



HAL
open science

Plages en équilibre morphologique et hydrodynamique associée

Maryam Kamali Nezhad

► **To cite this version:**

Maryam Kamali Nezhad. Plages en équilibre morphologique et hydrodynamique associée. Océan, Atmosphère. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2004. Français. NNT: . tel-00011587

HAL Id: tel-00011587

<https://theses.hal.science/tel-00011587>

Submitted on 10 Feb 2006

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

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

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

THÈSE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : "Océan, atmosphère, hydrologie"
Secteur de Recherche : "Mécanique des milieux fluides"
préparée au sein du
Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
dans le cadre de
l'Ecole Doctorale "Terre, Univers, Environnement"
présentée et soutenue publiquement par

Maryam Kamalinezhad

Date de soutenance : 17 Decembre, 2004

TITRE :

**Plages en équilibre morphologique
et hydrodynamique associée**

**Directeur de thèse :
Eric Barthélémy**

JURY

M.	M. Boulon, Professeur, UJF	Président
M.	P. Bonneton, Chargé de Recherche, UMR 5805, DGO	Rapporteur
Mm.	M. Provansal-Lippmann, Professeur, Aix- marseille I	Rapporteur
M.	E. Barthélémy, Professeur, INP Grenoble	Directeur de thèse
M.	H. Michallet, Chargé de Recherche au CNRS	Co- directeur de thèse
M.	A. Temperville, Professeur	Invité

Plages en équilibre morphologique et hydrodynamique associée

Maryam Kamalinezhad

Remerciements

Ce travail fait partie d'un Programme de coopération Scientifique & Technique Franco-Iranien sous l'égide du Ministère des affaires étrangères et du SFERE.

Je suis très heureuse de pouvoir exprimer ma profonde gratitude envers mes directeurs de thèse E. Barthélémy, Professeur, INP Grenoble et H. Michallet, Chargé de Recherche CNRS, qui m'ont accompagnée tout au long de mes travaux de recherche.

Je voudrais remercier les membres du jury et plus particulièrement Marc Boulon, qui me fait l'honneur de présider mon Jury de soutenance. Mes remerciement vont également à Philippe Bonneton et Mireille Provansal-Lippmann, pour avoir accepté la charge de rapporteurs.

Je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance à M. Temperville pour sa participation au jury.

Mes remerciement vont également au responsable du service audiovisuel et du service reprographie, François Bonnel. Je remercie également Jean Martins du LTHE pour la mise à disposition du granulomètre laser Malvern.

Je tiens à remercier très très chaleureusement tous mes très chers amis. Tout d'abord, Laurent Terrier et Jean-Marc Barnoud, pour leur gentillesse, leur bonne humeur, leur soutien et surtout leur patience pendant ces trois ans et demi. Sans leur compétences techniques et leur soutien au jour le jour mes expériences n'auraient pas pu être menées à bien.

Enfin, un grand grand remerciement à tous ceux qui m'ont aidée à rédiger mon rapport : Philippe Laroudé, Thibaut Bourrilhon, Sébastien Cadeau-Belliard, Estelle Guyez, Linda Guittet, Nicole Bourhy, Aude Royon et McCluskey Francis.

A ma mère,

A mon père,

et à mon cher mari

"Vahid"

pour tous...

Résumé :

Dans le cadre de ce projet, nous avons cherché à mieux connaître les conditions hydrodynamiques permettant d'obtenir des profils de plage en équilibre. Pour cela, des expériences ont été réalisées dans un canal à houle de 36m de long et 0.55m de large au LEGI pour caractériser la transformation des vagues sur une plage de sédiments et évaluer la formation des barres d'avant côte et la stabilité des plages sableuses. Une série d'études sur la caractérisation détaillée de l'évolution des spectres d'énergie, les transferts d'énergie vers les hautes et basses fréquences sur ce fond mobile et aussi les évolutions morphologiques à moyen et long terme ont été faite.

À notre connaissance, nous avons présenté le 1^{er} ensemble d'expériences qui mènent aux profils d'équilibre. Parmi ces profils, deux morphologies schématiques sont obtenues : une plage barrée et une plage en forme de terrasse. La vitesse de chute adimensionnelle ou le nombre de Dean ($\Omega = H_{1/3}/T_p w_c$), est le paramètre principal. La réponse morphologique est comparée avec la classification de Wright & Short (1984 [1]). Nous avons réalisé une classification plus fine au niveau du type de la plage pour les valeurs intermédiaires de Ω ($1 < \Omega < 6$).

A propos des effets correspondant à la présence des ondes-infragravités sur la formation et stabilité des barres, nous avons constaté que la conjonction de noeud des vagues infragravités et le point de déferlement est favorable à la formation et la stabilité de la barre d'avant côte.

Mots clés :

Expérience, canal à houle , onde irrégulière, équilibre morphologique, plage barrée, plage en forme de terrasse, onde infragravitaire, distribution de hauteur, densité spectrale d'énergie.

Liste des symboles

L'ensemble des symboles utilisés dans ce manuscrit sont présentés sur ces quelques pages, avec entre crochets l'unité U.S.I correspondante (M : masse (kg), L : longueur (m) et T : temps (s)).

a_0	[L]	niveau moyen,
a_1	[L]	amplitude du fondamental,
a_2	[L]	amplitude du premier harmonique,
A	[L]	amplitude orbitale de la houle au fond,
A_m ,	[L]	amplitude de composante m,
C	[$L T^{-1}$]	célérité de l'onde, vitesse de phase de la houle,
C_g	[$L T^{-1}$]	vitesse de groupe de l'onde,
d_{50}	[L]	diamètre correspondant au pourcentage de passant (50 %),
d_{barre}	[L]	abscisse du sommet de la barre jusqu'à la côte,
D_*	[L]	diamètre sédimentologique,
E	[$M L T^{-3}$]	flux d'énergie par unité de surface,
F_r	[$-$]	nombre de Froude,
F	[T^{-1}]	fréquence d'onde infragravitaire,
f_w	[$-$]	coefficient de frottement sous une houle,
f_p	[T^{-1}]	fréquence du pic des ondes aléatoires,
f_0	[T^{-1}]	fréquence des ondes régulières,
f_{min}	[T^{-1}]	fréquence minimum des ondes aléatoires, $f_{min} = 0.4f_p$,
f_{max}	[T^{-1}]	fréquence maximum des ondes aléatoires, $f_{max} = 3f_p$,
\bar{f}	[T^{-1}]	fréquence moyenne des ondes,
g	[$L T^{-2}$]	accélération de la gravité,
h	[L]	hauteur d'eau locale,
h_0	[L]	hauteur d'eau en eau profonde,

h_t	[L]	profondeur d'eau au niveau du creux,
h_c	[L]	profondeur d'eau au niveau du crête,
H	[L]	hauteur de la houle régulière,
H_b	[L]	hauteur de la houle au point de déferlement pour les ondes régulières,
H_{br}	[L]	hauteur de la houle au point de déferlement pour les ondes irrégulières,
H_{rms}	[L]	hauteur quadratique moyenne,
H_s	[L]	hauteur significative des vagues,
$H_{1/3}$	[L]	hauteur moyenne du tiers supérieur en hauteur des vagues,
$H_{1/10}$	[L]	hauteur moyenne du dixième supérieur en hauteur des vagues,
H_{max}	[L]	hauteur maximale des vagues,
\bar{H}	[L]	hauteur moyenne des vagues,
H_0	[L]	hauteur des vagues en eau profonde,
H_{m_0}	[L]	hauteur significative des vagues calculée par le spectre d'énergie,
k_s	[-]	rugosité équivalente du sable de Nikuradse,
l	[L]	longueur de la plage,
L_c	[L]	longueur caractéristique,
L_0	[L]	longueur d'onde de la houle en eau profonde,
L_b	[L]	longueur d'onde de la houle au point de déferlement,
L_c	[L]	longueur caractéristique,
m_0	[L ²]	variance de la surface,
m_1	[-]	premier changement de pente en montant sur la plage,
m_2	[-]	pente entre le creux de la barre et la berme sur les plages barrées et entre premier point de rupture de pente jusqu'à la berme sur les plages en forme de terrasse,
m_3	[-]	pente sur la berme,
N	[-]	le nombre des composantes, $N = 1000$,
n	[-]	le facteur de forme, $n = 0.67$,
$P_H(x)$	[-]	densité de probabilité de hauteur de vagues,
r	[-]	rugosité relative de l'écoulement sous une houle, $r = A/k_s$,

R_e	[–]	nombre de Reynolds,
R_{par}	[–]	nombre de Reynolds associé au grain,
$Rouse$	[–]	nombre de Rouse,
s	[–]	densité relative du sédiment, $s = \rho_s / \rho$,
S	[–]	densité spectral de puissance,
S_0	[–]	course de panneau de vague (le batteur),
t	[T]	temps,
T	[T]	période de la houle,
T_i	[T]	période de chaque houle,
T_p	[T]	période du pic de la houle aléatoire,
\bar{T}	[T]	période moyenne de la houle,
T_{pc}	[T]	demi-période ,
U_r	[–]	nombre d'Ursell, $U_r = \frac{g H_{rms} T_p^2}{h_0^2}$,
U_c	[$M T^{-1}$]	vitesse caractéristique (vitesse moyenne),
U	[$M T^{-1}$]	vitesse orbital de la houle au fond,
u^*	[$M T^{-1}$]	vitesse de frottement,
V_f	[$L T^{-1}$]	vitesse d'évolution du fond,
V_{i1}, V_{i2}	[$L T^{-1}$]	vitesse d'évolution du fond sur chaque moitié de la plage,
w_c	[$M T^{-1}$]	vitesse de chute des sédiments,
x, y	[L]	coordonnées horizontales,
X_c	[L]	longueur du canal.
X^1	[L]	mouvement sinusoïdal de premier ordre.
X^2	[L]	mouvement sinusoïdal de deuxième ordre.
$X_{batteur}$	[L]	mouvement du batteur.
x_d	[L]	abscisse du point de déferlement,
z	[L]	cordonnée verticale,
z_0	[L]	longueur de la rugosité sur le fond, $z_0 = d_{50}/12$,
α, β	[–]	angle la pente moyenne de la plage,
ε_b	[–]	dissipation d'énergie due au déferlement,
ε_f	[–]	dissipation d'énergie due au frottement au fond,
ϵ_b	[–]	dissipation volumique d'énergie,
η	[L]	dénivellation de la surface libre par rapport à la surface moyenne,
$\hat{\eta}$	[L]	dénivellation maximum de la surface libre,
θ_m	[–]	la phase de composante m,

θ	$[-]$	paramètre de Shields dû au courant,
κ	$[-]$	constante de von Karman, $\kappa = 0.4$,
μ	$[L^2 T^{-1}]$	viscosité dynamique de l'eau,
ν	$[L^2 T^{-1}]$	viscosité cinématique de l'eau,
ξ_0	$[-]$	paramètre de caractérisation du déferlement au large (nombre d'Iribaren).
ξ_b	$[-]$	paramètre de caractérisation du déferlement au point de déferlement.
ρ	$[M L^{-3}]$	masse volumique de l'eau,
ρ_s	$[M L^{-3}]$	masse volumique des sédiments,
σ_ζ^2	$[L^2]$	variance de la surface,
ω	$[T^{-1}]$	pulsation de la houle,
ω_m	$[T^{-1}]$	pulsation de composante m,
Ψ	$[-]$	nombre de mobilité,
Ω	$[-]$	nombre de Dean, $\Omega = \frac{H_{1/3}}{T_p} w_c$,

Table des matières

1	Introduction	12
2	Outils Théoriques	15
2.1	Lois de similitude	15
2.1.1	Similitude hydrodynamique	16
2.1.2	Similitude du transport sédimentaire	18
2.2	Hydrodynamique : Déferlement de la houle	30
2.2.1	Les différents types de déferlement	30
2.2.2	Conditions de déferlement	32
2.3	Hypothèses sur la formation des barres littorales	35
2.3.1	Déferlements	35
2.3.2	La réflexion des ondes	36
2.3.3	Non-linéarité des ondes progressives	36
2.3.4	Des ondes d'infragravité	37
2.3.5	Les ondes de bord subharmoniques ("edge waves")	37
2.4	Pente et dissipation d'énergie d'une plage	37
2.5	Transport sédimentaire perpendiculaire au littoral "cross-shore"	38
2.6	Synthèse	41
3	La Modélisation Physique	42
3.1	Description du dispositif expérimental	42
3.1.1	Le canal	43
3.1.2	Le générateur d'ondes	44
3.1.3	L'appareillage de mesure	45
3.1.4	Visualisation	52
3.2	Méthode expérimentale de génération de la houle	53
3.2.1	Génération des ondes sinusoïdales	53

3.2.2	Validation du programme de la génération des ondes sinusoidales	58
3.2.3	Génération des ondes aléatoires	61
3.2.4	Validation du programme de la génération des ondes aléatoires	65
3.3	Synthèse	73
4	Morphodynamique	74
4.1	Profil d'équilibre des plages	74
4.2	Détermination de l'état d'équilibre dans nos expériences	80
4.3	Définition des différentes pentes sur la plage	86
4.4	Sensibilité aux conditions initiales	88
4.5	Reproductibilité des profils	98
4.6	Similitude entre les expériences	100
4.7	Classification des profils	103
4.8	Caractéristiques géométriques des barres	107
4.9	Effet de largeur de spectre	108
4.10	Synthèse	113
5	Hydrodynamique	115
5.1	Valeurs caractéristiques des vagues	120
5.2	Paramètre d'Iribaren	122
5.3	Asymétrie des vagues	124
5.4	Transformation de la distribution des hauteurs des vagues	126
5.5	Transformation de la densité spectrale des vagues	136
5.6	Transformation de l'énergie haute et basse fréquence	140
5.7	Dissipation d'énergie	146
5.8	La bande infragravitaire	148
5.9	Variation du niveau moyen	155
5.10	Synthèse	158
6	Conclusion	159
A	Comparaison des différentes méthodes pour calculer la densité spectrale de puissance	164
A.1	Les méthodes	164
A.2	Le cas test de la superposition de 2 signaux périodiques	166

A.3	Cas de la superposition de 2 signaux périodiques à phases modulées	168
A.4	Cas test du champ de vagues gaussien	170
A.5	Conclusion	175

Chapitre 1

Introduction

Dans la zone côtière, les barres littorales sont la conséquence d'une convergence du transport sédimentaire sous l'influence combinée de la houle, des courants, de la marée et du vent. Entre autres, un des phénomènes qui joue un rôle très important dans cette dynamique est le déferlement. Ses effets sur la stabilité des barres d'avant côte liée au déferlement restent mal connus. Donc des efforts importants doivent être faits pour une meilleure compréhension de ces phénomènes. Celle-ci est importante aussi bien du point de vue fondamental que dans l'objectif de caractériser ces phénomènes dans les modèles méso-échelles ainsi que les modèles hydrosédimentaires de la zone littorale dans le cadre des projets de génie côtier.

Bien que problématique, on peut traiter cette étude des paramètres hydrodynamiques et sédimentaires par trois approches distinctes :

- La première consiste à prendre des mesures *in situ*, mais cela est coûteux et difficile à mettre en œuvre, et l'analyse des résultats reste souvent complexe.
- Une deuxième approche possible est la modélisation numérique. Cette approche est de plus en plus performante grâce à la puissance de calcul des ordinateurs actuels. Elle peut prendre en compte, de plus en plus, le maillage raffiné à un moindre coût. Mais, elle reste dépendante des données initiales imposées par les expériences et par l'hypothèse formulée.
- Finalement le problème peut être traité par une modélisation physique. Cette approche, nous permet de simplifier le phénomène en se focalisant sur les paramètres les plus importants. C'est la méthode la moins coûteuse avec l'avantage de pouvoir contrôler l'ensemble des paramètres

tout au long des expériences. Mais, les expériences de laboratoire à échelle moyenne respectent difficilement les similitudes hydrodynamiques et morphodynamiques simultanément.

De nombreux travaux ont été réalisés pour mieux étudier la zone de déferlement et la formation des barres. La plupart sont des mesures *in situ* comme Sabatier *et al.*, (2002 [2]), Certain *et al.*, (2004 [3]), Gracez Faria *et al.*, (2000 [4]), Greenwood et Osborne, (1990 [5]) en particulier sur les courants littoraux comme le courant de retour ou "Undertow". Gallagher, Elgar et Guza, (1998 [6]) ont étudié l'évolution des barres sableuses sur les plages naturelles. Dibajnia, Shimizu et Watanabe, (1994 [7]) ont étudié les changements du profil de la plage en présence de transport sédimentaire de type "sheet-flow". Des expériences à grande échelle (e.g Roelvink et Reniers, 1995 [8] et Horikawa, 1988 [9]) ont aussi été menées pour caractériser la formation des barres littorales et les changements des profils "cross-shore". Stive, (1985 [10]) a étudié l'effet d'échelle sur la hauteur des vagues, le "set-up" et la position du point de déferlement sur une plage avec des ondes monochromatiques et aléatoires. En 2000, Dulou, (2000 [11]) a étudié les effets des ondes régulières sur un fond à faible pente avec et sans sable. Cox et Kobayashi, (2000 [12]), et Roelvink et Stive, (1989 [13]) ont étudié la formation des barres générées par les courants "cross-shore". Il y a très peu de publications à propos des profils de plages en équilibre. A la suite de ces travaux, on cherche à connaître les conditions hydrodynamiques et morphodynamiques permettant d'obtenir un équilibre morphologique surtout avec les barres d'avant côte. Pour réaliser ce projet, nous avons choisi la troisième approche possible pour étudier l'ensemble de ces configurations, c'est-à-dire une modélisation physique. Une grande partie de notre étude est donc de mettre en place des expériences pour évaluer les configurations hydrodynamiques qui permettent d'obtenir l'équilibre morphologique de barres d'avant côte.

Des expériences ont été réalisées pour caractériser la transformation des vagues sur une plage de sédiments et évaluer la formation et la stabilité des barres d'avant côte liées au déferlement, sous l'action de vagues régulières et irrégulières. Nos expériences ont été réalisées dans un canal à houle au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) à Grenoble.

L'exposé est composé de cinq parties. Dans le chapitre 2, les bases théoriques de la problématique sont présentées. Dans cette partie, tout d'abord, les lois de

similitude hydrodynamique et du transport sédimentaire mis en œuvre dans nos études sont présentées. Puis l'hydrodynamique de la houle, le phénomène de déferlement et les différentes hypothèses sur la formation des barres littorales sont exposés. Le chapitre 3, présente le dispositif expérimental utilisé ainsi que les méthodes de génération des ondes régulières et irrégulières et les validations de programmation. Dans le chapitre 4, nous présentons les analyses et les résultats de la réponse morphologique du fond et en particulier des profils d'équilibre par une confrontation des résultats avec la classification de Wright & Short (1984 [1]). Dans le chapitre 5, nous présentons les aspects hydrodynamiques associés aux profils du fond sableuse en équilibre dans nos expériences. Enfin, nous concluons dans le chapitre 6 dans lequel nous exposons aussi les perspectives de ce travail.

Chapitre 2

Outils Théoriques

2.1 Lois de similitude

Comme nous allons le voir par la suite, les expériences à échelle moyenne respectent difficilement les similitudes hydrodynamique et morphodynamique. Donc, il faut tenir compte des lois de similitude qui permettent de passer de l'échelle réelle à l'échelle de laboratoire. Cette similitude est décrite par des nombres adimensionnels dont les valeurs doivent être conservées (Hughes, 1993 [14]).

En général, l'écoulement d'un fluide réel dans un canal à surface libre est soumis aux forces suivantes :

- forces d'inertie,
- forces de gravité,
- forces de frottement (viscosité et rugosité).

Les équations réduites du mouvement font intervenir les coefficients ou nombres adimensionnels suivants :

1. Le nombre de Froude, qui compare les forces de pesanteur et celles d'inertie, est défini comme :

$$\frac{\rho \frac{U_c^2}{L_c}}{\rho g} = Fr^2 \quad , \quad Fr = \frac{U_c}{\sqrt{gL_c}} \quad (2.1)$$

U_c : vitesse caractéristique (vitesse moyenne),

L_c : longueur caractéristique,

g : l'accélération de la gravité et ρ : la masse volumique de fluide.

2. Le nombre de Reynolds, qui compare les forces visqueuse et inertielle :

$$\frac{\rho \frac{U_c^2}{L_c}}{\mu \left(\frac{U_c}{L_c}\right)} = R_e \quad , \quad R_e = \frac{U_c L_c}{\nu} \quad (2.2)$$

Habituellement, on prend $U_c = U$ et $L_c = h_0$ ou R_{h_0} . où U : la vitesse moyenne dans une section, h_0 : la profondeur hydraulique, $R_{h_0} = \frac{S}{P}$ est le rayon hydraulique où S est la surface et P est le périmètre mouillé, et ν est la viscosité cinématique.

Le nombre de Froude nous permet de classer les écoulements. Pour $Fr < 1$, l'écoulement est fluvial. Pour $Fr > 1$, l'écoulement est torrentiel et pour $Fr = 1$, l'écoulement est critique.

Le classement selon le nombre de Reynolds est le suivant : pour $R_e < 500$, l'écoulement est laminaire. Pour $R_e > 2000$, l'écoulement est turbulent et le régime intermédiaire couvre le transitoire entre ces deux régimes ($500 < R_e < 2000$). Dans la pratique, on ne rencontre en général que des écoulements turbulents.

2.1.1 Similitude hydrodynamique

Dans le cadre de notre approche (échelle réduite), respecter simultanément une similitude de Froude et de Reynolds pose un problème. En effet, soit N_x un taux d'une échelle "prototype - modèle" de paramètre x :

$$N_x = \frac{N_p}{N_m} \quad (2.3)$$

où N_p est la valeur de x en cas réel et N_m est la valeur de x en laboratoire. Par la similitude de Froude ($N_{Froude} = \frac{N_u}{\sqrt{N_g N_L}} = 1$), on déduit une échelle du temps :

$$N_T = \sqrt{N_L} \quad (2.4)$$

avec $N_u = \frac{N_L}{N_T}$, N_g , N_T et N_L qui sont respectivement les échelles de réduction de la vitesse, de la gravité, du temps et de la longueur.

D'autre part, par la similitude de Reynolds ($N_{Reynolds} = \frac{N_\rho N_L N_U}{N_\mu} = 1$), on déduit une échelle de temps :

$$N_T = N_L^2 \quad (2.5)$$

avec N_ρ et N_μ qui sont les échelles de masse volumique et de viscosité dynamique. Nos expériences se font avec le même fluide qu'en nature, donc :

$$N_\rho = N_\mu = 1 \quad (2.6)$$

Comme nous voyons la similitude de Froude et de Reynolds, nous donne deux échelles de réduction du temps distinctes qui coïncident uniquement en échelle 1. Ainsi, dans la plupart des expériences en laboratoire pour avoir une similitude hydrodynamique approchée dans tous les modèles côtiers, on se contente souvent d'avoir la similitude avec un des deux nombres de Reynolds ou de Froude avec la similitude géométrique. Dans notre échelle réduite, nous choisissons la similitude de Froude, parce que par cette similitude, le régime de l'écoulement est turbulent mais avec un ordre de grandeur différent. En résumé, dans nos expériences, nous avons défini le nombre de Froude par :

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gh_0}} \quad (2.7)$$

où $U = \frac{\omega H}{2 \sinh(kh_0)}$ est la vitesse orbitale de la houle au fond et h_0 la profondeur de l'eau en eau profonde.

Les observations *in situ* ont montré que les barres se forment sur une échelle du temps de près d'une dizaine de jours (Karakiewicz *et al.*, 1987 [15], Gallagher *et al.*, 1998 [6], Thornton *et al.*, 1996 [16] et Lippmann et Holman, 1990 [17]). Dans les mêmes observations, on remarque que la vitesse de migration de barre varie entre 0.3 m.h^{-1} et 1 m.h^{-1} et dépend du climat des vagues. La profondeur d'eau au niveau de la crête de la barre rapportée à la distance de la crête jusqu'à la ligne de côte est entre 0.01 et 0.02. Également, la profondeur d'eau au niveau de la crête de la barre rapportée à la profondeur d'eau au niveau du creux en moyenne est variée entre 1.2 et 1.4. Dans le cadre de notre étude, on désire que les expériences se réalisent sur des temps plus courts (de l'ordre de quelques jours). Donc de manière arbitraire, en prenant en compte la géométrie de notre canal à houle, on choisit de prendre le rapport de 1/9 comme échelle spatiale. Ce qui nous impose, par la similitude de Froude, une échelle du temps de 1/3 (formule 2.4).

2.1.2 Similitude du transport sédimentaire

D'autre part, sous l'effet d'un forçage hydrodynamique, avec une houle régulière ou irrégulière de direction perpendiculaire au trait de la côte, le sédiment est transporté si l'énergie apportée par la houle est suffisante, c'est-à-dire si l'énergie de la houle est supérieure à celle correspondant au seuil de mobilité du sédiment. La mobilité des sédiments est caractérisée par deux nombres adimensionnels (Nielsen, 1992 [18]) : le paramètre de suspension ou le nombre de Rouse et le nombre de Shields. Le nombre de Shields caractérise l'énergie potentielle de la houle et les conditions de transport et mise en mouvement du sédiment par la houle, et le nombre de Rouse représente les caractéristiques du sédiment et décrit la suspension.

- Le paramètre de suspension ou le nombre de Rouse est défini par :

$$b = \frac{w_c}{u'} = \frac{w_c}{\kappa u_*} \quad (2.8)$$

où κ est le nombre de Von Karman qui est égal à 0.4 (Soulsby, 1997 [19]), u' est la vitesse de fluctuation et u_* est la vitesse de frottement au fond (formule 2.17).

- Le nombre de Shields θ est défini par :

$$\theta = \frac{f_\omega (A\omega)^2}{2(s-1)gd_{50}} \quad , \quad s = \frac{\rho_s}{\rho_e} \quad (2.9)$$

où g est l'accélération de la gravité, ρ_e est la masse volumique de l'eau, ρ_s est la masse volumique du sédiment (dans nos expériences est la masse volumique du P.M.M.A), A est l'amplitude orbitale de la houle juste au-dessus de la couche limite ($A = \frac{H}{2 \sinh(kh_0)}$), ω est la pulsation de la houle ($\omega = 2\pi f$), H hauteur de la houle en eau profonde, k le nombre d'onde ($\omega^2 = gk \tanh kh_0$), d_{50} est le diamètre médian du sédiment et f_ω est le coefficient de frottement de la houle. Ce coefficient de frottement est fonction du régime de l'écoulement (laminaire, turbulent lisse ou turbulent rugueux). Pour un écoulement turbulent rugueux (comme notre

cas), plusieurs formulations ont été proposées. Par exemple, on cite celles de :

- Kajiura (1968 [20]), pour $r \leq 30$:

$$f_w = 0.35 r^{-2/3} \quad (2.10)$$

où r est la rugosité relative : $r = \frac{A}{k_s}$ et k_s est la rugosité de grain de Nikuradse.

- Swart (1974 [21]) :

$$\begin{aligned} \text{si } r \leq 1.57 & \quad f_w = 0.3, \\ \text{si } r > 1.57 & \quad f_w = 0.00251 \exp(5.21 r^{-0.19}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

- Nielsen (1992 [18]), quel que soit r :

$$f_w = \exp(5.5 r^{-0.2} - 6.3) \quad (2.12)$$

- Soulsby (1997 [19]), quel que soit r :

$$f_w = 1.39 \left(\frac{A}{z_0} \right)^{-0.52} \quad (2.13)$$

où $z_0 = \frac{d_{50}}{12}$ est la longueur de rugosité au fond. Il faut marquer que cette relation est valable dans le cas d'écoulement rugueux qui est notre cas et ce n'est pas valable dans les cas avec l'écoulement lisse (voir Soulsby 1997 [19]). Nous utiliserons par la suite la formule de Soulsby pour calculer le coefficient de frottement de la houle.

Donc, dans nos expériences nous avons choisi les similitudes de Rouse et de Shields pour le comportement du sédiment, ce qui détermine complètement les caractéristiques du sédiment. Le sédiment est de faible densité ($\rho_s = 1.19 \text{ gr.cm}^{-3}$) avec un diamètre médian $d_{50} = 0.6 \text{ mm}$, ce qui permet une mise en mouvement par l'action de la houle (figure 2.1).

La mesure expérimentale de la vitesse de chute du sédiment $w_c = 1.95 \text{ cm.s}^{-1}$ est assez proche de celle que l'on peut estimer à l'aide de la formule de Soulsby (1997 [19]) :

$$w_c = \frac{\nu}{d_{50}} [(10,36^2 + 1,049 D_*^3)^{\frac{1}{2}} - 10,36] = 2 \quad \text{cm.s}^{-1} \quad (2.14)$$

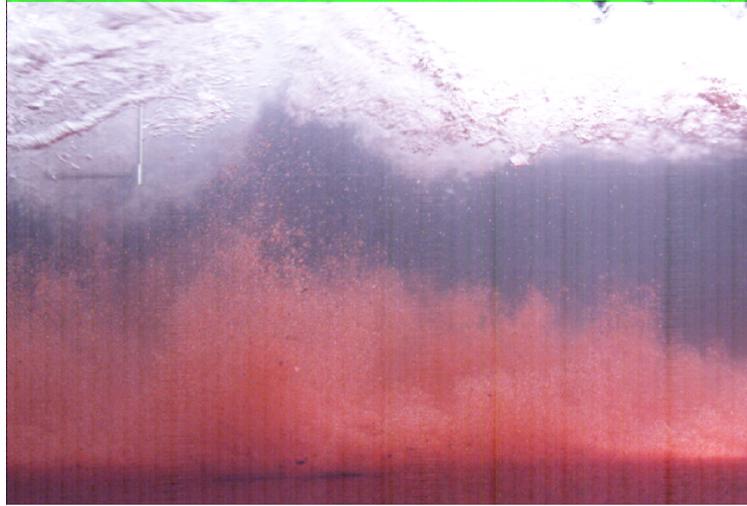


FIG. 2.1 – Sédiment mis en suspension par l'action de la houle.

où D_* est le diamètre sédimentologique défini par :

$$D_* = \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{\frac{1}{3}} d_{50} \quad (2.15)$$

avec ν la viscosité cinématique de l'eau. Pour l'eau douce avec une température de 15° , nous avons choisi $\nu \simeq 1.1 * 10^{-6}$ (Soulsby 1997 [19]).

Pour vérifier la similitude entre nos expériences et d'autres expériences, nous avons calculé les nombres adimensionnels pertinents dans les mesures *in situ* et les laboratoires (près du point de déferlement).

Nous avons présenté les résultats de ces calculs dans les tableaux 2.1.2, 2.2, 2.3, 2.4 et 2.5.

Nous remarquons que nous avons utilisé les définitions suivantes pour calculer les valeurs du nombre de Reynolds (de la houle), la vitesse de frottement au fond et le Reynolds particulaire :

– pour le nombre de Reynolds (de la houle) :

$$Re = \frac{A^2 \omega}{\nu} \quad (2.16)$$

– la vitesse de frottement au fond :

$$u_* = \sqrt{\frac{1}{2} f_\omega} A\omega \quad (2.17)$$

– le Reynolds particulaire :

$$R_{par} = \frac{u_* d_{50}}{\nu} \quad (2.18)$$

– et la hauteur de vague au point de déferlement (Horikawa 1988 [9]) :

$$\frac{H_b}{H_0} = (\alpha)^{0.2} \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{-0.25} \quad (2.19)$$

où $L_0 = T\sqrt{gh_0}$ est la longueur d'onde, α est la pente moyenne de la plage et H_0 est la hauteur de vague en eau profonde.

– et finalement, le nombre de mobilité :

$$\Psi = \frac{(A\omega)^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (2.20)$$

Paramètres	Dulou, [11]	Cox et Kobayashi, [12]
		$H = 0.0146\text{m}$ $T = 0.7\text{s}$ $h_0 = 0.08\text{m}$ $\alpha = 1/40$ $H_b = 0.018\text{m}$
$d_{50}(\text{m})$	$0.2 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-3}$
D_*	4.2	4.2
Re	516	10^4
R_{par}	1.9	4.4
Fr	0.1	0.2
$u_* (\text{m.s}^{-1})$	0.01	0.03
f_ω	0.05	0.01
θ	0.05	0.3
Ψ	1.9	39
$w_c (\text{m.s}^{-1})$	0.02	0.02
$Rouse$	4.2	1.8

TAB. 2.1 – Les expériences de laboratoire avec les ondes régulières.
 Cox et Kobayashi, 2000 : 33 m de long, 1.5 m de large et 0.6 m de hauteur.
 Dulou, 2000 : 4.7 m de long, 0.39 m de large et 0.15 m de hauteur.

Paramètres	Horikawa, [9]		Dibajnia et Watanabe, [7]		Stive, [10]	Wu.Y, [22]
d_{50} (m)	$0.47*10^{-3}$	$0.27*10^{-3}$	$0.27*10^{-3}$	$0.27*10^{-3}$	$0.2*10^{-3}$	$0.33*10^{-3}$
D_*	9.8	5.6	5.6	5.6	4.2	6.9
Re	10^6	10^6	10^6	10^5	10^5	10^6
R_{par}	17.5	10	8.6	9.8	6.1	14.5
Fr	0.2	0.2	0.2	0.1	0.1	0.2
u_* (m.s ⁻¹)	0.05	0.06	0.04	0.05	0.04	0.06
f_ω	0.01	0.004	0.004	0.01	0.01	0.004
θ	0.5	0.5	0.4	0.6	0.9	0.6
Ψ	106	272	221	121	174	322
w_c (m.s ⁻¹)	0.07	0.034	0.03	0.03	0.02	0.05
$Rouse$	3.2	1.7	2	1.72	1.3	1.9

TAB. 2.2 – Les expériences de laboratoire à grand échelle avec les ondes régulières. Horikawa, 1988 : The CRIEPI flume, 250 m de long, 3.4 m de large et 6 m de hauteur. Stive, 1985 : 235 m de long, 5 m de large et 7 m de hauteur. Wu.Y : 320 m de long, 5 m de large et 7 m hauteur.

Paramètres	Wu.Y, [22]		Stive, [10]		Roelvink et Reiniers, [8]	
	$H_{rms} = 0.8m$ $T = 6s$ $h_0 = 2m$ $\alpha = 0.08$ $H_b = 1.16m$	$H_{rms} = 1.04m$ $T = 8s$ $h_0 = 2.5m$ $\alpha = 0.08$ $H_b = 1.6m$	$H_{rms} = 1m$ $T = 5.41s$ $h_0 = 4.19m$ $\alpha = 1/40$ $H_b = 1.16m$	$H_{rms} = 0.14m$ $T = 2.93s$ $h_0 = 0.7m$ $\alpha = 1/40$ $H_b = 0.182m$	$H_{rms} = 0.64m$ $T = 5s$ $h_0 = 4.1m$ $\alpha = 1/30$ $H_b = 0.86m$	$H_{rms} = 0.99m$ $T = 8s$ $h_0 = 4.1m$ $\alpha = 1/20$ $H_b = 1.46m$
$d_{50}(m)$	$0.22 \cdot 10^{-3}$	$0.33 \cdot 10^{-3}$	$0.22 \cdot 10^{-3}$	$0.22 \cdot 10^{-3}$	$0.22 \cdot 10^{-3}$	$0.22 \cdot 10^{-3}$
D_*	4.6	6.9	4.6	4.6	4.6	4.6
R_e	10^6	10^6	10^5	10^4	10^5	10^6
R_{par}	11.2	23.4	6.6	4	5.2	8.1
Fr	0.4	0.5	0.1	0.1	0.1	0.2
u_* (m.s ⁻¹)	0.1	0.1	0.04	0.03	0.03	0.05
f_ω	0.004	0.003	0.01	0.01	0.01	0.004
θ	1.3	1.5	0.75	0.2	0.4	0.7
Ψ	674	1008	150	27	76	343
w_c (m.s ⁻¹)	0.03	0.05	0.03	0.03	0.03	0.03
$Rouse$	1	1.2	1.5	2.5	2	1.3

TAB. 2.3 – Les expériences de laboratoire à grande échelle avec les ondes irrégulières. Wu.Y : 320 m de long, 5 m de large, 7 m de hauteur. Stive, 1985 : 233 m de long, 5 m de large, 7 m de hauteur. Roelvink et Reiniers, 1995 : LIP11D, delft flume : 233 m de long, 5 m de large, 7 m de hauteur.

Paramètres	Stive, [10]	Stive et Roelvink(89), [13]		
		$H_{rms} = 0.14m$ $T = 1.58s$ $h_0 = 0.7m$ $\alpha = 1/40$ $H_b = 0.156m$	$H_{rms} = 0.123m$ $T = 2s$ $h_0 = 0.6m$ $\alpha = 1/40$ $H_b = 0.147m$	$H_{rms} = 0.081m$ $T = 2s$ $h_0 = 0.6m$ $\alpha = 1/40$ $H_b = 0.108m$
$d_{50} (m)$	$0.22 * 10^{-3}$	$0.1 * 10^{-3}$	$0.1 * 10^{-3}$	$0.1 * 10^{-3}$
D_*	4.6	2.1	2.1	2.1
Re	10^3	10^4	10^3	10^4
R_{par}	3.2	1.4	1.1	1.5
Fr	0.1	0.1	0.1	0.1
$u_* (m.s^{-1})$	0.02	0.02	0.02	0.02
f_ω	0.02	0.01	0.01	0.01
θ	0.1	0.2	0.1	0.2
$\Psi =$	9.6	36	18.7	40
$w_c (m.s^{-1})$	0.03	0.01	0.01	0.01
$Rouse$	3.1	0.8	1	0.8

TAB. 2.4 – Les expériences de laboratoire avec les ondes irrégulières.
 Stive, 1985 : 55 m de long, 1 m de hauteur. Roelvink et Stive, 1989 : 55 m de long, 1 m de large, 1 m de hauteur.

Paramètres	Greenwood, [5]		Faria <i>et al.</i> , [4]	Dibajnia <i>et al.</i> , [7]	Gallogher, [23]	Karakiewicz, [15]
		$\bar{H} = 1.5\text{m}$ $T = 5.3\text{s}$ $h_0 = 3.2\text{m}$ $\alpha = 1/66$ $H_b = 1.37\text{m}$	$\bar{H} = 0.27\text{m}$ $T = 3.1\text{s}$ $h_0 = 3.2\text{m}$ $\alpha = 1/66$ $H_b = 0.33\text{m}$	$\bar{H} = 0.6\text{m}$ $T = 20\text{s}$ $h_0 = 6\text{m}$ $\alpha = 1/76$ $H_b = 1\text{m}$	$\bar{H} = 0.71\text{m}$ $T = 5\text{s}$ $h_0 = 8\text{m}$ $\alpha = 1/60$ $H_b = 0.88\text{m}$	$\bar{H} = 1.98\text{m}$ $T = 4\text{s}$ $h_0 = 4\text{m}$ $\alpha = 0.25$ $H_b = 2.83\text{m}$
d_{50} (m)	$0.13 \cdot 10^{-3}$	$0.71 \cdot 10^{-3}$	$0.29 \cdot 10^{-3}$	$0.18 \cdot 10^{-3}$	$0.15 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-3}$
D_*	2.7	14.8	6	3.75	3.1	4.2
R_e	10^5	10^4	10^6	10^4	10^6	10^5
R_{par}	4.6	11	6.2	2.5	9.2	3
Fr	0.2	0.03	0.1	0.03	0.3	0.1
u_* (m.s ⁻¹)	0.05	0.02	0.03	0.02	0.08	0.02
f_ω	0.004	0.03	0.004	0.01	0.003	0.01
θ	1.1	0.03	0.2	0.1	2.8	0.13
Ψ	569	2.2	95	26	1615	35
w_c (m.s ⁻¹)	0.01	0.1	0.04	0.2	0.01	0.02
$Rouse$	0.5	11.3	3.2	2.4	0.4	2.6

TAB. 2.5 – Les expériences en nature. Greenwood, 1990 : Wymbolwood beach, Ontario, Canada. Dibajnia et Watanabe, 1996 : Kashima beach, Japon. Faria et Lippman, 2000 : Duck94. Gallogher, 1998 : Duck94.

En comparant les valeurs de ces nombres calculés dans nos expériences avec d'autres expériences en laboratoire et en nature, nous voyons que :

Les valeurs de ces nombres adimensionnels en nature (dans les articles étudiés) sont :

- $R_e > 10^4$,
- $Fr \sim 10^{-2} - 10^{-1}$,
- $\theta \sim 10^{-2} - 1$ et
- $Rouse \sim 10^{-1} - 10$.

Dans les expériences à grande échelle (avec les ondes régulières et irrégulières) ces valeurs sont très proches des même valeurs qu'en nature. Par exemple :

- $R_e > 10^4$,
- $Fr \sim 10^{-1}$,
- $\theta \sim 10^{-1} - 1$ et
- $Rouse \sim 1$.

Mais le problème comme nous l'avons déjà présenté est que ces expériences sont coûteuses et que les mesures restent difficiles. Si nous comparons les expériences à échelle réduite (avec les ondes régulières et irrégulières) ces valeurs sont :

- $R_e < 10^4$,
- $Fr \sim 10^{-1}$,
- $\theta \leq 0.3$ et
- $Rouse \sim 1$.

Nous remarquons que le nombre de Froude est en similitude dans toutes les expériences à grande et moyenne échelle et dans les cas réels. L'aspect hydrodynamique (surtout le déferlement) reste en similitude avec la nature. Dans les expériences de laboratoire à échelle réduite qui ont utilisé du sable (avec $\rho_s = 2.7 \text{ gr.cm}^{-3}$), le nombre de Shields est faible, et il est difficile de mettre du sédiment en mouvement, et, on ne peut pas être sûr que le transport sédimentaire est en similitude. D'autre part, dans ces expériences le nombre de Reynolds par rapport aux expériences en nature et à grande échelle est faible (environ 10 fois).

Le tableau 2.6 montre la variation de ces nombres dans nos expériences.

Paramètres	un des nos expériences
	$H_{rms} = 0.05 \text{ m}$ $T_p = 1.5 \text{ s}$ $h_0 = 0.35 \text{ m}$, $\alpha = 1/50$ $H_b = 0.08 \text{ m}$
$d_{50} \text{ (m)}$	$0.6 \cdot 10^{-3}$
D_*	7
Re	10^4
R_{par}	14
Fr	0.1
$u_* \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.03
f_ω	0.04
θ	0.6
Ψ	26
$w_c \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.02
$Rouse$	1.8

TAB. 2.6 – Un des nos expériences de laboratoire avec les ondes irrégulières.
 LEGI, 2004 : 36 m de long, 0.55 m de hauteur et 1.5 m de large.

Comme nous voyons dans notre cas (les expériences avec les ondes irrégulières), dans la zone de surf, les valeurs de ces nombres adimensionnels varient :

- $R_e \sim 10^4 - 10^5$,
- $Fr \sim 10^{-1}$,
- $\theta \sim 10^{-1}$ et
- $Rouse \sim 1$.

Le nombre de Froude est en similitude avec toutes les expériences. Par rapport à la valeur du nombre de Reynolds, le régime de l'écoulement reste turbulent et il n'a pas d'effet sur le transport du sédiment. Donc, l'aspect hydrodynamique (surtout le déferlement) est en similitude. Le nombre de Shields et de Rouse ont les mêmes ordres de grandeur que les expériences *in situ*. Donc, l'aspect du transport sédimentaire est aussi en similitude avec les cas réels, ce qui est le plus grand avantage de nos études.

2.2 Hydrodynamique : Déferlement de la houle

En eau profonde, les vagues générées par le vent déferlent lorsque la vitesse sommitale de la vague est supérieure à la vitesse du pied de la vague. Au voisinage de la côte, on ne peut plus considérer que l'on a une profondeur infinie d'eau, et on observe un déferlement dû à l'élévation du fond ("shoaling"). La zone entre le point de déferlement et la ligne de côte se nomme la zone de surf ("surf zone"). Dans cette zone, l'énergie potentielle des vagues transportées depuis l'eau profonde, se dissipe au cours du déferlement, et elle est transformée en énergie cinétique turbulente.

2.2.1 Les différents types de déferlement

Le déferlement peut avoir différentes formes, selon l'amplitude et la période d'onde d'incidence et la pente de la plage. Il existe trois types de déferlement : le "spilling", le "plunging" et le "surging" :

- Le déferlement dit glissant ("spilling") est caractérisé par l'apparition de moutons à la crête de l'onde, suivi d'une détérioration graduelle par le sommet qui se déverse sur son front aval (figure 2.2-a).
- Le déferlement en plongeant ("plunging") est caractérisé par l'éjection d'une lèvre d'eau conséquente au devant de la vague. 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 2.2-b).
- Le déferlement en front ("surging") débute à la manière du "plunging" ; mais c'est par la base de son profil que l'onde s'affaisse (figure 2.2-c).

En général, les déferlements de type glissant ("spilling") sont associés aux plages de pente très douce et aux houles de cambrures grandes, ceux de type plongeant ("plunging") sont associés aux pentes moyennement raides et aux houles de cambrures intermédiaires et les déferlements de type frontal ("surging") sont associés aux plages très raides et aux houles de cambrures très faibles. Autrement, on peut dire que la cambrure d'une houle (le rapport entre la hauteur et la longueur d'onde) ne peut prendre des valeurs trop élevées, le processus lié à l'élévation du fond ou "shoaling" tend à accroître la hauteur des vagues jusqu'à une valeur limite où la houle déferle.

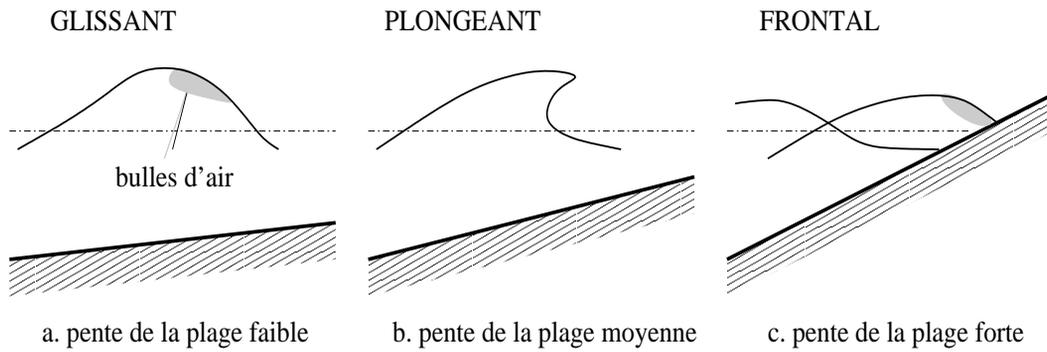


FIG. 2.2 – Les différents types de déferlement (d’après Fredsøe & Deigaard, 1994).

Battjes(1974 Battjes74) a proposé le paramètre ξ_0 pour caractériser le déferlement :

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}} \quad (2.21)$$

où $\tan \beta$ est la pente de la plage et $\frac{H_0}{L_0}$ est la cambrure de la houle. Ce paramètre (paramètre d’Iribaren) peut être défini pour un déferlement ξ_{br} (avec H_{br} et L_{br} : la hauteur de vague et la longueur d’onde au point de déferlement respectivement) :

$$\xi_{br} = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_{br}}{L_{br}}}} \quad (2.22)$$

A partir de l’étude de Galvin (1968 [24]), il est possible de classer les différents types de déferlement (Table 2.7).

Dans le cas d’une plage sableuse composée de sédiments fins, la pente d’équilibre de la plage est souvent faible (pente de la plage $\tan \beta < 0.05$). Les déferlements les plus courants sont les déferlements glissant et plongeant.

Il est alors très important de pouvoir différencier l’un de l’autre.

En effet, chacun de ces types de déferlement n’influe pas de la même manière l’hydrodynamique et le transport sédimentaire. Par exemple la turbulence est beaucoup plus grande en cas de déferlement plongeant qu’en cas de déferlement glissant. La différence vient du mode de transfert d’énergie entre les mouvements induit par les vagues et ceux induit par la turbulence (Ting et Kirby, 1995 [25]).

Type de déferlement	ξ_0 ou ξ_{br}	Commentaires
glissants ("spilling breakers")	$\xi_0 < 0.5$ $\xi_{br} < 0.4$	L'instabilité se crée sur la face avant de la crête. Elle se concrétise par un panache d'eau et de bulles d'air glissant sur la pente, la hauteur de la houle diminuant rapidement.
plongeant ("plunging breakers")	$0.5 < \xi_0 < 3.3$ $0.4 < \xi_{br} < 2.0$	La crête de la vague se déplace en avant de celle-ci et chute comme une simple masse d'eau déstructurée. Le processus crée de forts tourbillons et agite considérablement les sédiments.
frontal ("surging breakers")	$3.3 < \xi_0$ $2.0 < \xi_{br}$	Ce n'est plus la crête qui est instable mais le pied de la vague qui remonte la pente provoquant la disparition progressive de la crête.

TAB. 2.7 – Les différents types de déferlement (d'après Galvin, 1968 [24])

2.2.2 Conditions de déferlement

Pour des houles progressives (régulières) et des profondeurs d'eau constante, il est possible de faire un lien entre le déferlement et la valeur maximale de la cambrure (Miche, 1944 [26]). La houle est stable (pas de déferlement) tant que la relation suivante est respectée :

$$\frac{H_{br}}{L_{br}} \leq 0.14 \tanh\left(2\pi \frac{h_0}{L_{br}}\right) \quad (2.23)$$

- le critère de déferlement en eau profonde : $\frac{H_{br}}{L_{br}} > 0.14$

- et en eau peu profonde : $\frac{H_{br}}{h_0} > \gamma_d \approx 0.88$

(H_{br} , L_{br} sont respectivement la hauteur de vague et la longueur d'onde au point de déferlement). Il s'avère en fait que la valeur de γ_d n'est pas une constante mais une fonction de la pente de la plage et de la longueur d'onde de la houle. Sa valeur varie entre 0.6 et 1.2 (Battjes, 1974 [27]).

La hauteur de vague déferlée

Il est souvent exigé d'estimer la hauteur de vague déferlée pour une condition donnée de vague en eau profonde. Komar et Gaughan (1973 [28]) ont obtenu la relation suivante, en employant la théorie de la vague à faible amplitude :

$$\frac{H_{br}}{H} = \frac{0.563}{\left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{\frac{1}{5}}} \quad (2.24)$$

Goda, (1970 [29]) a obtenu des résultats expérimentaux, pour lesquels, H'_0 , indique la hauteur corrigée de vague dans l'eau profonde et est donnée par :

$$H'_0 = K_r K_s K_f H_0 \quad (2.25)$$

où H_0 est la hauteur de la vague en eau profonde, K_r , K_s et K_f sont respectivement les coefficients de réfraction, de shoaling et de friction. Goda (1970) a indiqué que la valeur de K_f (qui représente la dissipation de la hauteur due à la friction) reste près de 0.95 et donc peut être négligée.

D'autres chercheurs ont proposé des relations semblables à celle de Goda. Par exemple, Le Méhauté et Koh, (1967 [30]) ont suggéré :

$$\frac{H_{br}}{H'_0} = 0.76 (\tan \beta)^{\frac{1}{7}} \left(\frac{H'_0}{L_0}\right)^{-\frac{1}{4}} \quad (2.26)$$

et Sunamura, (1983 [31]) a obtenu :

$$\frac{H_{br}}{H_0} = (\tan \beta)^{0.2} \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{-0.25} \quad (2.27)$$

Il faut préciser que toutes ces formules ont été calculées pour des ondes régulières sur une plage plane et on n'a pas les mêmes études avec des ondes irrégulières sur une plage de pente m . Nous avons calculé (expérimentalement) les hauteurs des vagues au point de déferlement (en calculant la valeur maximum de H_{rms} sur la plage pour différentes expériences avec les ondes aléatoires), et les avons comparé aux valeurs théoriques calculées avec ces différentes relations. La relation de Sunamura estime la hauteur de la vague au point de déferlement avec une erreur de moins de 5%. Nous choisissons donc la définition de Sunamura pour calculer théoriquement la hauteur de vague au point de déferlement. Expérimentalement pour les ondes irrégulières, nous calculons les hauteurs moyennes quadratiques en chaque point de mesure et on choisi la valeur maximum comme la hauteur de vague au point de déferlement.

La profondeur d'eau au point de déferlement

Weggel, (1972 [32]), par les résultats expérimentaux, a montré la dépendance de la hauteur de vague au point de déferlement sur la hauteur d'eau au même point avec la pente de plage :

$$H_{br} = k h_b \quad (2.28)$$

où :

$$\begin{aligned} k &= b(m) - a(m) \frac{H_{br}}{gT^2} \\ a(m) &= 43.8(1 - e^{-19m}) \\ b(m) &= 1.56(1 + e^{-19.5m})^{-1} \end{aligned}$$

m est la pente de la plage, H_{br} est la hauteur de la vague au point de déferlement et h_b est la hauteur d'eau au même point.

Dans notre cas, encore pour calculer théoriquement la profondeur d'eau au point de déferlement, nous utilisons cette relation (formule 2.28). Mais expérimentalement, on calcule la profondeur d'eau au niveau de la crête de la barre et on la considère comme la profondeur d'eau au point de déferlement.

