

# **Etude d'impact acoustique des** **houles de surface**

## **Auteurs:**

**C. NOEL - C. VIALA** SEMANTIC TS - 72 Av du 11 Novembre  
83150 BANDOL

**B. GARBAIL-PICON** Laboratoire GESSY - Université de Toulon - BP 132  
83957 La Garde Cedex

Le présent travail a été financé par la Direction des recherches, Etudes et Techniques (DGA) en exécution du contrat N° 94-2547 A/DRET et par l'intermédiaire d'une bourse de thèse.

Document N° R/95/012/CN/DRT du 25/07/95

## **Résumé**

Cette étude présente tout d'abord une synthèse de l'existant relative aux méthodes de modélisation d'effets de surface en acoustique sous-marine. Disposant d'un modèle 2D de la propagation du son par une méthode de rayons, nous l'adaptions à la prise en compte d'une surface aléatoire. Les spectres en nombre d'onde des processus de surface sont intégrés pour simuler numériquement des profils spatio-temporels de surface et les préparer comme jeux d'entrée pour le logiciel de rayons. Des simulations numériques sont effectuées dans le but d'en quantifier l'impact sur la géométrie des rayons, leur angle d'arrivée, leur temps de trajet et leur intensité.

## Summary

### Impact study of sea surface acoustical effects

This paper first deals with a synthesis of theoretical methods to modelize sea surface in underwater acoustics. We present a method to take into account spatial and temporal surface profiles in a ray tracing model and use this tool to conduct statistical calculations over an ensemble of sea surface realizations for different states of sea. Surface spectra are integrated to obtain these realizations. Numerical results relative to characteristics of eigen rays (arrival time and angle, intensity) are presented.

## 1. Introduction

Cette étude a pour but de fournir:

- une synthèse des travaux existants relatifs à la prise en compte des phénomènes de surface en modélisation de la propagation acoustique sous-marine.
- une mise au point, validation et analyse d'un outil de prédiction, utile pour les développements futurs relatifs à la prise en compte des effets de surface.

Cette étude d'impact acoustique a pour but final de fournir:

- des informations utiles pour renseigner les théoriciens sur l'importance, les ordres de grandeur, les comportements et évolution du phénomène étudié,
- de quantifier l'apport d'une modélisation de surface dans les modèles de prédiction utilisés en détection sous-marine,
- et donc plus en aval, de renseigner les opérationnels sur l'utilisation de leurs engins vis à vis de la surface.

Cette étude pourrait par la suite être étendue à la prise en compte de profils de fond aléatoires.

La première partie de l'étude expose les procédés habituellement utilisés pour décrire les divers processus de surface. L'accent est mis sur les phénomènes de houles. On étudie en particulier les diverses relations spectrales en fréquence ou nombres d'onde, directionnelles ou non, utilisées pour décrire ces phénomènes. Les spectres en nombre d'onde des processus de surface sont intégrés pour simuler numériquement des profils spatio-temporels de surface et les préparer comme jeux d'entrée pour le logiciel de rayons.

La deuxième partie de l'étude présente une synthèse de l'existant concernant les procédés utilisés pour décrire les divers phénomènes de surface dans un modèle de propagation du son en milieu marin, avant d'exposer plus précisément la méthode développée dans cette étude. Elle consiste en une adaptation du code de calcul RAYSON modélisant la propagation du son par une méthode de rayons pour rendre compte de ces phénomènes aléatoires et de houle. Ce code est adapté à la prise en compte d'une surface qui varie géométriquement avec le temps et la distance de propagation en fonction du phénomène à décrire: houle ou mouvement de plus faible échelle. Les angles d'arrivée, les temps de trajet des rayons et leur intensité sont ainsi déterminés en fonction du profil spatio-temporel de la surface dépendant de l'état de mer.

Une étude statistique sur quelques cas de simulations numériques au travers de diverses formes de houles de surface a été réalisée. Elle fournit des résultats en accord avec l'aspect physique du phénomène.

