

Université Pierre et Marie Curie
Master recherche Océan, Atmosphère, Climat et Télédétection

Rapport de stage de master 2^{ème} année

Structure spatio-temporelle des systèmes de houle longue

Matthias Delpey

Mars - Juin 2009

Stage réalisé au sein du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine
(SHOM)

Directeur de stage: Fabrice Ardhuin

Remerciements

Le bon déroulement de mon stage a été possible grâce aux personnes qui m'ont apporté leur aide et leur attention tout au long de ces trois mois. Je tiens donc à remercier :

- Fabrice Arduin, mon maître de stage, pour son encadrement stimulant, sa gentillesse et sa disponibilité.
- Fabrice Collard et Bertrand Chapron, pour leur attention et tous les conseils qu'ils m'ont offerts durant mon stage.
- Les professeurs du master Océan, Atmosphère, Climat et Télédétection de l'Université Pierre et Marie Curie, pour m'avoir donné la possibilité d'effectuer ce stage, qui fut pour moi un enrichissement professionnel comme personnel.
- Anne-Claire Bennis, Jean-François Filipot, Clément Gandon et Rudy Magne, mes collègues au SHOM, pour leur accueil et pour leur gentillesse.

Résumé

Un "système de houle" désigne l'ensemble des houles générées par un événement météorologique donné. La connaissance de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle longue constitue un enjeu important de l'étude des états de mer car elle offre l'accès à des informations sur des mécanismes variés intervenant dans la détermination de cette structure (comme notamment les modalités du transfert énergétique qui s'opère lors des événements météorologiques générateurs) ou régis par elle (comme par exemple l'influence des états de mer sur le bruit micro-sismique). Il a été mis en évidence par plusieurs travaux menés depuis la moitié du 20^{ème} siècle que le comportement de ces systèmes en domaine hauturier est généralement estimé avec une bonne précision par la modélisation linéaire en eau profonde et l'hypothèse de source ponctuelle. Le présent travail se base sur ce comportement pour établir une méthode de suivi spatio-temporel des systèmes de houle au sein d'un ensemble de spectres issus d'un modèle numérique, de mesures de bouées instrumentées ou de mesures de radar à synthèse d'ouverture (SAR) embarqué sur satellite. Cette méthode est ensuite appliquée afin d'examiner les caractéristiques de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle. La présente étude s'appuie sur la bonne concordance entre les comportements fournis par le modèle numérique employé et les observations *in situ* pour tenter de dégager des simulations numériques une caractérisation de la structure du champ des hauteurs significatives d'un système, caractérisation qui est ensuite comparée aux observations satellitaires. Ce travail fait apparaître de fortes corrélations des hauteurs significatives dans la direction transversale à la propagation et une faible variabilité de la structure transversale des hauteurs significatives du système avec la distance à la source en dehors des zones d'influence des îles. Sur la base de ces résultats, une première modélisation de la structure est proposée. Une reconstitution du champ des hauteurs significatives basée sur cette modélisation est effectuée et comparée aux observations.

Mots clés:

système de houle, théorie linéaire, événement-source, partitionnement spectral, suivi spatio-temporel, structure transversale, modèle numérique, radar à synthèse d'ouverture.

Table des matières

1	Modélisation de la propagation d'un système de houle	4
1.1	Spectre et relation de dispersion	4
1.2	De la source au point d'observation	8
1.3	Evolution de l'énergie du système à grande distance de la source	9
1.4	Limites/extensions de la modélisation	10
1.4.1	Proximité des côtes - Effet de la diminution de la profondeur	10
1.4.2	Source mouvante	11
1.4.3	Interactions avec les conditions locales	12
2	Supersposition de systèmes de houle - Partitionnement du spectre	13
2.1	Description spectrale paramétrée: utilité du partitionnement	13
2.2	Méthodes de partitionnement	15
2.3	Applications du partitionnement spectral	17
3	Données employées	17
3.1	Données issues du modèle numérique WaveWatchIII TM	18
3.2	Données issues de mesures de bouées instrumentées	19
3.3	Données issues de mesures SAR	19
4	Suivi spatio-temporel de systèmes de houle	19
4.1	Méthode de suivi spatio-temporel depuis la source	19
4.1.1	Utilité du suivi spatio-temporel	19
4.1.2	Description de la méthode de suivi spatio-temporel	21
4.2	Observations de l'évolution du système de houle	25
4.2.1	Suivi spatio-temporel à partir des spectres calculés par le modèle: exemple du système généré par un évènement-source dans le Paci- fique nord-ouest en février 2004	25
4.2.2	Suivi spatio-temporel à partir des observations: exemple du système généré par un évènement-source dans le Pacifique sud-ouest en juillet 2004	29
4.3	Conclusion et stratégie adoptée	32
5	Etude de la structure spatio-temporelle de systèmes de houle	33
5.1	Corrélations spatio-temporelles	33
5.1.1	Approche adoptée	33
5.1.2	Corrélations temporelles	34

5.1.3	Corrélations sur séries temporelles déphasées	36
5.1.4	Structure transversale	38
5.2	Comparaison avec la structure transversale issue des données SAR	40
5.2.1	Méthode d'évaluation de la structure transversale à partir des données SAR	40
5.2.2	Comparaison avec la structure transversale issue du modèle	41
5.3	Modélisation de la structure - Reconstitution d'un champ synthétique	42
5.3.1	Fonction structure	42
5.3.2	Reconstitution d'un champ synthétique	43
A	Formulation asymptotique de l'atténuation de l'énergie par dispersion et étalement angulaire	I
B	Méthodes de partitionnement	II
B.1	Méthode de <i>Gerling (1992)</i>	II
B.2	Méthode de <i>Hanson et Phillips (2001)</i>	V
B.3	Vérification de l'équivalence des deux méthodes pour l'application effectuée	VII
C	Structure spatio-temporelle de systèmes de houle	VIII
C.1	Système généré par la tempête du 09/08/2004 00h aux alentours de (120°W,57°S)	VIII
C.2	Système généré par la tempête du 24/02/2004 12h aux alentours de (160°E,42°N)	IX
	Bibliographie	X

Liste des figures

1	Schéma de principe pour l'approximation de source ponctuelle.	5
2	Diagramme $E(f,t)$	7
3	Schéma du calcul des coordonnées du point-source.	8
4	Exemple de spectre partitionné	17
5	Rétro-propagation des partitions mesurées par le SAR (fireworks)	22
6	Vitesse des vents mesurés par le diffusiomètre de QuickSCAT	23
7	3 premières partitions des spectres calculés par le modèle le 06/03/04 à 00h	26
8	Suivi du système de houle généré par la tempête du 24/02/2004 (modèle)	27
9	Séries temporelles pour les 3 premières partitions issues des mesures de la bouée NDBC 51028	30
10	Suivi du système de houle généré par la tempête du 09/07/2004 (bouée) .	31
11	Suivi du système de houle généré par la tempête du 09/07/2004 (SAR) . .	32
12	Corrélations des séries temporelles des hauteurs singnificatives	35
13	Corrélations des séries temporelles de hauteur significative déphasées . .	37
14	Étalement du signal engendré par la dispersion	38
15	Structure transversale du système généré le 16/02/04 (modèle)	39
16	Comparaison des structures transversales du système généré par la tempête du 16/02/04	41
17	Champ synthétique de H_s	43
18	Erreur relative entre la hauteur mesurée par le SAR et estimée par le champ synthétique	44
19	Exemple de l'identification des pics énergétiques selon <i>Gerling</i>	III
20	Comparaison du suivi temporel par la méthode de <i>Gerling</i> et par la méthode de <i>Hanson et Phillips</i>	VII
21	Corrélations des séries temporelles des hauteurs singnificatives 08/09/04	VIII
22	Structure transversale du système généré le 08/09/04 (modèle)	VIII
23	Comparaison des structures transversales du système généré par la tempête du 09/08/04	VIII
24	Corrélations des séries temporelles des hauteurs singnificatives 24/02/04	IX
25	Structure transversale du système généré le 24/02/04 (modèle)	IX
26	Comparaison des structures transversales du système généré par la tempête du 24/02/04	IX

Introduction

L'état de mer en un point de l'océan résulte généralement de la superposition de plusieurs trains de vagues. Il peut s'agir d'une mer du vent locale et/ou de différents trains de houles d'origine et caractéristiques variées. Ces houles constituent un aspect de la réponse océanique au transfert d'énergie de l'atmosphère vers l'océan qui s'opère lors d'évènements météorologiques intenses au-dessus de certaines régions océaniques. Très souvent, ces évènements ne sont pas ponctuels mais s'étendent sur une certaine fenêtre spatio-temporelle, ce qui a pour conséquence qu'un même évènement peut générer successivement des houles de période et direction différentes. Néanmoins, la durée et l'étendue d'un tel évènement météorologique sont limitées, ce qui aboutit à la génération d'un ensemble de houles lui aussi limité, dont tous les membres partagent la même origine. Un tel ensemble est appelé "système de houle": c'est l'ensemble des houles générées par un évènement météorologique donné.

Certains systèmes de houle peuvent parcourir de très grandes distances depuis leur lieu de génération. L'observation de leur évolution à travers l'océan et la mesure de leurs caractéristiques ont fait l'objet de premiers travaux au début de la deuxième moitié du 20^{ème} siècle, rapportés dans les études pionnières de *Barber & Ursell (1948)*, *Gelci et al. (1949)* puis *Munk et al. (1963)* et *Snodgrass et al. (1966)*. Malgré les difficultés liées à des moyens de mesures réduits, ces travaux offrent les toutes premières observations du comportement des systèmes de houle à grande distance de leur source. Au cours des années qui suivirent, l'observation des états de mer s'est considérablement développée, fournissant des mesures de plus en plus fréquentes et complètes grâce à la mise en place de réseaux de bouées instrumentées et, depuis la fin du 20^{ème} siècle, grâce au formidable apport de l'observation satellitaire. Toutes ces observations confirment que l'origine commune qui caractérise les houles d'un même système confère à celui-ci une cohérence spatio-temporelle remarquable, qu'il conserve tout au long de sa propagation. Cette organisation spatio-temporelle se traduit au sein des spectres d'état de mer par une "signature" propre à chaque système, qui le relie à sa tempête-source même à très grande distance de celle-ci.

La structure spatio-temporelle des systèmes de houle est cependant encore mal connue, en particulier l'évolution de la répartition de l'énergie du système dans la direction orthogonale à sa direction de propagation. La connaissance de cette structure représente

un enjeu important dans l'étude des états de mer. Son application la plus immédiate est son utilisation pour déduire d'une mesure ponctuelle une estimation des caractéristiques du système en d'autres points et/ou instants: si la structure du système est connue, une observation même ponctuelle offre à elle seule l'accès à toute une partie de l'évolution spatio-temporelle du système du fait de sa cohérence organisationnelle. La structure des systèmes de houle offre de plus l'accès à des informations concernant les évènements-source générateurs des systèmes et leur interaction avec l'océan. Cette structure est en effet conditionnée par les mécanismes de réponse de la surface océanique au forçage des vents atmosphériques, et par conséquent l'évolution spatio-temporelle des systèmes de houle constitue un élément d'étude de ces mécanismes. Elle renseigne par exemple sur l'intensité des différentes phases de transfert énergétique pouvant avoir lieu durant un évènement météorologique, sur les éventuels mouvements des tempêtes ou sur leurs zones d'occurrence, ou encore sur les modalités régissant la répartition directionnelle de l'énergie par rapport à la direction du vent lors du transfert énergétique de l'atmosphère vers l'océan. Les houles les plus longues, en particulier, constituent des "marqueurs" des très fortes tempêtes, aujourd'hui encore souvent mal observées. Enfin, on peut citer un dernier exemple d'application de l'étude de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle: l'étude du bruit micro-sismique. La houle est en effet impliquée dans la génération d'une partie du bruit de fond sismique, lui-même faisant l'objet d'un intérêt particulier en raison des informations qu'il fournit sur la structure de la terre solide. Plusieurs travaux ont été menés dans le but de déterminer les relations entre la houle et les micro-séismes (*Longuet-Higgins (1950), Hasselmann, (1963), Friedrich et al. (1998), Kedar et al. (2007)*). Il est ainsi envisagé de poursuivre l'étude de ces mécanismes grâce à une meilleure connaissance de la structure des systèmes de houle.

Le travail présenté dans ce document a pour objet l'étude de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle. Il s'attache au développement d'une méthode d'isolement de la contribution d'un système de houle à l'état de mer, puis à l'emploi de cette méthode afin de dégager des caractéristiques structurelles des systèmes. L'étude s'appuie fortement sur les simulations d'un modèle numérique d'état de mer mis à disposition par le SHOM. L'analyse est conjointement menée sur une base d'observations *in situ* et satellitaires réalisées entre les années 2004 et 2007 afin d'évaluer la pertinence des caractéristiques dégagées du modèle numérique.

Le présent document s'organise en cinq parties. Dans les deux premières parties, on présentera un état de l'art de l'étude des systèmes de houle, dans un premier temps à travers la description de la modélisation de la propagation des systèmes sous-jacente au travail effectué ici, puis dans un second temps à travers la présentation des techniques de

partitionnement du spectre employées pour ce travail. On présentera en troisième partie les données utilisées pour cette étude. En quatrième partie sera exposé le développement d'une méthode de suivi spatio-temporel des systèmes de houle au sein d'un ensemble de données spectrales. L'état de mer correspondant à la superposition simultanée de plusieurs systèmes, il s'agit de parvenir à isoler la contribution de chaque système au sein du spectre d'état de mer, afin de les étudier ensuite séparément. On présentera les résultats obtenus pour différents systèmes en appliquant cette méthode aux prévisions du modèle numérique, aux mesures de bouées instrumentées et aux données satellitaires. Dans la cinquième et dernière partie, on exposera l'étude des caractéristiques de la structure de ces systèmes rendue possible par l'application de la méthode de suivi spatio-temporel. Plusieurs caractéristiques structurelles seront mises en évidence et une méthode sera développée afin de les confronter aux observations satellitaires. À l'issue de cette comparaison, une première modélisation de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle sera proposée. La qualité de cette modélisation sera enfin évaluée par comparaison aux observations.

1 Modélisation de la propagation d'un système de houle

1.1 Spectre et relation de dispersion

On propose dans cette première partie un état de l'art de la modélisation de la propagation des systèmes de houle, sur lequel se base la méthode de suivi spatio-temporel mise en place dans cette étude. La densité spectro-angulaire de variance de l'élévation de la surface libre (qu'on désignera simplement par "spectre directionnel d'état de mer") est notée $F(f, \theta, \lambda, \phi, t)$, où f désigne la fréquence, θ la direction de propagation, λ la longitude, ϕ la latitude et t le temps. Au point (λ_0, ϕ_0) de la surface océanique, l'énergie portée par l'étroite bande de fréquences $(f, f + df)$ dans les directions de propagation comprises entre θ et $\theta + d\theta$ est donnée à la date t_0 par:

$$F(f, \theta, \lambda_0, \phi_0, t_0)df d\theta \quad (1)$$

On note $E(f, \lambda, \phi, t)$ le spectre uni-directionnel d'état de mer, donné par:

$$E(f, \lambda, \phi, t) = \int_0^{2\pi} F(f, \theta, \lambda, \phi, t)d\theta \quad (2)$$

L'énergie totale de l'état de mer à t en (λ, ϕ) est donnée par:

$$\mathcal{E}(\lambda, \phi, t) = \int_0^{+\infty} E(f, \lambda, \phi, t)df = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} F(f, \theta, \lambda, \phi, t)d\theta df \quad (3)$$

Dans ce qui suit, on se concentrera sur les composantes basses fréquences du spectre ($f < 0.08\text{Hz}$), gamme de fréquences dans laquelle est propagée la houle et discriminant la majeure partie de la mer du vent. Pour cette partie "houles longues" du spectre, *Barber & Ursell (1948)* proposent la représentation suivante de la propagation des systèmes: dans les limites de l'optique géométrique et en l'absence de réfraction, l'énergie donnée par (1) est propagée à travers l'océan depuis le point (λ_0, ϕ_0) le long du grand cercle de direction θ à la vitesse de groupe $C_g(f)$. Ils proposent pour $C_g(f)$ l'expression fournie par la théorie linéaire en eau profonde. Dans le cadre de la théorie linéaire, chaque composante (f, θ) du spectre vérifie la relation de dispersion:

$$\omega^2 = gk \tanh(kD) \quad (4)$$

où on note $\omega = 2\pi f$ la pulsation, k le nombre d'onde, D la profondeur et g l'accélération de la pesanteur. En eau profonde ($kD \gg 1$), cette relation est approchée par:

$$\omega^2 = gk \quad (5)$$

Dans ce dernier cas ($kD \gg 1$), on déduit de (5) l'expression de la vitesse de groupe $C_g(f)$, donnée par:

$$C_g(f) = \frac{g}{4\pi f} \quad (6)$$

Ainsi, dans l'hypothèse d'une propagation linéaire en eau profonde ($kD \gg 1$) en l'absence d'influence significative des côtes continentales ou insulaires sur la trajectoire du système, l'observateur placé en un point de cette trajectoire verra se succéder les différentes houles du système de sorte que l'évolution temporelle des fréquences des houles observées vérifie:

$$f = \frac{g(t - t_s)}{4\pi d} \quad (7)$$

où d représente la distance parcourue par le système depuis son "évènement-source" et t_s la date de cet évènement, ces deux grandeurs étant liées par la relation

$$\frac{d}{t - t_s} = C_g(f) \quad (8)$$

La modélisation donnée par (7) fait l'hypothèse d'un évènement-source ponctuel dans le temps et dans l'espace, défini par une date t_s et un point (λ_s, ϕ_s) . *Munk et al. (1963)* considèrent que cette représentation est acceptable si la durée de l'évènement-source est très faible par rapport à la durée de propagation de la houle jusqu'au point d'observation et si l'étendue spatiale de la source est très petite par rapport à la distance moyenne de la "zone-source" au point d'observation. Examinons tout d'abord l'hypothèse de ponctualité spatiale. On se place dans le cas simplifié 1D (propagation selon l'axe xx') et qu'on considère une tempête-source centrée en x_s , d'extension spatiale $2r$; on se place en un point d'observation O situé en x_0 (voir figure 1).

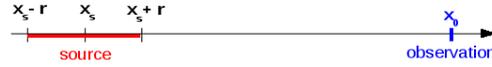


Figure 1: Schéma de principe pour l'approximation de source ponctuelle.

D'après (6) et (8), on observe en O les fréquences f_+ et f_- , émises à t_s en $x_s + r$ et $x_s - r$ respectivement, qui sont données à la date t_0 par: $f_{\pm} = \frac{g(t_0 - t_s)}{4\pi(x_0 - (x_s \pm r))}$. La différence $\Delta f = f_+ - f_-$ est donc donnée par:

$$\begin{aligned} \Delta f &= \frac{g(t_0 - t_s)}{4\pi} \frac{2r}{(x_0 - (x_s + r))(x_0 - (x_s - r))} \\ &= \frac{g(t_0 - t_s)}{2\pi(x_0 - x_s)} \frac{r}{(x_0 - x_s)} \frac{1}{(1 - \frac{r^2}{(x_0 - x_s)^2})} \end{aligned}$$

On se place dans l'hypothèse d'une source d'étendue spatiale limitée par rapport à la distance au point d'observation, c'est-à-dire: $\frac{r}{(x_0 - x_s)} \sim \epsilon_1 \ll 1$. On effectue un développement asymptotique de Δf en ϵ_1 :

$$\Delta f = \frac{g(t_0 - t_s)}{2\pi(x_0 - x_s)} (\epsilon_1 + \epsilon_1^3 + \dots)$$

Ainsi, à l'ordre ϵ_1^0 , on a: $\Delta f = 0$. Ceci signifie qu'à l'ordre ϵ_1^0 , la source est spatialement ponctuelle pour l'observateur placé en O, qui ne "voit" pas l'écart des fréquences induit par l'extension spatiale de la source.

On peut effectuer un raisonnement analogue pour l'hypothèse de ponctualité temporelle de la source. On considère cette fois une source géographiquement ponctuelle, localisée en x_0 . On considère qu'une houle de fréquence f est émise en continu de la date t_s à la date $t_s + \Delta t$. On note t_+ et t_- les dates d'arrivée au point d'observation x_0 des composantes émises en t_s et $t_s + \Delta t$ respectivement. On a par conséquent:

$$\begin{aligned} t_+ &= \frac{x_0 - x_s}{C_g(f)} + t_s \\ t_- &= \frac{x_0 - x_s}{C_g(f)} + t_s + \Delta t \end{aligned}$$

On se place dans l'hypothèse d'une source d'étendue temporelle limitée par rapport à la durée de propagation jusqu'au point d'observation, c'est-à-dire:

$$\frac{\Delta t}{(t_+ - t_s)} \sim \frac{\Delta t}{(t_- - t_s)} \sim \epsilon_2 \ll 1$$

On a alors:

$$t_+ - t_- = \Delta t \sim \epsilon_2$$

Ainsi, à l'ordre ϵ_2^0 , on a: $t_+ - t_- = 0$. L'hypothèse de ponctualité temporelle de la source est donc vérifiée à l'ordre ϵ_2^0 pour l'observateur placé en O.

Les tempêtes observées dans l'océan Pacifique peuvent s'étaler sur plusieurs jours et s'étendre ou se déplacer sur plusieurs milliers de kilomètres. L'ordre de grandeur de la durée de vie d'un système de houle dans le Pacifique est typiquement de 10 à 15 jours pour une distance parcourue de l'ordre de 1000km à 10 000km, ce qui n'est pas significativement important par rapport aux fenêtres spatio-temporelles typiques des évènements météorologiques générateurs. Cependant, les composantes de plus basses fréquences de la houle sont générées par les vents les plus intenses des évènements, qui eux ne sont observables que sur une zone géographique et un laps de temps restreints. La sélection des composantes basses fréquences effectuée dans cette étude ($f < 0.08\text{Hz}$) permet ainsi une représentation acceptable du comportement de la houle à l'ordre ϵ_1^0 et ϵ_2^0 , c'est-à-dire par la relation (7), pour la houle longue observée en dehors de la proximité spatio-temporelle de l'évènement-source.

