_c is the cut-off frequency between the low frequency band and the sea-swell frequency band (see below for its determination).

Observations of the cross-shore evolution of H_{hs} allow us to determine if the sensor is outside or inside the surf zone. Indeed, wave breaking induces a decrease of the sea-swell energy (E_{hs}). So from a comparison between

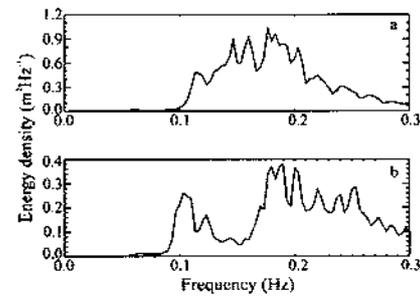


Figure 3. Sea surface elevation energy density spectra (EDS) at bottom-mounted sensor S2 in 9 m water depth (a) 28 May 1998 and (b) 26 May 1998. Significant wave height is 0.8 m for the 26th and 1.20 m for the 28th. Energy at low frequencies (≤ 0.09 Hz) is very low ($< 2\%$ total energy).

one sensor and the others, we can generally determine whether it is or not inside the surf zone.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1. Sea state conditions as measured offshore

Figure 3 represents the energy density spectrum (d.o.f. = 42) as measured at station S2 at high tide in about 9 m water depth. For 28 May 1998 (figure 3a), we distinguish only one broad frequency band in the EDS between 0.1 and 0.2 Hz corresponding to wind sea energy, significant wave height H_s (defined as four times the sea surface elevation standard deviation) at sensor S2 associated to this day is about 1.20 m. Wave crests spread parallel to the coastline. Energy at low frequencies is very low ($< 1\%$ total energy). For 26 May 1998, we distinguish in figure 3b two prevailing frequency bands in the EDS: a first one around 0.1 Hz corresponding to swell energy and a second much broader one centred between 0.18 and 0.25 Hz corresponding to wind sea energy. Total significant wave height H_s in 8 m water depth (S2) is about 0.80 m for this day. Wind sea crests propagate with a weaker angle from the normal of the beach than the swell crests propagate. Energy at low frequencies ($0.005 < f \leq 0.09$ Hz) is very low ($< 2\%$ total energy at S2).

3.2. Frequency cut-off between low and high frequencies

At first, the main purpose is to segregate properly the 'total energy spectra' into two frequency bands representative of low frequencies and sea-swell frequencies (including pure wind-sea) and then to analyse their respective spectral evolutions on a cross-shore transect. Actually there is no general agreement about the definition of the frequency cut-off between high and low frequency bands (including infragravity band) and its determination varies from an author to the other. For example, Roelvink and Stive (1989) suggest taking the limit at $0.5 F_p$ where F_p is the main spectral offshore peak, assumed to be invariant as the waves shoal in the cross-shore direction. In our case, since the offshore conditions are typical of weak wind sea with a relative broad band EDS and no real frequency peak (or at least greatly variable in short time) and since the wave period density function is deeply modified along the cross-shore transect (Sénéchal et al., 2001), such a criterion is not suitable. Herbers et al. (1995) took a constant 0.04-Hz cut-off frequency whatever the offshore swell energy is, to avoid contamination of the infragravity band estimates by more energetic swell. Finally Holland and Holman (1999) as well as Raubenheimer et al. (1996) took a constant 0.05-Hz cut-off frequency whereas frequency peaks and sea surface elevation energy density spectra were very different (frequency peaks ranged from 0.06 to about 0.14 Hz). This underlines the doubt in the determination of this high-frequency cut-off. In our point of view, this threshold is like a 'climatological' value, only justified in the presence of a spectral gap around this cut-off. But in our data, there is no systematic evidence for such a spectral gap, especially in the surf zone. Instead, we determine the cut-off by using the observations of the evolution of the EDS along a cross-shore transect for each 10-min period. We calculate the ratio between the EDS at sensor S2 situated off the beach (EDS_{off}) and the EDS at sensors situated in the intertidal zone (EDS_{int}). We observed for each high tide cycle, a frequency cut-off under which the ratio (EDS_{off}/EDS_{int}) is of the order of 10^{-1} whereas above this frequency threshold the ratio ranges from 1 to 10, thus with a pronounced variation of a factor 10 to 100 around the cut-off frequency. It is noteworthy that the transition between the two domains is very abrupt and was observed in all runs. Figure 4 shows the ratio EDS_{off}/EDS_{int} for a 10-min period during the 28 May experiment. The two domains are clearly distin-

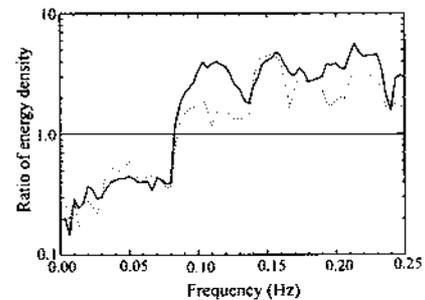


Figure 4. Example of ratio EDS_{off}/EDS_{int} between energy density computed at sensor S2 (in 8 m water depth) and sensors Pa (solid line) and Pb (dashed line). We clearly distinguish two areas (ratio > 1 and ratio < 1) delimited by a very abrupt transition. This pronounced threshold seems to be a good criterion which provides an objective determination of the cut-off frequency between the sea-swell frequency band and the infragravity band, here $F_c = 0.082$ Hz (standard deviation less than 0.01 Hz for all the data set).

guished. The first domain (ratio < 1) is mainly due to the weak infragravity frequency band energy ($< 2\%$ total energy, see figure 3) at the offshore location, but also to the increase of low frequency energy (by a factor 5 to 7) in the intertidal zone. The second domain (ratio > 1) essentially corresponds to the loss of energy associated with wave breaking. This frequency cut-off has very slight variations ($< 10\%$) for each 10-min period of our data set. For 26 and 28 May 1998, this frequency cut-off found to be the same is $F_c = 0.09$ Hz (with a standard deviation of 0.01 Hz for the 28th and 0.003 Hz for the 26th). So the ratio EDS_{off}/EDS_{int} seems to be a good criterion which provides an objective determination of the cut-off frequency in presence of a very abrupt transition between the two frequency bands. This allows us to discriminate properly two frequency bands: a low frequency band and a sea-swell band. In the following, the energy density spectrum evolution will be analysed in both low and high frequency bands.

3.3. Significant wave height evolution

Considering now the evolution of the significant wave height at sea-swell frequencies in the surf zone, the result is consistent with previous laboratory observations (Stive, 1984; Svendsen, 1984) and previous field experiments (Wright et al., 1982; Thornton and Guza, 1982). These studies suggested that the significant heights (H_s)

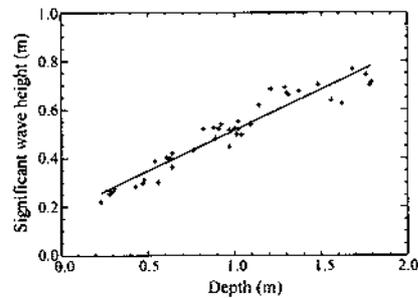


Figure 5. Significant sea-swell wave height H_m (defined as four times the sea surface elevation standard deviation in the sea-swell frequency band) versus depth (h) for all the 10-min periods during the two survey runs when the sensors are located in the surf zone (cross). The least square linear fit (solid line) is $H_m = 0.18 + 0.34h$, correlation coefficient = 0.96.

of broken waves in the surf zone are depth (h) limited (i.e. figure 5). The least square linear fit (correlation coefficient = 0.96) is:

$$H_m = 0.18 + 0.34 h \quad (3)$$

Many models in the surf zone parameterize wave energy dissipation in terms of semi-empirical γ values defined as the ratio of the significant wave height to the local depth. Random wave heights can be considered as limited by the local water depth (i.e. approximately independent of the offshore wave height). In our case, the observed values of γ increase from 0.38 after breaking to 0.95 well inside the inner surf zone (figure 6). This is consistent neither with the result of Andersen and Fredsoe (1983), who suggested that this value decreases from the value of about 0.8 at the initiation of wave-breaking to become almost constant at about 0.5 in the inner zone, nor with other previous studies, which suggested that this value is constant (Thornton and Guza, 1982, 1983). But it is qualitatively consistent with the study of Raubenheimer et al. (1996) in which observed values of γ ranged from 0.20 to 1.40. Figure 6 represents our γ values computed from the 26 and the 28 May data (cross symbol) versus normalized beach slopes β/kh (where β is the beach slope estimated from the observed profiles as the difference in vertical elevation over a distance equal to shallow water wavelength at the local sea-swell centroidal frequency, k the local wavenumber corresponding to the local centroidal frequency and h the local depth). The least square linear fit between γ and β/kh is displayed by a solid line in figure 6. As suggested by Raubenheimer et al.