## 2. Description des phénomènes de surface

Cette première partie expose les procédés habituellement utilisés pour décrire les divers processus de surface, avant de proposer une méthode de reconstruction de réalisations spatio-temporelles de la surface par inversion de spectre en nombre d'onde.

### 2. 1. Synthèse de l'existant

#### 2. 1. 1. Influence du vent sur la surface des océans

Lorsque le vent souffle, la surface des mers devient agitée. Le phénomène de vagues qui en résulte peut être considéré comme une superposition d'ondes sinusoïdales de surface se propageant dans toutes les directions, chacune ayant sa propre vitesse de propagation. L'élévation de surface  $\xi(\vec{r}, t)$  peut alors s'exprimer par son intégrale de Fourier:

$$\xi(\vec{r}, t) = \iiint a(\vec{k}, \omega) \exp(j(\vec{k}\vec{r} - \omega t)) d\vec{k} d\omega \quad (1)$$

La durée, la vitesse ou la force et la surface sur laquelle souffle ou a soufflé le vent, appelée le fetch, conditionnent directement l'état de surface des océans. Pour évaluer de manière qualitative ces états de surface, on peut décrire l'élévation de la surface comme un processus stochastique de moyenne nulle, dépendant du temps  $t$  et de la variable d'espace  $r$  et caractérisé par son équation de dispersion et sa densité spectrale de puissance spatio-temporelle. L'élévation de la surface  $\xi$  dépend de deux variables d'espace, la distance  $r$  et la direction  $\theta$  et de la variable temps. Nous proposons pour plus de clarté de présenter le développement à deux dimensions  $r$  et  $t$  et nous verrons comment introduire la directivité par la suite.

#### 2. 1. 2. Hypothèses dans l'espace et le temps sur le processus aléatoire

Pour étudier ce processus on est amené à introduire certaines hypothèses et définitions qu'il est nécessaire de présenter en premier lieu afin de pouvoir interpréter les informations sur les processus de surface disponibles dans la littérature.

Les informations donnant les hauteurs moyennes des vagues en fonction des vitesses de vent sont habituellement données pour différents états de mer établie. Cela signifie que l'on suppose de grandes valeurs du fetch et de la durée, ainsi qu'une vitesse de vent constante (hypothèse d'état stationnaire). Le tableau suivant (figure N°1), extrait de [5] présente pour différents états de mer établie, allant de mer 1 à mer 11 sur l'échelle Beaufort, les vitesses de vent caractéristiques et les hauteurs moyennes des vagues correspondantes :

Echelle Beaufort	Vitesse du vent (m/s)	Hauteur de vague (m)
1	1 (0,5 - 1,5)	0,015
2	2,5 (2 - 3)	0,055
3	4,25 (3,5 - 5)	0,18
4	6,75 (5,5 - 8)	0,55
5	9,5 (8,5 - 10,5)	1,3
6	12 (11 - 13,5)	2,4
7	15,25 (14 - 16,5)	4,3
8	18,5 (17 - 20)	7
9	22 (20,5 - 23,5)	11
10	25,75 (24 - 27,5)	15,85
11	29,75 (28 - 31,5)	22,20

**Figure N°1 : Caractéristiques des états de mer (échelle Beaufort) [5]**

Ces ordres de grandeur justifient l'intérêt des études relatives à la prise en compte de surfaces mouvantes. La hauteur de vague indiquée correspond à la moyenne quadratique des hauteurs.