La zone de déferlement

Dans les cas réels et les expériences avec des ondes irrégulières, nous avons une zone de déferlement parce que chaque vague a sa propre hauteur de déferlement et elles déferlent différemment. Sur le profil d'évolution des hauteurs moyennes quadratiques dans notre cas, on considère la zone de déferlement entre la valeur

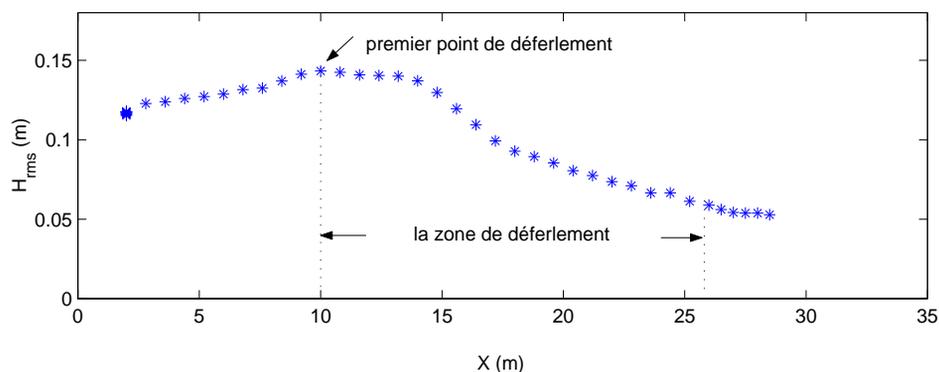


FIG. 2.3 – Evolution des hauteurs H_{rms} .

maximum de H_{rms} et le premier point à partir duquel l'évolution est uniforme (figure 2.3).

2.3 Hypothèses sur la formation des barres littorales

L'une des principales formes sédimentaires que l'on peut observer sur les plages est la barre sableuse. Sa présence joue un rôle fondamental dans la dynamique du littoral puisqu'elle constitue un réservoir temporaire de sédiments ainsi qu'un obstacle mobile et flexible à la houle et aux courants. Ces barres ont des effets très importants sur la transformation "cross-shore" des vagues et en conséquence sur l'évolution du profil de fond (E. L. Gallagher *et al.* [23]).

Plusieurs mécanismes sont proposés sur la formation de ces barres afin de tenir compte de la diversité des systèmes littoraux à barres.

2.3.1 Déferlements

La première hypothèse est directement liée au déferlement et à la position de déferlement. D'une part, avant la zone de déferlement, dans la zone de "shoaling", l'asymétrie des vagues induit un transport sédimentaire vers la côte (Stive, 1986 [33]). En même temps, le courant de retour au fond peut devenir important et entraîner le sédiment vers le large (Stive et Battjes, 1984 [34]). Il peut y avoir donc une accumulation de sédiments au niveau du point de déferlement. Ainsi le déplacement du point de déferlement peut entraîner un déplacement des barres. En particulier, les déferlements plongeants créent

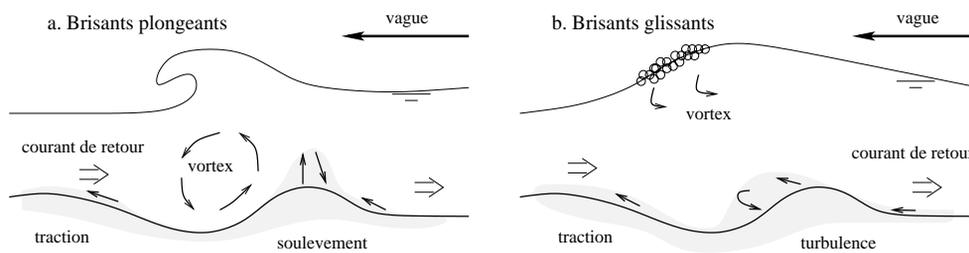


FIG. 2.4 – Modèle de formation des barres liée au type du déferlement (d'après Miller, 1976 [35]).

des tourbillons ayant une action érosive sur le fond (figure 2.4-a). Ils génèrent ainsi une fosse et le transport vers le large du matériel ainsi libéré. Celui-ci s'empile pour former la barre. Par contre, les déferlements glissants sont limités au niveau de la génération des vortex et ils ne génèrent pas de barres (figure 2.4-b).

2.3.2 La réflexion des ondes

Ce modèle est liée aux ondes réfléchies de basse fréquence sur la côte ou sur une structure qui induit la formation de barres parallèles à la ligne côtière (Carter *et al.* 1973 [36]). Ces ondes s'appelle les ondes "stationnaires" qui génèrent des barres parallèles espacées d'une demi-longueur d'onde. Elles peuvent aussi expliquer la formation des barres multiples très rapprochées. L'onde partiellement stationnaire induit des variations spatiales de la vitesse horizontale au niveau du fond. La vitesse horizontale est maximale au niveau des noeuds de l'enveloppe et minimale au niveau des ventres. Des rides se forment donc au niveau des vitesses maximales. Dans le cas du transport par suspension, le sédiment est mis en suspension au niveau de ces rides, puis il sédimente au niveau des régions de faible vitesse horizontale. Suivant le type de transport, les barres se formeront sous les noeuds ou sous les ventres. Ce modèle nécessite un coefficient de réflexion très grand (> 0.4) et une pente devant la plage élevée (Greenwood & Davidson, 1979 [37]).

2.3.3 Non-linéarité des ondes progressives

Cette approche envisage la non-linéarité de la houle en milieu côtier. Le modèle de Boczar-Karakiewicz & Bona, (1982 [38]) relie la formation des barres devant

la côte, parallèles à la ligne côtière, à la houle progressive générée par le vent. Il s'appuie sur les paramètres de la vague incidente et de la pente d'avant côte pour fournir des prédictions qualitatives du profil topographique (distance entre les crêtes, nombre de barres, positions). Boczar-Karakiewicz *et al.*, (1987 [39]) ont montré à partir du site des Iles de la Madeleine (Canada) que la meilleure explication de la relation entre les conditions initiales de houle et les paramètres des barres observées serait l'effet des houles progressives générées par le vent.

2.3.4 Des ondes d'infragravité

L'autre hypothèse est liée à l'influence des ondes infragravitaires (de période $T > 30$ s). Ces ondes sont générées par une interaction non-linéaire entre les vagues incidentes et celles qui se réfléchissent fortement à la côte. Ces ondes infragravitaires ont des longueurs d'ondes du même ordre de grandeur que les barres littorales (Dulou, 2000 [11]). Ces ondes peuvent aussi générer des barres multiples sur la plage (P. L. -F. Liu et Y. S. cho, 1993 [40]).

2.3.5 Les ondes de bord subharmoniques ("edge waves")

Ces ondes qui se réfléchissent sur la côte, sont piégées par réfraction. Leur trajectoire est en forme de croissant, donc les barres générées par ces ondes sont aussi en forme de croissant (*e.g* la côte Atlantique : Castelle, 2004 [41]). Dans un canal à houle, nous étudions l'aspect 2-D et ces ondes de bord subharmoniques n'existent pas. Donc, dans nos expériences nous n'en discuterons pas.

2.4 Pente et dissipation d'énergie d'une plage

La pente et le profil de la plage sont principalement fonction du diamètre des grains et de l'exposition à la houle. Les pentes des plages varient typiquement de 1 à 5%. Le profil d'une plage est rarement plan ; on observe très souvent la présence d'au moins une barre.

Bowen & Inman, (1971 [42]) et Zenkovitch, (1967 [43]) relient la présence des barres à une pente devant la plage variant de 0.5% à 2% et à des sédiments dont le diamètre moyen varie de 0.1 mm à 0.5 mm. Barusseau & Saint Guily, (1981 [44]) ont aussi obtenu une relation entre la pente de la plage et le nombre

de barres (voir tableau 2.8) d'après un ensemble de données sur des plages méditerranéennes (micro tidales).

pente	> 2%	1.6 à 2%	0.9 à 1.6%	< 0.9%
nombre de barres	0	1	2	3

TAB. 2.8 – Relation entre la pente de la plage et le nombre de barres (Barusseau et Saint Guily, 1981 [44])

La présence de barres sédimentaires peut être caractérisée par le caractère dissipatif de la plage. Wright *et al.*, (1979 [45]) et Guza et Inman, (1975 [46]) ont défini la dissipation d'énergie ϵ d'une plage par :

$$\epsilon = \frac{H_b \omega^2}{2 g \tan^2 \beta} \quad (2.29)$$

avec H_b : hauteur de la houle au point de déferlement,

et $\omega = \frac{2\pi}{T}$ avec T : période de la houle.

Donc, on peut caractériser les plages d'un point de vue énergétique (tableau 2.9).

2.5 Transport sédimentaire perpendiculaire au littoral "cross-shore"

Les principales causes du transport sédimentaire sur le littoral sont la houle asymétrique et déferlante (où une forte suspension de sédiments est créée) et les courants générés par la houle (courant littoral, "undertow", "rip-current"...). Le transport sédimentaire sur une plage se fait de deux manières :

- des mouvements longitudinaux qui peuvent être associés aux courants "longshore".
- des mouvements transversaux qui peuvent être associés à l'interaction de l'"undertow" et des courants onshore dus à la houle incidente. Ils influencent la variation à court terme de la forme du profil de la plage.

Nous avons décidé d'étudier les mouvements transversaux et le transport sédimentaire perpendiculaire au littoral (aspect 2-D vertical). Le schéma sur la figure 2.5 nous indique les nombreux phénomènes existant le long d'un profil de côte.

penne de la plage	élevée	faible à moyenne	très faible
$\tan \beta_p$	> 0.1	de 0.1 à 0.01	< 0.01
type de plage	réflective	réflective / dissipative	dissipative
ϵ	< 2.5	de 2.5 à 20	> 20
type de vague dominant	incidentes, ondes de bord	incidentes, infragravité	infragravité, ondes de bord stationnaires
type de plage	microtidale, absence de barre	présence de barre(s)	macrotidale, présence de barres

TAB. 2.9 – Caractéristiques des plages d'un point de vue énergétique.

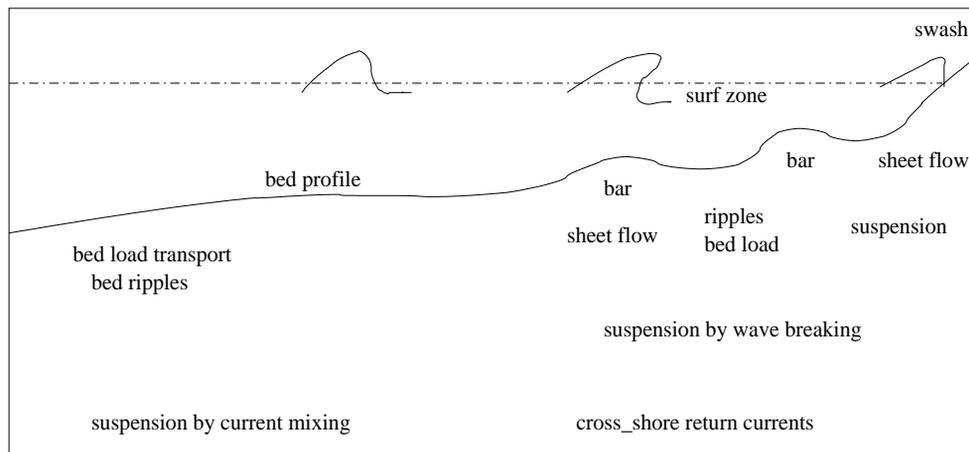


FIG. 2.5 – Différents mécanismes de transport sédimentaire perpendiculaire au littoral (C.Van Rijn, 1998 [47]).

Le profil de la plage est particulièrement lié au déferlement, où le transport des solides est le plus fort et donc les évolutions du fond plus grandes. La zone de surf est caractérisée par deux zones de forte dissipation énergétique et production de turbulence : l'amont ou la frontière "swash"- "surf" et l'aval ou la zone de déferlement.

Par forte houle ($H > 1$ m), il y a création d'une couche limite au fond caractérisée par de fortes vitesses du fluide et donc un très fort transport solide. Cette couche de lit mobile a une épaisseur très faible (de l'ordre de quelques diamètres de particules), mais la dynamique est en partie soutenue par la distribution granulométrique dans cette zone (grains plus grossiers dans les zones de forte énergie).

De plus, alors que la surface est soumise aux vagues résiduelles de déferlement ("bore") se dirigeant vers la plage, le courant de retour a une direction perpendiculaire à la côte vers le large et tend à descendre le sédiment du haut de plage vers la ligne de déferlement. Ce courant est fonction de la hauteur et de la période de la houle.

2.6 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence des études sur le phénomène de déferlement et ses effets sur la formation et stabilité des barres littorales. Nous avons présenté les lois de similitudes en jeu. Dans notre cas, les similitudes mises en œuvre sont de Froude pour l'hydrodynamique, de Rouse et de Shields pour le comportement du sédiment ce qui détermine complètement les caractéristiques du sédiment. L'échelle de longueur, par rapport à la géométrie du canal en comparant avec la nature, a été choisie au 1/9. En conséquence, l'échelle du temps par la similitude de Froude, sera de 1/3.

Puis, en comparant des nombres adimensionnels dans différentes expériences (en nature et en laboratoire) avec nos expériences, nous avons montré que nous sommes assurés par la conservation du nombre de Froude, de Shields et de Rouse, que l'aspect hydro-morphodynamique est en similitude avec certains cas réels. Ensuite, nous avons expliqué l'hydrodynamique de la houle, les différents types de déferlement et les conditions de déferlement. Puis, les hypothèses sur la formation des barres littorales et le transport sédimentaire perpendiculaire au littoral ont été présentés.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter le dispositif expérimental et les méthodes de génération des ondes régulières et irrégulières utilisées dans nos études .

Chapitre 3

La Modélisation Physique

3.1 Description du dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées dans un canal à houle du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) à Grenoble. L'installation expérimentale est composée de trois parties :

- le canal,
- le générateur d'ondes,
- l'appareillage de mesure.

Il faut préciser que, pour ce projet, une rénovation de l'ensemble du dispositif expérimental a été faite. L'ensemble de ces travaux a duré 10 mois. Les travaux effectués sont les suivants :

- changement du fond du canal,
- construction de la plage en plaque P.V.C avec pente fixe à 1/60 (fond fixe sous-jacent),
- génération d'ondes :
 - commande et asservissement,
 - changement du capteur de position,
 - changement de la servovalve.

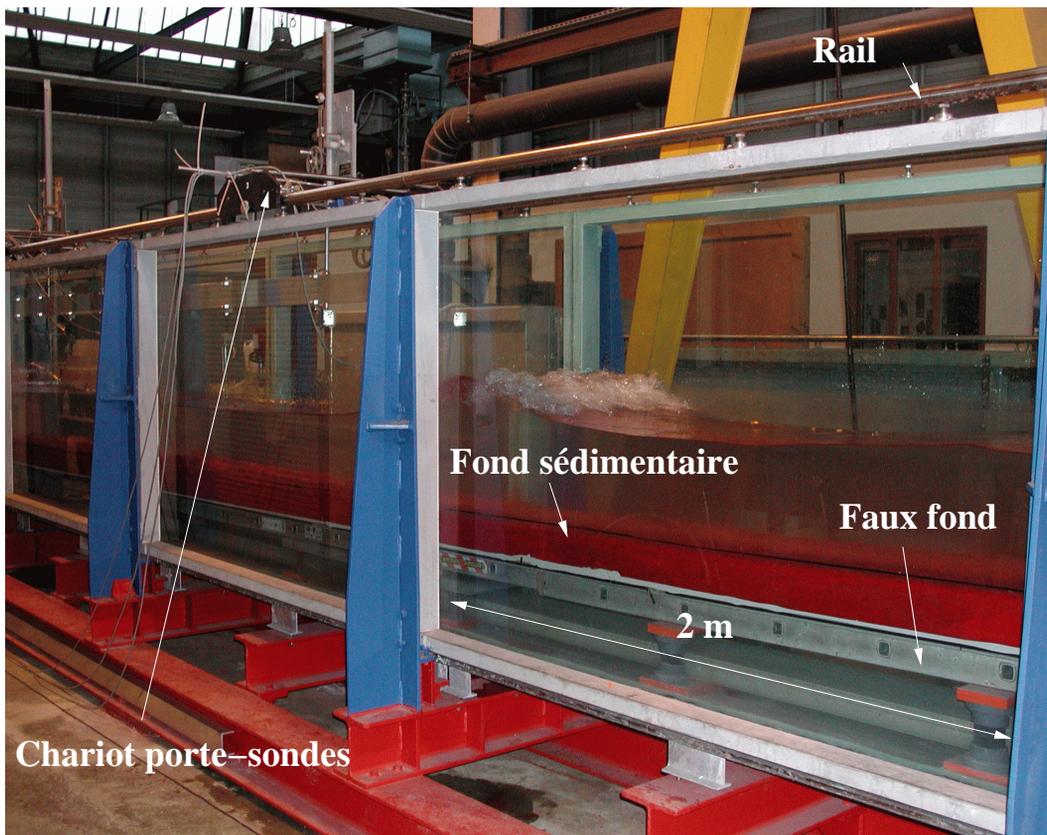


FIG. 3.1 – Photo du canal.

3.1.1 Le canal

Il s'agit d'un canal de section transversale rectangulaire constante, construit par un assemblage longitudinal de tronçons identiques de 2 m de longueur. Les parois sont constituées de dalles de verre de 2 cm d'épaisseur, soutenues par une structure en acier. Ses dimensions internes sont les suivantes :

- 36 m de longueur,
- 0.55 m de largeur,
- 1.30 m de hauteur.

Les parois latérales sont surmontées par deux rails sur lesquels se déplacent les chariots supportant les sondes de mesure (figure 3.1).

Nous avons utilisé une plage constituée de plaques PVC de 1 m de long et de 15 mm d'épaisseur avec une pente fixe à 1/60 (figure 3.2).

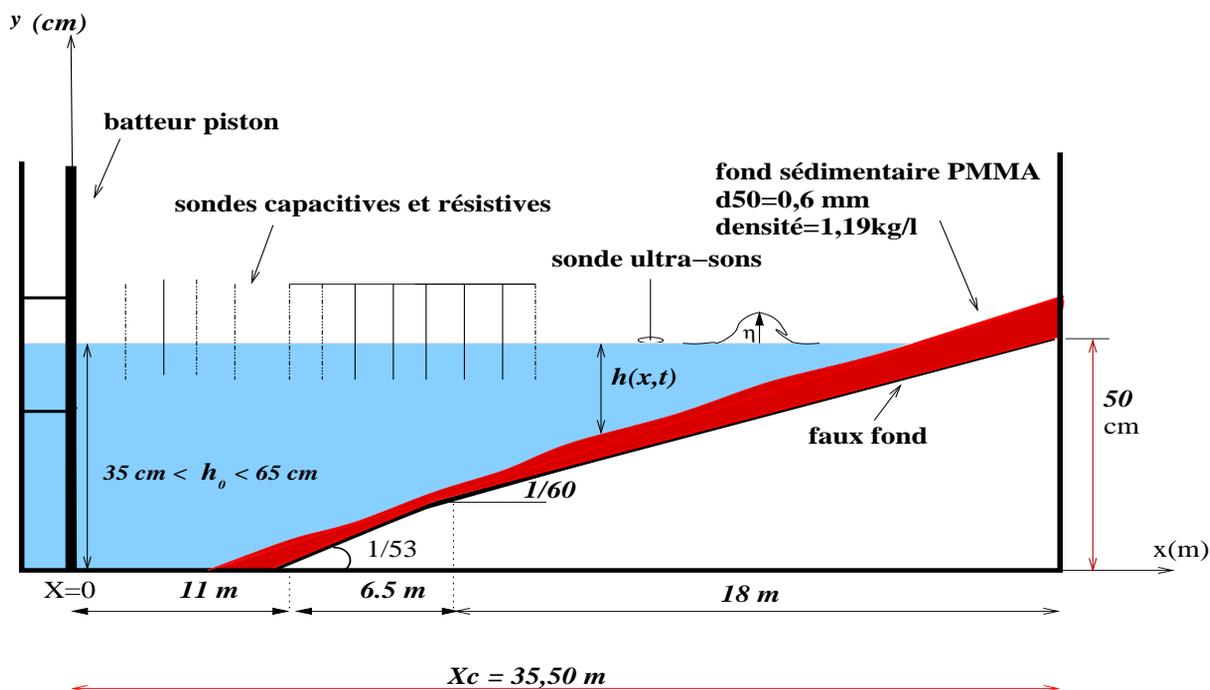


FIG. 3.2 – Schéma du canal.

Le sédiment utilisé (le POLYMETHACRYLATE "P.M.M.A") est de faible densité ($\rho_s = 1.19 \text{ gr.cm}^{-3}$). A l'aide d'un granulomètre laser, nous avons tracé la distribution de taille (diamètre) du sédiment (P.M.M.A) avant les utiliser dans nos expériences. La diamètre médian du sédiment est $d_{50} \simeq 0.6 \text{ mm}$ (figure 3.3). La diamètre médian du sédiment ou d_{50} , montre que 50% des grains en poids ont un diamètre inférieur à d_{50} .

3.1.2 Le générateur d'ondes

Le canal est équipé d'un générateur d'ondes constitué par un bateur de type "piston". Le système hydraulique comprend les parties principales suivantes (figures 3.4 et 3.5) :

Une centrale hydraulique dont la puissance est 7.5 k.W., le débit 38 l/min et la pression 100 bars. Un vérin à double effet et double tige symétrique, actionné par une servovalve, déplace le bateur (plaque verticale). Le bateur est asservi en position. Celle-ci est mesurée par le capteur magnétostrictif (Temposonic III de résolution $5\mu m$). L'asservissement est géré par un logiciel MOOG chargé sur la carte d'axe numérique programmable MOOG PSC2. Cette carte pilote la servovalve MOOG en fonction de la valeur retournée par le capteur de

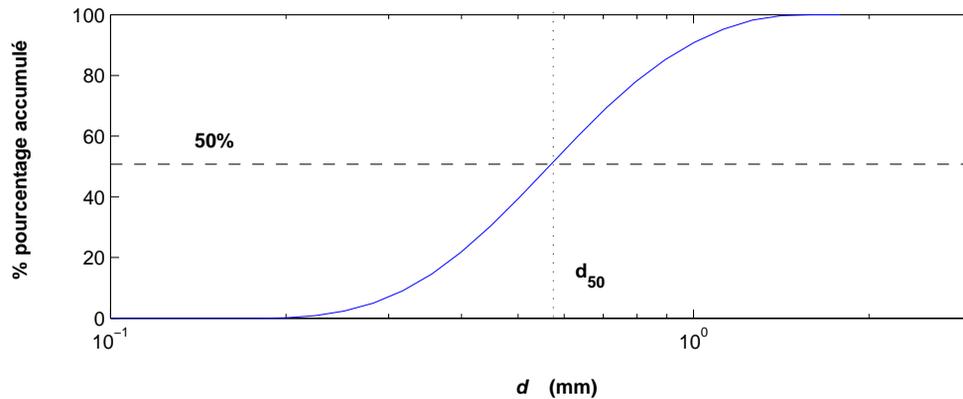


FIG. 3.3 – Distribution de taille du sédiment (P.M.M.A) mesurée par un granulomètre laser.

position sur le bus CAN, et de la consigne lue sur l'entrée analogique. Cette consigne, comprise entre -10 V et $+10$ V (correspondant aux positions -300 mm et $+300$ mm), est générée par la carte multifonctions (entrées / sorties analogiques et numériques) PCI 6040 de National Instruments (résolution 12 bits), dont le pilotage est assuré par un logiciel développé sous environnement Labview version 6.1 par moi-même sous la direction de L. Terrier.

Deux modes d'asservissement sont possibles :

- mode- 1 : suivi de la consigne analogique avec la carte National Instruments PCI 6040 pilotée par Labview version 6.1.
- mode- 2 : maintien en position (mode autonome, sans recours à la consigne analogique).

Pour basculer dans un mode ou l'autre, on utilise 2 entrées numériques sur la carte MOOG. L'une sera utilisée comme un arrêt d'urgence, l'autre permettra de choisir le mode d'asservissement. Dans tous les cas, l'asservissement ne peut passer en mode 1 (analogique) que si les deux entrées numériques sont à 1. Quand on bascule en mode 2, le batteur est maintenu à la position où il se trouve.

3.1.3 L'appareillage de mesure

Les mesures de dénivellation de la surface libre $\eta(t)$, sont effectuées à partir de 12 suiveurs de surface libre (6 sondes résistives et 6 sondes capacitives) (figure 3.6). Les signaux de sortie sont acquis à une fréquence d'échantillonnage de

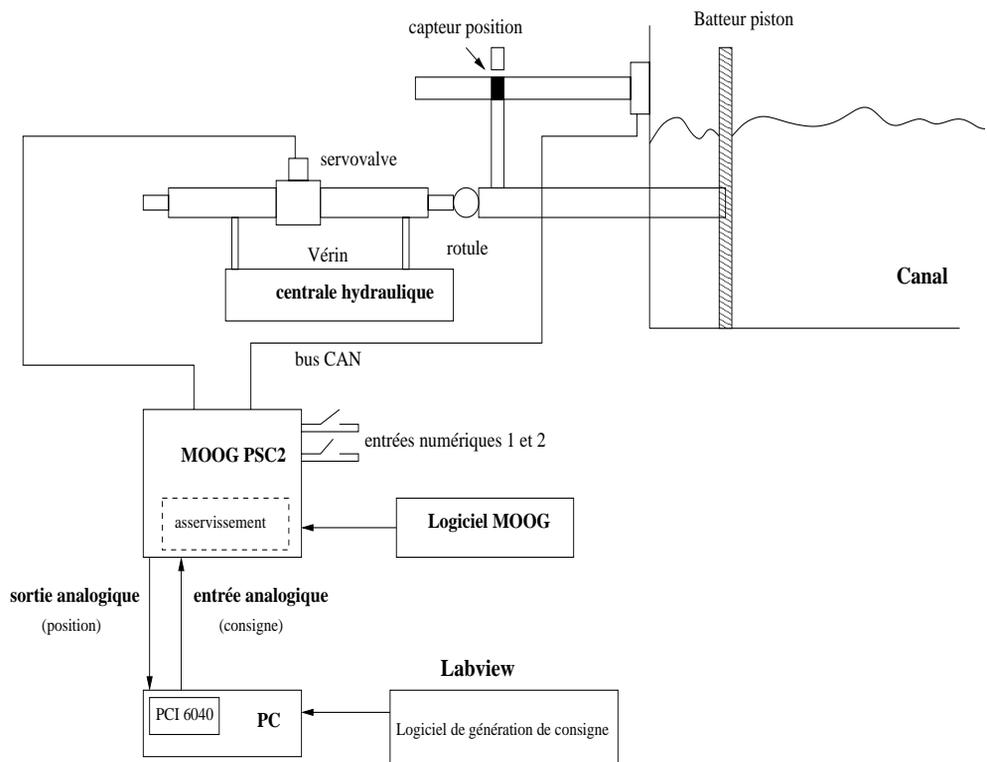


FIG. 3.4 – Schéma de principe du batteur piston.

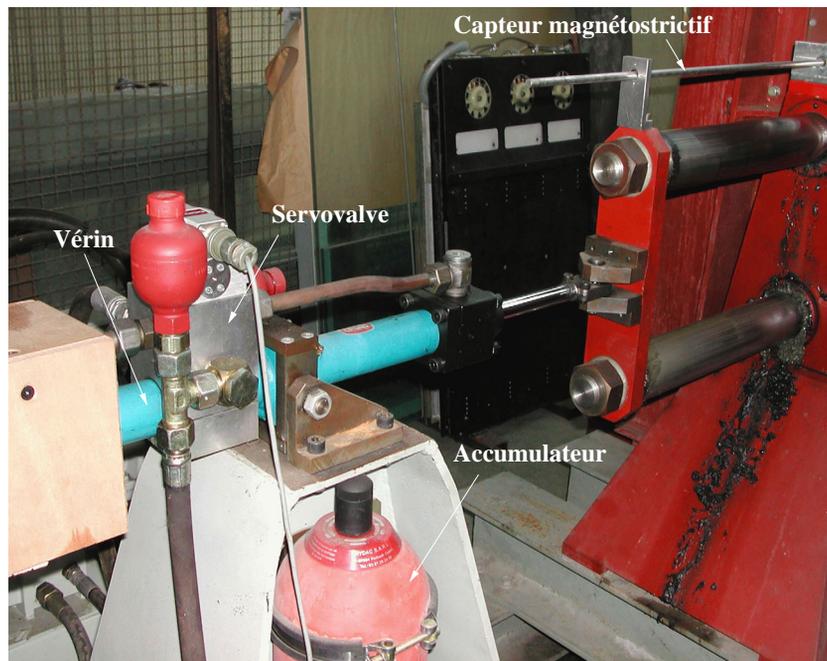


FIG. 3.5 – Système hydraulique de commande.

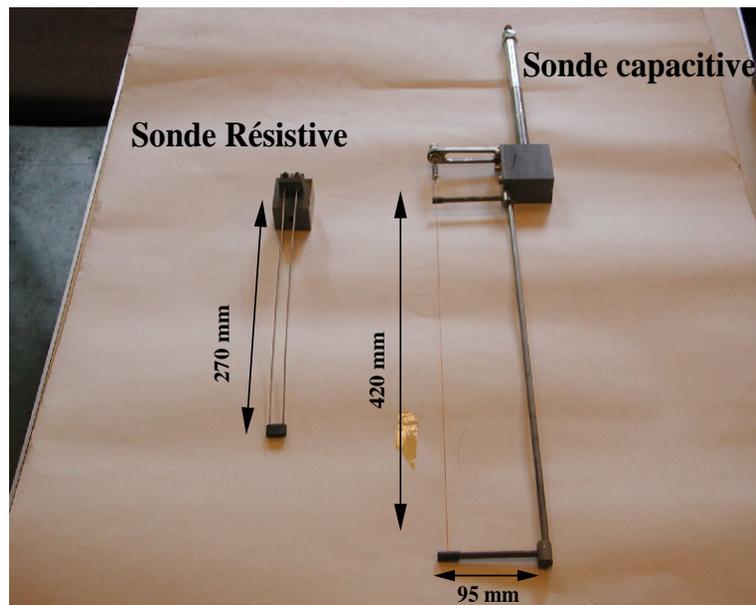
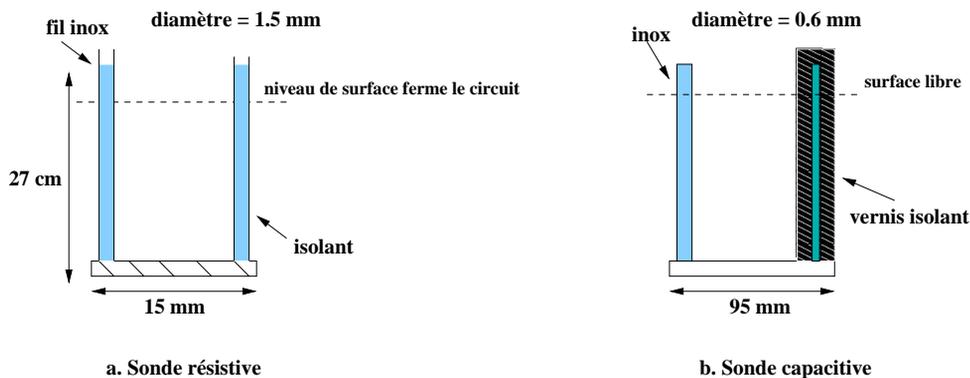


FIG. 3.6 – Sondes résistives et capacitives.

50 Hz par une carte d'acquisition Keithley DAS 1802 ST (résolution 12 bits) pilotée par le logiciel Testpoint. A l'issue de chaque expérience les données, de même que les paramètres d'étalonnage, sont mémorisées.

Chaque sonde résistive est constituée de deux tiges inox plongées dans l'eau. L'eau ferme le circuit. Toute variation de la surface libre conduit à une modification de résistance pour les sondes résistives. Cette modification se répercute sur la tension de sortie qui est imposée aux bornes de ces deux tiges. La résistance du système est linéairement proportionnelle à la longueur de fil émergé. Cette sonde est très sensible aux fluctuations de température, ce qui nécessite un étalonnage régulier. Dans les sondes capacitives, on mesure la capacité du vernis recouvrant le fil conducteur. La capacité du vernis ne dépend pas du milieu dans lequel il est placé : la mesure est très peu sensible aux fluctuations de température. Cette capacité est linéairement proportionnelle à la longueur de fil immergé (figure 3.7).

Nous estimons trois types d'erreurs sur nos mesures. Il y a tout d'abord l'erreur sur le positionnement : la précision de la mesure sur le positionnement (en cordonnée verticale : z) est de l'ordre du dixième de millimètre. Puis, l'effet de ménisque par rapport au niveau de la surface libre est à peu près ~ 0.5 mm. Ensuite, les bulles d'air qui entrent dans la zone de déferlement peuvent être des sources des erreurs. Dans la zone aérée, les sondes capacitives et résistives



R est linéairement proportionnelle à la longueur émergée

C est linéairement proportionnelle à la longueur immergée

FIG. 3.7 – Schéma des sondes a. résistive et b. capacitive.

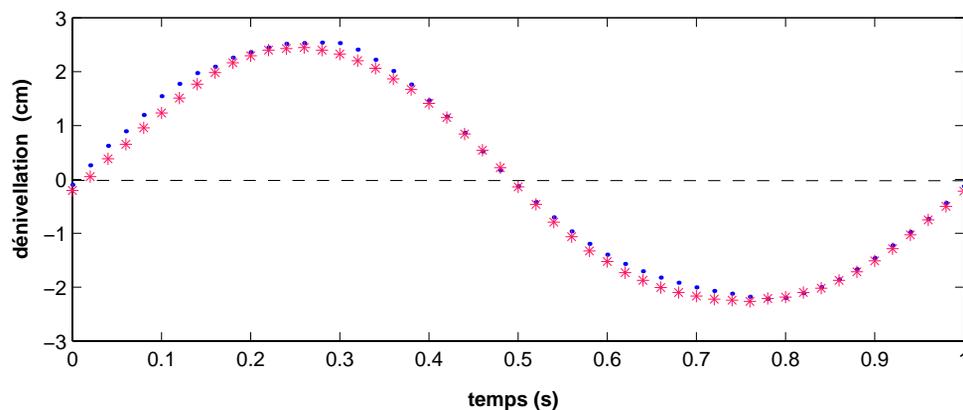


FIG. 3.8 – Comparaison entre les mesures par sondes résistives (*) et capacitatives (·) à $x = 0.5$ m du batteur. signal : $T = 1$ s, $H = 5$ cm et $h_0 = 50$ cm.

ont des problèmes pour mesurer correctement la hauteur des vagues. Nous avons aussi vérifié la précision des mesures faites par les sondes résistives et capacitatives. La figure 3.8 montre la comparaison entre les mesures faites par les sondes résistives et capacitatives. On voit qu'il y a une petite différence entre les mesures effectuées par ces deux sondes.

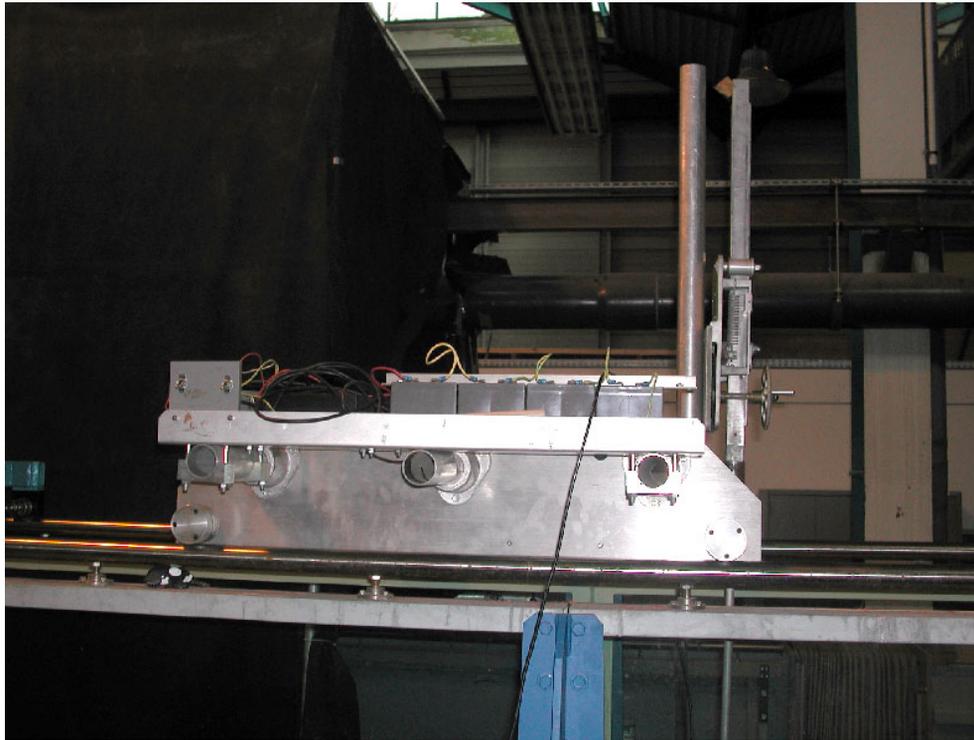


FIG. 3.9 – Chariot motorisé emportant le profileur de fond.

Le profil du fond a été mesuré par un système à ultrasons avec un émetteur de fréquence 2.5 MHz et de diamètre 3 cm. La sonde envoie un signal qui se réfléchit sur le fond. Par un étalonnage statique on peut déduire la distance de la sonde par rapport au fond. Pour enregistrer le profil du fond, nous déplaçons continûment cette sonde le long du canal à l'aide d'un chariot motorisé. En outre, ce système a été entièrement rénové au cours de la thèse. Au cours de la rénovation, les expériences ont continué et les mesures ont été réalisées manuellement. La motorisation nouvelle est constituée d'un moteur pas-à-pas Compumotor CX106-78 avec une carte d'axe PCI 7042 de National Instruments, et un module de puissance MD 808 de chez SLOSYN. Un logiciel unique, gérant à la fois le déplacement du chariot et l'acquisition du signal a été développé sous Labview version 6.1 par L. Terrier (figure 3.9).

Pour ces mesures des profils du fond, nous avons vérifié deux aspects ou deux façons de parcours. D'abord, nous avons mesuré le profil du fond une fois en partant de près du batteur vers le haut de la plage et une fois dans le sens inverse (de haut de la plage vers le batteur). La figure 3.10 montre ces deux profils. Où h_a est la profondeur d'eau en allant vers la côte et h_r est la profondeur

d'eau en retournant vers le batteur.

Une autre vérification que nous avons faite c'est que nous avons mesuré deux profils longitudinaux : chaque profil à 10 cm des parois latérales du canal. Où h_1 et h_2 sont respectivement les profondeurs d'eau à 10 cm des parois gauche et droite. La figure 3.11 monte cette comparaison. L'ordre de grandeur des erreurs est très faible. Donc, on peut négliger l'aspect 3-D dans nos expériences de laboratoire et par la suite, nous allons mesurer tous les profils au milieu du canal.

Remarque : le décalage d'écart type correspond à un changement très léger de la direction de sonde qui est du au déplacement de sonde.

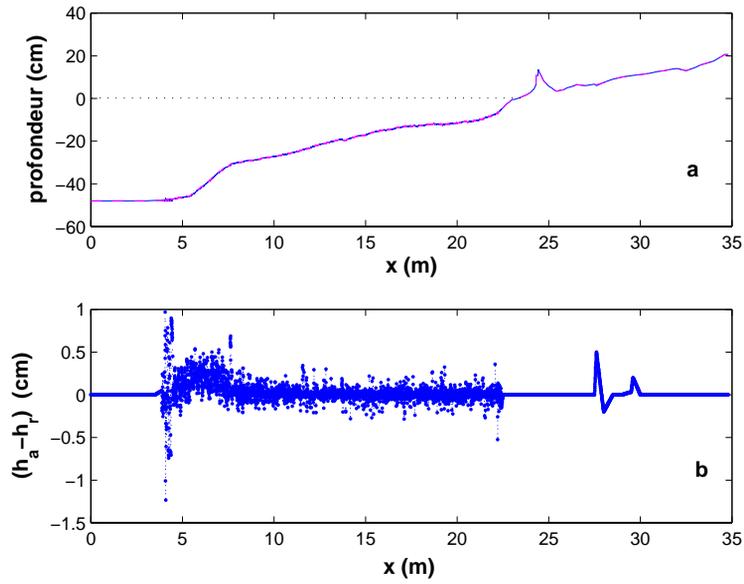


FIG. 3.10 – a. Profils du fond. Allant vers la côte (—) et dans le sens inverse (- -).
b. Différence entre les deux mesures.

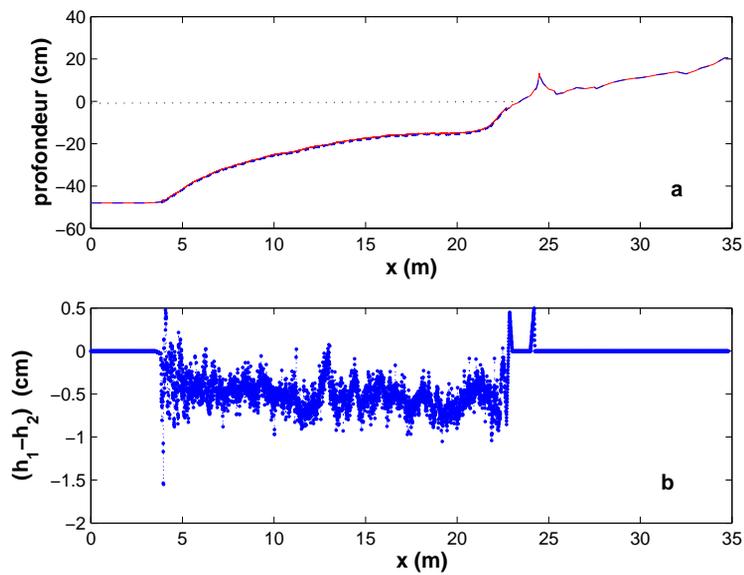


FIG. 3.11 – a. Profils du fond. A 10 cm de la paroi gauche (—) et de la paroi droite (- -).
b. Différence entre les deux mesures.

3.1.4 Visualisation

La caractérisation des courants engendrés par le déferlement est un élément fondamental pour l'étude de la morphodynamique. Nous avons réalisé une visualisation de vagues déferlantes avec une caméra rapide (200 images par seconde). Elle nous a permis d'obtenir des premières estimations des vitesses dans le déferlement, mais pas de champs de vitesse complets. Ces expériences ont confirmé la difficulté d'obtenir des champs de vitesse complets pour des conditions de houle irrégulière (figure 3.12). Nous voyons qu'il y a beaucoup de bulles d'air dans la colonne d'eau dans la zone de déferlement. Dans cette zone aérée, les visualisations des vecteurs de vitesse ne sont pas faciles. D'autre part, pour avoir une bonne estimation sur les champs de vitesses, il faut avoir beaucoup d'images avec les mêmes caractéristiques des vagues (cette méthode est basée sur des moyennes de phase). Ce qui, dans nos expériences, avec les ondes aléatoires, le fond mobile et un taux non négligeable de sédiment en suspension dans la zone de déferlement ne permet pas de telles estimations. La figure 3.13 montre la première vague déferlante. On voit que la structure de la turbulence, engendrée par l'interaction de l'air et de l'eau dans le déferlement, entre dans la colonne d'eau obliquement jusqu'à ce qu'elle touche le fond. Après passage de la vague, cette turbulence met en suspension une grande quantité de sédiment dans la zone de déferlement que l'on peut voir sur la figure 3.14. Par rapport à la vitesse de chute de sédiment et les caractéristiques des vagues (comme la hauteur et la période), le taux de suspension d'une expérience à l'autre, est variable. Nous précisons que l'intervalle de temps entre ces images, que nous avons montré dans des figures 3.13 et 3.14, n'est pas constant.

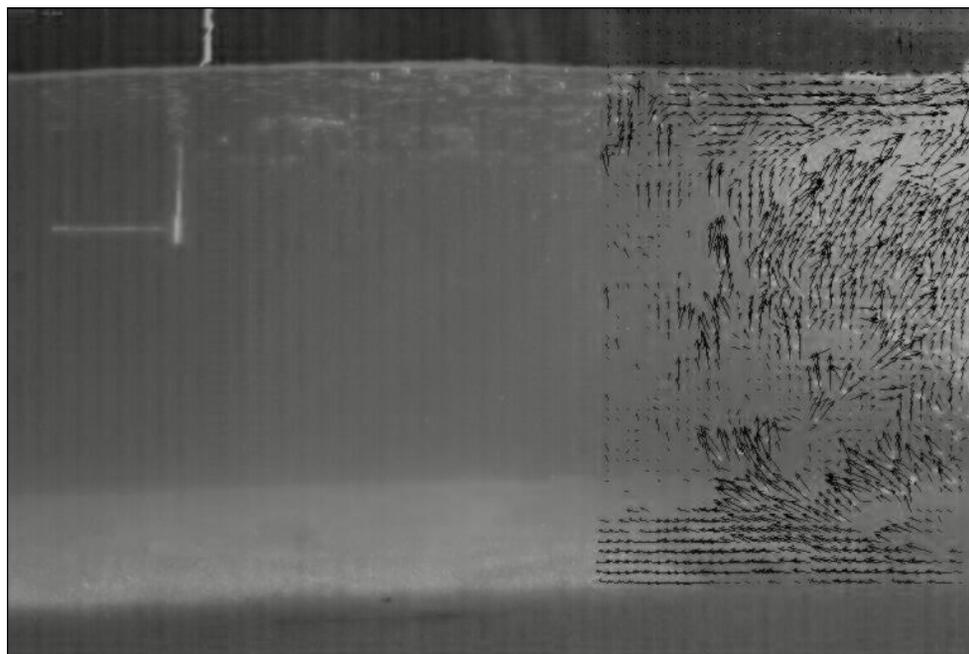


FIG. 3.12 – Champs de vitesse calculées par P.I.V.

3.2 Méthode expérimentale de génération de la houle

L'utilisation du canal à houle est une technique utile pour simuler des vagues océaniques et leur action sur le fond. Dans notre cas, les houles engendrées par le batteur sont d'une part des ondes sinusoïdales de Stokes de deuxième ordre, et d'autre part des ondes aléatoires se conformant à un spectre de type JONSWAP. Par la suite, nous expliquerons les méthodes expérimentales utilisées pour la génération des ondes sinusoïdales et aléatoires. Puis, nous présenterons les résultats de validation de ces méthodes.

3.2.1 Génération des ondes sinusoïdales

Les ondes produites par un mouvement sinusoïdal dans un canal de laboratoire n'ont pas une forme constante tout le long du canal. Elles changent de profil périodiquement en fonction de la hauteur d'eau relative (h/L) et de la hauteur de vague relative (H/h). Un simple mouvement harmonique produit une vague non seulement avec la fréquence de la vague générée, mais aussi avec des harmoniques supérieures. D'autre part, à cause de non linéarité de la

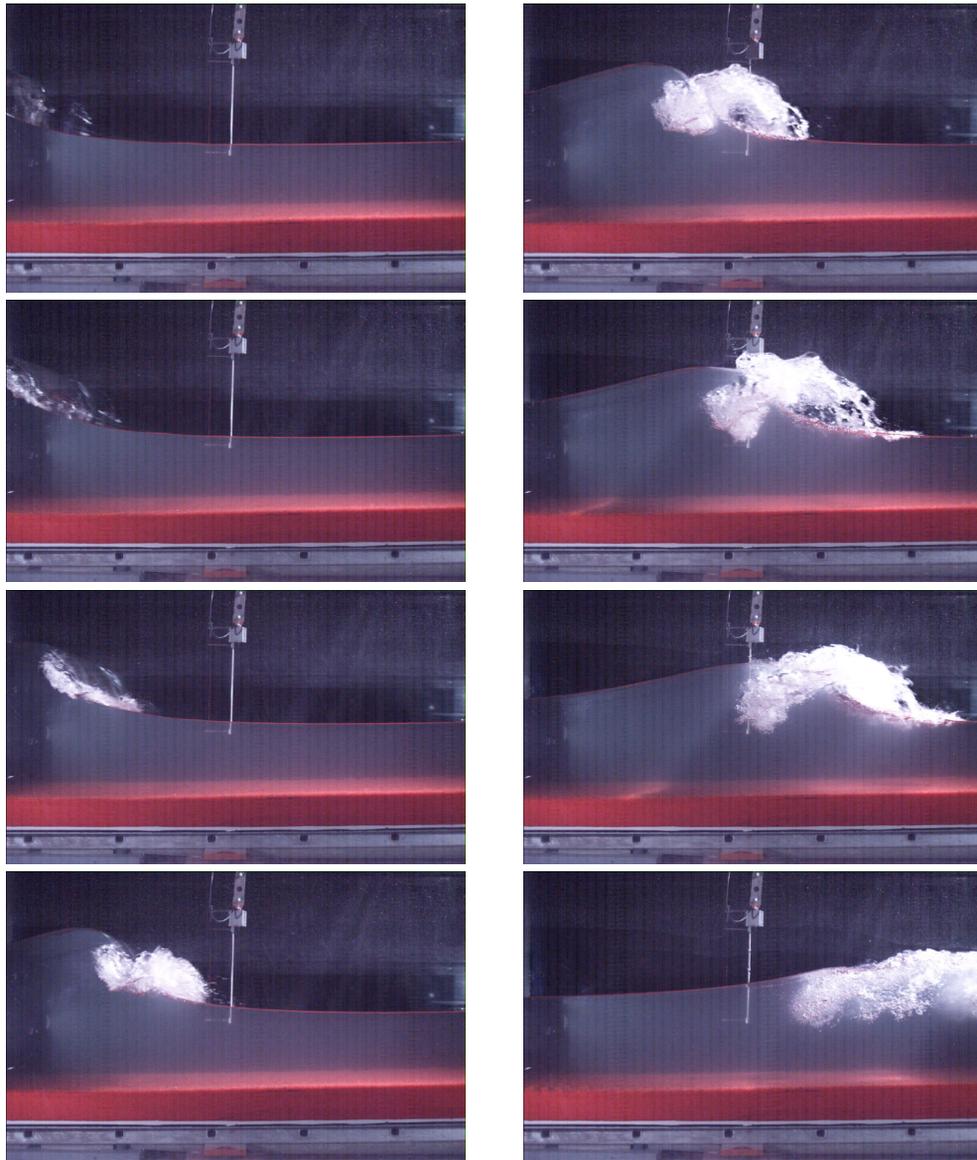


FIG. 3.13 – Image de la première vague déferlante.

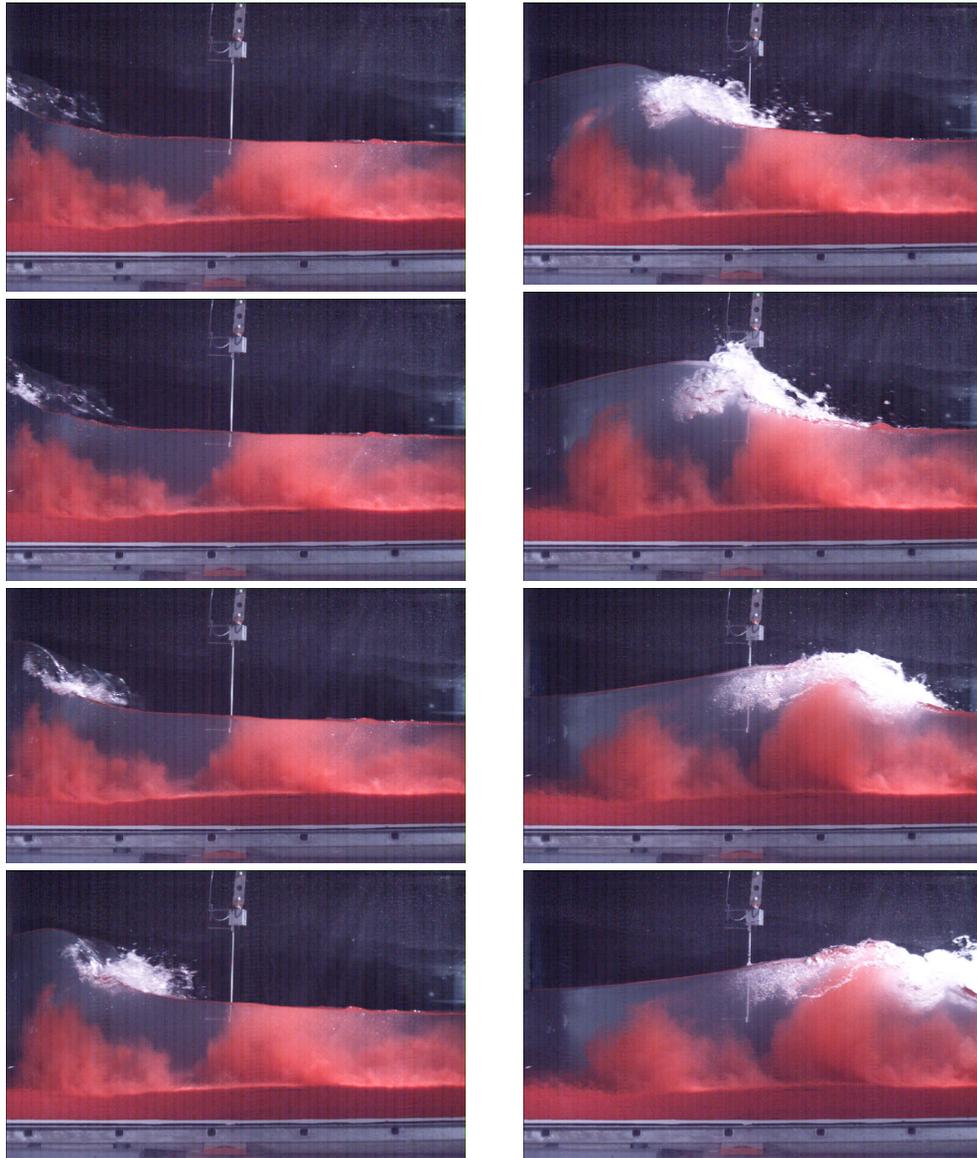


FIG. 3.14 – Image d’une vague déferlante avec du sédiment mis en suspension par les vagues précédentes.

propagation, chaque composante sinusoïdale crée son propre harmonique. Le problème sera beaucoup plus compliqué si la similitude des vagues aléatoires est désirée.