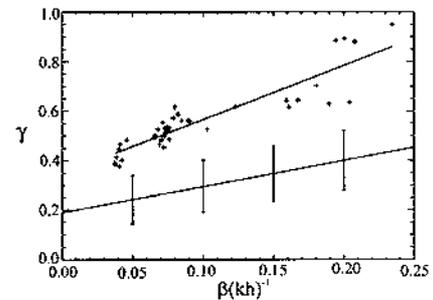


Figure 6. Ratio γ of the significant wave height H_m to the local depth h , versus normalized beach slope, β/kh , for all the 10-min periods during the two survey runs when the sensors are located in the surf zone (cross). The least square linear fit (solid line) is $\gamma = 0.35 + 2.18 \beta/kh$, correlation coefficient = 0.90. The solid line with error bars is the trend suggested by Raubenheimer et al. (1996) for $0 < \beta/kh < 0.25$ (trend was established for $0 < \beta/kh < 1$).

(1996), the γ values are well correlated with β/kh . The least squares linear fit to the data of figure 6 is (correlation coefficient = 0.9):

$$\gamma = 0.35 + 2.18(\beta/kh) \quad (4)$$

The high correlation coefficient between γ and β/kh , where k is the wavenumber associated with the local sea-swell frequency, seems to be consistent with the assumption that the local significant wave height in the surf zone is approximately independent of both the offshore wave height and offshore conditions (figure 3) as previously observed by Raubenheimer et al. (1996). Likewise, regarding the beach slope, it appears that it is not necessary to consider the local beach slope and that considering a global beach slope (estimated from the observed profiles as the difference elevation over a distance equal to shallow water wavelength at a frequency cut-off) is sufficient. Nevertheless, even if the local beach slopes are similar to those of Raubenheimer et al. (1996): between 0.02 and 0.05 here, and between 0.01 to 0.09 in their study, our data do not follow their regression, denoted by the solid line with error bars in figure 6. Our data are systematically greater than their values and lie outside their error bars. This effect would be even greater if the same frequency cut-off F_{lo} were used (i.e. if we use the frequency cut-off of 0.05 instead of 0.09 Hz). Our results confirm the strong correlation between γ and β/kh , but show that a simple universal parameterization based on a linear relation between γ and β/kh is not valid. Indeed, from analytical models for wave

dissipation in the inner surf zone, such as those of Stive (1984) or Bonneton 2001 it can be shown that the relation between γ and $\beta \cdot kh$ is not linear and depends also on H_p/h_p and $\beta \cdot k_p h_p$, where h indicates the values at the breakpoint location. This last point like the validity of a simple linear relation is at the present time further investigated with data collected at the same beach in March 2000.

3.4. Low frequency phenomena

Considering now the low frequency band, the plot of absolute H_p (figure 7a) shows a relative constancy of surf beat heights at outer (S1, Pc) and inner (Pb, Pa) stations. This is consistent with the result of Wright et al. (1982) and also with the recent result of Ruessink (1998) when his entire measurement transect experienced surf zone conditions (wave heights about 2–3 m). Nevertheless, as Wright et al. (1982) suggested, this effect may be the result of the somewhat arbitrary definition of low frequency motion as consisting of all periods greater than 11 s in our case (greater than 30 s in the case of Wright et al. (1982) and greater than 25 s in the case of Ruessink (1998)).

A shoreward increase in relative height of the surf beat is strongly evident from the curve of the ratio $H_p(T > 11 \text{ s})/H_p(T < 11 \text{ s})$ which rises from the vicinity of 0.4 at the outer station (S1) to over 1.2 at the inner station (Pa) (figure 7b). Wright et al. (1982) also observed such an increase of the relative height. They noted a

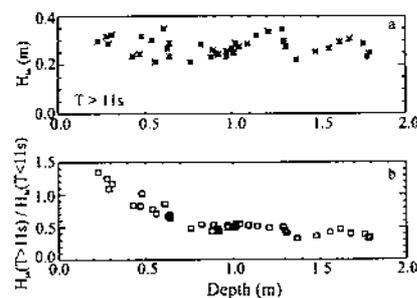


Figure 7. (a) Absolute H_p ($T > 11 \text{ s}$) at different depths across the surf zone. (b) Relative H_p ($T > 11 \text{ s}$) expressed as a ratio relative to the significant sea-swell wave height ($T < 11 \text{ s}$).

shoreward increase from the vicinity of 1 at the outer station to over 2 at the inner station. Note that this discrepancy in the values is certainly due to the fact that all their sensors were deployed across the inner 150 m of a wide surf zone (about 500 m) with high incident wave energy (wave height about 3–4 m) whereas our data have been collected along a short surf zone (about 150 m) with low incident wind sea.

Several mechanisms behind the generation of low frequency waves have been proposed. Particularly, it has been shown that resonant non-linear interactions between freely propagating waves excite forced waves (Hasselmann, 1962; Elgar and Guza, 1985; Herbers et al., 1995) and that non-linear triad interactions are a plausible mechanism for the transfers of energy to lower frequencies in shallow water (Elgar and Guza, 1985; Herbers et al., 1995).

In the following, the structure of the low frequency band energy density spectrum in the surf zone will be further investigated for 28 May to further characterize low frequency phenomena. In particular, emphasis will be placed on the evolution of the energy distribution inside the low frequency band. The high frequency band will also be displayed as a reference.

Figure 8 represents the averaged normalized energy density spectra (NEDS) as measured in the surf zone. EDS in the low frequency band has been normalized by the total energy contained in the low frequency band and

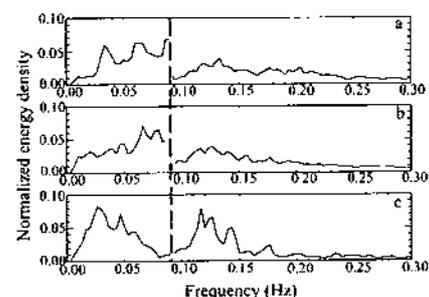


Figure 8. In each frequency band averaged normalized energy density spectra in the surf zone: (a) at sensor S1 for depths ranging 1.79 to 1.26 m; (b) at sensor Pc and Pb for depths ranging 1.30 to 0.14 m; (c) at sensor Pa for depth less than 0.3 m.

EDS in the high frequency band has been normalized by the total energy contained in the high frequency band so that:

$$F_{lo} \leq f < F_{co}, \text{ NEDS}(f) = \frac{s(f)}{F_c} \text{ and } \sum_{F_{lo}}^{F_c} \text{NEDS}(f) = 1 \quad (5a)$$

$$F_c < f < F_{hw}, \text{ NEDS}(f) = \frac{s(f)}{F_{hi}} \text{ and } \sum_{F_c}^{F_{hi}} \text{NEDS}(f) = 1 \quad (5b)$$

where $s(f)$ is the energy density associated with frequency f .

The long dashed line indicates the limit between the two frequency bands. *Figure 8a* has been obtained by averaging ten consecutive NEDS as measured at sensor S1 (while in the surf zone) during falling tide condition and covering mean water depths from 1.79 to 1.26 m. *Figure 8b* has been computed by averaging eleven consecutive NEDS as measured at sensor Pc and ten consecutive NEDS as measured at sensor Pb during falling tide condition and covering water depths from 1.30 to 0.14 m. *Figure 8c* has been established by averaging four consecutive NEDS as measured at sensor Pa (water depth less than 0.3 m). We clearly distinguish the strong modification of the energy distribution in each frequency band. Indeed, in the low frequency band, we clearly observe the down-shifting of the EDS between *figure 8b* and *c*. The mean centroidal frequency computed in the low frequency band abruptly decreases from 0.058 Hz in *figure 8a* (standard deviation is 0.005) and 0.055 Hz in *figure 8b* (standard deviation is 0.005) to 0.041 Hz in *figure 8c* (standard deviation is 0.002). This phenomenon occurs on a very short distance (about 20 m) and is not only due to the decrease of the water depth (*figure 8b* includes data covering water depths from 1.30 to 0.14 m) but is a local phenomenon. Indeed, considering only NEDS for sensor Pb, when it is in less than 0.3 m water depth (three consecutive NEDS), we find a mean centroidal frequency of 0.053 Hz with a standard deviation of 0.004 (considering NEDS for water depth less than 0.5 m (six consecutive NEDS) leads to a mean centroidal frequency of 0.053 Hz and a standard deviation around 0.05 Hz). Until sensor Pb, only 36 % of the low frequency energy (standard deviation is 10 % for the 31 NEDS being considered and covering water depths from 1.79 to 0.14 m) is contained in the infragravity band (nominally

$0.005 \leq f < 0.05$ Hz) whereas at sensor Pa, 67 % of the low frequency energy (standard deviation is 5 % for the four NEDS being considered) is contained in the infragravity band. It appears that until sensor Pb, the low frequency energy is dominated by the first subharmonic frequency band (nominally $0.05 \leq f < 0.09$ Hz), even when Pb is situated in the swash zone. This is not consistent with the result of Guza et al. (1984) who showed that motions at surf beat frequencies (defined as $f < 0.05$ Hz) dominate the swash spectrum on dissipative beaches. Nevertheless at sensor Pa, also situated in the swash zone, low frequency energy is dominated by infragravity waves, consistent in this case with Guza et al. (1984). It looks as if the first subharmonics were not transmitted between Pb and Pa and the infragravity band would be strongly amplified or as if the first subharmonics were transferred to infragravity motions between sensor Pb and Pa. The reason for this is not yet understood. It may be the effect of the local morphology of the beach. Further investigations are required to understand this phenomenon.