Malgré l'idéalisation sous-jacente à la relation (7), les travaux de *Barber & Ursell (1948)*, ensuite poursuivis par *Munk et al. (1963)* et *Snodgrass et al. (1966)*, ont confirmé sur la base d'observations *in situ* que l'organisation des fréquences et directions de propagation des houles d'un système en domaine hauturier était très bien estimée par les prédictions de

la théorie linéaire. Selon (7), la dépendance temporelle de la fréquence f de la houle en un point donné est linéaire. *Barber & Ursell (1948)* mettent en évidence ce comportement sur les tracés des diagrammes $E(f, \lambda_0, \phi_0, t)$ en un point d'observation (λ_0, ϕ_0) donné sur la trajectoire du système. En effet, on observe lors du passage du système de houle en (λ_0, ϕ_0) un maximum d'énergie pour des fréquences présentant une croissance linéaire au cours du temps, en accord avec (7) (les composantes de basse fréquence, de vitesse de groupe $C_g(f)$ supérieure, arrivent en premier au point d'observation, d'où la croissance observée). Cette méthode d'identification du passage d'un système de houle en un point est appelée *Ridge Line Method*. Elle a été présentée pour la première fois par *Barber & Ursell* en 1948, puis éprouvée par *Munk et al.* en 1963 et employée de manière systématique par *Snodgrass et al.* en 1966. L'emploi de "diagrammes-E(f,t)" a été fréquemment réédité par la suite, comme par exemple par *Aarnes & Krogstad (1987)* ou plus récemment *Collard et al. (2009)*. Cette méthode reste une référence dans l'identification des systèmes de houle, ce qui confirme la pertinence de la théorie linéaire en eau profonde et de l'hypothèse de source ponctuelle pour l'étude de ces systèmes. On représente ci-dessous un graphe temps-fréquences de $E(f, \lambda_0, \phi_0, t)$ réalisé à partir des données de la bouée 51028 (située en $153.913^\circ\text{W}, 0^\circ\text{N}$) du réseau NDBC ¹ durant le mois de juillet 2004.

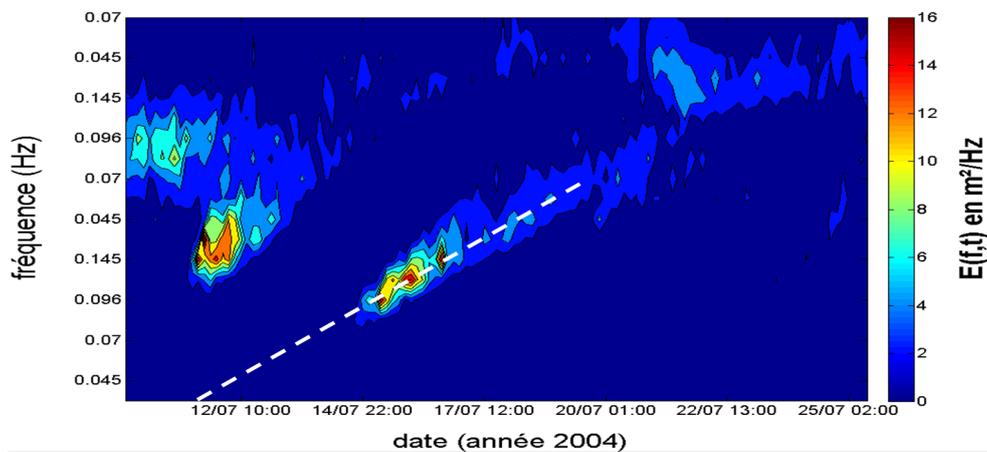


Figure 2: Diagramme $E(f,t)$ réalisé à partir des mesures de la bouée NDBC 51028; en pointillés blancs: *ridge line* correspondant au passage du système généré par la tempête du 9 juillet 2004 dans le Pacifique sud-ouest.

Un important évènement météorologique a été observé autour du 9 juillet 2004 dans le sud-ouest de l'Océan Pacifique. Le passage du système de houle généré par cet évènement se traduit au sein du graphe du diagramme- $E(f,t)$ issu des mesures de la bouée (figure 2) par une "ligne droite" (*ridge ligne* en anglais), en accord avec la croissance

¹NDBC: *National Data Buoy Center*. Réseau de bouées instrumentées mis en place par la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*), dont les données sont en libre accès et temps réel sur le site web www.ndbc.noaa.gov/ (voir description en 3.2).

linéaire prédite par (7). L'intersection de cette *ridge* avec l'axe $f = 0$ fournit une estimation de la date t_s de la tempête source (ici proche de la soirée du 9 juillet).

1.2 De la source au point d'observation

La relation (7) offre la possibilité de déduire des fréquences des houles observées en un point une estimation de la position et de la date de l'évènement-source de cette houle. En effet, à partir de (7), la distance à la source d est estimée par

$$d = \frac{g}{4\pi \frac{df}{dt}} \quad (9)$$

ce qui fournit également la date de l'évènement t_s par (8) (cette dernière peut également être estimée sur les diagrammes-E(f,t), comme mentionné ci-avant). La position de la source peut alors être estimée en rétro-propageant la houle à sa vitesse de groupe $C_g(f)$ sur une distance d (et sur une durée $t - t_s$) le long du grand cercle de direction $-\theta$. Les relations de trigonométrie sphérique (voir figure 3) permettent d'obtenir la position (λ_s, ϕ_s) du point-source à partir des coordonnées du point d'observation (λ_0, ϕ_0) par:

$$\phi_s = \sin^{-1}(\sin(\phi_0) \cos(\alpha) + \cos(\phi_0) \sin(\alpha) \cos(\theta_0)) \quad (10)$$

$$\lambda_s = \lambda_0 - \cos^{-1}\left(\frac{\cos(\alpha) - \sin(\phi_0) \sin(\phi_s)}{\cos(\phi_0) \cos(\phi_s)}\right) \quad (11)$$

où α est l'angle au centre entre le point-source et le point d'observation, donné par $\alpha = \frac{d}{R}$, avec R le rayon de la Terre; θ_0 est la direction de propagation en O (Loi des sinus appliquée au triangle OSN représenté en figure 3).

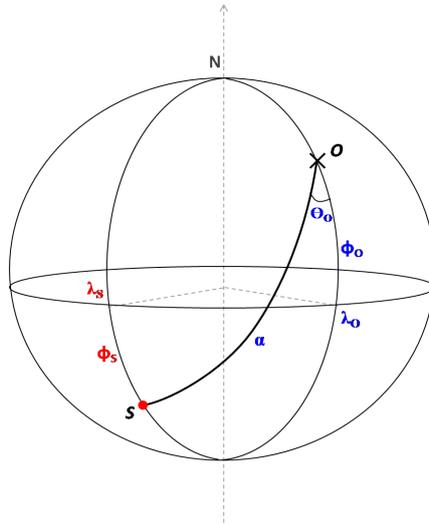


Figure 3: Schéma du calcul des coordonnées du point-source.

La méthode de localisation du point-source par (7) à (11) a fait l'objet de validations expérimentales, notamment par *Barber & Ursell (1948)* et *Munk et al. (1963)*, qui mettent

en évidence pour différents systèmes de houle longue observés la concordance entre l'estimation des position et date de l'évènement-source issue des mesures de houles et les observations météorologiques de cet évènement. Ces études étaient néanmoins limitées par la faible couverture du réseau de mesures de l'époque, qui n'a permis l'analyse que d'un petit nombre de systèmes. L'analyse a plus tard été réévaluée à partir des mesures de réseaux de bouées instrumentées (*Hasselmann et al. (1996)*, *Voorips et al. (1997)*, *Aarnes & Krogstad (2001)*), puis plus récemment avec une couverture beaucoup plus grande grâce aux mesures de spectres d'état de mer effectuées par des instruments embarqués sur satellite (*Collard et al. (2009)*). Ces travaux ont confirmé la validité de l'estimation de la localisation des sources basée sur (7), (10) et (11) pour un grand nombre de systèmes de houle longue. Malgré sa relative simplicité, cette modélisation fournit des résultats qui coïncident étonnement bien avec les observations météorologiques et elle est par conséquent fréquemment utilisée.

1.3 Evolution de l'énergie du système à grande distance de la source

L'énergie du système rayonnée depuis la source à travers l'océan évolue au cours de sa propagation, la hauteur de la houle diminuant généralement avec la distance à la source. Plusieurs phénomènes sont en jeu dans ces modifications de l'énergie de la houle. Il peut s'agir par exemple de la dispersion, de l'étalement angulaire du système, des interactions avec les vents de surfaces rencontrés par le système, des interactions avec les autres systèmes, des interactions avec les courants de surface ou encore de l'effet de la présence d'îles sur le trajet du système. Pour les systèmes de houle longue, *Collard et al. (2009)* exposent que les principales causes de la diminution de la hauteur de la houle en l'absence de blocage par les îles sont la dispersion et l'étalement angulaire.

La dispersion, qui correspond à la propagation des différentes fréquences à des vitesses de groupe différentes, entraînent un resserrement du spectre dans l'espace spectral et un étalement du système dans l'espace géographique selon la direction de propagation. Qualitativement, l'atténuation de l'énergie du système induite par cet étalement dans la direction de propagation s'explique par l'augmentation de l'écart entre la position des composantes de plus basses fréquences, qui se propagent en tête du système à une vitesse de groupe élevée, et les composantes de plus hautes fréquences, qui se propagent en queue du système à vitesse de groupe plus faible (une illustration de ce phénomène est fournie plus loin en figure 14). L'étalement angulaire aboutit également à un étalement spatial du système, mais cette fois dans la direction orthogonale à la direction de propagation. Celui-ci se traduit de la même manière par une diminution des hauteurs de vagues observées, qui vient s'ajouter à l'effet de la dispersion.

Pour représenter l'effet combiné de la dispersion et de l'étalement angulaire, *Collard et al. (2009)* proposent une atténuation asymptotique de $\mathcal{E}(\lambda, \phi, t_0)$ à grande distance de la source en $\frac{1}{\alpha \sin \alpha}$, où α désigne la distance angulaire entre la source et le point d'observation. On reprend en annexe A les grandes étapes de la démonstration proposée (pour plus de détails, voir *Collard et al. (2009)*). Ce comportement asymptotique a fait l'objet d'une validation expérimentale, également présentée dans *Collard et al. (2009)*, qui met en évidence une erreur relative inférieure à 20% par rapport aux mesures une fois dépassée une distance d'environ 4000km de la source.

1.4 Limites/extensions de la modélisation

La modélisation linéaire en eau profonde présentée ici se base sur plusieurs hypothèses idéalistes, qui ne permettent pas de prendre en compte certains phénomènes susceptibles d'influencer la dynamique du système de houle. L'application de cette modélisation dans le suivi spatio-temporel des systèmes a pour but de reconnaître en chaque point, parmi un ensemble de systèmes superposés les uns aux autres, le système rattaché à une source particulière (voir la description de la méthode en 4.1.2). La modélisation linéaire en eau profonde, bien que pouvant présenter des écarts par rapport à la propagation réelle, apparaît suffisante dans la grande majorité des cas pour discriminer les systèmes n'étant pas issus de l'évènement-source considéré. Néanmoins, il convient de garder à l'esprit que les hypothèses sous-jacentes à cette modélisation peuvent atteindre leurs limites dans certaines configurations. En se basant sur plusieurs études de la littérature scientifique menées sur la propagation des systèmes de houle, on se propose ici d'exposer les principaux facteurs d'écart à la modélisation proposée.

1.4.1 Proximité des côtes - Effet de la diminution de la profondeur

Il s'agit tout d'abord de l'hypothèse de propagation en eau profonde et de l'hypothèse du grand cercle comme trajectoire suivie par la houle. Cette modélisation trouve ses limites à proximité des côtes, où la présence des talus côtiers est susceptible de générer des phénomènes de réflexion et/ou réfraction pouvant influencer significativement la propagation, en générant notamment une déviation de trajectoire par rapport au grand cercle de référence. La rencontre d'eaux moins profondes peut également modifier l'expression de la vitesse de groupe donnée par (6) et ainsi affecter la durée de propagation (diminution de la vitesse de propagation); néanmoins, *Barber & Ursell (1948)* estiment que le passage de la houle en eau côtière a un effet négligeable sur la durée totale de propagation depuis la source. Outre les côtes continentales, la présence d'îles sur le trajet des trains de houle est fréquente. Celles-ci produisent un "effet d'ombre" en bloquant une partie de l'énergie de la houle et peuvent également réfléchir,

réfracter et/ou diffracter les houles du système. Les réflexions et diffractions multiples qui peuvent avoir lieu dans certaines configurations d'archipels peuvent aboutir à des modifications significatives des caractéristiques directionnelles du système.

Les études menées par *Munk et al.* en 1963 et *Snodgrass et al.* en 1966, basées sur des mesures de sondes de pression disposées en zone côtière (pour des raisons pratiques), utilisent une méthode de tracés de rayons afin de prendre en compte les modifications de direction de propagation dues à la réfraction de la houle à proximité des instruments de mesures. *Munk et al.* mettent en évidence que la réfraction a un effet négligeable pour les composantes de plus hautes fréquences (correspondant à des longueurs d'ondes plus faibles que 3 fois la profondeur), alors que les composantes de plus basses fréquences peuvent être plus fortement déviées par réfraction. Le développement des réseaux de mesures réalisés depuis ces études offre la possibilité de sélectionner les observations issues de bouées ou de mesures satellitaires réalisées hors des bandes côtières. Le travail présenté ici se concentre ainsi essentiellement sur des évènements générant des systèmes se propageant en pleine mer et des observations réalisées à distance importante des côtes continentales, et donc peu affectées par le phénomène de réfraction.

La présence d'îles sur le trajet des systèmes est cependant inévitable et susceptible d'influencer la propagation du système en aval. *Snodgrass et al.* (1966) présentent une méthode permettant de prendre en compte l'effet d'ombre des îles mais négligeant la réfraction/diffraction aux limites des îles. *Munk et al.* (1963) proposent une discussion plus détaillée concernant la diffraction de la houle par les îles et l'écart introduit par rapport à l'optique géométrique. L'erreur estimée par *Snodgrass et al.* dans le cas de la prise en compte de l'effet d'ombre uniquement est de l'ordre de 10% à 20%. Les zones côtières des îles du domaine hauturier Pacifique constituant une très petite surface proportionnellement à celle du bassin entier, la réfraction et/ou diffraction dans ces zones ne concernent que le nombre réduit de trajectoires des houles du système passant à proximité, ce qui semble faible à l'échelle du système.

1.4.2 Source mouvante

Comme on l'a vu, l'hypothèse du point-source trouve ses limites dans le cas de sources très étendues et proches du point d'observation. Une configuration plus fréquente qui peut également s'écarter de cette hypothèse est le cas de sources mobiles. Certaines tempêtes peuvent en effet se déplacer très rapidement sur des distances importantes durant la phase de génération de la houle longue. Ceci peut aboutir à la présence de houles aux caractéristiques spectrales différentes mais générées par un même évènement, donc appartenant strictement au même système. La propagation de ce système pourra

alors présenter des écarts significatifs par rapport aux prévisions de la modélisation basée sur l'hypothèse de point-source immobile employée ici. *Munk et al. (1963)* proposent un jeu d'équation permettant de représenter les variations de fréquences et de directions des houles du système à partir de la vitesse de déplacement du point-source. *Gjevik et al. (1987)* proposent une modélisation intégrant l'effet de l'extension et du déplacement de la source sur les fréquences du système de houle. Le jeu d'équations introduit permet notamment de calculer les fréquences minimum et maximum du système de houle à partir de la distance du point d'observation à l'évènement source au début de ce dernier, d'une vitesse de déplacement et des dimensions caractéristiques de la source.

L'effet de la mobilité de la source est atténué pour les composantes de basses fréquences, qui, comme mentionné précédemment, sont générées sur une plage temporelle restreinte, d'autant plus qu'elles sont observées à grande distance de la source. Il pourra cependant affecter significativement la propagation des composantes de plus hautes fréquences, générées durant un laps de temps plus grand. Le choix de concentrer la présente étude sur la houle longue de période supérieure à 12s permet ainsi dans un premier temps de limiter les écarts liés à d'éventuels déplacements rapides des tempêtes-sources. Il est néanmoins envisagé de compléter le présent travail en intégrant à la représentation les notions de mobilité de la source introduites par *Munk et al. (1963)* ou *Gjevik et al. (1987)*.

1.4.3 Interactions avec les conditions locales

On peut enfin citer les limites de la modélisation liées à l'influence des vents, des courants ou encore des autres systèmes de vagues rencontrés par la houle sur son trajet. De forts vents peuvent modifier les caractéristiques de la houle ou générer une mer du vent influençant la propagation de la houle. Cet effet a été étudié dans *Munk et al. (1963)* et *Snodgrass et al. (1966)*. *Munk et al.* suggèrent que l'influence de la mer de vent locale peut être significative dans certaines régions, mentionnant en particulier la zone des alizés équatoriaux (néanmoins cet effet n'est pas retrouvé par *Snodgrass et al.*). Il est également probable que le vent puisse affecter directement la houle lorsqu'il est assez fort et dans la direction de propagation de la houle (modification de la fréquence notamment). Néanmoins, *Hasselmann (1963b)* s'oppose à la suggestion de *Munk et al. (1963)* et démontre que cette influence est négligeable pour la houle longue.

D'importants courants peuvent également affecter les caractéristiques fréquentielles et directionnelles du système de houle en provoquant de la réfraction. Néanmoins, l'effet des courants semblent souvent limité par l'étendue spatiale restreinte des zones de forts courants, et *Collard et al. (2009)* estiment que l'écart de trajectoire par rapport au grand cercle est faible pour la houle longue.

Enfin, les interactions non-linéaires entre les différents systèmes en présence peuvent également influencer la propagation, phénomène également discuté dans *Munk et al. (1963)* et *Snodgrass et al. (1966)*. Ceux-ci suggèrent que la majeure partie de l'influence de ce phénomène est cantonnée à la proximité de la source. *Collard et al. (2009)* suggèrent que pour la houle longue, de faible cambrure, les effets des interactions non-linéaires entre systèmes sont négligeables lorsque le système s'est propagé hors de la zone génératrice à plus de quelques fois la dimension caractéristique de cette zone.

2 Supersposition de systèmes de houle - Partitionnement du spectre

2.1 Description spectrale paramétrée: utilité du partitionnement

L'état de mer est très souvent caractérisé par un nombre limité de paramètres, dits paramètres intégraux, utilisés pour résumer l'information contenue dans le spectre. Le spectre directionnel, représentant la répartition de l'énergie de l'état de mer en un point sur un ensemble important de fréquences et de directions, constitue un volume considérable d'informations, et cela à chacun des points d'observation. On a ainsi souvent recours à un ensemble de paramètres caractéristiques calculés à partir du spectre afin de synthétiser l'information spectrale. Cette caractérisation est évidemment moins complète que la totalité du spectre mais offre néanmoins la possibilité de transporter une partie de l'information nécessaire à de nombreuses applications. Les paramètres descriptifs les plus souvent employés sont la fréquence du pic f_p et la direction moyenne à la fréquence du pic $\theta_m(f_p)$, ainsi que des paramètres intégraux tels que la fréquence moyenne f_m , la direction moyenne correspondante $\theta_m(f_m)$ et la hauteur significative H_s , dont les définitions sont fournies ci-dessous:

$$f_m = \frac{1}{\mathcal{E}} \int_f \int_\theta F(f, \theta) f df d\theta \quad (12)$$

$$\theta_m(f) = \arctan\left(\frac{b_1(f)}{a_1(f)}\right) \quad (13)$$

$$\text{avec} \begin{cases} a_1(f) = \int_0^{2\pi} F(f, \theta) \cos(\theta) d\theta / \int_0^{2\pi} F(f, \theta) d\theta \\ b_1(f) = \int_0^{2\pi} F(f, \theta) \sin(\theta) d\theta / \int_0^{2\pi} F(f, \theta) d\theta \end{cases} \quad (14)$$

$$H_s = 4\sqrt{\mathcal{E}} = 4 \left(\int_f \int_\theta F(f, \theta) d\theta df \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

où on omet la mention de (λ, ϕ, t) comme argument de F pour alléger les notations. On utilise également des paramètres caractérisant l'étalement fréquentiel autour du pic, comme l'écart-type fréquentiel σ_f pondéré par l'énergie de chaque composante spectrale, et de définition analogue l'étalement directionnel σ_θ .

Cependant, la représentation du spectre par ces paramètres présente ses limites pour un spectre clairement uni-modal, c'est-à-dire possédant plusieurs pics énergétiques importants, chacun correspondant à des fréquences et/ou directions de propagation différentes. C'est typiquement la configuration provoquée par la superposition en un point de houles rattachées à différents systèmes, chaque système aboutissant à un pic énergétique dans le spectre. Plusieurs événements se déroulant souvent à des dates voisines dans différentes régions d'un océan, cette configuration est fréquemment rencontrée. Dans ce cas, la perte d'information concédée en réduisant l'information spectrale au jeu de paramètres décrits ci-avant devient bien plus importante que dans le cas multi-modal. En effet, les paramètres de pic f_p et θ_p ne sont représentatifs que du système le plus énergétique, occultant les autres, tandis que les paramètres intégraux, tels que f_m , θ_m et H_s , ne permettent pas de rendre compte du caractère multi-modal du spectre (position des différents pics dans le spectre, rapport énergétique des différents pics, etc.).

La caractérisation des spectres multi-modaux a fait l'objet de plusieurs travaux dans le but de parvenir à isoler au sein du spectre les contributions des différents systèmes (Gerling (1992), Hasselmann et al. (1996), Hanson et Phillips (2001), Aarnes et Krogstad (2001)). Il s'agit de décomposer le spectre sous certains critères, de sorte à ce que chacune des "parties du spectre" obtenues correspondent à la contribution d'un système. Dès lors, l'information spectrale peut être résumée par les N jeux de paramètres $([f_{p_n}, f_{m_n}, \theta_{p_n}, \theta_{m_n}, H_{s_n}, \sigma_{f_n}, \sigma_{\theta_n}])_{n=1\dots N}$, caractérisant les N partitions du spectre. La description par ces N jeux de paramètres devient alors pertinente, de la même manière qu'un seul jeu permettrait de résumer l'information contenue dans un spectre uni-modal. Par ailleurs, la séparation des différents systèmes au sein des spectres d'état de mer offre ainsi la possibilité de relier tout état de mer à un ensemble d'évènements-source contributeurs par les relations (7) à (11). Cette décomposition spectrale est appelée "partitionnement" du spectre.

