

UBO  
Université de Bretagne Occidentale  
(Master II Recherche : PMMC Physique Océan-Atmosphère)

IFREMER  
Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer  
(Laboratoire d'Océanographie Spatiale)

---

Stage Master 2  
Etude stéréo-vidéo du déferlement des vagues

---

Maître de Stage : M. Fabrice ARDHUIN  
Dr. HDR. Laboratoire d'Océanographie Spatiale

Sylvain VIROULET  
Mars - Septembre 2010

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Système d'acquisition stéréo-vidéo</b>	<b>2</b>
1.1 Présentation . . . . .	2
1.2 Fonctionnement, calibration du système et reconstruction 3D . . . . .	3
1.2.1 Définition d'une ligne épipolaire . . . . .	3
1.2.2 Calibration du système . . . . .	3
1.2.3 Méthode de reconstruction 3D . . . . .	4
1.3 Description des données . . . . .	5
<b>2 Analyse spectrale</b>	<b>7</b>
2.1 Un peu de théorie... . . . .	7
2.2 Etude temporelle, spectre en fréquence . . . . .	9
2.3 Etude spatiale, spectre en nombre d'onde . . . . .	12
2.4 Spectre 3D . . . . .	13
<b>3 Déferlements</b>	<b>18</b>
3.1 Etat de l'art . . . . .	18
3.2 Détection des événements déferlants . . . . .	19
3.2.1 Détection sur les images brutes . . . . .	19
3.2.2 Détection des crêtes sur la surface reconstituée . . . . .	22
<b>Conclusion</b>	<b>22</b>
<b>Annexes</b>	<b>23</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>28</b>

# Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Fabrice Ardhuin. Je le remercie pour sa disponibilité, sa gentillesse et pour m'avoir permis d'acquérir, tout au long de ce stage, de plus amples connaissances sur le comportement des états de mer.

Je tiens également à remercier Monsieur Bertrand Chapron, directeur du Laboratoire d'Océanographie Spatiale pour m'avoir accueilli au sein de son équipe.

J'adresse de chaleureux remerciements à Jean-François Filipot pour tout le temps passer à mes côtés et pour son aide en informatique.

Enfin, je remercie l'ensemble des membres du Laboratoire d'Océanographie Spatiale pour leur accueil et leur sympathie tout au long de ce stage.

# Introduction

Lorsque l'on parle de déferlement on pense tout de suite aux vagues se brisant le long des plages. Cependant il existe aussi des déferlements ayant lieux au large, en eau profonde. Ces derniers moins impressionnants (sauf cas extrême de fortes tempêtes) sont moins connus et assez mal compris. Ils jouent pourtant un rôle important dans plusieurs domaines, que ce soit pour la prévision des états de mer, en limitant la hauteur des vagues et en leur faisant perdre de l'énergie, ou dans l'étendue de la couverture d'écume liée à la fréquence de ces déferlements (important en télédétection), la couche de mélange océanique, ou encore dans la création d'aérosols marins favorisant ainsi les échanges gazeux entre l'océan et l'atmosphère. La principale raison à ce manque de connaissance vient d'un manque de données quantitatives. Monahan & al. (1989) utilisèrent un appareil photo monté sur un avion décrivant des cercles autour d'une même surface à altitude constante. L'objectif était d'étudier les variations de la couverture d'écume en fonction de la tension de vent et de la température de l'eau. Melville & Matusov (2002) eurent recours à la vidéo pour déterminer la distribution des déferlements en fonction du vent, tout comme Mironov & Dulov (2007).

Ici, un système stéréo-vidéo est utilisé afin de suivre le déferlement des vagues en 4 dimensions (x,y,z et le temps), ce système permet une reconstruction de la surface de la mer en 3D et de suivre son évolution. A partir de ces surface 3D, différentes grandeurs statistiques peuvent être calculées. Ici on s'intéresse au spectre en fréquence et en nombre d'onde et en particulier à la description de sa partie haute fréquence. En effet, les vagues courtes constituent la rugosité de surface à partir de laquelle on peut déduire par télédétection des paramètres comme le vent, les courants océaniques ou la température de surface. Une meilleure connaissance de la dépendance de la partie haute fréquence du spectre en fonction du vent, de la houle et du courant permettrait une amélioration des mesures par télédétection. Dans cette optique, Banner & al. (1989) utilisèrent un système stéréo-photographique qui couvrait une zone de  $2m \times 2m$  afin d'observer les vagues d'une longueur d'onde allant de 0,2 à 1,6 m. Les résultats obtenues concordaient avec ceux obtenues par mesure radar, à savoir que pour ces longueurs d'onde, la vitesse et la direction du vent avaient une influence assez faible. Holthuijsen & al. (1983) utilisèrent la même méthode de mesure sauf que leur appareils photos étaient montés sur des hélicoptères se déplaçant l'un à côté de l'autre à une hauteur variant entre 75 et 450 m (cette hauteur était fonction du nombre d'onde des vagues ainsi que de leur hauteur significative). L'objectif étant d'observer la distribution directionnelle de l'énergie des vagues par fetch limité.

Enfin on terminera par la description de la méthode utilisée par Mironov & Dulov (2007) pour détecter les événements déferlants sur les images brutes.

# Chapitre 1

## Systeme d'acquisition stéréo-vidéo

### 1.1 Présentation

Le système d'acquisition est constitué de 2 caméras placées sur une barre avec un espacement d'environ 2,5 m. Les caméras ont une résolution de 2 méga-pixels et une fréquence d'acquisition variable (ici choisie à 10 Hz). La lentille choisie a une longueur focale de 5,1 mm. L'espacement entre les caméras est lié à la hauteur de fixation (plus on est haut plus l'espacement doit être grand) ainsi qu'à la distance à laquelle on se situe par rapport à la zone d'observation (tout comme la hauteur, plus la zone est loin, plus l'espacement doit être grand). Ces relations seront expliquées plus en détails. A Katsiveli, sur la plateforme océanographique en Mer Noire, l'installation était la suivante :



FIG. 1.1 – Plateforme océanographique de Katsiveli

hauteur de fixation	13,4(m)
espacement des caméras	2,53(m)
zone observée	20m × 20m

TAB. 1.1 – configurations à Katsiveli

## 1.2 Fonctionnement, calibration du système et reconstruction 3D

L'objectif ici est de reconstruire la surface de la mer en 3D. Pour cela l'acquisition par stéréo-vidéo procède de la même façon que nos yeux, c'est la différence de distance d'un objet par rapport à notre œil droit et gauche qui nous permet d'apprécier les distances et les volumes. Ici chaque caméra représente un œil et toute la difficulté du procédé est le traitement de ces images, traitement complexe effectué naturellement par notre cerveau mais qui va demander une bonne contribution de ce dernier pour le recréer sur un ordinateur.

Afin de retrouver le même point sur les 2 images, des lignes épipolaires ont été utilisées. On choisit un pixel sur une image (celle de droite par exemple), à partir de ce pixel on définit une ligne (épipolaire) sur l'autre image, la recherche du point correspondant est restreinte à cette ligne épipolaire [5][4].

### 1.2.1 Définition d'une ligne épipolaire

Même si la position exacte d'un point ( $X$ ) dans la zone observée n'est pas connue, il est obligatoirement dans la ligne de mire ( $l_1$ ) du point correspondant sur l'image ( $x_1$ ). Cette ligne peut être projetée ( $l_2$ ) sur l'autre image (provenant de la 2ème caméra) ainsi le point correspondant sur cette image ( $x_2$ ) se trouvera sur cette ligne (voir fig.1).

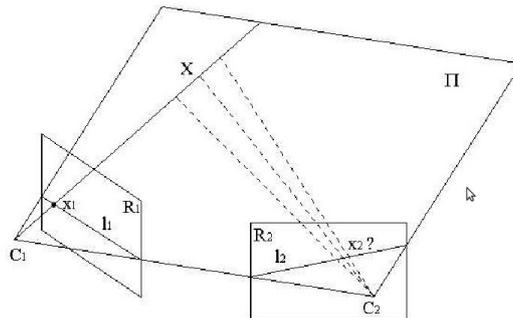


FIG. 1.2 – Correspondance entre 2 images (tirée de [4])

Tous les points du plan  $\Pi$ , définis par les centres de projections ( $C_1$  &  $C_2$ ) et le point  $X$  ont leur image sur les lignes  $l_1$  et  $l_2$ .  $l_1$  et  $l_2$  sont dit en correspondance épipolaire. Tous plans passant par les 2 centres de projections donnent naissance à de telles lignes épipolaires (fig. 2). A partir de là on déplace une boîte sur cette ligne dans laquelle on cherche le maximum de corrélation avec le point de la première image, une fois ce maximum trouvé on en déduit que c'est la même point. En conclusion, si on se donne un point sur une image, le point correspondant sur l'autre sera cherché sur une ligne définie de façon précise connaissant les paramètres de calibration du système stéréo.

### 1.2.2 Calibration du système

Pour calibrer le système, on fait une courte acquisition (d'environ une minute) pendant laquelle on déplace une cible (un grand échiquier) dans la zone couverte par les 2 caméras (fig. 1.3). La correspondance (et la déformation) entre chaque carreaux va nous permettre de définir les paramètres externes de calibration

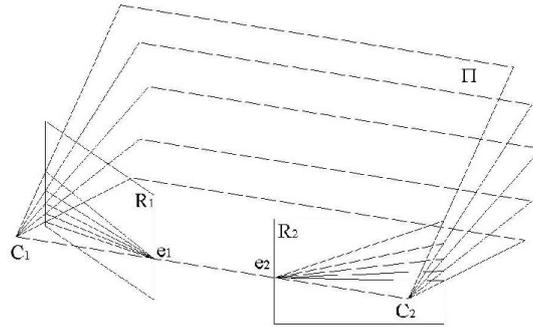


FIG. 1.3 – Géométrie épipolaire (tirée de [4])

(fig. 1.4). Cependant afin de bien calibrer le système, d'autres paramètres sont à prendre en compte, ceux qu'on appelle les paramètres internes à la caméra comme la distance focale ou la distorsion induite par la lentille, phénomène optique qui a pour effet de déformer les lignes droites sur les bords d'une image (voir les résultats en annexe).



FIG. 1.4 – calibration phare du Minou

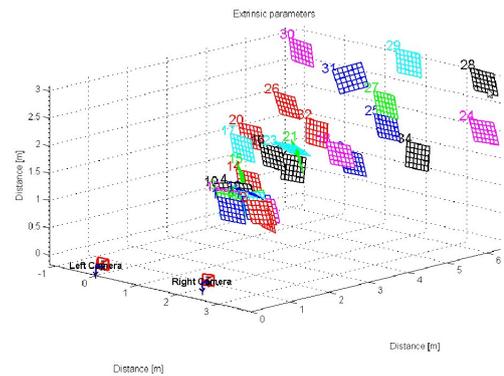


FIG. 1.5 – résultats calibration

La partie calibration du système est l'une des étapes les plus importantes. En effet c'est sur elle que repose toute la reconstruction en 3D de la surface (correspondance des lignes épipolaires vu précédemment). Une fois cette étape effectuée, il est crucial de ne plus toucher aux caméras pour ne pas modifier les paramètres externes.