Pour déterminer le propre mouvement non-linéaire de la vague propagée, les amplitudes et phases des harmoniques parasites doivent être précisément connues, autrement le mouvement modifié du batteur peut produire une onde libre d'ordre supérieur.

Fontanet, (1961 [48]) a prouvé que pour un mouvement sinusoïdal du batteur, tous les ordres supérieurs de l'oscillation fondamentale sont présents dans le train de vagues. Dans le cas d'une onde régulière de fréquence f_0 générée en profondeur moyenne à faible, une onde libre ("parasite") de fréquence $2f_0$, peut se propager en même temps. Mais elle n'a pas la même vitesse de phase ($C = \sqrt{g h_0}$). Cette onde parasite perturbant une onde régulière, est du même ordre que le deuxième harmonique de l'onde régulière, c'est-à-dire d'ordre 2. On a donc une onde bichromatique. D'autre part, le deuxième harmonique de l'onde régulière est dit "lié" au fondamental de cette onde car il a la même vitesse de phase (propagation sans déformation). Il ne vérifie donc pas la relation de dispersion linéaire à l'opposé d'une onde libre ("parasite"). Cette différence de vitesse de phase entre ces deux harmoniques libre et lié produit un battement dans l'enveloppe mesurée à la fréquence $2f_0$. Donc l'amplitude correspondant à la fréquence $2f_0$ est partiellement modulée. Dans notre cas, ce battement est beaucoup plus grand que la longueur de la plage. Par exemple, dans le cas d'une onde incidente avec $f = 0.33$ Hz et $h_0 = 35$ cm, la longueur d'onde libre sera ~ 25 m et donc plus grande que la longueur de la plage.

Madsen, (1971 [49]) indique que cette onde libre secondaire produite par une vague sinusoïdale, qui se déplace dans le canal, peut être éliminée par un mouvement de consigne de deuxième ordre (X^2). Donc, on ajoute un mouvement de deuxième ordre (X^2) au mouvement sinusoïdal de premier ordre (X^1) et on génère la houle au deuxième ordre :

$$X_{batteur} = X^1 + X^2 \quad (3.1)$$

X^1 : le terme de premier ordre est défini par :

$$X^1 = \frac{S_0}{2} \sin \omega t \quad (3.2)$$

S_0 étant la "course de batteur piston" définie par : $\frac{H}{S_0} = \frac{4 \sinh^2 kh}{\sinh 2kh + 2kh} = m_1$.

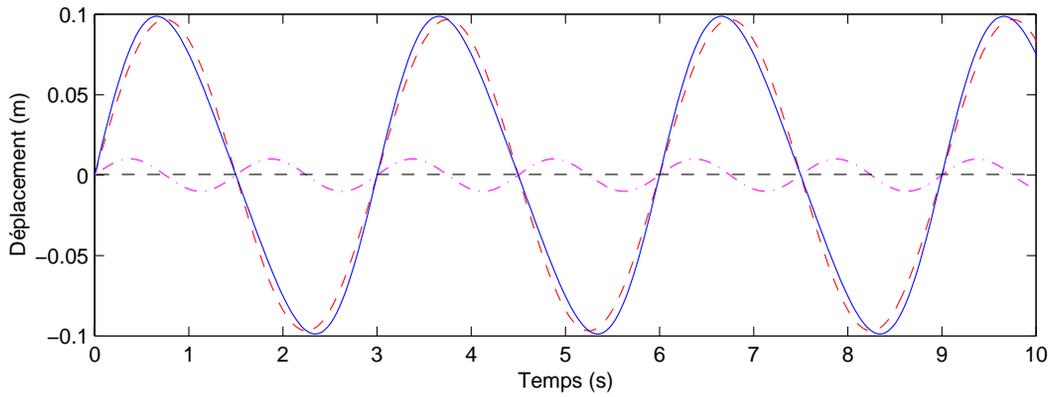


FIG. 3.15 – Un exemple de déplacement du batteur en fonction du temps : le terme de premier ordre (- -), le terme de deuxième ordre (-.-), le déplacement résultant (-).

X^2 : le terme de deuxième ordre est défini par :

$$X^2 = \frac{H^2}{32h} \left(\frac{3 \cosh kh}{\sinh^3 kh} - \frac{2}{m_1} \right) \sin 2\omega t \quad (3.3)$$

Le terme X^2 a été calculé pour tous les types de batteur piston et volet pour des houles régulières et irrégulières par Madsen, 1971 (Hughes, 1993 [14]).

Donc, $X_{batteur}$ est le déplacement résultant du batteur à programmer (figure 3.15) :

$$X_{batteur} = \frac{H}{2 m_1} \sin \omega t + \frac{H^2}{32h} \left(\frac{3 \cosh kh}{\sinh^3 kh} - \frac{2}{m_1} \right) \sin 2\omega t \quad (3.4)$$

Cette formule est limitée à des ondes longues avec le critère suivant (Madsen, 1971) :

$$\frac{HL^2}{h^3} < \frac{8\pi^2}{3} \quad (3.5)$$

La figure 3.15 montre que l'amplitude de consigne de deuxième ordre est faible (environ 1/10) devant l'amplitude de consigne de premier ordre.

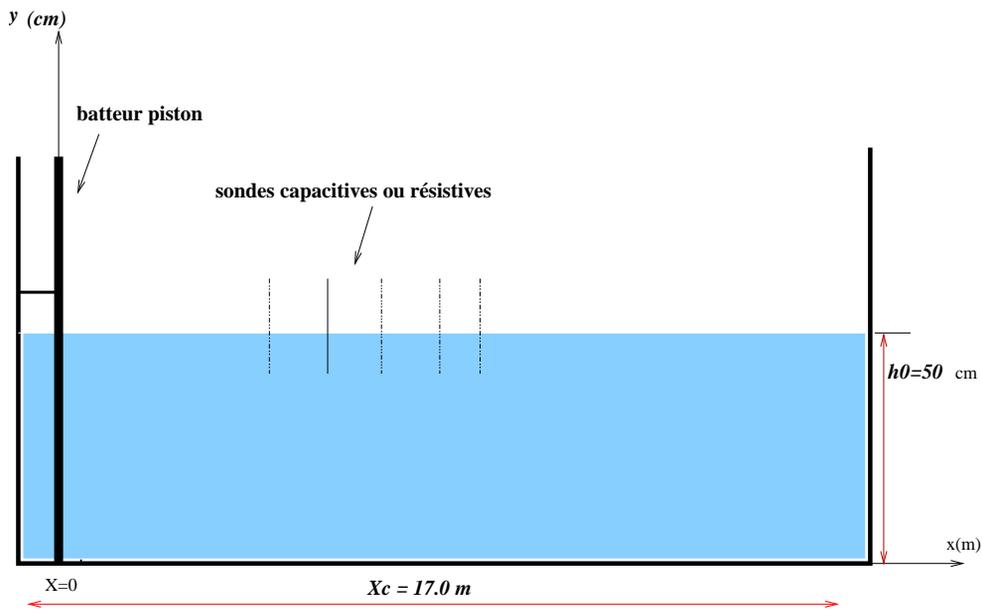


FIG. 3.16 – Schéma d'une portion du canal.

3.2.2 Validation du programme de la génération des ondes sinusoïdales

Pour valider la programmation des lois de génération de premier ordre et de deuxième ordre, une série d'expériences a été réalisée. Ces expériences sont réalisées dans une portion du canal à houle, de 17 m de long et 0.55 m de large, pour une profondeur d'eau de 50 cm (figure 3.16). Les mesures de dénivellation de la surface libre sont faites par deux groupes de 5 sondes résistives et capacitives qui ont été espacées de 50 cm.

La figure 3.17 montre l'amplitude des vagues enregistrées par une sonde capacitive pour ces deux modes de génération ce qui est en accord avec la différence entre la génération premier ordre et de deuxième ordre.

Pour vérifier l'importance des amplitudes des différents harmoniques, nous avons effectué une analyse harmonique. La figure 3.18 montre le signal harmonique ajusté sur les points expérimentaux à proximité du bateur pour la génération de deuxième ordre. Nous remarquons que la méthode d'ajustement aux moindres carrés fonctionne très bien.

La figure 3.19 montre les amplitudes des différents harmoniques le long du canal. Nous remarquons d'abord que les valeurs mesurées de $H/2$ en chaque point ne sont pas alignées, ce qui peut être dû à l'influence des modes évanescents. Ensuite, l'amplitude du premier harmonique (a_2) par rapport à l'amplitude

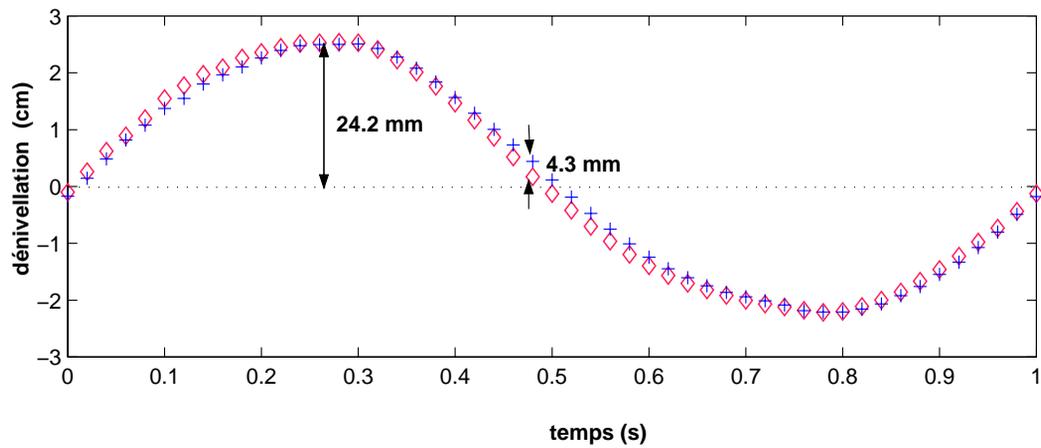


FIG. 3.17 – Comparaison entre les mesures par une sonde capacitive des deux ordres de génération. Génération de premier ordre (\diamond) et de deuxième ordre (+) à $x = 0.5$ m du batteur. $T = 1$ s, $H = 5$ cm et $h_0 = 50$ cm.

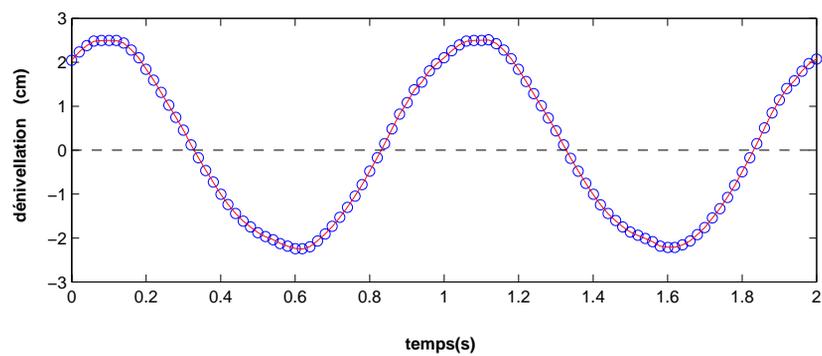


FIG. 3.18 – Génération de deuxième ordre (enregistrée par une sonde capacitive), points expérimentaux (o), la consigne (—) à $x = 50$ cm du batteur. $T = 1$ s, $H = 5$ cm et $h_0 = 50$ cm.

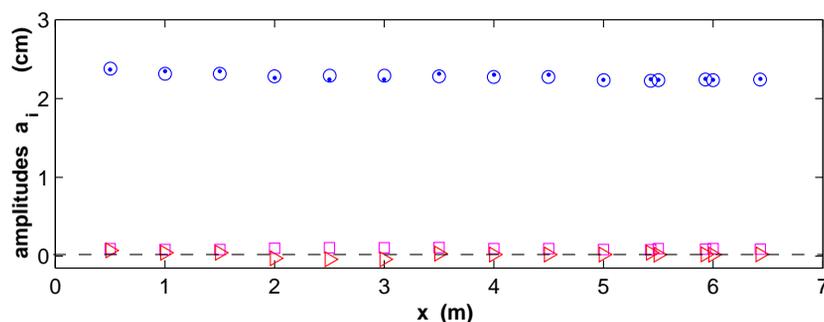


FIG. 3.19 – Amplitude des différents harmoniques (génération deuxième ordre) le long de la portion de canal. $H/2$ amplitude mesurée en chaque point (\cdot), amplitude du fondamental a_1 (le terme de premier ordre) (o), premier harmonique a_2 (le terme de deuxième ordre) (\square) et deuxième harmonique a_3 (\triangleright). $T = 1$ s, $H = 5$ cm et $h_0 = 50$ cm.

du fondamental (a_1) est négligeable (a_2/a_1 est inférieur à 6%) donc les ondes sont faiblement non-linéaires. En effet, on peut expliquer que par rapport à la théorie de l'eau peu profonde, les conditions de nos expériences sont dans la condition de l'eau intermédiaire ($0.05 < h_0/L_0 < 0.5$), précisément dans le cas présenté sur la figure 3.8, $h_0/L_0 = 0.23$ et $H/h_0 = 0.1$. Donc, nous sommes dans la condition de la théorie des vagues cnoïdales et on peut déjà dire que les ondes sont légèrement non-linéaires.

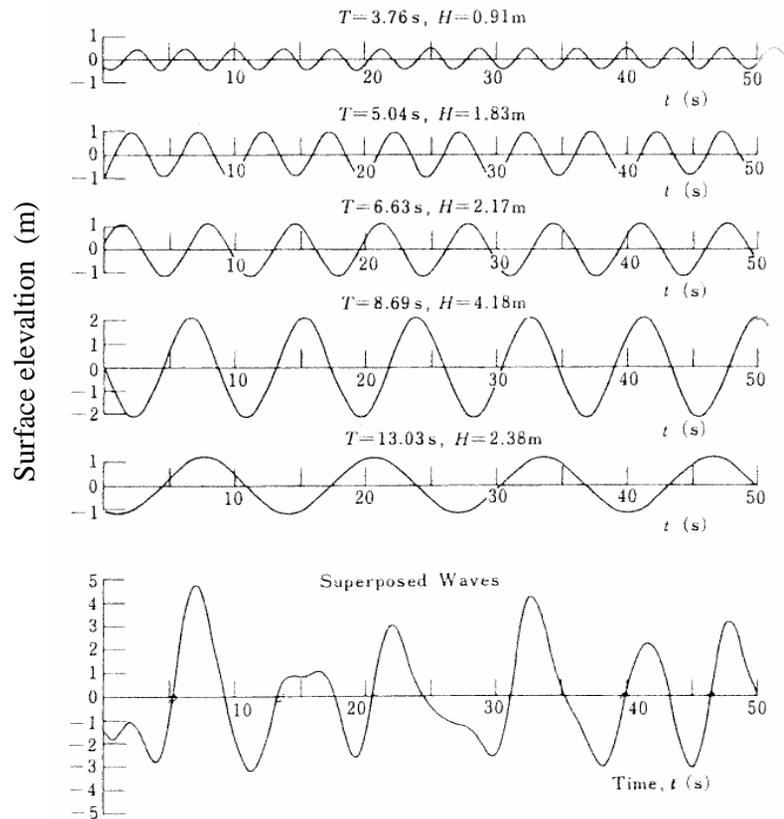


FIG. 3.20 – Exemple de simulation des ondes aléatoires par superposition des composantes monochromatiques (Goda, 1985 [50]).

3.2.3 Génération des ondes aléatoires

Dans l'océan, le déplacement de la surface libre ne peut pas être considéré, en général, comme une simple houle progressive. L'état de la mer, quand on l'observe, est apparemment aléatoire aussi bien quant aux amplitudes observées, qu'aux directions, aux fréquences et aux phases. On peut considérer que cet état de mer est une superposition d'un grand nombre de composantes monochromatiques et monodirectionnelles (processus gaussien). En un point donné, la dénivellation de la surface libre $\eta(t)$ peut être approchée par la somme d'un grand nombre N de grandeurs aléatoires indépendantes (Goda, 1985 [50]) (figure 3.20) :

$$\eta(t) = \sum_{m=1}^N A_m \cos(\omega_m t + \theta_m) \quad (3.6)$$

où N est le nombre des composantes, θ_m est la phase et $\omega_m = 2\pi f_m$. On va

admettre que f_m (la fréquence) et θ_m sont des variables aléatoires, résultats de tirages au sort.

Très souvent, la complexité d'un climat de houle est condensée en une information dite spectrale. On caractérise alors l'agitation uniquement par l'énergie contenue dans chaque composante. De nombreux spectres types ont été proposés (e.g. JONSWAP, Pierson- Moskowitz, ITTC etc ...). Nous allons générer nos consignes par superposition de composantes dont les amplitudes A_m se conforment au spectre cible choisi. Nous choisissons donc un spectre de type JONSWAP qui ne fait pas intervenir le fetch, dont l'expression est :

$$S(f) = \alpha \left(\frac{f_p^4}{f^5} \right) \exp \left[\left(-\frac{5}{4} \right) \left(\frac{f_p}{f} \right)^4 \right] \gamma^{\exp \left(-\frac{\left(\frac{f}{f_p} - 1 \right)^2}{2\sigma^2} \right)} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma &= 0.07 && \text{si} && f \leq f_p \\ \sigma &= 0.09 && \text{si} && f \geq f_p \\ 1 &\leq \gamma \leq 10 && \text{(la valeur moyenne pour } \gamma \text{ est 3.3)} \end{aligned}$$

où :

$$\alpha = \frac{0.0624 H_{m_0}^2}{0.230 + 0.0336 \gamma - 0.185 (1.9 + \gamma)^{-1}} \quad (3.8)$$

où f_p est la fréquence pic et H_{m_0} est la hauteur significative spectrale (Tucker, 2001 [51]), définie par :

$$H_{m_0} = 4\sqrt{m_0} \quad (3.9)$$

et m_0 est la variance de la surface (Horikawa, 1988 [9]), définie par :

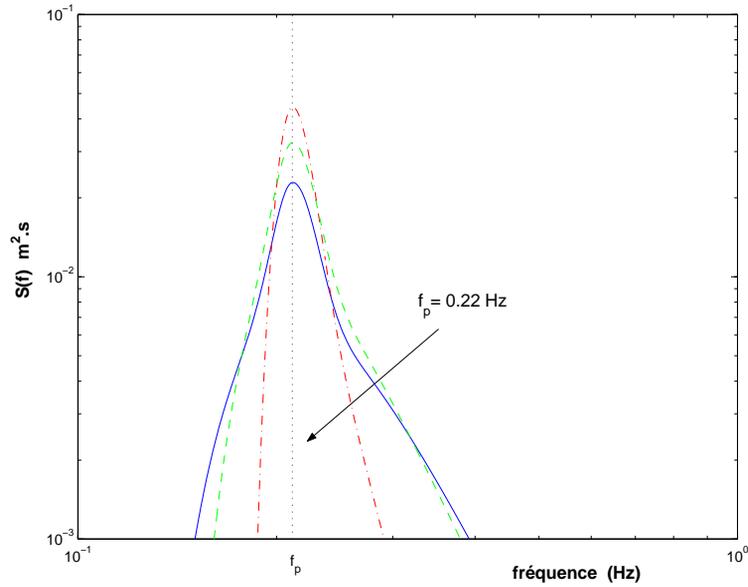
$$\overline{\eta^2} \equiv m_0 \equiv \int_0^\infty S(f) df \quad (3.10)$$

D'autre part H_{rms} est la hauteur moyenne quadratique (Horikawa, 1988 [9]), définie par :

$$H_{rms} = 2\sqrt{2} \sqrt{m_0} \quad (3.11)$$

Donc :

$$H_{m_0} = 1.4142 H_{rms} \quad (3.12)$$



type de spectre	largeur de spectre	P	Q
spectre large : JONSWAP classique (—)	$0.4f_p < f_p < 3f_p$	5	4
spectre intermédiaire (- -)	$0.6f_p < f_p < 2.4f_p$	5.4	6
spectre étroit (- · -)	$0.86f_p < f_p < 1.7f_p$	10	17

FIG. 3.21 – Spectre large (—), intermédiaire (- -) et étroit (- · -) et les valeurs de P et Q pour les différentes largeurs de spectre.

Pour pouvoir changer la largeur du spectre (figure 3.21), nous proposons une nouvelle formule paramétrée par trois variables P et Q et γ .

$$S(f) = \alpha \left(\frac{f_p^{P-1}}{f^P} \right) \exp \left[\left(-\frac{P}{Q} \right) \left(\frac{f_p}{f} \right)^Q \right] \gamma^{\exp \left(-\frac{\left(\frac{f}{f_p} - 1 \right)^2}{2\sigma^2} \right)} \quad (3.13)$$

Les différentes valeurs de P et Q qui correspondent aux différentes largeurs du spectre, sont présentées dans la figure 3.21. La valeur de γ a été choisie égale à 3.3 (Goda, 1985 [50]). Ces valeurs sont constantes dans le processus de génération du signal de la consigne pour différentes largeurs de spectre.

Nous fixons les valeurs de H_{rms} et f_p . Nous choisissons $N = 1000$, comme le nombre de composantes et nous avons calculé θ_m aléatoirement entre 0 et 2π

avec la fonction de "rand" de Matlab : "rand" étant une fonction pour générer les valeurs aléatoires suivant une loi uniforme entre $[0, 1]$. Pour calculer la fréquence, f_m , de chaque composante, nous avons choisi un domaine fréquentiel $[f_{min}, f_{max}]$, défini comme :

$$f_{min} = 0.4 f_p \quad \text{et} \quad f_{max} = 3 f_p \quad (3.14)$$

Ensuite, nous avons subdivisé ce domaine $[f_{min}, f_{max}]$ en " $N = 1000$ intervalles" de largeur Δf , ($\Delta f = (f_{max} - f_{min})/N$), puis nous avons défini les valeurs représentatives de f_i de manière aléatoire dans chaque intervalle $[f_i, f_{i+1}]$. L'amplitude de chaque composante (A_m) est définie par :

$$A_m^2 = 2 \int_{f_i}^{f_{i+1}} S(f) df \quad (3.15)$$

Remarquons que pour cette méthode de génération nous fixons les valeurs de H_{rms} et f_p du signal synthétique. Par ailleurs, pour la génération des ondes aléatoires, nous avons aussi mis en œuvre la correction de deuxième ordre décrite au paragraphe 3.2.1 appliquée à chaque composante.

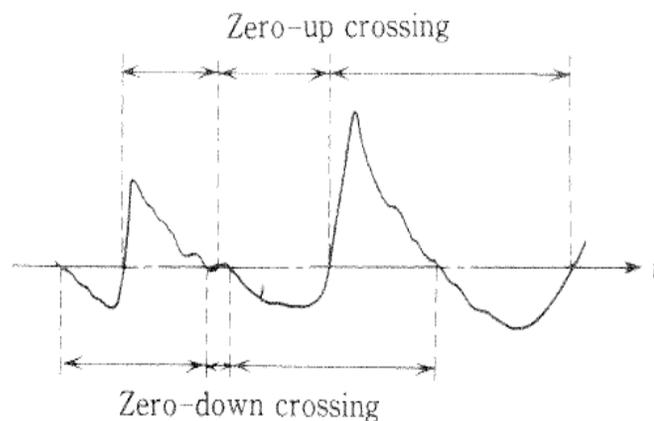


FIG. 3.22 – Définition des méthodes de "zero-up crossing" et "zero-down crossing".

3.2.4 Validation du programme de la génération des ondes aléatoires

La mesure du niveau de la surface libre présente donc un caractère aléatoire. L'analyse de ce type de signal peut se faire suivant deux démarches :

- * Approche Spectrale (par l'analyse spectrale), dans laquelle les vagues irrégulières consistent en un nombre infini de composantes de vague, et dans laquelle leurs caractéristiques sont décrites en se basant sur la distribution d'énergie des composantes de vague.
- * Approche Statistique (par l'analyse de vague "individu"), dans laquelle les caractéristiques de vague sont décrites par la distribution des périodes et des hauteurs des vagues et définies par la méthode de "zero-up crossing" ou "zero-down crossing" (figure 3.22).

La méthode choisie pour la description des vagues dépend partiellement du phénomène examiné. Par la suite, nous utiliserons ces deux méthodes.

Pour valider notre méthode de génération des ondes aléatoires, nous avons réalisé une série d'expériences avec des conditions d'installation décrites par la figure 3.2. Les caractéristiques d'une série de ces expériences sont présentées dans le tableau 3.1 (avec $\gamma = 3.3$).

Nous avons utilisé les deux méthodes d'analyse déjà présentées : une analyse spectrale et une analyse statistique vague par vague. Nous avons enregistré des

Expérience	H_{rms} (cm)	f_p (Hz)	largeur de spectre	h_0 (cm)	durée
expérience- 1	11.8	0.4	$0.4f_p < f < 3f_p$	65	35h45

TAB. 3.1 – Valeurs caractéristiques de l'expérience- 1 (à 2 m du batteur).

séries temporelles d'environ 30 mm.

Nous savons que l'analyse spectrale est une généralisation de l'analyse harmonique qui suppose que la surface libre est représentée par une superposition de fonctions sinusoïdales :

$$\eta(t) = \sum_{m=1}^N A_m \cos(\omega_m t + \theta_m) \quad (3.16)$$

Dans ce cas le niveau moyen, $\bar{\eta}$, vérifie :

$$\overline{\eta(t)} \equiv \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} \eta(t) dt = 0 \quad (3.17)$$

L'énergie potentielle du signal se calcule en prenant le carré :

$$\eta^2(t) = \sum_{m=1}^N A_m^2 \cos^2 \theta_m + 2 \sum_{m < n} A_m A_n \cos \theta_m \cos \theta_n \quad (3.18)$$

et l'énergie moyenne s'écrit comme cela :

$$\overline{\eta^2(t)} = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} \eta^2(t) dt = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N A_m^2 \quad (3.19)$$

Le spectre d'énergie est alors la représentation des $1/2 A_m^2$ en fonction de m . Comme exemple, la figure 3.23 donne le spectre de l'onde composée de la figure 3.20. Lorsque la composition fréquentielle est infinie et continue, la densité spectrale d'énergie $S(\omega)$, se définit comme la transformée de Fourier, TF, de la fonction d'auto-corrélation ($R(\tau)$) :

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(t)\eta(t + \tau) dt \quad (3.20)$$

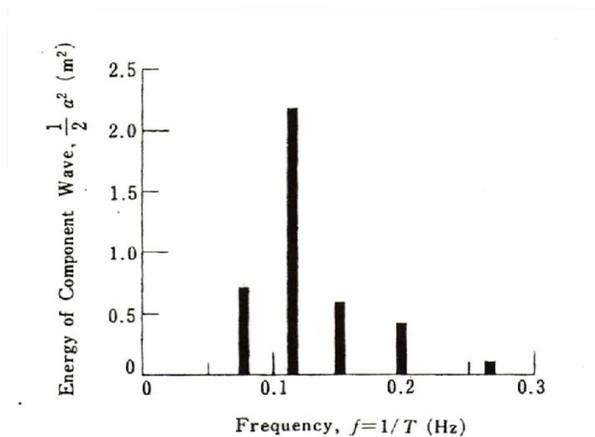


FIG. 3.23 – Spectre d'énergie de l'onde composée de la figure 3.20 (Goda, 1985 [50]).

$$S(\omega) = TF[R(\tau)] = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\tau} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t)\eta(t+\tau)dt \quad (3.21)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t)dt \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t+\tau)e^{i\omega\tau} d\tau}_{TF[\eta(\tau)]e^{i\omega t}} \quad (3.22)$$

$$= TF[\eta(\tau)] \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t)e^{i\omega t} dt = TF^2[\eta(t)] \quad (3.23)$$

$R(\tau)$ est une fonction paire, donc $S(\omega)$ est réelle. Donc :

$$|TF[\eta(t)]|^2 = TF[R(\tau)] \quad \text{théorème de Wiener- Kinchine} \quad (3.24)$$

A partir de là, nous prenons la TF de la série temporelle enregistrée pour calculer la densité spectrale d'énergie. La figure 3.24, montre la comparaison entre la densité spectrale d'énergie après analyse spectrale et le spectre de consigne. Nous avons obtenu la densité spectrale d'énergie expérimentalement calculée à 2 m du batteur ($\int_{f_{min}}^{f_{max}} S(f) df$), (Référence : Annexe- A), à moins de 9% du spectre de consigne . Sur cette figure, on voit aussi qu'on obtient la même valeur de fréquence pic, d'amplitude et de largeur de spectre mesuré que pour le spectre de consigne.

Pour une analyse vague par vague, nous savons que celui appuie sur un enregistrement de la hauteur de la surface libre en un point dans le canal. Nous

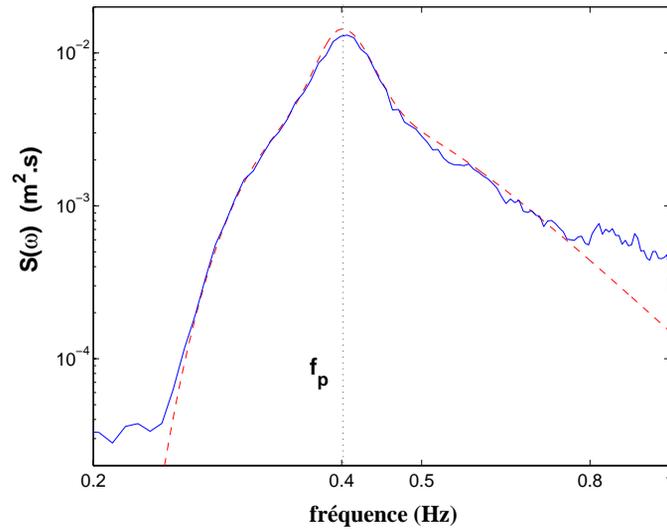


FIG. 3.24 – Spectre d'énergie. Expérience-1 : spectre de consigne (- -), spectre mesuré (-) à $x = 2$ m du batteur.

définissons les hauteurs caractéristiques suivantes :

- \bar{H} : la hauteur moyenne :

$$\bar{H} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i \quad (3.25)$$

- H_{rms} : la hauteur moyenne quadratique :

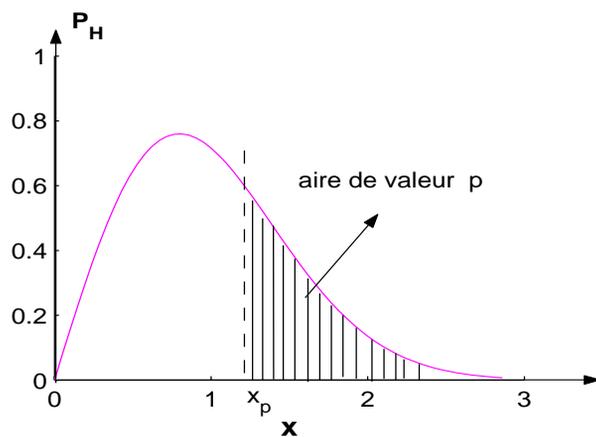
$$H_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i^2} \quad (3.26)$$

- $H_{\frac{1}{3}}$: la moyenne du tiers supérieur des hauteurs (la hauteur significative) (Goda, 1985 [50]).
- $H_{\frac{1}{10}}$: la moyenne du dixième supérieur des hauteurs.

De manière générale, on définit H_p , comme la hauteur moyenne de la proportion p de vagues les plus hautes (figure 3.25) :

$$H_p = \int_{x_p}^{\infty} x P_H(x) dx \quad (3.27)$$

où x_p est la hauteur dépassée par la proportion p de vagues les plus hautes et $P_H(x)$ est la densité de probabilité qui n'est rien d'autre qu'un histogramme normalisé (l'aire totale sous la courbe est égale à 1).

FIG. 3.25 – Définition de x_p .

$$\int_0^{\infty} P_H(x) dx = 1 \quad (3.28)$$

Alors on calcule les valeurs caractéristiques en fonction de H_{rms} (voir Dean et Dalrymple, 1991 [52]) :

$$\bar{H} = 0.886 H_{rms} \quad (3.29)$$

$$H_{\frac{1}{10}} = 1.8 H_{rms} \quad (3.30)$$

$$H_{\frac{1}{3}} = 1.416 H_{rms} \quad (3.31)$$

L'analyse commence par le choix d'une des 2 définitions pour la hauteur. Ensuite, on calcule les couples (H_i, T_i) :

- H_i : la hauteur (distance crête-creux) définie entre 2 passages au niveau moyen par valeurs croissantes ("zero-up crossing").
- T_i : la période associée.

Pour $i=1, \dots, n$. Il faut que n soit grand, où n est le nombre de vagues observées. On définit des classes de hauteur, i.e. des intervalles $[0, H_1]$, $[H_1, H_2]$, ... ($H_{i+1} - H_i = \Delta H$). Soit n_i le nombre de vagues observées dans la classe $[H_i, H_{i+1}]$. On peut construire un histogramme et on peut définir des probabilités :

$$P_i = \text{Prob} \{H \in [H_i, H_{i+1}]\} = \frac{n_i}{n} \quad (3.32)$$

Si on a un très grand nombre d'observations, de sorte que la largeur des classes puisse être réduite, alors l'histogramme tend vers la densité de probabilité.

$$P_i = \text{Prob} \{H \in [H_i, H_{i+1}]\} = P(H) \quad (3.33)$$

D'autre part, pour une houle générée par le vent, la distribution des hauteurs est très proche de la distribution de Rayleigh :

$$P\left(\frac{H}{\overline{H}}\right) = \frac{\pi}{2} \frac{H}{\overline{H}} \exp\left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{\overline{H}}\right)^2\right] \quad (3.34)$$

Nous avons comparé la hauteur moyenne quadratique (H_{rms} synthétique), fixée au départ pour générer le spectre de consigne superposée, avec la même valeur calculée, une fois sur la série temporelle générée avant de l'imposer au batteur (H_{rms} consigne), et une fois sur la série temporelle mesurée dans le canal (H_{rms} sur la première sonde). La figure 3.26 montre la comparaison entre ces trois valeurs de H_{rms} . Dans cette figure, H_{rms} synthe. est la hauteur moyenne quadratique de la consigne théorique pour générer la série temporelle, H_{rms} consigne est la hauteur moyenne quadratique de la consigne imposée au batteur et H_{rms} 1resonde est la hauteur moyenne quadratique mesurée dans le canal à 2 m du batteur sur la première sonde.

On obtient la valeur de H_{rms} à moins de $\pm 7\%$ près de la valeur synthétique correspondant aux différentes largeurs de spectre initiales. On obtient aussi la valeur de H_{rms} mesurée sur la première sonde à près de $\pm 6\%$ de la valeur de H_{rms} de la consigne et à près de $\pm 10\%$ de sa valeur sur le signal synthétique. Cette comparaison, nous montre que la méthode de génération ne nous permet pas d'obtenir les mêmes valeurs de H_{rms} dans nos expériences. Mais la différence entre la hauteur moyenne quadratique de la consigne imposée au batteur et mesurée à 2 m du batteur est faible. D'autre part, nous avons comparé les valeurs caractéristiques des vagues, une fois avec les valeurs déduites de la consigne théorique et une autre fois avec les définitions de Dean et Dalrymple, 1991 ([52]). Nous avons environ 2% d'écart sur les valeurs de $H_{1/3}$ et 2% d'écart sur \overline{H} (voir le tableau 3.2).

Nous avons mis en évidence la densité de probabilité de H/\overline{H} . En sachant que H est la hauteur des vagues calculées par la méthode vague par vague "zero-up crossing") et \overline{H} est la hauteur moyenne des vagues sur chaque sonde

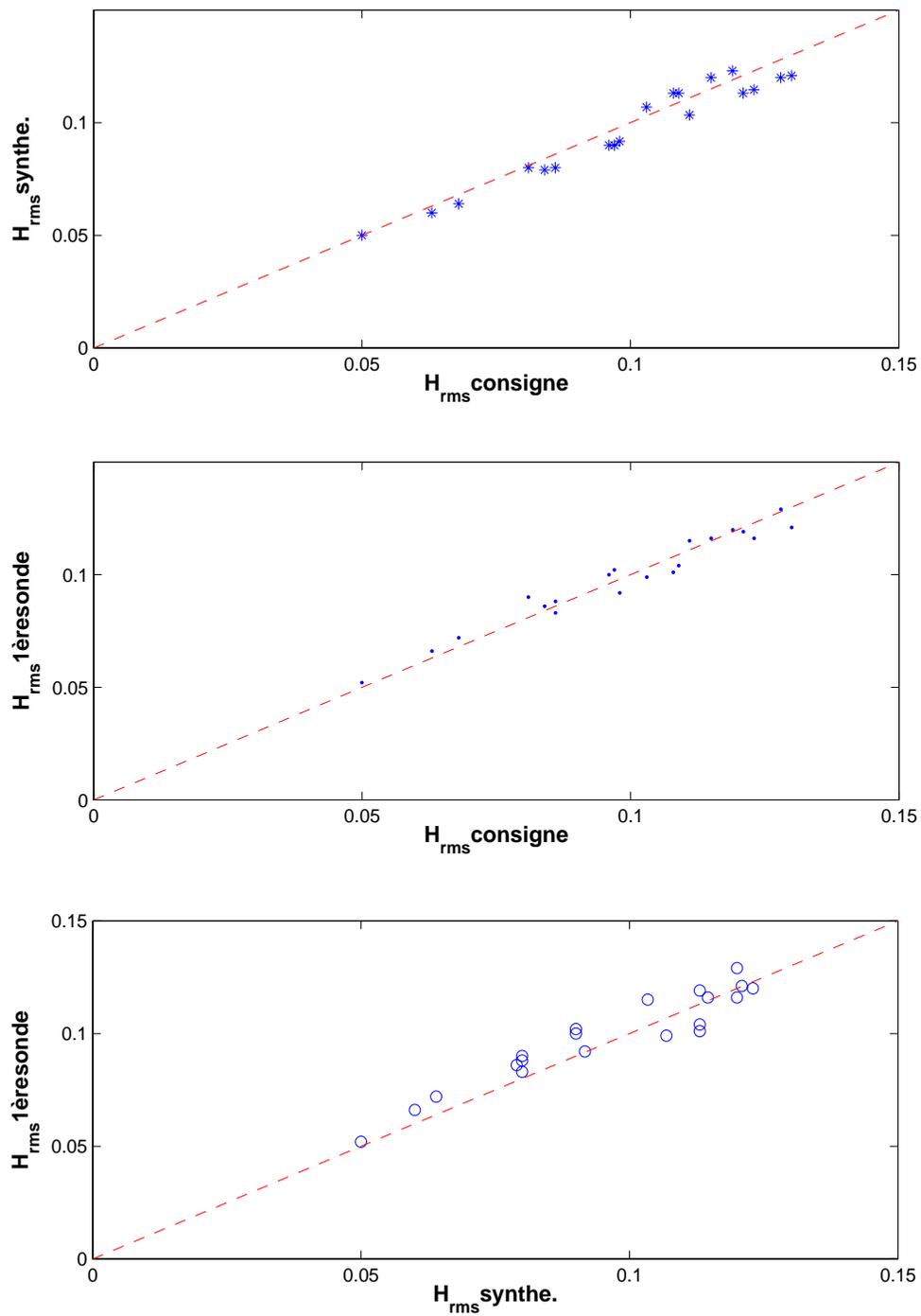


FIG. 3.26 – Comparaison des valeurs de H_{rms} des séries temporelles synthétiques et des consignes imposées au batteur avec les valeurs de H_{rms} mesurées sur la première sonde à 2 m du batteur dans toutes les expériences en équilibre (voir chapitre 4).

Méthode	Paramètre	expérience- 1	
		cal. sur 1 ^{re} sonde	cal. sur consigne
méthode vague à vague	σ_η	0.04	0.042
	H_{rms} (cm)	11.8	11.9
	\overline{H} (cm)	10.7	10.6
	$H_{\frac{1}{10}}$ (cm)	21.1	20.9
	$H_{\frac{1}{3}}$ (cm)	17	17
formule 3.29 - 3.31	$H_{\frac{1}{10}}$ (cm)	21.2	21.4
	$H_{\frac{1}{3}}$ (cm)	16.7	16.9
	\overline{H} (cm)	10.5	10.5

TAB. 3.2 – Valeurs sur le signal synthétique : $H_{rms} = 12.3$ cm, $f_p = 0.4$ Hz, $T = 2.5$ s et $h_0 = 65$ cm. Les définitions d'après Rayleigh (avec H_{rms}) et la définition de Dean et Dalrymple (avec σ_η).

de mesure. La figure 3.27 montre la comparaison de la densité de probabilité de H/\overline{H} mesurées avec la distribution de Rayleigh théorique. Nous voyons qu'à proximité du batteur la densité de probabilité des vagues suit bien la distribution de Rayleigh théorique.

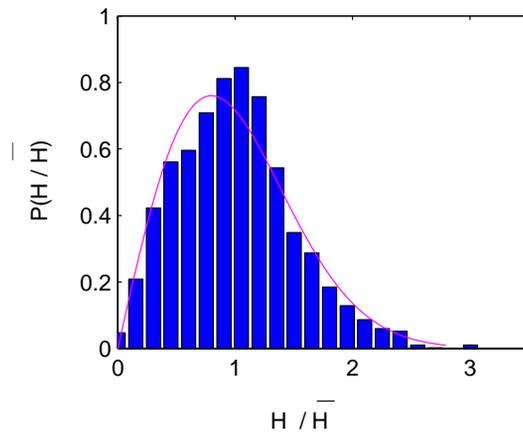


FIG. 3.27 – Distribution des hauteurs des vagues. La distribution théorique de Rayleigh (–) et la distribution calculée expérimentale (histogramme). Expérience- 1 : $H_{rms} = 11.8$ cm, $f_p = 0.4$ Hz, $\bar{H} = 10.7$ cm, $h_0 = 65$ cm, $\Omega = 3.8$ et $U_r = 17$.

3.3 Synthèse

Les ondes générées sont, d'une part des ondes sinusoïdales de Stokes de deuxième ordre, et d'autre part des ondes aléatoires avec un spectre de type JONSWAP. La méthode de synthèse repose sur une superposition de signaux sinusoïdaux (1000 composantes) incorporant des phases aléatoires. Nous avons validé les lois de génération des différents types de houle en estimant le spectre d'énergie des vagues, en calculant les hauteurs significatives et en déterminant la distribution des hauteurs des vagues tout au long du canal.

Les différentes étapes de la méthode de génération peuvent conduire à des écarts entre la valeur H_{rms} mesurée et la valeur H_{rms} de consigne (10% dans certains cas). La méthode de la génération est tout à fait validée puisque la répartition en fréquence est très proche de la forme recherchée (de type JONSWAP) et que la distribution des hauteurs de vagues est proche de la distribution théorique de Rayleigh. Donc par la suite, nous calculerons le H_{rms} à 2 m du batteur.

Chapitre 4

Morphodynamique

Le profil d'une plage naturelle est très variable dans l'espace et dans le temps. Dans la nature, il est clair que les morphologies se modifient sans cesse. Dans ce projet, nous nous sommes attachés à réaliser des expériences pour évaluer les conditions hydrodynamiques qui permettent d'obtenir l'équilibre morphologique. Nous étudions donc la morphologie "cross-shore" de plages sédimentaires grâce à des expériences de laboratoire.

Dans ce chapitre, nous présentons une analyse de la réponse morphologique du fond et en particulier des profils d'équilibre par une confrontation des résultats avec la classification de Wright & Short (1984 [1]). Pour arriver à cette classification, nous décrivons tout d'abord, la détermination de l'état d'équilibre dans nos expériences. Ensuite, nous allons mettre en évidence la sensibilité du profil final du fond aux conditions initiales. Puis, nous allons montrer la similitude entre les expériences construites par deux nombres adimensionnels : la vitesse de chute adimensionnelle (ou le nombre de Dean) et le nombre d'Ursell. A la fin, nous allons vérifier les caractéristiques géométriques des barres d'avant côte.

4.1 Profil d'équilibre des plages

Le profil d'équilibre est défini dans l'encyclopédie "Beaches and Coastal Environments", de Schwartz (1982 [53]), comme un profil à long terme produit par un climat caractéristique de vague et un type particulier de sédiment. Dean (1983 [54]) l'a défini comme une idéalisation des conditions qui se produisent dans la nature pour des caractéristiques particulières du sédiment et des conditions de vagues constantes. Moore (1982 [55]) a suggéré qu'un équilibre dynamique de profil de plage, change sans interruption en réponse aux

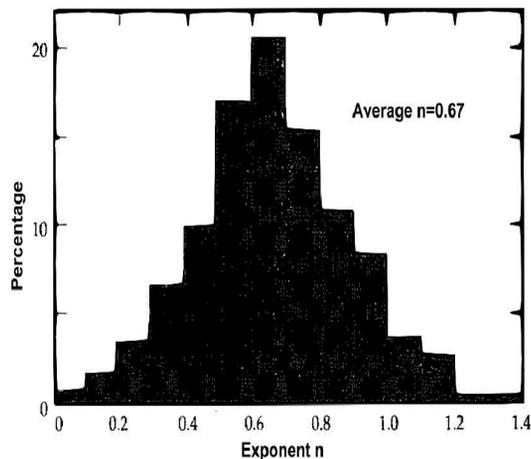


FIG. 4.1 – Distribution de n (Pilkey *et al.*, 1993 [58]) calculé à partir des profils de Hayden *et al.* (1975 [59]).

conditions de la zone de surf (les conditions des vagues déferlantes). Et finalement Kriebel *et al.* (1991 [56]) ont déclaré qu'un profil de plage en réel équilibre n'existe jamais dans la nature parce que le niveau d'eau près de la côte, les caractéristiques des vagues (la période et la hauteur) et les courants changent constamment.

A partir de la mesure et de l'analyse de 504 profils relevés sur les côtes des Etats Unis aussi bien en Atlantique que dans le Golfe du Mexique, Dean (1973 [57]) a montré empiriquement que le profil de plage pouvait être approché par une équation du type :

$$h = A x^n \quad (4.1)$$

avec h : profondeur d'eau,

x : distance à la ligne de côte ($x \geq 0$ vers le large),

A : un paramètre d'échelle dépendant des caractéristiques du sédiment,

n : le facteur de forme. Sa valeur est comprise entre 0,1 et 1,4 (voir figure 4.1). Pilkey *et al.* (1993 [58]), ont proposé une valeur moyenne pour n égal à 0,67.

La figure 4.2 montre que plus de 99% des valeurs de A restent situées entre 0 et 0.3.

Ces profils ne présentent pas de barre d'avant côte. On peut montrer que ce type de profil se caractérise par une dissipation volumique constante. En effet, supposons donc que :

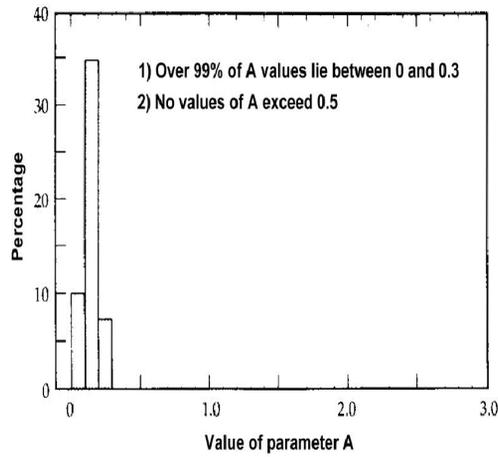


FIG. 4.2 – Distribution de A (Pilkey *et al.*, 1993 [58]) calculée à partir des profils de Hayden *et al.* (1975 [59]).

$$\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} (E C_g) = cte \quad (4.2)$$

où E est le flux d'énergie par unité de surface :

$$E = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \quad (4.3)$$

et C_g est la vitesse de groupe, définie par :

$$C_g = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (4.4)$$

où k est le nombre d'onde local associé à la fréquence moyenne, $C = \sqrt{g h}$ est la célérité de vague en eau peu profonde et h est la profondeur locale sur chaque point de mesure.

Donc, par l'équation 4.3 , nous avons :

$$E \propto H_{rms}^2 \quad (4.5)$$

et en zone de surf, nous avons (voir l'équation 2.28) :

$$E \propto k^2 h^2 \quad (4.6)$$

d'autre part dans l'eau peu profonde, $C_g = C$, donc :

$$C_g \propto h^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

en considérant ces deux dernières équations :

$$E C_g \propto k^2 h^{\frac{5}{2}} \quad (4.8)$$

on remarque que :

$$\frac{1}{h} \frac{5}{2} h^{3/2} \frac{\partial h}{\partial x} = cte \quad \rightarrow \quad h^{\frac{1}{2}} \frac{\partial h}{\partial x} = b \quad (4.9)$$

où b est une constante. Donc, nous avons :

$$h = A x^{\frac{2}{3}} \quad (4.10)$$

Nous voyons que, par cette relation, on trouve $n = 2/3 \simeq 0.67$. Cette formule peut être valable dans la zone dont la dissipation d'énergie est constante. Quand il y a un déferlement sur la plage, soit de type plongeant soit glissants, il y a toujours une dissipation d'énergie qui n'est pas constante. Mais par contre après le déferlement, une fois que le roller est formé, les vagues continuent à déferler sur tout le long de la plage. La zone de formation des rollers est très près de la zone de swash. Pour estimer cette zone de dissipation d'énergie constante, il faut avoir des mesures fines dans cette zone. Dans nos expériences, cette zone est difficile à déterminer parce qu'on n'a pas des mesures fines dans cette zone. Sur les graphes de dissipation volumique, présentés au chapitre 5, après la zone de déferlement, il y a une dissipation forte d'énergie, ses valeurs ont tendance à être faibles et uniformes. C'est dans cette zone, où l'on peut estimer une dissipation constante, que le profil du fond peut se présenter avec la définition de Dean. Sur l'ensemble des expériences arrivées en équilibre, on peut voir que la forme de profil du fond dans cette zone, n'est pas loin du type du profil de Dean.

En plus, nous pouvons dire que ce profil d'équilibre décrit un type de profil "cross-shore", mais son interprétation n'est pas évidente. La simplicité de cette expression pose un problème : les profils de fond sont décrits seulement par les variations de taille de grain, la géologie fondamentale d'avant côte et par les caractéristiques des vagues. En outre, ce profil d'équilibre est une forme moyenne et il ne peut pas décrire le détail de systèmes de barre-creux.

Il existe des expériences à grande échelle comme SAFE (Dette *et al.*, 2002 [60]), CE (Kraus et Larson, 1988 [61]), CRIEPI (Kajima *et al.*, 1982 [62]) ou LIP 11 (Roelvink et Reniers, 1995 [8]). On peut critiquer certains aspects dans ces expériences. Par exemple, dans toutes ces expériences, le sédiment avec une masse volumique $\rho = 2.7 \text{ gr.cm}^{-3}$ a été utilisé, ce qui peut mettre en cause la

similarité entre ces expériences et les cas réels. La forme initiale de la plage avait été choisie comme la forme décrite par Dean (forme de plage en équilibre). Ces expériences ont été réalisées d'une part, sur un temps très court (maximum 120 min). , d'autre part, les profils en équilibre proposés sont obtenus par ajustement d'une courbe moyennée pour chaque profil que nous pouvons la tracer pour n'importe quel profil. Selon nos études, le temps nécessaire pour établir les vagues et que le fond arrive à atteindre l'état d'équilibre est assez long. Dans ce cas, si on parle de l'état d'équilibre, on ne peut pas juger que ces profils restent en équilibre et que ces conditions des vagues peuvent garder la forme de la plage sur un temps long ou pas. Donc, il est très difficile de ranger les résultats de ces expériences dans le type : plages en équilibre. A cette étape, nous pouvons souligner sur les deux avantages de nos études par rapport aux autres. Le premier avantage est l'utilisation de sédiment léger pour arriver à être en similitude avec la nature. Le deuxième avantage est le temps long des expériences qui permet à arriver à l'état d'équilibre et de vérifier qu'on reste en état d'équilibre si les caractéristiques des vagues ne changent pas. Comme nous avons dit, un des points importants dans l'étude littorale est l'évolution du profil au cours du temps. En milieu naturel, le profil évolue au cours de l'année en prenant deux formes principales (figure 4.3) :

- En période de mauvais temps, il y a d'érosion de la partie supérieure du profil et engraissement de la partie inférieure. La barre se creuse et se déplace vers le large. Ces profils ne peuvent pas arriver aux conditions d'équilibre parce que les périodes de mauvais temps ne dure que quelque jours maximum et cela n'est pas suffisant pour atteindre l'état d'équilibre (selon nos études).
- En période de beau temps, on peut observer le processus inverse ; la barre tend à disparaître. Ces profils peuvent atteindre l'équilibre et former une plage en forme de terrasse.