Bound long waves (Hasselmann, 1962; Longuet-Higgins and Stewart, 1962) could partly explain the infragravity band energy. Indeed, we clearly observed incident wave groups at the offshore sensor S2 (*figure 9a*). The existence of these wave groups gives rise, through wave-wave interaction, to second order waves, which may then be released in the surf zone. The incident-wave time series envelope $A(t)$ has been computed in order to check the wave envelope energy density spectrum. Indeed, we suppose that most of the bound long wave energy will be contained in the same frequency band as is the wave envelope energy. $A(t)$ is derived from the time series $\eta(t)$ at sensor S2 (in about 9 m water depth) through three simple operations. The time series is first linearly detrended to exclude effects of the rising and the falling of the tide and then high-pass filtered with a cut-off frequency of 0.05 Hz (20-s period). The high-pass filtered signal is called ‘basic signal’. The ‘basic signal’ is also low-pass filtered with a high frequency cut-off to exclude high-frequency signals, either artificial (e.g. electrical noise) or high-frequency capillary waves. The filtering was accomplished in the frequency domain. The high-frequency filter cut-off was set at 0.3 Hz. Zero crossings were localized from the low-pass filtered ‘basic signal’. Second, we find $|\eta(t)|$ to introduce envelope-related variance to the series and we determine the maxima between two successive zero crossings. The final step in

N. Sénéchal et al. / Oceanologica Acta 24 (2001) 545–556

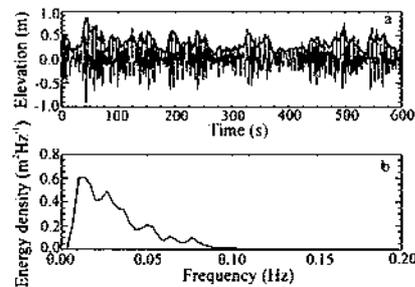


Figure 9. (a) Observed wave group in the time series at sensor S2 (about 9 m water depth) and computed incident-wave time series envelope (thick solid line), (b) EDS of the envelope, 90% of the energy is in the 0.005–0.05-Hz frequency band.

finding $A(t)$ is to compute a linear interpolation between each maximum and smoothing the obtained signal (figure 9a). Ninety percent of the energy of the incident time series envelope is in the infragravity band energy and we distinguish no significant frequency peak (figure 9b). So, we can suppose that this phenomenon is one of the phenomena generating infragravity energy in our case. Nevertheless the structure of the envelope energy density spectrum clearly differs from those found at sensors S1, Pc and Pb (see figure 8a and b) and this theory cannot support the abrupt modification observed at sensor Pa.

Nevertheless, even if the long-shore effects are limited, we can suppose that the infragravity band may have been weakly contaminated. Following a long-shore approach, Holland and Holman (1999) showed clear partitions of infragravity band energy levels associated with leaky waves, edge wave modes, bound waves and non-gravity waves.

Another possible mechanism for low frequency wave generation in the surf zone is the merging of bores as illustrated in figure 10 (see also Bonneton and Dupuis, 2001). This figure shows synchronized time series at sensors (a) Pc, (b) Pb and (c) Pa on the 28 May. Sénéchal et al. (2001), focusing on a 30-min section centred on the high tide on the 28th have shown that this phenomenon was particularly significant for this data set. This led to a significant modification of the wave period distribution, as measured by a down-crossing method but also to the associated down-shifting of the EDS in the high frequency band. In particular, the wave period distribution shows wave periods equal or greater than twice the

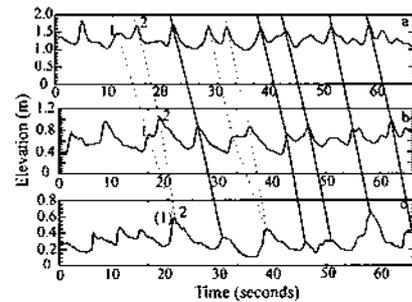


Figure 10. Synchronized time series (a) at sensor Pc, (b) at sensor Pb and (c) at sensor Pa. Dotted lines indicate the formation of merging shoals.

offshore mean period, which can lead to weak energy contamination in our low frequency band.

Figure 8 clearly shows the down-shifting of the energy density in the high frequency band. The mean centroidal frequency computed in the high frequency band slightly decreases from 0.176 Hz in figure 8a (standard deviation is 0.006) to 0.169 Hz in figure 8b (standard deviation is 0.007) and then more abruptly to 0.152 Hz in figure 8c (standard deviation is 0.002). This phenomenon, which mainly depends on the local water depth appears to be locally stressed at sensor Pa. Indeed, considering only NEDS for sensor Pb, when it is in less than 0.3 m water depth leads to a mean centroidal frequency of 0.16 Hz with a standard deviation of 0.004 Hz.

The abrupt modification of the low frequency energy distribution and the stressed decrease of the high frequency mean centroidal frequency at sensor Pa are not fully understood and should be further investigated.

4. CONCLUSION

The evolution of the EDS on a cross-shore transect allowed us to separate the total wave energy into two frequency bands: a sea-swell band ($0.09 < f \leq 0.3$ Hz), characterized by the ratio EDS_{off}/EDS_{in} (the ratio of the energy density offshore, in about 8 m water depth, and within the intertidal zone) greater than 1 and a low frequency band ($0.005 \leq f \leq 0.09$ Hz), characterized by the ratio less than 1. The ratio EDS_{off}/EDS_{in} seems to be a good criterion to provide an objective determination of

the frequency cut-off. Indeed, the transition between the two domains is very abrupt (*figure 4*).

The sea-swell energy H_{ss} is depth limited (*figure 5*), consistent with previous laboratory observations and field experiments. The observed ratio γ (H_{ss}/h) is well correlated with β/kh (*figure 6*) but the least squares linear fit diverges from the results of Raubenheimer et al. (1996) and our data are significantly outside their error bars. This shows that the parameterization based on a linear relation between γ and β/kh is not suitable.

Low frequency energy E_{lc} is independent of the mean local depth (*figure 7a*). In the upper surf zone, there is more energy in the infragravity wave band than in the sea-swell band (*figure 7b*) consistent with previous results obtained on a high-energy dissipative surf zone (Wright et al., 1982).

The evolution of the energy distribution in the low frequency band (*figure 8*) clearly shows the local behaviour of two phenomena. First until sensor Pb, the low frequency energy is primarily contained in the subharmonic band (nominally $0.05 \leq f < 0.09$ Hz), even when the sensor is in the swash zone (*figure 8a, b*) and then it is primarily contained in the infragravity band (nominally $0.005 < f < 0.05$ Hz), which can be only partly explained by the bound long wave theory (*figure 9*). Second the phenomenon of merging shocks (*figure 10*) is also stressed at sensor Pa (*figure 8c*). It is associated with a decrease of the high frequency mean centroidal frequency. The reasons for this high frequency mean centroidal frequency stressed decrease and this abrupt low frequency energy distribution modification, which occurs at the same location, are not well understood, although we believe that it may be due to the local morphology of the beach.

Acknowledgements

This study was performed within the framework of the Programme national d'environnements côtiers, project 'Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière', sponsored by CNRS/INSU. Partial support was also received from the European Community under MAST contract No. MAS3-CT-0106. We would like to thank Dr F. Levoy, Prof. J.P. Barusseau, Mr A. de Resseguier and Mr G. Oggian for their contributions.