### 1.2.3 Méthode de reconstruction 3D

La partie montage étant terminée et calibrée, il ne reste plus qu'à créer un programme afin de reconstruire la surface en 3D. Pour ce faire 3 systèmes de coordonnées sont choisis (fig.1.5) :

- le système fixe à la caméra observant la surface notée  $[X, Y, Z]$ .
- le système de coordonnées d'origines de la caméra notée  $[j_0, i_0]$ . Ce système définit les coordonnées en 2D (pixels) d'un point de la surface (de coordonnées  $[X_0, Y_0, Z_0]$ )
- le système de coordonnées appelé coordonnées mondiales lié à la scène observée notée  $[X', Y', Z']$ .

Pour passer du système de coordonnées fixe à la caméra aux coordonnées mondiales (et inversement) 3 rotations ( $\phi$  : azimuth,  $\tau$  : inclinaison et  $\sigma$  : roulis) et une translation (vecteur T) sont nécessaires. A partir de là la reconstruction se fait par différentes matrices de passages d'un système de coordonnée à un autre. Par exemple ici pour passer du système de coordonnées fixe à la caméra à celui de l'image (pixels) (tirée de [5]) :

$$Z \begin{pmatrix} j \\ i \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x & 0 & o_x \\ 0 & f_y & o_y \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R & T \\ 0_3^T & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Avec :

- $f_x, f_y$  les longueurs focales mesurées en largeur et hauteur des pixels
- $[o_x, o_y]^T$  les coordonnées de l'intersection entre la ligne de mire de la caméra et le plan du capteur
- R la matrice rotation et T le vecteur translation

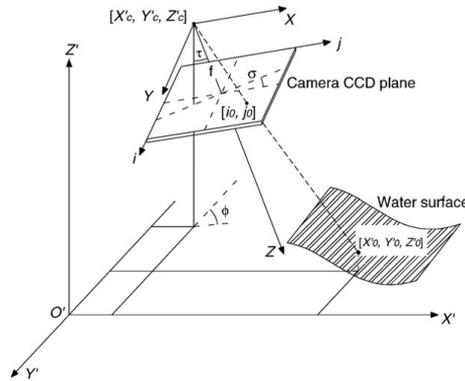


FIG. 1.6 – Système de coordonnées (tirée de [5])

A partir de là on a une fonction qui fait correspondre au point  $(i_1, j_1)$  sur l'image de gauche le point  $(i_2, j_2)$  sur celle de droite. Cette fonction va ensuite être lissée afin de rendre plus robuste les surfaces en 3D (qui seront de ce fait elles aussi lissées). Cette fonction s'applique pour des lignes épipolaires horizontales. En réalité elles ne le sont pas forcément, il faut donc faire une rotation de l'image pour y parvenir. Cette opération peut engendrer des erreurs dans la reconstruction 3D des surfaces en introduisant un artefact (un saut sur l'image) qui va par la suite contaminer les spectres (voir annexes).

### 1.3 Description des données

Les données utilisées ont été enregistrées les 02 et 04 octobre 2009 à respectivement 9h00 et 9h30 sur la plateforme de Katsiveli en Mer Noire.

Lors de l'enregistrement du 02/10, le vent venait d'une direction d'environ  $70^\circ$  à une vitesse d'environ  $6,5m.s^{-1}$  à 23 m de hauteur. Ce qui correspond à un vent à 10 m d'une valeur de  $6,25m.s^{-1}$ . La durée de cet enregistrement est de 120 minutes à une fréquence de 10 Hz, il contient donc environ 72000 images. Ces

images ont été traitées par A.Benetazzo afin de reconstruire la surface de la mer en 3D (fig.1). Elles ont été traitées indépendamment les unes des autres, avec une résolution spatiale de 10 cm et une grille de  $217 \times 260$  points. L'axe des X est dirigé selon l'axe des pôles et représente la barre supportant les 2 caméras. L'axe des Y est en direction de l'Est. Dans chacune des images une zone d'étude (fig.2) a été créée, ceci nous fait perdre des informations par rapport aux données « brutes » (le champ de vue observée étant plus étendue). Cependant avec un boîte de cette taille nous pouvons (bien) observer des vagues ayant une longueur d'onde allant jusqu'à 7 m.

Lors de l'enregistrement du 04/10, le vent venait d'une direction d'environ  $70^\circ$  et d'une vitesse d'environ 8 m/s à 23 m de hauteur. Ce qui correspond à un vent à 10 m d'une valeur de 7,4 m/s (voir annexe). La durée de l'enregistrement est de 137 minutes là aussi à une fréquence de 10 Hz, il contient donc 82346 images. Le traitement réalisé par A.Benetazzo est légèrement différent ici (supposé moins robuste). La résolution spatiale reste cependant la même et la grille est de  $262 \times 309$ . De la même manière que l'enregistrement précédent une zone d'étude a été définie.

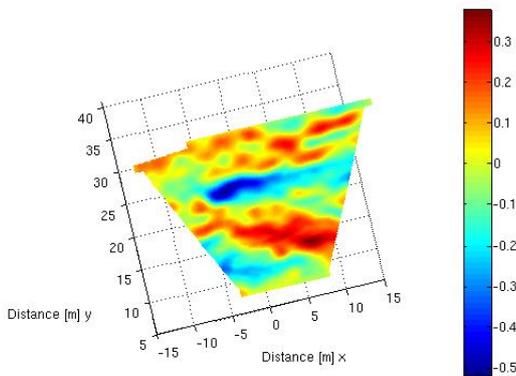


FIG. 1.7 – Reconstruction de la surface 3D

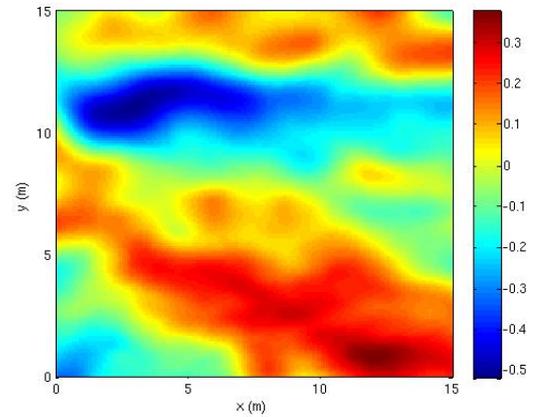


FIG. 1.8 – Zone d'étude

# Chapitre 2

## Analyse spectrale

### 2.1 Un peu de théorie...

L'analyse spectrale est un bon moyen de représenter la nature aléatoire des vagues. Son principe repose sur la décomposition de l'enregistrement de la hauteur d'eau en une superposition d'ondes sinusoïdales dont les propriétés sont très bien connues. Le spectre obtenu est alors la répartition de l'énergie des vagues sur un ensemble de fréquences et de nombres d'onde. C'est la densité spectrale.

La densité spectrale est un outil mathématique permettant de représenter les différentes composantes spectrales d'un signal. Ici on s'intéresse plus particulièrement à la densité spectrale de puissance définie comme le carré du module de la transformée de Fourier divisé par le temps. Pour un signal  $x$ , soit  $X$  sa transformée de Fourier, la densité spectrale de puissance vaut :  $\Gamma_x = |X|^2/T$  (avec  $T$  le temps d'intégration). Le moyen le plus simple pour la calculer est de prendre la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal :

$$\Gamma(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t)x(t+\tau)e^{-j\omega\tau} dt d\tau \quad (2.1)$$

Soit  $u = t + \tau$

$$\Gamma(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} x(u)e^{-j\omega u} du \right) x^*(t)e^{+j\omega t} dt \quad (2.2)$$

$$\Gamma(\omega) = X(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t)e^{+j\omega t} dt \quad (2.3)$$

$$\Gamma(\omega) = X(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(-u)e^{-j\omega u} du \quad (2.4)$$

La transformée de Fourier  $x^*(-u) = X^*(\omega)$ , on obtient bien  $\Gamma(\omega) = |X(\omega)||X^*(\omega)| = |X(\omega)|^2$ . Cette méthode nous permet d'analyser le signal brut, c'est à dire toutes les informations contenues à l'intérieur. L'inconvénient c'est que dans ces informations il y a aussi le bruit qui va perturber les résultats. En effet, ce bruit est particulièrement présent à hautes fréquences, ce qui a pour effet de diminuer la pente du spectre en fréquence et de ce fait une hauteur significative trop grande (qui est calculée en prenant l'air sous la courbe).

Afin de palier à ce problème on va filtrer le signal et appliquer un fenêtrage.

La transformée de Fourier discrète d'un signal a pour définition mathématique (pour un signal  $s$  de  $N$  échantillons) :

$$S(k) = \sum_{n=0}^{N-1} s(n).e^{-2i\pi k \frac{n}{N}} \tag{2.5}$$

Cela correspond à la transformée d'une fonction périodique mais qui aurait un saut à chaque période. Ce saut va par conséquent perturber le spectre : c'est le *leakage*. Afin de minimiser ce phénomène on applique une fenêtre qui réduit à zéro les valeurs de notre signal au début et à la fin (fig.2.1). Le problème maintenant est qu'en appliquant cette fenêtre on perd de l'information, pour y remédier on va utiliser ce qu'on appelle la transformée de Gabor du signal.

Le fait d'appliquer une fenêtre au signal nous donne une version « locale » sur laquelle on peut appliquer une transformée de Fourier. La transformée de Gabor consiste à renouveler l'opération en déplaçant la fenêtre d'analyse (fig.2.2). L'ensemble de ces transformées de Fourier ainsi localisées fournit une analyse fréquentielle locale.