Deux méthodes de partitionnement spectral ont été employées pour cette étude: la méthode de Gerling (1992) et la méthode de Hanson et Phillips (2001). Celles-ci n'ont pas été développées ni modifiées dans le cadre de ce stage de master mais ont été utilisées pour partitionner le spectre préalablement au traitement effectué ensuite. On fournit

donc ici les éléments nécessaires pour appréhender leur fonctionnement: une description succincte des grands principes des deux méthodes est fournie ci-dessous; une description plus détaillée des particularités de chacune des deux méthodes est proposée en annexe B.

2.2 Méthodes de partitionnement

Le partitionnement du spectre a pour but d'identifier et quantifier les contributions énergétiques des différents systèmes au sein du spectre d'état de mer en un point. Cette opération repose sur une représentation de l'état de mer comme superposition de systèmes de houle indépendants, au sens où les caractéristiques respectives de deux systèmes différents ne sont pas corrélées. Cette hypothèse de décorrélation s'appuie sur le fait que chaque système est généré par un évènement météorologique propre et indépendant des évènements-source des autres systèmes en présence.

Le partitionnement du spectre peut être considéré comme la succession de 5 étapes:

- isolement des pics énergétiques spectraux,
- regroupement des partitions appartenant à un même système de houle,
- regroupement des systèmes de mer de vent,
- discrimination des partitions de faible énergie,
- calcul des paramètres descriptifs des différents systèmes de houle.

La première étape consiste à repérer au sein du spectre les différents pics énergétiques et à attribuer à chaque pic une certaine quantité d'énergie distribuée sur le domaine spectral qui l'entoure. La portion du domaine spectral ainsi rattachée à un pic énergétique est appelée "partition" du spectre. On effectue cette opération pour chaque pic énergétique, ce qui aboutit à un partitionnement du domaine spectral $[0, +\infty[\times [0, 2\pi]$, qu'on note $(R_i)_{i=1..K}$. Par définition d'un partitionnement d'ensemble, cet ensemble de partitions vérifie:

$$\forall i \in [1, K], \begin{cases} R_i \subset [0, +\infty[\times [0, 2\pi] \\ R_i \neq \emptyset \\ \forall j \neq i, R_i \cap R_j = \emptyset \end{cases} \quad \text{et} \quad \bigcup_{i=1}^K R_i = [0, +\infty[\times [0, 2\pi] \quad (16)$$

Cette première étape du partitionnement est purement formelle, mais l'interprétation physique qu'on désire voir revêtir au partitionnement est que chaque partition représente un des systèmes de vagues en présence au point d'observation. En raison du caractère bruité des spectres obtenus à partir des mesures de bouées ou des données satellitaires,

la première étape aboutit généralement à l'obtention d'un grand nombre de partitions, dont beaucoup sont liées à des pics énergétiques très localisés et non représentatifs d'un véritable système de vagues. La deuxième étape du partitionnement spectral consiste ainsi à fusionner les partitions issues de la première étape qui sont en fait rattachées à un même système de vagues. La distinction entre 2 partitions est décidée à partir de deux critères représentatifs de la séparation entre deux pics:

- le rapport de la distance spectrale entre les 2 pics sur l'étalement spectral des deux partitions correspondantes,
- le rapport entre la valeur de l'énergie à ce pic et la valeur de l'énergie au point de selle le séparant du pic voisin (voir annexe B).

Les seuils imposés à ces critères sont généralement empiriques et variables d'un auteur à un autre et d'une région océanique à une autre. La plupart du temps, ils sont obtenus par essais successifs sur des jeux de données jusqu'à atteinte d'un paramètre optimum (*Voorrips et al. (1997), Hanson et Phillips (2001), Aarnes & Krogstad (2001)*).

La troisième étape du partitionnement spectral consiste à distinguer et regrouper les partitions de mer de vent. L'énergie de la mer de vent est souvent disséminée sur une gamme de fréquences et directions étendue, ce qui peut aboutir à plusieurs partitions différentes à l'issue de la deuxième étape. On regroupe ainsi ces partitions de mer de vent en les distinguant des systèmes de houle. Le critère de discrimination de la mer de vent met en jeu l'âge des vagues (rapport entre la vitesse de groupe et la vitesse du vent) et l'angle entre la direction de propagation des vagues et la direction du vent (voir annexe B), afin de mesurer la dépendance du système aux conditions de vent locales. On procède dans un quatrième temps à l'élimination des partitions de trop faible énergie, considérées comme un bruit du signal (éventuellement, leur énergie est re-distribuée au sein des autres partitions afin d'assurer la conservation de l'énergie totale).

La réalisation de ces 4 opérations permet d'obtenir un partitionnement du spectre en systèmes: chaque système est une portion du domaine spectral à laquelle correspond une quantité d'énergie distribuée autour d'un pic énergétique principal. On peut alors calculer les paramètres descriptifs (décrits dans la section précédente) de chaque système à partir du spectre restreint au système, qui est donné pour le $k^{\text{ème}}$ système par:

$$F_k(f, \theta) = \begin{cases} F(f, \theta) & \text{si } (f, \theta) \in R_k \\ 0 & \text{si } (f, \theta) \notin R_k \end{cases} \quad (17)$$

où R_k est le domaine spectral attribué au système k .

2.3 Applications du partitionnement spectral

Dans la présente étude, les données spectrales utilisées ont systématiquement fait l'objet d'un partitionnement. Ces données peuvent être issues de simulations du modèle numérique, de mesures de bouées ou de mesures satellitaires (voir paragraphe suivant). Les spectres issus des mesures des bouées et des mesures satellitaires ont été partitionnés en suivant la méthode de *Gerling (1992)* et les spectres issus des simulations numériques ont été partitionnés en suivant la méthode de *Hanson & Phillips (2001)*. Le choix de deux méthodes différentes a été imposé par des raisons pratiques. L'équivalence de ces deux méthodes pour l'application réalisée dans cette étude a été validée sur plusieurs cas (résultats exposés en annexe B). On présente ci-dessous un exemple de spectre partitionné tiré de *Tolman (2007)*. On représente en 3 dimensions le spectre directionnel issu des mesures de la bouée NDBC 51028. On visualise sur ce partitionnement la séparation des contributions de 3 systèmes de houle et un système de mer de vent.

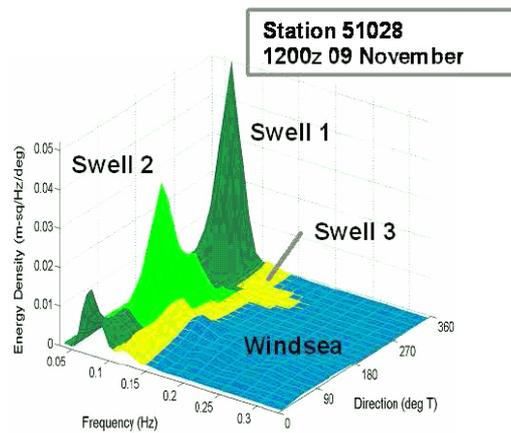


Figure 4: Spectre partitionné issu des mesures de la bouée NDBC 51028 le 9 novembre 2000 à 12h UTC (extrait de *Tolman (2007)*).

3 Données employées

Les données utilisées dans le cadre de ce travail sont de 3 types:

- spectres issus de simulations numériques,
- spectres issus de mesures de bouées instrumentées,
- spectres issus de mesures par radar à synthèse d'ouverture (SAR) embarqué sur satellite.

On décrit ici succinctement la nature de chacun de ces types de données.

3.1 Données issues du modèle numérique WaveWatchIIITM

Cette étude s'appuie fortement sur les simulations numériques obtenues avec la version 3.14 du code *WaveWatchIIITM* (WWIII) (Tolman (2007)) utilisant les paramètres physiques de *Ardhuin et al. (2009)*. Cette version du modèle est mise en oeuvre par le SHOM dans le cadre du projet *Previmer* et fait l'objet de calibration et validation détaillées sur un ensemble de plus de 250 points de mesures *in situ*, dans le cadre du projet de comparaison de modèles mené sous la direction du JCOMM (Commission Mixte de l'Organisation Mondiale de la Météorologie) et de la Commission Océanographique Internationale. Quatre années de données satellitaires incluant tous les altimètres (*Rasclé et al. (2008)*) et le radar à synthèse d'ouverture d'ENVISAT (*Ardhuin et al. (2009)*) ont également été employées pour ajuster les paramètres de ce modèle. Le modèle est forcé par le vent seul et n'assimile aucune mesure de houle.

Le code de calcul WWIII a été développé au sein du *National Center of Environmental Prediction* (NCEP) de la NOAA. C'est un modèle d'état de mer spectral qui résout une équation régissant l'évolution de la densité spectrale d'action, définie par $A(\sigma, \theta; \lambda, \phi, t) = \frac{F(\sigma, \theta; \lambda, \phi, t)}{\sigma}$, avec $\sigma = 2\pi f$ en l'absence de courant. L'équation d'évolution de A prend en compte différents phénomènes physiques influençant la propagation à travers un terme source S . Sa forme générique est:

$$\frac{DA}{Dt} = S_{in} + S_{nl} + S_{diss} + S_{bot} + S_{sup} \quad (18)$$

où S_{in} est un terme de génération par l'effet des vents de surface, S_{nl} représente l'effet des interactions non-linéaires sur la répartition énergétique spectrale, S_{diss} représente les sources de dissipation de l'énergie de l'état de mer (moutonnement/déferlement, viscosité) et S_{bot} représente l'effet de la présence du fond en eau intermédiaire et peu profonde (*Tolman (2002g), Tolman (2008)*). D'autres termes sources peuvent éventuellement être ajoutés dans S_{sup} (par exemple, effets observables dans le cas d'une propagation en eau très peu profonde, comme le déferlement, les interactions vagues-vagues de type *triad*, etc.).

Les résultats du modèle utilisés dans cette étude sont issus d'un calcul réalisé avec une résolution spatiale de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. Les sorties du modèle à disposition sont fournies avec un pas de temps de 6h. Les spectres fournis en sortie sont discrétisés sur une gamme de 32 fréquences s'étalant de 0.038Hz à 0.68Hz avec un pas fréquentiel croissant, de sorte que la largeur de la bande entre une fréquence f_i et la suivante f_{i+1} soit de $0.10f_i$. Le pas directionnel est régulier de 15° .

3.2 Données issues de mesures de bouées instrumentées

On utilise dans cette étude les mesures effectuées par les bouées du réseau NDBC de la NOAA, en libre service sur le site web du NDBC. Les données employées sont issues des mesures de bouées directionnelles de type pilonnement-tangage-roulis. Le spectre d'état de mer est évalué à partir des cospectres $(C_{zz}, C_{za}, C_{zb}, C_{aa}, C_{bb})$, où z désigne le pilonnement, a le tangage et b le roulis, mesurés sur un intervalle de temps de 20 à 40 minutes. Les techniques d'évaluation de ces spectres à partir des mesures de la bouée sont exposées en détails dans *Steele & Earle (1991)* et *Steele, Teng & Wang (1992)*. Afin de pouvoir comparer les spectres issus des mesures de bouées aux spectres calculés par le modèle, on moyenne les spectres obtenus de sorte à ce que leur discrétisation en fréquence, en direction et en temps corresponde à celle du modèle (fournie en 3.1). Cette opération permet également de lisser quelque peu les spectres issus des mesures bouées, qui sont généralement très bruités, ce qui facilite ensuite grandement le partitionnement (phase d'isolement des maxima locaux).

3.3 Données issues de mesures SAR

Les données satellitaires employées pour cette étude sont issues de mesures du radar à synthèse d'ouverture (SAR) embarqué dans le cadre de la mission ENVISAT. Ces mesures couvrent la plage temporelle 2004-2007. Les spectres directionnels d'état de mer ont été extraits des mesures du SAR par l'ESA (*European Space Agency*) selon une méthodologie décrite par *Chapron et al. (2001)* avec les corrections de *Johnsen & Collard (2004)*. Les spectres sont fournis avec une résolution directionnelle de 10° sur une gamme de longueurs d'onde 30m-800m, avec une discrétisation sur 24 nombres d'onde espacés exponentiellement de sorte à ce que, en eau profonde, l'espacement entre une période de discrétisation T_i et la suivante T_{i+1} soit de $0.07T_i$. Les mesures sont effectuées le long de la trace du satellite et par conséquent, chacun des spectres obtenus correspond à un instant et un point différents, ce qui rend ces données plus complexes à traiter que les données modèle ou bouée, qui fournissent des séries temporelles en des points fixes.

4 Suivi spatio-temporel de systèmes de houle

4.1 Méthode de suivi spatio-temporel depuis la source

4.1.1 Utilité du suivi spatio-temporel

Le partitionnement, appliqué à un spectre en un point et à un instant donné, n'établit pas de lien entre les partitions obtenues en deux points et/ou instants différents. L'opération qui consiste à déterminer si deux partitions extraites des spectres en

deux points et/ou instants différents appartiennent à un même système de houle est appelée "suivi spatio-temporel des systèmes de houle". Sa réalisation à la suite du partitionnement permet ainsi d'extraire de l'ensemble des partitions un sous-ensemble contenant exclusivement les partitions rattachées à un système de houle particulier.

Des techniques de suivi ont été proposées par différents auteurs comme *Voorips et al. (1997)* ou *Aarnes & Krogstad (2001)*. On a vu que le partitionnement spectral reposait sur l'hypothèse de décorrélation des caractéristiques de deux systèmes de houle différents, considérés comme indépendants car générés par des événements météorologiques indépendants. Par opposition, le suivi spatio-temporel d'un système est basé sur une hypothèse de forte corrélation entre les différentes partitions appartenant à un même système de houle. La technique proposée par *Voorips et al. (1997)*, reprise par *Aarnes & Krogstad (2001)*, repose sur des seuils de variabilité imposés aux différences entre les paramètres caractéristiques f_p (ou f_m), θ_p (ou θ_m) et H_s d'une partition et ceux d'une autre partition du même système. En particulier, deux partitions i et j issues de deux spectres différents pourront être rattachées à un même système de houle si les quantités $|f_{p_i} - f_{p_j}|/f_{p_i}$ et $|\theta_{p_i} - \theta_{p_j}|$ sont faibles (un seuil est également imposé aux variations de H_s , mais celui-ci est beaucoup moins restrictif, d'importantes variations de H_s au sein d'un même système ayant pu être observées). Les seuils de variabilité imposés à ces paramètres sont empiriques et variables selon les auteurs. *Aarnes & Krogstad (2001)* mentionnent l'absence de théorie mathématique rigoureuse ou de modèle physique simplifié permettant de déterminer ces seuils. Leur établissement constitue ainsi une pré-supposition sur la structure spatio-temporelle des systèmes de houle, que les auteurs ajustent généralement en vérifiant à l'aide des relations (7) à (11) que l'ensemble de partitions constitué par le suivi est bien cohérent avec une origine commune, qui définit un système de houle. *Aarnes & Krogstad (2001)* mentionnent encore que l'une des difficultés de cette méthode de suivi est que, les critères de regroupement des partitions au sein d'un même spectre et les critères de suivi d'un spectre à un autre étant différents, des situations apparaissent où deux partitions non regroupées au sein d'un spectre peuvent être rattachées à une seule et même partition du spectre voisin. Une telle situation est en contradiction avec les hypothèses de décorrélation des différents systèmes et de corrélation des partitions d'un même système.

Le travail présenté ici a pour objectif la caractérisation de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle. Par conséquent, on désire effectuer le moins possible d'hypothèses préalables quant à cette structure, tout en déterminant de manière univoque l'appartenance d'une partition à un système. On adopte pour cela une approche différente de celle décrite ci-dessus, en se basant uniquement sur la définition

stricte d'un système de houle: l'unicité de l'évènement-source. La logique employée est inverse à celle de *Aarnes & Krogstad (2001)*: ces derniers effectuent un regroupement des partitions en systèmes pour ensuite identifier les évènements-source alors qu'ici, on emploie la connaissance des évènements-source pour regrouper les partitions en systèmes.

4.1.2 Description de la méthode de suivi spatio-temporel

Base d'évènements-source

La méthode de suivi spatio-temporel des systèmes de houle développée dans le cadre de cette étude se base sur la connaissance de la source du système, c'est-à-dire une estimation de sa position et sa date. On dispose pour cette étude d'une base d'évènements-source ayant eu lieu de 2004 à 2007. Celle-ci a été établie par recouplement de mesures spectrales par SAR et de mesures de vents de surface par diffusiomètre. Les données SAR ont été décrites au paragraphe 3.3. Les données de vents de surface utilisées ont été recueillies dans le cadre du projet *SeaWinds* de la mission *QuickSCAT* menée par la NASA. La méthode d'identification employée ici a été établie par *Collard et al. (2009)*. On se propose d'en donner une description.

Une première estimation de la source est effectuée à partir des données du SAR. Sur l'intervalle de temps d'intérêt, chaque spectre issu des mesures SAR est partitionné. On rappelle que chaque mesure du SAR est effectuée à un instant t_i et un point (λ_i, ϕ_i) différent, le satellite se déplaçant continuellement le long de son orbite. On obtient ainsi en chaque point de mesure du SAR (λ_i, ϕ_i, t_i) un ensemble de partitions, chacune décrites par un ensemble de paramètres caractéristiques, dont f_{p_i} et θ_{p_i} . Chaque partition est alors rétro-propagée à la vitesse $C_g(f_{p_i})$ (donnée par (6)) le long du grand cercle de direction $-\theta_{p_i}$, selon la théorie linéaire en eau profonde présentée en section 1. On obtient ainsi une représentation de l'évolution spatio-temporelle d'une partition i identifiée en (λ_i, ϕ_i) sous forme de *firework*, c'est-à-dire une reconstitution de la trajectoire de la composante du champ de houle ayant abouti à la contribution spectrale i en (λ_i, ϕ_i) . Les sources sont alors estimées à partir des points de focalisation spatio-temporelle de ces trajectoires de rétro-propagation: par exemple, on localisera une source en (λ_s, ϕ_s, t_s) lorsqu'un nombre significatif de trajectoires passe à moins de 500km de (λ_s, ϕ_s) et un intervalle de 12h autour de t_s . Pour illustrer ce procédé, on présente en figure 5 quatre instants successifs de la rétro-propagation des mesures du SAR effectuées au cours du mois de juin 2006 (*fireworks* réalisés par *Collard et al.*).

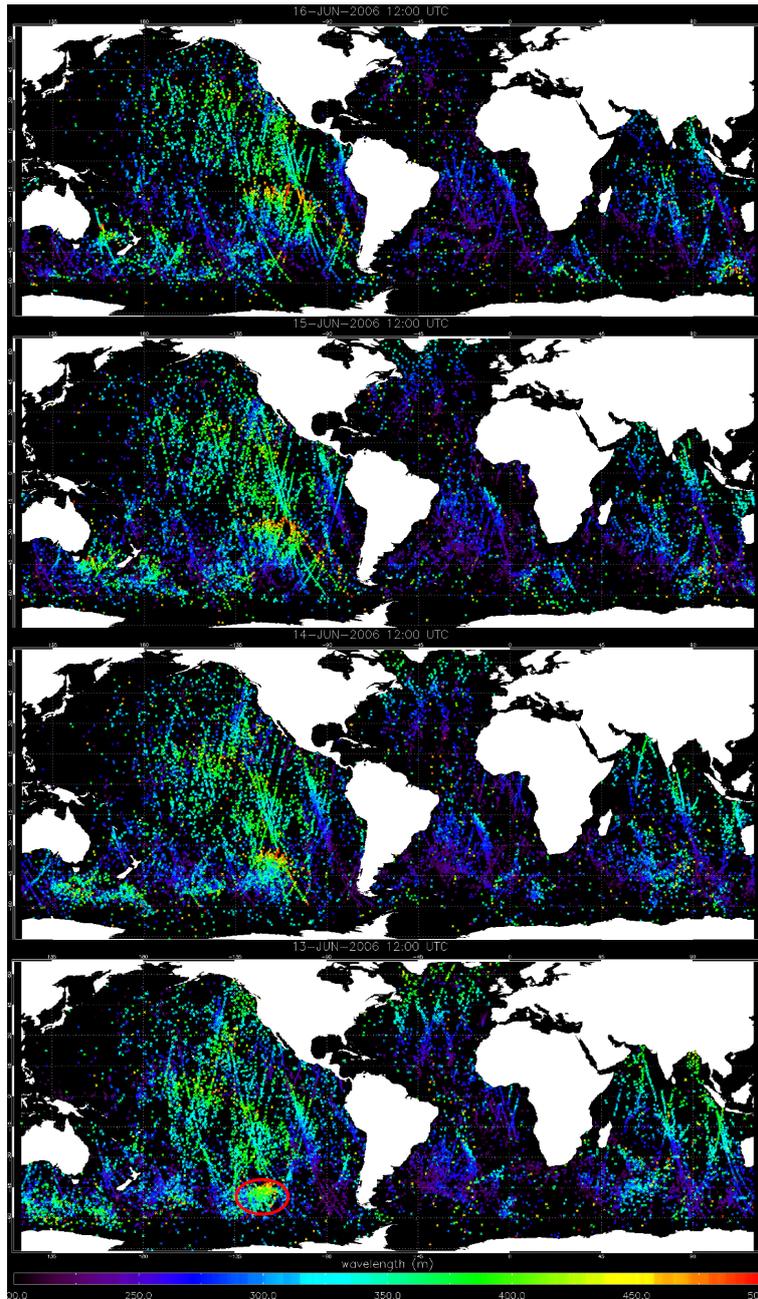


Figure 5: Rétro-propagation des partitions mesurées par le SAR (*fireworks*) convergeant en ($115^{\circ}\text{W}, 45^{\circ}\text{S}$) le 13/06/2006 vers 12h (de haut en bas, représentation le: 16/06/06 12h; 15/06/06 12h; 14/06/06 12h; 13/06/06 12h). Entourée de rouge sur la dernière carte: zone de focalisation.