Ce processus est d'autre part généralement considéré comme gaussien [1] [6], c'est-à-dire caractérisé par sa valeur moyenne supposée nulle et son écart type  $\sigma_s$ . On introduit de plus habituellement une hypothèse de stationnarité sur  $\xi$  selon laquelle les propriétés statistiques du premier ordre de la fonction  $\xi(r,t)$  restent invariantes dans le temps et d'ergodisme sur  $\xi$  signifiant que les moyennes statistiques sont égales à des moyennes temporelles [8] [9]. Le processus est caractérisé plus précisément par son moment d'ordre deux c'est-à-dire sa fonction de corrélation en espace et en temps qui s'écrit [1] :

$$\phi(\rho, \tau) = h^{-2} \langle \xi(r, t) \xi(r + \rho, t + \tau) \rangle \quad (2)$$

où la variance  $h^{-2}$  est une constante de normalisation telle que  $\phi(0, 0) = 1$ .

Ainsi  $\sigma_s = 1/h$ , mais nous conserverons les deux notations utilisées indifféremment dans les publications.

Etant donné le caractère aléatoire de la surface, on ne peut donc en donner qu'une description statistique. La connaissance de la fonction d'autocorrélation est suffisante si l'on fait l'hypothèse d'un processus gaussien. Cette hypothèse ne correspond pas exactement à la réalité mais constitue une approche jugée suffisante par de nombreux auteurs [3].

### 2. 1. 3. Relation de dispersion

D'autre part  $k$  et  $\omega$  sont liés. L'équation non linéaire de Bernouilli et la condition de surface libre conduisent à la relation de dispersion suivante liant  $k$  et  $\omega$  [3]:

$$\omega^2 = (gk + \gamma k^3) th(kd) \quad (3)$$

où  $\omega$  représente la fréquence angulaire,  $k$  le module du nombre d'onde,  $g$  la constante de gravitation,  $d$  la hauteur d'eau et  $\gamma$  une constante dépendant des propriétés de la surface (viscosité...). Dans le cas particulier d'un milieu marin présentant des grands fonds, celle-ci devient:

$$\omega^2 = gk + \gamma k^3 \quad (4)$$

Le terme  $gk$  est en général prépondérant et correspond à des longueurs d'ondes de quelques dizaines de centimètres à plusieurs dizaines de mètres. Ce sont les ondes de gravité représentant la plus grande part de l'énergie des vagues. L'autre terme décrit les effets des ondes de capillarité, vaguelettes de faibles amplitude et de longueurs d'onde très courtes. Elles représentent une faible part de l'énergie des vagues et jouent un rôle important dans les mécanismes de diffraction du son à basses fréquences et en réflexion spéculaire à très hautes fréquences. Dans la mesure où nous nous intéressons principalement aux phénomènes de houles pour de moyennes fréquences acoustiques et où nous utiliserons une approche de type facettes, valable (nous y reviendrons en détail au chapitre 4) tant que la surface peut être considérée lisse par rapport à la longueur d'onde, nous ne prendrons en compte que les vagues de grandes échelles. Par la suite nous ne considérerons donc que les ondes de gravité. La relation de dispersion sera alors réduite à:

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

2. 1. 4. Relations dans l'espace dual: spectres de surface

Par application du théorème de Wiener-Kinchine, la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation spatio-temporelle est la densité spectrale d'énergie  $w(k,\omega)$ , que l'on appelle encore spectre de puissance spatio-temporel de la surface comme cela est schématisé sur la figure N°2:

**Figure N°2: Relation entre l'autocorrélation et la DSP**



La relation entre  $S(k)$  et le spectre en fréquence  $s(\omega)$  est donnée par:  $S(k) = s(\omega) d\omega/dk$ .

On construit à partir de  $w$  les spectres en nombre d'onde  $S(k)$  obtenus par intégration et à l'aide de la relation de dispersion:

$$S(k) = 2 \int_0^{\infty} w(k, \omega) d\omega \quad (6)$$

Ce sont ces spectres qui sont habituellement donnés dans la littérature. On y introduit, nous le verrons plus loin, une information a posteriori de directivité. Compte tenu de la relation de dispersion pour les ondes de gravité ces relations deviennent

$$S(k) = s(\omega(k)) \frac{g}{2\sqrt{gk}} \quad (7)$$

Les paragraphes suivants présentent les spectres les plus utilisés et les plus représentatifs du comportement réel des mouvements de surface.