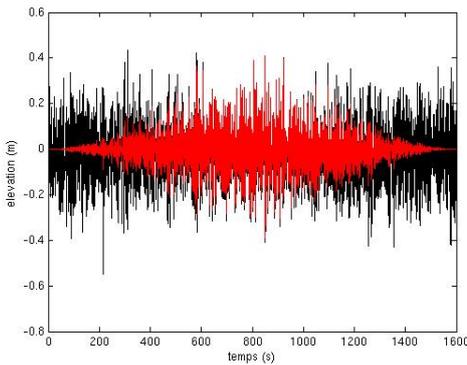


FIG. 2.1 – signal - fenêtre de Hann

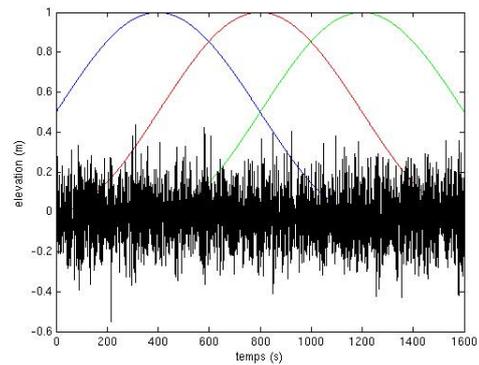


FIG. 2.2 – signal fenêtré

Cependant il faut faire bien attention au choix de la fenêtre. En effet, si elles diffèrent par leur formes (voir annexe) leur réponse dans le domaine fréquentiel en dépend, c'est à dire leur efficacité de filtration. Regardons ici rapidement trois types de fenêtre (rectangulaire, de Hann, de Hamming). Dans le domaine fréquentiel pour qu'une fenêtre soit efficace il faut que son lobe principal soit le plus étroit possible tout en ayant des lobes secondaire, les plus faibles possibles. Ceci se comprend bien quand on sait que lorsque l'on applique une fenêtre, on multiplie le signal par celle-ci (dans le domaine temporel) on étudie donc le signal  $S(t) = s(t) \times h(t)$  (avec  $h(t)$  la fenêtre). Pour passer dans le domaine fréquentiel, on fait la transformée de fourier de  $S(t)$ , or la transformée de fourier d'un produit est le produit de convolution des transformées de Fourier. C'est pourquoi la représentation fréquentielle idéale d'une fenêtre serait un dirac (élément neutre du produit de convolution) d'où l'intérêt d'avoir un lobe principale le plus étroit possible sans lobe secondaire.

– fenêtre rectangulaire : elle est définie par :

$$- h(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

C'est la fenêtre la plus simple à utiliser, quand on multiplie un signal par cette fenêtre, on obtient que les T premières secondes de ce signal. L'inconvénient est que comme toujours, on a rien sans rien, une fenêtre aussi simple et pratique cache une mauvaise réponse fréquentielle. En effet son lobe principal est le plus étroit, mais c'est aussi la fenêtre qui a les plus hauts lobes secondaires

- fenêtre de Hann : elle est définie par :

$$- h(t) = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos 2\pi \frac{t}{T} & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Cette fenêtre a un lobe principal plus large que la rectangulaire, cependant ces lobes secondaires sont beaucoup plus faibles.

- fenêtre de Hamming : elle est définie par :

$$- h(t) = \begin{cases} 0.54 - 0.46 \cos 2\pi \frac{t}{T} & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Elle est très proche de la fenêtre de hann (souvent appelée à tort hanning justement à cause de cette ressemblance). Son lobe principal est un peu plus large, mais ces lobes secondaires sont plus faibles.

On s'aperçoit à la suite de cette courte présentation que, du choix de la fenêtre va dépendre les résultats. Par la suite notre étude se fera en utilisant les fenêtres de Hann et Hamming.

## 2.2 Etude temporelle, spectre en fréquence

Le spectre étant à la « base » des modèles de prévision des états de mer il est donc intéressant de commencer par étudier ses propriétés. Le spectre en fréquence,  $E(f)$ , représente la répartition de l'énergie en fonctions des échelles de temps (les fréquences). Pour le calculer, nous avons analysé une partie de chaque signal (respectivement 15000 images pour le 02/10 et 16000 pour le 04/10). Le spectre a été effectué en un point (ici en  $x=10$  m et  $y=10$  m dans notre zone d'étude) (fig.2). Comme expliqué dans la partie 2.1 nous avons utilisé une fenêtre de Hann et réalisé la FFT sur 256 points nous donnant ainsi 116 et 124 degrés de liberté pour chaque spectre.

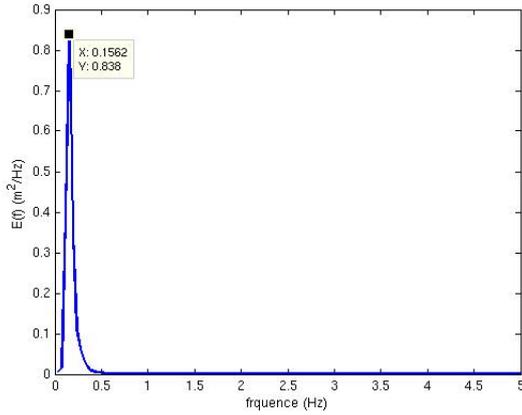


FIG. 2.3 – Elevation de la surface

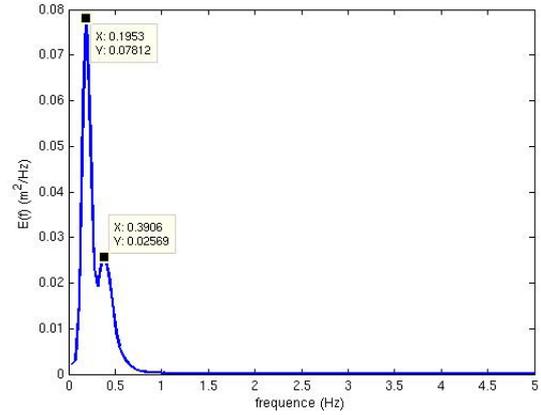


FIG. 2.4 – Spectre en fréquence

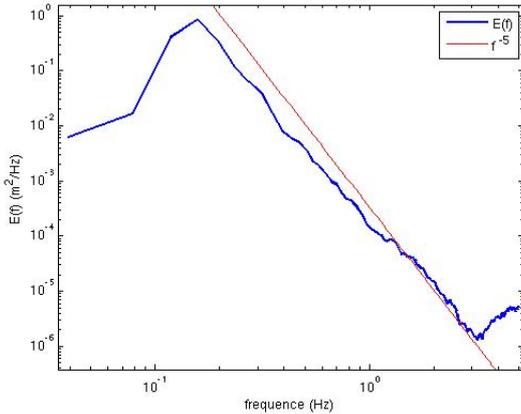


FIG. 2.5 – Spectre en fréquence (échelle loglog)

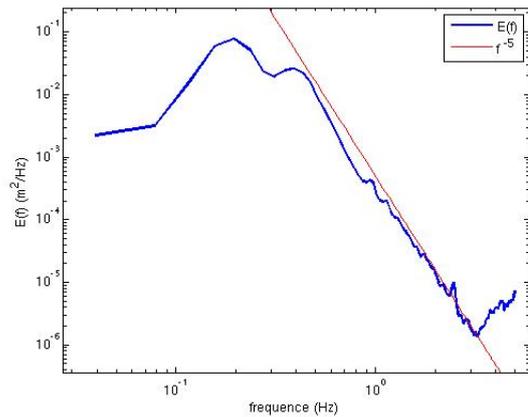


FIG. 2.6 – Spectre en fréquence (échelle loglog)

D'après cette analyse spectrale on constate plusieurs différences entre les spectres des deux enregistrements. Le 02/10 il n'y a qu'un seul pic à 0,15 Hz qui correspond à des longueurs d'onde de l'ordre de 63 m. Le 04/10 il y a deux pics distincts, l'un à 0,19 Hz l'autre à 0,39 Hz correspondant respectivement à des longueurs d'ondes de l'ordre de 40 m et 10 m. Les pics à faible fréquences présent sur les deux enregistrements sont probablement dû à la présence de houle le jour de l'enregistrement. Celui dont les longueurs d'ondes sont de 10 m est dû au vent. On constate sur les figures (2.5 et 2.6) que le spectre en fréquence évolue en  $f^{-5}$  pour  $f > f_p$  ce qui est en accord avec le travail de Phillips [12]. Suite à une analyse dimensionnelle il proposa que seul la gravité déterminé la forme du spectre dans la « zone d'équilibre » (pour  $f > f_p$ ) :

$$E(f) = \alpha_p (2\pi)^{-4} g^2 f^{-5} \quad (2.6)$$

avec  $\alpha_p = 0.008$  la constante de Phillips.

Nous allons maintenant nous attarder sur le spectre en saturation (ou adimensionnel) introduit par Phillips. Défini comme :

$$\phi_*(\sigma) = \frac{\sigma^5}{2g^2}\phi(\sigma) = \frac{\sigma^5}{4\pi g^2}E(f) \tag{2.7}$$

Avec  $\sigma = 2\pi f$  la pulsation. La relation de dispersion nous dit que pour des vagues linéaires, le spectre normalisé est égal au spectre en saturation  $\phi_*(\sigma) = k^3 E(k)$ , avec  $E(k)$  le spectre en nombre d'onde. Ici  $\phi_*(\sigma) = \frac{1}{2}\alpha_p$ , en effet :

$$\alpha_p = \frac{2\pi^4 f^5}{g^2}E(f) = \frac{\sigma^5}{2\pi g^2}E(f) = 2\phi_*(\sigma) \tag{2.8}$$

Ce niveau de saturation  $\alpha$  dépend essentiellement de l'âge des vagues donné par la relation  $age = \frac{c_p}{U_{10}}$  [2]. Pour les vagues jeunes le niveau de saturation serait de  $\alpha = 1,32 \times 10^{-2}$  tandis que pour une mer complètement développée il serait de l'ordre de la constante de Phillips  $\alpha = 8 \times 10^{-3}$ .

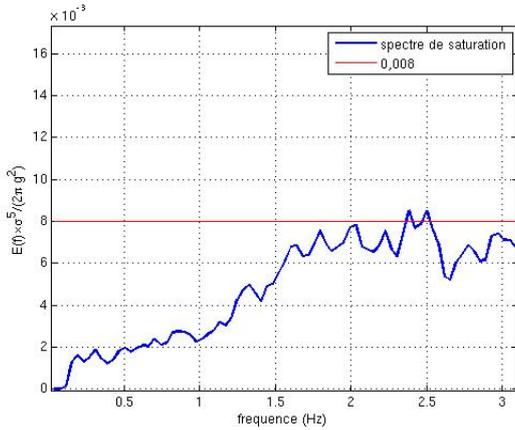


FIG. 2.7 – le 02/10/2009

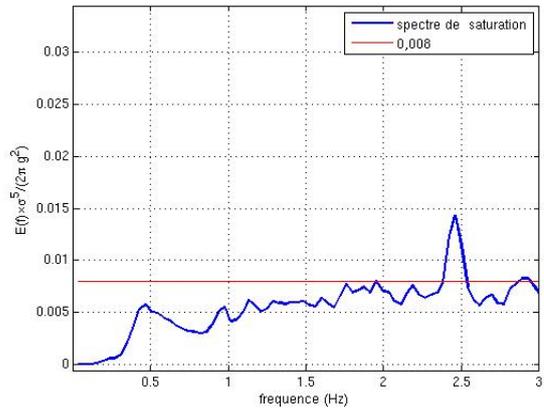


FIG. 2.8 – le 04/10/2009

Les figures 2.7 et 2.8 nous montrent les spectres en saturation pour chaque enregistrement. On remarque tout de suite un pic étrange à 2,5 Hz présent uniquement sur l'enregistrement du 04/10. La seconde remarque est que les niveaux de saturations semblent être identiques d'un jour à l'autre. En effet il est d'environ 0,008 pour l'enregistrement du 02/10 et d'environ 0,007 pour celui du 04/10 ce qui est cohérent avec les observations de Phillips. Cette valeur dépend cependant du point où l'on se place pour calculer notre spectre.