On repère sur ces figures un point de focalisation important autour du 13 juin proche de ($115^{\circ}\text{W}, 45^{\circ}\text{S}$). Afin de valider et de préciser cette localisation, on examine les mesures de vents de surface autour de ce point de focalisation. On présente en figure 6 les mesures du diffusiomètre *QuickSCAT* dans cette zone, le 13 juin 2006 à 14h aux alentours de ($115^{\circ}\text{W}, 45^{\circ}\text{S}$).

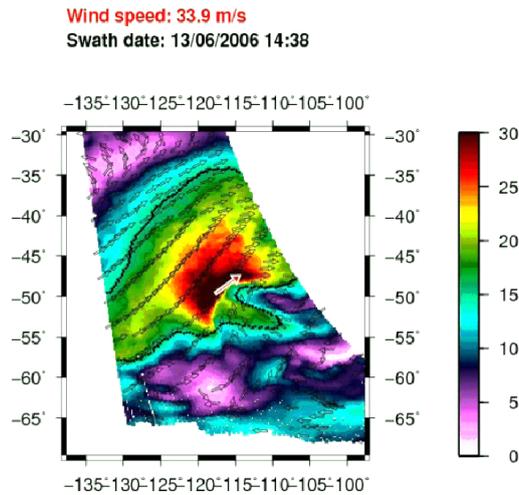


Figure 6: Vitesse des vents mesurés par le diffusiomètre de QuickSCAT au niveau de la zone de focalisation 13 juin 2006-14h proche de $(115^{\circ}W, 45^{\circ}S)$.

On observe des vents très importants le 13 juin aux alentours de 14h en $(115^{\circ}W, 45^{\circ}S)$. Ceci permet de confirmer l'existence et l'estimation de la localisation spatio-temporelle de cet évènement-source.

Il est à noter que, par la nature de ce procédé, les évènements-source très étendus spatio-temporellement sont écartés. En effet, la focalisation des partitions issues du SAR et rétro-propagées nécessite une étendue spatio-temporelle restreinte de la source. Ainsi, la base d'évènements-source est constituée de sorte à réduire le nombre de cas s'éloignant fortement de l'approximation de source-ponctuelle.

Suivi du système de houle rattaché à une source donnée

On considère un évènement-source donné S caractérisé par sa position (λ_s, ϕ_s) et sa date t_s . Afin de suivre spatio-temporellement le système de houle rattaché à la source S , on établit un critère de reconnaissance, qu'on applique aux partitions en un point et instant donnés. Ce critère est basé sur la proximité des caractéristiques (f_p, θ_p) des différentes partitions aux caractéristiques prévues par la représentation linéaire en eau profonde présentée en 1.

On note $f_{plin}(\lambda, \phi, t)$ et $\theta_{plin}(\lambda, \phi, t)$ la fréquence et direction de pic respectivement prévues par la théorie linéaire en (λ, ϕ, t) pour le système généré par S . On a alors,

d'après (7), (10) et (11):

$$\begin{cases} \alpha &= \cos^{-1} (\cos \phi \cos \phi_s \cos(\lambda - \lambda_s) + \sin \phi \sin \phi_s) \\ f_{plin} &= \frac{g(t-t_s)}{4\pi R\alpha} \\ \theta_{plin} &= \cos^{-1} \left(\frac{\sin \phi_s - \sin \phi \cos \alpha}{\sin \phi \sin \alpha} \right) \end{cases} \quad (19)$$

où α est l'angle au centre reliant les points (λ_s, ϕ_s) et (λ, ϕ) et R désigne le rayon de la Terre. En s'inspirant des critères utilisés dans la méthode de partitionnement de *Hanson & Phillips (2001)*, on introduit la distance spectrale relative $D(f_{p_i}, \theta_{p_i})$ entre les paramètres caractéristiques de la $i^{\text{ème}}$ partition au point (λ, ϕ, t) et les paramètres $(f_{plin}, \theta_{plin})$ prévus en ce même point:

$$D(f_{p_i}, \theta_{p_i}) = \left(\frac{(f_{p_i} \cos \theta_{p_i} - f_{plin} \cos \theta_{plin})^2 + (f_{p_i} \sin \theta_{p_i} - f_{plin} \sin \theta_{plin})^2}{f_{p_i}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

On sélectionne alors la partition minimisant la distance $D(f_{p_i}, \theta_{p_i})$, qu'on considère comme la plus vraisemblablement rattachée au système généré par S .

Comme exposé précédemment, des écarts par rapport à la théorie linéaire en eau profonde avec source ponctuelle peuvent être observés dans certaines situations (source mouvante, interactions avec les courants, etc.). De telles situations se traduiront par des valeurs de D plus importantes. On estime que ces écarts sont généralement faibles par rapport à l'écart entre les paramètres de deux partitions rattachées à deux systèmes différents. Ainsi, on espère que dans la majorité des cas, la partition rattachée au système S présentera quand même la distance D la plus faible. Afin de prendre en compte ces éventuels écarts, on sélectionne la partition minimisant D mais on tolère que D puisse être non nulle. Cependant, pour éviter de sélectionner à tort des partitions d'un autre système, on limite cette tolérance sur D à 30%. Ce seuil est empirique a été ajusté sur les données de sorte à privilégier la discrimination des partitions non rattachées au système plutôt que la sélection de la totalité des partitions rattachées au système. Il conviendra de garder à l'esprit la possibilité que D dépasse 30% au sein du système étudié lorsque la configuration est très fortement éloignée de la modélisation présentée en 1.

En appliquant cette sélection à la totalité des données spectrales, on constitue ainsi un ensemble de partitions rattachées au système généré par une source donnée: le système est suivi spatio-temporellement à travers les observations. Ce traitement a été appliqué aux sorties de simulations du modèle numérique, aux données bouées et aux données SAR. On présente dans le paragraphe suivant différentes visualisations des suivis spatio-temporels obtenus pour des exemples d'évènements-source particulièrement énergétiques survenus durant l'année 2004.

4.2 Observations de l'évolution du système de houle

4.2.1 Suivi spatio-temporel à partir des spectres calculés par le modèle: exemple du système généré par un évènement-source dans le Pacifique nord-ouest en février 2004

Par le procédé exposé en 4.1.2, on identifie un évènement-source le 24 février 2004 vers 00h aux alentours de (160°E, 42°S). On illustre le fonctionnement de la méthode de suivi spatio-temporel à travers son application aux sorties du modèle numérique. On représente en figure 7 les cartes de période et hauteur significative le 06/03/04 à 00h (13 jours après l'évènement-source) pour les 3 partitions les plus énergétiques obtenues à l'issu du partitionnement des spectres calculés par le modèle.

Les deux premières cartes représentent les caractéristiques de la partition de plus fort H_s en chaque point, les deux cartes suivantes les caractéristiques de la partition du 2^{ième} plus fort H_s en chaque point, etc. On peut ainsi remarquer qu'aucun suivi n'est effectué d'un point à un autre lors du partitionnement: par exemple, la partition de plus fort H_s en un point et instant (λ_1, ϕ_1, t_1) peut très bien devenir la partition de 2^{ième} plus fort H_s en se propageant en un autre point et instant (λ_2, ϕ_2, t_2) si une houle ou mer de vent plus énergétique est présente en (λ_2, ϕ_2, t_2) mais pas en (λ_1, ϕ_1, t_1) . Dès lors, les systèmes "s'entrecoupent" dans cette représentation et la contribution du système généré par la tempête du 24/02/04 n'est pas isolée des contributions des autres systèmes présents.

On représente en figure 8 les champs de période de pic et de hauteur significative obtenus par la méthode de suivi spatio-temporelle décrite en 4.1.2 appliquée aux 5 partitions les plus énergétiques plus la partition de mer de vent. Les représentations sont données pour 3 dates successives durant le mois suivant l'évènement-source. Les deux dernières cartes sont données à la même date que les cartes de la figure 7, c'est-à-dire le 06/03/04 à 00h. Les deux premières cartes et les deux suivantes sont données pour des instants antérieurs, respectivement le 27/02/04 à 00h et le 01/03/04 à 00h.

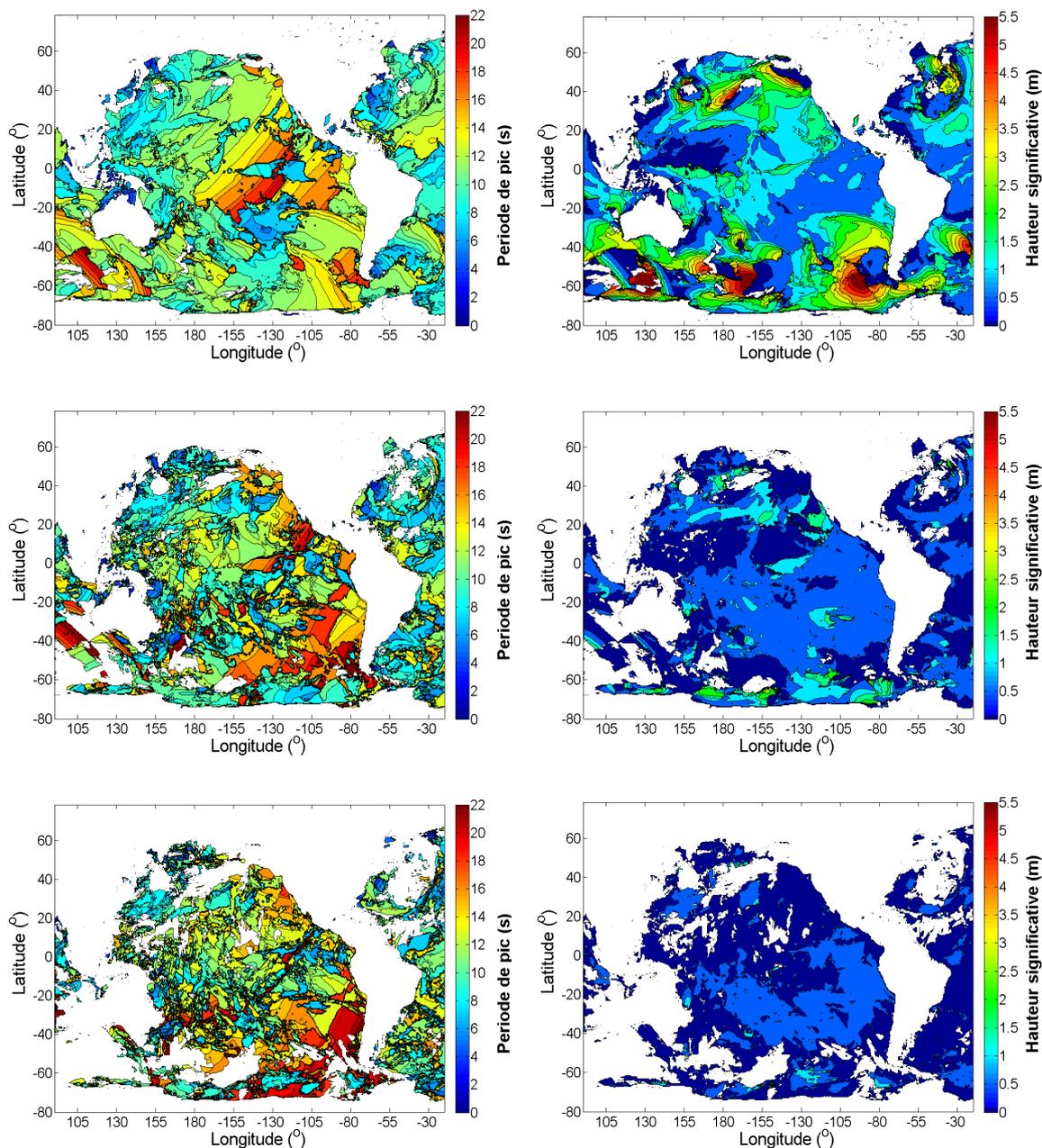


Figure 7: Période de pic (à gauche) et hauteur significative (à droite) obtenues pour les 3 premières partitions des spectres calculés par le modèle le 06/03/04 à 00h (les deux cartes en haut: partition 1; au milieu: partition 2; en bas: partition 3).

On observe clairement après application du suivi sur les cartes de périodes de pic une structure cohérente caractéristique du système de houle étudié, qui se propage depuis sa source dans le nord-ouest du bassin Pacifique vers la partie sud-est du bassin. La trajectoire suivie par le système apparaît majoritairement en accord avec une propagation linéaire en eau profonde le long des grands cercles partant de la source. On observe très nettement sur les cartes de périodes de pic la cohérence spatiale du système prédite par la théorie linéaire: à un instant donné t_0 , les houles du système possédant les périodes

les plus grandes voyagent à une vitesse de groupe plus élevée et se retrouvent par conséquent à plus grande distance de la source, alors qu'au même instant t_0 , les houles de plus faibles périodes ont parcouru une moins grande distance depuis la source et se retrouvent disposées en accord avec (6) et (8). Cette cohérence de l'organisation du système est remarquablement conservée tout au long de son trajet, qui couvre plus de 10000km depuis sa source jusqu'à l'extrême sud du Pacifique.

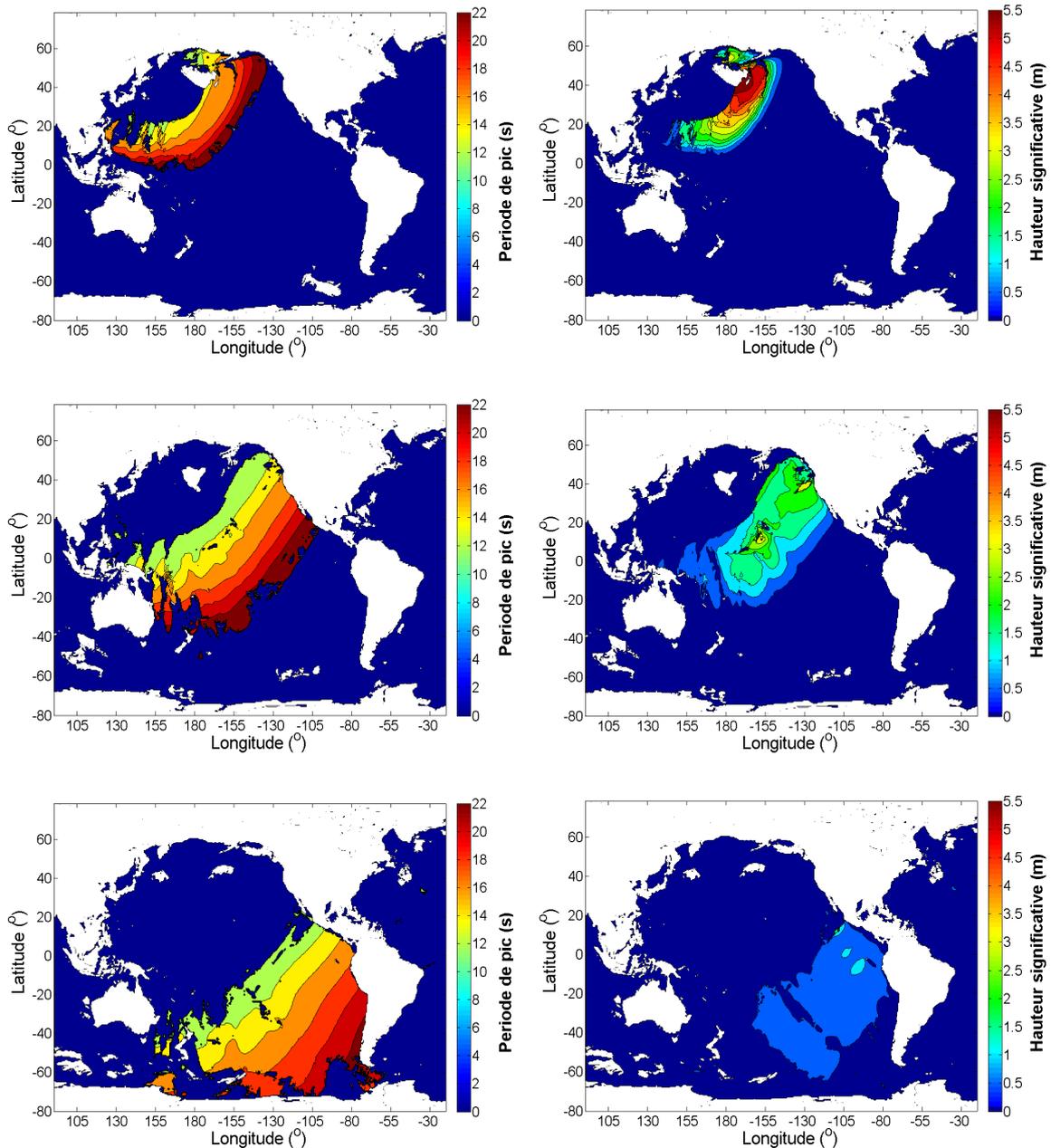


Figure 8: Suivi spatio-temporel du système de houle généré par la tempête du 24/02/2004 à partir des spectres calculés par le modèle. En haut: représentation le 27/02/04 à 00h; au milieu: représentation le 01/03/04 à 00h; en bas: représentation le 06/03/04 à 00h (à gauche: carte des périodes de pic; à droite: carte des hauteurs significatives correspondantes).

On observe une structure du champ des hauteurs significatives du système cohérente avec la représentation présentée en 1.3. La variabilité de cette structure au cours de la propagation apparaît plus importante que celle du champ des périodes de pic, en particulier dans la direction transversale (orthogonale à la direction de propagation). A plus faible distance de la source (première carte), la répartition énergétique est proche de son état initial: l'énergie est distribuée à travers le spectre, le maximum de H_s étant attribué aux composantes de périodes proches de 16.5s et de directions de propagation proches de 120° (directions de provenance de la houle, comptées positivement dans le sens des aiguilles d'une montre depuis la direction du nord). L'énergie des différentes composantes diminue ensuite au cours de la propagation vers la partie sud-est du bassin, principalement du fait de l'étalement directionnel et de la dispersion, phénomènes décrits en 1.3. À cette atténuation s'ajoute ici l'influence des îles présentes sur le trajet du système, notamment les îles Hawaï dans la partie nord du bassin et les îles de la Polynésie Française plus au centre du bassin. Leur influence est observable sur les cartes des H_s du 01 et 06/03/04 à l'aval de ($20^\circ\text{N}, 155^\circ\text{W}$) et ($150^\circ\text{W}, 10^\circ\text{S}$) respectivement. Ces archipels bloquent une partie de l'énergie du système, ce qui se traduit en aval par la présence de "zones d'ombre", où les H_s sont plus faibles. Cet effet de blocage ou filtrage énergétique par les îles a un impact important sur les hauteurs significatives à l'échelle du bassin. On remarque que si une partie de l'énergie est filtrée par la présence des îles sur son trajet, la structure du champ des périodes de pic semble bien moins affectée par le blocage des archipels et conserve majoritairement sa cohérence en aval de ce dernier. Il est à noter que dans le modèle, même si les îles ne sont pas résolues, un masque de filtrage sous-maille par les îles est appliqué (*Tolman (2003)*)

On détecte néanmoins dans ces zones insulaires que la méthode de suivi employée n'identifie parfois pas les composantes du système, ce qui aboutit aux "trous" dans le champ observables à proximité des archipels (discontinuités visibles sur les champs de périodes de pic des 01 et 06/03/04 à l'aval de ($20^\circ\text{N}, 155^\circ\text{W}$) et ($150^\circ\text{W}, 10^\circ\text{S}$)). Cette configuration constitue un exemple de cas où la propagation du système est significativement différente de celle prévue par la théorie linéaire en eau profonde. Toutes les partitions calculées dans cette zone présentent une distance D supérieure au seuil toléré (présenté en 4.1.2). Ceci pourrait s'expliquer par la présence de hauts fonds à proximité des côtes insulaires, qui modifient la propagation du système en diminuant sa vitesse de groupe (ou en réfractant les houles). Il semble, au vu de la discontinuité du champ des périodes de pics, que les composantes "perturbées" soient filtrées à tort par la méthode de suivi. On envisage dans la suite de cette étude de travailler à pallier ce phénomène. Comme on le verra plus loin, la connaissance de la structure spatio-temporelle (ou au moins son estimation) pourrait permettre de combler des

discontinuités et ainsi de conserver les composantes du système s'éloignant fortement du comportement linéaire. Ces zones d'échec du suivi restent cependant restreintes à l'échelle du système, ce qui permet déjà de reconstituer la majorité de ce dernier. Le suivi appliqué aux spectres calculés par le modèle permet ainsi d'isoler la majeure partie de la contribution à l'état de mer du bassin Pacifique du système de houle généré par un évènement météorologique tel que celui du 24/02/2004 .

4.2.2 Suivi spatio-temporel à partir des observations: exemple du système généré par un évènement-source dans le Pacifique sud-ouest en juillet 2004

Mesures de bouées instrumentées

On réalise une reconstitution semblable à partir des spectres issus des mesures de bouées instrumentées, afin de déterminer si les caractéristiques structurelles mises en exergue par le modèle sont également observables dans les mesures *in situ*. On en représente en figure 9 l'exemple du traitement effectué sur le système généré par une tempête ayant eu lieu le 9 juillet 2004 vers 18h aux alentours de (177°W,55°S). La figure 10 correspond au tracé des séries temporelles de la période de pic, de la direction du pic et de la hauteur significative des houles du système, reconstituées à partir des mesures de la bouée 51028 du réseau NDBC, située en (153.913°W,0°N). On trace sur les mêmes graphiques les séries temporelles issues des spectres calculés par le modèle numérique pour les 3 premières partitions (figure 9) puis après application du suivi temporel du système (figure 10).