REFERENCES

- Andersen, O.H., Fredsoe, J., 1983. Transport of suspended sediment along the coast, Progress Report No. 59, Inst. Of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, ISVA, Techn. Univ. of Denmark, pp. 33-46.
- Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M., 1978. Energy loss and set-up due to breaking in random waves, Proc. of the 16th International Conference on Coastal Engineering, Am. Soc. of Civ. Eng., New York, pp. 569-587.
- Bonneton, P., 2001. Note sur la propagation des vagues en zone de surf interne. C.R. Acad. Sci. Paris, série IIb 329, 27-33.
- Bonneton, P., Dupuis, H., 2001. Transformation of irregular wave in the inner surf zone. Proc. 27th Int. Conf. on Coastal Eng. 1, 745-754.
- Bower, A.J., 1980. Simple models of nearshore sedimentation; beach profiles and longshore bars, Geological Survey of Canada, pp. 1-11.
- Bower, A.J., Inman, D.L., 1971. Edge waves and crescentic bars. J. Geophys. Res. 94, 18023-18030.
- Dalrymple, R.A., 1979. Rip currents and their causes, Proc. of the 16th Conference on Coastal Engineering, Am. Soc. Of Civ. Eng., New York, pp. 1414-1427.
- Elgar, S., Guza, R.T., 1985. Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves. J. Fluid Mech. 161, 425-448.
- Falqués, A., Montoto, A., Vila, O., 1999. A note on hydrodynamic instabilities and horizontal circulation in the surf zone. J. Geophys. Res. 104 C9, 20605-20615.
- Froidefond, J.M., Gallissaires, J.M., Prud'homme, R., 1990. Spatial variation in sinusoidal wave energy on a crescentic nearshore bar; application to the Cap Ferret coast, France. J. Coastal Res. 6-4, 927-942.
- Guza, R.T., Thornton, E.B., Holman, R.A., 1984. Swash on steep and shallow beaches. Coastal Eng., 708-723.
- Hasselmann, K., 1962. On the non-linear energy transfer in gravity wave spectrum I. J. Fluid Mech. 12, 481-500.
- Hegge, B.J., Masselink, G., 1996. Spectral analysis of geomorphic time series: auto-spectrum. Earth Surface Processes Landforms 21, 1021-1040.
- Herbers, T.H.C., Elgar, S., Guza, R.T., 1995. Generation and propagation of infragravity waves. J. Geophys. Res. 100, 24863-24872.
- Holland, K.T., Holman, R.A., 1999. Wavenumber-frequency structure of infragravity swash motions. J. Geophys. Res. 104, 13479-13488.
- Horikawa, K., Kubota, S., 1988. Nearshore dynamics and coastal processes, Part V Chap. 2, pp. 386-406.
- Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., Liu, L.F., 1981. Modification of edge waves by barred-beach topography. Coast. Eng. 3, 35-45.
- Liu, P., Liu, P.L.F., 1998. A numerical study of breaking waves in the surf zone. J. Fluid Mech. 359, 239-264.
- List, J.H., 1992. A model for the generation of two-dimensional surf beat. J. Geophys. Res. 97-C7, 5623-5635.
- Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R.W., 1962. Radiation stress and mass transport in surface gravity waves with applications to 'surf beats'. J. Fluid Mech. 13, 481-504.

N. Sènechal et al / *Oceanologica Acta* 24 (2001) 545–556

- Lorin, J., Vignier, J., 1987. Hydrosedimentary conditions and present evolution of Aquitaine Coast. *Bull. Inst. Geol. Bassin Aquitaine* 41.
- Masselink, G., Short, A.D., 1993. The effect of tide range on beach morphodynamics: a conceptual model. *J. Coastal Res.* 9, 785–800.
- Michel, D., Howa, H., 1994. Morphological evolution of a littoral sandy bank, modelization of its dynamics. *Ann. Geophys. EUG Grenoble II–12 C240*.
- Norheim, C.A., Herbers, T.H., Elgar, S., 1997. Nonlinear evolution of surface wave spectra on a beach. *J. Phys. Oceanogr.* 28, 1534–1551.
- Raubenheimer, B., Guza, R.T., Elgar, S., 1996. Wave transformation across the inner surf zone. *J. Geophys. Res.* 101, 25589–25597.
- Roelvink, J.A., Stive, M.J.F., 1989. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a Beach. *J. Geophys. Res.* 94, 4785–4800.
- Ruessink, B.G., 1998. Bound and free infragravity waves in the nearshore zone under breaking and nonbreaking conditions. *J. Geophys. Res.* 103-C6, 12795–12805.
- Sènechal, N., Bonneton, P., Dupuis, H., 2001. Field observations of irregular wave transformation in the surf zone. In: Hansen, H., Larson, M. (Eds.), *Proc. of Coastal Dynamics '01*, Lund-Sweden, pp. 64–74.
- Short, A.D., Aagaard, T., 1993. Single and multi bar beach change models. *J. Coastal Res.* SI 15, 141–157.
- Stive, M.J.F., 1984. Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes. *Coast. Eng.* 8, 99–127.
- Svendsen, I.A., 1984. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coast. Eng.* 8, 303–329.
- Svendsen, I.A., Madsen, P.A., Dühr Hansen, J., 1978. Wave characteristics in the surf zone. *Proc. 16th Coast. Eng. Conf., Hamburg*, 520–539.
- Symonds, G., Huntley, D.A., Bowen, A.J., 1982. Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time varying breakpoint. *J. Geophys. Res.* 87, 492–498.
- Thornton, E.B., Guza, R.T., 1982. Energy saturation and phase speeds measured on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 87, 9499–9508.
- Thornton, E.B., Guza, R.T., 1983. Transformation of wave height distribution. *J. Geophys. Res.* 88, 5925–5938.
- Wright, L.D., Guza, R.T., Short, A.D., 1982. Dynamics of a high-energy dissipative surf zone. *Mar. Geol.* 45, 41–62.

**PRESENTATION DE LA CAMPAGNE DE MESURES INTENSIVES DU PNEC : TRUC VERT
2001**

N. Sénéchal¹, S. Abadie², N. Bonneton³, P. Bonneton¹, C. Brière², R. Butel¹, R. Capobianco⁴, B. Castelle¹, G. Chapalain⁵, F. Desmazes¹, C. Dulou¹, H. Dupuis¹, H. Howa⁶, P. Larroude⁷, P. Maron², D. Malengros⁵, D. Michel¹, M. Mory⁸, G. Oggian¹, R. Pedreros¹, V. Rey⁴, D. Rihouey²

Paru dans actes des VIIème journées Nationales de Génie Civil-Génie Côtier

Abstract	267
1.Introduction	267
2.Site expérimental et forçage hydrodynamique	268
3. Objectifs	270
4. Dispositif expérimental et méthode	271
4.1 Caractérisation de la morphologie des corps sableux.....	272
4.2 Mesures hydrodynamiques et sédimentaires.....	274
5. Conclusions	275

Présentation de la campagne de mesures intensives du PNEC : Truc Vert 2001

N. Sénéchal¹, S. Abadie², N. Bonneton³, P. Bonneton¹, C. Brière², R. Butel¹, R. Capobianco⁴, B. Castelle¹, G. Chapalain⁵, F. Desmazes¹, C. Dulou¹, H. Dupuis¹, H. Howa⁶, P. Larroude⁷, P. Maron², D. Malengros⁵, D. Michel¹, M. Mory⁸, G. Oggian¹, R. Pedreros¹, V. Rey⁴, D. Rihouey²

¹DGO / UMR CNRS EPOC, Univ. Bordeaux I. n.senechal@geocean.u-bordeaux.fr

²LASAGEC, Univ. de Pau et des Pays de l'Adour.

³MASTER, ENSCPB, Univ. Bordeaux I.

⁴Univ. Toulon et du Var.

⁵LSG, Univ. de Lille I.

⁶Univ. D'Angers.

⁷LEGI, Univ. de Grenoble I.

⁸ENSGTI, Univ. de Pau et des Pays de l'Adour.

Résumé

Cet article rassemble les résultats d'une campagne de mesures qui a été réalisée sur la plage aquitaine du Truc Vert du 14 au 19 octobre 2001. Différentes techniques et méthodologies expérimentales ont été mises en œuvre pour caractériser l'hydrodynamique, le transport sédimentaire, ainsi que l'évolution morphologique de cette plage sableuse.

Abstract

The aim of this paper is a field experiment that has been undertaken on the aquitain Truc Vert beach from the 14th to the 19th October 2001. Different experimental techniques and methodologies were implemented for the characterization of hydrodynamics, sediment transport and morphological evolution of this sandy beach.

1. Introduction

Dans le cadre de l'action de recherche « Hydrodynamique Sédimentaire » du Programme National d'Environnement Côtier (PNEC), une campagne de mesures a été réalisée sur la plage aquitaine du Truc Vert du 14 au 19 octobre 2001. L'objectif principal de cette action de recherche est d'avancer dans la compréhension et la modélisation des processus qui contrôlent l'évolution morphologique des corps sableux littoraux. La campagne Truc Vert 2001 avait pour objectif plus spécifique d'étudier l'hydrodynamique en milieu peu profond associée à des houles énergétiques et de comprendre son impact sur l'évolution morphodynamique des systèmes de barres sableuses que l'on observe sur une côte linéaire à régime meso-tidal et forcée par des houles océaniques. Cette expérience a réuni 22 chercheurs venant de 8 laboratoires français, dont les compétences couvrent aussi bien le domaine des mesures

hydrodynamiques, des mesures sédimentaires, que la caractérisation de la morphologie des corps sableux. Cette expérience a été définie en liaison étroite avec les chercheurs du PNEC travaillant sur la modélisation des processus hydro-sédimentaires littoraux, mais aussi en interaction avec le groupe de travail « Hydrodynamique de la zone affectée par le déferlement bathymétrique » du programme national PATOM (Programme ATmosphère Océan à Multi-échelles).

2. Site expérimental et forçage hydrodynamique

La plage du Truc Vert est située à environ 10 km au Nord de la pointe du Cap Ferret et à 90 km au sud de l'embouchure de l'estuaire de la Gironde (cf. figure 1). C'est une plage méso à macrotidale composée de sable moyen et soumise à une houle océanique, principalement de secteur O / NO. Pendant la période hivernale, les hauteurs significatives sont de l'ordre de 1,55 m pour une période significative de 12 s alors qu'en conditions estivales, les hauteurs significatives sont de l'ordre de 0,9 m pour une période de 7 s. Pour ce qui est des conditions extrêmes, la période de retour de vagues de hauteurs significatives de 8m est de l'ordre de 10 ans (Butel et coll. [2]).