Pour vérifier cela, intéressons-nous maintenant à la cohérence spatiale des spectres en fréquence. L'état de mer étant supposé uniforme sur toute la zone d'étude, en effet sur une zone de  $15m \times 15m$ , les fluctuations du vent en vitesse et/ou direction sont les mêmes partout, donc qu'on fasse un spectre à un point ou un autre ne devrait rien changer (sur sa forme, son niveau de saturation,...). Afin de réaliser cela nous allons prendre un intervalle de confiance donné par une distribution du  $\chi_2$  (voir annexe). Ayant environ 120 degrés de liberté pour chaque spectre, cela nous donne un intervalle de confiance de 90 %, seulement 10 % du

spectre devrait donc être en dehors de cet intervalle. Comme on peut le constater sur les figures 2.9 et 2.10 ce n'est pas le cas, le niveau de saturation varie de façon non négligeable (plus de 10%) d'un spectre à l'autre en fonction du point où l'on se place (attention ici c'est  $\alpha/2$  qui est tracé). On remarque aussi que le pic présent à 2,5 Hz pour l'enregistrement du 04/10 n'est pas liés a des vagues, en effet entre le point  $x=40, y=40$  et le point  $x=100, y=100$  il y a un facteur 4-4,5 entre les deux niveaux de saturations (et d'un facteur de presque 7 au point  $x=130, y=130$ ). Ce pic pourrait provenir du lissage fait pendant la reconstruction 3D et/ou de la vibration de la barre maintenant les caméras. Vibration due au vent d'une part mais aussi à la présence de personnes marchant à côté de l'installation. La fréquence de marche d'un être humain étant d'environ 60 à 180 pas par minute ce qui correspond à des fréquences de 1 à 3 Hz. Cette hypothèse est confirmée par l'enregistrement du 02/10, car à ce moment il n'y avait personne sur la plateforme et on constate qu'il n'y a pas ce pic à 2,5 Hz.

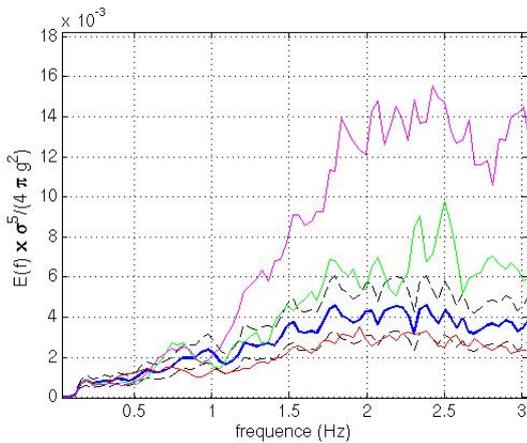


FIG. 2.9 – Le 02/10/2009

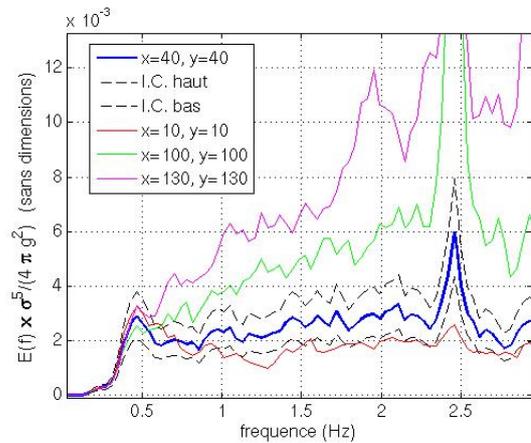


FIG. 2.10 – le 04/10/2009

À la suite de cette étude spectrale en fréquence on constate qu'il y a des différences non négligeables entre les deux enregistrements. Les conditions dans lesquelles se sont déroulées les expériences étaient bien sûr différentes. Cependant ces variations, notamment sur la cohérence spatiale nous laisse à penser qu'il y a des erreurs dans les reconstructions 3D des images.

### 2.3 Etude spatiale, spectre en nombre d'onde

Tout comme l'analyse temporelle pour réaliser l'analyse spatiale on applique une fenêtre à notre signal, la fenêtre de Hamming. le principe de calcul est le même à la différence qu'ici (afin de lisser le spectre) on effectue une moyenne sur toutes les images et tous les  $y$  (pour avoir le spectre en  $x$ ) [3]. On obtient les résultats suivants :

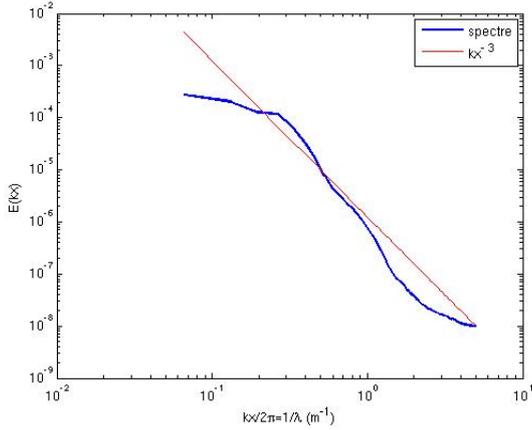


FIG. 2.11 – Spectre en nombre d’onde ( $kx$ ) le 02/10/2009

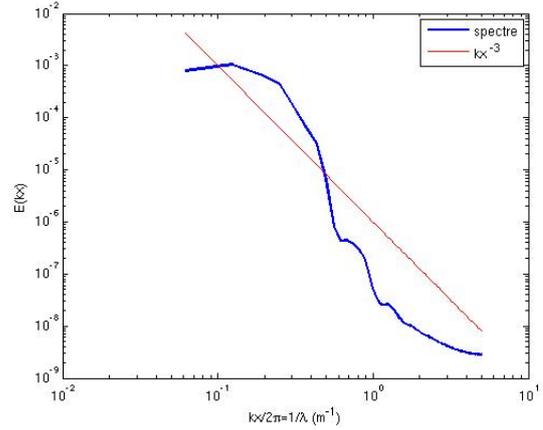


FIG. 2.12 – Spectre en nombre d’onde ( $kx$ ) le 04/10/2009

On observe des ondulations étranges sur les spectres en nombre d’ondes, celles-ci varient en fonction de la fenêtre utilisée. En effet on a pu constater que pour une fenêtre de Hamming elles sont moins prononcées (voir annexes). Cependant on observe toujours un saut pour des longueurs d’onde d’environ 1,5 m. Ce saut peut être dû lui aussi aux vibrations de la barre ou à la façon dont la discrétisation a été faite. En effet la reconstruction faite pour l’enregistrement du 02/10 étant plus robuste que celle du 04/10 on constate qu’il n’y a plus d’ondulation et que la pente du spectre est plus homogène (en  $kx^{-3}$ )

## 2.4 Spectre 3D

Un spectre en 3D est une représentation spectrale en fonction de  $kx$ ,  $ky$  (nombres d’ondes) et  $f$  (fréquence) [6]. Pour ce faire on calcule un cube de transformée de Fourier de notre signal. On peut ensuite faire différentes coupes dans ce cube afin d’observer par exemple la relation de dispersion (fig. 2.14 & 2.16) :

$$\sigma^2 = gk \tanh(kD) \tag{2.9}$$

avec  $\sigma$  : la pulsation en  $s^{-2}$ ,  $k$  le nombre d’onde en  $m^{-1}$ ,  $g$  la constante de gravité en  $m.s^{-2}$  et  $D$  la profondeur en m

Cette relation se simplifie pour des valeurs de  $kD \gg 1$  (c’est à dire en eau profonde), dans ce cas  $\tanh(kD) = 1$  d’où la relation de dispersion en eau profonde :

$$\sigma = \sqrt{gk} \tag{2.10}$$

Grâce au spectre 3D, on peut vérifier si nos vagues se propagent bien comme des vagues ! Cependant on est contraint de se limiter à certaines longueurs d’ondes seulement. En effet, n’oublions pas que notre fenêtre d’étude fait environ  $15m \times 15m$  de ce fait on ne résoud pas les vagues de plus de 8 – 10m de longueur d’onde. L’autre problème concerne la résolution de nos caméras et la discrétisation utilisée, on

a choisi une résolution de 10cm cette dernière plus le bruit présent pendant l'enregistrement ne nous permet pas d'observer des vagues inférieures à 1m de longueur d'onde (voir ces résultats en annexe). On constate cependant que pour des vagues d'une fréquence de 0,625 Hz (ce qui correspond d'après (2.11) à  $\lambda = 4m$ ), le pic d'énergie est bien situé sur le cercle représentant la relation de dispersion en eau profonde.

$$\sigma = 2\pi f = \sqrt{gk} \Rightarrow \lambda = \frac{g}{2\pi f^2} \Rightarrow \lambda = \frac{1,56}{f^2} \tag{2.11}$$

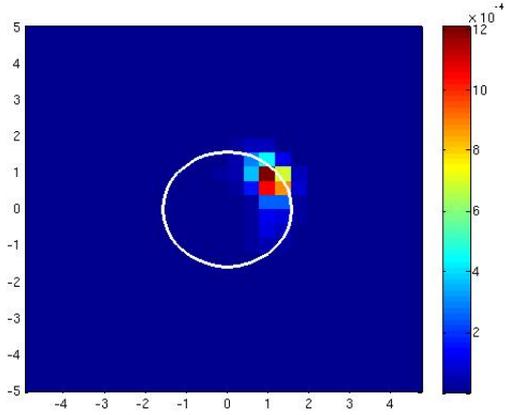


FIG. 2.13 – Direction de propagation des vagues dominantes à  $f = 0,625Hz$  le 04/10

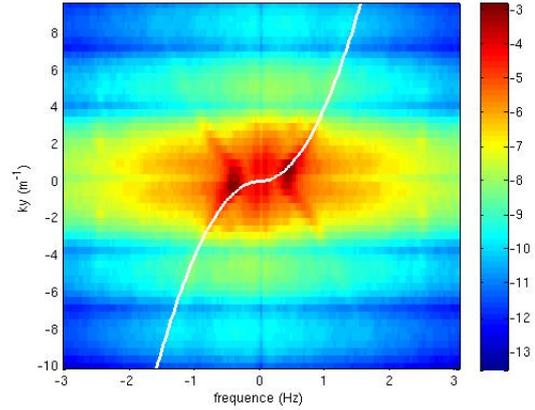


FIG. 2.14 – Relation de dispersion des vagues dominantes, coupe en  $kx = 0$  le 04/10 (base  $\log_{10}$ )