On observe dans cet exemple un bon accord entre les périodes et directions calculées par le modèle et mesurées par la bouée. On visualise clairement dans les données bouée une série temporelle des périodes très proche de celle prévue par (7), tout comme celle fournie par le modèle, qui présente une erreur quadratique moyenne normalisée (NRMSE) inférieure à 1% par rapport aux mesures de la bouée, où on définit la NRMSE relative par:

$$NRMSE = \frac{1}{Y_{max} - Y_{min}} \left(\frac{1}{n} \sum_{t=t_1}^{t_n} (X(t) - Y(t))^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

où $(X(t))_{t=t_1..t_n}$ et $(Y(t))_{t=t_1..t_n}$ désignent la série temporelle des périodes de pic ou direction du pic ou hauteur significative respectivement observée par la bouée et simulée par le modèle; et où $Y_{max} = \max(Y)$ et $Y_{min} = \min(Y)$. De même, les directions de propagation observées sont en bon accord avec celles issues du modèle, avec une NRMSE également inférieure à 1%.

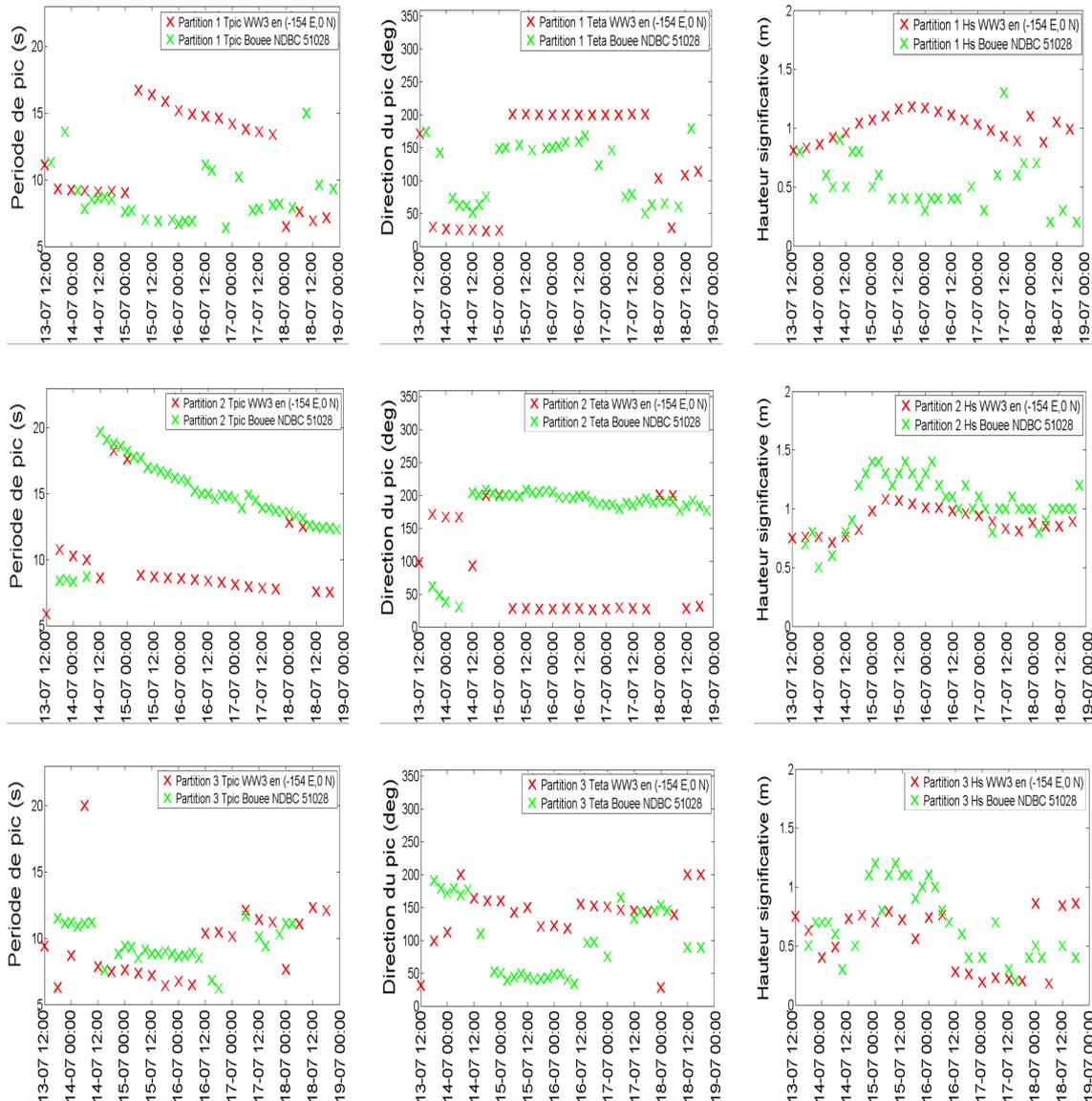


Figure 9: Séries temporelles de la période de pic (colonne de gauche), de la direction du pic (colonne centrale) et de la hauteur significative (colonne de droite) pour les 3 premières partitions issues des mesures de la bouée NDBC 51028 (en vert) et du calcul du modèle au même point (en rouge).

La série temporelle de H_s de la figure 10 mesurée par la bouée fait apparaître que les valeurs de H_s sont quelque peu sous-estimées par le modèle pour ce système, avec une NRMSE de 5%. Néanmoins, il semble que l'allure de l'évolution de H_s en fonction du temps soit reproduite par le modèle. On retrouve une répartition de l'énergie au cours du temps qualitativement semblable, avec une augmentation relativement rapide des H_s à l'arrivée du système au point d'observation, un maximum énergétique atteint pour des périodes proches de 17s de direction de propagation proches de 200° , puis une phase de diminution plus lente de l'énergie lors du passage des plus faibles périodes.

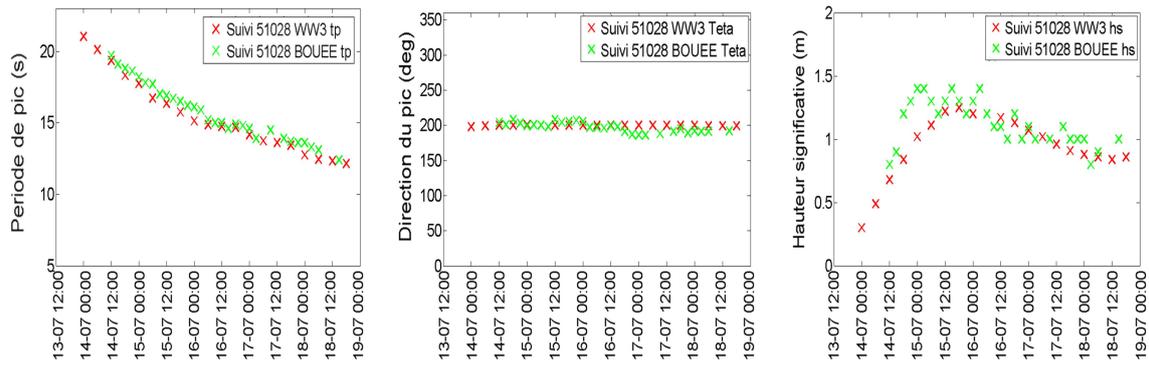
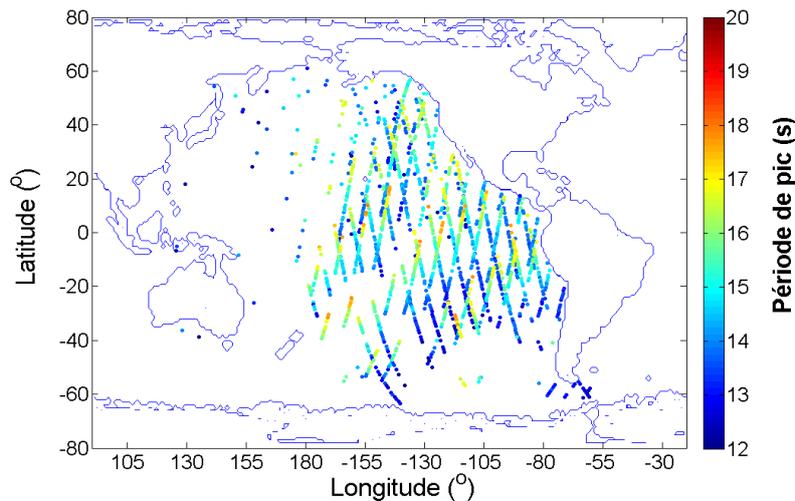


Figure 10: Suivi temporel du système de houle généré par la tempête du 09/07/2004 à partir des spectres mesurés par la bouée NDBC 51028 (en vert) et calculés par le modèle (en rouge). (à gauche: série temporelle de la période de pic; au milieu: série temporelle de la direction du pic; à droite: série temporelle de la hauteur significative).

Mesures du SAR

On réalise le suivi spatio-temporel du système de houle généré par la tempête du 09/07/04 à partir des spectres mesurés par le SAR. La variabilité des points et instants des mesures du SAR complexifie quelque peu la mise en oeuvre et la visualisation de ce suivi. C'est pourquoi on n'emploie ces reconstitutions essentiellement dans la partie suivante de l'étude (voir 5.2). Les cartes en figure 11 représentent en couleur les périodes de pic et les hauteurs significatives mesurées, la position du point désigne la position de la mesure du SAR (on peut observer la trace du satellite se dessiner à travers la répartition spatiale des mesures).



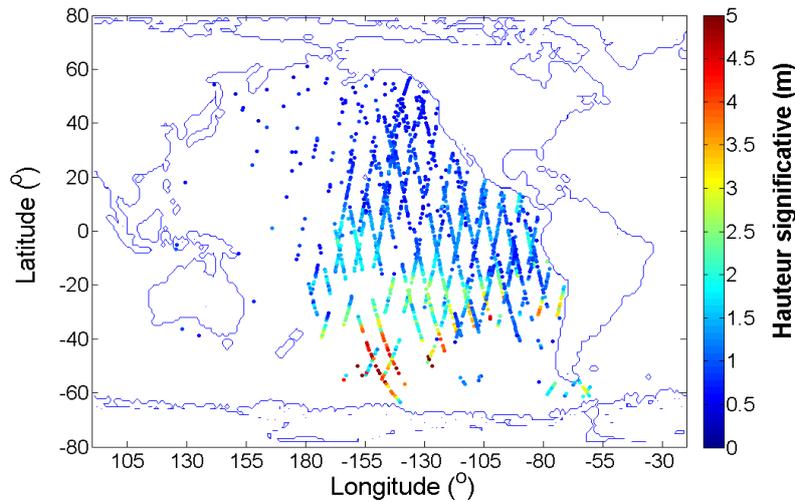


Figure 11: Suivi spatio-temporel du système de houle généré par la tempête du 09/07/2004 à partir des spectres mesurés par le SAR (en haut: périodes de pics; en bas: hauteurs significatives).

4.3 Conclusion et stratégie adoptée

L'application de la méthode de suivi spatio-temporel des systèmes de houle développée dans cette étude permet d'isoler la contribution d'un système à l'état de mer d'un bassin océanique. L'examen de l'évolution spatio-temporelle d'un système à travers le bassin fait apparaître une structure caractéristique du champ des périodes de pic, dont la cohérence est conservée jusqu'à de très grandes distances de la source. La structure des champs de hauteurs significatives apparaît plus complexe et plus variable que celle des périodes de pic. La suite de l'étude a pour but de dégager des caractéristiques plus précises de la structure des hauteurs significatives au sein d'un système.

La comparaison du suivi appliqué au modèle et aux observations suggère une bonne reproduction des structures de périodes de pic par le modèle. Bien que ce dernier puisse présenter des biais plus importants en termes de H_s , l'organisation spatio-temporelle des hauteurs significatives semble fournir des informations représentatives de la structure observée dans les données de bouées et du SAR. Cette constatation amène à employer la stratégie suivante: le réseau de bouées à disposition n'offrant pas une couverture spatiale suffisante et les mesures du SAR présentant des difficultés intrinsèques de traitement du fait de l'absence de point de mesure fixe, on décide de tenter de dégager du modèle une caractérisation de la structure spatio-temporelle des hauteurs au sein des systèmes de houle, puis d'évaluer la qualité de cette caractérisation par comparaison avec les observations. Dans ce but, des corrélations spatio-temporelles sont calculées à partir des H_s évaluées par le modèle au sein de systèmes. On espère ainsi, sur la base de ces

corrélations, être à même de proposer une représentation des structures observées, en particulier dans la direction transversale du système. On compare ensuite les structures dégagées du modèle aux observations du SAR, afin d'évaluer la pertinence de la structure établie à partir du modèle. On expose dans le corps du présent document les résultats obtenus pour le cas du système généré par l'évènement-source du 16 février 2004 ayant eu lieu dans le Pacifique nord-ouest en (160°E,37°N). Les résultats obtenus dans d'autres exemples sont présentés en annexe C.

On propose finalement, pour l'exemple du système généré par l'évènement-source du 16 février 2004, une reconstitution d'un champ synthétique basée sur une première modélisation de la structure d'un système: la forme de la représentation est déduite de l'étude menée sur le modèle et son paramétrage est effectué à partir d'observations. Le champ est ainsi reconstitué en interpolant un nombre réduit d'observations des H_s du système considéré.

5 Etude de la structure spatio-temporelle de systèmes de houle

5.1 Corrélations spatio-temporelles

5.1.1 Approche adoptée

Des études de corrélations spatiales des hauteurs significatives d'un état de mer ont été entreprises par différents auteurs, comme notamment *Greenlade & Young (2005)* et *Pinto et al. (2005)*. Sur la base de simulations numériques et d'observations, ils tentent d'évaluer la structure des corrélations des hauteurs significatives de l'état de mer total (tous les systèmes superposés). On adopte ici une approche nouvelle en examinant des corrélations exclusivement au sein d'un système de houle au lieu de l'état de mer total. On se base pour cela sur l'emploi de la méthode de suivi présentée en partie précédente, qui permet d'isoler la contribution d'un système donné à l'état de mer total. De plus, les études menées sur les structures de corrélation comme celle de *Greenlade & Young (2005)* se concentrent sur l'examen de corrélations spatiales, sans que l'aspect temporel soit pris en compte. Dans le travail présenté ici, on choisit là encore une approche différente, en examinant tout d'abord des corrélations temporelles des hauteurs significatives du système de houle, puis en "ajoutant" une dimension spatiale pour tenter d'examiner conjointement les caractéristiques spatiales et temporelles du champ de H_s du système.

5.1.2 Corrélations temporelles

On réalise une première approche où l'on calcule la corrélation entre les séries temporelles observées en deux points différents au cours du passage d'un système de houle. On choisit pour cela un point de référence P_0 . On désigne par $(H_{s_0}(t))_{t=t_1..t_n}$ la série temporelle des hauteurs significatives en P_0 au cours du passage du système de houle. Pour chaque point P_i du maillage, où la série temporelle de hauteur significative est notée $(H_{s_i}(t))_{t=t_1..t_n}$, on calcule la corrélation C_i entre $(H_{s_0}(t))_{t=t_1..t_n}$ et $(H_{s_i}(t))_{t=t_1..t_n}$ (coefficient de corrélation linéaire de *Pearson*), donnée par:

$$C_i = \frac{1}{(n-1)\sigma_0\sigma_i} \sum_{t=t_1}^{t_n} (H_{s_0}(t) - \overline{H_{s_0}})(H_{s_i}(t) - \overline{H_{s_i}}) \quad (22)$$

où $\overline{H_{s_0}}$ et σ_0 sont définis par

$$\overline{H_{s_0}} = \frac{1}{n} \sum_{t=t_1}^{t_n} H_{s_0}(t) \quad (23)$$

$$\sigma_0 = \left(\frac{1}{n-1} \sum_{t=t_1}^{t_n} (H_{s_0}(t) - \overline{H_{s_0}})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

avec définitions analogues pour $\overline{H_{s_i}}$ et σ_i . On représente en figure 12 le résultat obtenu pour le système généré par l'évènement-source du 16 février 2004 ayant eu lieu dans le Pacifique nord-ouest en (160°E,37°N). L'échelle de couleur représente en chaque point P_i de l'océan Pacifique la valeur de la corrélation C_i durant le passage du système de houle. Les cartes sont fournies respectivement pour $P_0=(173^\circ\text{W},20^\circ\text{N})$, $P_0=(163^\circ\text{W},10^\circ\text{N})$, $P_0=(153^\circ\text{W},0^\circ\text{N})$ et $P_0=(130^\circ\text{W},20^\circ\text{S})$, repérés sur chaque carte par une croix blanche.

Ces résultats révèlent une structure remarquable des corrélations des hauteurs significatives. Sur les 3 premières cartes, on observe des valeurs de corrélations très élevées ($C_i > 0.9$) sur toute l'aire avoisinant l'arc de cercle des points situés à la même distance de la source que le point de référence P_0 . Il est surprenant de constater que ces fortes corrélations sont observables pour toutes les directions de propagation. Une forte corrélation C_i entre la série temporelle de H_{s_i} et celle de H_{s_0} signifie que les évolutions temporelles de ces 2 hauteurs sont liées par une relation très proche d'une relation linéaire. Les fortes corrélations observées sur les 3 premières cartes suggèrent donc que le phasage temporel de la hauteur significative ne dépend pas de la direction de propagation. Une fois la distribution spectro-angulaire de l'énergie fixée par la phase de génération, la dépendance entre les hauteurs qui se succèdent lors du passage du système de houle en deux points différents reste quasi-linéaire si ces deux points sont à égale distance de la source, même si la distance entre ces deux points est grande et si les directions de propagation auxquelles ils correspondent sont très différentes.

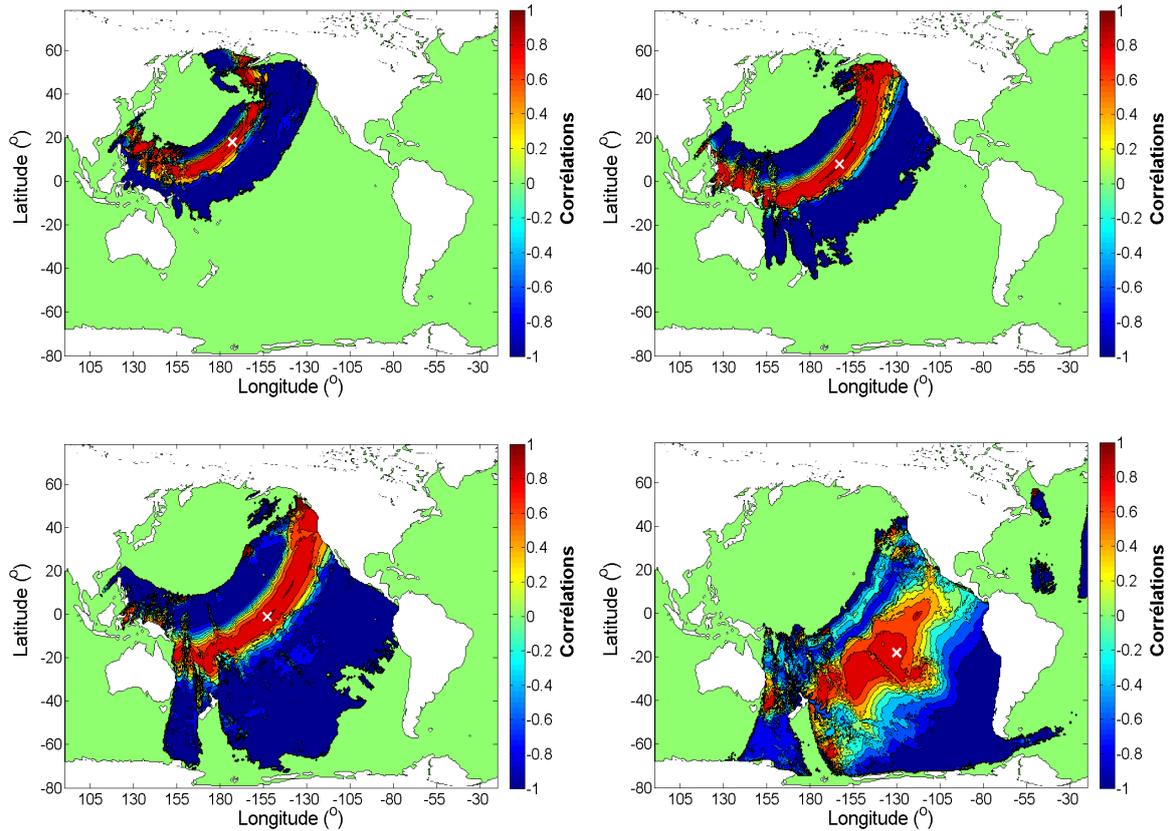


Figure 12: Corrélations des séries temporelles des hauteurs significatives au point de référence P_0 et au point P_i . En haut à gauche: $P_0=(173^\circ\text{W},20^\circ\text{N})$; en haut à droite: $P_0=(163^\circ\text{W},10^\circ\text{N})$; en bas à gauche: $P_0=(153^\circ\text{W},0^\circ\text{N})$; en bas à droite: $P_0=(130^\circ\text{W},20^\circ\text{S})$.

Si cette relation reste linéaire ou autrement dit si le phasage entre les hauteurs significatives observées pour deux composantes 1 et 2 se propageant dans deux directions différentes θ_1 et θ_2 reste inchangé, cela signifie que, bien que la dissipation de l'énergie puisse être différente pour 1 et pour 2, l'atténuation avec la distance à la source d'une fréquence f_0 propagée dans la composante 1 relativement à l'atténuation des autres fréquences de 1 est la même que l'atténuation de cette fréquence f_0 propagée dans la composante 2 relativement aux autres fréquences de 2. De cette manière, la proportionnalité entre les hauteurs qui se succèdent au cours du temps au niveau de l'ensemble des points équidistants de la source est conservée.

On remarque par contre que "l'arc de fortes corrélations" est perturbé à très grande distance de la source (dernière carte). Il présente notamment une discontinuité dans sa partie sud-ouest. Il est probable que cette perturbation soit due au franchissement par le système d'une zone où sont présentes des îles et où la profondeur diminue significativement. Le blocage énergétique observable dans "l'ombre" des îles entraîne nécessairement une chute de la corrélation. Cependant, même si l'énergie n'est pas ou

seulement partiellement bloquée, les hauts fonds qui peuvent être présents à proximité des îles sont susceptibles d'affecter les fortes valeurs de corrélations. Les systèmes de houle longues (ici $f < 0.08\text{Hz}$) peuvent être affectés par des profondeurs encore relativement importantes. Par exemple, la propagation d'une composante de période 15s peut être affectée par une profondeur de l'ordre de 100m. Une telle diminution de profondeur entraîne un ralentissement de la houle et peut ainsi modifier le phasage entre les composantes traversant ces eaux moins profondes et celles passant à côté sans sentir l'influence du fond. Il apparaît cependant qu'en dehors des zones insulaires, l'arc de fortes corrélations conserve sa cohérence.