Les changements temporels rapides et relativement à haute fréquence des états de la plage impliquent une redistribution rapide du sédiment déjà contenu dans le système de la plage- zone de surf. Par contre, les changements et la variabilité à basse fréquence dans le stockage du sédiment et les effets associés impliquent des échanges à grande échelle du sédiment entre la zone de surf

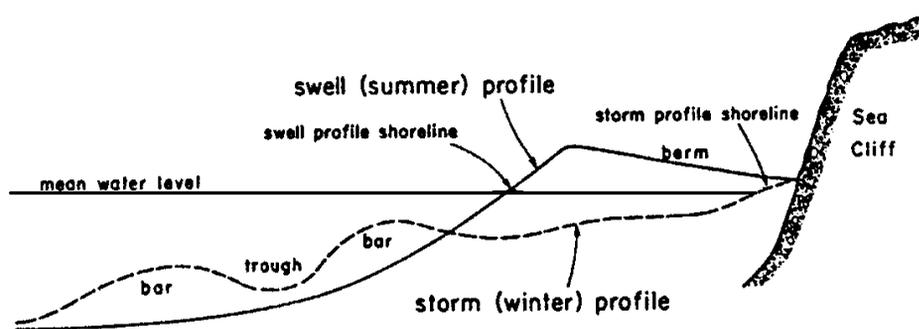


FIG. 4.3 – Evolution du profil de plage (Komar, 1976 [63]).

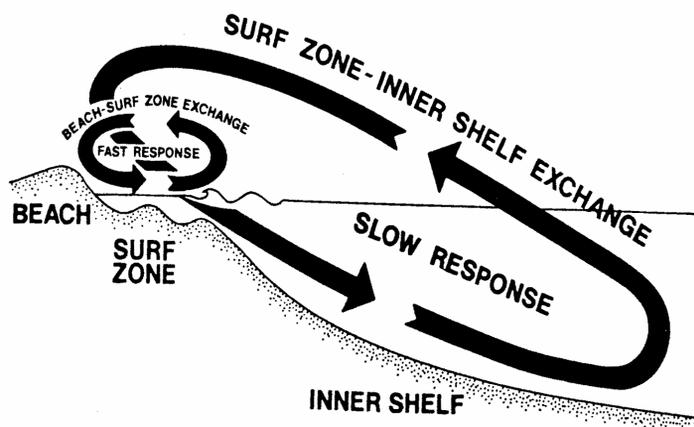


FIG. 4.4 – Modifications lentes et rapides de la plage (Wright *et al.*, 1984 [64]).

et le plateau interne (Wright *et al.*, 1984 [64]). Le profil peut toutefois subir des modifications rapides (en quelques jours, voire quelques heures) du fait des conditions océanographiques (figure 4.4). Dans nos études, elles sont les changements temporels rapides dans le système de la plage- zone de surf qui nous intéressent. Aussi, les climats des vagues dans nos études, ne changent pas non plus. Donc, les changements et les évolutions des profils du fond dans ce sens (par changement des climats des vagues) n'existent pas.

4.2 Détermination de l'état d'équilibre dans nos expériences

Pour qualifier la condition d'équilibre d'une plage, nous avons réalisé nos expériences sur des temps très longs par rapport à la période des vagues. Une séquence de vagues aléatoires compte environ 3600 vagues. Celle-ci est répétée tant que le fond n'est pas jugé en équilibre. Nous avons considéré qu'une plage est en équilibre ("quasi-équilibre") lorsque la vitesse d'évolution du fond (V_f) reste constante et faible. V_f est une moyenne quadratique définie par le formule 6.1.

$$V_f = \sqrt{\frac{1}{X_c} \int_0^{X_c} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 dx} \quad (4.11)$$

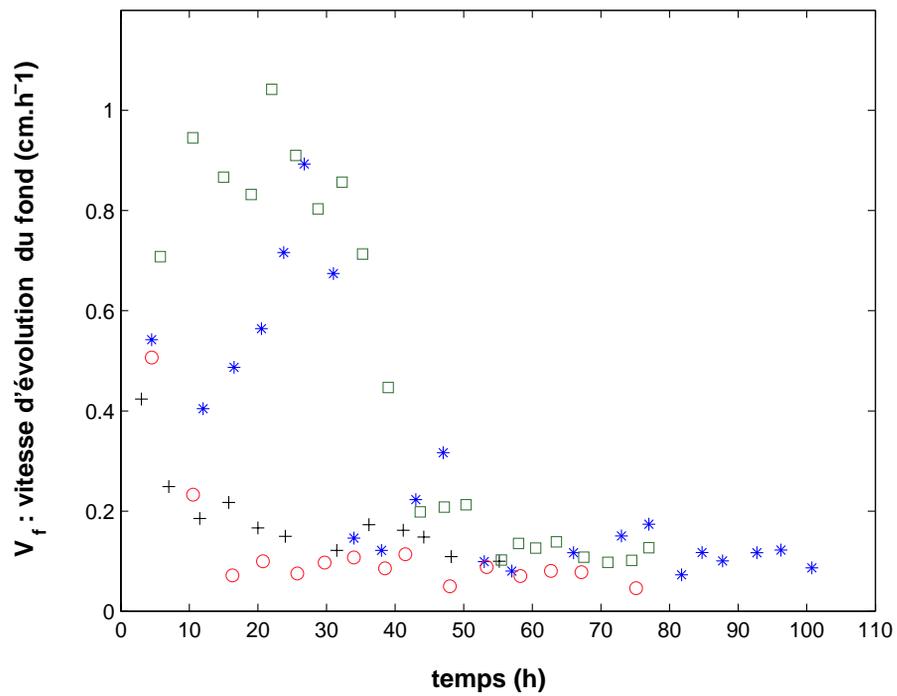
où h est la profondeur d'eau et X_c est la longueur de la plage. Par exemple, sur une majorité d'expériences, on constate que la plage arrive à l'état d'équilibre quand la vitesse d'évolution du fond V_f est inférieure à 2 mm.h^{-1} (voire la figure 4.5).

Nous remarquons que l'état d'équilibre d'une plage est une condition d'équilibre dynamique. C'est-à-dire qu'il y a toujours du transport sédimentaire mais que la forme de la plage est conservée. L'état d'"accrétion" et d'"érosion" de la plage se met en évidence par le calcul de la vitesse sur chaque moitié de la plage :

$$V_{i1} = \frac{2}{X_c} \int_0^{\frac{X_c}{2}} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) dx \quad (4.12)$$

$$V_{i2} = \frac{2}{X_c} \int_{\frac{X_c}{2}}^{X_c} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) dx \quad (4.13)$$

La plage est considérée en érosion si $V_{i1} > 0$ et $V_{i2} < 0$, et en accrétion si $V_{i1} < 0$ et $V_{i2} > 0$. Une autre critère pour juger qu'une expérience est arrivée à l'état d'équilibre est que les valeurs de V_{i1} et V_{i2} tendent vers zéro (figure 4.6). Tout d'abord, avant de parler des expériences, il faut préciser que nos expériences ont été réalisées avec deux types d'ondes : des ondes monochromatiques et aléatoires. Les expériences avec les ondes monochromatiques, n'ont pas réellement permis d'obtenir des profils d'équilibre. Ces expériences étaient des expériences préliminaires Elles ont été réalisées sur des temps courts et



Expérience	h_0 (cm)	H_{rms} (cm)	f_p (Hz)	Ω	U_r	durée
65 (- * -)	50	10.5	0.33	2	37	102h
64 (●)	48	8.7	0.4	2.5	35	75h
57 (+)	60	10.1	0.21	1.5	62	55h10
47 (- □ -)	60	12.8	0.33	3.7	32	77h

FIG. 4.5 – Quelques exemples de la vitesse d'évolution du profil.

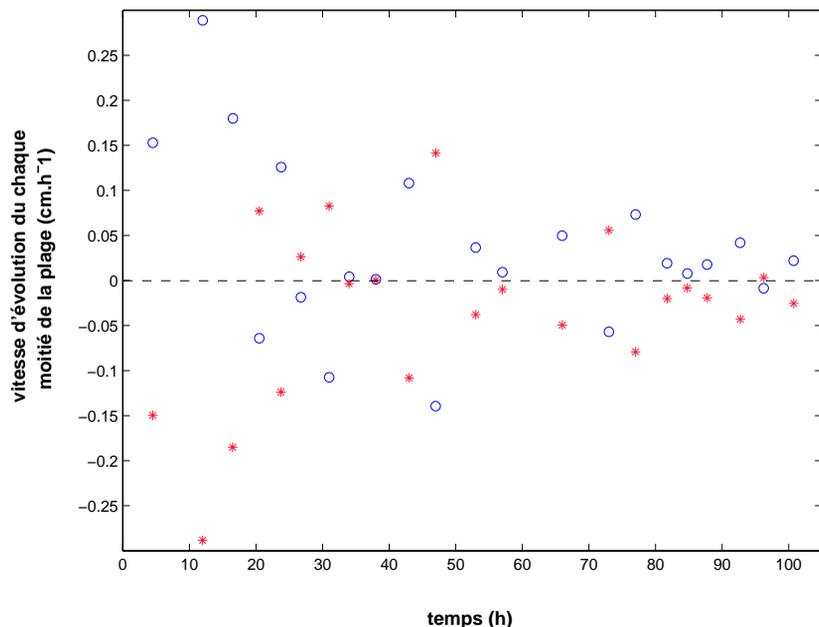


FIG. 4.6 – V_{i1} (*), V_{i2} (○). $H_{rms} = 10.5$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 50$ cm, largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$, $\Omega = 2$, $U_r = 37$, expérience- 65.

nous avons arrêté l'expérience rapidement parce que chaque fois les conditions de l'expérience n'étaient pas satisfaisantes. Par exemple, dans certains cas, il y avait trop de réflexions par rapport aux caractéristiques de vagues. Dans d'autres cas, nous avons obtenu des multibarres ou méga rides sur le fond et en même temps il y avait une partie de la plage qui était découverte de sédiment à cause de l'existence de la plage fixe en P.V.C et le manque du sédiment. Dans d'autres cas, avec des conditions de vagues plus fortes, toutes les couches du sédiment au fond du canal bougeaient en même temps et l'énergie des vagues se dissipait très rapidement. Le déferlement des vagues ne persistait que sur une courte période avant de disparaître. Malgré tout, les expériences avec les ondes monochromatiques nous avons permis d'observer la formation d'une barre d'avant côte ainsi que sa migration assez rapide vers le haut de la plage (la vitesse de migration de barre supérieure à 2 m/h).

Ceci peut s'expliquer par la position de déferlement parce que dans ces expériences les vagues déferlent toujours sur la même position et que le point de déferlement est fixe, les sédiments mis en suspension par le déferlement n'ont pas le temps de se déposer. Entre temps, la vague suivante arrive et monte les sédiments qui sont en suspension.

Par contre, les expériences avec les ondes aléatoires ont été réalisées sur des

temps très longs vis à vis de la période des vagues. Ces expériences avec les ondes irrégulières indiquent qu'il est possible d'obtenir des fonds en équilibre. Dans cette catégorie, 30 expériences en état d'équilibre, ont permis d'obtenir clairement une topographie type. Les caractéristiques de ces expériences sont présentées dans les tableaux 4.1 et 4.3.

Expériences	h_0 (cm)	f_p (Hz)	H_{rms} (cm)	Ω	U_r	type de spectre	durée (heure)
expérience- 31	35	0.33	7.2	1.9	52	In.	22h.
expérience- 43	60	0.23	9.2	1.7	46	In.	32h30h.
expérience- 42	65	0.22	9.1	1.6	43	In.	30h.
expérience- 60	60	0.23	8.5	1.1	43	ét.	45h.
expérience- 1	65	0.4	12	3.8	17	J.S	36h.
expérience- 24	50	0.45	10	3.6	20	J.S	46h.
expérience- 44	60	0.33	13	3.5	32	In.	60h30
expérience- 48	60	0.33	11.6	3.2	29	ét.	64h45
expérience- 50	48	0.38	11.5	3.5	34	In.	35h.
expérience- 52	48	0.29	12.8	3.1	67	In.	30h.
expérience- 55	60	0.21	10.4	1.8	63	J.S	46h.
expérience- 16	55	0.4	13.3	3.8	27	ét.	44h.
expérience- 19	50	0.4	12.1	3.5	30	ét.	38h.
expérience- 20	50	0.45	12.4	4	21	ét.	38h45
expérience- 21	50	0.45	12.4	3.8	24	ét.	41h.
expérience- 47	60	0.33	12.8	3.7	32	In.	77h.

TAB. 4.1 – Valeurs des paramètres dans toutes les expériences dont la plage est en forme de terrasse en état d'équilibre (avec $1 < \Omega < 1.9$ & $\Omega > 2.8$).

Expériences	h_0 (cm)	f_p (Hz)	H_{rms} (cm)	H_{br} (cm)	x_{barre} (m)	h_t (cm)	h_c (cm)	$\frac{h_t}{h_c}$	d_{barre} (cm)	Ω	U_r	type de spectre	durée (heure)
expérience- 29	35	0.33	8.8	9.6	7.4	18.3	15.2	1.2	3.1	2.4	64	In.	38h15
expérience- 30	35	0.33	10	10.1	7.9	20	17.2	1.2	2.8	2.7	74	In.	22h30
expérience- 32	35	0.33	8.8	9.6	9	18.3	15.2	1.2	3.1	2.4	64	In.	38h.
expérience- 33	35	0.3	8.6	9.4	6.7	19.2	16.5	1.2	2.7	2.1	77	In.	40h.
expérience- 36	48	0.27	10.7	13.3	10.1	23.5	20.2	1.2	3.3	2.3	62	In.	42h.
expérience- 37	48	0.33	8.3	10.1	16.2	20	18	1.1	2	2.2	32	In.	45h30
expérience- 39	60	0.23	11.6	17.1	17	29.3	27.6	1.1	3.1	2.2	58	In.	37h.
expérience- 40	60	0.21	11.9	15.1	12.3	29	25.5	1.1	3.4	2	73	In.	45h10
expérience- 41	65	0.22	12.1	15.3	16.2	29.2	25.8	1.1	3.4	2.1	58	In.	44h.
expérience- 56	60	0.21	11.9	15.3	10.7	27.7	24.6	1.1	3.1	2	72	In.	48h.
expérience- 57	60	0.21	10.1	13.1	8.1	27.7	26.2	1.1	1.6	1.5	62	ét.	55h10
expérience- 64	48	0.4	8.7	10.5	9.6	16.3	12.7	1.3	3.6	2.5	35	In.	75h.
expérience- 65	50	0.33	10.5	12.9	12.5	18.8	16.9	1.1	2	2	37	In.	102h.

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres dans toutes les expériences avec une barre d'avant côte en état d'équilibre (avec $1.9 < \Omega < 2.8$).

Ces différents profils obtenus sont classés par rapport à deux nombres adimensionnels indépendants, le nombre d'Ursell (Ursell, 1953 [65]) :

$$U_r = \frac{g H_{rms} T_p^2}{h_0^2} \quad (4.14)$$

avec H_{rms} moyenne quadratique de la hauteur des vagues sur la première sonde située à 2 m du batteur, T_p la période pic et une vitesse de chute adimensionnelle ou le nombre de Dean (Dean, 1973 [57]) :

$$\Omega = \frac{H_{1/3}}{T_p w_c} \quad (4.15)$$

avec w_c la vitesse de chute de la particule. La valeur de Ω est calculée directement par les valeurs des hauteurs significatives $H_{1/3}$ et la période pic T_p calculées par la méthode du "zero-up crossing" sur les mesures effectuées sur la première sonde située à 2 m du batteur. En regardant cette relation, nous pouvons interpréter que les grandes vagues peuvent mettre en suspension une grande quantité du sédiment. Ce sédiment déjà mis en suspension, peut monter parfois jusqu'à la surface libre. Par rapport à la période des vagues, la vitesse de chute et la distance de chute du sédiment, on peut avoir différentes quantités de sédiment qui restent en suspension après chaque vague. Le preuve c'est que dans nos expériences, nous remarquons qu'il y a beaucoup de suspension pour les grandes valeurs de Ω (grandes vagues avec petites périodes) et par contre, il y a peu de suspension avec les petites valeurs de Ω (ondes longues de petites amplitudes).

4.3 Définition des différentes pentes sur la plage

Dans la littérature, il est souvent question de la pente de la plage. Mais, quelle pente doit être présentée comme la pente de la plage? La pente moyenne sur toute la longueur de la plage ou la pente moyenne avant le déferlement, ou bien dans la zone de surf?

On peut difficilement définir la pente de la plage ou la pente d'une partie de la plage. Mais on ne peut pas vraiment parler d'une pente de la plage parce que dans chaque zone (zone de shoaling, déferlement et swash) il y a une pente différente. Donc, dans nos études, en considérant cette idée, et en négligeant les différentes morphologies obtenues, soit une plage barrée soit une plage en forme de terrasse, on distingue trois pentes différentes (figure 4.7) :

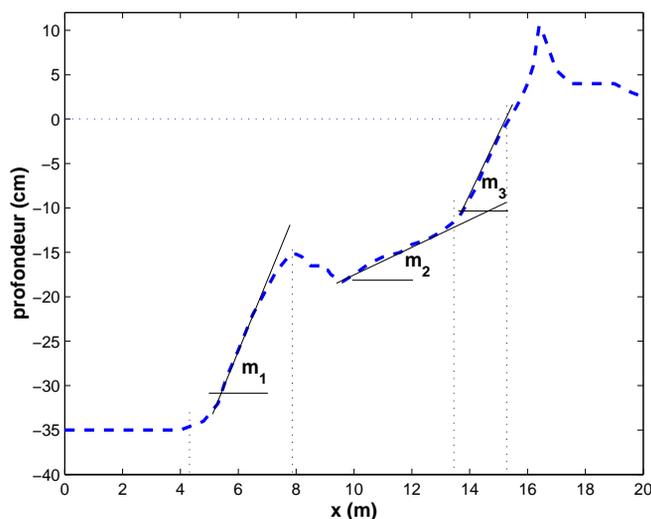


FIG. 4.7 – Définition des différentes pentes sur la plage.

- m_1 : la première pente qui marque le début de la plage (le premier changement de pente en montant sur la plage.)
- m_2 : la pente entre le creux de la barre et la berme sur les profils barrés ou la pente entre premier changement de la pente en montant sur la plage et la berme sur les profils en forme de terrasse.
- m_3 : la pente sur la berme.

La figure 4.8 montre les résultats de ces comparaisons dans tous les expériences en équilibre. La valeur moyenne de la première pente, m_1 (4.8-a), pour les différentes expériences est environ $0.02 \simeq \frac{1}{50}$. La pente sur la berme, m_3 (4.8-c), est de $0.05 \simeq \frac{1}{20}$ en moyenne. On voit aussi que la valeur moyenne de la pente entre le creux de la barre et la berme, m_2 (4.8-b), est environ est à environ $0.014 \simeq \frac{1}{70}$ ce qui est faible devant m_1 et m_3 . Parmi ces expériences en équilibre, cette pente est très peu variable d'une expérience à l'autre. Les valeurs de m_1 et m_3 sont plus variables d'une expérience à l'autre que les valeurs de m_2 .

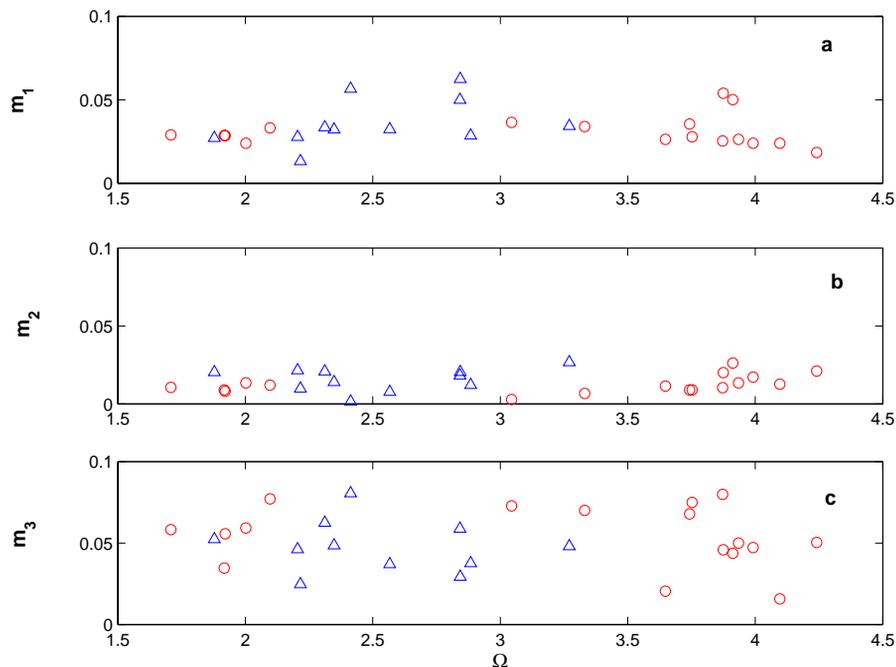


FIG. 4.8 – Les différentes pentes mesurées sur les plages. Plage terrasse : (\circ), Plage-barrée : (\triangle).

4.4 Sensibilité aux conditions initiales

Nous avons d'abord vérifié l'effet de l'état initial du fond sur le profil du fond final. Autrement dit, nous avons vérifié la sensibilité de la forme finale de la plage aux conditions initiales dans différentes expériences. Donc, nous sommes partis de différents profils initiaux et nous avons comparé les profils finaux pour les mêmes séquences de forçage.

La figure 4.9 montre l'évolution des fonds pour les mêmes séquences de vagues et deux fonds initiaux différents. Ces deux cas sont des expériences conduisant à un équilibre avec une barre d'avant côte. Dans ces deux expériences, l'état d'équilibre est du même type en fin d'expérience (après 38 heures pour l'expérience- 29 et après 23 heures pour l'expérience- 32 : $V_f \sim 0.6 \text{ mm.h}^{-1}$ dans ces cas) : une barre en bas de la plage, une partie en pente douce d'environ $1/70$ entre $x = 9 \text{ m}$ et $x = 13 \text{ m}$, puis la berme. La hauteur moyenne quadratique (H_{rms}) à 2 m du batteur dans ces deux expériences est de 8.8 cm et les valeurs de nombre de Dean et Ursell (Ω et U_r) sont respectivement 2.4 et 64. Globalement, la forme finale de la plage est conservée et on trouve le même type de plage barrée dans ces deux expériences. Mais, il y a quand même une

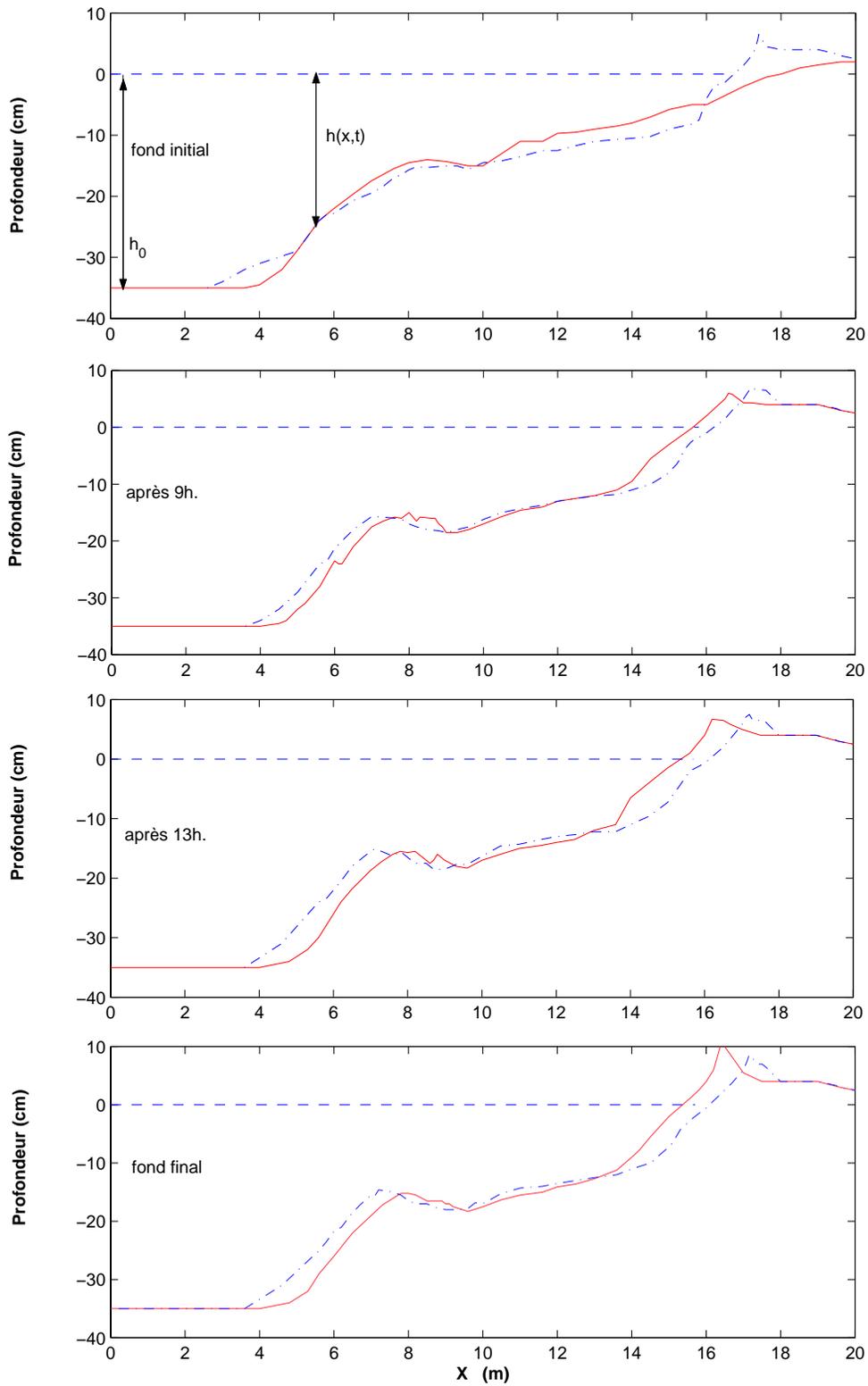


FIG. 4.9 - $H_{rms} = 8.8$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 35$ cm, largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$. $\Omega = 2.4$, $U_r = 64$, expérience-29 : (—), expérience-32 : (---). (fond final après 38 h pour expérience-29 et après 23 h pour expérience-32).

légère différence sur les profils finaux (sur la position de la barre et la berme). Dans l'expérience- 29, le pied de la plage commence à 4.40 m du batteur alors que dans l'expérience- 32 le pied de la plage commence à 3.80 m du batteur. Donc, les vagues commencent à déferler un peu plus tôt dans l'expérience-32 que dans l'expérience- 29. En conséquence, la barre se forme plus près du batteur dans expérience- 32 que dans l'expérience- 29. Nous voyons la même différence sur la position de berme que sur la position de barre d'avant côte. D'autre part, le canal est fermé donc une légère différence sur les profils initiaux peut induire des circulations qui sont légèrement différents dans ces deux expériences. Par conséquence, probablement, ce phénomène induit un décalage sur les profils finaux au niveau du positionnement de la barre et de la berme dans ces deux expériences- 29 & 32.

Les figures 4.10 et 4.11 montrent la vitesse d'évolution du fond et l'état d'accrétion et d'érosion pendant ces deux expériences. Au départ, la vitesse d'évolution du fond est grande et elle décroît de manière exponentielle jusqu'à ce qu'elle arrive aux valeurs très faibles. Dans les deux cas, au début des expériences, nous sommes dans le phase d'accrétion ($V_{i1} < 0$ et $V_{i2} > 0$) qui diminue petit à petit et tend vers zéro en arrivant à l'état d'équilibre. Une fois que la plage est en équilibre, il y a à la fois accrétion et érosion sur la plage ce qui confirme la situation d'équilibre dynamique. C'est pourquoi on voit des oscillations sur les valeurs de V_{i1} et V_{i2} autour de zéro pendant la phase d'équilibre.

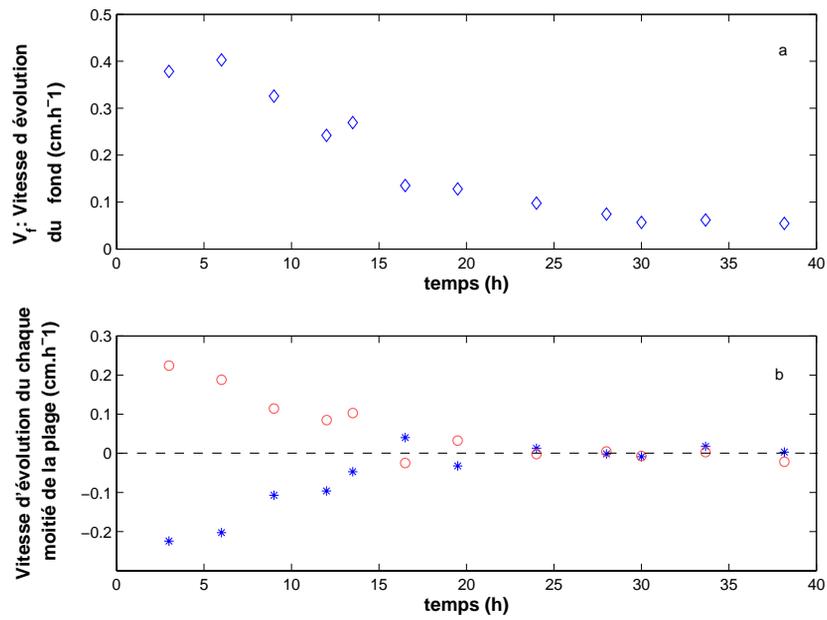


FIG. 4.10 – a. Vitesse d'évolution du fond. b. V_{i1} (*), V_{i2} (○). $\Omega = 2.4$, $U_r = 64$, expérience- 29.

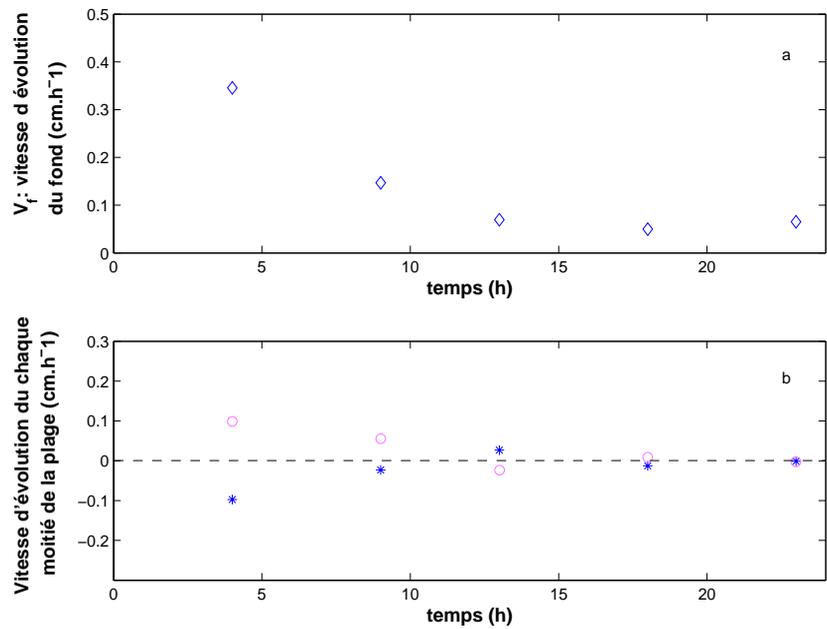


FIG. 4.11 – a. Vitesse d'évolution du fond. b. V_{i1} (*), V_{i2} (○). $\Omega = 2.4$, $U_r = 64$, expérience- 32.

Nous avons vérifié cette sensibilité des topographies finales aux conditions initiales pour d'autres conditions de vagues. La figure 4.12 montre l'évolution des fonds pour les mêmes séquences de vagues et deux fonds initiaux différents dans deux autres expériences (40 & 56). L'état d'équilibre est de même type après 45 heures pour l'expérience-40 et après 48 heures pour l'expérience-56 ($V_f \sim 1 \text{ mm.h}^{-1}$ dans ces cas) : une barre en bas de plage, une partie en pente douce d'environ $1/61$ entre $x = 17 \text{ m}$ et $x = 23 \text{ m}$, puis la berme. Les valeurs de nombre de Dean et Ursell (Ω et U_r) sont respectivement 2 et 73. Nous avons les mêmes différences au niveau des positions de la barre et de la berme dans ces deux expériences que dans les cas présentés dans la figure 4.9. Dans ces deux expériences, le pied de la plage commence à $4 - 5 \text{ m}$ du batteur. Sur le profil initial dans l'expérience- 40, il y a une barre d'avant côte. Donc, les vagues vont déferler près de cette barre, c'est-à-dire un peu plus près du batteur dans l'expérience- 40 que dans l'expérience- 56. Il y a aussi une différence au niveau de la profondeur d'eau sur les profils du fond entre le pied de la plage et le premier point de rupture de pente, entre 8 m et 14 m du batteur. Les figures 4.13 et 4.14 montrent la vitesse d'évolution du fond et l'état d'accrétion et d'érosion dans ces deux expériences- 40 & 56. Nous remarquons qu'au départ, nous sommes encore dans la phase d'accrétion qui diminue petit à petit jusqu'à l'équilibre. Il faut préciser que en réalité $V_{i1} + V_{i2} = 0$. Mais dans certaines expériences présentées, on voit que dans certaines séries parfois de mesures $V_{i1} + V_{i2} \neq 0$. Cette différence montre l'erreur sur les mesures. Cette erreur maximum est de l'ordre de 6%. Il faut noter que dans cette étape du projet, les profils du fond ont été mesurés à la main donc ils sont moins précis au niveau des rides et les petites ripples qu'ils existent sur la plage.

La même vérification a été entreprise pour des cas sans barre dans deux autres expériences- 44 & 47. La figure 4.15 montre l'évolution des fonds pour les mêmes séquences de vagues et deux fonds initiaux différents. La hauteur moyenne quadratique (H_{rms}) à 2 m du batteur dans ces deux expériences est 12.9 cm . Les valeurs de nombre de Dean et Ursell (Ω et U_r) pour ces deux expériences sont respectivement 3.5 et 32. L'état d'équilibre est du même type après $60 \text{ h}30$ heures pour l'expérience- 44 et après 77 heures pour l'expérience-47 ($V_f \sim 0.8 \text{ mm.h}^{-1}$ dans ces cas) : une rupture de pente à 13 m du batteur, une partie en pente douce d'environ $1/97$ entre $x = 13 \text{ m}$ et $x = 28 \text{ m}$, puis la berme. Dans ces deux cas, nous voyons la formation d'une barre d'avant côte qui migre vers le haut de la plage et forme une berme. Ce cycle se répète

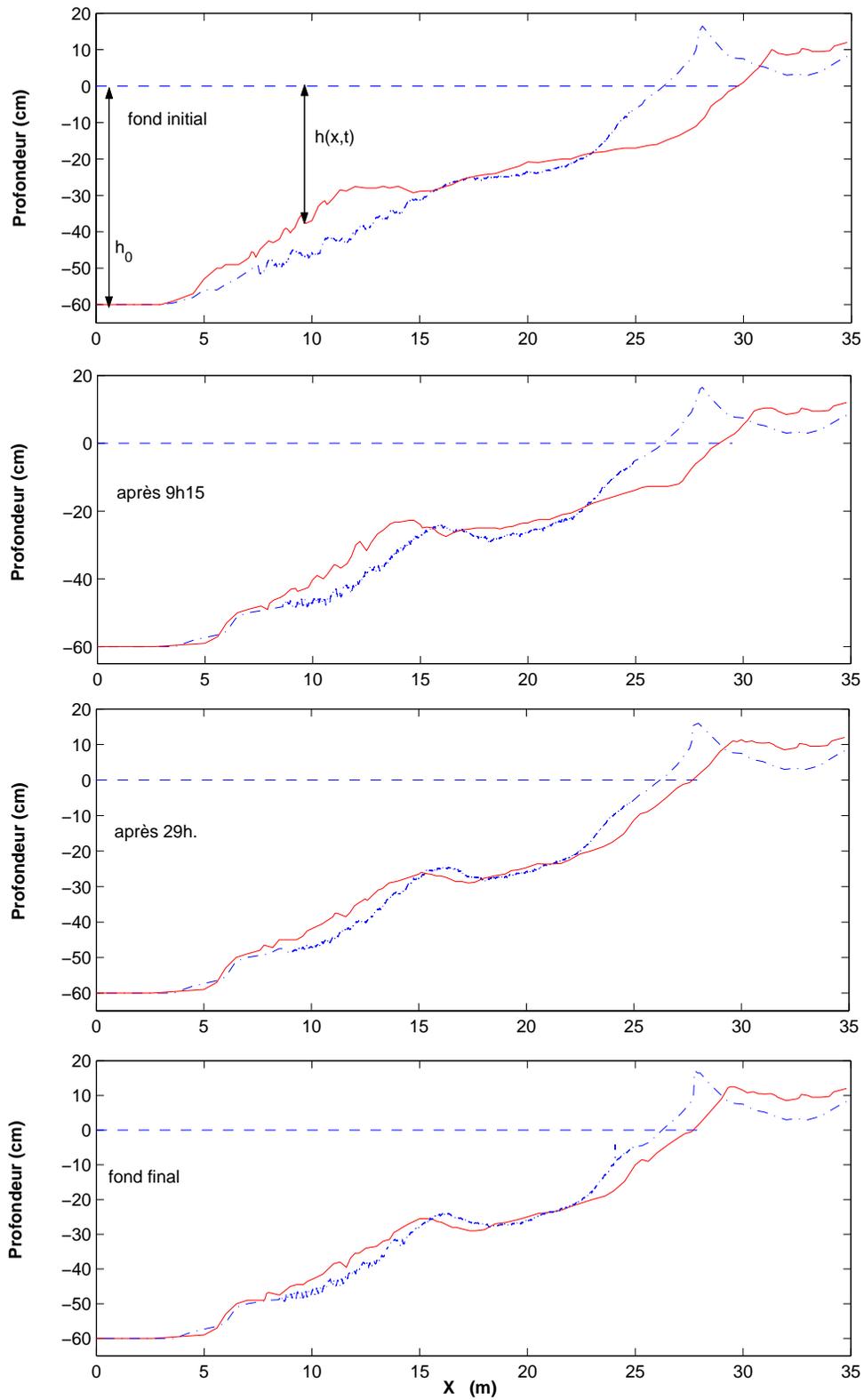


FIG. 4.12 - $H_{rms} = 12$ cm, $f_p = 0.21$ Hz, $h_0 = 60$ cm, largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$. $\Omega = 2$, $U_r = 73$: expérience- 40 : (—), expérience- 56 : (---). (fond final après 45 h pour expérience- 40 et après 48 h pour expérience- 56).

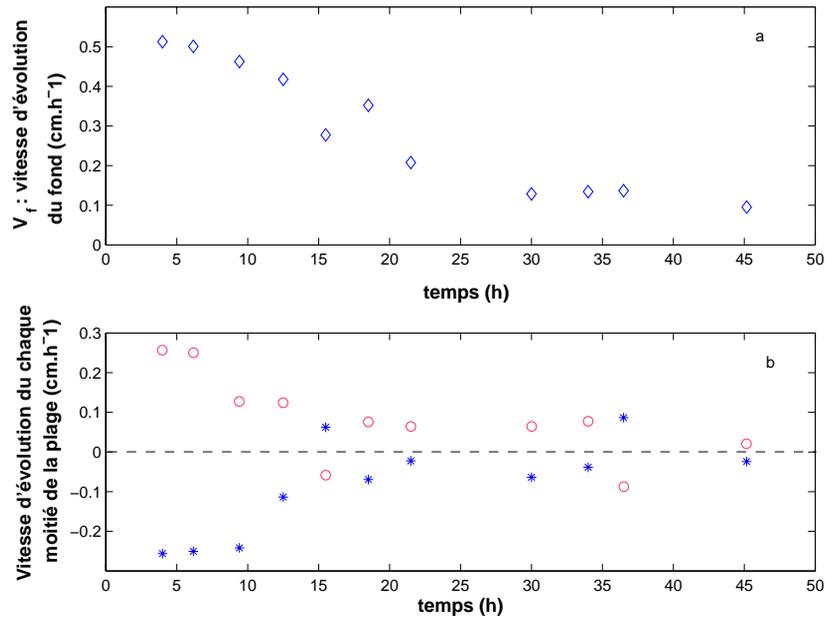


FIG. 4.13 – a. Vitesse d'évolution du fond. b. V_{i1} (*), V_{i2} (○). $\Omega = 2$, $U_r = 73$, expérience- 40.

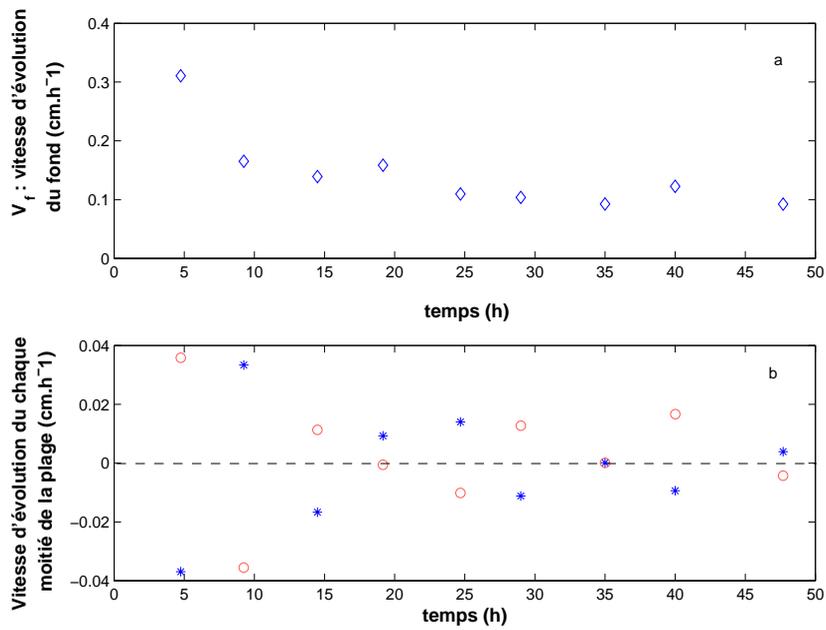


FIG. 4.14 – a. Vitesse d'évolution du fond. b. V_{i1} (*), V_{i2} (○). $\Omega = 2$, $U_r = 73$, expérience- 56.

plusieurs fois. Dans ces cas, la plage arrive à une condition d'équilibre après un temps assez long. Les figures 4.16 et 4.17 montrent également la vitesse d'évolution du fond et l'état d'accrétion et d'érosion dans ces deux expériences. Sur les figures 4.16- a et 4.17- a, sur la courbe de la vitesse d'évolution du fond nous avons des pics qui correspondent aux formations des barres. Le temps nécessaire pour joindre la barre à la berme est en moyen 20 heures. Autrement dit, le cycle de la génération de barre et sa migration jusqu'à la formation de la barre suivante dure environ 20 heures. Dans l'expérience- 44, sur la figure 4.16- b, nous voyons qu'au départ, nous sommes dans la phase d'érosion ($V_{i1} > 0$ et $V_{i2} < 0$). Mais dans le cas de l'expérience- 47 au départ, sur la figure 4.17- b, nous sommes dans la phase d'accrétion ($V_{i1} < 0$ et $V_{i2} > 0$). Ces deux phénomènes (accrétion et érosion) changent la position de la barre sur la plage. C'est à dire que, en état d'équilibre, parfois la première partie de la plage est en érosion et la deuxième partie en accrétion et parfois c'est l'inverse.

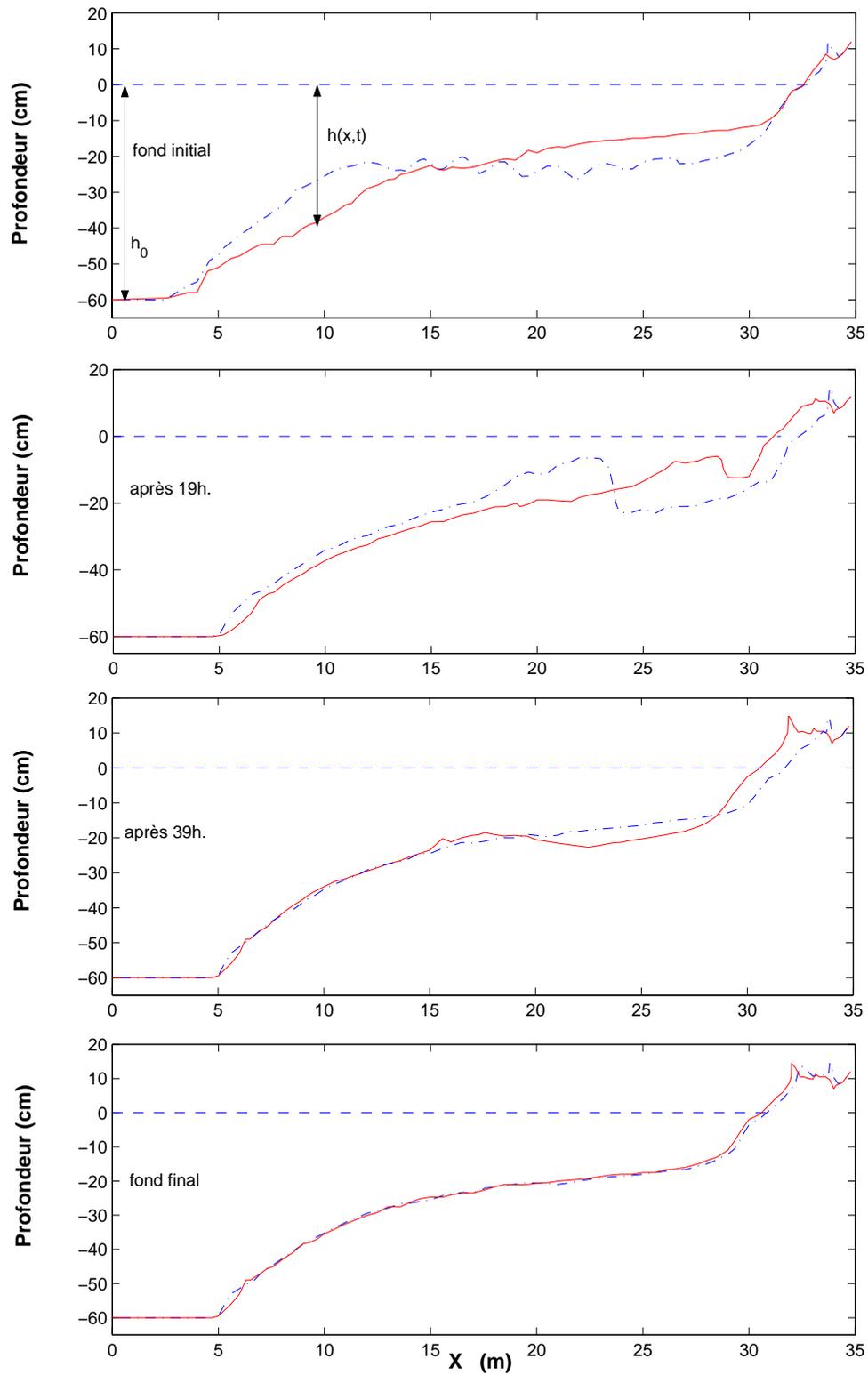


FIG. 4.15 – $H_{rms} = 13$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 60$ cm, largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$, $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$, expérience-44 : (—), expérience-47 : (---). (fond final après 60 h30 pour expérience-44 et après 77 h pour expérience-47).

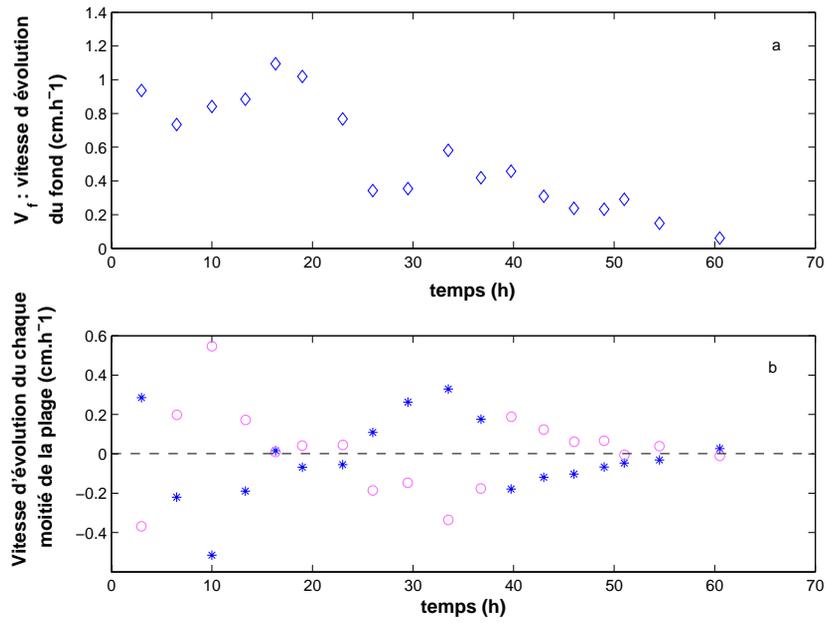


FIG. 4.16 – a. Vitesse d'évolution du fond. b. V_{i1} (*), V_{i2} (o). $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$, expérience- 44.

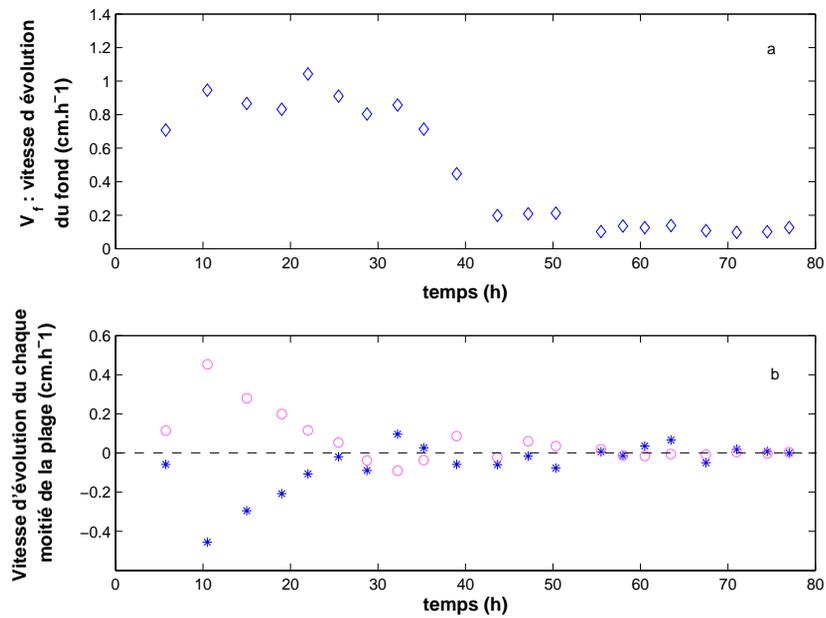
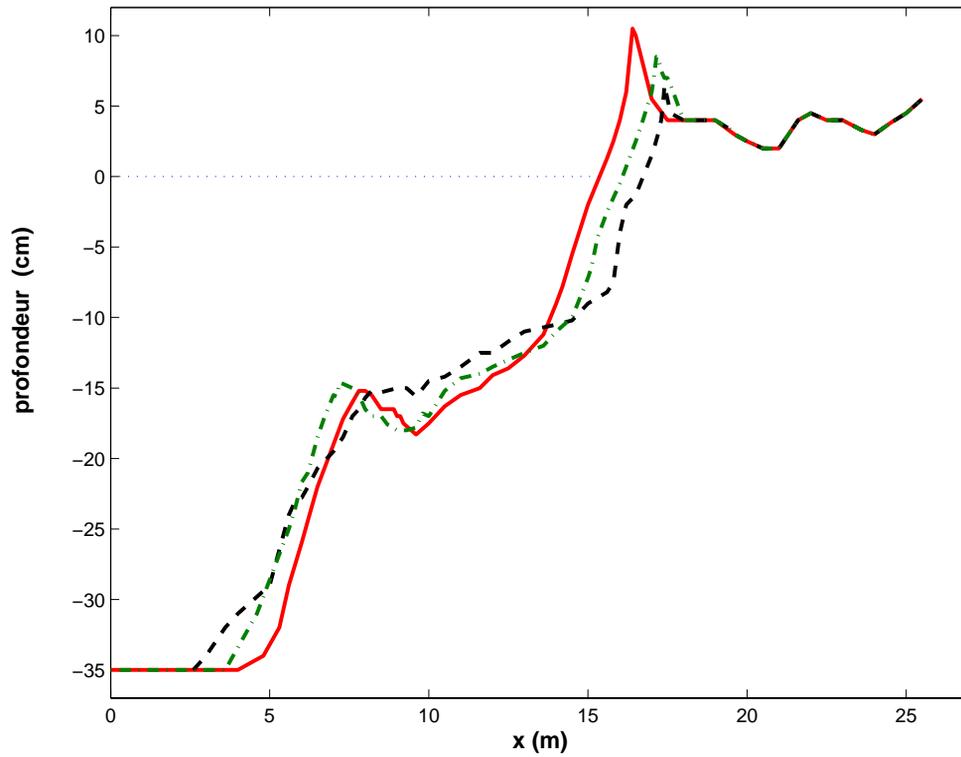


FIG. 4.17 – a. Vitesse d'évolution du fond. b. V_{i1} (*), V_{i2} (o). $\Omega = 3.7$, $U_r = 32$, expérience- 47.