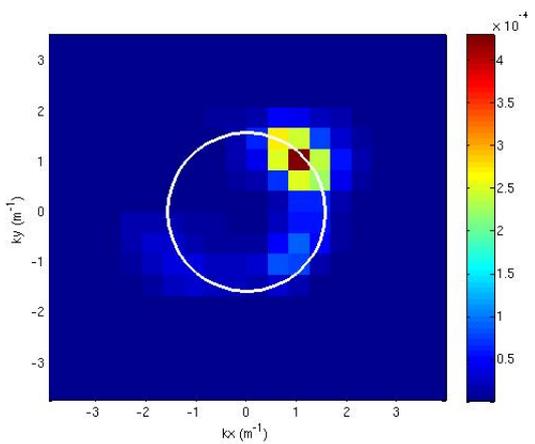


FIG. 2.15 – Direction de propagation des vagues dominantes à  $f = 0,625Hz$  le 02/10

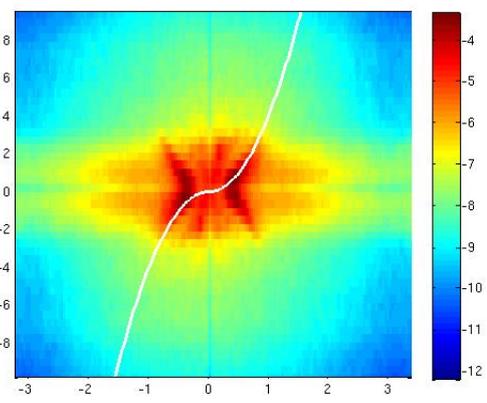


FIG. 2.16 – Relation de dispersion des vagues dominantes, coupe en  $kx = 0$  le 02/10 (base  $\log_{10}$ )

Si l'on regarde pour des longueurs d'ondes plus petites (à  $f = 0.82$  Hz) on constate que le pic d'énergie est situé à l'intérieur du cercle. Cela signifie que ces vagues se propagent plus vite que la relation de dispersion. Ceci peut être dû à la présence de courant dans le sens de propagation des vagues. En effet la présence d'un courant uniforme  $U$  ne fait qu'introduire un décalage de fréquence (effet Fizeau-Doppler). De ce fait on peut grâce au spectre en 3D déterminer la vitesse de ce courant par :

$$\omega = 2\pi f = \sigma + \vec{k} \cdot \vec{U} \quad (2.12)$$

$f$  étant constante,  $k$  déterminé à partir du spectre 3D ( $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ) et  $\sigma = \sqrt{gk}$ . On obtient une valeur de  $U = 0,35m.s^{-1}$  pour le 02/10 et  $U = 1m.s^{-1}$  pour le 04/10 tous les deux dans le même sens de propagation que les vagues. Ces valeurs sont bien cohérentes avec les mesures effectuées près de la plateforme. En effet, des courants allant jusqu'à  $100cm/s$  on pu être observés (communication avec Vladimir Dulov). On remarque que si on monte encore dans les fréquences (sans dépasser  $1,5Hz$ ) le pic d'énergie s'éloigne plus du cerce, la raison à cela peut aussi venir, en plus du courant, des effets non-linéaires négligés ici.

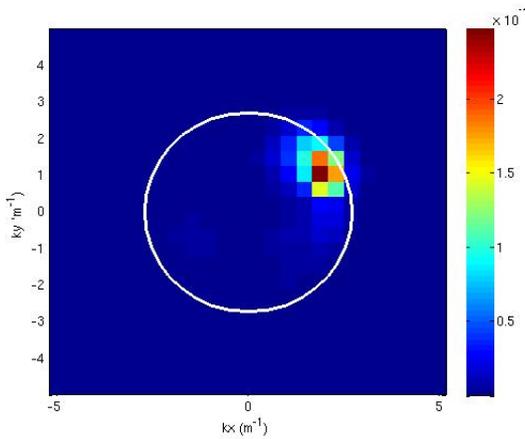


FIG. 2.17 – Relation de dispersion  $k_x, k_y$  à  $f = 0,82$  Hz le 02/10

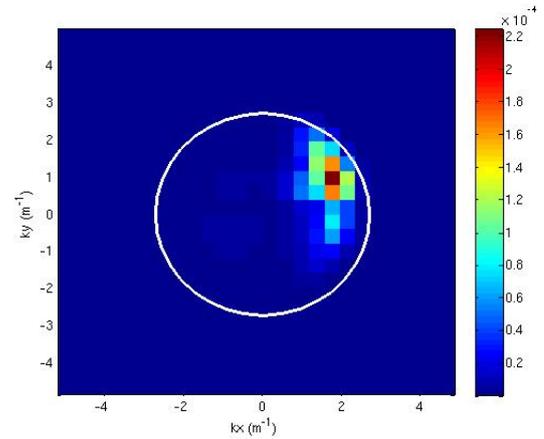


FIG. 2.18 – Relation de dispersion  $k_x, k_y$  à  $f = 0,82$  Hz le 04/10

Le spectre 3D nous permet donc de vérifier la propagation des vagues et même la présence d'un éventuel courant. Il nous renseigne aussi sur la direction de propagations des vagues (l'axes des  $x$  étant dirigé vers le sud et celui des  $y$  vers l'est). On obtient donc des vagues provenant du sud-est (environ  $100^\circ$ ). Ceci ne correspond pas à la direction du vent (voir annexes) qui souffle à environ  $70^\circ$  (Nord-Est). Regardons à présent la direction de propagations des vagues correspondant à nos pics spectraux  $0,15$  Hz pour le 02/10,  $0,19$  et  $0,35$  Hz pour le 04/10. D'après la relation de dispersion ces fréquences correspondent à des vagues de longueurs d'ondes de  $69m$ ,  $43m$  et  $12m$ , qui ne sont pas résoluvent par le système. Afin de déterminer leur direction de propagation nous avons créé 5 bouées houlographiques virtuelles, avec lesquelles on peut calculer les accélérations horizontales, qui donnent par intégration, les déplacements horizontaux  $x$  et  $y$  (fig.2.19 & 2.20). La direction moyenne des vagues est calculée à partir des cospectres  $E_{xz}$  et  $E_{yz}$  :

$$E_{xz}(f) = \frac{i}{\tanh(kD)} \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \cos\theta d\theta \quad (2.13)$$

$$E_{yz}(f) = \frac{i}{\tanh(kD)} \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \sin\theta d\theta \quad (2.14)$$

de ces cospectres on obtient  $a_1$  et  $b_1$  les moments angulaires définis comme :

$$a_1(f) = \frac{\int_0^{2\pi} E(f, \theta) \cos \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta} \tag{2.15}$$

$$b_1(f) = \frac{\int_0^{2\pi} E(f, \theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta} \tag{2.16}$$

enfin on définit la direction moyenne des vagues (de fréquence  $f$ ) par :

$$\theta_m(f) = \arctan \left( \frac{b_1(f)}{a_1(f)} \right) \tag{2.17}$$

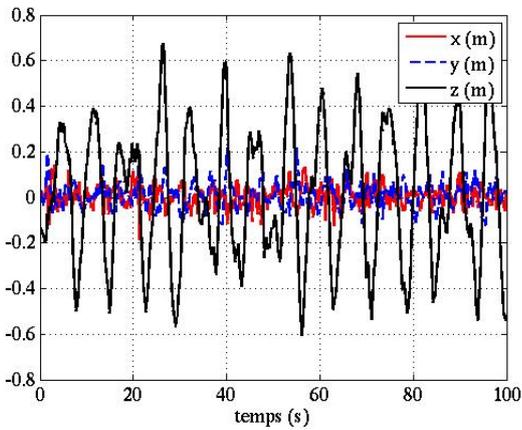


FIG. 2.19 – déplacement x,y et z pour le 02/10

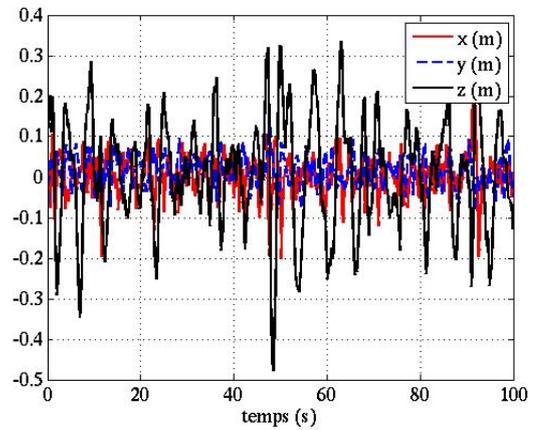


FIG. 2.20 – déplacement x,y et z pour le 04/10

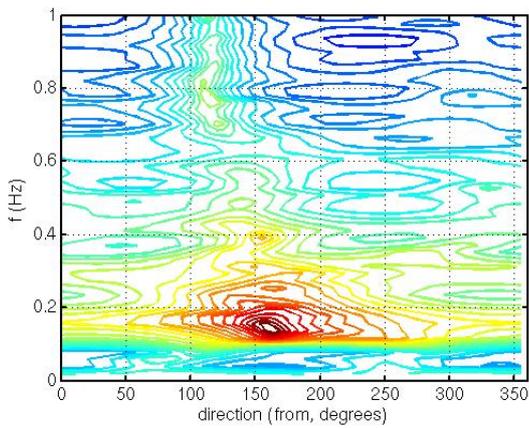


FIG. 2.21 – direction de propagation des vagues à différentes fréquences pour le 02/10

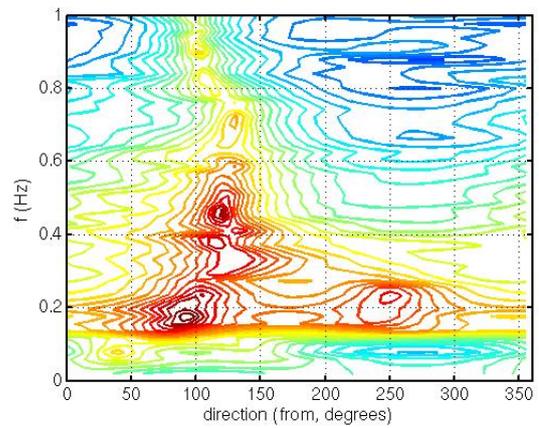


FIG. 2.22 – direction de propagation des vagues à différentes fréquences pour le 04/10

D'après cette étude, on constate que les grandes vagues (la houle) viennent du Sud-Sud-Est (environ  $150-160^\circ$ ) pour l'enregistrement du 02/10, alors que celles de plus petites longueurs d'ondes, représentant la mer du vent, viennent de l'Est ( $100^\circ$ ). Ces résultats concordent bien avec les données de vent et de houle observés ce jour là. En effet au cours de cet enregistrement le vent venait de l'E-NE ( $70^\circ$ ) (voir annexes), et près de la plateforme d'autres observations (faites par V.Dulov) ont montré que la direction de propagation des vagues de la mer du vent dévie d'environ  $20^\circ$  par rapport à la direction du vent. La mer du vent devrait donc venir de l'Est ( $90^\circ$ ). Une houle venant de  $140^\circ$  à aussi été enregistrée ce jour là. On observe une différence d'environ  $10^\circ$  entre les observations sur place et nos résultats, ceci est peut être dû à un décalage dans l'orientation de nos caméras (l'axe des x n'est peut être pas exactement orienté vers le sud). Cette hypothèse vient du fait que comme dans les observations, dans nos résultats, il y a environ  $50^\circ$  d'écart entre la houle et la mer du vent. Pour l'enregistrement du 04/10, on constate qu'il n'y a pas une aussi grosse différence de direction entre la mer du vent et la houle, la direction du vent mesurée ce jour là était de  $70^\circ$ , donc comme précédemment, en incluant la déviation près de la plateforme plus éventuellement celle de nos caméras nos résultats sont en accords avec les mesures.