5.1.3 Corrélations sur séries temporelles déphasées

On poursuit à présent l'examen des corrélations des hauteurs significatives du système en appliquant un déphasage à la série temporelle $(H_{s_i}(t'))_{t'=t'_1..t'_n}$ par rapport à la série temporelle $(H_{s_0}(t))_{t=t_1..t_n}$. L'expression de cette "corrélation déphasée" Cd_i est fournie par:

$$Cd_i = \frac{1}{\sigma_0\sigma_i} \sum_{t=t_1}^{t_n} (H_{s_0}(t) - \overline{H_{s_0}})(H_{s_i}(t + \Delta t) - \overline{H_{s_i}}) \quad (25)$$

où Δt désigne le déphasage appliqué. L'application d'un tel déphasage permet de comparer $(H_{s_0}(t))_{t=t_1..t_n}$ avec une autre série $(H_{s_i}(t'))_{t'=t'_1..t'_n}$ observées pour des ensembles $\{t_1, \dots, t_n\}$ et $\{t'_1, \dots, t'_n\}$ différents si Δt est tel que $\{t'_1, \dots, t'_n\} = \{t_1 + \Delta t, \dots, t_n + \Delta t\}$. Dès lors, on peut comparer $(H_{s_0}(t))_{t=t_1..t_n}$ à la série temporelle observée en n'importe quel point P_i où le système est passé, sans qu'il soit nécessaire que le système ait été simultanément présent en P_0 et en P_i .

On détermine alors, pour chaque point P_i , le déphasage Δt_{max} qui maximise la valeur de Cd_i . Cette opération permet, à travers le déphasage temporel Δt_{max} , d'intégrer au calcul de corrélations la dimension spatiale liée à la propagation du système à travers l'océan. En effet, le déphasage permettant de maximiser Cd_i est celui qui replace en phase les deux séries temporelles. Autrement dit, si on note α_0 et α_i les distances angulaires à la source de P_0 et P_i respectivement et en s'appuyant sur la structure "en arc" des corrélations révélée ci-dessus, Δt_{max} devrait représenter le temps pris par la composante du système passant par P_i pour parcourir la distance $R(\alpha_i - \alpha_0)$ où R désigne le rayon de la Terre. On représente ci-dessous les résultats obtenus pour le système généré par la tempête du 16/02/04. Le point de référence est $P_0 = (153W, 0N)$. La première carte fournit en chaque point P_i la valeur maximum de Cd_i . La deuxième carte représente en P_i le déphasage Δt_{max} maximisant Cd_i . La dernière carte représente la différence entre le déphasage calculé dans l'hypothèse d'une propagation linéaire en eau profonde, qu'on estime par $\Delta t_{lin} = \frac{4\pi R(\alpha_i - \alpha_0) f_{moy}}{g}$, où f_{moy} est la moyenne des fréquences observées

pendant le passage du système en P_i pondérée par les H_s correspondants (différence positive si le déphasage linéaire est le plus grand).

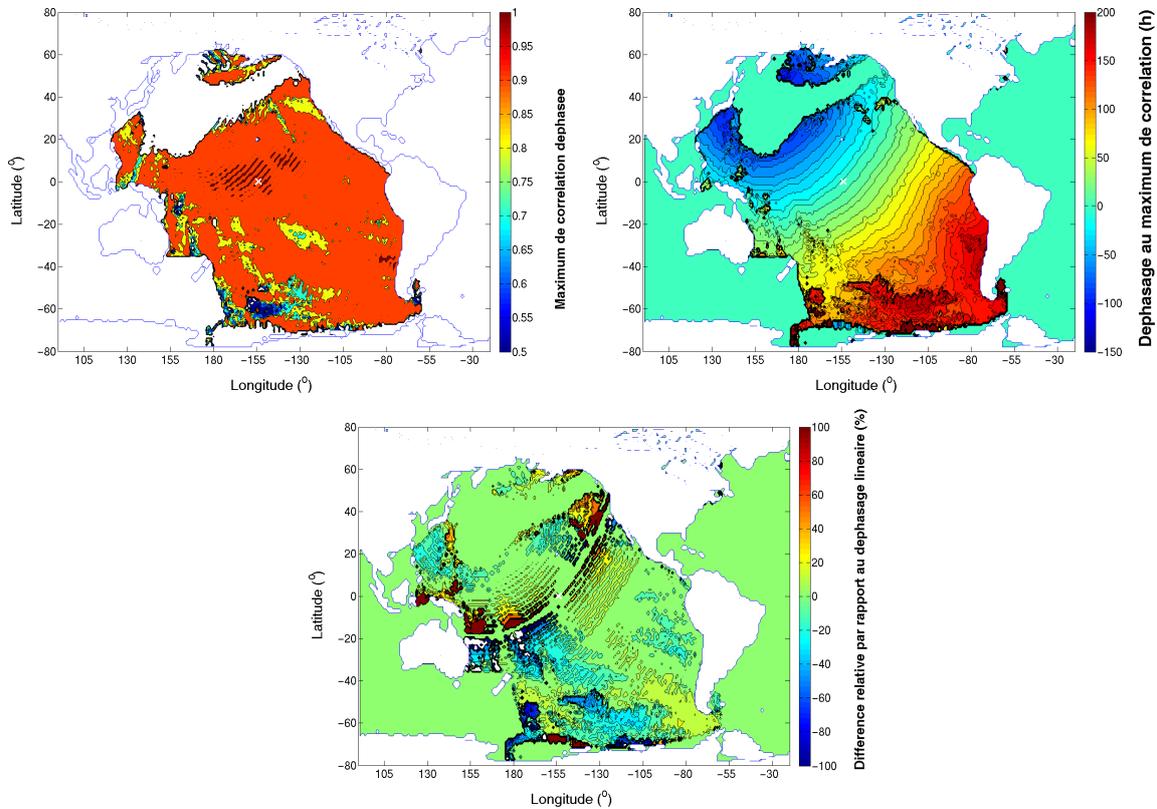


Figure 13: En haut à gauche: maximum de corrélation des séries temporelles de hauteur significative déphasées. En haut à droite: déphasage au maximum de corrélation (en heures). En bas: différence relative entre le déphasage prédit par la théorie linéaire et le déphasage au maximum de corrélation (en %).

On observe sur la première carte des corrélations très élevées ($Cd_i > 0.9$) pour la majorité des points du domaine. Dans la majeure partie de cette zone de corrélation élevée, la différence entre le déphasage linéaire et le déphasage observé en valeur absolue est inférieure à 20%.

Des corrélations plus faibles (de l'ordre de 0.8) sont observables dans les différentes zones insulaires, en particulier le sud-ouest du bassin. En aval des îles, on observe une différence négative avec le déphasage linéaire, ce qui signifie que la propagation présente un retard par rapport à la propagation linéaire. Ceci semble confirmer l'hypothèse de ralentissement de la houle par les hauts fonds comme cause de la diminution des corrélations. De plus, à grande distance du point de référence, il semble également que les corrélations obtenues soient plus faibles sur des zones plus étendues. Cette baisse de corrélation peut s'expliquer par l'effet de la dispersion, qui tend à augmenter l'emprise du système dans la direction de propagation lorsque celui-ci s'éloigne de sa source, et

donc "dilata" les séries temporelles de H_s relevées durant le passage du système. Un déphasage identique pour toutes les fréquences, comme employé ici, ne permet ainsi pas de prendre en compte cet effet de "dilatation" du système au cours de la propagation (effet de "dilatation" du système visible sur les graphes de la figure 8). On illustre cet effet d'étalement du signal dans la direction de propagation à la figure ci-dessous, où on représente sur le même graphe les séries temporelles de hauteur significative du système aux distances de la source $\alpha = 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$. On observe bien le phénomène de "dilatation" engendré par la dispersion: le signal en $\alpha = 30^\circ$ s'étale sur 5 jours (du 17/02 au 22/02) alors qu'en $\alpha = 90^\circ$, il s'étale sur environ 8 jours (du 21/02 au 29/02).

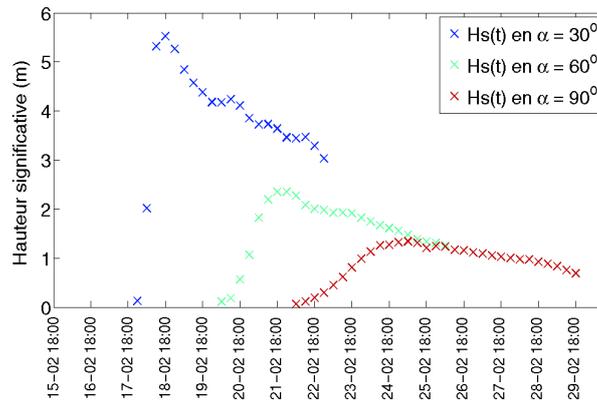


Figure 14: Visualisation de l'étalement du signal engendré par la dispersion: série temporelle de la hauteur significative aux points de distance à la source $\alpha = 30^\circ$ (en bleu), $\alpha = 60^\circ$ (en vert) et $\alpha = 90^\circ$ (en rouge).

Le principe de déphasage des séries temporelles met en évidence la possibilité de déterminer le phasage des hauteurs significatives dans la majeure partie du domaine à partir de la connaissance de ce phasage en un nombre restreint de points: si le déphasage maximisant la corrélation des hauteurs significatives en deux points différents est connu, il semble possible, en dehors des zones d'influence des îles, de reconstituer la série temporelle au deuxième point à partir de la série temporelle au premier point. Néanmoins, si les fortes corrélations observées suggèrent la linéarité de la dépendance d'une série à l'autre, la détermination de la deuxième série temporelle nécessite la connaissance du coefficient de proportionnalité entre les deux séries. Autrement dit, il s'agit de connaître la structure transversale des hauteurs significatives du système.

5.1.4 Structure transversale

On s'intéresse donc à présent à la structure "transversale" du système de houle c'est-à-dire aux relations entre les hauteurs significatives observées en différents points équidistants de la source. D'après les corrélations calculées ci-dessus, la relation entre les hauteurs observées en deux points équidistants de la source est linéaire. On

examine ainsi le rapport de proportionnalité entre les hauteurs observées en deux points équidistants de la source en fonction de leur distance transversale (mesurée orthogonalement à la direction de propagation). La "coordonnée transversale" $\beta(P)$ d'un point P est définie par: $\beta(P) = \theta(S, P)$, où $\theta(S, P)$ désigne la direction du grand cercle reliant la source S au point P . La "distance angulaire transversale" entre deux points P_1 et P_2 est alors donnée par: $\beta(P_1) - \beta(P_2)$ (c'est la distance angulaire entre les 2 points "vue de depuis la source"). On fournit ci-après deux représentations de la dépendance de H_s à la coordonnée transversale β dans le cas du système généré par la tempête du 16/02/04. On représente, pour des distances à la source α successivement égales à $[30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ, 100^\circ]$, le rapport $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$ défini par:

$$r(\alpha, \beta_{ref} - \beta) = \frac{1}{n} \sum_{t=t_1}^{t_n} \frac{H_s(\alpha, \beta_{ref} - \beta, t)}{H_s(\alpha, 0, t)} \quad (26)$$

où β_{ref} correspond à une direction de référence déterminée de sorte à éviter les zones d'influence des îles; β prend les valeurs comprises dans $[\beta_{ref} - 80^\circ, \beta_{ref} + 80^\circ]$ avec un pas de 10° . La première carte de la figure 15 représente les points où on calcule le rapport r , avec la valeur du rapport représentée par l'échelle de couleur et la direction de référence représentée en noir. La deuxième représentation de la figure 15 fournit les profils transversaux de $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$, l'échelle de couleur représentant cette fois la valeur de α .

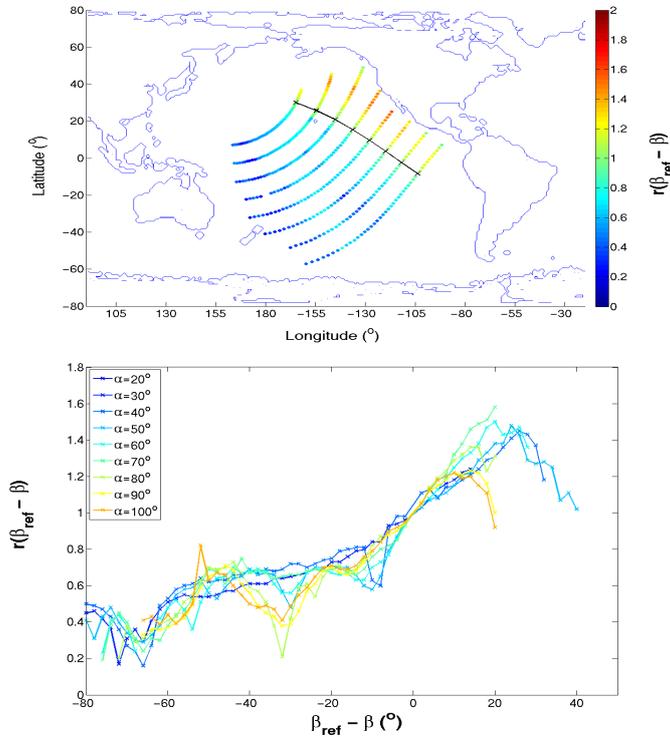


Figure 15: Structure transversale du système généré le 16/02/04. En haut: scatterplot de $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$, trajectoire de référence en noir. En bas: profils transversaux de $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$ pour différentes valeurs de α .

On retrouve à l'examen des profils transversaux la variabilité imposée par le blocage énergétique des îles, en particulier les îles Hawaï aux alentours de $\beta_{ref} - \beta = -10^\circ$ pour $\alpha > 40^\circ$ et les îles de la Polynésie Française aux alentours de $\beta_{ref} - \beta = -30^\circ$ pour $\alpha > 70^\circ$. En dehors de ces zones, la structure transversale apparaît plutôt stable pour ce système, avec une structure croissante avec $\beta_{ref} - \beta$, le système présentant un maximum énergétique en $\beta_{ref} - \beta \sim 20^\circ$ (partie est du bassin).

5.2 Comparaison avec la structure transversale issue des données SAR

5.2.1 Méthode d'évaluation de la structure transversale à partir des données SAR

On souhaite à présent tenter d'évaluer l'adéquation avec les observations des caractéristiques de la structure transversale mises en évidence ci-avant. La couverture spatio-temporelle étendue des mesures satellitaires favorise l'estimation de la structure transversale du système. Cependant, l'absence de séries temporelles de la hauteur significative en des points fixes rend l'évaluation de cette structure plus complexe que dans les simulations numériques. Il est notamment impossible d'observer les variations de la structure transversale de 10° en 10° de distance à la source, comme effectué à partir du modèle, en raison de l'irrégularité de la répartition des points de mesures. On développe ici une méthode permettant d'évaluer une structure transversale moyenne du champ "proche de la source", à partir des mesures effectuées en des points de distance à la source α telles que $\alpha < 60^\circ$, et une structure transversale moyenne du champ "loin de la source", à partir des mesures effectuées en des points tels que $\alpha > 60^\circ$.

La première étape de cette méthode consiste à appliquer le suivi spatio-temporel du système étudié aux spectres partitionnés issus des mesures du SAR, de sorte à sélectionner les mesures concernant ce système. La détermination de la structure transversale à une distance de la source α_0 nécessite ensuite de disposer d'un ensemble suffisamment important de mesures effectuées sur l'arc de cercle $\alpha = \alpha_0$. Afin de constituer un tel ensemble, on propage ou rétro-propage jusqu'en $\alpha = \alpha_0$ selon la théorie linéaire en eau profonde toutes les mesures SAR concernées. Pour le champ proche, on propage ou rétro-propage en $\alpha_{0p} = 40^\circ$ toutes les mesures du système effectuées pour $\alpha < 60^\circ$, et pour le champ lointain, on propage ou rétro-propage en $\alpha_{0L} = 80^\circ$ toutes les mesures du système effectuées pour $\alpha > 60^\circ$. On évalue la hauteur significative en α_0 à partir de sa valeur en α en appliquant la formulation asymptotique de $\mathcal{E}(\lambda, \phi, t)$ en $\frac{1}{\alpha \sin \alpha}$ proposée par *Collard et al. (2009)*. Ce comportement n'étant valide qu'à suffisamment grande distance de la source, on sélectionne pour cette méthode uniquement les mesures effectuées pour $\alpha > 40^\circ$ (ce qui correspond à des distances supérieures à environ 4000km de la source, voir 1.3). La structure du champ proche est donc évaluée à partir des

mesures effectuées en des points tels que $40^\circ < \alpha < 60^\circ$. La (rétro-)propagation des mesures du SAR permet ainsi d'estimer la valeur de $H_s(\alpha_0, 0, t_0)$ et de $H_s(\alpha_0, \beta_{ref} - \beta, t_0)$ à la même date t_0 ainsi qu'à la même distance à la source α_0 . Ceci offre donc la possibilité d'estimer $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$.

5.2.2 Comparaison avec la structure transversale issue du modèle

On présente ci-dessous les résultats obtenus pour le système généré par la tempête du 16/02/04. On représente sur le même graphique les structures "champ proche" et "champ lointain" évaluées à partir des mesures du SAR et les structures moyennes "champ proche" et "champ lointain" évaluées à partir des simulations numériques.

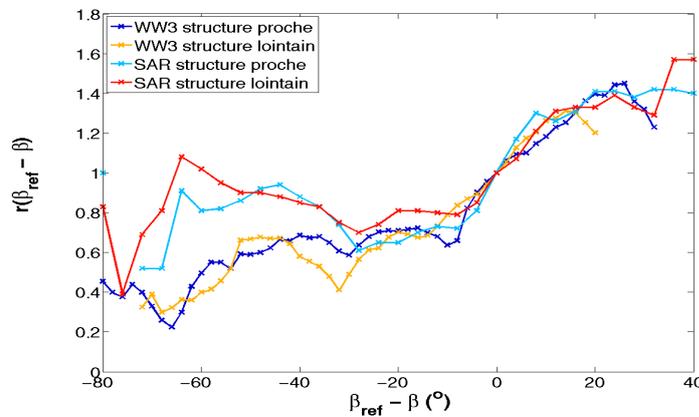


Figure 16: Comparaison des structures transversales du système généré par la tempête du 16/02/04 obtenues à partir du SAR et à partir du modèle.

On observe une bonne adéquation des différentes structures dans la partie $\beta_{ref} - \beta > 0$: dans cette zone dégagée d'île, la structure évaluée à partir des mesures SAR semble peu varier avec la distance à la source α et est proche de celle évaluée à partir du modèle.

Dans la partie $\beta_{ref} - \beta < 0$, l'écart entre les structures issues du SAR et celles issues du modèle est plus important. En particulier, il semble que le modèle sous-estime significativement l'énergie distribuée dans les directions avoisinant $\beta_{ref} - \beta = -50^\circ$. Etant donné que cette sous-estimation est déjà présente pour les structures du champ proche, il est probable qu'elle corresponde à une sous-estimation initiale durant la phase génération, mais pas à un aspect lié ensuite à la propagation. Néanmoins, il apparaît là encore que la structure transversale issue des mesures SAR varie peu avec la distance à la source. Il est à noter qu'on observe que les zones d'ombre (en particulier en aval de l'archipel Hawaï et de la Polynésie Française) sont moins bien visibles dans les mesures du SAR: il est probable que ceci soit en grande partie lié au fait que peu de mesures ont été effectuées dans cette zone juste après le passage du système, en raison des contraintes

orbitales du satellite d'une part et en raison de la difficulté du SAR à mesurer de très faibles hauteurs ($< 40cm$) d'autre part.

Comme mentionné précédemment, le modèle peut présenter des biais de hauteur significative par rapport aux mesures dans certaines configurations. Néanmoins, il semble que les caractéristiques de la structure transversale obtenues à partir du modèle soient en accord qualitatif avec celles observées à partir des mesures du SAR pour le système considéré ici. On retrouve notamment dans les mesures du SAR la faible dépendance de la structure transversale à la distance à la source, en particulier hors des zones d'influence des îles. Ce comportement est également observé pour les autres systèmes étudiés, dont des exemples supplémentaires sont fournis en annexe C.

5.3 Modélisation de la structure - Reconstitution d'un champ synthétique

5.3.1 Fonction structure

Les caractéristiques structurelles du système déterminées à partir du modèle numérique et à partir des données SAR font apparaître une structure transversale aux variations relativement faibles avec la distance à la source en dehors des zones d'influence des îles. On observe de plus au sein du modèle de fortes corrélations dans la direction transversale. Enfin, les déphasages maximisant les corrélations de hauteurs significatives déphasées présentent un écart faible par rapport aux prévisions de la théorie linéaire en eau profonde lorsque la distance à la source est inférieure à 90° ou 100° . Sur la base de ces constatations, on propose ici une première représentation de la structure des hauteurs significatives du système. On effectue à partir de cette représentation une reconstitution d'un champ synthétique en utilisant une partie des observations, et on compare ensuite le champ obtenu au reste des observations afin d'évaluer les écarts avec le champ réellement observé.