4.5 Reproductibilité des profils

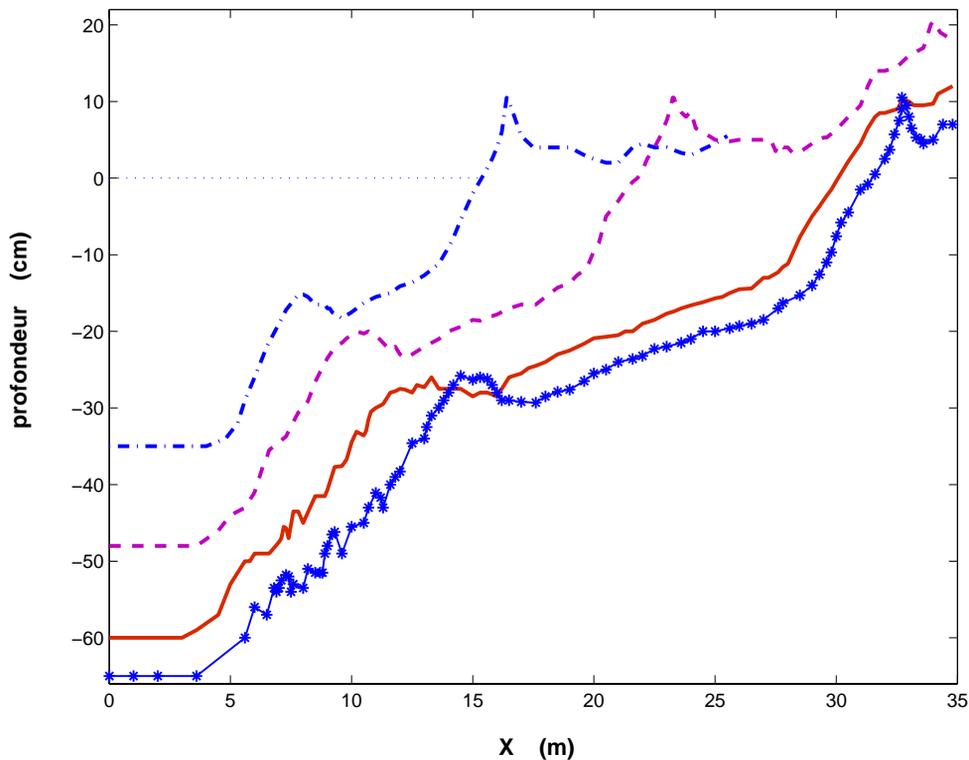
Pour être sûr que nous sommes capables de reproduire des profils après changement des climats des vagues, nous avons vérifié la reproductibilité des profils des plages. Nous sommes partis d'un profil du fond initial construit à la main pour l'expérience- 29. Après 38h10, la forme de la plage est une plage barrée en état d'équilibre. Ensuite, nous avons changé les caractéristiques des vagues. L'expérience- 31 a été réalisée avec les valeurs présentées dans la figure 4.18. Nous avons obtenu une plage en forme de terrasse en équilibre après 22 heures. Puis, pour reproduire la forme de plage barrée, nous avons utilisé le même forçage que dans l'expérience- 29 sur le profil du fond à la fin de l'expérience- 31. Donc, l'expérience- 32 a été réalisé avec le smêmes séquences de vagues que l'expérience- 29. Après 23 heures, nous avons retrouvé la barre d'avant côte en équilibre. Le type de la plage est la même que dans l'expérience- 29. La figure 4.18 montre les profils obtenus pendant ce cycle.

Dans la zone de swash, on voit qu'il y a des conditions d'érosion au niveau de la berme en partant de l'expérience- 29 à expérience- 31. Par contre, en bas de la plage, il y a des conditions d'accrétion. En partant de l'expérience- 31 à l'expérience- 32, les conditions d'érosion et accrétion sont inversées. Au niveau de la berme, il y a des conditions d'accrétion et en bas de la plage il y a des conditions d'érosion.



Expérience	h_0 (cm)	H_{rms} (cm)	f_p (Hz)	Ω	U_r	durée
expérience- 29 (—)	35	8.8	0.33	2.4	64	38h10
expérience- 31 (- -)	35	7.2	0.33	1.9	52	21h35
expérience- 32 (- · -)	35	8.8	0.33	2.4	64	23h

FIG. 4.18 – Les profils obtenus. Expérience- 29 (—) (plage barrée), expérience- 31 (- -) (plage en forme de terrasse) et expérience- 32 (- · -) (plage barrée).

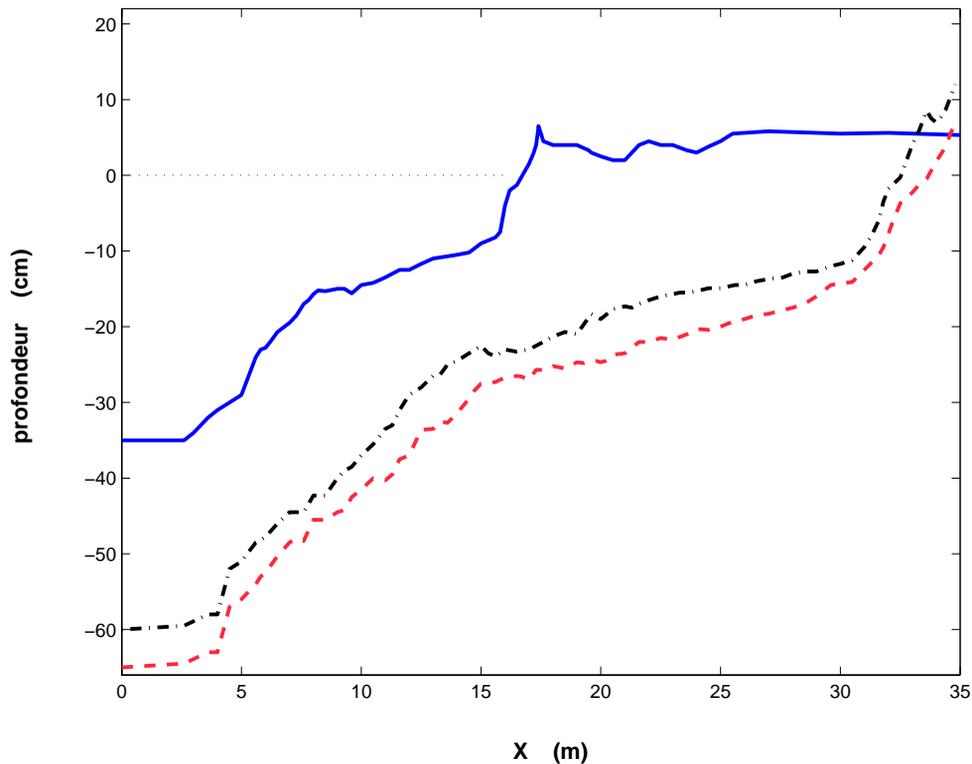


Expérience	h_0 (cm)	H_{rms} (cm)	f_p (Hz)	Ω	U_r	durée
29 (- . -)	35	8.8	0.33	2.4	64	38h10
36 (- -)	48	10.7	0.27	2.3	62	42h
39 (—)	60	11.6	0.23	2.2	58	37h
41 (- * -)	65	12.1	0.22	2.1	58	44h

FIG. 4.19 – Valeurs des paramètres de quatre expériences avec une barre d'avant côte.

4.6 Similitude entre les expériences

Nous avons mis en évidence qu'une similitude entre les expériences peut être réalisée en conservant le nombre d'Ursell pour simuler la transformation des vagues sur la plage et la vitesse de chute adimensionnelle à proximité du batteur ($\Omega = \frac{H_{1/3}}{T_p w_c}$) pour la reproduction du profil de la plage ($H_{1/3}$ est calculée grâce à la première sonde située à 2 m du batteur par la méthode de "zero-up crossing"). Cette similitude a permis d'obtenir des topographies semblables avec différentes profondeurs d'eau (de 35 à 65 cm). La figure 4.19 montre la similitude entre 4 expériences avec une barre d'avant côte en état d'équilibre.



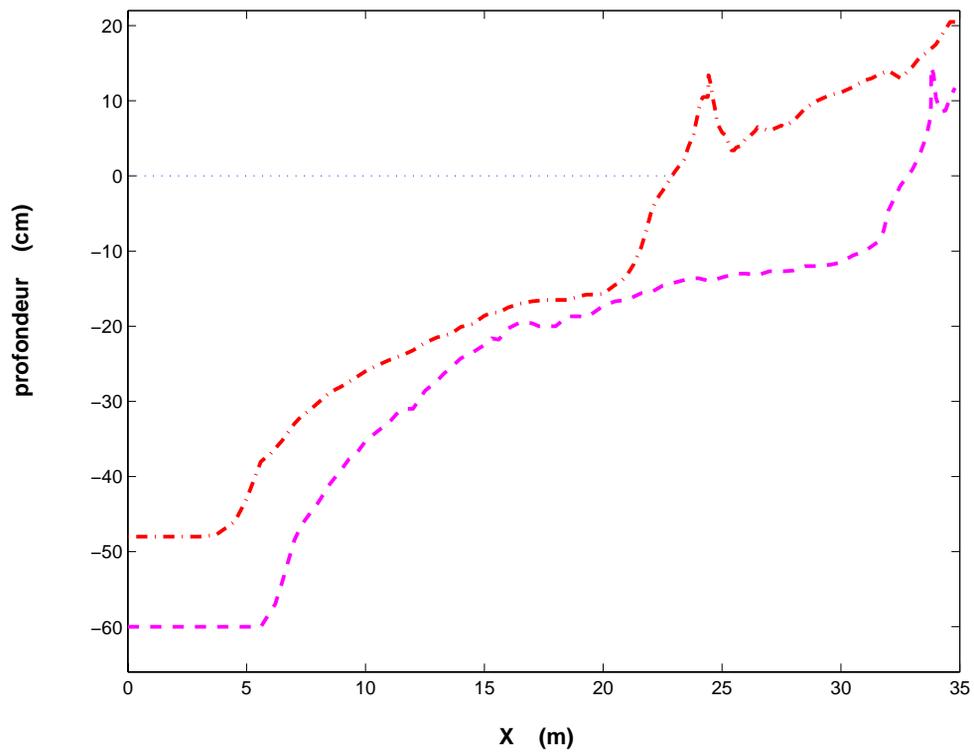
Expériences	h_0 (cm)	H_{rms} (cm)	f_p (Hz)	Ω	U_r	durée
31 (—)	35	7.2	0.33	1.9	52	21h35
42 (- · -)	65	9.1	0.22	1.6	43	29h20
43 (- -)	60	9.2	0.23	1.7	46	32h20

FIG. 4.20 – Valeurs des paramètres de trois expériences avec une plage en forme de terrasse (avec $\Omega < 1.9$).

Nous avons fait la même vérification pour les plages en forme de terrasse. La figure 4.20 montre l'expérience en similitude où la plage est en forme de terrasse pour les valeurs de $\Omega < 1.9$. Nous voyons que dans ces cas, nous ne sommes pas très loin d'avoir une barre. Autrement dit, nous sommes à la limite d'avoir une barre qu'elle n'arrive pas à se former.

La figure 4.21 montre les expériences en similitude où la plage est en forme de terrasse mais pour des valeurs de $\Omega > 2.8$. Dans cette zone, par contre, nous sommes loin d'avoir une barre d'avant côte.

La conclusion importante de cette partie est que la valeur de Ω est suffisante pour retrouver la similitude entre les expériences si on ne change pas de sédiment.



Expériences	h_0 (cm)	H_{rms} (cm)	f_p (Hz)	Ω	U_r	durée
47 (- · -)	60	12.8	0.33	3.7	32	77h
50 (- -)	48	11.5	0.38	3.5	34	35h

FIG. 4.21 – Valeurs des paramètres de deux expériences (avec $\Omega > 2.8$).

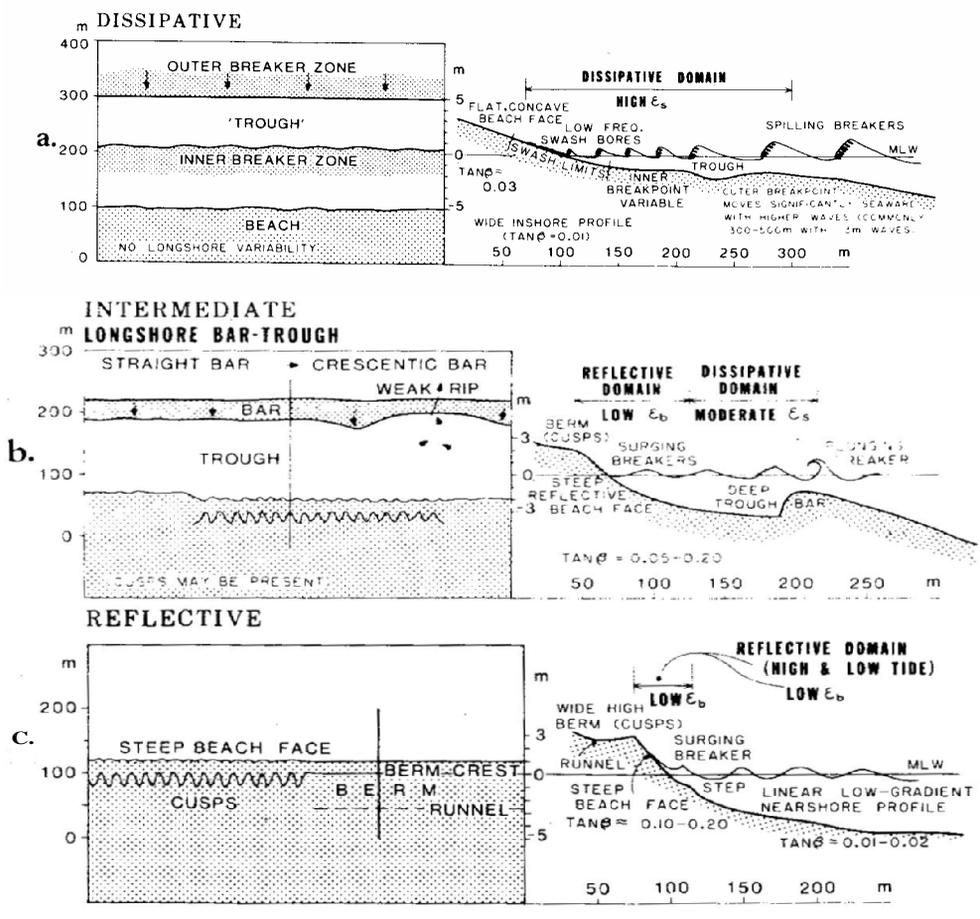


FIG. 4.22 – Les configurations des différents types de plage (Wright *et al.*, 1979 [45]). a. Plage dissipative : $\Omega > 6$, b. Plage intermédiaire (Long-shore Bar-Trough) : $1 < \Omega < 6$ et c. Plage réfléchive : $\Omega < 1$.

4.7 Classification des profils

Wright *et al.* (1979 [45]), Short (1979 [66] & [67]) et Wright & Short (1984 [1]), en considérant différentes mesures faites sur les plages en milieu naturel, ont proposé un modèle d'évolution du profil de plage en six types : allant d'une plage très réfléchive et déterminant avec une plage très dissipative. Parmi ces six types dont quatre intermédiaires, nous avons choisi les trois types qui peuvent exister dans une étude 2-D et nous avons négligé les aspect et les configurations 3-D. Ces trois types sont décrits sur la figure 4.22. Ils indiquent qu'une plage est très dissipative pour $\Omega > 6$ (figure 4.22- a) et très réfléchive pour $\Omega < 1$ (figure 4.22- c). Pour les valeurs intermédiaires ($1 < \Omega < 6$) une barre de déferlement en équilibre peut être obtenue (figure 4.22- b).

Dans nos études, les valeurs de Ω sont situées dans la gamme intermédiaire. Dans cet intervalle ($1 < \Omega < 6$), deux morphologies types se distinguent :

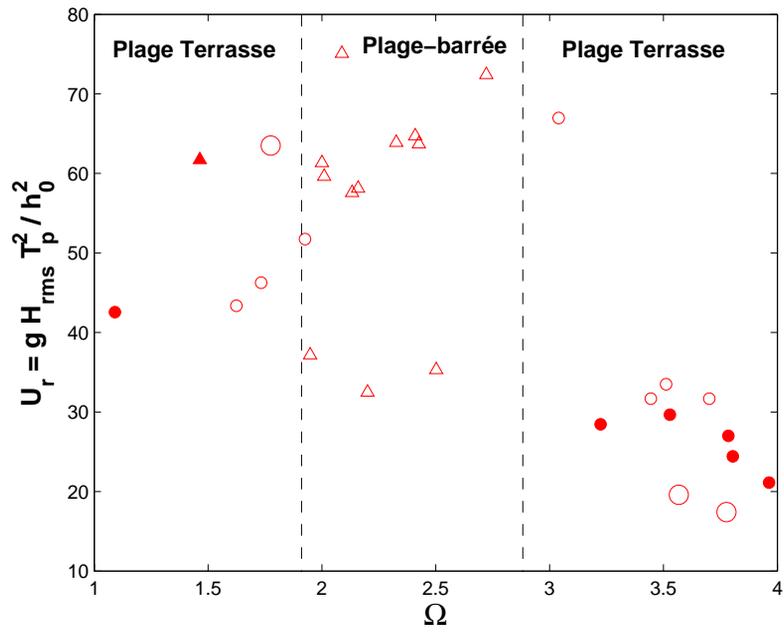
- pour $1 < \Omega < 1.9$ on obtient une plage en forme de terrasse,
- pour $1.9 < \Omega < 2.8$ on obtient une plage barrée (une barre d'avant côte),
- pour $\Omega > 2.8$ on obtient encore une plage en forme de terrasse.

Remarque : Il faut préciser qu'on était limité par le course du batteur piston et nous n'avons pas pu aller plus loin dans les conditions des vagues pour avoir les valeurs de $\Omega > 4$.

La figure 4.23 montre la classification des morphologies types en équilibre ou "quasi-équilibre" dans nos études. Dans cette figure, il faut préciser aussi que les valeurs de Ω sont calculées directement à partir des valeurs de $H_{1/3}$ et T_p déterminées par la méthode de "zero-up crossing" grâce à la première sonde à 2 m du batteur.

Dans cette figure, Δ et \circ sont choisis respectivement pour le morphologie en équilibre avec une barre d'avant côte et la plage en forme de terrasse. D'autres aspects de ces symboles comme la taille et la coulure, correspondent à la largeur de spectre qui sont décrit dans la même figure.

Sur cette figure 4.23, nous remarquons aussi que les topographies obtenues sont plutôt déterminées par les valeurs du nombre de Dean (Ω : la vitesse de chute adimensionnelle) que par les valeurs du nombre d'Ursell. Donc, nous pouvons dire que le nombre de Dean est bien distinctif pour la topographie de la plage. La figure 4.24 montre un exemple de chaque type de morphologie obtenue. Pour $1.9 < \Omega < 2.8$ on obtient une barre d'avant côte. On voit que par exemple, dans le cas $\Omega = 2$, $U_r = 73$: expérience-40, une barre d'avant côte a été observée. Dans ce cas, il y a une focalisation du déferlement qui est plutôt de type plongeant. L'état d'équilibre ou quasi-équilibre a été obtenu dans ce cas ($1.9 < \Omega < 2.8$). Nous pouvons dire qu'il y a d'une part, par l'asymétrie de la houle dans la zone de shoaling, un transport du sédiment dans la direction "onshore", d'autre part, l'écoulement turbulent généré par le déferlement plongeant dans la zone de surf est assez fort et il peut générer un courant moyen dans la direction "offshore" (le courant de retour) suffisamment grand pour transporter du sédiment dans cette direction (Ting et Kirby, 1995 [25]). Finalement, le résultat est une plage avec une barre d'avant côte. D'autre exemple présenté est le cas de l'expérience- 43 (pour $1 < \Omega < 1.9$). Dans le cas



Largeur de spectre	Plage terrasse	plage- barrée
$0.4fp < f < 3fp$: JONSWAP classique (J.S)	○	△
$0.6fp < f < 2.4fp$: spectre Intermédiaire (In.)	◦	△
$0.86fp < f < 1.7fp$: spectre étroit (ét.)	●	▲

FIG. 4.23 – Morphologies types en équilibre (quasi-équilibre).

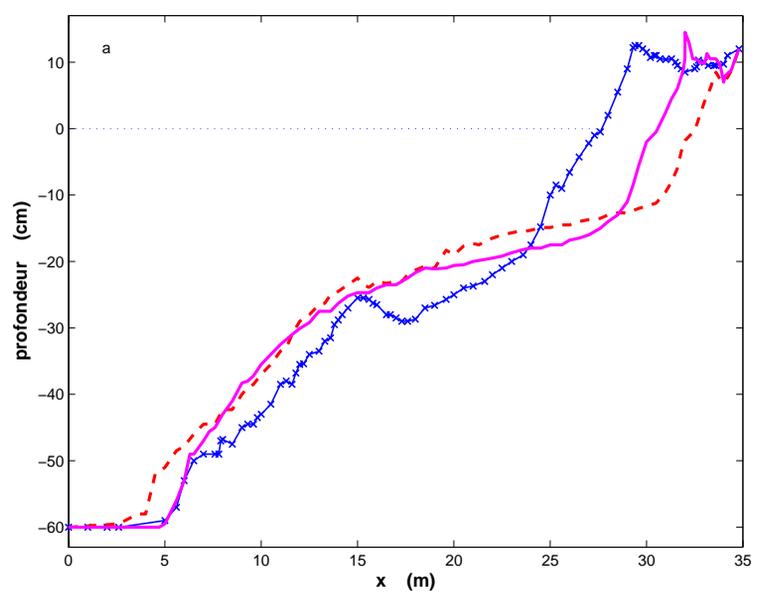


FIG. 4.24 – Morphologies types obtenues. Expérience- 44 ($\Omega = 3.5$) : (-), expérience-40 ($\Omega = 2$) : (-+-), expérience-43 ($\Omega = 1.7$) : (- -).

$\Omega = 1.7, U_r = 46$: expérience-43, une plage en forme de terrasse a été obtenue. Par visualisation, on confirme que dans ce cas, le déferlement est plus régulier et plutôt de type glissant.

Enfin, pour le dernier exemple, nous présentons l'expérience- 44 avec $\Omega = 3.5, U_r = 32$. Dans cette expérience, une barre se forme et migre vers le haut de la plage et forme une berme. La vitesse de migration de barre est environ $V_{barre} = 2 \text{ m.h}^{-1}$. Ce cycle se répète plusieurs fois. Dans ce cas, le temps d'arriver à une condition d'équilibre ou quasi-équilibre est plus long que d'autres expériences. Le type du profil en état d'équilibre est en forme d'une terrasse. Les caractéristiques des expériences en état d'équilibre en forme de terrasse ont été montrées dans le tableau 4.1. avec $1 < \Omega < 1.9$ et $\Omega > 2.8$. Egalement, les caractéristiques des expériences avec plage barrée en état d'équilibre ont été présentées dans le tableau 4.3.

En résumé, nous avons obtenu les profils du fond en état d'équilibre ou quasi-équilibre pour les plages barrées (avec $1.9 < \Omega < 2.8$) et les plages en forme de terrasse (avec $1 < \Omega < 1.9$ et $\Omega > 2.8$).

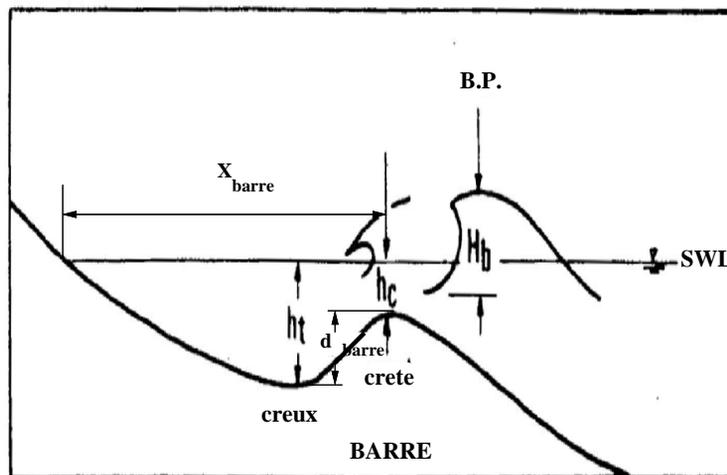


FIG. 4.25 – Définition des paramètres de calcul.

4.8 Caractéristiques géométriques des barres

Pour les plages-barrées, nous avons calculé le rapport entre la profondeur d'eau au niveau du creux (h_t) et la profondeur d'eau au niveau de la crête (h_c) de la barre. La figure 4.25 montre les définitions des différents paramètres sur une plage barrée. Dans ce schéma, B.P. (Break Point) est la position du premier point de déferlement et X_{barre} est la distance entre le sommet de la barre et la ligne de côte. Pour les vagues aléatoires, la hauteur des vagues au point de déferlement H_{br} , est la même valeur que le maximum de H_{rms} mesuré sur la plage dans le canal pour chaque expérience en état d'équilibre. Les valeurs des paramètres dans les expériences avec une barre d'avant côte ont été présentées dans le tableau 4.3.

Nous évaluons une valeur moyenne pour ce rapport entre h_t et h_c égale à :

$$\frac{h_t}{h_c} \simeq 1.2 \quad (4.16)$$

Ce rapport est comparable avec celui déterminé par Sunamura (1989 [68]), en milieu naturel. Par ailleurs, la distance entre le sommet de la barre et la ligne de côte est bien de l'ordre du dixième de celle mesurée dans la nature (Wright & Short, 1984 [1]).

Expériences	$H_{rms}(cm)$	$f_p(Hz)$	largeur de spectre	Ω	U_r	durée
55	10.4	0.21	$0.4f_p < f < 3f_p$	1.8	63	46h
57	10	0.21	$0.86f_p < f < 1.7f_p$	1.5	62	55h10

TAB. 4.3 – Valeurs des paramètres de deux expériences avec deux largeurs de spectre différentes ($1 < \Omega < 1.9$).

4.9 Effet de largeur de spectre

Un des autres aspects que nous avons étudié dans nos expériences, est l'effet de la largeur de spectre sur la morphologie de la plage. Nous avons réalisé des expériences dans les gammes de $1 < \Omega < 1.9$ et $\Omega > 2.5$, c'est-à-dire dans les gammes des plages en forme de terrasse. Nous présentons les résultats des réponses morphologiques dans ces expériences. Nous précisons qu'un spectre est nommé intermédiaire quand : $0.6f_p < f < 2.4f_p$, large quand : $0.4f_p < f < 3f_p$ et étroit quand : $0.86f_p < f < 1.7f_p$.

Donc, nous avons réalisé deux expériences : l'expérience- 55 avec un spectre large ($0.4f_p < f < 3f_p$) avec $\Omega = 1.8$ et l'expérience- 57 avec un spectre étroit ($0.86f_p < f < 1.7f_p$) avec $\Omega = 1.5$. Les valeurs des paramètres de ces deux expériences sont présentées dans le tableau 4.3.

La fréquence pic, la profondeur d'eau et la valeur de γ dans le spectre initial pour ces deux expériences sont respectivement 0.21 Hz, 60 cm et 3.3. Dans le cas de l'expérience- 55, avec un spectre large $0.4f_p < f < 3f_p$, nous avons obtenu une plage en forme de terrasse : une rupture de pente à 18 m du batteur, une partie en pente douce d'environ 1/72 entre 18 m et 24 m du batteur et puis la berme (figure 4.26-b). La vitesse d'évolution du fond est $V_f \sim 1.5 \text{ mm.h}^{-1}$ après 46 heures (figure 4.26-a). Dans le cas de l'expérience- 57, avec un spectre étroit, $0.86f_p < f < 1.7f_p$, nous obtenons deux plateaux après deux barres (figure 4.27-b). Le premier couple plateau- barre correspond au déferlement des grandes vagues (entre 17 m et 22 m du batteur). Ce plateau est long avec une pente douce. Le deuxième couple de plateau- barre correspond au déferlement des petites vagues (entre 22 m et 24 m du batteur). Ce plateau est plus court avec une pente plus raide par rapport au premier plateau. Le rapport entre la profondeur d'eau au niveau de crête et du creux de cette barre 1.1. La vitesse d'évolution du fond aussi dans ce cas est $V_f \sim 1.5 \text{ mm.h}^{-1}$ après plus de 55 heures (figure 4.27-a). Les distributions des hauteurs des vagues avec un spectre large sont plus aléatoires que celles avec un spectre étroit. Autrement

dit, les différences entre les amplitudes des vagues avec un spectre étroit sont plus importantes qu'avec un spectre large.

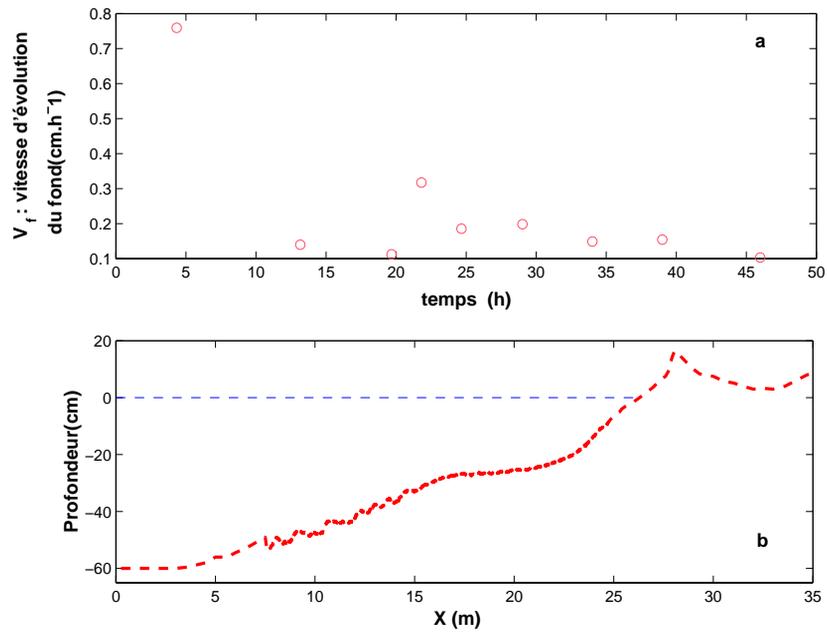


FIG. 4.26 – a. Vitesse d'évolution du fond. Expérience- 55 : $H_{rms} = 10.4$ cm, $f_p = 0.21$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 1.8$, $U_r = 27$. b. Profil final de l'expérience- 55.

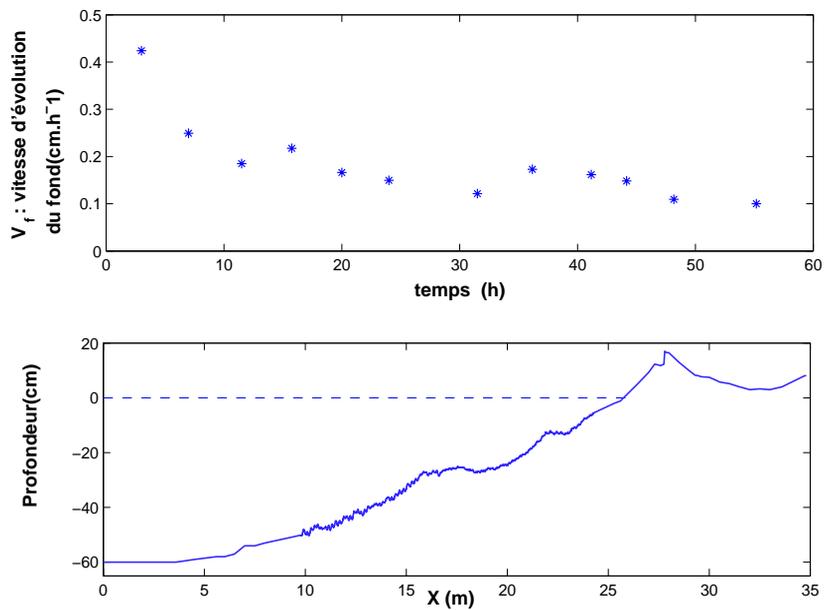


FIG. 4.27 – a. Vitesse d'évolution du fond. Expérience- 57 : $H_{rms} = 10$ cm, $f_p = 0.21$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 1.5$, $U_r = 62$. b. Profil final de l'expérience- 57.

Expériences	$H_{\text{rms}}(\text{cm})$	$f_p(\text{Hz})$	largeur de spectre	Ω	U_r	durée
47	12.8	0.33	$0.6f_p < f < 2.4f_p$	3.7	32	77h.
48	11.6	0.33	$0.86f_p < f < 1.7f_p$	3.2	29	64h45

TAB. 4.4 – Valeurs des paramètres de deux expériences avec deux largeurs de spectre différentes (avec $\Omega > 2.8$).

Nous avons appliqué ce changement de la largeur de spectre pour $\Omega > 2.8$. Dans ce cadre, nous avons fait deux expériences avec deux largeurs différentes de spectre (intermédiaire et étroite). Les valeurs des paramètres de ces deux expériences sont présentées dans le tableau 4.4. La fréquence pic dans ces deux expériences est de 0.33 Hz.

Dans le cas de l'expérience- 48 avec un spectre étroit, $0.86f_p < f < 1.7f_p$, il n'y avait pas une focalisation importante ni au niveau du point de déferlement ni au niveau de la dissipation d'énergie. Dans ces deux cas, avec une largeur de spectre intermédiaire, $0.6f_p < f < 2.4f_p$ et étroit $0.86f_p < f < 1.7f_p$, les fonds finaux sont en forme de terrasse (voir : figures 4.28 & 4.29). Les vitesses d'évolution des fonds aussi dans ces deux cas sont $V_f \sim 1.5 \text{ mm.h}^{-1}$ après plus de 77 heures pour l'expérience- 47 (figure 4.28-a) et après près de 65 heures pour l'expérience- 48 (figure 4.29-a).

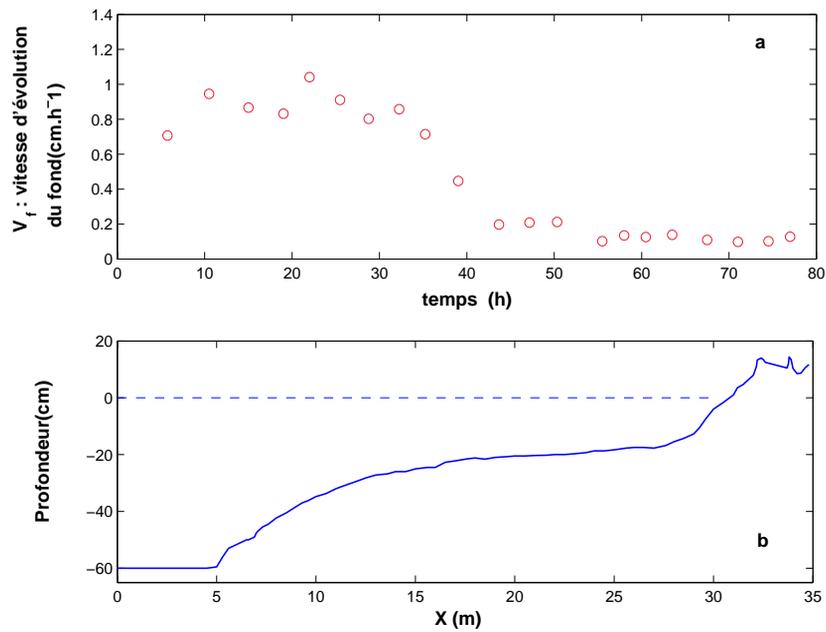


FIG. 4.28 – a. Vitesse d'évolution du fond. Expérience- 47 : $H_{rms} = 12.8$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 3.7$, $U_r = 32$. b. Profil final de l'expérience- 47.

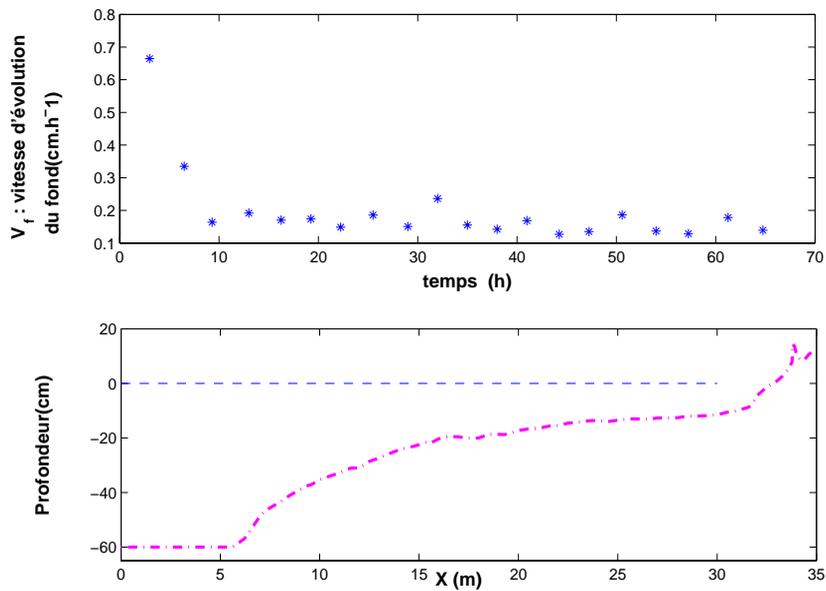


FIG. 4.29 – a. Vitesse d'évolution du fond. Expérience- 48 : $H_{rms} = 11.6$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 3.2$, $U_r = 29$. b. Profil final de l'expérience- 48.

4.10 Synthèse

Les expériences réalisées avec des ondes aléatoires indiquent qu'il est possible d'obtenir des topographies en quasi-équilibre.

Les profils du fond en état d'équilibre, comme ils sont définis par Dean (1973 [57]), ne peuvent pas exister, parce que ces profils de fond sont décrits seulement par les variations de la taille de grain, la géologie fondamentale d'avant côte et par les caractéristiques des vagues. En outre, ce profil d'équilibre est une forme moyenne et il ne peut pas décrire le détail des systèmes de barre-creux. Autrement dit, on peut constater qu'un équilibre de cette forme n'a pas de sens qualitatif parce qu'on ne sait pas vraiment si ce profil d'équilibre peut rester ou non. La durée de la plus part des expériences dans la bibliographie est courte. Il peut être en "équilibre" à un moment donné pour une courte durée, puis changer son profil.

Donc, nous avons défini notre propre critère pour juger la condition d'équilibre d'une plage. Nous avons considéré qu'une plage est en équilibre ou "quasi-équilibre" lorsque la vitesse d'évolution du fond V_f reste constante et faible. Nous avons défini l'état d'"accrétion" et d'"érosion" de la plage par le calcul de la vitesse d'évolution sur chaque moitié de la plage où V_{i1} : la vitesse d'évolution du fond sur la première moitié du canal (du milieu de la plage jusqu'au batteur) et V_{i2} : la vitesse d'évolution du fond sur la deuxième moitié du canal (du milieu de la plage jusqu'au côte). La plage est considérée en érosion si $V_{i1} > 0$ et $V_{i2} < 0$, et en accrétion si $V_{i1} < 0$ et $V_{i2} > 0$. En regardant de plus près sur les vitesses d'évolution de chaque moitié de la plage, nous voyons qu'en arrivant à l'état d'équilibre, il y a toujours du transport de sédiment. Autrement dit, il existe un état d'"accrétion" et d'"érosion" sur les deux moitiés de la plage même si la vitesse d'évolution reste faible (autour de zéro).

On distingue deux morphologies types en fonction d'une vitesse de chute adimensionnelle (le nombre de Dean $\Omega = H_{1/3}/T_p w_c$) :

- * pour $1.9 < \Omega < 2.8$, on obtient un système de barre d'avant côte.
- * pour $1 < \Omega < 1.9$ et $\Omega > 2.8$, on obtient une plage en forme de terrasse.

Nos expériences ont été réalisées sur des temps très longs par rapport à la période des vagues. Parmi ces expériences, nous avons constaté que la vitesse d'évolution du fond évolue rapidement au début de chaque expérience puis décroît régulièrement.

La vitesse d'évolution du fond montre que le temps pour arriver à condition d'équilibre est assez long. Dans nos essais de laboratoire, pour les profils des plages barrées, le temps pour atteindre une condition d'équilibre ou "quasi-équilibre" est en moyenne de 30 heures ce qui correspond à plus de 90 heures (environ quatre jours) dans la nature. Il faut préciser qu'on ne peut pas avoir les conditions de vagues constantes pendant ce temps assez long en nature. D'autre part, faire des mesures des profils *in situ* pendant ce temps très long est quasiment impossible. Donc, on ne peut pas avoir ces profils en état d'équilibre en nature dans le sens qu'on ne peut pas les mesurer facilement mais ils existent. Si nous avons une barre d'avant côte en nature, cela peut être une barre en condition transitoire et elle peut migrer vers le haut ou le bas de la plage. Dans ce cas là, nous avons vu que le temps nécessaire pour faire migrer une barre est au moins 20 heures, ce qui est également très long en nature (près de deux jours et demi).

Finalement, nous avons évalué une valeur moyenne pour le rapport entre h_t et h_c égale à 1.2.

Dans le chapitre suivant, nous allons discuter des conditions hydrodynamiques sur ces plages en équilibre.

Chapitre 5

Hydrodynamique

Après avoir étudié la réponse morphologique du fond dans le chapitre 4, en sachant que, dans nos essais, le fond est mobile c'est clair qu'il peut modifier les profils des vagues. Quand le fond bouge beaucoup, le profil des vagues changent aussi rapidement. Une fois qu'on arrive à une condition d'équilibre et que le fond ne bouge pas trop, on peut dire que la transformation des vagues liée au fond est stabilisée. Nous pouvons également mesurer les dénivellations de la surface libre et nous pouvons aussi calculer les grandeurs statistiques des vagues. Dans ce chapitre, nous allons étudier les aspects hydrodynamiques dans nos expériences en état d'équilibre. Notre but est de caractériser la transformation des vagues sur la plage, l'asymétrie des vagues, le type de déferlement et les ondes infragravitaires pour les 2 topographies types en équilibre décrites dans le chapitre 4 et nous allons mettre en évidence la relation entre ces ondes infragravitaires et le profil du fond. Après, nous allons calculer la densité spectrale de l'énergie des vagues, ses évolutions et les transferts d'énergie vers des harmoniques supérieurs et les basses fréquences. Nous allons aussi vérifier les aspects hydrodynamiques similaires dans nos expériences par rapport aux cas réels.

Parmi les diverses propriétés statistiques des vagues aléatoires en mer, la distribution des hauteurs des vagues sera examinée d'abord. Pour réaliser cette idée, nous avons enregistré des séquences de vagues en différentes positions du canal. Une séquence de vagues aléatoires est de l'ordre de 3600 vagues (près de 3 heures). Comme nous l'avons déjà expliqué dans la partie 3.2.4, nous avons utilisé deux méthodes de calcul : une analyse statistique et une analyse spectrale.

Avant de faire une analyse statistique, nous avons étudié l'effet de la longueur

d'enregistrement de séries temporelles. Les analyses spectrales et statistiques ont été effectuées sur différentes longueurs de séries temporelles enregistrées. Par exemple, sur 3 heures, 90 minutes, 20 minutes et 10 minutes. Nous avons mis en évidence qu'une bonne estimation sur les valeurs statistiques était obtenue à partir de 20 minutes d'enregistrement des vagues. Cette longueur d'enregistrement critique a déjà été confirmée par Goda, (1985 [50]). Nous avons donc effectué les calculs de la hauteur des vagues, du spectre d'énergie et de la dissipation d'énergie volumique des vagues sur la plage à partir de séries temporelles de 20 minutes.

Les figures 5.1 & 5.2 montrent les séries temporelles mesurées en différentes positions (x) du canal (expérience- 65 & 4). La figure 5.1 correspond à l'expérience-65 une fois qu'elle est en état d'équilibre. Sur cette figure (5.1), nous pouvons suivre la transformation des vagues sur la plage. Sur la série temporelle des vagues enregistrées, sur la figure 5.1-a à 2 m du batteur, nous voyons clairement des groupements de vagues (des paquets des grandes et petites vagues). Les caractéristiques des vagues, comme les hauteurs H_{rms} , $H_{1/10}$ et $H_{1/3}$, sur la première sonde sont maximales à 8% près des mêmes valeurs calculées à partir du signal de consigne théorique imposé au batteur. Si, on suit les paquets des petites vagues sur la plage, on voit qu'elles ne déferlent pas mais qu'elles se transforment et au bout de la plage pour chaque petite vague, on voit deux pics très nets. Sur la figure 5.1-b à 6 m du batteur, nous voyons l'apparition d'un deuxième pic derrière le pic principal des vagues. Ce dédoublement du nombre de fronts montre la libération des harmoniques créés par le transfert d'énergie (Sénéchal *et al.*, 2001 [69]). Sur les figures 5.1-c & d à plus de 10 m du batteur, les crêtes des vagues se pincent et la non-linéarité ou l'"asymétrie verticale" des vagues augmentent. Le déferlement est placé après 14 m du batteur. Dans la zone de déferlement, sur la figure 5.1-e & f (après 18 m du batteur), on a une forte diminution de hauteur des vagues et une forte dissipation d'énergie à cause du déferlement qui continue jusqu'à la côte. Enfin, sur la figure 5.1-f, nous remarquons l'existence de set-up et set-down. Le rapport entre les hauteurs des grandes vagues et des petites vagues sur cette sonde près de la côte est moindre que sur la première sonde. Donc les groupes des grandes et petites vagues sont moins marqués que sur la première sonde mais ces groupes d'ondes sur le train d'ondes existent toujours. Cette oscillation sur le train d'ondes a une périodicité d'environ 30 s.

Par contre, les séries temporelles correspondant à l'expérience- 4, sur la figure

5.2, sont des enregistrements de vagues effectués dès le début de l'expérience avec des vagues pas établies encore. Sur cette figure, nous trouvons tous les aspects décrits pour la figure 5.1 seulement l'effet de groupe d'onde (surtout sur la figure 5.2-f) est moins net.

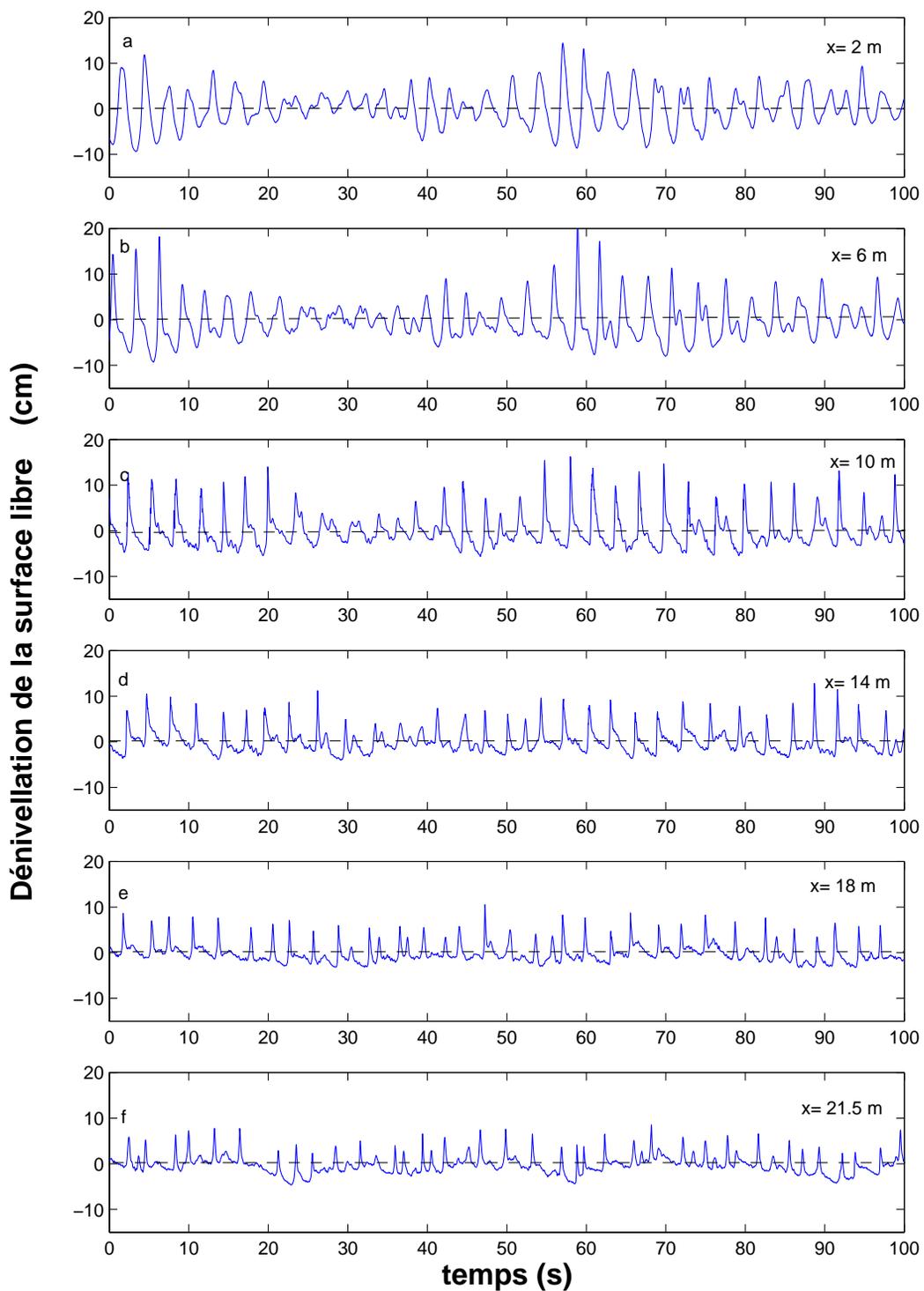


FIG. 5.1 – Evolution de la dénivellation de la surface libre. $H_{rms} = 10.5$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 50$ cm, largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$. $\Omega = 2$, $U_r = 37$, expérience- 65 (plage barrée).

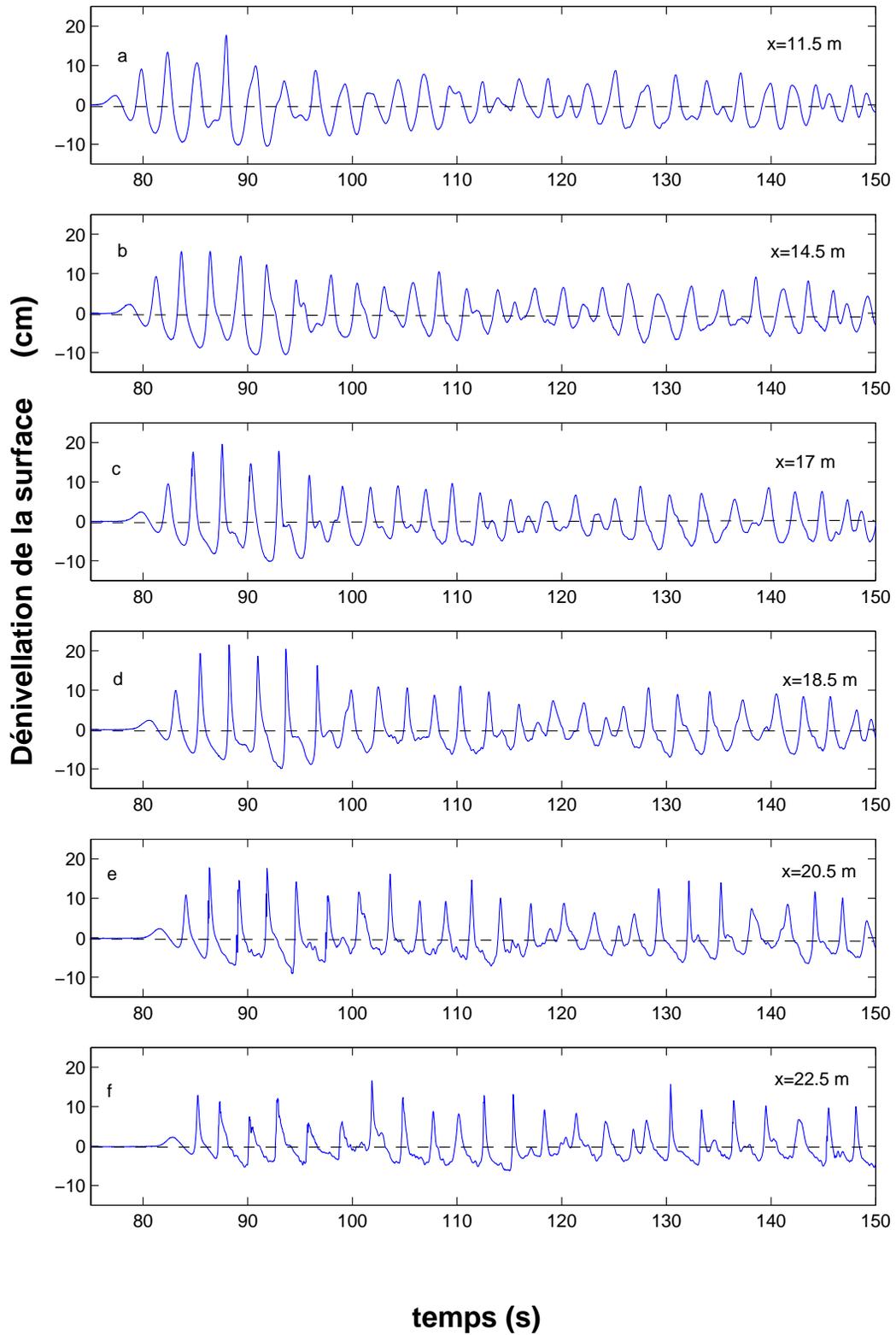


FIG. 5.2 – Evolution de la dénivellation de la surface libre. $H_{rms} = 13.5$ cm, $f_p = 0.36$ Hz, $h_0 = 65$ cm, largeur de spectre : $0.8f_p < f < 1.8f_p$: expérience- 4.