# Chapitre 3

## Déferlements

### 3.1 Etat de l'art

Les vagues de surface jouent un rôle important dans les échanges de masses, de quantité de mouvement et d'énergie entre l'océan et l'atmosphère. On sait que le développement du champ de vague dépend du vent (force et direction), de la surface d'océan sur laquelle souffle ce vent ainsi que la durée pendant laquelle il souffle. Ces 3 paramètres permettent de déterminer la limitation de croissance des vagues par le vent et ainsi pouvoir estimer une hauteur significative  $H_s$  (voir annexes). D'autres facteurs rentrent bien évidemment en jeu pendant le développement du champ de vague comme les interactions vagues-vagues ou vagues-courant et enfin le déferlement qui s'accompagne d'un flux de quantité de mouvement des vagues vers les courants. Le déferlement joue un rôle important dans les interactions air-mer mais aussi dans l'observation spatiale en créant des bulles qui peuvent modifier l'interprétation de la couleur des océans. Ils génèrent également des aérosols marins importants en biochimie, physique des nuages... Cependant le déferlement est un phénomène mal compris principalement dû à un manque de mesures quantitatives sur la distribution des déferlements. Nous allons ici voir ce qui a déjà été fait sur ce sujet pour y remédier.

La couverture d'écume varie fortement avec la vitesse du vent, elle est d'environ 1% pour  $U_{10} = 10m.s^{-1}$  à 6% pour  $U_{10} = 20m.s^{-1}$ . C'est à partir de là qu'a été définie l'échelle Beaufort (voir annexe) pour déterminer la force du vent à partir de l'aspect visuel de la mer. Phillips en 1985 [13] a introduit une fonction représentant la densité de longueur de crête déferlante par unité de surface :  $\Lambda$ .

La longueur moyenne des crêtes déferlantes par unité de surface pour des vitesses allant de  $c$  à  $c+dc$  est :

$$L_{total} = \int_c^{c+dc} \Lambda(c) dc \quad (3.1)$$

Ici  $c$  est légèrement inférieur à la vitesse de phase  $C$  des vagues qui supportent les fronts déferlants. C'est de cette vitesse  $c$  que va dépendre un bon nombre de propriétés des déferlements. En effet, des expériences en laboratoires ont montré que la dissipation d'énergie et la perte de quantité de mouvement sont proportionnelles à  $c^5$  (pour des vagues stationnaires) suivant la relation [7] :

$$\epsilon_1(c) = b\rho_w g^{-1} c^5 \Lambda(c) \quad (3.2)$$

avec  $\rho_w$  la masse volumique de l'eau de mer, et  $b$  un nombre compris entre  $10^{-3} - 10^{-2}$  (cela dépend de la pente des vagues). De plus la distribution de la longueur des fronts déferlant par unité de surface est quand à elle proportionnelle à  $c^3$  et la longueur des fronts déferlants par unité de surface est une fonction exponentielle de la vitesse du front [9].

Pour parvenir à ces résultats, les méthodes les plus fréquemment utilisées sont la photographie/vidéo que ce soit une caméra fixée sur un avion décrivant des cercles afin de filmer une même zone [6] [8] ou sur une plateforme [10].

## 3.2 Détection des évènements déferlants

Comme les expériences décrivent précédemment, nous avons utilisé la vidéo pour observer les déferlements, à la différence qu'ici nous pouvons avoir une représentation en 3D de la surface de la mer. La détection des évènements déferlants se déroule en 2 étapes. Il faut d'abord repérer les déferlements sur les photos prises en Mer Noire. Pour cela un système de filtration statique et dynamique a été utilisé. Ensuite il faut détecter les crêtes sur les images en 3D. Et enfin « mettre » les déferlements des données brutes sur celles reconstituées.

### 3.2.1 Détection sur les images brutes

La principale difficulté pour la détection des évènements déferlants est la variation de luminosité due aux reflets du soleil, nuages, etc... En l'absence de reflets, la variation de la brillance en un point de la surface de la mer ( $I_i$ ) dépend de deux composantes :

$$I_i = I_g + I_m \quad (3.3)$$

avec  $I_g$  la variation due aux élévations et  $I_m$  une brillance ambiante, dépendante des conditions extérieures et qui peut donc varier d'une image à l'autre (passage d'un nuage par exemple). Afin de déterminer cette brillance moyenne, on définit  $I_m$  de la façon suivante :

$$I_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i \quad (3.4)$$

La détection se déroule donc en plusieurs étapes. Tout d'abord, sur un ensemble d'images, il faut calculer cette brillance moyenne. Pour cela, 600 images (correspondant à 1 minute d'enregistrement) sont sélectionnées. On a donc un seuil de brillance toutes les minutes (fig.3.7). A partir de là, on peut détecter la couverture d'écume « whitecap » en supprimant cette moyenne (fig.3.8). Cette opération est un premier pas pour retirer les reflets du soleil et la luminosité ambiante, mais n'est pas suffisante pour supprimer les

« petits »reflets.

Il existe plusieurs « types » de déferlements. Au cours de son existence un événement déferlant va rencontrer plusieurs phases [11].

- phase A : définie comme la crête ou il y a de « l'écume dynamique », aussi appelé déferlement actif
- phase B : définie comme un déferlement passif, les paquets d'écumes statiques à l'arrière du déferlement actif

La perte d'énergie étant principalement due au déferlement actif, il reste maintenant à séparer ces différentes phases afin de ne pas prendre en compte l'écume fossile. Une des méthodes utilisées consistait à prendre un seuil de brillance plus élevé pour repérer la phase active [11]. Cependant, il n'y a pas un si fort contraste entre les déferlements actif et l'écume fossile. Ici une autre méthode a été utilisée, elle consiste en un suivi temporel de l'évolution des déferlements ainsi que ces propriétés cinématiques. Tous les événements ont été classés en trois groupes [10] :

- 1 : pure phase A (fig.3.2)
- 2 : un mélange de phase A et B (fig.3.3)
- 3 : pure phase B (fig.3.4)

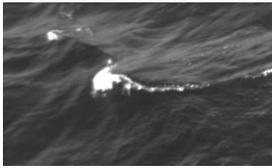


FIG. 3.1 –

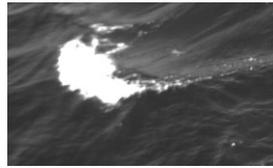


FIG. 3.2 –

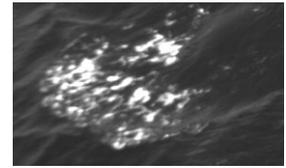


FIG. 3.3 –

Afin de séparer ces trois groupes, une mesure de déviation de la couverture d'écume par rapport à un déferlement « idéal » (en ligne droite) a été effectuée. Pour cela un paramètre  $R$  a été défini comme :

$$R = \frac{\sqrt{\langle \delta V(t)^2 \rangle}}{V(t)} \quad (3.5)$$

où  $V(t)$  est le vecteur vitesse du centre géométrique d'un groupe de whitecap et  $\delta V(t) = V - \langle V \rangle$  le vecteur vitesse de déviation par rapport à la vitesse moyenne. Pour la filtration deux critères ont été sélectionnés :

- $R < 0.2$  : critère strict. Événement déferlant pur, uniquement de la phase A
- $R < 2$  : critère « soft ». Seulement la phase B satisfait ce critère

Ces critères de sélection nous permettent de bien identifier les groupes 1 & 2. Pour une filtration plus complète, l'aspect directionnel du déferlement a été pris en compte. En effet les déferlements se produisent dans le sens de propagation des vagues créées par le vent, il n'y a que l'écume fossile qui peut dériver à la surface de la mer. De ce fait tout groupe se dirigeant dans une direction autre que celui des déferlements actifs sont éliminés.

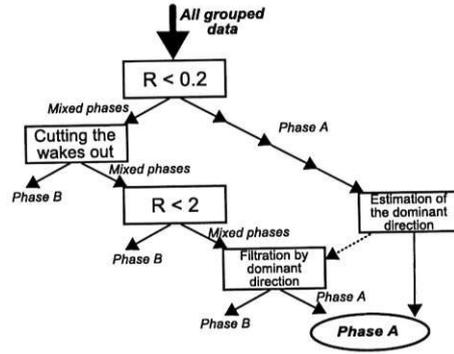


FIG. 3.4 – processus de filtration dynamique (tiré de [10])

Une fois cette filtration dynamique effectuée, il ne reste plus que des déferlements actifs (phase A), cependant certains de ces déferlements ne sont pas détectés car confondus avec des reflets du soleil. Une fréquence d’acquisition plus élevée pourrait améliorer la filtration.