On suppose en première approximation que la structure transversale $h(\beta)$ est indépendante de la distance à la source α . On considère de plus que les principales causes d'atténuation des hauteurs significatives avec la distance à la source sont la dispersion et l'étalement angulaire. On adopte pour représenter cet effet la formulation asymptotique de $\mathcal{E}(\lambda, \phi, t)$ en $\frac{1}{\alpha \sin \alpha}$ proposée par *Collard et al. (2009)*. Le déphasage maximisant les corrélations entre les hauteurs significatives aux différents points est approché par la modélisation linéaire en eau profonde. Sous ces hypothèses, la structure spatio-temporelle des hauteurs significatives du système s'exprime:

$$H_s(\alpha, \beta, t) = \sqrt{\frac{\alpha_0 \sin \alpha_0}{\alpha \sin \alpha}} H_{s_0}(t + \Delta t_{lin}) h(\beta) \quad (27)$$

où $H_{s_0}(t)$ est une série temporelle de hauteurs significatives connue en un point de référence (α_0, β_0) (au niveau d'une bouée par exemple) et Δt_{lin} a été introduit précédemment:

$$\Delta t_{lin} = \frac{4\pi R(\alpha - \alpha_0)f_{moy_0}}{g} \quad (28)$$

5.3.2 Reconstitution d'un champ synthétique

Sur la base de cette modélisation, on reconstitue un champ synthétique en utilisant pour $H_{s_0}(t)$ la série temporelle des hauteurs mesurées par la bouée NDBC 51028 et pour $h(\beta)$ la structure "champ proche" estimée ci-avant à partir des données SAR. On représente ci-dessous les champs de hauteurs significatives du système obtenus en deux instants différents: le 24/02/04 à 00h (champ proche) et le 28/02/04 à 00h (champ lointain). On représente en vis-à-vis les champs calculés par le modèle aux mêmes dates.

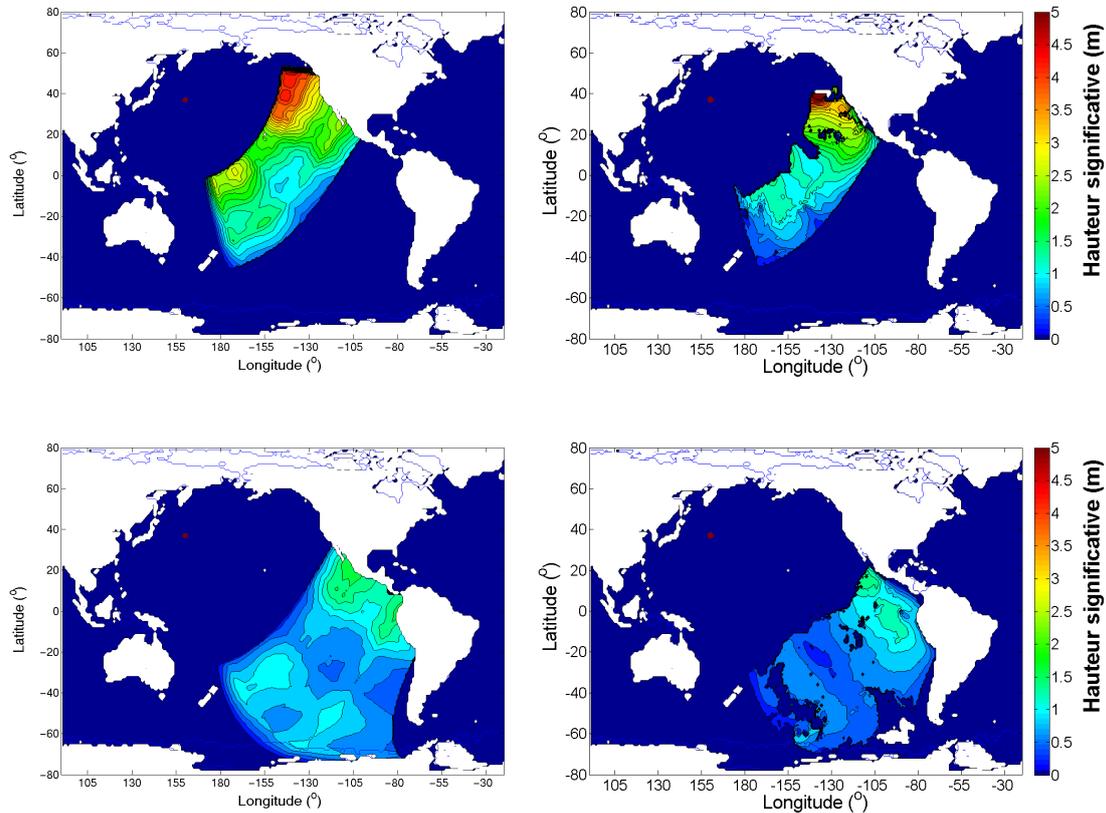


Figure 17: Champ synthétique de H_s et champ issu du modèle pour le système généré par la tempête du 16/02/04. En haut à gauche: champ synthétique le 24/02/04 à 00h. En haut à droite: champ issu du modèle le 24/02/04 à 00h; en bas à gauche: champ synthétique le 28/02/04 à 00h; en bas à droite: champ issu du modèle le 28/02/04 à 00h.

Afin d'évaluer la qualité de la reconstitution du champ synthétique, on représente ci-dessous la carte des erreurs relatives du champ synthétique et du champ issu du modèle par rapport aux mesures du SAR dans la partie "champ lointain" ($\alpha > 60^\circ$). Il est

à noter que, comme mentionné précédemment, l'ombre des îles est plus difficilement détectée dans les mesures du SAR que dans le modèle. Cet écart est visible sur la figure 17. Les écarts présentés en figure 18 et les NRMSE calculées ci-après concernent uniquement les points de mesures du SAR situés en dehors la zone d'ombre de la Polynésie Française, la zone d'ombre la plus marquée de cette région.

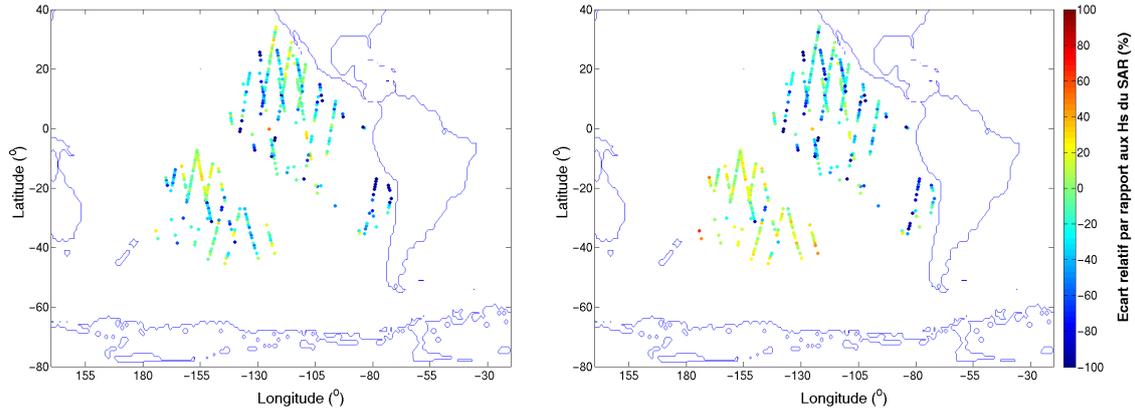


Figure 18: Erreur relative (%) de la hauteur significative estimée par le champ synthétique (à gauche) et calculée par le modèle (à droite) par rapport aux mesures du SAR pour $\alpha > 60^\circ$.

La reconstitution basée sur la fonction de structure (27) et sur la partie des observations "proches" de la source permet de reconstituer un champ dans la partie plus lointaine du bassin. Les écarts relativement faibles par rapport aux mesures du SAR en dehors des zones d'influence des îles suggèrent que l'hypothèse de faible variabilité de la structure transversale dans ces zones est acceptable. La reconstitution permet dans certains cas de réduire l'écart par rapport au reste des observations dans la partie "champ lointain". C'est le cas pour certains points de la partie sud-ouest du bassin, zone dans laquelle le modèle sous-estimait significativement la hauteur significative. Néanmoins, étant donné que le modèle représente les îles présentes dans cette zone alors que le champ synthétique ne permet pas de bien les représenter, le champ synthétique présente des erreurs plus importantes pour certaines mesures effectuées dans des zones d'ombre. Dans la partie sud-est du bassin en revanche, où moins d'îles sont présentes, la représentation du champ synthétique semble un peu mieux reproduire que le modèle les hauteurs mesurées par le SAR. Sur la totalité des mesures SAR de la figure 18, le champ synthétique présente une NRMSE (définie par (21)) équivalente à celle du champ issue du modèle, proche de 13.3%. Par contre, dans la partie sud-est du bassin (pour les directions de propagation passant au nord de la Polynésie Française), le champ du modèle présente une NRMSE 13.8%, alors que la NRMSE du champ synthétique n'est que de 12.4%.

Conclusion

Il a été mis en évidence par plusieurs travaux depuis *Barber & Ursell (1948)* jusqu'à *Collard et al. (2009)* que le comportement des systèmes de houle en domaine hauturier est estimé avec une bonne précision par la modélisation linéaire en eau profonde et l'hypothèse de source ponctuelle. La présente étude s'est basée sur ce comportement pour mettre en place une méthode de suivi spatio-temporel des systèmes de houle au sein d'un ensemble de spectres. L'application de cette méthode permet d'isoler la majeure partie de la contribution d'un système de houle à l'état de mer en tout point de l'océan et ainsi d'observer exclusivement l'évolution spatio-temporelle d'un système donné.

Cette méthode a ensuite été employée afin de dégager des caractéristiques de la structure spatio-temporelle des systèmes de houle. La démarche adoptée dans cette étude s'appuie sur les simulations du modèle numérique *WaveWatchIIITM* afin de caractériser la structure des systèmes, caractérisation qui est ensuite confrontée aux observations. Ce travail fait apparaître une structure transversale remarquable des systèmes, dont la cause de variabilité essentielle semble résider dans la présence d'îles et/ou de hauts fonds sur le trajet du système. En dehors des zones d'ombre des îles, la variabilité de la structure transversale des systèmes se révèle relativement faible. Une méthode a été développée afin de confronter ces résultats aux observations satellitaires. L'application de cette méthode suggère une bonne concordance entre les caractéristiques transversales mises en évidence à partir du modèle et celles observées par le SAR.

Sur la base de ces résultats, une première représentation de la structure du champ des hauteurs significatives des systèmes est proposée. Celle-ci fait notamment l'hypothèse d'un comportement dispersif linéaire en eau profonde et d'indépendance de la structure transversale à la distance à la source. A partir d'observations effectuées dans une partie du bassin Pacifique, cette "fonction de structure" permet une estimation des hauteurs significatives dans le reste du bassin. Cette dernière fournit un bon accord avec les observations en dehors des zones d'influence des îles, avec dans le cas présenté une erreur quadratique moyenne normalisée inférieure à celle du modèle.

A l'issue de ce travail, plusieurs perspectives sont envisagées. La première consiste à poursuivre l'analyse menée ici sur un grand nombre et une grande variété de cas supplémentaires, afin de déterminer si les caractéristiques mises en évidence dans

cette étude sont systématiquement retrouvées ou si certaines configurations limites aboutissent à des caractéristiques différentes, qui dans ce cas devront également être examinées. Les perspectives suivantes sont liées à la nécessité de perfectionner la méthode de suivi spatio-temporelle des systèmes de houle afin que celle-ci puisse permettre d'identifier puis d'étudier les composantes d'un système qui s'éloignent plus fortement de la théorie linéaire. Ces composantes font en effet partie intégrante du système, mais leur identification apparaît plus complexe. Il s'agit tout d'abord de compléter la modélisation sous-jacente à la méthode de suivi afin d'être à même de traiter les cas de sources étendues ou mouvantes. Le mouvement des sources semble notamment un phénomène fréquent et la prise en compte de la trajectoire des tempêtes-source mobiles offrira probablement la possibilité de mieux identifier et étudier les systèmes qu'elles engendrent. La deuxième source d'écart important par rapport à la modélisation employée est l'effet des îles. Comme il a pu être mis en évidence à plusieurs reprises, sa représentation nécessite un traitement particulier, mais demeure capitale car son influence sur la structure des systèmes est majeure. Plusieurs modèles numériques d'état de mer actuels, comme celui utilisé dans ce travail, intègrent des modélisations de l'influence des îles sur la houle. On espère ainsi pouvoir appliquer de telles modélisations pour intégrer l'effet des îles à la représentation de la structure transversale des systèmes.

Annexes

A Formulation asymptotique de l'atténuation de l'énergie par dispersion et étalement angulaire

On reprend ici les grandes étapes de la démonstration proposée par *Collard et al.* (2009). On considère dans un premier temps une source d'extension spatiale Ω non nulle, centrée pour simplifier sur le pôle Sud. L'expression de $\mathcal{E}(\lambda_0, \phi_0, t_0)$ au point d'observation (λ_0, ϕ_0) est:

$$\mathcal{E}(\lambda_0, \phi_0, t_0) = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} F(f, \theta, \lambda_0, \phi_0, t_0) d\theta df \quad (29)$$

On désire exprimer cette intégrale sur le domaine spectral comme une intégrale sur la surface de la zone-source Ω . Ceci peut être réalisé à l'aide de la relation (7) appliquée en un point P donné de la zone-source. Si on note (λ, ϕ) les coordonnées du point P , la fréquence de la contribution de ce point de la source en (λ_0, ϕ_0) à t_0 par:

$$f = \frac{g(t_0 - t_s)}{4\pi R\alpha'} = f_0 \frac{\alpha}{\alpha'} \quad (30)$$

où α désigne l'angle au centre entre le centre de la source et le point d'observation (λ_0, ϕ_0) ; α' désigne l'angle au centre entre P et le point d'observation; f_0 est la fréquence de la contribution du point central de la zone-source en (λ_0, ϕ_0) . En utilisant (31) et (29), on peut alors se ramener à une intégrale sur l'aire de la zone-source:

$$\mathcal{E}(\lambda_0, \phi_0, t_0) = \frac{f_0}{\alpha} \int_{\Omega} \frac{\alpha^2 F(f(\alpha'), \theta', \lambda, \phi, t_s)}{\alpha'^2} d\theta' d\alpha' \quad (31)$$

où θ' désigne la direction du grand cercle reliant P au point d'observation (pour un point d'observation (λ_0, ϕ_0) fixé, θ' est une fonction de λ et ϕ par l'intermédiaire des relations de trigonométrie sphérique). On effectue enfin le changement des coordonnées liées à la source (θ', α') vers les coordonnées géographiques (λ, ϕ) . Celui-ci s'effectue par l'intermédiaire de l'égalité des éléments de surface élémentaires: $dA = |\cos \phi| d\phi d\lambda = \sin \alpha' d\alpha' d\theta'$. Ceci fournit alors:

$$\mathcal{E}(\lambda_0, \phi_0, t_0) = \frac{f_0}{\alpha \sin \alpha} \int_{\Omega} \frac{\alpha^2 \sin \alpha}{\alpha'^2 \sin \alpha'} F(f, \theta', \lambda, \phi, t_s) |\cos \phi| d\phi d\lambda \quad (32)$$

Dans le cas limite d'une source ponctuelle se réduisant à une surface élémentaire centrée en (λ_s, ϕ_s) , l'expression (32) fournit ainsi une décroissance de \mathcal{E} avec la distance à la source en $\frac{1}{\alpha \sin \alpha}$.

Ce comportement asymptotique a fait l'objet d'une validation expérimentale dans le cas plus général d'une source d'étendue spatiale non-nulle, également présentée dans *Collard et al.* (2009), qui met en évidence une erreur relative inférieure à 20% par rapport aux mesures une fois dépassée une distance d'environ 1000km de la source.

B Méthodes de partitionnement

Le partitionnement du spectre peut être considéré comme la succession de 5 étapes:

- isolement des pics énergétiques spectraux,
- regroupement des partitions appartenant au même système de houle,
- regroupement des systèmes de mer de vent,
- discrimination des partitions de faible énergie,
- calcul des paramètres descriptifs des différents systèmes de houle.

On décrit ici la méthode proposée par *Gerling (1992)* et la méthode proposée par *Hanson et Phillips (2001)* pour la réalisation de ces différentes étapes.

B.1 Méthode de *Gerling (1992)*

Isolement des pics énergétiques spectraux.

Gerling introduit pour la première fois en 1992 la notion de partitionnement du spectre d'état de mer. La méthode qu'il propose consiste à établir une arborescence de régions et sous-régions spectrales à l'aide d'un seuil énergétique qui croît progressivement. Pour un seuil énergétique l , une région spectrale est définie comme un sous-domaine R de $[0, +\infty[\times [0, 2\pi]$ de la forme

$$R = \{(f, \theta) | F(f, \theta) \geq l\} \quad (33)$$

et sur lequel le support de F_l est continu, où $F_l(f, \theta)$ est défini par:

$$F_l(f, \theta) = \begin{cases} F(f, \theta) & \text{si } F(f, \theta) \geq l \\ 0 & \text{si } F(f, \theta) < l \end{cases} \quad (34)$$

Pour $l < 0$, le spectre ne comporte qu'une seule région, qui est la totalité de l'espace spectral. Lorsque l augmente, de nouvelles régions sont définies lorsque l atteint le niveau minimum l_1 tel que le support de F_{l_1} soit disjoint. On définit alors à partir du niveau l_1 un premier découpage du domaine spectral $[0, +\infty[\times [0, 2\pi]$ en régions, $(R_k)_{k=1..K}$ (avec $K \geq 2$), définies par (33) au seuil l_1 et telles que F_{l_1} soit à support continu sur chaque R_k . La figure ci-dessous fournit un exemple de cette première régionalisation sur un spectre uni-directionnel (le même principe est à appliquer à un spectre directionnel), dans lequel le premier seuil l_1 aboutit aux deux régions R_1 et R_2 .

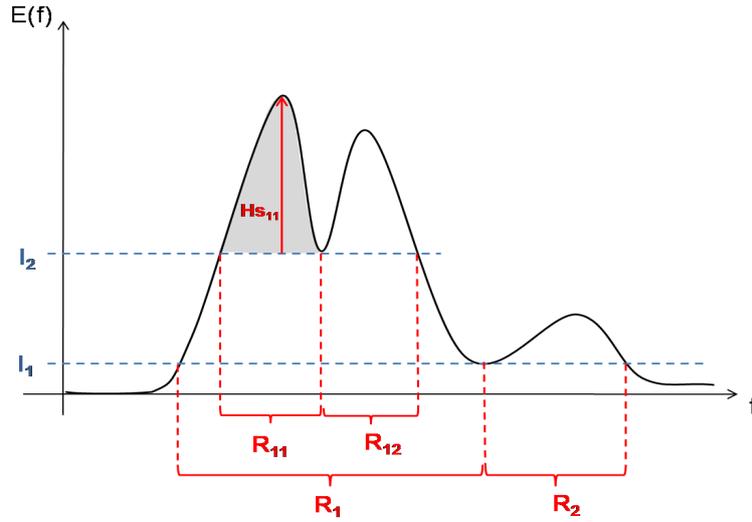


Figure 19: Exemple de l'identification des pics énergétiques selon Gerling sur un spectre uni-directionnel.

Ensuite, au sein de chaque région, on continue de faire augmenter le seuil l . Pour la région R_1 par exemple, si le seuil $l_2 > l_1$ existe, tel que le support de F_{l_2} soit disjoint, on définit alors les sous-régions $(R_{1,k'})_{k'}$ de R_1 , définies par (33) au seuil l_2 et telles que le support de F_{l_2} soit continu sur chaque $R_{1,k'}$. Dans l'exemple fourni en figure 19, ce deuxième découpage aboutit aux deux sous-régions R_{11} et R_{12} .

On réitère ainsi ce procédé pour chaque région et sous-région obtenue jusqu'à ne plus pouvoir obtenir de nouvelles sous-régions (on atteint un niveau l_i tel que pour tout $l > l_i$, F_l est continue dans chacune des sous-régions). Cette opération aboutit ainsi à un ensemble de partitions du domaine spectral, organisé comme une structure arborescente hiérarchisée de régions et sous-régions appelé *arbre de Gerling*. Ces régions et sous-régions définissent un partitionnement du spectre. Il est à noter qu'une spécificité importante de la méthode de Gerling est que chaque région spectrale, ou partition, ne se voit attribuer que la part de l'énergie "dépassant" du seuil qui la définit. Dans l'exemple de la figure 19, l'énergie associée à la région R_{11} est la partie grisée du spectre. Elle est donnée par

$$\mathcal{E}_{11} = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} (F^{R_{11}}(f, \theta) - l_2) df d\theta = \frac{1}{4} H_{s_{11}}^2 \quad (35)$$

où $F^{R_{11}}$ est le spectre restreint à R_{11} , défini par

$$F^{R_{11}}(f, \theta) = \begin{cases} F(f, \theta) & \text{si } (f, \theta) \in R_{11} \\ 0 & \text{si } (f, \theta) \notin R_{11} \end{cases} \quad (36)$$

Ainsi, l'énergie spectrale totale n'est pas entièrement distribuée à travers les différentes partitions (ou sous-régions), une partie de l'énergie étant toujours contenue dans la

région dont est issue la sous-région, si bien que $H_{s_{11}}$ n'a pas réellement de signification physique puisqu'il ne représente pas l'énergie d'un système de houle proprement dit. Comme on le verra par la suite, ceci oppose cette méthode à celle de *Hanson et Phillips (2001)*.

Regroupement des partitions par système et élimination du bruit.

Dans un second temps, *Gerling (1992)* propose de procéder au regroupement des partitions qui correspondent à un même système de houle et à l'élimination des partitions qui sont assimilées à du bruit. Cette opération est effectuée sur la base de deux types de critères:

- le premier critère porte sur le rapport de l'énergie représentée par les différentes partitions: si le rapport entre l'énergie attribuée à une sous-partition et celle attribuée à la partition dont elle est issue est trop faible, la sous-partition est éliminée ou fusionnée avec une sous-partition voisine (si celle-ci est proche). Dans l'exemple fourni en figure 19, si \mathcal{E}_{12} est trop faible par rapport à \mathcal{E}_1 , la sous-partition R_{12} sera attribuée à du bruit et éliminée ou bien fusionnée avec R_{11} .
- le deuxième critère porte sur ce que *Gerling* appelle la "persistance" du système. Il s'agit de déterminer si une partition, identifiée au sein d'un spectre en un point et un instant donnés, se retrouve au sein de spectres obtenus en des points et/ou instants différents. Plus nombreux sont les spectres dans lesquels la partition est identifiée, plus sa persistance est grande, et plus sa significativité en tant que système de houle à part entière est assurée. La comparaison des partitions d'un spectre à un autre est effectuée à partir des paramètres descriptifs $(\{P_{I,j}, f_{p_{I,j}}, f_{m_{I,j}}, \theta_{p_{I,j}}, \theta_{m_{I,j}}\})$, où l'index I désigne une partition issue d'une spectre I , et $P_{I,j}$ désigne le rapport entre l'énergie attribuée à la partition j et l'énergie attribuée à la partition dont elle est issue. Si les paramètres de deux partitions sont suffisamment proches, on considère que celles-ci correspondent au même système de houle, présent dans les deux spectres. Les partitions de trop faible persistance sont regroupées avec la partition la plus proche et la comparaison des paramètres descriptifs est réitérée à partir de ce nouveau regroupement.