5.1 Valeurs caractéristiques des vagues

Comme nous l'avons dit, parmi les diverses propriétés statistiques des vagues aléatoires en mer, la distribution des hauteurs des vagues sera tout d'abord examinée. Nous avons calculé les valeurs caractéristiques des vagues comme $H_{1/3}$, $H_{1/10}$ à proximité du batteur, sur la première sonde. Ensuite, nous avons calculé les distributions des hauteurs de vagues et nous les avons comparées avec la distribution théorique de Rayleigh (formule 3.34). La figure 5.3-a montre la comparaison entre la hauteur $H_{1/3}$ mesurée sur la première sonde située à 2 m du batteur et la hauteur $H_{1/3}$ calculée par la définition de Rayleigh. On voit que les valeurs mesurées sont très proches des valeurs calculées par la définition de Rayleigh. Ces comparaisons montrent que la distribution des hauteurs des vagues dans nos essais est similaire avec la distribution des hauteurs des vagues en mer. Puis, la figure 5.3-b montre la comparaison entre la hauteur $H_{1/10}$ mesurée sur la première sonde et la hauteur $H_{1/10}$ calculée par la définition de Rayleigh. La figure 5.3-c montre la comparaison entre la hauteur significative $H_{1/3}$ mesurée sur la première sonde et la hauteur significative H_{m0} calculée par le spectre d'énergie des vagues en calculant m_0 avec :

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (5.1)$$

et puis par la définition :

$$H_{m0} = 4\sqrt{m_0} \quad (5.2)$$

La courbe ajustée dans la figure 5.3-c est la relation d'approximation de Goda :

$$H_{m0} = 1.049H_{1/3} \quad (5.3)$$

L'ensemble de cette figure 5.3 confirme que les valeurs caractéristiques calculées sont très proches des approximations de Rayleigh.

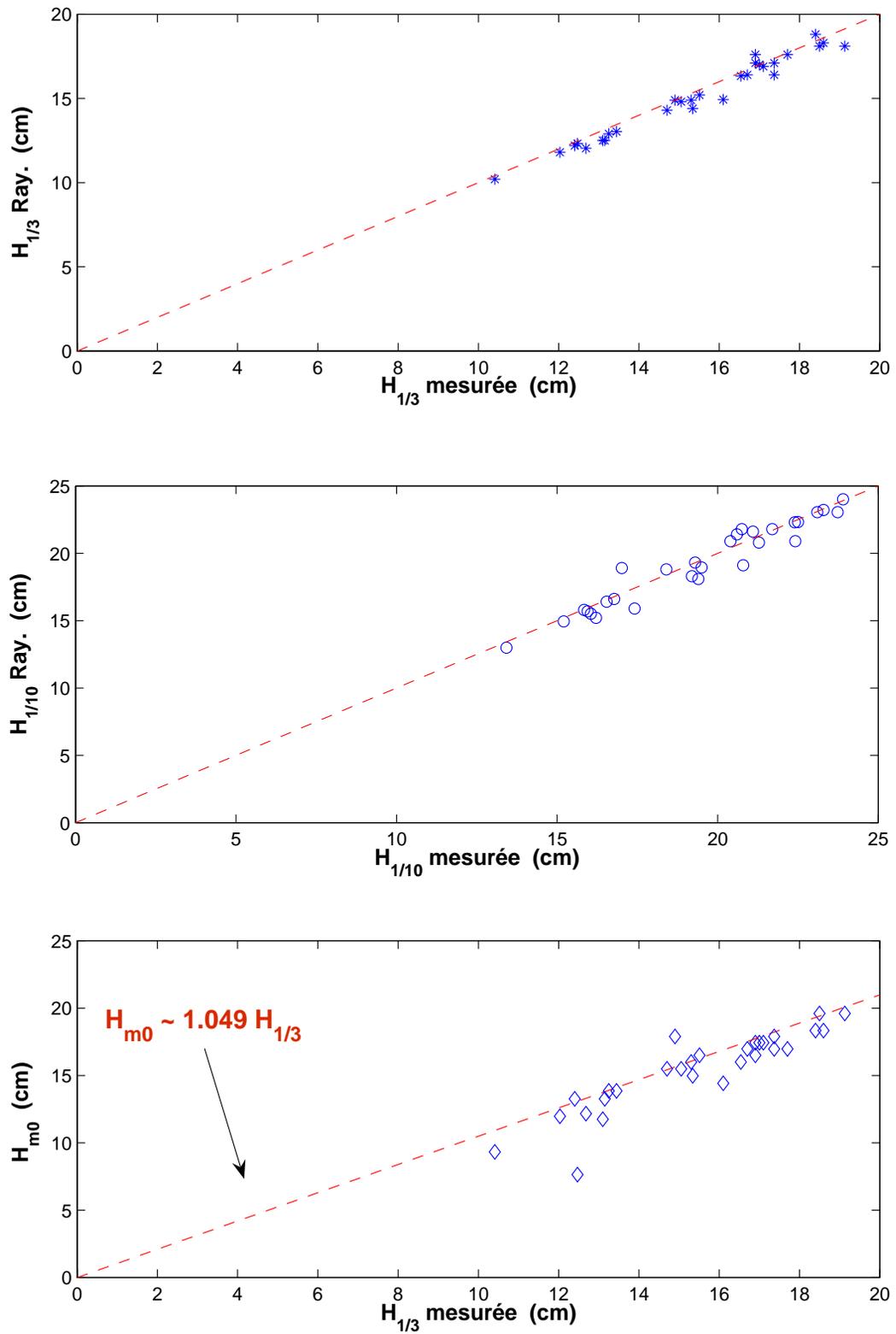


FIG. 5.3 – Comparaison entre les valeurs caractéristiques issues des mesures sur la première sonde à 2 m du batteur et les mêmes valeurs calculées par Rayleigh dans toutes les expériences en état d'équilibre.

5.2 Paramètre d'Iribaren

Pour mieux connaître les caractéristiques des houles dans nos essais et le type de déferlement, nous avons calculé le paramètre Iribaren (ξ_b) (référence : formule 2.22) dans la zone de déferlement pour toutes les expériences ayant atteint l'état d'équilibre. La hauteur des vagues au point de déferlement (H_{br}) est celle de valeur maximale de hauteur moyenne quadratique (H_{rms}) le long du canal. La profondeur d'eau au point de déferlement dans les expériences avec une barre d'avant côte est la profondeur au niveau de la crête (h_c) et pour les expériences en forme de terrasse, elle est calculée par le formule 2.28. La première pente sur la plage ($m_1 \simeq 0.02$) a été considéré comme la pente moyenne de la plage. $L_0 = C \sqrt{gh_0}$ est la longueur d'onde à proximité du batteur. La figure 5.4-a montre la cambrure de la houle au large (à proximité du batteur) en fonction de la cambrure de la houle au point de déferlement. La figure 5.4-b montre la cambrure de la houle en fonction du paramètre d'Iribaren. La figure 5.4-c montre le paramètre d'Iribaren en fonction du nombre de Dean dans toutes les expériences en équilibre. Nous voyons que les expériences avec une barre d'avant côte sont situées entre les expériences en forme de terrasse.

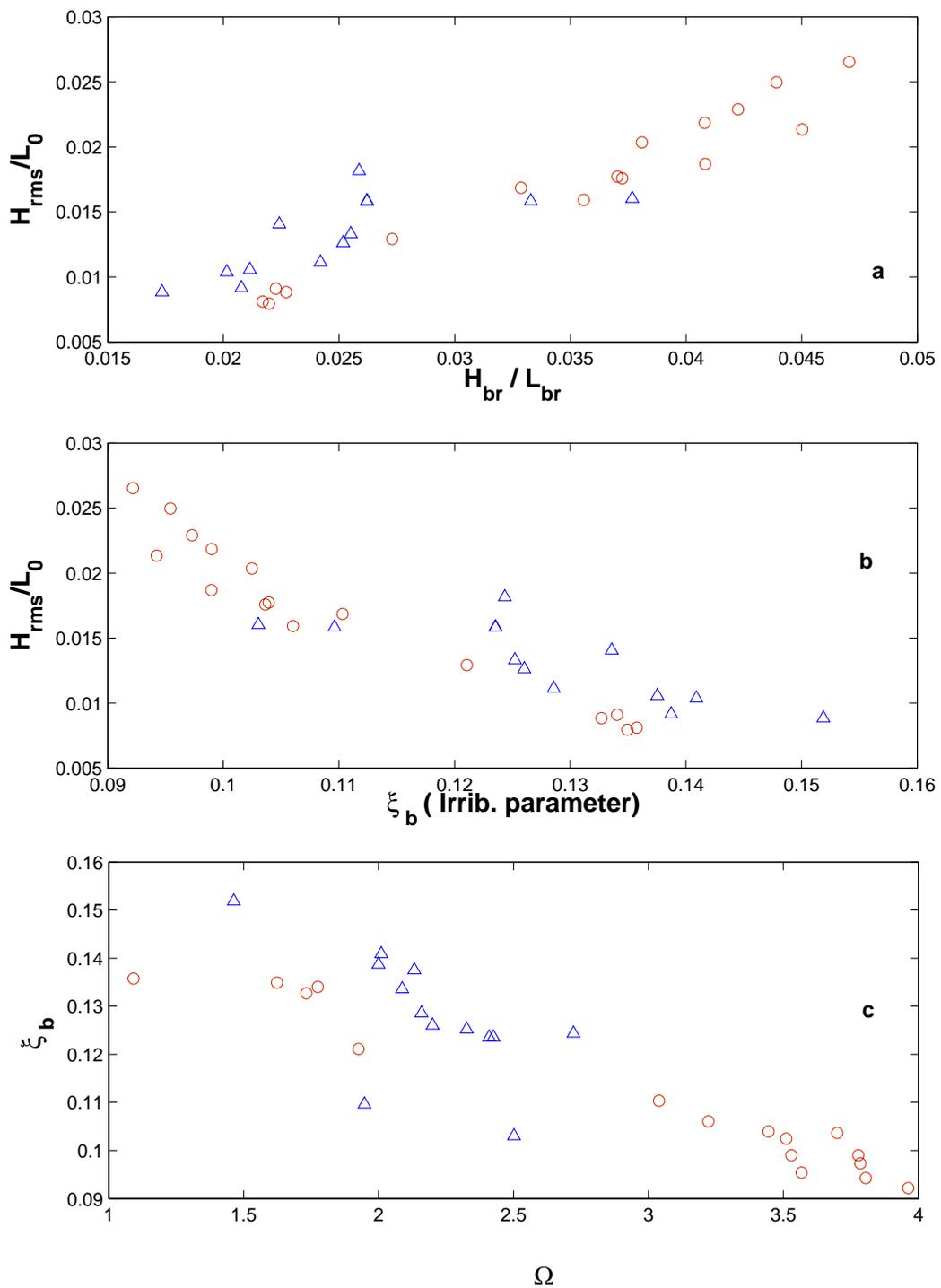


FIG. 5.4 – a. Cambrure de la houle au large (à proximité du batteur) en fonction de la cambrure de la houle au point de déferlement. b. Cambrure de la houle en fonction du paramètre d'Irribaren. c. Paramètre d'Irribaren en fonction du nombre de Dean (Ω). Plages-barrées (\triangle) et plages terrasse (\circ).

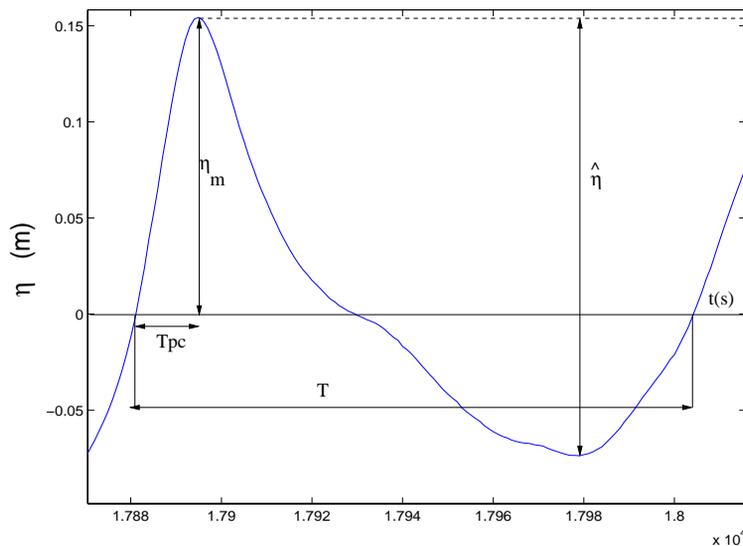


FIG. 5.5 – Définition des paramètres pour calculer l'asymétrie des vagues.

5.3 Asymétrie des vagues

Pour prévoir les changements morphologiques et estimer le taux de transport sédimentaire (le débit solide) dans les modèles côtiers, l'étude de la transformation des profils des vagues est primordiale. Autrement dit, l'asymétrie des vagues dans la zone de shoaling a un rôle important sur le transport sédimentaire. Les transformations des vagues sont caractérisées d'une part par la non-linéarité (asymétrie verticale), et d'autre part, par la distorsion (asymétrie horizontale, ou encore "skewness"). Ces paramètres selon la définition de Dibajnia *et al.* (2001 [70]) sont (figure 5.5) :

- pour l'asymétrie verticale $(\frac{\eta_m}{\eta})_{1/3}$
- pour la distorsion $(\frac{2 T_{pc}}{T})_{1/3}$

L'indice 1/3 indique que la moyenne a été réalisée à partir du tiers correspondant au plus grandes vagues (les plus grandes valeurs).

Sur la figure 5.6-a, on observe que la non-linéarité augmente dans la zone du déferlement pour les trois expériences présentées. Nous pouvons dire que par l'asymétrie des vagues qui augmente dans la zone de shoaling, il y a un transport du sédiment vers la côte. Puis, la non-linéarité reste uniforme dans la zone de surf jusqu'à la ligne de côte. La figure 5.6-b montre que le paramètre de

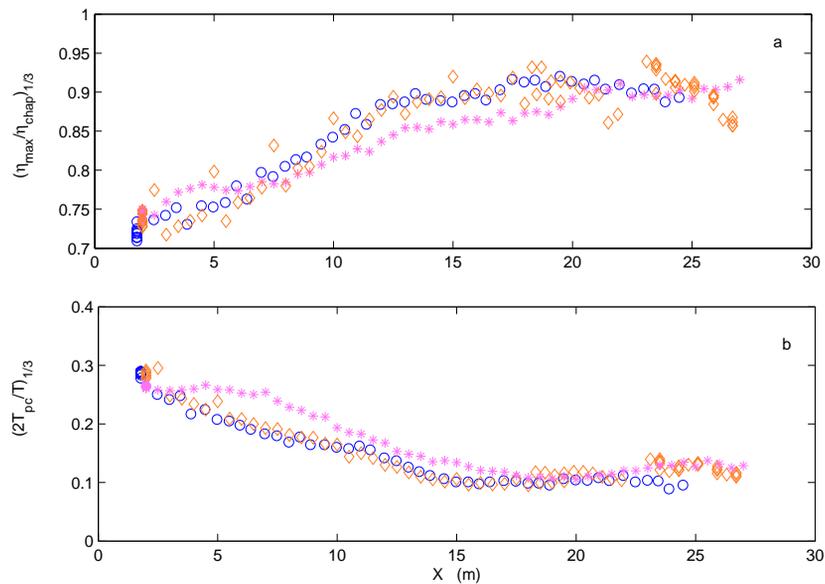


FIG. 5.6 – a. Non-linéarité (asymétrie verticale) et b. Distorsion (asymétrie horizontale) des vagues. Expérience-44 : (*), expérience-43 : (\diamond), expérience-40 : (\circ).

distorsion tend vers des valeurs très faibles ce qui est consistant avec la présence de vagues déferlées de formes quasi-triangulaires dans la zone de déferlement. La distorsion également reste uniforme dans la zone de surf jusqu'à la ligne de côte.

Par la suite, d'abord, nous allons examiner la distribution des hauteurs de vagues.

5.4 Transformation de la distribution des hauteurs des vagues

En milieu naturel, la distribution des vagues générées par le vent suit la distribution théorique de Rayleigh (Horikawa (1988 [9]) & Sénéchal (2003 [71])). Par rapport aux différentes topographies obtenues dans nos études, nous présenterons la transformation de la distribution des hauteurs des vagues dans les expériences types. Nous avons choisi les mêmes expériences types que dans le chapitre 4 : expérience- 40 avec une barre d'avant côte (pour $1.9 < \Omega < 2.8$), expérience- 43 en forme de terrasse (pour $\Omega > 2.8$) et expérience- 44 en forme de terrasse (pour $\Omega < 1.9$). Sur la distribution des hauteurs de vagues dans les expériences en état d'équilibre, nous trouvons les mêmes caractéristiques. Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 montrent la transformation de la distribution des hauteurs des vagues pour ces trois expériences. Les valeurs de H (les hauteurs des vagues) et \overline{H} (la hauteur moyenne locale), sont calculées localement sur chaque point de mesure.

A proximité du batteur (2 m du batteur : en eau profonde), la distribution des hauteurs des vagues suit assez bien la distribution de Rayleigh (figures 5.7-a, 5.8-a et 5.9-a). Juste avant le point de déferlement, à 10–12 m du batteur, nous observons une croissance vers les grandes vagues (figures 5.7-b & c, 5.8-b & c et 5.9-b). Près du point de déferlement, à environ 14.5 m du batteur (figures 5.7-d & e, 5.8-d & e et 5.9-c), le nombre de vagues dans chacune des classes de hauteurs est quasiment le même. Puis, juste après le point de déferlement, à 17 m du batteur, il y a une croissance vers les petites vagues. On voit un deuxième pic sur la distribution des hauteurs des vagues dans la partie $H/\overline{H} < 1$ (figures 5.7-f, 5.8-f et 5.9-d). Ce deuxième pic correspond aux petites vagues qui n'ont pas encore déferlés et qui vont déferler juste près de la côte (figures 5.7-g & h, 5.8-g & h et 5.9-e, f, g & h).

Dans l'expérience- 40, nous voyons ce phénomène de dédoublement de pic de la distribution dans la zone de déferlement (figures 5.7-e, f & g) et tout de suite après les vagues se reforment pour déferler à nouveau. Donc, de nouveau, nous avons des différents classements des hauteurs des grandes vagues avec une population à peu près identique (figure 5.7-h). Dans l'expérience- 43, une plage en forme de terrasse avec $\Omega < 1.9$, les hauteurs des vagues sont moins fortes que dans l'expérience- 40 et elles déferlent plus près de la côte. Nous voyons ce dédoublement de pic de la distribution à partir de 21.5 m du batteur

(figures 5.8-g & h). Et finalement, dans l'expérience- 44, une plage en forme de terrasse avec $\Omega > 2.8$, les hauteurs des vagues sont plus fortes que dans les expérience- 40 et 43. Nous avons l'effet de dédoublement des hauteurs même à partir de 13 m du batteur. Après, sur toute la longueur de la plage, on voit ce dédoublement et on remarque également que les nombres des grandes vagues (le pic $H/\overline{H} > 1$), sont beaucoup plus que les nombres des petites vagues (le pic $H/\overline{H} < 1$).

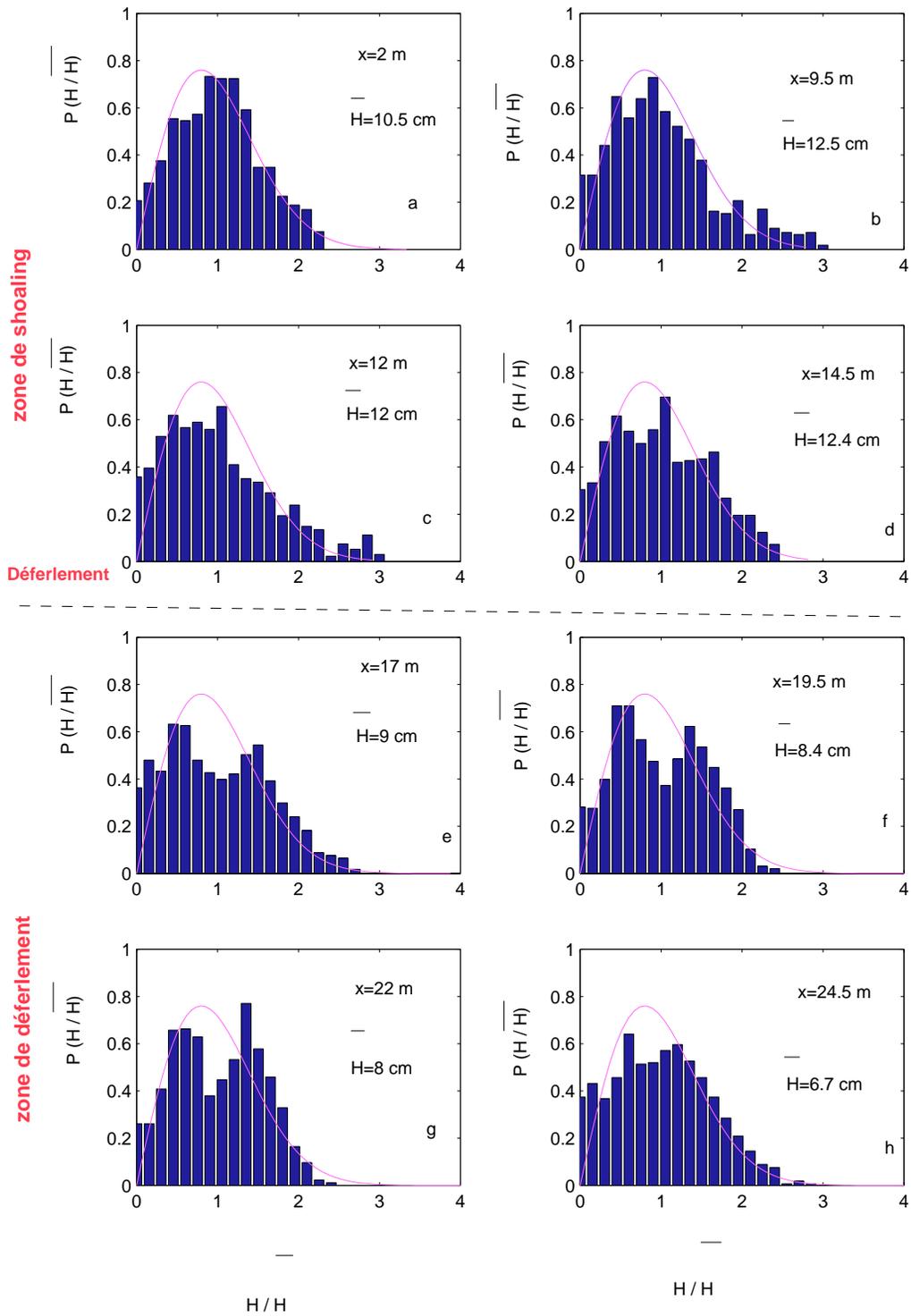


FIG. 5.7 – Transformation de la distribution des hauteurs des vagues. Distribution théorique de Rayleigh (—), distributions des hauteurs expérimentales (histogramme). $H_{rms} = 12$ cm, $f_p = 0.21$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 2$, $U_r = 73$: expérience-40, déferlement plongeant à partir de $x = 14.5$ m.

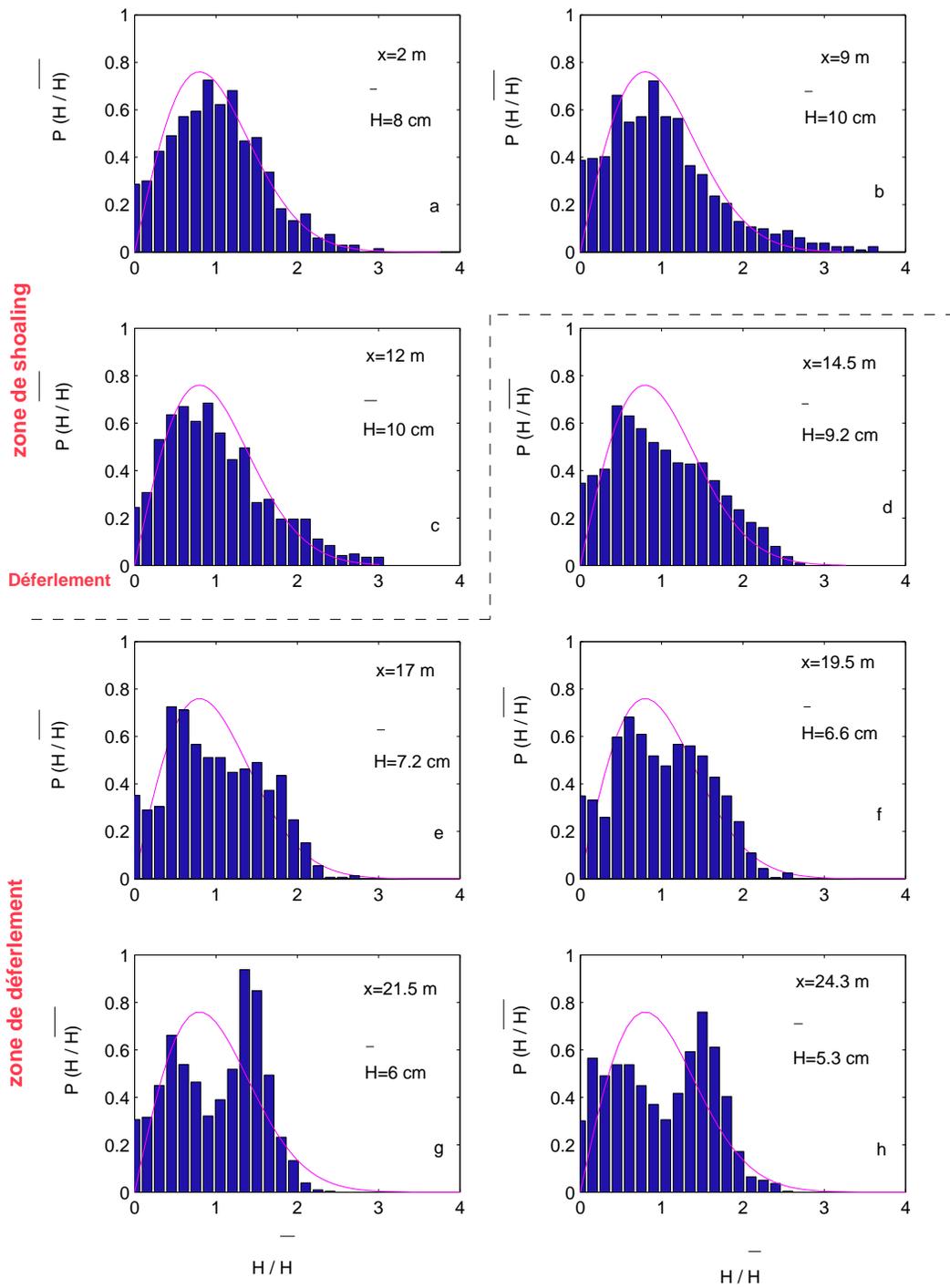


FIG. 5.8 – Transformation de la distribution des hauteurs des vagues. Distribution théorique de Rayleigh (—), distributions des hauteurs expérimentales (histogramme). $H_{rms} = 9.2$ cm, $f_p = 0.23$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 1.7$, $U_r = 46$: expérience- 43, déferlement glissant à partir de $x = 13$ m.

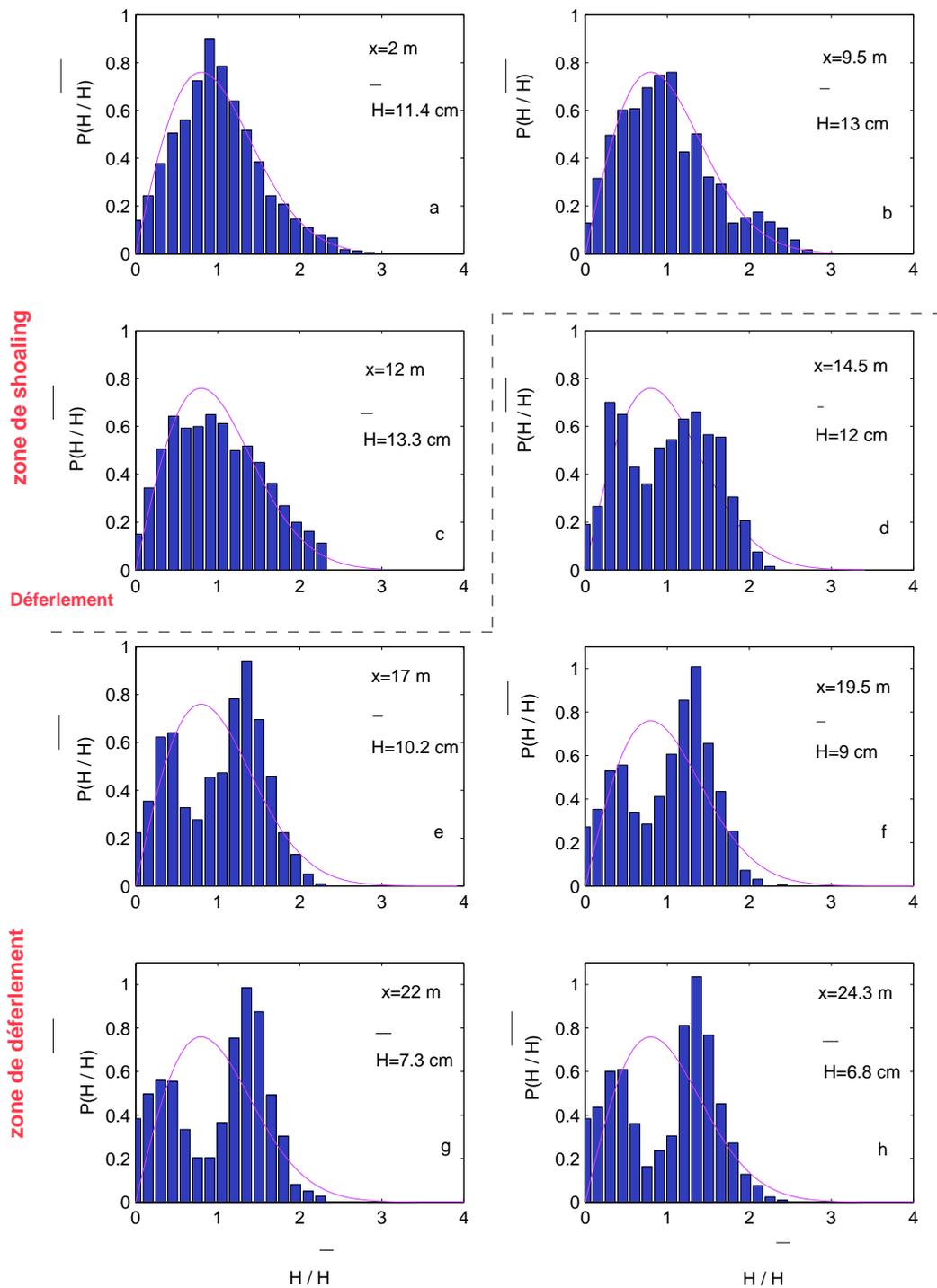


FIG. 5.9 – Transformation de la distribution des hauteurs des vagues. Distribution théorique de Rayleigh (—), distributions des hauteurs expérimentales (histogramme). $H_{rms} = 13$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$: expérience-44, déferlement glissant à partir de $x = 12$ m.

Pour pouvoir vérifier la relation entre la distribution des hauteurs des vagues par rapport à la distribution des périodes, nous avons choisi de calculer la distribution conjointe de hauteur- période d'onde (Longuet- Higgins, 1957 [72]). Dans la suite, nous allons présenter les résultats de ces calculs.

Pour calculer la distribution conjointe, nous avons utilisé les valeurs de la hauteur moyenne (\bar{H}) et de la période moyenne (\bar{T}) calculées par la première sonde située à 2 m du batteur. Dans l'expérience- 40, à proximité du batteur la tendance pour des petites vagues est d'avoir des périodes courtes et pour des grandes vagues d'avoir des périodes longues (figure 5.10-a) (Longuet-Higgins, 1975 [73]). Sur la figure 5.10-c, en arrivant sur la plage, la période T_p se transforme en $T_p/2$, ce qui est en accord avec l'apparition des harmoniques. Entre la figure 5.10-d et e, nous avons une transformation rapide sur la distribution conjointe qui montre le début du déferlement. Cette transformation rapide dans l'expérience- 40, correspond à une forte dissipation d'énergie dans cette zone à cause du déferlement plongeant. Sur les figures 5.10-e, f & g, on voit clairement deux populations différentes sur la distribution conjointe. Sur la figure 5.10-g, de nouveau, il y a une apparition des grandes vagues à cause de la reformation des vagues. Sur cette figure, on trouve les deux populations différentes de T_p et $T_p/2$. Finalement sur la figure 5.10-h, on voit une population quasi uniforme à cause de la reformation des vagues qui ont déjà déferlés. Cette figure va dans le même sens pour confirmer la figure 5.7-h.

On observe les mêmes phénomènes dans l'autre type de profil en état d'équilibre (plage en forme de terrasse). A partir du point de déferlement, il y a certaines différences entre les distributions conjointes de hauteur- période des différentes expériences qui peuvent nous aider à mieux identifier le type de déferlement des expériences étudiées et en conséquence les raisons pour les quelles on obtient deux types différents de plage en équilibre.

Dans le cas de l'expérience- 43, à proximité du batteur nous avons les mêmes effets que celles de l'expérience- 40. La zone de déferlement commence à partir de 14.5 m du batteur. La phase de transition entre la zone de shoaling et la zone de déferlement (la zone de dissipation d'énergie), sur les figures 5.11-d, e & f, est moins forte que dans l'expérience- 40. Donc, on peut dire que le type de déferlement est plutôt de type "spilling".

A l'inverse, dans le cas de l'expérience- 44, les vagues déferlent tout le long du canal entre 14.5 m et 24.3 m (figures 5.12-d, e, f, g, & h). Comme l'expérience- 43, dans ce cas, la phase transitoire est moins forte. Donc, on peut dire que le

type de déferlement est aussi plutôt de type "spilling".

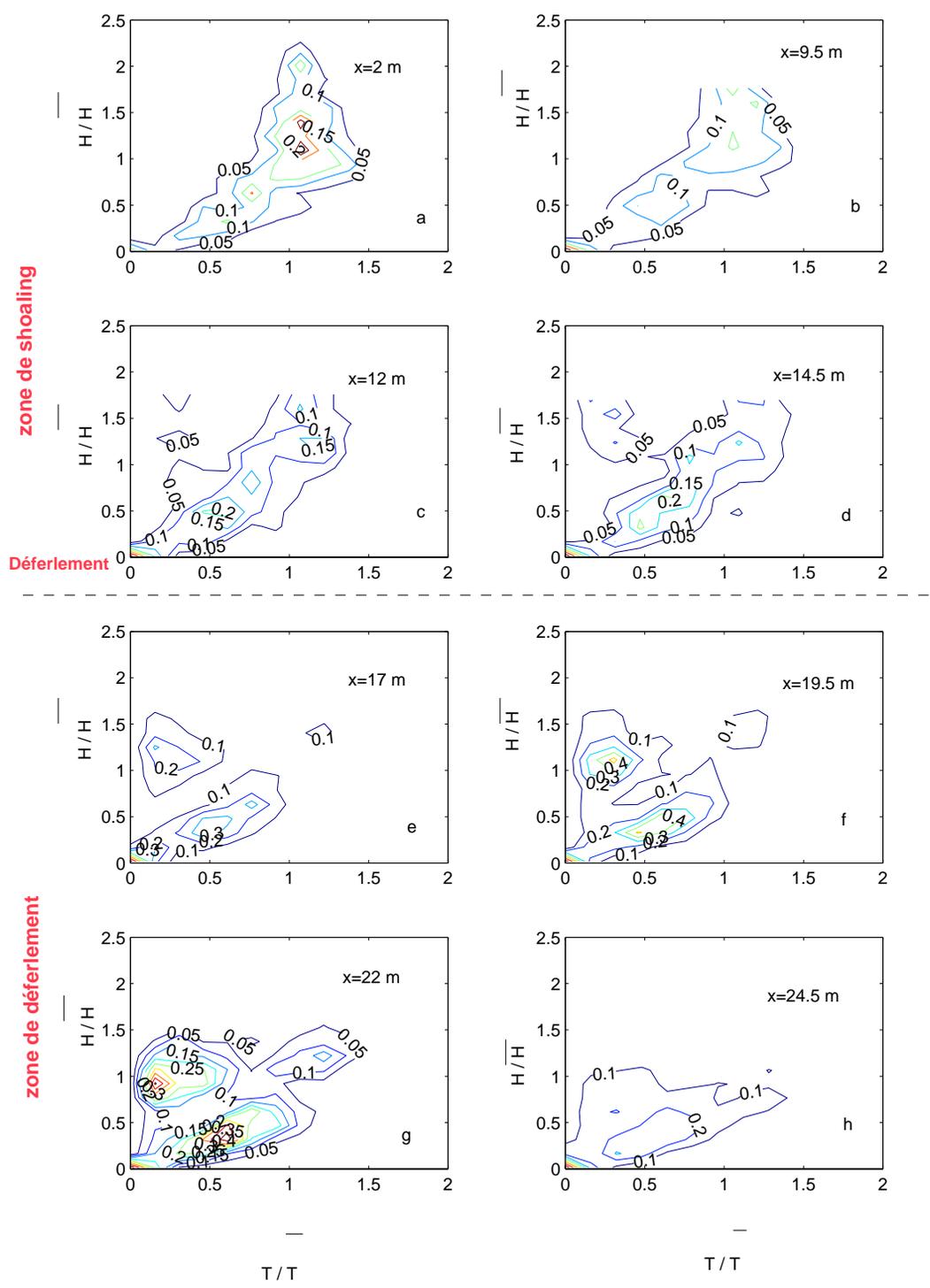


FIG. 5.10 – Distribution conjointe de hauteur et période. $\bar{H} = 10.5$ cm, $\bar{T} = 4$ s, $\Omega = 2$, $U_r = 73$: largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$: expérience-40, déferlement plongeant à partir de $x = 14.5$ m.

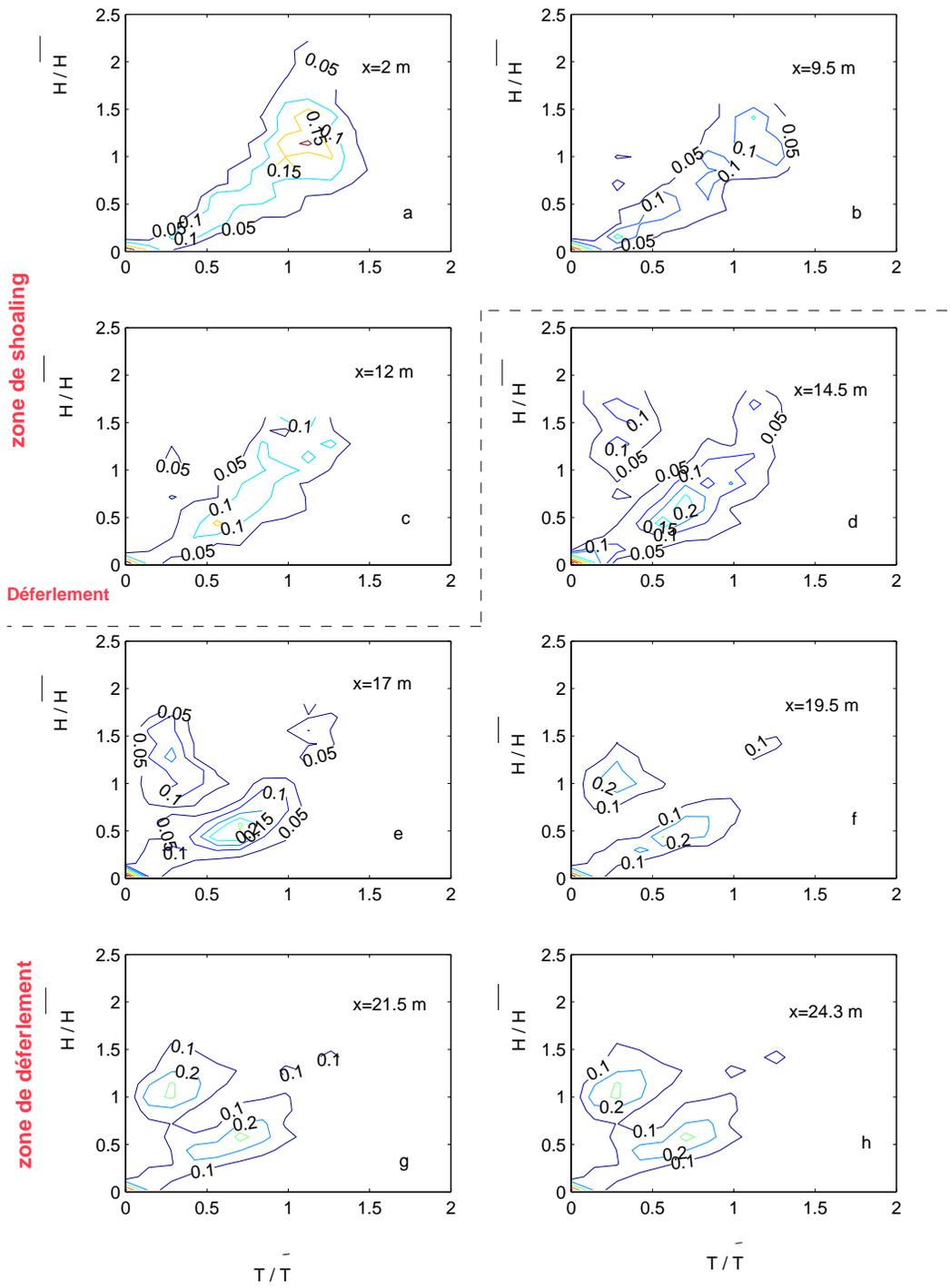


FIG. 5.11 – Distribution conjointe de hauteur et période. $\bar{H} = 8$ cm, $\bar{T} = 3.5$ s, $\Omega = 1.7$, $U_r = 46$: largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$: expérience-43, déferlement glissant à partir de $x = 13$ m.

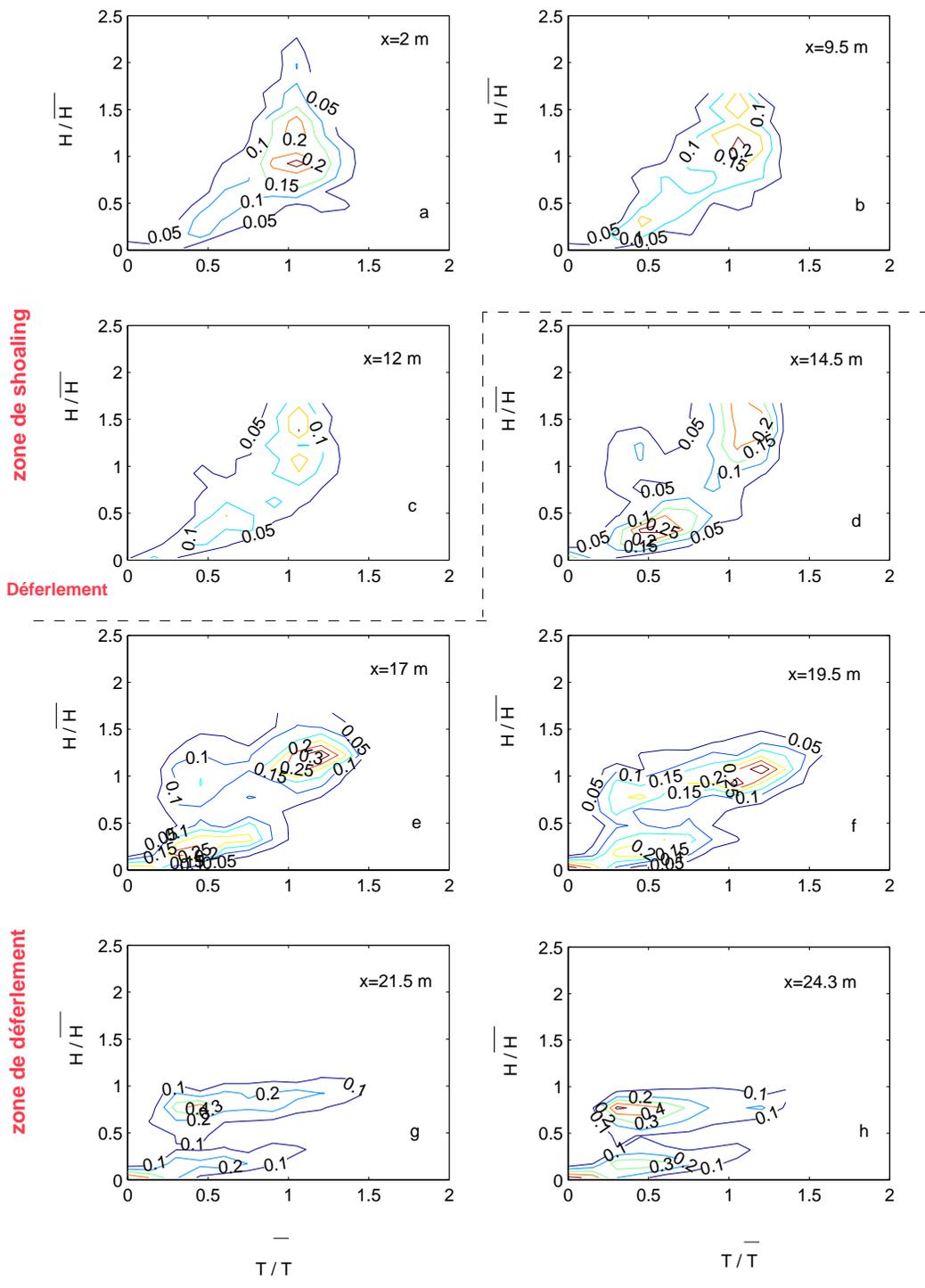


FIG. 5.12 – Distribution conjointe de hauteur et période. $\overline{H} = 11.4$ cm, $\overline{T} = 2.6$ s, $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$: largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$: expérience- 44, déferlement glissant à partir de $x = 12$ m.

5.5 Transformation de la densité spectrale des vagues

Dans la zone de shoaling, l'énergie des vagues se transforme et puis dans la zone de déferlement, l'énergie dissipe. Dans cette partie, nous allons estimer la transformation de la densité spectrale de l'énergie des vagues sur la plage.

En général, le déferlement se produit en raison de l'instabilité cinématique quand les particules de liquide à la crête de la surface libre avancent avec une vitesse plus grande que la célérité C de la vague. Thornton (1979 [74]) a montré qu'en eau profonde en dehors de la zone de "surf", la zone de saturation du spectre de vagues où l'énergie cascade vers les harmoniques supérieurs se comporte comme :

$$S(\omega) \sim C^2 \omega^{-3} \quad (5.4)$$

avec $C = g\omega^{-1}$, donc :

$$S(\omega) = B_d g^2 \omega^{-5} \quad (5.5)$$

avec B_d constante et ω la pulsation de la houle. En résumé, l'énergie des vagues est continûment transférée aux harmoniques supérieurs par interaction faiblement non-linéaire entre composantes de la houle en eau profonde, induisant une tendance en f^{-5} dans le spectre d'énergie. En eau peu profonde, les vagues deviennent "non-dispersives", et la vitesse des ondes est fonction de la profondeur locale d'eau h . La zone de saturation de la densité spectrale des vagues en respectant $C = \sqrt{gh}$, est donc :

$$S(\omega) = B_s g h \omega^{-3} \quad (5.6)$$

avec B_s constante en eau peu profonde qui est différente de B_d en eau profonde. Donc, tant que les vagues se propagent en eau peu profonde, le "shoaling" (la diminution de la profondeur) se produit, les vagues se cambrent et l'énergie est plus rapidement transférée aux harmoniques supérieurs avec une tendance en f^{-3} .

Pour vérifier la similitude entre nos essais et les cas réels d'un point de vue énergétique, nous avons calculé l'évolution de la densité spectrale des vagues le long du canal par le méthode de Welch (Ref. annexe A). La figure 5.13 montre l'évolution de la densité spectrale des vagues dans l'expérience- 40. Dans la

zone de profondeur constante, avant le pied de la plage, le spectre de l'énergie mesuré est très proche du spectre de consigne (figure 5.13 à 2 m du batteur), du point de vue de la fréquence du pic aussi bien que de son amplitude et de sa largeur.

Quand on va vers la plage, on observe d'une part des pics sur les fréquences $2 f_p$ et $3 f_p$. Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent, à cause de la diminution de la profondeur ou "shoaling", l'énergie est transférée aux harmoniques supérieurs avec une tendance en f^{-5} dans la zone d'eau profonde et f^{-3} dans la zone d'eau peu profonde. Nous trouvons les mêmes tendances dans toutes les expériences en état d'équilibre. Ces résultats sont comparables avec ceux de Thornton, 1979 [74] en milieu naturel.

D'autre part on trouve également des pics dans la partie des basses fréquences ($25 < T < 50$ s) du spectre d'énergie des vagues. Ces pics sont dans la zone des ondes infragravitaires. Celles-ci sont probablement liées au "surf beat" dans le canal.

En générale, sur l'ensemble d'évolution de la densité spectrale, une dissipation d'énergie est observée à toutes les fréquences (> 0.1 Hz) dans la zone de déferlement (entre 15 m et 22 m). Par ailleurs, sur l'évolution des spectres d'énergie, nous remarquons un léger "down-shift" de fréquence du pic qu'on retrouve sur toutes les mesures de spectres des vagues. Ce phénomène est comparable avec ceux présentés par Holmes *et al.*, (1996 ([75]) en milieu naturel.

Nous observons les mêmes caractéristiques dans les expérience- 43 & 44 (figures 5.14 et 5.15) avec le profil en état d'équilibre en forme de terrasse.

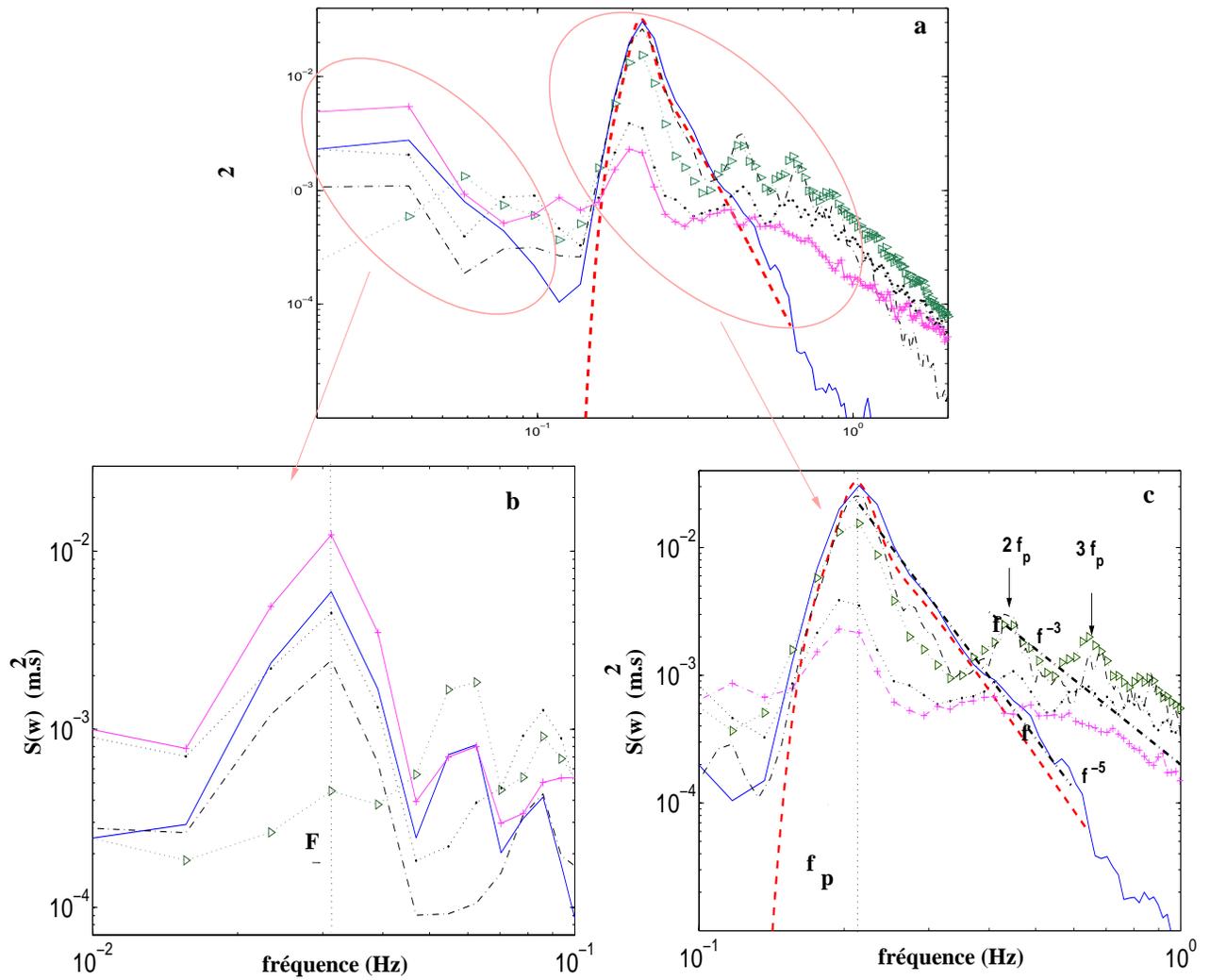


FIG. 5.13 – a. Transformation de la densité spectrale des vagues. b. Partie basse fréquence. c. Partie haute fréquence. Spectre de consigne (---), les spectres mesurés à $x = 2$ m (—), à $x = 9.5$ m (---), à $x = 14.5$ m (\triangleright), à $x = 22$ m (\bullet), et à $x = 24.5$ m ($+$) du batteur. $H_{rms} = 12$ cm, $f_p = 0.21$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $F = 0.031$ Hz, $\Omega = 2$, $U_r = 73$: (expérience- 40), plage barrée.