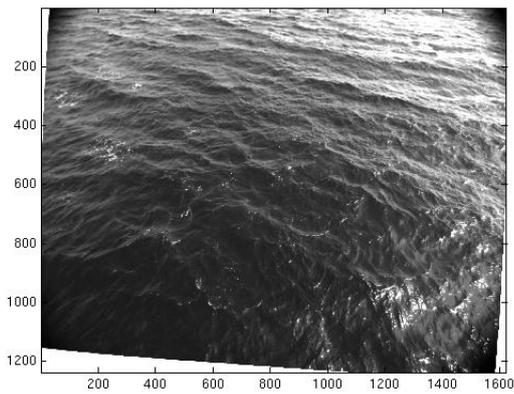


FIG. 3.5 – surface observée

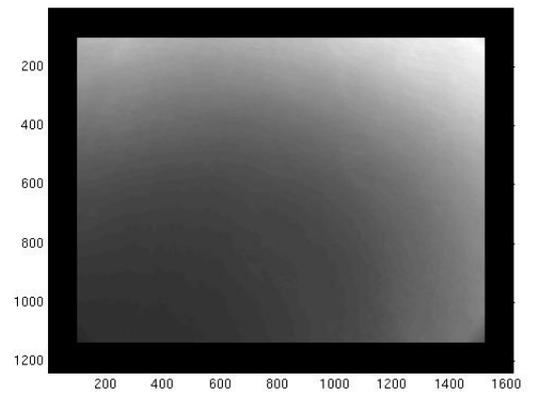


FIG. 3.6 – brillance moyenne sur 1 minute

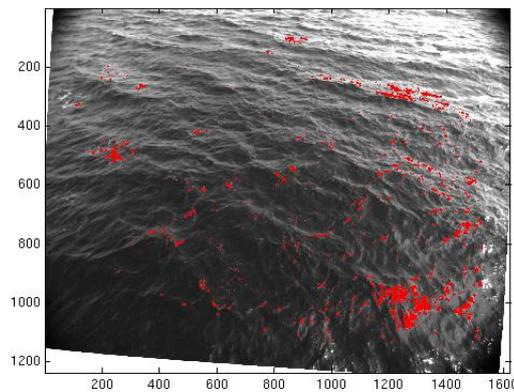


FIG. 3.7 – image avec le seuil de brillance enlevé

### 3.2.2 Détection des crêtes sur la surface reconstituée

Les évènements déferlants se produisent aux sommets des vagues, il y a souvent (lors de la présence de houle comme c'est le cas ici) une modulation des petites vagues par les grandes. Les petites vagues vont déferler au passage d'une grande (la houle). Pour détecter ces crêtes déferlantes il faut d'abord détecter les maxima locaux.

Pour y parvenir nous avons étudié le signe de la dérivée de la courbe obtenue pour l'élévation de surface en fixant  $x$  et en parcourant les  $y$  (et inversement). Après avoir balayé tous les  $x$  et tous les  $y$ , et trouvé les maxima pour chaque courbe, nous avons défini qu'un maximum local se trouvait là où on avait à la fois un maximum en  $x$  et en  $y$ . Cette méthode nous a donc donné les résultats suivants (fig.3.9, 3.10) :

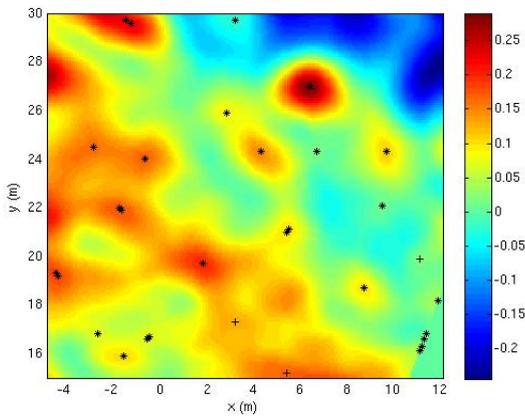


FIG. 3.8 – Détection des maxima en 2D

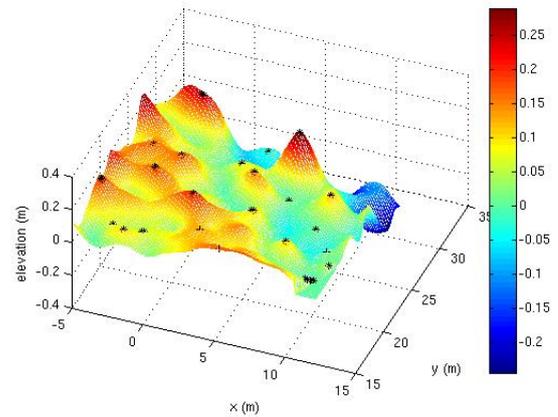


FIG. 3.9 – Détection des maxima en 3D

# Conclusion

Les données recueillies en Mer Noire les 02 et 04 octobre 2009 ont permis de confirmer plusieurs propriétés sur les états de mer. En particulier les propriétés spectrales, on a en effet pu vérifier le comportement du spectre en fréquence et constaté qu'il était en accord avec les différentes hypothèses formulées notamment sa décroissance dans la zone d'équilibre. Tout comme le spectre en saturation, son niveau correspond bien au niveau attendu en fonction de l'âge des vagues. L'utilisation du spectre en trois dimensions nous a permis de vérifier la relation de dispersion des vagues, de retrouver des valeurs de courants mesurés sur place ainsi que de savoir dans quel domaine de fréquences on pouvait exploiter nos données. Enfin, grâce aux données mesurées par stéréo-vidéo on a pu vérifier la direction de propagation des vagues notamment celle de la houle, en obtenant des résultats cohérents avec ceux observés sur place par un réseau de perches à houle.

Cette étude est un premier pas en avant dans l'utilisation de la stéréo-vidéo. En effet on a pu constater que la reconstruction de la surface de la mer est très complexe et que de petits décalages de quelques pixels peuvent engendrer des erreurs importante dans les résultats. L'objectif à venir est d'augmenter la résolution du système afin d'observer des vagues de plus petites longueurs d'onde ( $f > 1,5$  Hz) pour cela une installation est en cours au phare du Minou avec des caméras de 5 mégapixels (elles étaient de 2 mégapixels en Mer Noire). Une installation plus en hauteur nous permettra aussi de résoudre des vagues de plus grande longueur d'onde. A partir de là une detection des événement déferlants sera possible et permettra de relier les statistiques de déferlements aux propriétés de la surface et d'étudier par exemple les modulations des vagues courtes par les vagues longues.

# Annexes

## Artefact créer par la reconstruction

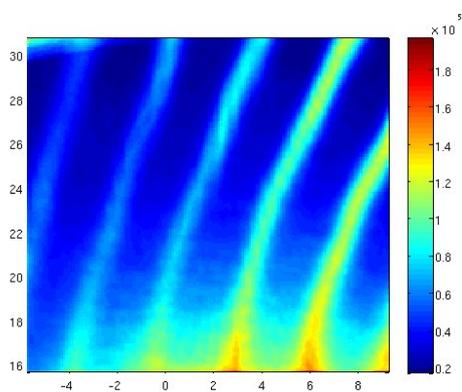


FIG. 3.10 – artefact créer lors de la reconstruction pour le 02/10

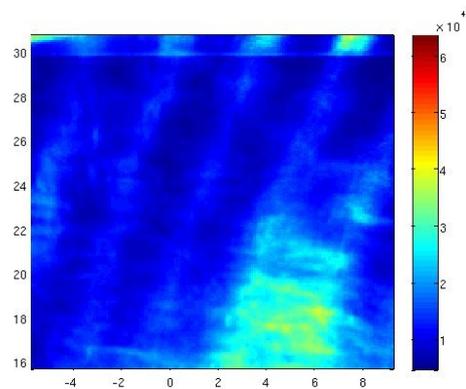


FIG. 3.11 – reconstruction différente pour le 02/10

On remarque bien en utilisant une méthode des gradients afin d'observer la mss (mean square slope) un artefact sur les images. Ce dernier est dû au fait que malgré la rotation, les lignes épipolaires ne sont pas exactement horizontales (il peut y avoir un décalage de 5-6 pixels). Ces artefacts dépendent uniquement de la façon dont la reconstruction 3D a été faite.

## Données de vent en Mer Noire

m	j	h	min	v ( $m.s^{-1}$ )	dir. ( $^{\circ}$ )	m	j	h	min	v ( $m.ss^{-1}$ )	dir. ( $^{\circ}$ )
10	2	9	34	6.4	66	10	4	9	30	6.0	65
10	2	9	36	6.5	66	10	4	9	31	6.5	66
10	2	9	38	6.4	65	10	4	9	34	6.4	66
10	2	9	40	6.2	68	10	4	9	37	6.4	65
10	2	9	42	6.2	68	10	4	9	39	6.2	66
10	2	9	44	6.1	68	10	4	9	41	6.3	68
10	2	9	46	6.5	68	10	4	9	43	6.2	68
10	2	9	48	6.7	71	10	4	9	45	6.2	68
10	2	9	50	7.0	71	10	4	9	46	6.5	68
10	2	9	52	7.0	71	10	4	9	48	6.7	71
10	2	9	54	7.0	71	10	4	9	50	7.0	71
10	2	9	56	7.0	70	10	4	9	52	6.9	71
10	2	9	58	7.1	71	10	4	9	54	7.0	71
10	2	10	0	7.1	71	10	4	9	56	7.0	70
10	2	10	1	7.4	72	10	4	9	57	7.2	71

## E(f) calculer par la fonction d'autocorrélation vs fenêtrage

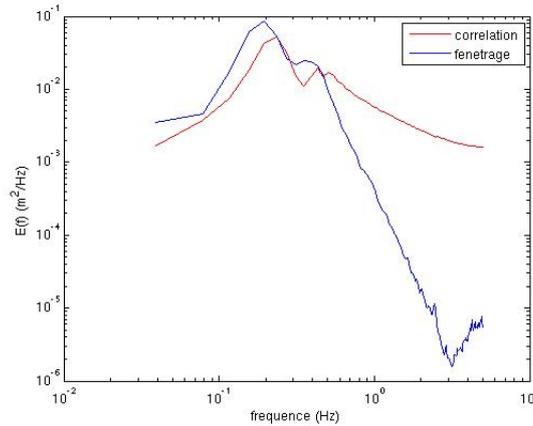


FIG. 3.12 – Spectre en fréquence calculer en utilisant la fonction d'autocorrélation (rouge) et le fenêtrage (bleue)

On constate immédiatement qu'en utilisant la fonction d'autocorrélation, la pente du spectre pour  $f > f_p$  n'est plus en  $f^{-5}$  comme le prédit la relation de Phillips (eq. 2.6 p.10). De plus en utilisant cette méthode la hauteur significative n'est plus cohérente avec les valeurs observées. En effet le 04/10, le  $h_s$  était d'environ 0.5 m, pour le définir il faut calculer l'aire sous la courbe ( $E(f)$ ). Ceci nous donne donc  $E$ , la variance, ainsi  $h_s = 4\sqrt{E}$ . On obtient :

- Fonction d'autocorrélation (sur 256 points) :  $h_s = 0.61m$
- Fenêtrage (une fenêtre s'étendant sur 256 points) :  $h_s = 0.49m$

On en conclut bien que malgré le fait qu'en filtrant on perd de l'information, cette étape est nécessaire pour obtenir des résultats cohérents.