Les seuils fixés à ces deux critères sont empiriques et une bonne partie du traitement ainsi réalisé par *Gerling* est manuel.

Regroupement des systèmes de mer de vent.

Gerling ne propose pas de critère de séparation de la mer de vent. Le critère employé ici est celui proposé par *Hanson & Phillips*, fourni ci-après.

B.2 Méthode de *Hanson et Phillips* (2001)

La méthode de partitionnement de *Hanson et Phillips* (2001) est une adaptation de la technique de *Hasselmann et al.* (1996). Bien qu'inspirée par la méthode de *Gerling* (1992), elle adopte une stratégie d'identification et classification des pics spectraux différente du découpage arborescent de *Gerling*.

Isolement des pics énergétiques spectraux.

La technique d'identification des pics spectraux proposée par *Hanson et Phillips* (2001) est une recherche de maxima et minima locaux basée sur la notion de plus grande pente. Partant d'un niveau d'énergie $F(f, \theta)$, on se déplace dans la direction de plus fort gradient (positif) de F . Le "chemin" ainsi tracé au sein du domaine spectral est suivi jusqu'à atteindre un maximum local, où le gradient de F s'annule. Ce maximum constitue un pic énergétique et tous les points (f, θ) du "chemin" suivi pour atteindre ce pic lui sont rattachés. On procède ainsi sur la totalité du domaine spectral, ce qui aboutit à l'identification de tous les pics énergétiques spectraux (les maxima locaux), chacun desquels se voit rattaché à une portion du domaine spectral qui l'entoure. Ceci constitue un partitionnement du domaine spectral. Ce procédé a été apparenté par la suite à la délimitation de bassins versants d'une topographie: si on assimile le spectre à une "topographie renversée" (de sorte que les pics énergétiques deviennent des minima locaux), la notion de partition s'apparente alors à celle de bassin versant, elle aussi basée sur le principe de plus grande pente. Les algorithmes automatisés développés pour réaliser cette opération d'isolement des pics sont ainsi très souvent communs avec ceux employés pour délimiter les bassins versants (*Brüning et al.* (1994), *Voorips et al.* (1997), *Aarnes et Krogstad* (2001)).

Regroupement des partitions par système.

La première étape d'isolement des pics aboutit généralement à l'obtention d'un grand nombre de partitions. *Hanson et Phillips* (2001) proposent deux critères de regroupement basés sur les paramètres descriptifs $[\mathcal{E}_i, f_{p_i}, f_{m_i}, \theta_{p_i}, \theta_{m_i}, \delta f_i^2]$, les 5 premiers ayant été définis plus haut et δf_i^2 étant donné par:

$$\delta f_i^2 = \int_f \int_\theta \left\{ (f_{p_i} \cos \theta_{p_i} - \frac{1}{\mathcal{E}_i} \int_f \int_\theta f_{p_i} \cos \theta_{p_i} df d\theta)^2 \right. \quad (37)$$

$$\left. + (f_{p_i} \sin \theta_{p_i} - \frac{1}{\mathcal{E}_i} \int_f \int_\theta f_{p_i} \sin \theta_{p_i} df d\theta)^2 \right\} df d\theta \quad (38)$$

Ces deux critères sont les suivants:

- Séparation fréquentielle des pics: deux partitions sont regroupées si les fréquences de deux pics f_{p_i} et f_{p_j} sont peu éloignées par rapport aux étalements fréquentiels

δf_i et δf_j des partitions correspondantes, c'est-à-dire si:

$$\Delta f^2 \leq k_1 \min(\delta f_i^2, \delta f_j^2) \quad (39)$$

où k_1 est un seuil à fixer et Δf^2 est donné par

$$\Delta f^2 = (f_{p_i} \cos \theta_{p_i} - f_{p_j} \cos \theta_{p_j})^2 + (f_{p_i} \sin \theta_{p_i} - f_{p_j} \sin \theta_{p_j})^2 \quad (40)$$

- Minimum entre deux pics: deux partitions voisines sont regroupées si la hauteur du point de selle qui sépare les deux pics est trop faible par rapport au plus petit des deux pics. Si on note F_s la valeur de F au point de selle, ce critère s'exprime donc:

$$F_s > k_2 \min(E(f_{p_i}), E(f_{p_j})) \quad (41)$$

Le seuil k_2 est également à ajuster.

Regroupement des systèmes de mer de vent.

Le critère proposé pour distinguer les systèmes de houle de la mer du vent porte sur l'âge des vagues $\frac{C_g(f)}{U_{10}}$, où U_{10} est la vitesse du vent à 10m au-dessus de la surface de l'eau. Le critère donné par *Hanson et Phillips* est:

$$\frac{C_g(f_p)}{U_{10}} \leq 1.5 \cos \delta \quad (42)$$

où δ est l'angle entre la direction du vent et la direction de propagation de la mer de vent. Ce critère se traduit en eau profonde en termes de fréquence de pic (en utilisant (6)) par:

$$f_p \leq \frac{g}{2\pi} (1.5 U_{10} \cos \delta)^{-1} \quad (43)$$

Toutes les partitions vérifiant (43) sont regroupées en un seul système de mer de vent.

Discrimination des partitions de faible énergie.

Les partitions d'énergie \mathcal{E}_i telle que

$$\mathcal{E}_i \leq \frac{a}{f_p^4 + b} \quad (44)$$

sont éliminées du spectre car considérées comme du bruit n'influençant pas significativement l'état de mer. Les constantes a et b sont ajustées de sorte à filtrer le bruit dans les régions spectrales de faible énergie sans éliminer un des systèmes significatifs.

Calcul des paramètres descriptifs des différents systèmes de houles.

À l'issue des 4 premières étapes, on obtient un partitionnement du spectre contenant généralement une partition de mer de vent et une ou plusieurs partitions correspondant à des systèmes de houle. Les paramètres descriptifs du système i peuvent alors être calculés à partir du spectre F_i restreint à la partition i , donné par:

$$F_i(f, \theta) = \begin{cases} F(f, \theta) & \text{si } (f, \theta) \text{ appartient à la partition } i \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (45)$$

On peut constater ici que, par opposition à la méthode de *Gerling (1992)*, l'énergie totale est conservée à l'issue du partitionnement de *Hanson et Phillips*, c'est-à-dire:

$$\begin{cases} \mathcal{E} & = \sum_i \mathcal{E}_i \\ \mathcal{E}_i & = \int_f \int_\theta F_i(f, \theta) df d\theta \end{cases} \quad (46)$$

B.3 Vérification de l'équivalence des deux méthodes pour l'application effectuée

Afin de vérifier l'équivalence des deux méthodes de partitionnement présentées ci-avant pour le suivi spatio-temporel des systèmes de houle longue, on compare pour plusieurs cas de systèmes le suivi spatio-temporel obtenu à partir des partitions issues de l'une ou l'autre des deux méthodes. On présente ci-dessous un exemple de représentation des résultats obtenus. Il s'agit du suivi temporel du système généré par la tempête du 09/07/04 en (177°W, 55°S). Ce suivi est réalisé à partir du partitionnement des spectres du modèle WWIII en (154°W, 0°S) (au niveau de la bouée NDBC 51028) selon la méthode de *Gerling (1992)* (en bleu) et selon la méthode de *Hanson et Phillips (2001)* (en rouge).

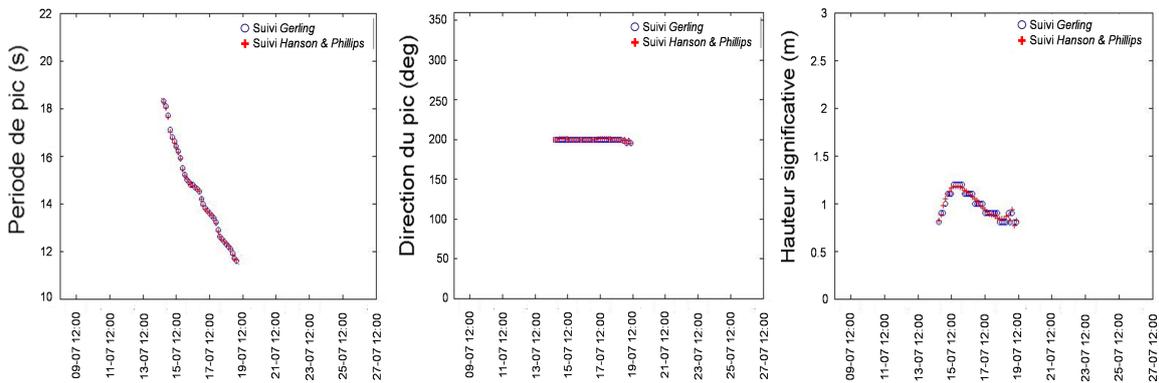


Figure 20: Comparaison du suivi temporel effectué à partir des partitions obtenues par la méthode de *Gerling* (cercles bleus) et par la méthode de *Hanson et Phillips* (croix rouges).

On observe ainsi l'équivalence du résultat du suivi appliqué aux partitions obtenues par les deux méthodes.

C Structure spatio-temporelle de systèmes de houle

C.1 Système généré par la tempête du 09/08/2004 00h aux alentours de (120°W,57°S)

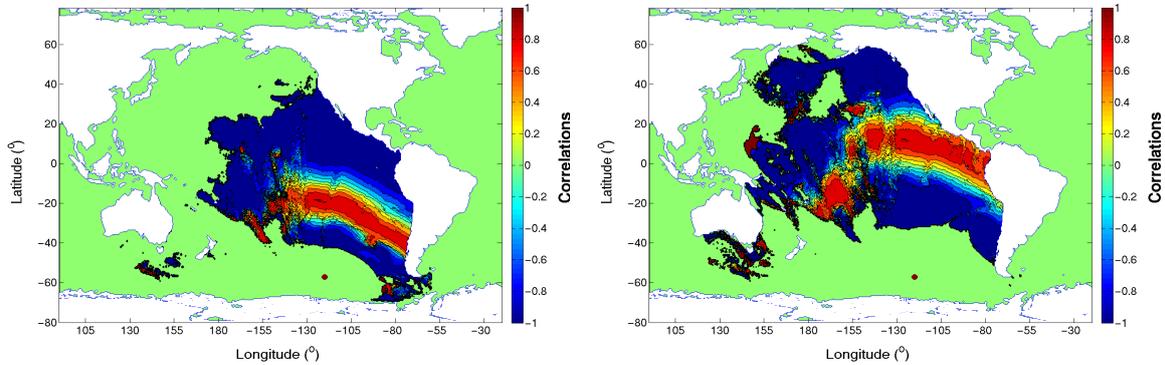


Figure 21: Corrélations des séries temporelles des hauteurs singnificatives au point de référence P_0 et au point P_i . A gauche: $P_0=(124^\circ\text{W},17^\circ\text{S})$; à droite: $P_0=(125^\circ\text{W},12^\circ\text{N})$. Le point rouge indique la position de la source.

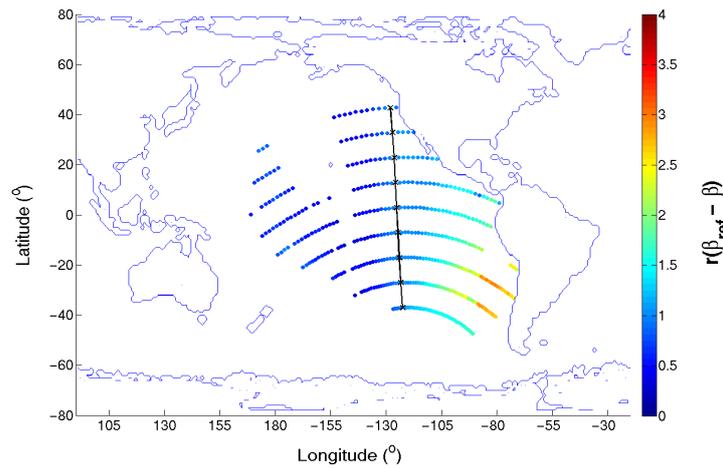


Figure 22: Structure transversale du système généré le 08/09/04: scatterplot de $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$, trajectoire de référence en noir.

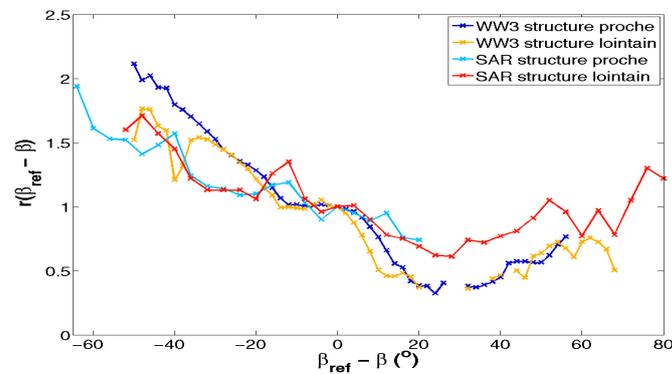


Figure 23: Comparaison des structures transversales $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$ du système généré par la tempête du 09/08/04 obtenues à partir du SAR et à partir du modèle.

C.2 Système généré par la tempête du 24/02/2004 12h aux alentours de (160°E,42°N)

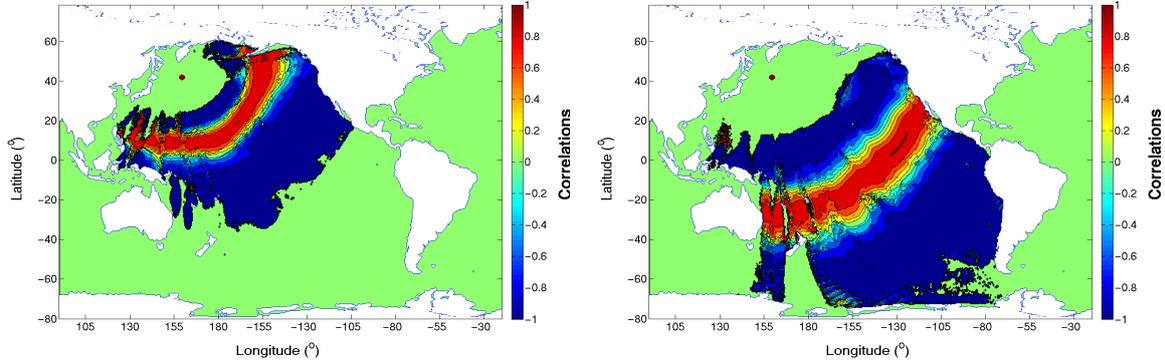


Figure 24: Corrélations des séries temporelles des hauteurs significatives au point de référence P_0 et au point P_i . A gauche: $P_0=(170^\circ\text{W}, 20^\circ\text{N})$; à droite: $P_0=(125^\circ\text{W}, 10^\circ\text{N})$. Le point rouge indique la position de la source.

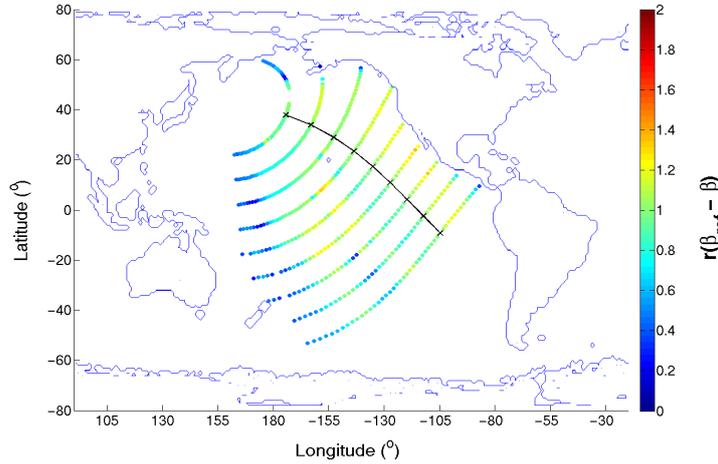


Figure 25: Structure transversale du système généré le 24/02/04: scatterplot de $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$, trajectoire de référence en noir.

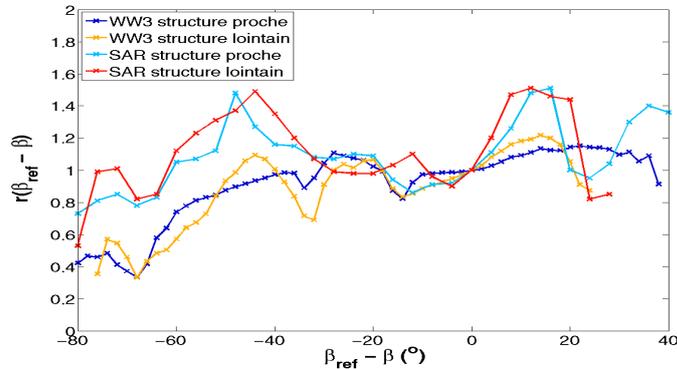


Figure 26: Comparaison des structures transversales $r(\alpha, \beta_{ref} - \beta)$ du système généré par la tempête du 24/02/04 obtenues à partir du SAR et à partir du modèle.

Bibliographie

- [1] J.E. Aarnes, H.E. Krogstad, *Partitioning sequences for the dissection of directional Ocean Wave Spectra : a Review.*, Part of work package 4 (Wp4) of the EnviWave (EVG-2001-00017) research program under the EU Energy, Environment and Sustainable Development programme, 2001
- [2] F. Ardhuin, B. Chapron, and F. Collard *Observation of swell dissipation across oceans* Geophysical Research Letters, Vol. 36, Mar. 2009
- [3] N. F. Barber, F. Ursell, *The Generation and Propagation of Ocean Waves and Swell. I. Wave Periods and Velocities*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol.240, pp. 527-560, Feb. 1948.
- [4] F. Collard, F. Ardhuin, B. Chapron, *Monitoring and analysis of ocean swell fields using a spaceborne SAR: new methods for routine observations*, J. Geophysical Research, 2009.
- [5] A. Friedrich, F. Krüger and K. Klinge *Ocean-generated microseismic noise located with the Gräfenberg array* Journal of Seismology, Vol. 2, pp. 47-64, Feb. 1998
- [6] T. W. Gerling, *Partitioning Sequences and Arrays of directional Ocean Wave Spectra into Component Wave Systems*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 9, pp. 444-458, 1992.
- [7] B. Gjevik, H.E. Krogstad, A. Lygre, O. Rygg, *Long Period Swell Events on the Norwegian Shelf*, J. Phys. Ocean., Vol 18, pp. 724-737, 1987.
- [8] D. J. M. Greenslade; I. R. Young, *The Impact of Altimeter Sampling Patterns on Estimates of Background Errors in a Global Wave Model*, Journal of atmospheric and Oceanic Technology, 2005.
- [9] J.L. Hanson, O.M. Phillips, *Automated Analysis of Ocean Surface Directional Wave Spectra*, Journal of atmospheric and Oceanic Technology Sciences, Vol. 18, pp. 277-293, 2001.
- [10] D.E. Hasselmann, C. Bruning, K. Hasselmann, P. Heimbach, *An Improved Algorithm for the Retrieval of Ocean Wave Spectra from Synthetic Aperture Radar Image Spectra*, J. Phys. Ocean., Vol. 101, 1996.
- [11] K. Hasselmann, *On the non-linear energy transfer in a gravitywave spectrum. Part 3. Evaluation of the energy flux and swell-sea interaction for a Neumann spectrum*, J. Fluid Mechanics, Vol. 15, pp. 385-398, 1963.

- [12] S. Kedar, M. Longuet-Higgins, F. Webb, N. Graham, R. Clayton, C. Jones, *The origin of deep ocean microseisms in the North Atlantic Ocean*, Proceedings of the Royal Society A, 2008.
- [13] M. S. Longuet-Higgins, *A Theory of the Origin of Microseisms*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 243, pp. 1-35, Sep. 1950.
- [14] W. H. Munk, G. R. Miller, F. E. Snodgrass, N. F. Barber, *Directional Recording of Swell from Distant Storms*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 255, pp. 505-584, Apr. 1963.
- [15] J. P. Pinto, M. C. Bernardino, and A. Pires Silva, *A Kalman filter application to a spectral wave model*, Nonlinear Processes in Geophysics, 2005.
- [16] N. Rascle, F. Ardhuin, P. Queffelec, D. Croizé-Fillon, *A global wave parameter database for geophysical applications. Part 1: Wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations*, Ocean Modelling, 2008.
- [17] F. E. Snodgrass, G. W. Groves, K. F. Hasselmann, G. R. Miller, W. H. Munk, W. H. Powers, *Propagation of Ocean Swell across the Pacific*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 259, pp. 431-497, May 1966.
- [18] H. L. Tolman *The 2007 release of WaveWatch III Proceedings*, 10th Int. Workshop of Wave Hindcasting and Forecasting, Hawaii, 2007.
- [19] H. L. Tolman, *User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 2.22*. NOAA / NWS / NCEP / MMAB Technical Note 222, 2002
- [20] H. L. Tolman and A. Chawla *A mosaic approach to wind wave modeling*, Ocean Modelling, Vol. 25, pp. 35-47, 2008
- [21] H. L. Tolman, *Treatment of unresolved islands and ice in wind wave models*, Ocean Modelling, Vol. 5, pp. 219-231, 2003
- [22] A.C. Voorrips, V.K. Makin, S. Hasselmann, *Assimilation of Wave Spectra from pitch and roll buoys in a North Sea Wave Model.*, J. Geophysical Research, Vol. 102(C3), pp. 5829-5849, 1997.