La plage du Truc Vert est généralement constituée de deux systèmes de barres sableuses :

- une barre pré-littorale festonnée située à 400 ou 450 m de la laisse de basse mer. Sa longueur d'onde moyenne est de 1000 m. La partie parallèle au rivage se situe à environ 4,5 m de profondeur tandis que les cornes se trouvent sous 2 m d'eau (Desmazes et coll. [3]).
- un système de barre et baie ("ridge et runnel") en zone intertidale dont la morphologie est extrêmement variable (Michel et Howa [5]). Les barres internes sont, en conditions estivales, allongées vers le sud et interrompues par les baies (dépressions peu profondes) tous les 420 m +/- 160 m.

Sur la photographie aérienne du Truc Vert prise à marée basse pendant la campagne de mesure (figure 2) on peut distinguer les systèmes de barres et baies en zone intertidale et de façon indirecte les barres en croissant, dont les cornes sont associées aux zones de déferlement régulièrement espacées.

Les conditions expérimentales observées pendant la campagne correspondent à une période de beau temps (vent faible, hautes pressions atmosphériques supérieures ou égales à 1000 hPa et absence de précipitations). Les états de mer sont cependant énergétiques (cf. figure 3) avec de longues périodes et des hauteurs significatives atteignant 3 m (le 18/10). Ces vagues correspondent à des houles formées au large.

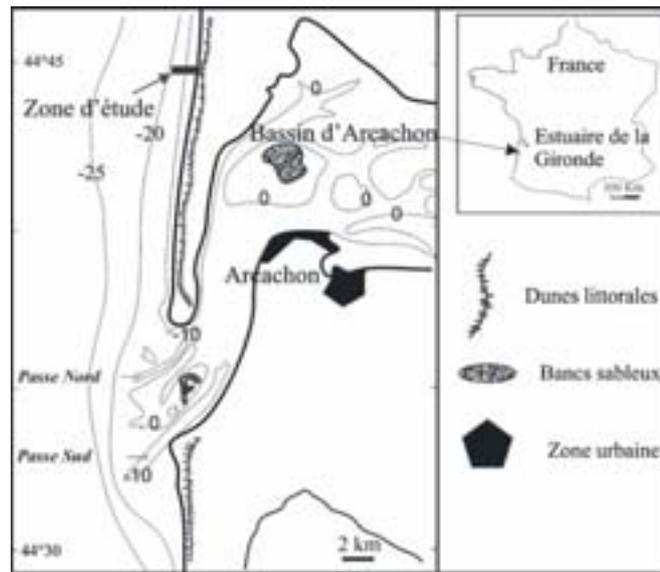


Figure 1. Situation de la zone d'étude
Figure 1. Location of the study area



Figure 2. Photographie aérienne de la plage du Truc Vert le 15/10/01 (8h TU)
Figure 2. Aerial photograph of the Truc Vert beach 15/10/01 (8h UT)

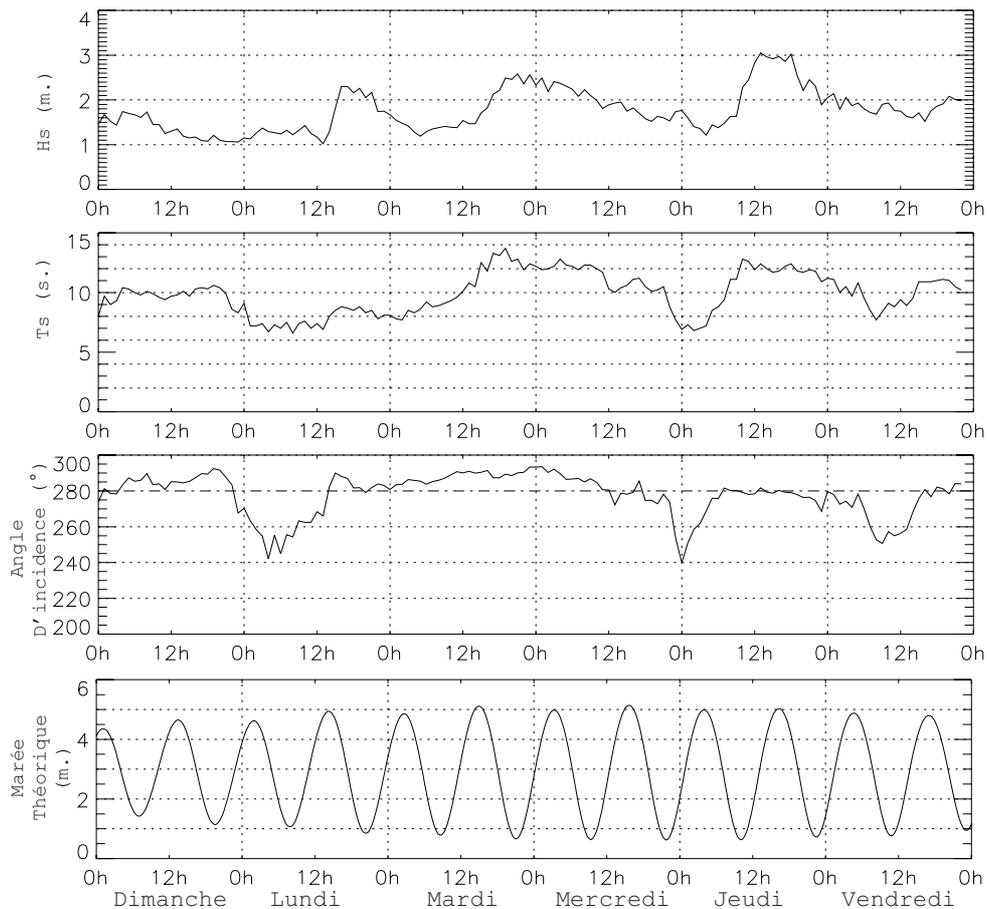


Figure 3. Hauteur significative (Hs), période significative (Ts) et angle de direction moyenne de la houle et variation tidale de la hauteur du plan d'eau du 14/10/01 au 19/10/01

Figure 3. Significant wave height (Hs), period and wave direction and the tidal height variation from 14/10/01 to 19/10/01

3. Objectifs

L'objectif général de cette campagne de mesures est d'étudier les processus hydrodynamiques associés à la transformation de houles énergétiques sur une plage sableuse et tout particulièrement en zone de surf et de comprendre leur impact sur l'évolution morphologique de cette plage. Cette expérience à courte échelle de temps est complémentaire des études long terme réalisées au DGO et qui font la connexion entre la climatologie de la houle (Butel et coll. [2]) et l'évolution morphologique des plages sableuses girondines (Lafon et coll. [4]).

La campagne Truc Vert 2001 se situe aussi dans la continuité de celles déjà réalisées dans le cadre du PNEC en 1998 et 1999 (cf. Michel et coll. [6], Sénéchal et

coll. [7] et Bonneton et Dupuis [1]), ces deux premières expériences ayant soulevé plusieurs questions :

- Quel est l'impact de la libération des harmoniques de la houle au passage d'une barre, sur la dissipation de ces vagues et par conséquent sur l'évolution morphodynamique du haut de plage (Sénéchal et coll. [8]) ?
- Quelle est l'influence du phénomène d'appariement des fronts d'onde sur la dissipation des vagues et donc sur le taux de production de turbulence en zone de surf interne et en zone de swash (Sénéchal et coll. [7] et Bonneton et Dupuis [1]) ?
- Comment caractériser le critère de déferlement suivant que l'on se trouve sur une barre ou sur une pente de plage régulière.

D'autre part, l'intégration de nouvelles équipes et le renforcement depuis deux ans du potentiel expérimental de l'ensemble des participants, a permis d'aborder des problèmes qui ne pouvaient l'être lors des deux précédentes expériences. En particulier, si en 1998 et 1999 nous avons principalement étudié l'évolution cross-shore de l'hydrodynamique, en revanche en 2001 nous avons pu installer un réseau d'instruments suffisamment dense pour caractériser aussi la variabilité longshore de l'hydrodynamique (houle, courants moyens et ondes infragravitaires), ainsi que le transport sédimentaire en suspension associé au déferlement. Cette expérience était aussi la première tentative sur ce site pour quantifier le transport sédimentaire à une échelle temporelle plus proche de celle utilisée pour l'hydrodynamique (<12h), que ce soit par vidéo, ou par échantillonnage de la concentration de sédiment en suspension.

4. Dispositif expérimental et méthodes

Durant cette campagne de mesures, des méthodes expérimentales permettant de caractériser et quantifier l'évolution morphologique de la plage à différentes échelles spatiales ont été associées à des mesures hydrodynamiques et sédimentaires à haute fréquence d'acquisition.