## différentes fenêtres utilisées

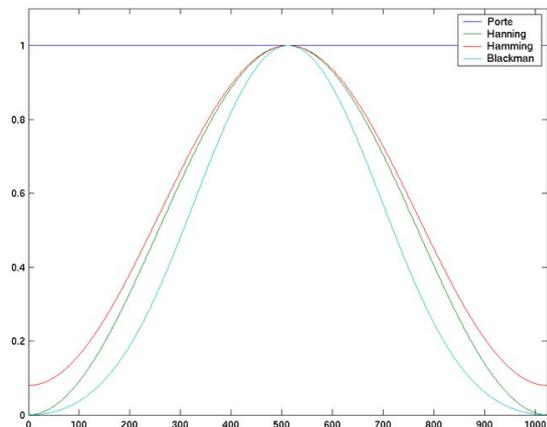


FIG. 3.13 – différentes fenêtres en temporelle

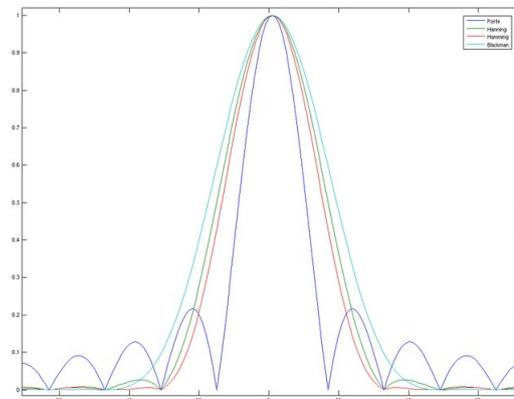


FIG. 3.14 – différentes fenêtres en fréquentiel

## $E(kx)$ : Hamming vs Hann

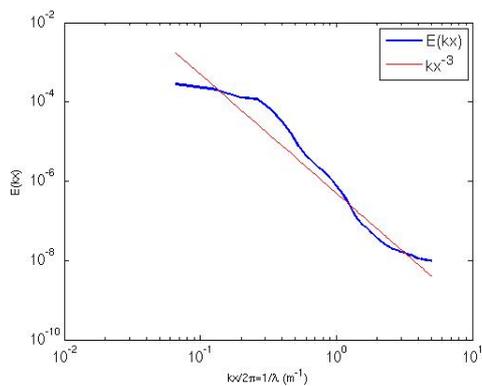


FIG. 3.15 – Spectre en nombre d'onde ( $kx$ ) pour le 02/10

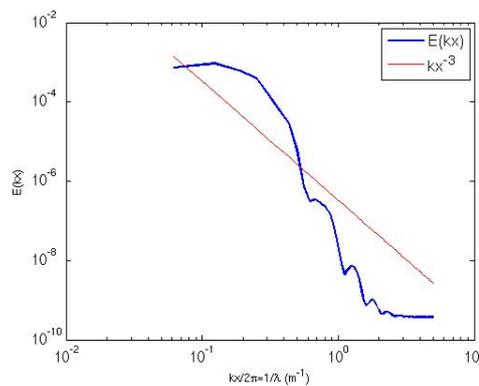


FIG. 3.16 – Spectre en nombre d'onde ( $kx$ ) pour le 04/10

On constate qu'en utilisant une fenêtre de Hann (au lieu de Hamming §2.3) les sauts pour l'enregistrement du 04/10 sont bien plus marqués. Contrairement à l'enregistrement du 02/10 où il n'y a quasiment pas de différence. Ce résultats conforte l'idée selon laquelle ces sauts viennent de la méthode de reconstruction 3D (différente pour les deux enregistrements).

## Spectre 3D

$$f = 1.6Hz$$

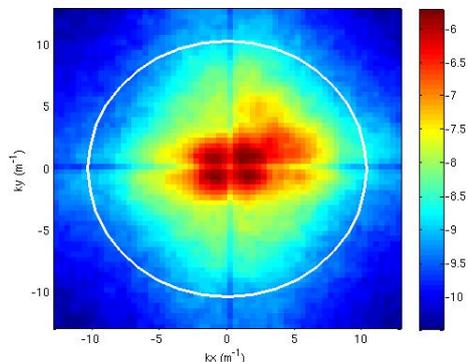


FIG. 3.17 – relation de dispersion à  $f = 1.6Hz$  le 02/10

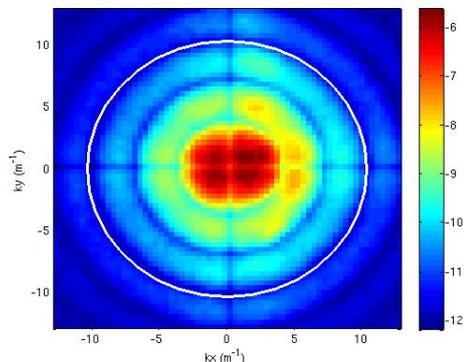


FIG. 3.18 – relation de dispersion à  $f = 1.6Hz$  le 04/10

On constate qu'à cette fréquence, le pic d'énergie est très éloigné de la relation de dispersion. Ceci vient d'une part du bruit présent à haute fréquence, qui nous empêche de « voir » des vagues de cette longueur d'onde ( $\lambda = 0.60m$ ), et peut être de la non-linéarité des vagues (négligé ici).

$$f = 1Hz$$

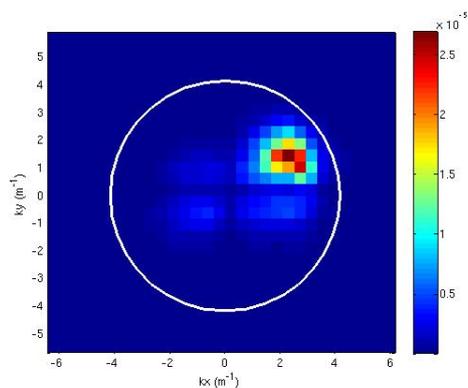


FIG. 3.19 – relation de dispersion à  $f = 1Hz$  le 02/10

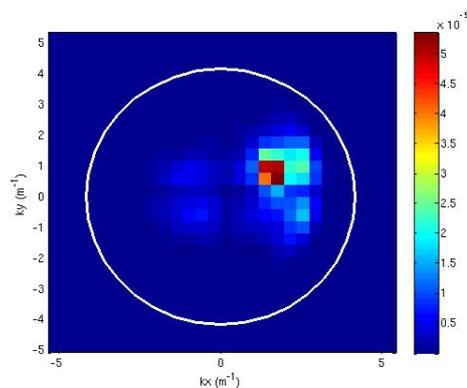


FIG. 3.20 – relation de dispersion à  $f = 1Hz$  le 04/10

Les valeurs des courants calculé ici (en supposant que les vagues sont linéaires) sont de  $U = 0.51m.s^{-1}$  pour le 02/10 et  $U = 1.18m.s^{-1}$  pour le 04/10.

## Calcul d'une hauteur significative (tiré de [1])

Plus le vent souffle fort, plus la hauteur et la longueur d'onde des vagues est grande. Ces observations ont été faites par Sverdrup et Munk, ils ont ainsi (par analyse dimensionnelle) trouvé que l'on peut exprimer

$E^* = \frac{H^2 g^2}{U_{10}^2}$  (nombre sans dimension) en fonction de :

$$X^* = \frac{Xg}{U_{10}^2} \quad (3.6)$$

Où X représente le *fetch*, longueur de l'aire génératrice sur laquelle les vagues ont été activement générées.  $U_{10}$  est le vent à 10m, H la hauteur, T la période et t le temps. Pour des vagues aléatoire, on utilise maintenant :

$$E^* = \frac{Eg^2}{U_{10}^4} \quad (3.7)$$

$$f_p^* = \frac{f_p U_{10}}{g} \quad (3.8)$$

avec E la variance de l'élévation de la surface et  $f_p$  la fréquence de pic spectrale.

Il existe deux limitations concernant la génération des vagues, on parle de limitation par le fetch et de limitation par le temps :

– limitation par le *fetch* : La loi de croissance des vagues par fetch limité peut s'écrire sous la forme suivante :

$$- h_s = 0.26 \frac{U_{10}^2}{g} \left( \min \left\{ \frac{X^*}{X_0^*}, 1 \right\} \right)^{0.5}$$

avec  $X^*$  le fetch sans dimension (eq. 3.8) et  $X_0^* = 2.2 \times 10^4$

– limitation par le temps : Si le vent est établi depuis peu de telle sorte que  $t^* < 10^5$  alors :

$$- h_s = 0.26 \frac{U_{10}^2}{g} \left( \min \left\{ \frac{X'}{X_0^*}, 1 \right\} \right)^{0.5}$$

avec  $X' = \left( \frac{t^*}{70} \right)^{1.3}$

## Echelle Beaufort

La correspondance entre l'échelle Beaufort et la vitesse en km/h est assez simple à calculer :

$$v = 3B^{\frac{3}{2}} \quad (3.9)$$

donc

$$B \approx \sqrt[3]{\frac{v^2}{9}} \quad (3.10)$$

Dans notre cas qu'il soit pour l'enregistrement du 2 ou 4 octobre, le degré Beaufort est de 4 ce qui correspond à : « jolie brise, moutons assez peu fréquents ».

# Bibliographie

- [1] Fabrice Ardhuin and Philippe Bonneton. *Etats de mer : hydrodynamique et applications*. September 2009.
- [2] Alexander V. Babanin and Yury P. Soloviev. Field investigation of translation of the wind wave frequency spectrum with fetch and the stage of development. *Journal of Physical Oceanography*, 28 :563–576, April 1998.
- [3] Micheal L. Banner, Ian R. Young, and J. C. Trinder. Wavenumber spectra of short gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 198 :321–344, 1989.
- [4] Alvise Benetazzo. *Measurement of water surface wave fields using a non-intrusive method based on a stereo-matching algorithm*. PhD thesis, Universita Delgi Studi Di Padova, 2006.
- [5] Alvise Benetazzo. Measurements of short water waves using stereo matched image sequences. *Coastal Engineering*, 53 :1013–1032, 2006.
- [6] J. P. Dugan, C.C. Piotrowski, and J.Z. Williams. Water depth and surface current retrievals from airborne optical measurements of surface gravity wave dispersion. *Journal of Geophysical Research*, 106(C8) :16,903–16,915, august 2001.
- [7] James H. Duncan. An experimental investigation of breaking waves produced by towed hydrofoil. (377) :331–348, 1981.
- [8] Holthuijsen L.H. Observation of the directional distribution of ocean-wave energy in fetch-limited conditions. *Journal of Physical Oceanography*, pages 191–207, February 1983.
- [9] W. Kendal Melville and Peter Matusov. Distribution of breaking waves at the ocean surface. *Nature*, 417 :58–63, may 2002.
- [10] Alexey S. Mironov and Vladimir A. Dulov. Detection of wave breaking using sea surface video records. *Measurement Science and Technology*, 2007.
- [11] Edward C. Monahan and David K. Woolf. Comments on "variation of whitecap coverage with wind stress and water temperature". *Journal of Physical Oceanography*, 19 :706–709, 1989.
- [12] O. M. Phillips. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 4 :426–434, 1958.
- [13] O. M. Phillips. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 156 :505–531, 1985.