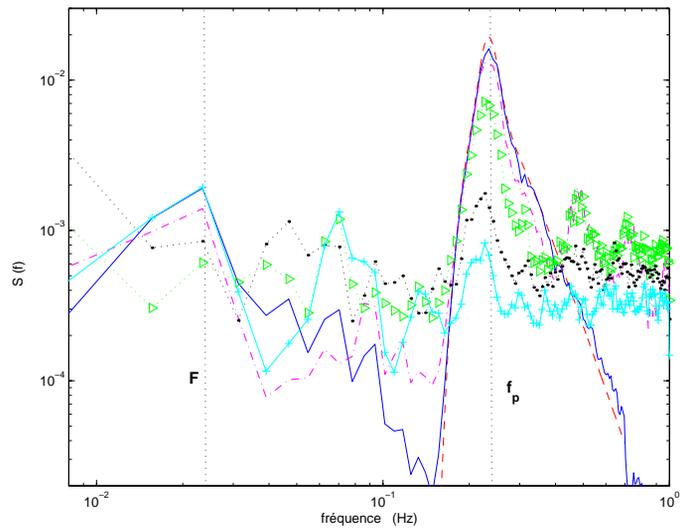


FIG. 5.14 – Transformation de la densité spectrale des vagues. Spectre de consigne (- -), les spectres mesurés à $x = 2$ m (—), à $x = 9.5$ m (- -), à $x = 14.5$ m (\triangleright), à $x = 21.5$ m (-●-) et à $x = 24.3$ m (-+) du batteur. $H_{rms} = 9.2$ cm, $f_p = 0.23$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $F = 0.0234$ Hz, $\Omega = 1.7$, $U_r = 46$: (expérience-43), plage en forme de terrasse.

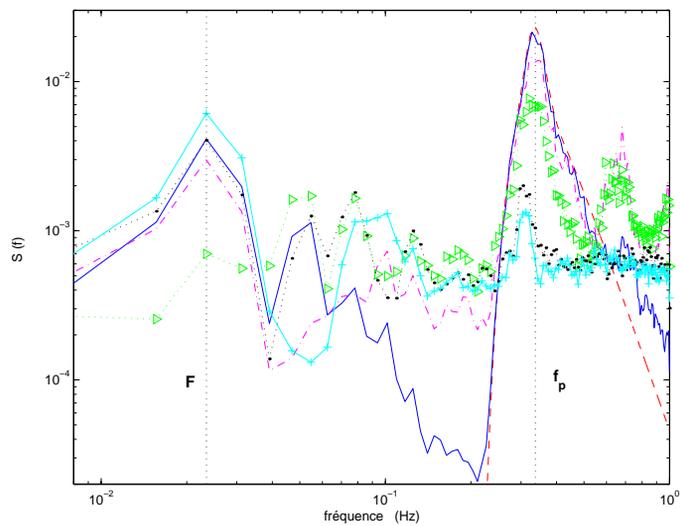


FIG. 5.15 – Transformation de la densité spectrale des vagues. Spectre de consigne (- -), les spectres mesurés à $x = 2$ m (—), à $x = 9.5$ m (- -), à $x = 14.5$ m (\triangleright), à $x = 22$ m (-●-) et à $x = 24.5$ m (-+) du batteur. $H_{rms} = 13$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $F = 0.0234$ Hz, $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$: (expérience-44), plage en forme de terrasse.

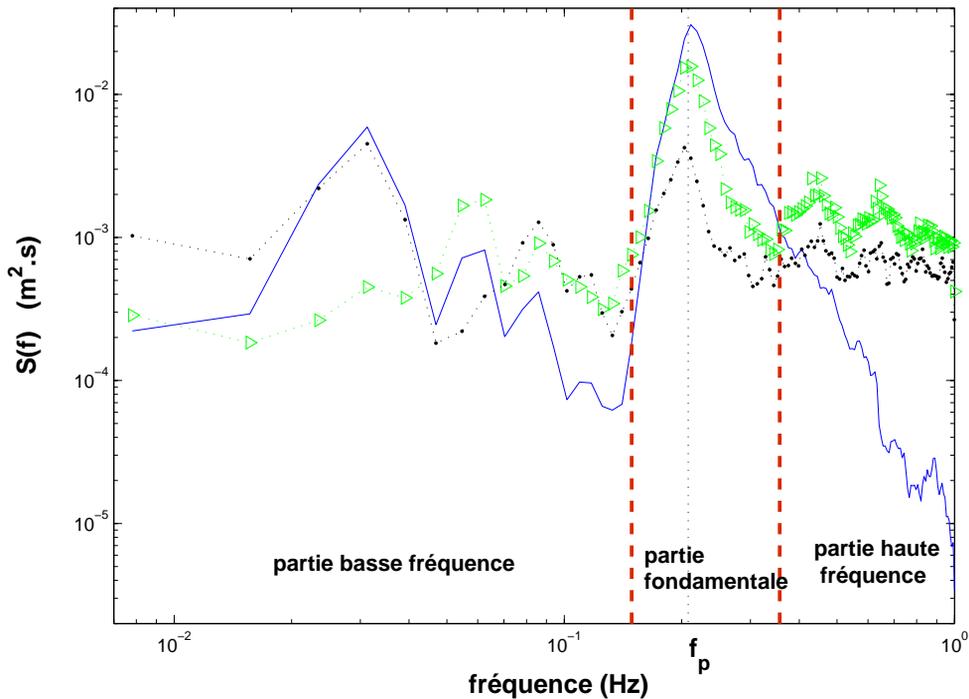


FIG. 5.16 – Méthode de détermination la fréquence de coupure.

5.6 Transformation de l'énergie haute et basse fréquence

Pour mieux étudier la transformation de l'énergie haute fréquence et de l'énergie basse fréquence, nous avons divisé le domaine fréquentiel en trois parties. Puis, pour mieux analyser la dissipation d'énergie du déferlement, nous avons calculé la dissipation volumique d'énergie qui est une grandeur clef dans la théorie des profils d'équilibre.

D'abord, pour calculer l'énergie haute fréquence et l'énergie basse fréquence, nous avons utilisé une méthode pour déterminer la fréquence de coupure entre les ondes longues (basses fréquences), les ondes incidentes 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. Nous mettons en évidence les domaines dont la transition est sans équivoque (figure 5.16).

Par exemple pour l'expérience- 40 qui est la représentante d'un profil barré en équilibre (figure 5.17-e, avec une largeur de spectre de consigne à $0.6f_p < f < 2.4f_p$ et $f_p = 0.21$ Hz), les trois parties sont : une partie basse fréquence

($0 < f_p < 0.12$ Hz), une partie fondamentale ($0.12 < f_p < 0.37$ Hz) et une partie haute fréquence ($f_p > 0.37$ Hz). La figure 5.17 montre une synthèse sur l'ensemble des informations et des paramètres calculés dans l'expérience- 40. La figure 5.17-a montre l'évolution des hauteurs moyennes quadratiques le long du canal. Sur cette figure, on note que l'énergie de la houle diminue dans la zone de déferlement qui se situe entre 13 m et 18 m ce qui est confirmé par l'analyse vague par vague. On observe sur la figure 5.17-b que l'énergie haute fréquence augmente légèrement dans la zone de "shoaling" et diminue également après le déferlement. L'énergie basse fréquence est faible devant l'énergie contenue dans le reste du spectre (figure 5.17-c). Pour mieux appréhender le comportement des pics infragravitaires dans le canal, nous avons calculé l'énergie basse fréquence rapportée à celle de la première sonde située à 2 m du batteur (5.17-c). Pour ça, nous avons utilisé les séries temporelles de vagues d'au moins de 2 heures pour avoir suffisamment le nombre de vagues pour pouvoir caractériser les ondes longues. D'autre part, sur la méthode de calcul de la densité spectral (méthode de pwelch), nous avons changé la fréquence échantillonnage et nous avons passé à 2 Hz. Nous trouvons un minimum (vers 15 m du batteur) qui correspondrait au nœud d'une onde stationnaire. Les points maximaux aux deux extrémités de la courbe correspondent aux ventres de cette onde stationnaire située aux deux extrémités du canal. La figure 5.17-d montre la dissipation volumique d'énergie. On voit qu'il y a une forte diminution d'énergie vers 15 m du batteur et après dans la zone de surf, la dissipation d'énergie reste faible et uniforme. On va discuter dans la partie 5.7 de la dissipation volumique d'énergie montrée sur la figure (5.17-d). Le profil du fond en état d'équilibre dans cette expérience a été montré sur la figure 5.17-e. Dans ce cas (expérience- 40), les position de point maximum de la dissipation d'énergie, la position du point minimum d'onde stationnaire et la position de barre se retrouvent à la même position par rapport au batteur ou la ligne de côte.

Nous choisissons un autre exemple avec un autre type de plage, c'est-à-dire une plage en forme de terrasse avec $\Omega < 1.9$. Pour l'expérience- 43, (avec une largeur de spectre de consigne à $0.6f_p < f < 2.4f_p$ et $f_p = 0.23$ Hz), ces trois parties sont : la partie basse fréquence ($0 < f_p < 0.16$ Hz), une partie fondamentale ($0.16 < f_p < 0.32$ Hz) et une partie haute fréquence ($f_p > 0.32$ Hz). On note aussi que l'énergie de la houle diminue dans la zone de déferlement qui se situe entre 13 m et 18.2 m ce qui est confirmé par l'analyse vague par vague (figure 5.18-a). On observe sur la figure 5.18-b les mêmes phénomènes

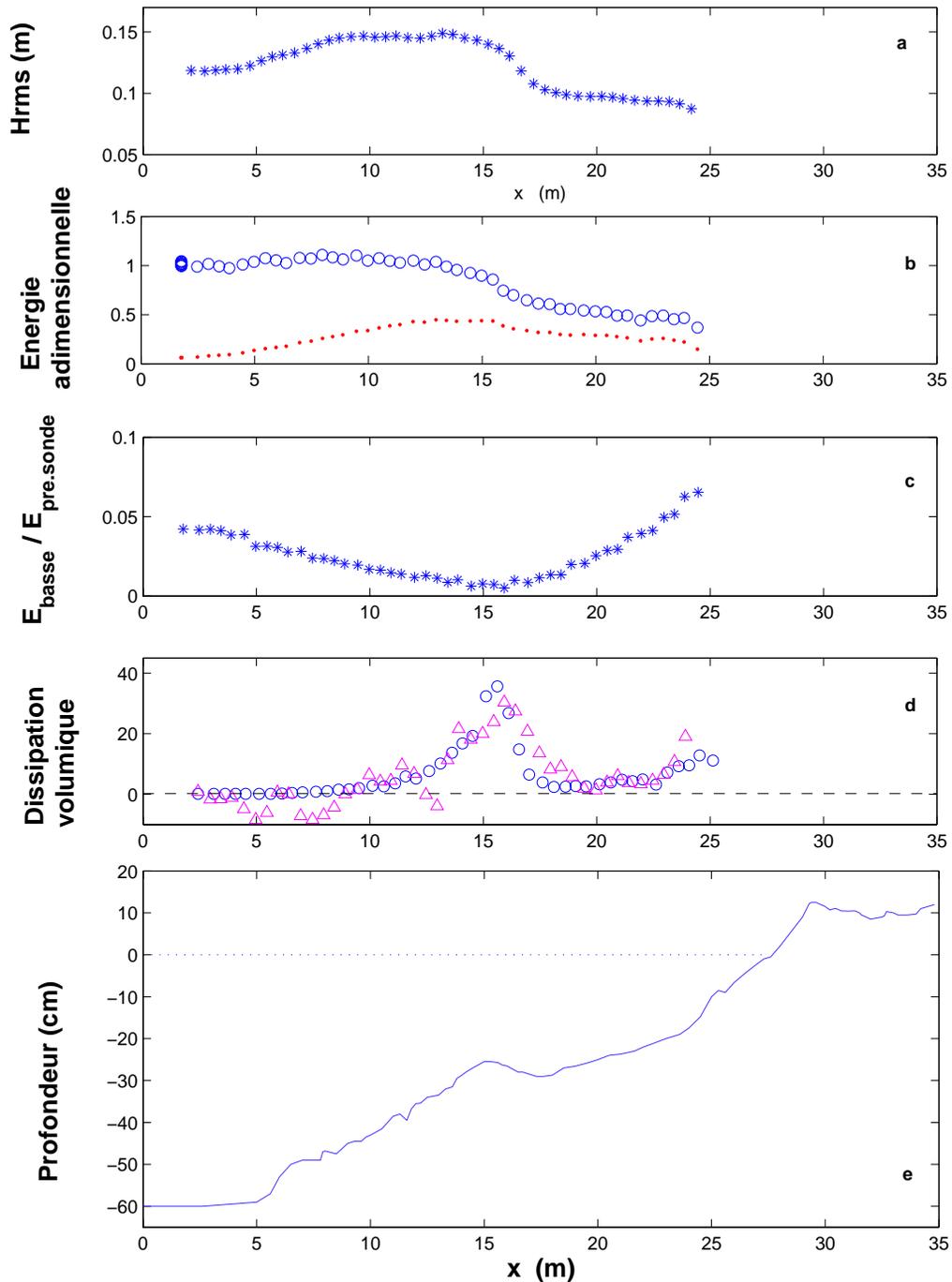


FIG. 5.17 – a. Evolution des hauteurs moyennes quadratiques (H_{rms}). b. Energie totale (o) et l'énergie des hautes fréquences (·) mesurées en chaque point, rapportées sur celle de la première sonde. c. Energie basse fréquence rapportée à celle de la première sonde. d. Evolution de la dissipation d'énergie. Points expérimentaux (Δ) et points d'après Thornton et Guza (formule 5.11) (o). e. Profil final. $H_{rms} = 12$ cm, $f_p = 0.21$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 2$, $U_r = 73$. Largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$: expérience- 40.

que ce de l'expérience- 40, c'est-à-dire que l'énergie haute fréquence augmente légèrement dans la zone de "shoaling" et diminue également dans la zone de déferlement. L'énergie basse fréquence est faible devant l'énergie totale. La figure 5.18-c, montre le rapport entre l'énergie basse fréquence et l'énergie totale mesuré sur la première sonde. On voit que la position du point minimum ou le nœud dans cette expérience est plus étalé que l'expérience- 40. La figure 5.18-d, montre également la dissipation volumique d'énergie. On voit que la dissipation d'énergie dans cette expérience est moins forte est plus progressive que l'expérience- 40 Mais quand même dans la zone de surf, la dissipation d'énergie reste toujours faible et uniforme. En regardant sur le point maximum de la dissipation d'énergie (figure 5.18-d), la position de point minimum d'onde stationnaire (figure 5.18-c) et la rupture de pente sur le profil du fond, on peut dire qu'ils ne se retrouvent pas sur la même position par rapport au batteur et la ligne de côte.

Pour un autre exemple comme l'expérience-44 (avec le profil en forme de terrasse mais avec $\Omega > 2.8$, et avec une largeur de spectre de consigne à $0.6f_p < f < 2.4f_p$ et $f_p = 0.33$ Hz), nous divisons le domaine fréquentiel tel que nous avons : la partie basse fréquence ($0 < f_p < 0.17$ Hz), une partie fondamentale ($0.17 < f_p < 0.57$ Hz) et une partie haute fréquence ($f_p > 0.57$ Hz). La zone de déferlement se situe entre 11.5 m et 20.5 m (figure 5.19-a). Sur cette figure, on voit que dans ce cas, la dissipation des hauteurs moyennes quadratique est plus progressive et moins forte que dans les deux autres cas (l'expérience- 40 et 43) et la pente de dissipation des hauteurs quadratiques est douce. Nous avons également une légère augmentation de l'énergie haute fréquence dans la zone de "shoaling" et une diminution de cette énergie dans la zone de déferlement. L'énergie basse fréquence reste faible par rapport à l'énergie totale (figure 5.19-c). Sur la 5.19-c, on peut voir la position de nœud (celle d'une onde stationnaire) à près de 16 m du batteur. La dissipation d'énergie comme l'expérience- 43 est douce et progressive. Finalement, dans cette expérience, comme pour l'expérience- 43, la position de nœud et le point maximum de la dissipation d'énergie et le point de rupture de pente sur la plage ne sont pas situés sur la même position par rapport à la plage.

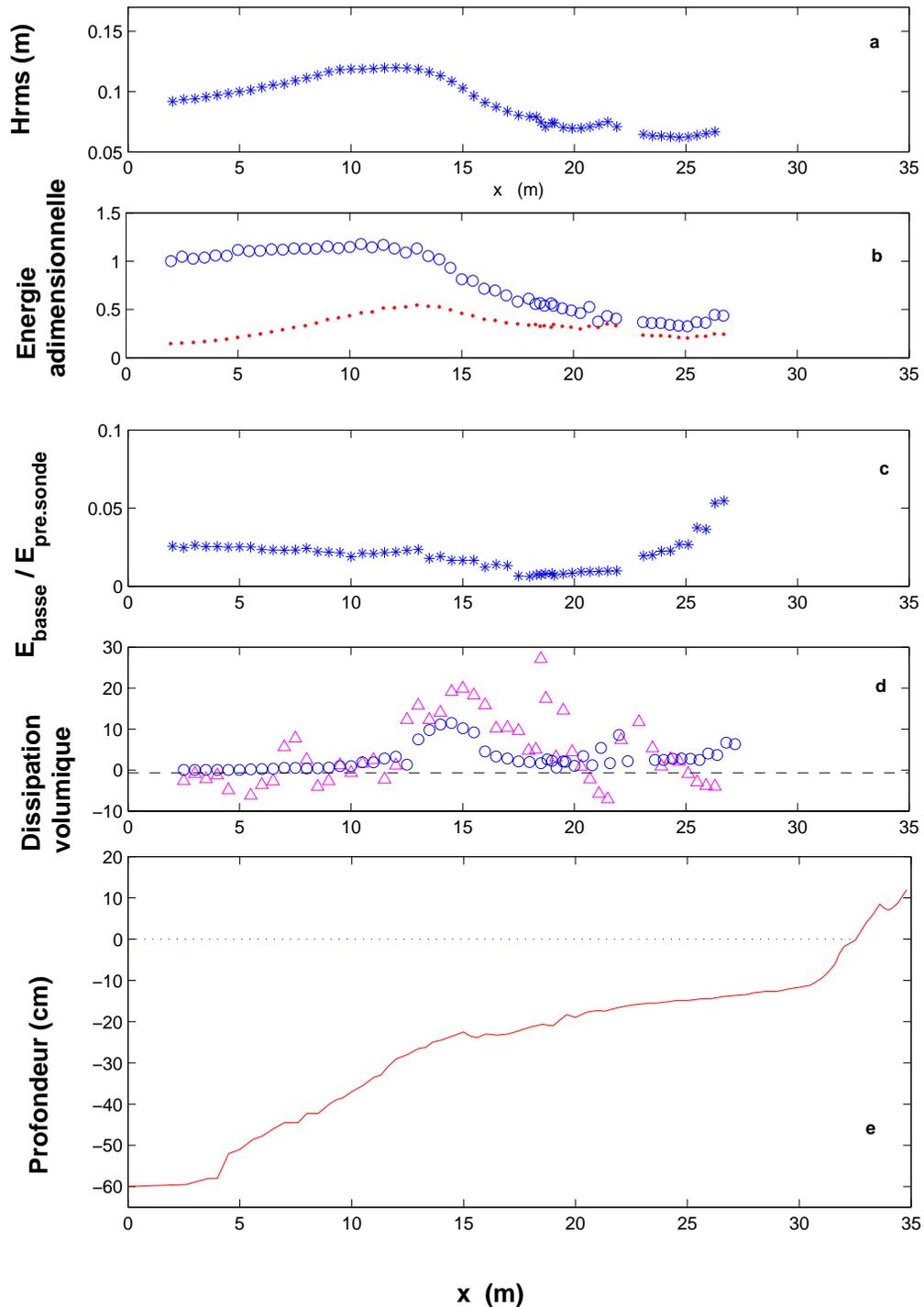


FIG. 5.18 – a. Evolution des hauteurs moyennes quadratiques (H_{rms}). b. Energie totale (o) et l'énergie des hautes fréquences (\cdot) mesurées en chaque point, rapportées sur celle de la première sonde. c. Energie basse fréquence rapportée à celle de la première sonde. d. Evolution de la dissipation d'énergie. Points expérimentaux (Δ) et points d'après Thornton et Guza (formule 5.11) (o). e. Profil final. $H_{rms} = 9.2$ cm, $f_p = 0.23$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 1.7$, $U_r = 46$. Largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$: expérience-43.

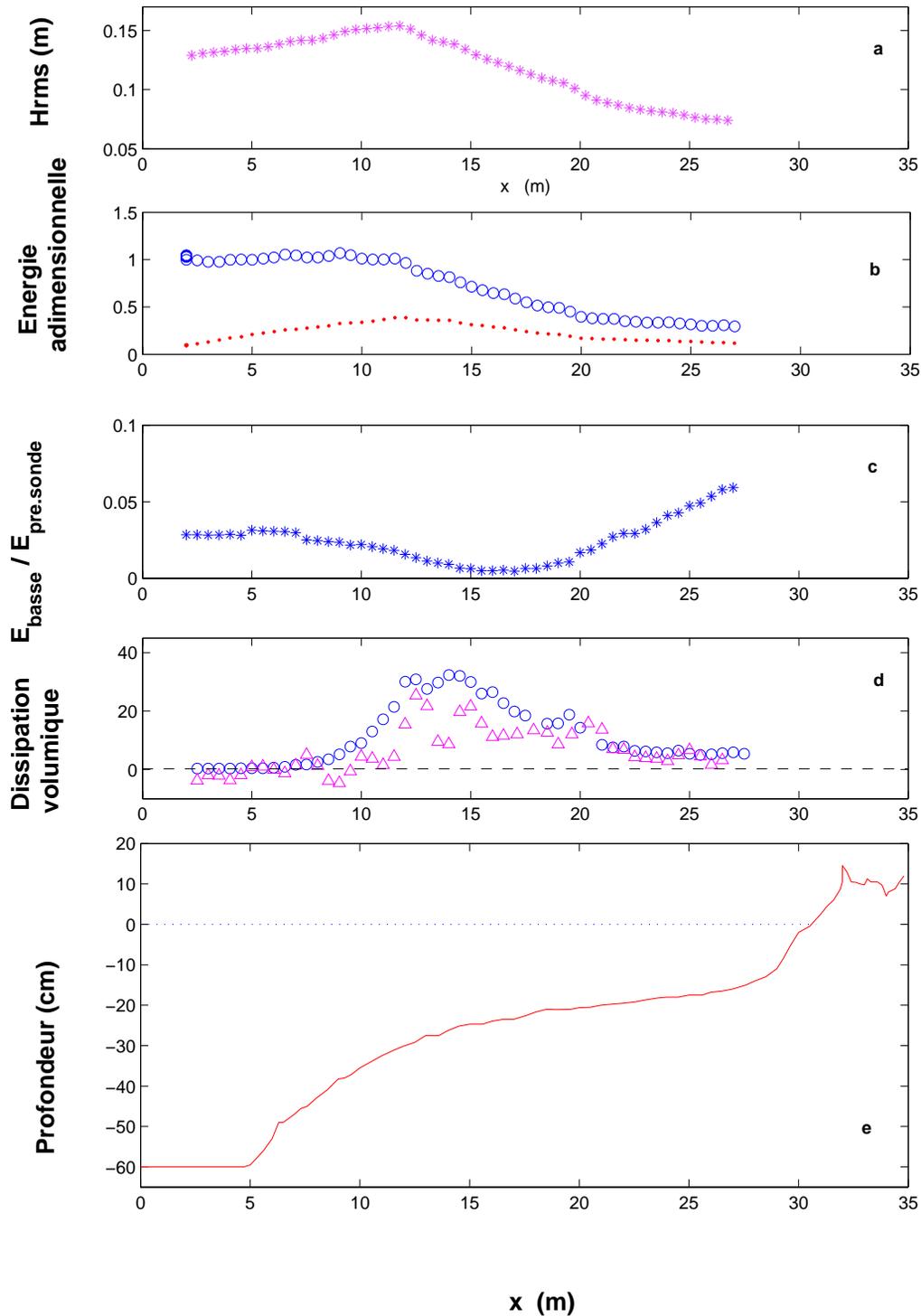


FIG. 5.19 – a. Evolution des hauteurs moyennes quadratiques (H_{rms}). b. Energie totale (o) et l'énergie des hautes fréquences (·) mesurées en chaque point, rapportées sur celle de la première sonde. c. Energie basse fréquence rapportée à celle de la première sonde. d. Evolution de la dissipation d'énergie. Points expérimentaux (Δ) et points d'après Thornton et Guza (formule 5.11) (o). e. Profil final. $H_{rms} = 13$ cm, $f_p = 0.33$ Hz, $h_0 = 60$ cm, $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$. Largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$: expérience- 44.

5.7 Dissipation d'énergie

Pour mieux comprendre les différences hydrodynamiques correspondant au type de déferlement entre les profils de plage barrée et les profils en forme de terrasse, nous avons calculé la dissipation d'énergie volumique dans nos essais. La dissipation d'énergie est principalement due à la conversion de l'énergie potentielle des vagues en énergie cinétique turbulente. Le bilan moyen d'énergie mécanique pour une tranche dx de fluide s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} (E C_g) = \langle \varepsilon_b \rangle + \langle \varepsilon_f \rangle \quad (5.7)$$

où $\langle \varepsilon_b \rangle$ est la dissipation moyenne d'énergie due au déferlement et $\langle \varepsilon_f \rangle$ est la dissipation moyenne due au frottement au fond. L'énergie s'écrit :

$$E = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \quad (5.8)$$

et C_g est la vitesse de groupe, définie par :

$$C_g = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (5.9)$$

où k est le nombre d'onde local associé à la fréquence moyenne, $C = \sqrt{g h}$ est la célérité de vague et h est la profondeur locale sur chaque point de mesure. La dissipation due au frottement au fond est inférieure de 3% de la dissipation due au déferlement en eau peu profonde (profondeur de moins 20 cm) (Thornton et Guza, 1983 [76]). Donc dans la zone de surf, la dissipation d'énergie due au déferlement est dominante et nous pouvons négliger la dissipation due au frottement. Donc, nous calculons la dissipation moyenne d'énergie volumique expérimentalement par la définition :

$$\frac{1}{h} \frac{\partial E C_g}{\partial x} \simeq \langle \varepsilon_b \rangle \quad (5.10)$$

où h est la profondeur local. Thornton et Guza (1983, [76]), ont présenté une solution analytique pour calculer la dissipation moyens d'énergie ($\langle \varepsilon_b \rangle$) en eau peu profonde pour les vagues aléatoires sur une plage avec une pente, qui s'exprime par :

$$\langle \varepsilon_b \rangle = \frac{3 \sqrt{\pi}}{16} \frac{\rho g \bar{f} B^3}{\gamma^4 h^5} H_{rms}^7 \quad (5.11)$$

où les valeurs de B et γ pour un ressaut développé sont respectivement 1 et 0.42. \bar{f} et H_{rms} sont respectivement la fréquence moyenne et la hauteur quadratique locale. Nous traçons sur les figures 5.17-d, 5.18-d et 5.19-d les dissipations moyenne d'énergie volumiques calculées dans les trois expériences types (40, 43 et 44) (par formule 5.10) expérimentalement et on les compare avec les valeurs calculées par la formule de Thornton et Guza (formule 5.11). Il faut préciser que pour avoir la dissipation moyenne d'énergie volumique par la formule de Thornton et Guza nous avons divisé les valeurs calculées par la profondeur d'eau locale.

Encore une fois, nous précisons que la dissipation volumique est non constante (avec une valeur très grande) dans la zone de déferlement alors qu'elle reste uniforme dans la zone de surf. Dans l'expérience- 40, il y a une forte dissipation d'énergie près de 15 m du batteur qui est située sur la même position de nœud liée au surf-beat et également la même position que la barre. Ce phénomène n'est pas le cas dans les deux autres cas, les expériences- 43 et 44.

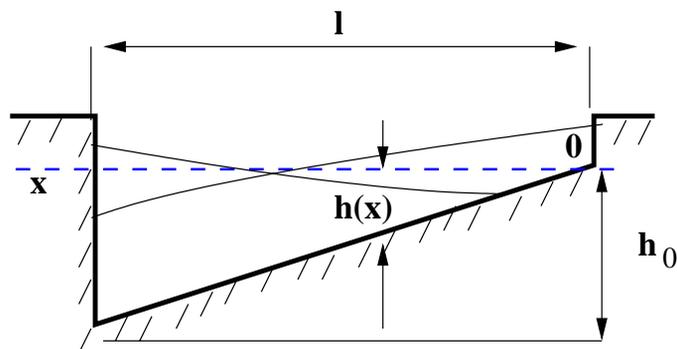


FIG. 5.20 – Coupe longitudinale d'un canal rectangulaire avec une plage fixe.

5.8 La bande infragravitaire

Pour la suite de notre étude, nous nous intéressons à la formation de ces ondes infragravitaires et leurs effets sur la formation de barres d'avant côte.

En regardant de plus près la répartition d'énergie dans les basses fréquences (figures 5.13, 5.14 et 5.15), on note la présence des pics basse fréquence en dehors du spectre de consigne probablement liées au "surf-beat".

Un maximum d'énergie correspond à la fréquence d'une onde stationnaire uninode en canal rectangulaire avec une plage calculée à l'aide de la formule de Wilson (Dean et Dalrymple, 1991[52]) (figure 5.20) :

$$F = \frac{1}{3.28} \frac{\sqrt{gh_0}}{l} \quad (5.12)$$

Le formule 5.12, c'est une formule pour une seiche uninodale dans un système fermé. Pour nos expériences dans le canal à houle, le fond mobile s'adapte pour que le batteur et la côte soient des ventres de cette onde. Donc la position du nœud peut osciller mais quand même, toujours, nous avons les ventres sur le batteur et sur la ligne de côte. La figure 5.21 montre les fréquences calculées par la formule de Wilson (équation 5.12) en comparant avec les fréquences mesurées à partir de l'évolution du spectre d'énergie des vagues dans toutes les expériences en état d'équilibre.

Par exemple, dans le cas de l'expérience- 40 pour une longueur de plage, $l = 25$ m et une profondeur d'eau, $h_0 = 60$ cm, la formule donne $F = 0.0296$ Hz et par la mesure sur le spectre d'énergie, on calcule 0.031 Hz. C'est-à-dire la même énergie à 5% près. Nous voyons que les résultats des calculs par la formule de Wilson ne sont pas très loin des valeurs calculées pour chaque expérience. Il faut noter que les valeurs calculées pour F sur le spectre d'énergie, dépendent de la

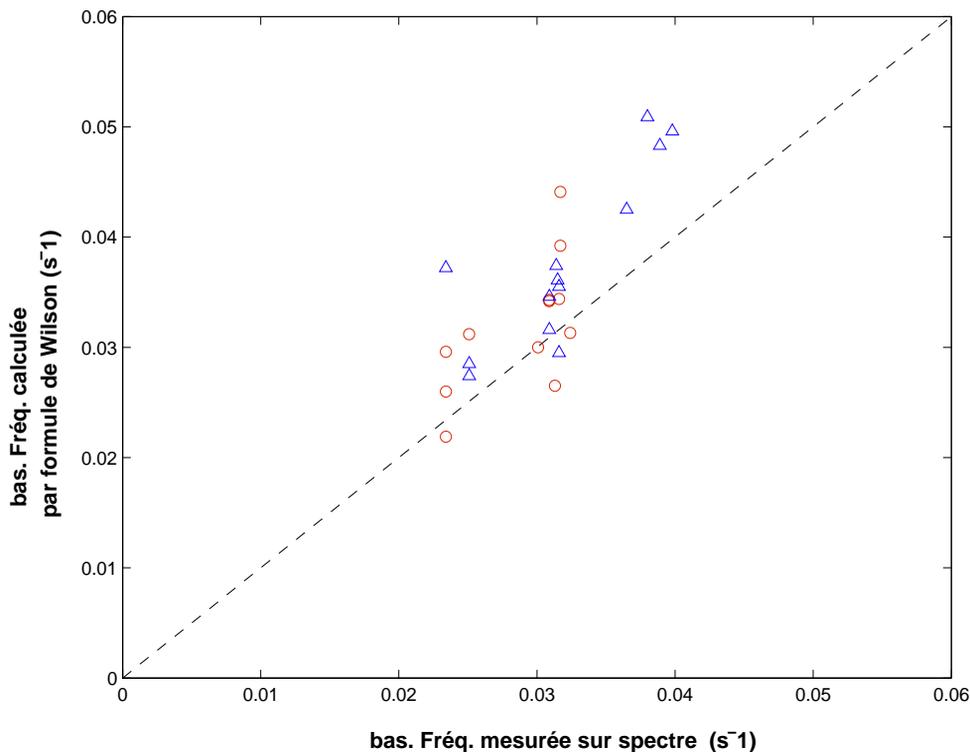


FIG. 5.21 – Comparaison entre les fréquences maximales calculées par la formule de Wilson (formule 5.12) et les fréquences pics mesurées sur spectre d'énergie dans la partie basse fréquence (F) dans toutes les expériences en état d'équilibre. Plages barrées : (\triangle) et plages en forme de terrasse : (\circ).

discrétisation. L'onde stationnaire qui correspond à la formule 5.12 est associée à une dénivellation de la surface libre. Celle-ci est complexe pour un fond quelconque. Le point minimum, à 14.5 m du batteur sur les figures 5.13, 5.14 et 5.15, indique que l'onde infragravitaire qui se développe sur la topographie en équilibre possède un nœud au voisinage de ce point. Pour calculer la bande infragravitaire, nous avons utilisé les séries temporelles enregistrées pendant au moins 120 min.

Il faut noter que, au sujet des ondes infragravitaires, les harmoniques ne sont pas dans ce contexte $2F$, $3F$.

Après avoir calculé la fréquence pic dans la zone de basse fréquence, nous avons calculé les amplitudes de ces ondes infragravitaires à partir de la densité spectrale d'énergie. Pour calculer les amplitudes des ondes infragravitaires, nous avons utilisé les mêmes largeurs de rupture sur le spectre d'énergie des vagues que nous avons utilisé pour caractériser l'énergie basse et haute fréquences.

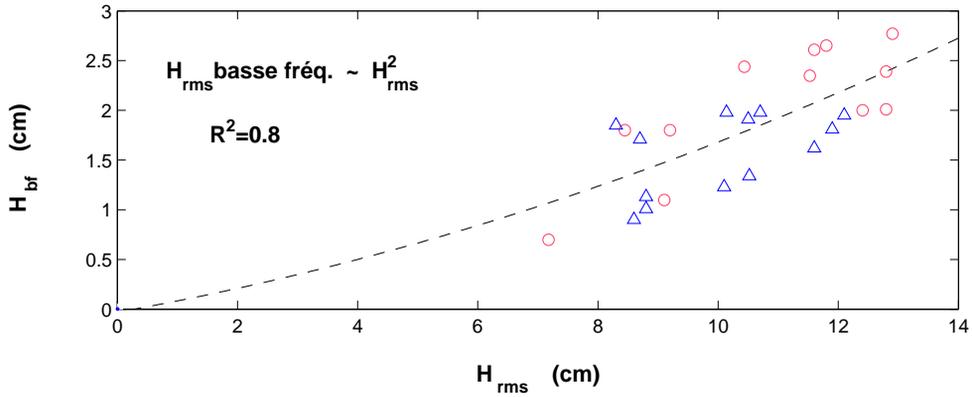


FIG. 5.22 – Comparaison entre l'amplitude des ondes infragravitaires (basse fréquence) et la hauteur moyenne quadratique calculée localement sur la première sonde pour toutes les expériences en état d'équilibre. Plages barrées : (Δ) et plages en forme de terrasse : (\circ)

La figure 5.22 montre la variation de l'amplitude des ondes infragravitaires en fonction de H_{rms} mesuré à 2 m du batteur. En passant la courbe de tendance, on peut trouver la relation :

$$H_{bf} \propto H_{rms}^2 \quad (5.13)$$

Sur une plage plane infinie le profil de la dénivellation a une expression simple (Mei, 1992 [77]) :

$$\eta(x, t) = -A J_0 \left\{ 2 \omega \left(\frac{X}{mg} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \sin \omega t \quad (5.14)$$

où m est la pente moyenne de la plage et X est la distance au trait de côte. Connaissant la valeur du 1^{er} zéro de la fonction de Bessel, la formule nous permet de calculer la distance entre le trait de côte et le premier nœud de l'onde stationnaire.

Le zéro de J_0 qui correspond à un nœud :

$$J_0(\chi_0) = 0 \quad \text{nous avons :} \quad \chi_0 = 2.4005$$

Nous considérons $L_{noeud} = X$, donc :

$$2\omega \sqrt{\frac{L_{noeud}}{mg}} = \chi_0 \quad L_{noeud} = \chi_0^2 \frac{mg}{4\omega^2}$$

on remarque que :

$$L_{\text{noeud}} \propto m T^2$$

Ainsi, si la pente est forte, la position du premier nœud s'éloigne de la côte. Par contre, si la période (T) devient courte, la position du premier nœud se rapproche de la côte (dans ce cas Ω devient aussi grand).

La figure 5.23-a montre les valeurs de la position du nœud d'ondes infragravitaires mesurées expérimentalement et la position de barre sur le profil de la plage en fonction de la distance de point maximum de dissipation moyenne d'énergie volumique dans toutes les expériences en forme de plage barrée en équilibre. Nous voyons que ces positions se suivent presque linéairement. La figure 5.23-b montre les valeurs de la position du nœud d'ondes infragravitaires mesurées expérimentalement et la position du premier point de rupture de pente sur le profil plage en fonction de la distance de point maximum de dissipation moyenne d'énergie volumique dans toutes les expériences avec la plage en forme de terrasse. Nous voyons que les points sont plus dispersés que dans les cas des plages barrées.

La figure 5.24-a montre les valeurs adimensionnelles calculées par la différence entre la position de nœud d'ondes infragravitaires et la position du point maximum de la dissipation d'énergie rapportée sur la longueur de canal en fonction de la vitesse de chute adimensionnelle dans toutes les expériences en état d'équilibre.

La figure 5.24-b montre les valeurs adimensionnelles calculées par la différence entre la distance du premier point de rupture de pente sur les plages en forme de terrasse en équilibre et la position du point maximum de la dissipation d'énergie rapporté sur la longueur de canal. On comparant ces deux figures, on peut dire que la position de barre ou la position du premier point de rupture de pente sur les plages et la position du point maximum de la dissipation d'énergie se suit assez bien dans toutes les expériences. La position de nœud d'onde infragravitaire et la position du point maximum de la dissipation d'énergie, dans les expériences avec une plage barrée, se suivent aussi assez bien alors que ce n'est pas le cas dans les expériences en forme de terrasse

Comme exemple, dans l'expérience- 40 (voir la figure 5.13) la pente moyenne de la plage en équilibre est $m \simeq 1/38$, le pic infragravitaire est $T = 32$ s donc $\omega = 0.196 \text{ s}^{-1}$ et on trouve la position de premier nœud à $L_{\text{noeud}} = 9.78$ m du trait de côte, ce qui sur la figure 5.17-a, correspond à $x \simeq 17$ m du

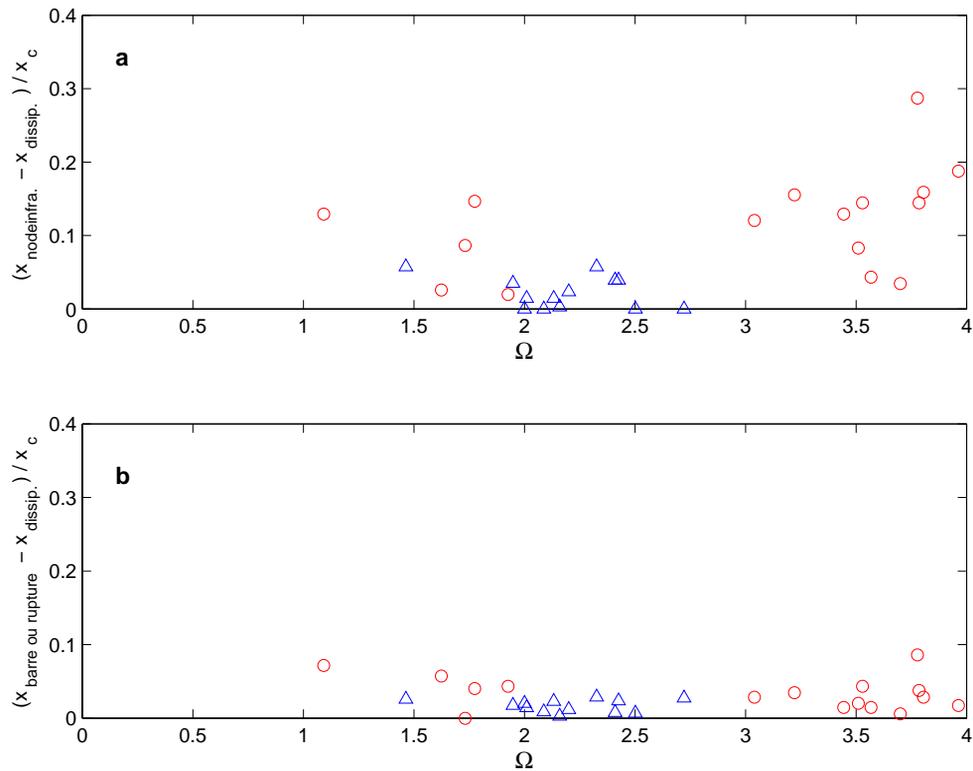


FIG. 5.24 – a. Valeurs adimensionnelles calculées par la différence entre la position de nœud d’onde infragravité et la position du point maximum de la dissipation d’énergie rapporté sur la longueur de canal. b. Valeurs adimensionnelles calculées par la différence entre la distance du premier point de rupture de pente (pour les plages en forme de terrasse) et la position de barre (pour les plages barrées) et la position du point maximum de la dissipation d’énergie rapporté sur la longueur de canal, en fonction de la vitesse de chute adimensionnelle dans toutes les expériences en état d’équilibre.

batteur. La barre se trouve à 15.2 m du batteur. On voit que ces valeurs ne sont pas identiques mais la position réelle de la barre n'est pas très loin de cette estimation.

Mais il faut prendre en compte le fait que les maximum et minimum de l'onde stationnaire dépendent très fortement de la topographie (voir Dally, 1987 [78]). Dans nos études, le profil du fond change au cours du temps pour que les ventres puissent se former sur la ligne de côte et sur le batteur. Donc, il y a un décalage par rapport aux valeurs théoriques.

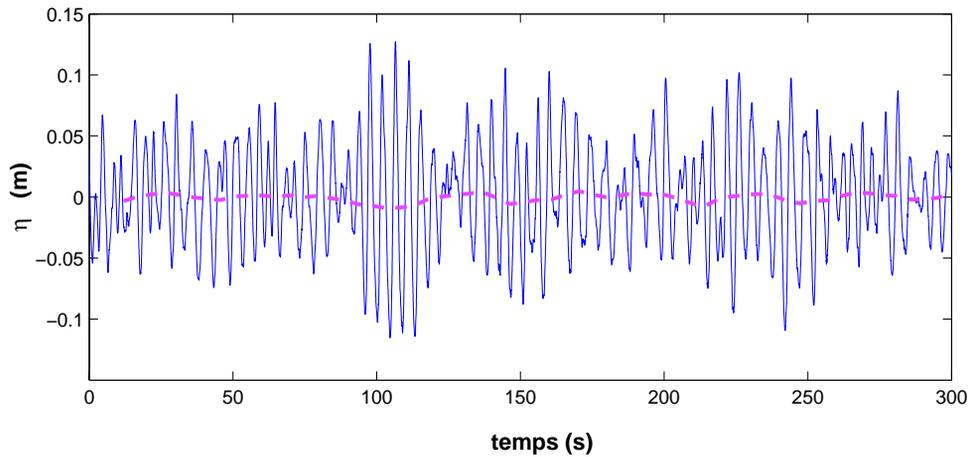


FIG. 5.25 – Niveau moyen calculé par période (- -), la dénivellation de la surface $\eta(t)$ (—). $H_{rms} = 9.2$ cm, $f_p = 0.23$ Hz, $h_0 = 60$ cm. $\Omega = 1.7$, $U_r = 46$: largeur de spectre : $0.6f_p < f < 2.4f_p$ (expérience- 43).

5.9 Variation du niveau moyen

Comme nous l'avons cité dans le chapitre 2, une des hypothèses sur la formation des barres littorales est liée à la présence des ondes d'infragravité. Plusieurs théories sont avancées pour expliquer la présence de ces ondes. Notons que leurs modes de génération ne sont pas à l'heure actuel encore complètement élucidés. Une des premières idées est que ces ondes longues seraient liées à la variation temporelle du gradient des tensions de radiation en présence de vagues irrégulières (Symonds *et al.*, 1982 [79]) mais également aux battements engendrés par les variations spatiales du point de déferlement (Symonds et Bowen, 1984 [80] et Longuet-Higgins et Stewart, 1962 [81]). Le phénomène de déferlement en eau peu profonde, change le profil du niveau moyen le long de la plage. Les variations de ce niveau moyen traduisent, en partie, les variations, au cours du temps, du point de déferlement considéré comme un des phénomènes excitateurs des ondes infragravitaires (Symonde *et al.*, 1982 [79]). La dissipation d'énergie dans la zone de surf engendre une croissance puis décroissance de la hauteur des vagues qui va engendrer un gradient du tenseur des tensions de radiation. La figure 5.25 montre la dénivellation moyenne de la surface, $\bar{\eta}$, calculée en faisant la moyenne sur chaque période de vague comparée avec la dénivellation de la surface sur la première sonde située à 2 m du batteur dans l'expérience- 40.

Nous avons calculé le "set-down" correspondant à chaque expérience et nous

avons trouvé un lien entre le spectre de la variation du niveau moyen et l'énergie qui existe dans la partie basse fréquence du spectre d'énergie des vagues. Pour calculer la variation du niveau moyen, nous avons utilisé la valeur moyenne de chaque vague. Puis nous avons calculé la densité spectrale du signal. La figure 5.26 montre la densité spectrale de la variation du niveau moyen dans l'expérience-40. Si nous comparons le domaine fréquentiel et l'amplitude du pic correspondant à la variation du niveau moyen dans l'expérience- 40 (figure 5.26-b) avec les caractéristiques du pic de la transformation du spectre d'énergie des vagues pour la même expérience (figure 5.13), nous trouvons le même contenu fréquentiel et la même énergie totale basse fréquence pour $f < 0.1$ Hz. Dans l'expérience- 40 (plage barrée), ce pic se trouve entre $0.01 < f < 0.05$ Hz avec une valeur maximale à la fréquence $F \simeq 0.031$ Hz ($T \simeq 32$ s), qui disparaît à 15 m du batteur.

La figure 5.27 montre la densité spectrale de la variation du niveau moyen dans l'expérience- 44 (plage en forme de terrasse).

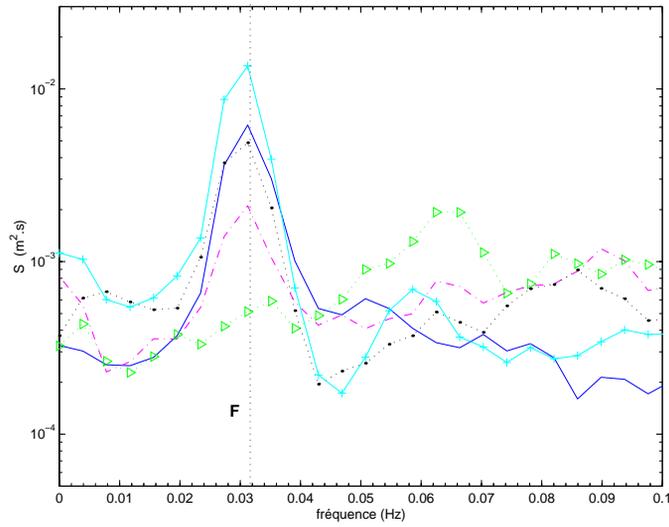


FIG. 5.26 – Evolution des spectres d'énergie de la variation du niveau moyen, les spectres mesurés à $x=2$ m (—), à $x=9.5$ m (---), à $x=14.5$ m (\triangleright), à $x=22$ m ($-\bullet-$) et à $x=24.5$ m ($-+$) du batteur. $\Omega = 2$, $U_r = 73$: expérience- 40 (plage barrée).

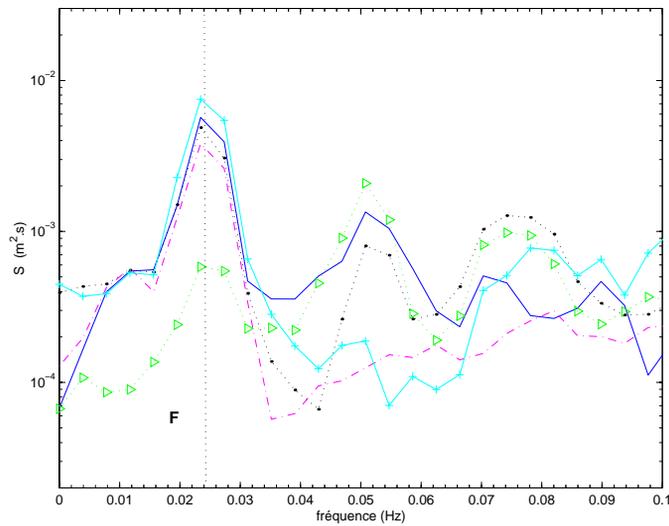


FIG. 5.27 – Evolution des spectres d'énergie de la variation du niveau moyen, les spectres mesurés à $x=2$ m (—), à $x=9.5$ m (---), à $x=14.5$ m (\triangleright), à $x=22$ m ($-\bullet-$) et à $x=24.5$ m ($-+$) du batteur. $\Omega = 3.5$, $U_r = 32$: expérience- 44 (plage en forme de terrasse).

5.10 Synthèse

En résumé, nous concluons que les conditions hydrodynamiques comme par exemple la distribution des hauteurs des vagues, la forme de spectre d'énergie, le transfert d'énergie vers des harmoniques supérieurs sont en similarité avec les cas réels. En comparant les trois cas déjà définis, nous remarquons que la dissipation d'énergie et l'évolution de la hauteur des vagues dans les expériences avec des profils en forme de terrasse, sont moins fortes et plus progressives que dans les expériences avec une barre d'avant côte. Ce qui nous confirme que le type de déferlement est plutôt de type plongeant dans les expériences avec plages barrées et plutôt de type glissant dans les expériences en forme de terrasse.

Nous avons mis en évidence la relation entre les amplitudes d'ondes infragravités et les ondes incidentes.

$$H_{bf} \propto H_{rms}^2 \quad (5.15)$$

autrement dit, cette onde infragravité est associée à une dénivellation de la surface libre.

Les figures 5.23 et 5.24 ont montré que la position de nœud d'onde infragravitaire et la position du point maximum de la dissipation d'énergie, dans les expériences avec une plage barrée, se suivent également assez, bien que ce ne soit pas le cas dans les expériences en forme de terrasse.

Nous pensons donc que l'existence conjointe du point de déferlement et d'un nœud de l'onde infragravitaire est favorable à la stabilité de la barre d'avant côte.

Chapitre 6

Conclusion

Le principal objectif de cette thèse était d'arriver à un équilibre morphologique sur les plages sableuses et d'étudier les aspects hydrodynamiques associés à ces plages en équilibre.

La démarche adoptée dans cette thèse a été une démarche principalement "expérimentale" qui s'est appuyée sur des jeux de données acquis au cours d'un travail en laboratoire.

Les avantages de nos expériences par rapport aux travaux existants, avec un fond mobile, sont que :

- Nous avons choisi un sédiment léger (P.M.M.A) avec 1.19 gr.cm^{-3} de densité et un diamètre médian $d_{50} \simeq 0.6$ pour respecter la similitude entre nos expériences et les cas réels et diminuer les effets d'échelle. En comparant des nombres adimensionnels dans différentes expériences (en nature et en laboratoire) avec nos expériences, nous avons montré que nous sommes assurés par la conservation du nombre de Froude, de Shields et de Rouse, que l'aspect hydro-morphodynamique est en similitude avec certains cas réels.
- Nous avons réalisé nos expériences sur des temps très longs par rapport à la période des vagues ce qui n'est généralement pas le cas dans les études en laboratoires existantes.
- Enfin, un autre avantage est la pente moyenne de la plage. Nous avons choisi une pente douce environ $1/60$.