4.1 Caractérisation de la morphologie des corps sableux

Mesures topographiques à l'aide d'un système GPS cinématique temps réel

Le laboratoire LASAGEC a réalisé à chaque marée basse un relevé topographique de la zone intertidale, sur une distance de 1,5 km, à l'aide d'un système DGPS (cf. figure 4). Le système utilisé est un THALES SCORPIO 6502 MK. Ce DGPS cinématique bi-fréquence est basé sur une méthode cinématique qui rend techniquement possible sur de larges zones (40 km autour de la station de référence), un positionnement centimétrique en temps réel. La station de référence a été positionnée exactement par rapport à une borne IGN située dans les dunes de la plage du Truc Vert.

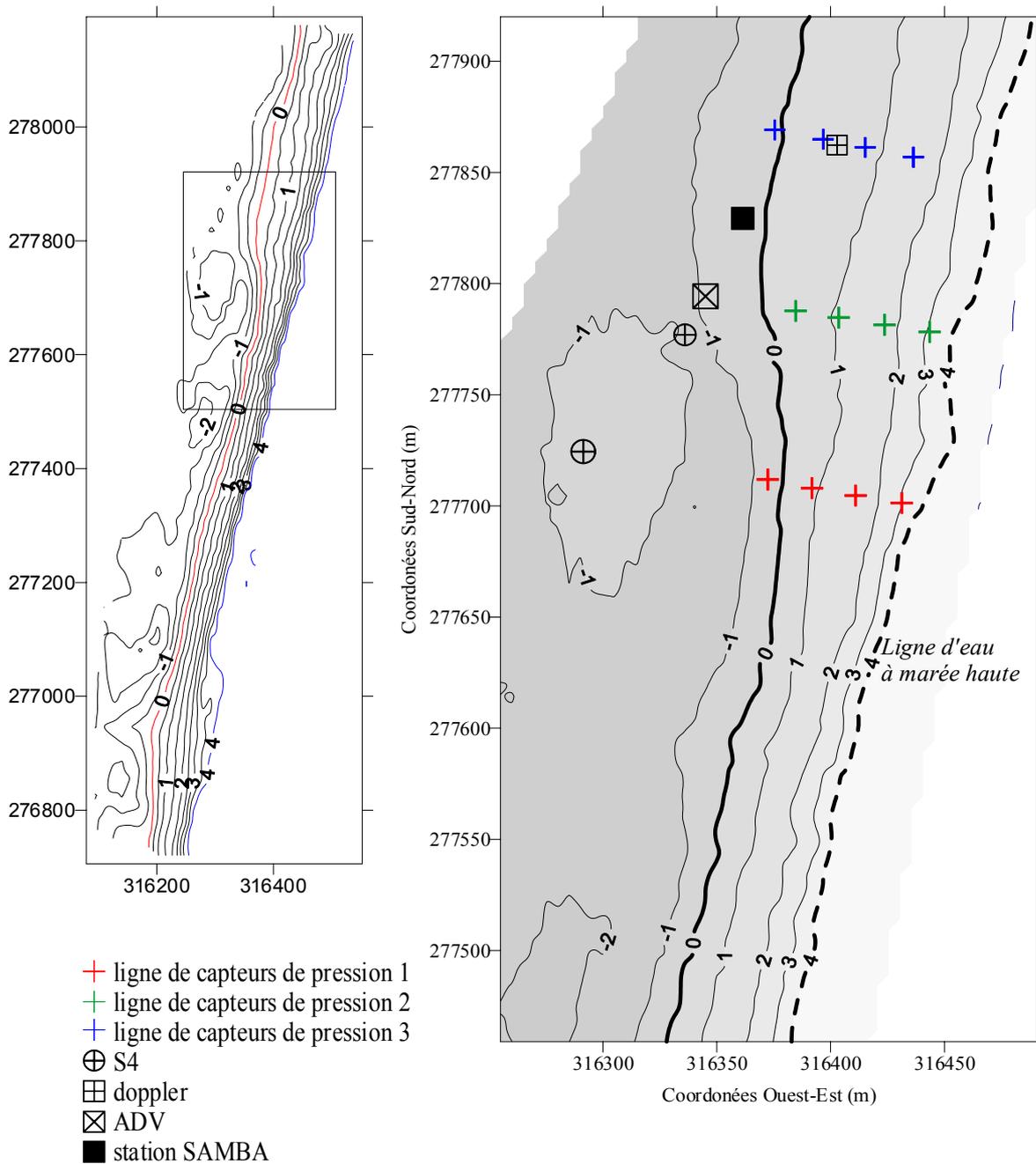


Figure 4. Topographie de la zone intertidale et implantation des instruments

Figure 4. Topography of the intertidal zone and instrument locations

Des résultats préliminaires sont présentés sur la figure 5. La topographie de la zone instrumentée permet de distinguer un système de barre-baïne ainsi qu'une berme bien développée le 16/10. Les changements morphologiques enregistrés par les relevés du 18/10 montrent qu'au cours de cette campagne de terrain, la berme s'est érodée jusqu'à 1,30 m localement. La partie moyenne de l'estran présente une accrétion globale de l'ordre de 0,20 m et la barre intertidale migre de 25 m vers le haut de plage.

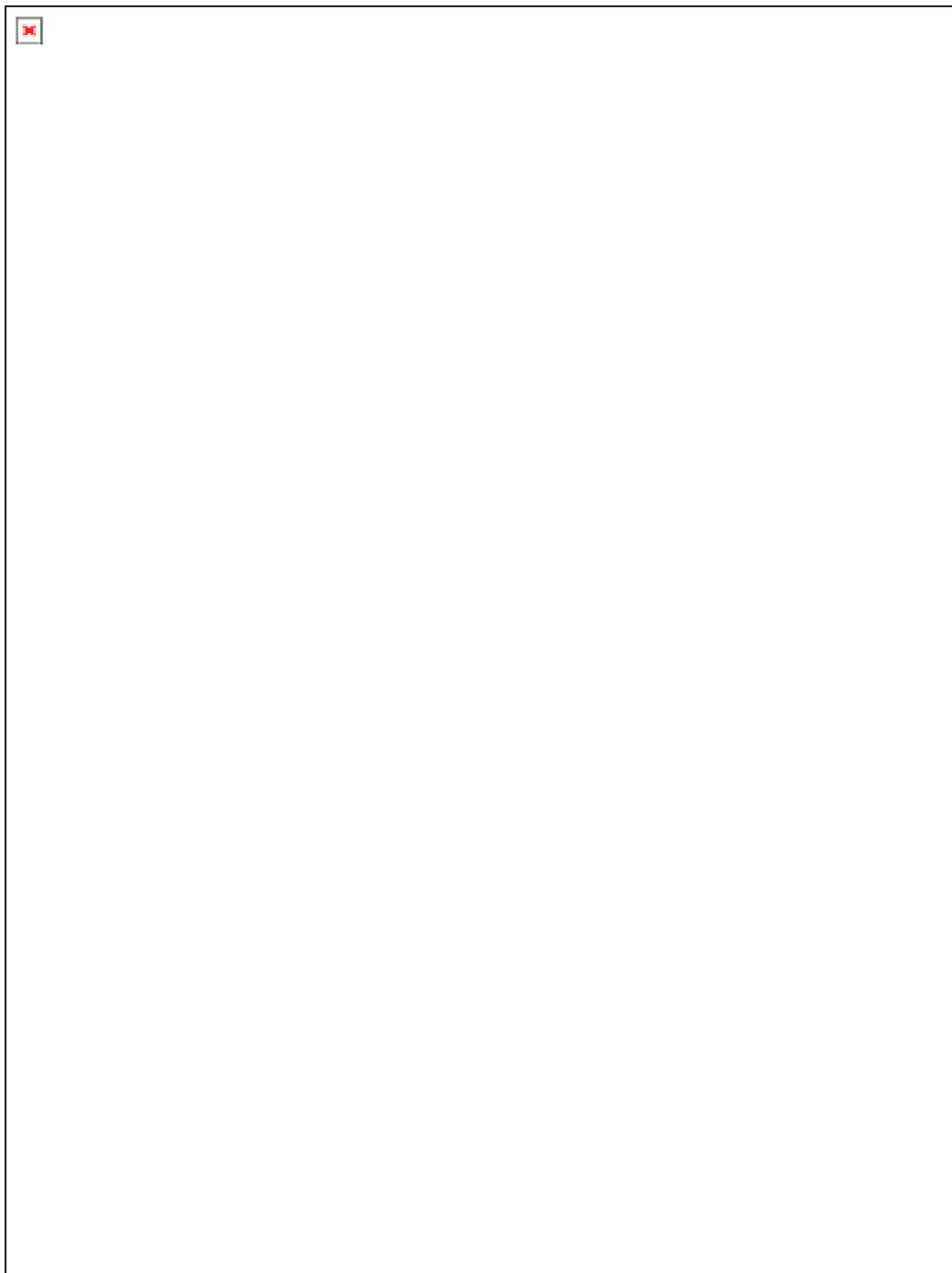


Figure 5. Changements topographiques de la zone intertidale entre le 16/10 et le 18/10.
Figure 5. Topographic changes of the intertidal zone between 16/10 and 18/10

Système vidéo

L'un des moyens efficaces pour observer les changements morphologiques côtiers à haute fréquence et à grande échelle temporelle est de recourir à l'implantation permanente de systèmes vidéo. Depuis son invention, la technologie a évolué afin d'obtenir une calibration fine des caméras et permet d'obtenir par stéréoscopie la transformation de vues obliques en images planes non déformées. Ces images consistent typiquement à utiliser l'enregistrement continu de la position du déferlement comme proxy de la morphologie des barres sous-marines. Elles permettent de cartographier la topographie de la zone intertidale et d'estimer les caractéristiques des houles incidentes (hauteur, période, longueur d'onde et angle d'incidence à la côte).