Les différentes étapes de la méthode de génération des ondes aléatoires sont tout à fait validées puisque la répartition en fréquence est très proche de la forme recherchée (de type JONSWAP) et que la distribution des hauteurs de vagues est proche de la distribution théorique de Rayleigh. D'autre part, ces différentes étapes de la méthode de génération peuvent conduire à des écarts entre la valeur H_{rms} mesurée et la valeur H_{rms} de consigne. Donc, nous avons choisi de calculer les valeurs de H_{rms} à proximité du batteur.

Par rapport aux profils du fond en état d'équilibre, selon nos études nous disons que les profils du fond en état d'équilibre, comme définis par Dean (1973 [57]), ne peuvent pas exister. Parce que ces profils de fond sont décrits seulement par les variations de taille de grain, par la géologie fondamentale d'avant côte et par les caractéristiques des vagues. En outre, ce profil d'équilibre est une forme moyenne et il ne peut pas décrire le détail de systèmes de barre-creux. Autrement dit, on peut constater qu'un équilibre dans cette forme n'a pas de sens qualitatif parce qu'on ne sait pas vraiment si ce profil d'équilibre peut rester ou non. Il peut être en équilibre à un moment donné pour une courte durée, puis changer son profil parce qu'il n'y a pas une surveillance de longue durée dans les cas réels.

Donc, pour caractériser les évolutions morphologiques à moyen et long termes, nous avons défini notre propre critère pour évaluer la condition d'équilibre d'une plage. Une plage est considérée en équilibre ou "quasi-équilibre" lorsque la vitesse d'évolution du fond V_f (qui est une moyenne quadratique) reste constante et faible.

$$V_f = \sqrt{\frac{1}{X_c} \int_0^{X_c} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 dx} \quad (6.1)$$

(où h est la profondeur d'eau et X_c est la longueur de la plage). En même temps, il faut que les critères qui sont les représentantes de l'état d'accrétion et d'érosion de la plage V_{i1} (la vitesse d'évolution du fond sur la première moitié du canal : du milieu de la plage jusqu'au batteur) et V_{i2} (la vitesse d'évolution du fond sur la deuxième moitié du canal : du milieu de la plage jusqu'à la côte) tendent vers zéro.

En regardant de plus près les vitesses d'évolution sur chaque moitié de la plage, nous avons constaté qu'à l'état d'équilibre :

- Il y a toujours du transport de sédiment dans la direction onshore et offshore ce qui confirme l'équilibre dynamique de la plage.
- La vitesse d'évolution du fond évolue rapidement au début de chaque expérience puis décroît régulièrement.
- La vitesse d'évolution du fond montre que le temps nécessaire pour atteindre la condition d'équilibre est assez long.
- Dans nos essais de laboratoire, pour les profils des plages barrées, le temps pour atteindre une condition d'équilibre ou "quasi-équilibre" est en moyenne de 30 heures ce qui est équivalent à plus de 90 heures (environ quatre jours) dans la nature.
- Le temps nécessaire pour faire migrer une barre est au moins de 20 heures dans nos expériences (près de deux jours et demi en nature).

À notre connaissance, nous avons présenté le premier ensemble d'expériences qui mènent aux profils d'équilibre. Parmi ces profils, deux morphologies schématiques en fonction de la vitesse de chute adimensionnelle (le nombre de Dean $\Omega = H_{1/3}/T_p w_c$) sont obtenues : une plage barrée et une plage en forme de terrasse.

- pour $1.9 < \Omega < 2.8$, on obtient un système de barre d'avant côte.
- pour $1 < \Omega < 1.9$ et $\Omega > 2.8$, on obtient une plage en forme de terrasse.

Donc, notre conclusion par rapport à cette classification est que la vitesse de chute adimensionnelle ou le nombre de Dean ($\Omega = H_{1/3}/T_p w_c$), est le paramètre principal. La réponse morphologique est comparée avec la classification de Wright & Short (1984 [1]). Nous avons réalisé une classification plus fine au niveau du type de la plage pour les valeurs intermédiaire de Ω ($1 < \Omega < 6$).

Nous avons évalué une valeur moyenne pour le rapport entre la profondeur

d'eau au niveau du creux de la barre (h_t) et la profondeur d'eau au niveau de la crête (h_c) :

$$\frac{h_t}{h_c} \simeq 1.2 \quad (6.2)$$

Par rapport aux études hydrodynamiques, nous concluons que les conditions hydrodynamiques comme par exemple la distribution des hauteurs des vagues, la forme de spectre d'énergie, le transfert d'énergie vers les harmoniques supérieurs sont similaires avec tout ce qu'on trouve sur les plages réelles. Nous remarquons que la dissipation d'énergie et l'évolution de la hauteur des vagues dans les expériences avec des profils en forme de terrasse, sont moins fortes et plus progressives que dans les expériences avec une barre d'avant côte. Ce qui nous confirme que le type de déferlement est plutôt de type plongeant dans les expériences avec une barre d'avant côte et plutôt de type glissant dans les expériences avec des profils en forme de terrasse.

Nous avons mis en évidence la relation entre les amplitudes des ondes infragravités et des ondes incidentes.

$$H_{bf} \propto H_{rms}^2 \quad (6.3)$$

Donc, à propos du mécanisme de la génération d'ondes infragravitaires, nous disons qu'elles sont associées à une dénivellation de la surface libre. Nous avons montré que la position du nœud d'onde infragravitaire et la position du point maximum de la dissipation d'énergie, dans les expériences avec une plage barrée, sont les mêmes ce qui n'est pas le cas dans les expériences en forme de terrasse. Nous avons donc constaté que la conjonction de nœud des vagues d'infragravités et le point de déferlement sont favorable à la formation et à la stabilité de la barre d'avant côte.

Perspectives

Ces résultats demandent un intense travail sur la caractérisation des courants générés par le déferlement. Nous proposons de réaliser des mesures de vitesse par méthode acoustique dans la zone de déferlement. Cette méthode présente une plus grande souplesse pour réaliser des mesures sur des temps longs et une plus grande fiabilité instantanée.

Un autre point qui pourrait être développé est le changement de largeur du spectre d'énergie des vagues. Il est possible que par utilisation d'un spectre étroit, on focalise le déferlement sur les plages en forme de terrasse pour arriver à générer une plage barrée. Et inversement, avec un spectre large en élargissant la zone de déferlement, il est possible de défocaliser le déferlement pour arriver à une plage en forme de terrasse à partir d'une plage barrée. Il serait donc intéressant de faire des expériences avec différentes largeurs de spectre.

Nous avons utilisé un sédiment de diamètre $d_{50} \simeq 0.6$. Une autre possibilité pour élargir ce travail, sera d'utiliser du sédiment avec différentes tailles de grain sur la plage pour mieux caractériser le rôle de la taille du sédiment sur les plages en équilibre.

Nous proposons également de refaire ces expériences sur les plages avec des pentes plus raides.

Et finalement, un autre point intéressant et très important serait de réaliser ces études avec des ondes régulières pour arriver à l'équilibre morphologique pour les même valeurs de nombre de Dean (Ω).

Annexe A

Comparaison des différentes méthodes pour calculer la densité spectrale de puissance

A.1 Les méthodes

L'analyse spectrale cherche à expliciter le contenu fréquentiel d'un signal. Il y a différentes méthodes pour estimer la densité spectrale de puissance d'un signal. Une de ces méthodes est tout simplement de trouver la transformée de Fourier discrète d'une série temporelle (avec la fonction "fft" de matlab), et de prendre le carré de ce résultat :

$$P_{xx}(\omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \eta(m) \exp^{-i\omega m} \quad (\text{A.1})$$

$$P_{xx} = \frac{\text{abs}(\text{fft}(\eta, N))^2}{N} \quad (\text{A.2})$$

Le calcul précédent est mathématiquement identique au suivant :

$$Y = \text{fft}(\eta, N) \quad \text{ensuite} \quad P_{yy} = Y * \text{conj}(Y) / N \quad (\text{A.3})$$

où N est le nombre de points. Cette estimation est appelée "périodogramme". Le problème d'estimation du périodogramme est qu'il est énormément bruité, et qu'il ne devient pas plus lisse quand le nombre de points augmente (figure A.1).

On peut réduire ce bruit de la densité spectrale de puissance en divisant le signal en sections sans recouvrement et prenant la moyenne des résultats des

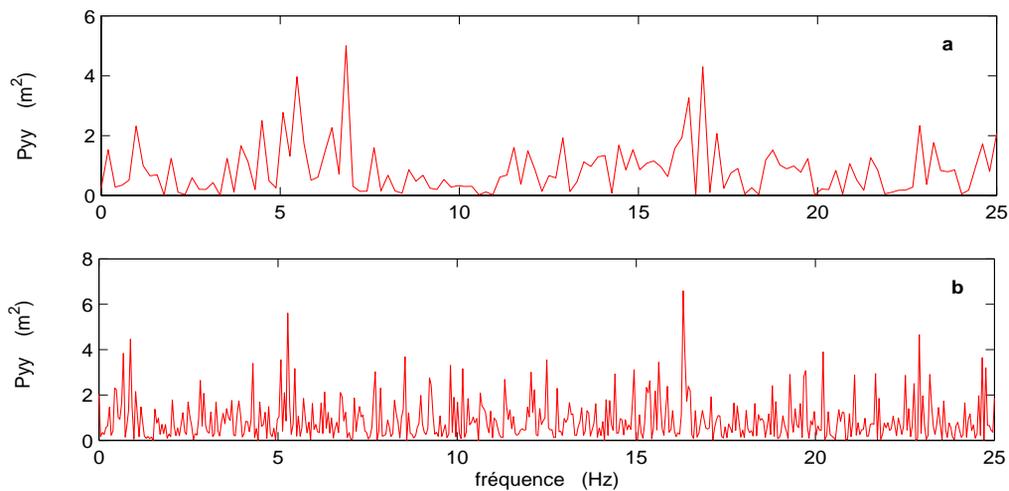


FIG. A.1 – Périodogramme. $\eta = A_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1)$, $A_1 = 0.04$ m, $f_1 = 0.33$ Hz et $\theta_1 = 5.9698$. a. $N = 2^8$, b. $N = 2^{10}$

périodogrammes de sections. L'augmentation de nombre de sections peut diminuer ce bruit. Mais nous sommes limités par la longueur du signal. Donc, on peut résoudre ce problème en divisant le signal en sections se recouvrant. Cette fois, les sections sont statistiquement dépendantes, donc le bruit augmente.

Une autre méthode pour améliorer l'estimation de densité spectrale de puissance est de mettre une fenêtre dans les sections avant de calculer le périodogramme, donc nous avons un périodogramme modifié qui diminue l'effet de dépendance de section dû au recouvrement. Avec une fenêtre qui convient, de type "Hanning", et un taux du recouvrement égal à la moitié de longueur de section et en utilisant la fonction de "psd" de matlab, nous avons obtenu la bonne estimation sur la densité spectrale de puissance. Donc, nous utilisons la fonction suivante de matlab :

$$[P_{xx}, f] = \text{psd}(\eta, \text{nfft}, F_e, \text{fenetre}, \text{noverlap}, \text{dflag}) \quad (\text{A.4})$$

où : nfft est la longueur de fft, F_e est la fréquence d'échantillonnage, fenetre=hanning(n) est la fonction de fenêtre, noverlap est le nombre d'échantillons de recouvrement, dflag est le choix de non-tendance, P_{xx} est la densité spectrale de puissance calculée, f est un vecteur de domaine fréquentiel correspondant. Il faut faire attention à l'unité de P_{xx} qui sera en m^2 si l'unité du signal est en m. Donc, pour comparer le résultat d'estimation la densité

spectrale de puissance avec le spectre synthétisé qui est en $m^2.s$, il y a une autre fonction dans matlab qu'il s'appelle "pwelch" définie par :

$$[P_{xx}, f] = \text{pwelch}(\eta, \text{fenetre}, \text{noverlap}, \text{nfft}, F_e) \quad (\text{A.5})$$

la seule différence est que P_{xx} est la densité spectrale de puissance calculée par la fonction de la fréquence (Hz) donc elle est en $m^2.s$.

La fréquence d'échantillonnage n'a aucun effet sur l'estimation de densité spectrale de puissance, mais elle sert à tracer la densité spectrale de puissance en fonction de fréquence. La densité spectrale de puissance rend les fréquences de 0 à la fréquence Nyquist (la moitié de la fréquence d'échantillonnage), mais la fft génère l'estimation de densité spectrale de puissance de 0 à la fréquence d'échantillonnage.

Pour calculer l'énergie totale du signal, après avoir calculé la densité spectrale de puissance, nous calculons :

$$\frac{\text{sum}(P_{xx})}{\text{length}(P_{xx})} \quad (\text{A.6})$$

qui doit être égal à :

$$\frac{\text{sum}(\eta^2)}{\text{length}(\eta)} \quad (\text{A.7})$$

Donc, si on trouve des valeurs très proches, cela veut dire que l'énergie a été conservée.

A.2 Le cas test de la superposition de 2 signaux périodiques

Pour comparer les deux méthodes fft et psd, nous les avons testées sur des signaux synthétiques simples comme une somme de deux cosinus (figure A.2).

$$\eta = A_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1) + A_2 \cos(2\pi f_2 t + \theta_2) \quad (\text{A.8})$$

où : $A_1 = 0.04$ m; $A_2 = 0.06$ m; $\theta_1 = 5.9698$; $\theta_2 = 1.4523$; $f_1 = 0.33$ Hz; $f_2 = 0.1$ Hz (les valeurs des phases sont générées aléatoirement entre 0 et 2π). Nous avons calculé la densité spectrale de puissance par la routine "fft", avec

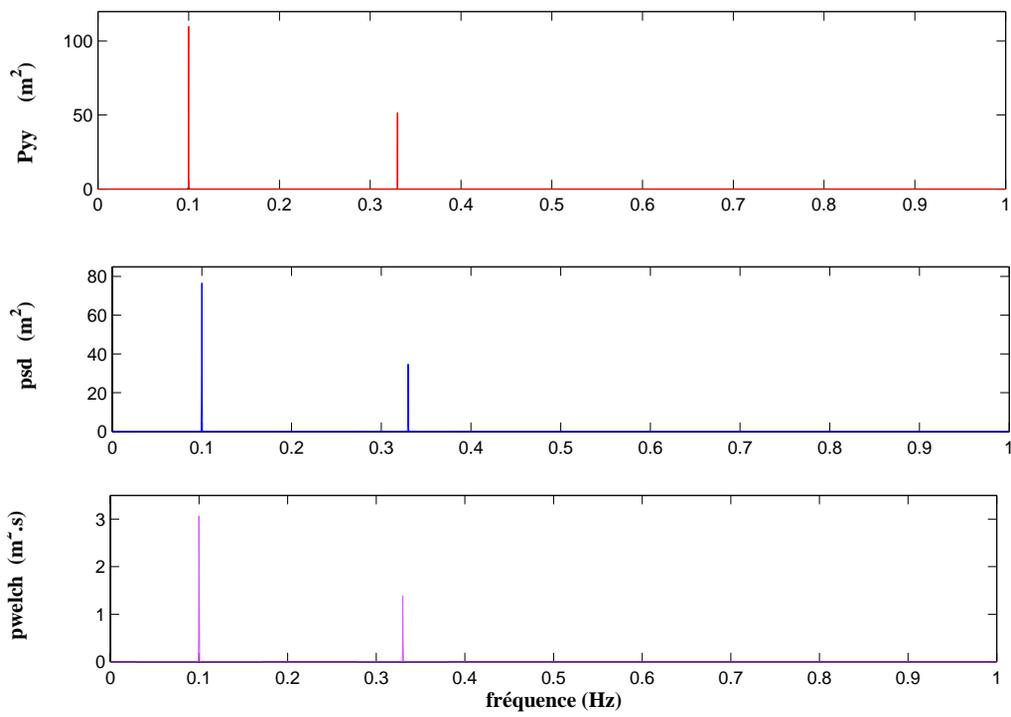


FIG. A.2 – L'énergie de densité spectrale pour la somme de deux cosinus.
 $\eta = A_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1 + A_2 \cos 2\pi f_2 t + \theta_2)$, $N = 2^{17}$

$N = 2^{17}$ points (plus de 100 périodes), et la fonction "psd" avec la configuration suivante :

$$[P_{xx}, f] = \text{psd}(\eta, 2^{17}, 50, 2^{17}, 2^{16}, \text{none})$$

Ensuite, nous l'avons calculée par la méthode de Welch avec la configuration suivante :

$$[P_{xx}, f] = \text{pwelch}(\eta, 2^{17}, 2^{16}, 2^{17}, 50)$$

Nous avons calculé l'énergie totale de ce signal et nous avons obtenu :

$$\frac{\text{Sum}(\eta^2)}{\text{length}(\eta)} = 0.0026 \text{ m}^2$$

$$\frac{\text{Sum}(P_{yy})}{\text{length}(P_{yy})} = 0.0026 \text{ m}^2 \quad \text{par fft}$$

$$\frac{Sum(P_{xx})}{length(P_{xx})} = 0.0026 \text{ m}^2 \quad \text{par psd}$$

$$\frac{Sum(P_{xx})}{length(P_{xx})} = 0.0026 \text{ m}^2 \quad \text{par pwelch}$$

$$\frac{A_1^2}{2} + \frac{A_2^2}{2} = 0.0026 \text{ m}^2$$

Donc, nous voyons que la quantité d'énergie a été conservée et aussi on trouve les pics d'énergie sur les bonnes fréquences (sur 0.1 et 0.33 Hz). Par rapport aux amplitudes des pics, nous trouvons la relation suivante (pour les deux fonctions, psd et pwelch) :

$$\frac{A_1}{A_2} = \sqrt{\frac{amplitude_{pic1}}{amplitude_{pic2}}} = 0.667 \quad (\text{A.9})$$

qui a été respectée.

A.3 Cas de la superposition de 2 signaux périodiques à phases modulées

Ensuite nous avons généré un signal somme de deux cosinus avec une phase variable modulée dans le temps et nous avons calculé la densité spectrale de puissance par les trois méthodes (figure A.3) :

$$\eta = A_1 \cos(2\pi f_1 t + (\pi \cos(2\pi f_3 t - ph_1))) + A_2 \cos(2\pi f_2 t + (\pi \cos(2\pi f_4 t - ph_2))) \quad (\text{A.10})$$

où $ph_1 = 3.0535$, $ph_2 = 5.6002$, $f_3 = 0.005$ Hz et $f_4 = 0.004$ Hz et avec A_1 , A_2 , f_1 et f_2 inchangée.

La figure A.3 montre que si nous calculons la densité spectrale de puissance avec $N = 2^{17}$ par les trois méthodes (fft, psd et pwelch), nous obtenons un spectre discret sans trouver les pics sur les bonnes fréquences. On voit plusieurs pics autour des fréquences pics (0.1 Hz et 0.33 Hz) de chaque composante. Nous avons trouvé que chaque pas de fréquence entre les pics, pour la première composante ($f_1 = 0.33$ HZ et $f_3 = 0.005$ HZ), est égal à 0.005 Hz et pour la deuxième composante ($f_2 = 0.1$ HZ et $f_4 = 0.004$ HZ), est égal à 0.004 Hz. Ce sont les fréquences de modulation des phases de chaque composante. L'énergie

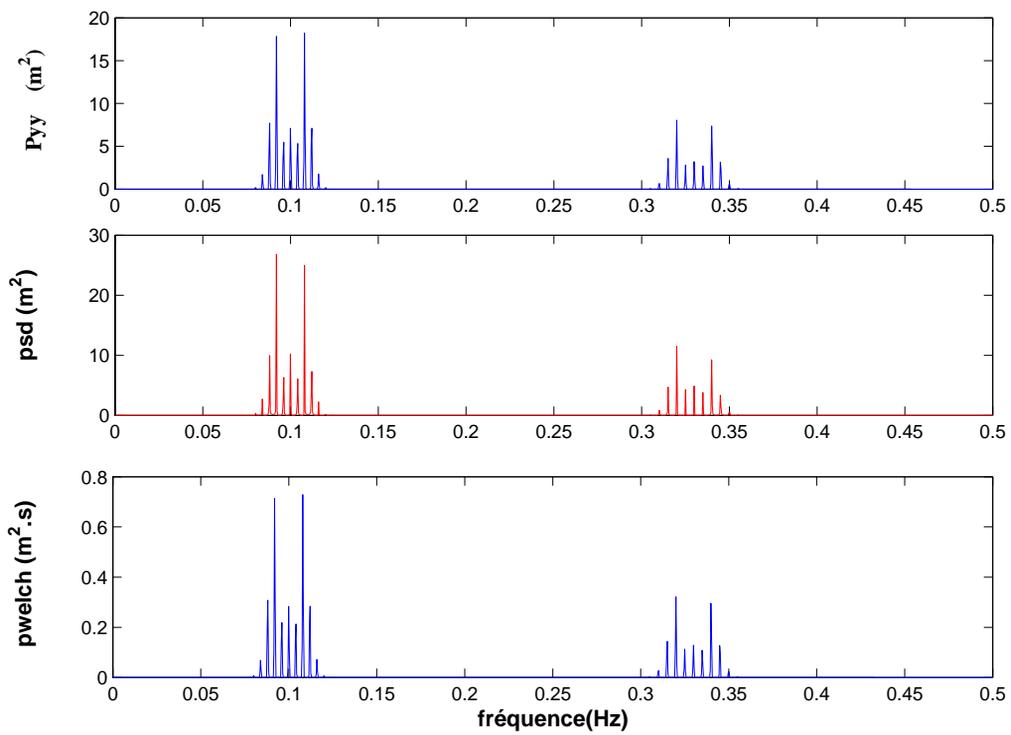


FIG. A.3 – L'énergie de densité spectrale pour la somme de deux cosinus avec une phase variable modulée dans le temps, $\eta = A_1 \cos(2\pi f_1 t + (\pi \cos(2\pi f_3 t - ph_1) + \pi)) + A_2 \cos(2\pi f_2 t + (\pi \cos(2\pi f_4 t - ph_2) + \pi))$, $N = 2^{17}$.

totale est conservée mais pour vérifier le rapport entre les amplitudes, nous ne pouvons pas considérer le rapport entre les pics.

Nous avons donc calculé la somme de l'énergie pour chaque groupe de pics autour de sa fréquence pic. Pour la composante avec $f_2 = 0.1$ Hz, nous avons calculé l'énergie entre 0.08 et 0.12 Hz, et pour la deuxième composante entre 0.305 et 0.355. Ensuite, nous avons calculé $E1 = \text{sum}(Pxx_{F_1})/\text{sum}(Pxx)$ et $E2 = \text{sum}(Pxx_{F_2})/\text{sum}(Pxx)$, donc, on voit que le rapport $\sqrt{E_2/E_1} = 0.667$ est égal à A_1/A_2 (pour les trois fonctions : fft, psd et pwelch).

Et pour l'énergie totale nous avons les mêmes valeurs :

$$\frac{\text{Sum}(\eta^2)}{\text{length}(\eta)} = 0.0026 \text{ m}^2$$

$$\frac{\text{Sum}(P_{yy})}{\text{length}(P_{yy})} = 0.0026 \text{ m}^2 \quad \text{par fft}$$

$$\frac{\text{Sum}(P_{xx})}{\text{length}(P_{xx})} = 0.0026 \text{ m}^2 \quad \text{par psd}$$

$$\frac{\text{Sum}(P_{xx})}{\text{length}(P_{xx})} = 0.0026 \text{ m}^2 \quad \text{par pwelch}$$

$$\frac{A_1^2}{2} + \frac{A_2^2}{2} = 0.0026 \text{ m}^2$$

A_1 et A_2 sont les amplitudes de 2 signaux superposées principales. Si nous calculons la densité spectrale de puissance avec $N = 2^8$, nous obtenons un spectre plus lisse (par psd et pwelch) Comme nous voyons sur les figures A.4-b et A.4-c. Mais par fft (le périodogramme), il faut avoir plus de points par exemple 2^{10} (figure A.4-a). Mais cette fois en plus de l'énergie totale et du rapport des amplitudes, on trouve un spectre lisse dont les pics de fréquences sont sur les bonnes valeurs (après sous échantillonnage et moyennage).

A.4 Cas test du champ de vagues gaussien

A la suite, nous avons testé la méthode de Welch pour calculer l'énergie totale et retrouver les pics aux bonnes fréquences et les amplitudes pour des vagues aléatoires qu'on génère par la méthode de superposition à l'aide de spectre de JONSWAP avec et sans phase modulée dans le temps.

Les définitions des signaux sont :

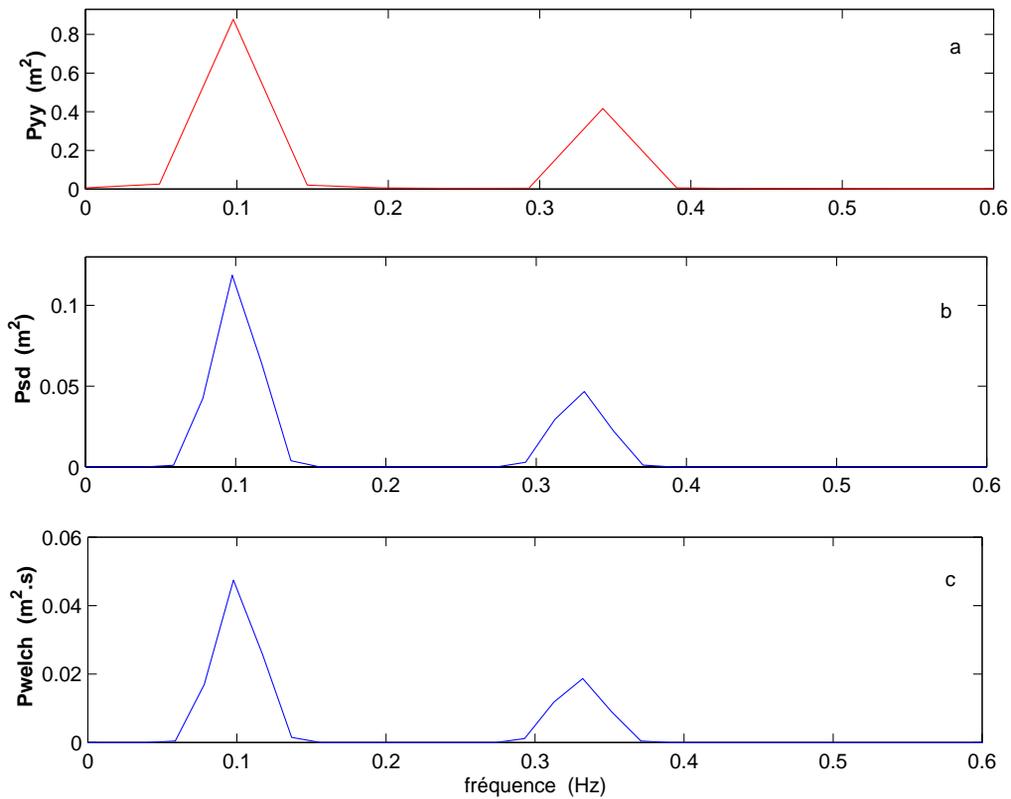


FIG. A.4 – L'énergie de densité spectrale pour la somme de deux cosinus avec une phase variable modulée dans le temps, $\eta = A_1 \cos(2\pi f_1 t + (\pi \cos(2\pi f_3 t - ph_1) + \pi)) + A_2 \cos(2\pi f_2 t + (\pi \cos(2\pi f_4 t - ph_2) + \pi))$, a. $N = 2^{10}$, b et c. $N = 2^8$, moyennée et sous-échantillonnée.

- Le signal dont la phase est aléatoire :

$$\eta = \sum_{i=1}^{nfre} A_i \cos(2\pi f_i t + phase_{ale_i}) \quad (A.11)$$

où "nfre=1000" est le nombre des composantes.

- Le signal dont la phase est modulée dans le temps :

$$\eta = \sum_{i=1}^{nfre} A_i \cos(2\pi f_i t + (\pi * \cos(2\pi f_j t - phase_{ale_j}))) \quad (A.12)$$

où f_j est moins que 0.007 Hz (dont la période est plus que 150 s, le temps d'aller et retour d'une vague dans le canal) et nfre=200 composantes.

Nous avons généré une série de vagues aléatoires pour chaque configuration avec $H_{rms} = 0.08$ m et $f_p = 0.33$ Hz, et la fréquence d'échantillonnage égale à 50 Hz. Nous avons calculé la densité spectrale de puissance avec :

$$[P_{xx}, f] = \text{psd}(\eta, 2^8, 5, 2^8, 2^7, \text{none})$$

$$[P_{xx}, f] = \text{pwelch}(\eta, 2^8, 2^7, 2^8, 5)$$

Par la première définition, nous pouvons estimer l'énergie après avoir calculé le psd comme (figure A.5) :

$$\frac{\text{Sum}(P_{xx})}{\text{length}(P_{xx})} = 8.1234 * 10^{-4} \text{ m}^2 \quad \text{par psd}$$

$$\frac{\text{Sum}(P_{xx})}{\text{length}(P_{xx})} = 8.1311 * 10^{-4} \text{ m}^2 \quad \text{par pwelch}$$

$$\text{Sum}(S) * df = 7.972 * 10^{-4} \text{ m}^2$$

$$\frac{\text{Sum}(\eta^2)}{\text{length}(\eta)} = 8.1585 * 10^{-4} \text{ m}^2$$

$$\frac{H_{rms}^2}{8} = 8 * 10^{-4} \text{ m}^2$$

Nous voyons que si on augmente le nombre de points (2^{19} par exemple), on ne retrouve pas forcément les bons rapports d'amplitude de pics (figure A.5-a) par

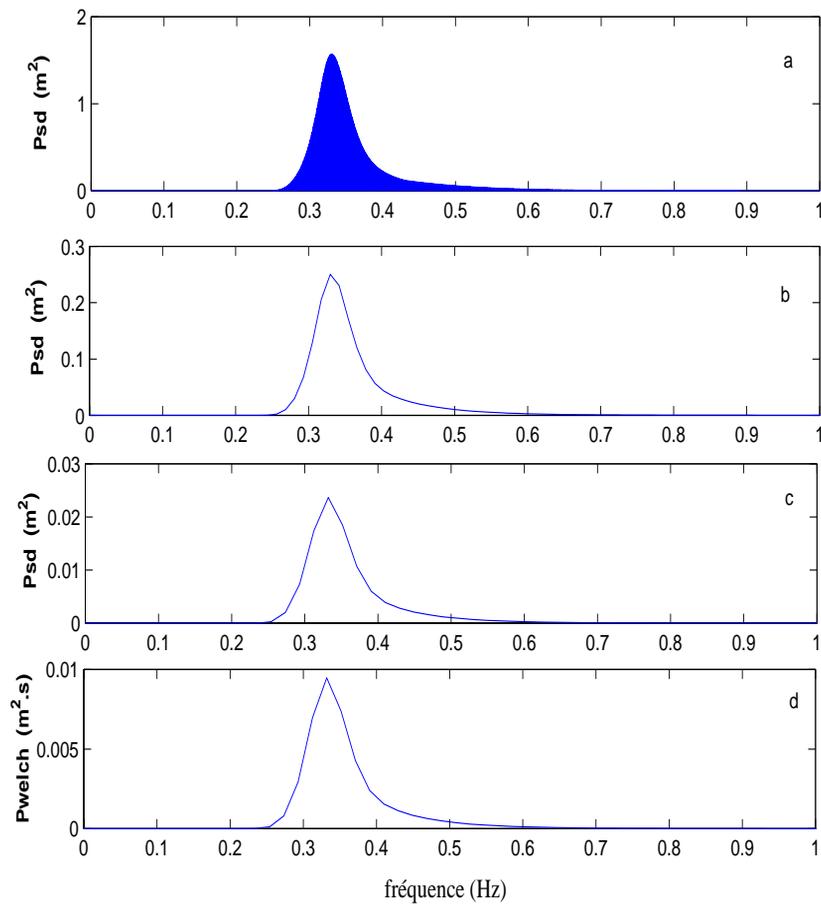


FIG. A.5 – $\eta = \sum_{i=1}^{n_{fre}} A_i \cos(2\pi f_i t + (\pi * \cos(2\pi f_j t - phase_{ale_j})))$, $H_{rms} = 0.08$ m ; $f_p = 0.33$ Hz, a. $N = 2^{19}$, b. $N = 2^{12}$, c. 2^8 sous échantillonnée et moyennée, d. 2^8 sous échantillonnée et moyennée.

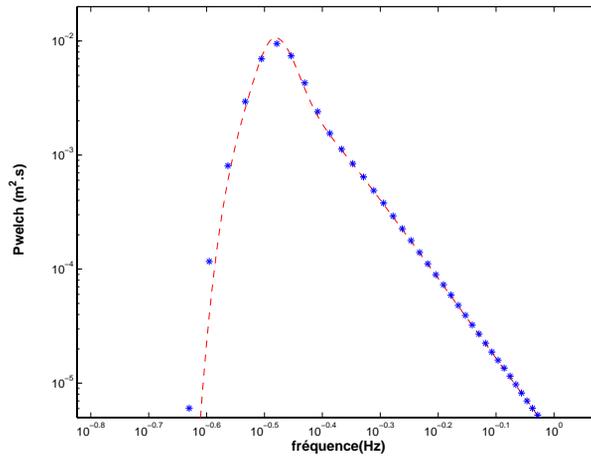


FIG. A.6 – Comparaison entre le spectre synthétisé (-) et la valeur de "psd" moyennée (- -) pour le signal avec la phase aléatoire $N = 2^8$ sous échantillonné et moyennée

rapport à l'amplitude du spectre synthétisé. Aussi, si l'on prend moins de points, par exemple $N = 2^{12}$, on trouve la fréquence pic mais on ne trouve pas la bonne amplitude (figure A.5-b). Ensuite, nous avons fait un sous échantillonnage et puis nous avons moyenné les valeurs de PSD_s obtenues par psd avec $N = 2^8$, (figure A.5-c) et nous avons obtenu la bonne fréquence pic et l'énergie totale est égale à $8.1217 * 10^{-4}$, mais le rapport entre les amplitudes n'est pas correct. Enfin, nous avons calculé la densité spectrale de puissance d'un signal par la fonction "pwelch" avec les mêmes valeurs qu'avec "psd", nous avons trouvé l'amplitude correcte par rapport à l'amplitude du spectre synthétisé (figure A.5-d). La figure A.6 montre le spectre synthétique et le spectre obtenu par la méthode de "pwelch" (sous-échantillonné et moyennée).

Pour la deuxième définition de la génération, nous n'avons pas obtenu les mêmes valeurs d'énergies ni le même rapport des amplitudes ni la même fréquence pic qu'avec un nombre de points $N = 2^8$ en prenant la valeur moyenne par "pwelch" après sous échantillonnage. Pour les besoins de la génération du déplacement du batteur, le signal est sur-échantillonné à 50 Hz par rapport au domaine fréquentiel considéré ($f < 0.7$ Hz). On peut donc chercher à recomposer des signaux comme suit :

$$\eta_m = \eta(i : 10 : \text{length}(\eta)) \quad i=1,2,\dots,10.$$

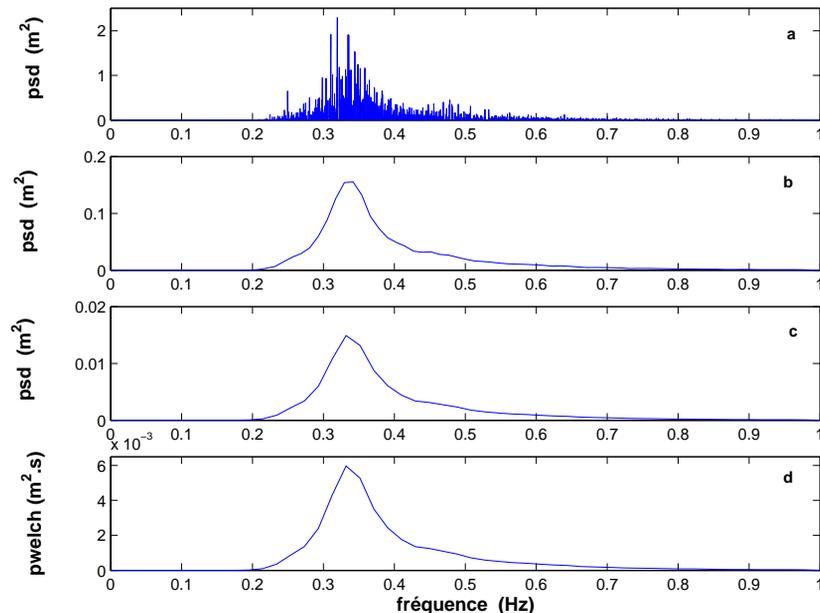


FIG. A.7 – $\eta = A_1 \cos(2\pi f_i t + (\pi \cos(w_{ale} t - phase_{ale})))$, $n_{fre} = 200$, Consigne : $H_{rms} = 0.08$ m ; $f_p = 0.33$ Hz, a. $N = 2^{19}$, b. $N = 2^{12}$, c. $N = 2^8$ moyennée et sous échantillonnée, d. $N = 2^8$ moyennée et sous échantillonnée.

afin de limiter le nombre de points de calcul, comme :

$$[P_{xx}, f] = pwelch(\eta_n, 2^8, 5, 2^8, 2^7, \text{none})$$

Nous moyennons ensuite les psd_s obtenus. Nous retrouvons l'énergie totale égale à 8.0713×10^{-4} m², la fréquence pic à 0.33 Hz et le rapport des amplitudes égale à 0.5047 (les figures A.7 et A.8).

A.5 Conclusion

Par rapport aux résultats que nous avons obtenu, soit nous décidons de générer le signal par la première définition, c'est-à-dire avec la phase aléatoire et un grand nombre de composantes, soit nous choisissons la deuxième routine, c'est-à-dire avec la phase modulée en temps. Nous choisissons la routine de `pwelch` de matlab avec les valeurs suivantes, mais il faut recomposer des signaux avant de calculer la densité spectrale de puissance et moyenner les psd_s obtenus :

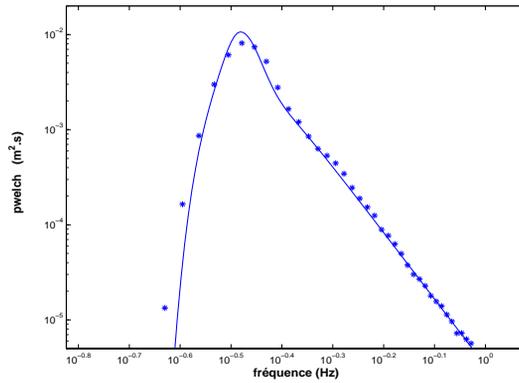


FIG. A.8 – Comparaison entre le spectre synthétisé (-) et la valeur de psd moyennée (*) pour le signal avec la phase modulée en temps $N = 2^8$ sous échantillonné et moyennée.

$$[P_{xx}, f] = \text{pwelch}(\eta, 2^8, 2^7, 5)$$

Donc, nous trouvons la même énergie que le spectre synthétisé, nous trouvons les pics de fréquences aux bons endroit, l'énergie totale égale à l'énergie du signal synthétisé et la bonne amplitude.

Bibliographie

- [1] L. D. WRIGHT & A. D. SHORT. Morphodynamic variability of surf zones and beaches : A synthesis. *Mar. Geol.*, 56 :93–118, 1984.
- [2] F. SABATIER, A. LAMBERT, M. CHAIBI, O. SAMAT & M. PROVANSAL. Morphodynamique du profil de plage en milieu microtidal : du relevé de terrain au modèle mathématique et numérique. *Geomorphology : from expert opinion to modelling*, pages 357–360, 2002.
- [3] R. CERTAIN, J-P. BARUSSEAU, F. LEVOY, O. R. A. MONFORT & A. H. SALLENGER. Morphodynamics of nearshore bars in the Golfe du Lion under swell obliquity. *J. of Coastal Research*, (*accepté avec corrections*), 2004.
- [4] A. F. GRACEZ FARIA, E. B. THORNTON, T. C. LIPPMANN & T. P. STANTON. Undertow over a barred beach. *J. Geophys. Res.*, 105(C7) :16,999–17,010, July 15, 2000.
- [5] B. GREENWOOD & P. D. OSBORNE. Vertical and horizontal structure in cross- shore flows. *Coastal Eng.*, 14 :543–581, 1990.
- [6] L. GALLAGHER, S. ELGAR & R.T. GUZA. Observation of sand bar evolution on a natural beach. *J. Geophys. Res.*, 103(C2) :3,203–3,215, 1998.
- [7] M. DIBAJNIA, T. SHIMIZU & A. WATANABE. Profile change of a sheet flow dominated beach. *24th, Coastal Eng. Conf. Kobe, ASCE*, pages 1,946–1,960, 1994.
- [8] J. A. ROELVINK & A. J. H. M. RENIERS. *Lip 11D Delta Flume Experiments*. Delft Hydraulics, 1995.
- [9] K. HORIKAWA. *Nearshore Dynamics and Coastal Processes, Theory, Measurement and Predictive Models*. University of Tokyo Press., 1988.
- [10] M. J. F. STIVE. A scale comparison of waves breaking on a beach. *Coastal Eng.*, 9 :151–158, 1985.
- [11] C. DULOU. *Interactions houle- sédiments : application à la formation des barres littorales*. PhD thesis, Université de Marseille I, 2000.
- [12] D. T. COX & N. KOBAYASHI. Identification of intense, intermittent coherent motions under shoaling and breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 105(C6) :14,223–14,236, June 15, 2000.
- [13] J. A. ROELVINK & M. J. F. STIVE. Bar generating cross- shore flow mechanisms on a beach. *J. Geophys. Res.*, 94(C4) :4785–4800, April 15, 1989.

- [14] S. A. HUGHES. Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. *World Scientific*, 1993.
- [15] B. BOCZAR-KARAKIEWICZ & R. G. D. DAVIDSON-ARNOTT. Nearshore bar formation by non-linear wave processes, a comparison of model results and field data. *Marine Geol.*, 77 :287–304, 1987.
- [16] E. B. THORNTON, R. T. HUMISTON & W. BIRKEMEIER. Bar / trough on a natural beach. *J. Geophys. Res.*, 101(C5) :12,097–12,110, 1996.
- [17] T. C. LIPPMANN & R. A. HOLMAN. The spatial and temporal variability of sand bar morphology. *J. Geophys. Res.*, 95(C7) :11,575–11,590, 1990.
- [18] P. NIELSEN. *Coastal bottom boundary layers and sediment transport.*, volume 4. Advanced Series on Ocean Engineering, world scientific edition, 1992.
- [19] R. L. SOULSBY. *Dynamics of marine sands, a manual for practical applications.* Thomas Telford, H.R. Wallingford, 1997.
- [20] K. KAJIURA. A model of the bottom boundary layer in water waves. *Bul. Earthquake Res. Inst.*, 46 :75–123, 1968.
- [21] D. H. SWART. Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Technical report, Delft Hydraulics Lab., 1974. Publi. 131.
- [22] WU, Y. *Large Scale Experiments on Cross-Shore Profile Changes under Random Waves.* Technical University Braunschweig, Leichweiss Institut, Germany.
- [23] E. GALLAGHER, R. T. GUZA & S. ELGAR. Observations of sandbar evolution on a natural beach. *J. Geophys. Res.*, 103(C2) :3,203–3,215, 1998.
- [24] C. J. GALVIN. Breaker type classification on three laboratory beaches. *J. Geophys. Res.*, 73 :3,651–3,659, 1968.
- [25] F. C. K. TING & J. T. KIRBY. Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker. *Coastal Eng.*, pages 131–160, 1995.
- [26] R. MICHE. Mouvements ondulatoires de l’océan pour une eau profonde constante et décroissante. *Ann. des Ponts et Chaussées.*, pages 25–78, 131–164, 270–292, 369–406, mai- juin, juillet- août 1944.
- [27] J. A. BATTJES. Surf similarity. In *14th Coastal Eng. Conf. Proc.*, pages 1,050–1,061. ASCE, 1974.
- [28] R. P. KOMAR & M. K. GAUGHAN. Airy wave theory and breaker height prediction. *Proc. 13th Coastal Eng. conf. ASCE*, pages 405–418, 1973.
- [29] Y. GODA. A synthesis of breaker indices. *Proc. JSCE*, (180) :39–49, 1970a.
- [30] B. LE MÉHAUTÉ & R. C. Y. KOH. On the breaking of waves arriving at an angle of the shore. *IAHR J. Hydraul. Res.*, 5(1) :67–88, 1967.
- [31] T. SUNAMURA. Determination of breaker height and depth in the field. *Ann. Rep., Inst. Geosci., univ. Tsukuba.*, (8) :53–54, 1983.
- [32] J. R. WEGGEL. Maximum breaker height. *J. Waterways, Harbors Coastal Eng. Div., ASCE.*, 98(WW4), 1972.
- [33] M. J. F. STIVE. A model for cross-shore sediment transport. *20th, Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 1,550–1,564, 1986.

- [34] M. J. F. STIVE & J. A. BATTJES. A model for offshore sediment transport. *Proc. 19th, Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 1,420–1,436, 1984.
- [35] R. L. MILLER. Role of vortices in surf zone prediction : Sedimentation and wave forces, beach and nearshore sedimentation. *Spec. Publ. Soc. of Econ. Paleontol. and Mineral.*, 24 :92–114, 1976.
- [36] T. G. CARTER, P. L. F. LIU & C.C. MEI. Mass transport by waves and offshore sand bedform. *J. Waterways, Harbour and Coastal Eng.*, 99 :165–184, 1973.
- [37] B. GREENWOOD & R. G. D. DAVIDSON-ARNOTT. Sedimentation and equilibrium in wave-formed bars, a review and a case study. *Canad. J. Earth Sci.*, 16 :312–332, 1979.
- [38] B. BOCZAR-KARAKIEWICZ & J. L. BONA. Water waves over widely varying topography. In *18th Coastal Eng. Conf. Proc.*, page 8. ASCE, 1982.
- [39] B. BOCZAR-KARAKIEWICZ, G. DRAPEAU & B. TESSIER. Barres sableuses littorales des Iles-De-la-Madeleine : Mécanisme de leur formation et modélisation mathématique. In *Proc. Canad. Coastal Conf.*, pages 115–129, Québec, 1987.
- [40] P. L. -F. LIU & Y. S. CHO. Bragg reflexion of infragravity waves by sandbars. *J. Geophys. Res.*, 98(C12) :22,733–22,741, 1993.
- [41] B. CASTELLE. *Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle - Application à la côte aquitaine*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2004.
- [42] A. J. BOWEN & D. L. INMAN. Edge waves and crescentic bars. *J. Geophys. Res.*, 76 :8,662–8,671, 1969.
- [43] V. P. ZENKOVITCH. *Processes of Coastal Development*. Oliver and Boyd, London, 1977. 738 pp.
- [44] J. P. BARUSSEAU & B. SAINT-GUILY. Disposition, caractères et formation des barres d'avant-côte festonnées du Golfe. *Oceanologica acta.*, 4(3), 1981.
- [45] L.D. WRIGHT, J. CHAPPEL, B. G. THOM, M.P. BRADSHAW & P. COWEL. Morphodynamics of reflective and dissipative beach and inshore systems southeastern australia. *Marine Geol.*, 32 :105–140, 1979a.
- [46] R. T. GUZA & D. L. INMAN. Edge waves and beach cusps. *J. Geophys. Res.*, 80 :2,997–3,012, 1975.
- [47] L. C. VAN RIJN. *Principles of Coastal Morphology*. Aqua Publications, 1998.
- [48] P. FONTANET. *Théorie de la génération de la houle cylindrique par un batteur plan*. La Houille Blanche, 16, 1961.
- [49] O.S. MADSEN. On the generation of long waves. *J. Geophys. Res.*, pages 8,672–8,683, 1971.
- [50] Y. GODA. *Random Seas and Design of Maritime Structures*. University of Tokyo Press, 1985.
- [51] M. J. TUCKER & E. G. PITT. *Waves in Ocean Engineering*, volume 5. Elsevier Ocean Engineering Book Series., 2001.
- [52] R. G. DEAN & R. A. DALRYMPLE. *Water wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1991.

- [53] M. L. SCHWARTZ. *Encyclopedia of Beaches and Coastal Environments*. Stroudsburg : Hutchinson Ross, 1982.
- [54] R.G. DEAN. Principles of beach nourishment. *In : Handbook of Coastal Processes and Erosion. Boca Raton, Florida : CRC Press. P. Komar (ed.)*, pages 217–231, 1983.
- [55] B. MOORE. *Beach profile evolution in response to change in water level and wave height*. PhD thesis, University of Delaware, Newark, DE, 1982.
- [56] D. L. KRIEBEL, N. C. KRAUS & M. LARSON. Engineering methods for predicting beach response. *Coastal Sediments '91 (American Society of Civil Engineers)*, pages 557–571, 1991.
- [57] R. G. DEAN. Heuristic models of sand transport in the surf zone. *Proc. Conf. on Eng. Dynamics in the Surf zone, Institution of civil Engineering, Sydney, Australia*, pages 208–214, 1973.
- [58] O. H. PILKEY, R. S. YOUNG, S. R. RIGGS, A. W. SAM SMITH, HUIYAN WU & W. D. PILKEY. The concept of shoreface profile of equilibrium : A critical review. *J. of Coastal Research*, 9(1) :255–278, 1993.
- [59] B. HAYDEN, W. FELDER, J. FISHER, D. RESIO, L. VINCENT & R. DOLAN. Systematic variations in inshore bathymetry. *Department of Environmental Sciences, Technical Report No. 10, University of Virginia, Charlottesville, Virginia.*, 1975.
- [60] H. H. DETTE, M. LARSON, J. MURPHY, J. NEWE, K. PETERS, A. RENIERS & H. STEETZEL. Application of prototype flume tests for beach nourishment assessment. *J. Coastal Eng.*, pages 137–177, 2002.
- [61] N. C. KRAUS, M. LARSON. Beach profile change measured in the tank for large waves 1956-1957 & 1962. *Tech. Rep. U. S. Army Eng. Waterw. Exp. Stn. CERC-88-6.*, 1988.
- [62] R. KAJIMA, T. SHIMIZU, K. MARUYAMA & S. SAITO. Experiments of beach profile change with a large flume. *Proc. 18th, Int. Conf. Coastal Eng. ASCE, Cape Town.*, pages 1,385–1,404, 1982.
- [63] P. D. KOMAR. *Beach Processes and Sedimentation*. Prentice-Hall, INC., Englewood Cliffs, New Jersey, 1976. 429 pp.
- [64] L. D. WRIGHT, S. K. MAY, A. D. SHORT & M. O. GREEN. Beach and surf zone equilibria and response times. *Coastal Eng.*, pages 2,150–2,164, 1984.
- [65] F. URSELL. The long-wave paradox in the theory of gravity waves. *Proc. Camb. Philos. Soc.*, 49 :685–694, 1953.
- [66] A. D. SHORT . Wave power and beach stages : A global model. *Proc. of 16th. Int. Conf. Coastal Eng. Hambourg.*, pages 1,145–1,162, 1979a.
- [67] A. D. SHORT . Three dimensional beach model. *J. Geol.*, pages 87,553–87,571, 1979b.
- [68] T. SUNAMURA. Sandy beach geomorphology elucidated by laboratory modeling. in : LAKHAN and V.C. TRENHAILE, a.s. (eds.). *Applications in coastal Modeling. Amsterdam : Elsevier*, pages 159–213, 1989.
- [69] N. SÉNÉCHAL, H. DUPUIS, P. BONNETON, H. HOWA & 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(6) :545–556, 2001a.

- [70] M. DIBAJNIA, T. MORIYA & A. WATANABE. A representative wave model for estimation of nearshore local transport rate. *Coastal Eng.*, 43(1) :1–38, 2001.
- [71] N. SÉNÉCHAL. *Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en Zone de Surf*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2003.
- [72] M. S. LONGUET-HIGGINS. The statistical analysis of a random, moving surface. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A (966)*., 249 :321–387, 1957.
- [73] M. S. LONGUET-HIGGINS. On the statistical distribution of the periods and amplitudes of sea waves. *J. Geophys. Res.*, 80 :2,688–2,694, 1975.
- [74] E. B. THORNTON. Energetics of breaking waves within the surf zone. *J. Geophys. Res.*, 84(C8) :4,931–4,938, 1979.
- [75] P. HOLMES, T. E. BALDOCK, R. T. C. CHAN & M. A. L. NESHAEL. Beach evolution under random waves. *Proc. of Int. Coastal Eng. Conf.*, pages 3,006–3,019, 1996.
- [76] E. B. THORNTON & R. T. GUZA. Transformation of wave height distribution. *J. Geophys. Res.*, pages 5,925–5,938, 1983.
- [77] CHIANG. C. MEI. *The applied dynamics of ocean surface waves.*, volume 4. Advanced Series on Ocean Engineering, world scientific edition, 1992.
- [78] W. R. DALLY. Longshore bar formation - surf beat or undertow? *Proc. Conf. Coastal Sediments*, pages 71–86, 1987.
- [79] G. SYMONDS, D. A. HUNTLEY & A. J. BOWEN. Two dimensional surf beat : Long wave generation by a time varying break point. *J. Geophys. Res.*, 87(C1) :492–498, 1982.
- [80] G. SYMONDS & A. J. BOWEN. Interaction of nearshore bars with incoming wave groups. *J. Geophys. Res.*, 89(C2) :1,953–1,959, 1984.
- [81] M. S. LONGUET-HIGGINS & R. W. STEWART. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf beats. *J. Fluid Mech.*, 13 :481–504, 1962.