Les premiers tests de cette méthode ont été effectués pendant cette campagne de mesures. Une caméra numérique a été implantée au sommet d'un échafaudage lui-même installé au sommet de la dune. La hauteur de l'objectif de la caméra par rapport au niveau d'eau à basse mer était de 28,50 m. Un système de cibles au sol géoréférencé et visible sur toutes les prises de vue permet une correction géométrique des images obtenues. Cinq prises de vues de 10 minutes ont été effectuées à marée basse. Elles permettront la cartographie des zones moyennes de déferlement sur plus de 800 m de large. De plus, des plans de 10 min. pris à chaque heure seront utilisés pour mieux comprendre le déplacement avec la marée de la zone de déferlement sur les structures sédimentaires.

Photographies et vidéos aériennes

Un survol du site a été réalisé le lundi 15 octobre pendant la marée basse du matin. Les photographies qui ont été prises (<http://legi.hmg.inpg.fr/houle/PhotoAer.pdf>) permettront en particulier de caractériser les systèmes de barres et baines tout le long de la pointe sableuse du Cap Ferret. Dès à présent ces photos mettent en évidence la présence de beach cusps au niveau de la laisse de haute mer.

Images SPOT

Une programmation d'images SPOT multi-spectrales haute résolution a permis d'obtenir trois prises de vues sans couverture nuageuse, centrées sur la plage du Truc Vert, les 07/10/01, 16/10/01 et 30/10/01. Les images du 07/10 et du 30/10 nous permettront de caractériser l'état des systèmes de barres avant et après notre campagne de mesures. De plus, les conditions très favorables (beau temps, très faible houle) du 30/10 devrait nous permettre d'obtenir une bathymétrie des zones de petits fonds, à partir de la méthode mise au point par Lafon et coll. [4]. L'image du 16/10 a été obtenue pendant l'expérience et pour des houles très régulières de fortes amplitudes ($H_s=2\text{m}$). Cette image, couplée aux données hydrodynamiques, nous permettra de mieux comprendre la propagation de la houle du plateau continental jusqu'à la ligne d'eau et en particulier la réfraction de la houle et la localisation du déferlement sur les systèmes de barres. Ce travail a pour objectif une amélioration des modèles de propagation de la houle à moyenne échelle, tel que le code SWAN.

4.2 Mesures hydrodynamiques et sédimentaires

Mesures de la houle et des courants

Le DGO a installé en août 2001, en collaboration avec le CETMEF, une bouée TRIAXYS constituée d'un flotteur de surface munis d'accéléromètres et permettant de calculer le spectre directionnel des vagues par -54m de fond, soit en conditions de forçage au large. Des données simplifiées de cette bouée son disponibles en temps réel sur le site <http://www.equipement.gouv.fr/cetmef/candhis/>. Par ailleurs, ces mesures sont couplées à celles d'une bouée houle DATAWELL distante de 120m de la TRIAXYS pour permettre une inter-comparaison de 1 an entre les deux systèmes de mesure.

Pour cette campagne de mesures, des capteurs de pression et de courant ont été déployés en zone intertidale (cf. figure 4). Nous disposions de 8 capteurs de pression piézorésistifs reliés à un datalogger permettant des mesures synchronisées à une fréquence d'échantillonnage de 8 Hz. Ces 8 capteurs de pression étaient déployés suivant deux lignes « cross-shore » parallèles (ligne 1 et 2), comportant chacune 4 capteurs de pression. Nous disposions également d'une troisième ligne composée de 5 capteurs de pression synchronisés à une fréquence d'échantillonnage de 32 Hz. Ces 5 capteurs étaient déployés suivant une ligne « cross-shore », parallèle aux deux précédentes (ligne 3). L'ensemble de ces 13 capteurs de pression était aussi aligné dans la direction parallèle à la plage. Les trois lignes formaient ainsi un rectangle d'environ 150 m de longueur (long-shore) et 50 m de largeur (cross-shore) et couvraient ainsi un système barre-baïne. Nous disposions également de deux courantomètre-houlographes de type « directionnal Wave Current meter » permettant des mesures de courant (composantes horizontales) et pression à une fréquence de 2 Hz. L'un de ces courantomètres était placé sur la pente de la barre, au niveau de la laisse de basse mer et dans le prolongement de la première ligne de capteurs et l'autre était situé à la naissance de la baïne. Un « Accoustic Doppler Vector » a également été déployé en bas de plage, dans l'alignement de la seconde ligne de capteurs. Il a permis de réaliser des mesures de pression et courant (composantes horizontales et verticales) à des fréquences plus élevées (jusqu'à 32 Hz). Un courantomètre Doppler 3500 a également été déployé sur la ligne 3 de capteurs de pression pour mesurer le courant de retour.

La figure 6 illustre la déformation du spectre de densité d'énergie des vagues lorsque l'on se rapproche de la côte. Sur la figure 6a, on note 2 pics correspondant à deux houles distinctes de direction 280° et 290° respectivement pour la plus et la moins énergétique. Ces deux modes donnent lieu à des groupement d'ondes qui induisent au large des variations spatio-temporelles de l'énergie (modulation), et éventuellement, après le déferlement, des ondes basses fréquences (une analyse des données permettra d'établir si cette hypothèse explique l'énergie des fréquences <0.05 Hz de la figure 6b).

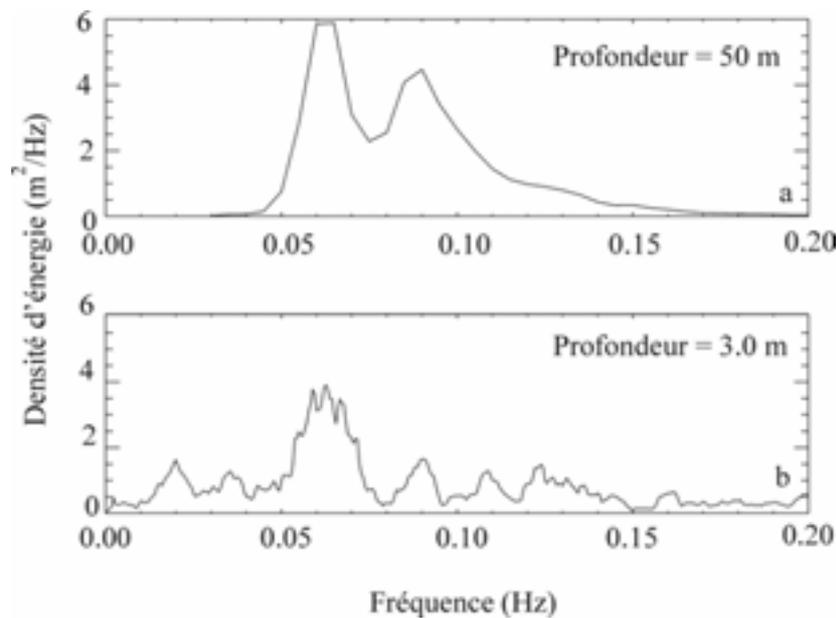


Figure 6 : Evolution du spectre du large à la zone de surf
 Figure 6 : *Wave spectrum evolution from offshore to the surf zone*

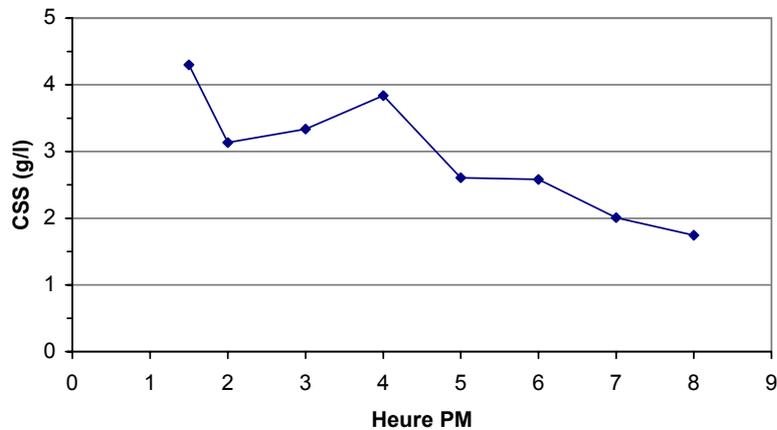
Par ailleurs, on distingue nettement une diminution de l'énergie liée au déferlement mais également un élargissement du spectre associé aux transferts d'énergie engendrés par les interactions non-linéaires entre triplets de fréquences.

Mesures hydro-sédimentaires

Dans la perspective d'accéder au flux sédimentaire en suspension, le LSG a effectué des mesures conjointes d'hydrodynamique et de concentration de sédiment en suspension à l'aide de la station benthique instrumentée SAMBA. Cet équipement composite comprend :

- un module d'acquisition à la cadence de 4 Hz, durant une demi-heure toutes les heures, des données issues d'un capteur de pression (PAROSCIENTIFIC), d'un courantomètre électromagnétique bi-composantes horizontales de 3,8 cm de diamètre (MMI) et de deux capteurs de matière en suspension à rétrodiffusion infrarouge (OBS-3) ;
- un courantomètre acoustique Doppler tri-composantes incluant un capteur de pression (VECTOR) couplé à un capteur de matière en suspension à rétrodiffusion infrarouge (OBS-3) fonctionnant en continu à la cadence de 8 Hz ;
- un multi-échantillonneur séquentiel (toutes les heures) d'eau et de matière en suspension à 0,5 m au dessus du fond.

La station SAMBA a été déployée en bas de plage (figure 4). A titre d'illustration, la figure 7 montre l'évolution de la concentration de sédiment en



suspension mesurée par le multi-échantillonneur durant le montant et le perdant de l'après-midi et de la soirée du 16/10/01.

Figure 7. Evolution temporelle de la concentration de sédiment en suspension à 0,5 m du fond mesurée par le multi-échantillonneur le 16/10/01.

Figure 7. Time-variation of suspended sediment concentration at 0.5 m above the bottom measured by the multi-sampler on 10/16/01.

Traçage fluorescent

L'évaluation quantitative du transit sédimentaire sur les estrans sableux a été mise en évidence par la technique du traçage fluorescent. L'utilisation de traceur pour déterminer les taux de transport sédimentaire exige deux conditions :

- le traceur possède le même comportement hydrodynamique que le sédiment naturel, c'est-à-dire les mêmes caractéristiques (forme et taille des grains, densité)
- il doit être facilement détectable *in situ* afin de suivre son déplacement dans l'espace et dans le temps au cours du processus étudié.

Méthodologie : La technique des traceurs fluorescents que nous utilisons correspond à une mesure lagrangienne du transport sédimentaire en zone intertidale. Un Détecteur Compteur Automatique (D.C.A.) de grains fluorescents nous a permis de déterminer le nombre de grains décomptés en surface, en chaque point de la grille d'échantillonnage. L'épaisseur du traceur en mouvement a été, quant à elle, déterminée par un carottage systématique de la zone détectée.

Transport résiduel sur la plage du Truc Vert : 90 kg de sable fluorescent ont été injectés lors de la basse mer du 17/10 au soir à mi-estran. L'injection s'est faite dans une fosse de 1x1x 0.16 m, le traceur étant recouvert de 0.02 m de sable naturel. La détection s'est effectuée au cours de la basse mer suivante (18/10). Les résultats préliminaires montrent qu'à la source, 0,1 m d'épaisseur de traceur a été mobilisée lors du flot. Lors du jusant, la source est recouverte par 0,07 m de sable "propre". Une partie du traceur mobilisé est retrouvée sur la plage sous forme de taches très diluées indiquant une dominance du transport vers le sud (longshore transport) et vers le bas de plage (cross-shore transport).

Cette expérience réalisée pendant des conditions hydrodynamiques de forte énergie va nous permettre de définir la direction et la vitesse de transit sableux résiduel au cours d'une marée, mais la forte dilution du traceur ne nous permet pas d'attribuer un degré de confiance suffisant au calcul du débit.

5. Conclusion

La campagne de mesures, réalisée sur la plage aquitaine du Truc Vert du 14 au 19 octobre 2001, a permis d'acquérir un jeu de données hydrodynamiques, sédimentaires et topographiques de grande qualité, pour des conditions de forçage de la houle au large très énergétiques. Le couplage de plusieurs techniques expérimentales complémentaires devrait nous permettre d'avancer de façon significative dans la compréhension de la dynamique sédimentaire des plages sableuses soumises à l'action de fortes houles.

Remerciements. Ces travaux ont été soutenus principalement par le Programme National d'Environnement Côtier (PNEC ART7), mais aussi par le Programme ATmosphère Océan à Multi-échelles (PATOM) et l'EPSHOM. Le Cirmat a fourni une partie de l'instrumentation. L'INSU et La Région Aquitaine ont co-financés une partie du matériel. Nous remercions le CETMEF et les phares et Balises du Verdon grâce auxquels la bouée houle TRIAXYS a pu être mise en service. Nous remercions Amaury De Resseguier pour la préparation des structures des courantomètres du DGO et Michel Trilha le pilote de l'avion qui a survolé le site du Truc Vert.

Références

- [1] Bonneton, P. and Dupuis, H. 2001. Transformation of irregular waves in the inner surf zone. *Proc. 27th Int. Conf. on Coastal Eng.*, **1**, 745-754.
- [2] Butel, R., Dupuis, H. and Bonneton, P. 2001 Spatial and temporal variability of wave conditions at French Atlantic coast using in-situ data. Proc. of ICS2002 submitted to *J. Coastal Research*.
- [3] Desmazes, F., Michel, D. et Howa, H. 2001. Etude morphologique et hydro-sédimentaire du domaine pré-littoral aquitain. *8ème Congrès Français de Sédimentologie, publication A.S.F.* n°36, Paris, 95-96.
- [4] Lafon V., Dupuis H., Howa H. et Froidefond J.M.. Determining ridge and runnel longshore morphodynamics using SPOT imagery, *Marine Geology (soumis)*.
- [5] Michel D. et Howa H. (1999) Short term morphodynamic response of a ridge and runnel system on a mesotidal sandy beach. *J. Coastal Research* 15/2, 428-437.
- [6] Michel D., Howa H., Thomas C., Chapalain G., Thais L. et Malengros D., 2000. Sediment dynamics and hydrodynamics on the inner part of the Aquitanian shelf (France), *Workshop Marine Sandwave Dynamics, Lille, 23-25 March 2000*.
- [7] Sénéchal N., Dupuis H., Bonneton P., Howa H. et Pedreros R. 2001a Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach. *Oceanologica Acta* (sous presse)
- [8] Sénéchal, N., Bonneton, P. et Dupuis, H., 2001b. Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face. soumis à *Coastal Engineering*.

Titre de l'ouvrage :

Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en zone de surf

Nom de l'auteur :

Nadia Sénéchal

Etablissement :

Université de Bordeaux I

Résumé :

L'objectif de cette thèse était l'étude des transformations des vagues en zone de surf en environnement océanique dominé par les vagues à partir de données collectées dans le milieu naturel. Ce travail a permis d'acquérir une base de données hydrodynamiques complète des conditions rencontrées sur la côte Aquitaine. Ces données forment également une base de données pour l'étude en milieu naturel de processus physiques non linéaires et permettront de valider des modèles hydrodynamiques en cours de développement.

Les données ont été analysées avec deux approches. L'approche dite « moyennée » ou « intégrée » a permis de déterminer les paramètres qui contrôlent l'énergie des vagues en zone de surf mais également de proposer une paramétrisation de l'énergie des vagues pour le cas d'une plage « linéaire » (ne présentant pas de barres). Ces résultats montrent en particulier la difficulté théorique actuelle à correctement caractériser l'échelle temporelle (ou période) entre deux fronts dissipant. Cette paramétrisation est déjà utilisée dans des modèles hydrodynamiques de courant induits par les vagues.

L'approche dite « hautes fréquences » a permis d'étudier le processus d'appariement de fronts d'ondes mais également le processus de génération puis de libération des harmoniques lorsque les vagues se propagent au dessus d'un système de barre sableuse. Ces deux processus ont pour effet de significativement modifier la période moyenne des vagues sur une distance de l'ordre de quelques longueurs d'ondes. Cette approche a également permis d'étudier la structure et les transferts d'énergie vers les ondes longues (< 0.05 Hz) et de montrer le couplage avec la topographie de la plage.

Mots clés : expérimentation in situ, dissipation d'énergie, libération d'harmoniques, ondes longues, approche spectrale, approche temporelle, approche bispectrale

Abstract:

In this thesis, wave transformations in the surf zone are examined from data collected on a wave energy dominated beach. Data have been examined with two methods: a so-called "integrated" method whose aim was to determine which parameters determine the wave energy in the surf zone and a "high frequency" method whose aim was to analyse non linear processes.

The "integrated" method led to a parameterization of the ratio of significant wave height to local water depth (γ parameter) when the beach profile is linear (without bar systems). But this approach also underlines the difficulty to correctly characterize the wave frequency of breaking waves, which is a key parameter in this parameterization.

The "high frequency" method led to the analysis of the phenomenon of merging shocks and the phenomenon of harmonic generation and decoupling when the wave field propagates over a ridge and runnel system. In particular, the energy transfers between the wave components have been estimated.

The infragravity wave frequency band has also been analyzed. In particular, it appears that the local bathymetry is a key parameter in the infragravity energy frequency structure.

Keywords: field experiment, wave dissipation, secondary wave generation, infragravity waves, spectral analysis, bispectral analysis