2. 1. 5. Spectre de Pierson-Moskowitz (1964)

Le spectre de Pierson-Moskowitz est déduit d'une série de mesures faites en Atlantique pour des mers établies [11]. Il correspond à la zone des ondes de gravité. Il est aussi fonction de la vitesse du vent  $v$ . Ce spectre est représenté à l'heure actuelle une des meilleurs formules empiriques disponibles [1].

$$s_{PM}(\omega) = \frac{\beta g^2}{\omega^5} \exp\left(-0,74\left(\frac{g}{\omega v}\right)^4\right) \quad \text{où : } \beta = 0,0081 \quad (8)$$

Compte tenu de la relation entre  $k$  et  $\omega$ , on obtient :

$$S_{PM}(k) = \frac{\beta}{2k^3} \exp\left(-0,74\frac{g^2}{k^2 v^4}\right) \quad (9)$$

Ce spectre présente un maximum pour la valeur de  $k$  suivante :

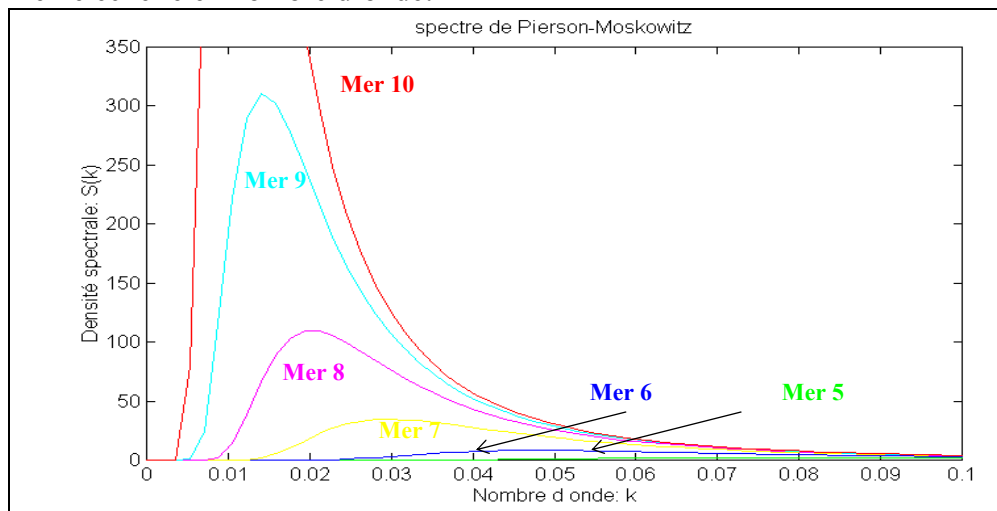
$$k_{PM}^{opt} = \left(\frac{2g^2 0,74}{3v^4}\right)^{1/2} \Rightarrow S_{PM}(k_{PM}^{opt}) = \left(\frac{3v^4}{2g^2 0,74}\right)^{3/2} \frac{\beta e^{-3/2}}{2} \quad (10)$$

Le tableau de la figure N°3 présente les valeurs de  $k_{PM}^{opt}$  correspondant aux différents états de mer:

Echelle Beaufort	PIERSON-NEUMANN			PIERSON-MOSKOWITZ		
	$k_{PN}^{opt} (m^{-1})$	$\lambda_{PN}^{opt} (m)$	$S_{PN}(k_{PN}^{opt})$	$k_{PM}^{opt} (m^{-1})$	$\lambda_{PM}^{opt} (m)$	$S_{PM}(k_{PM}^{opt})$
1	5,6	1,11	$2,8 \cdot 10^{-7}$	6,904	0,91	$2,7 \cdot 10^{-6}$
2	0,898	6,99	$1,7 \cdot 10^{-4}$	1,104	5,68	$6,7 \cdot 10^{-4}$
3	0,311	20,2	0,0071	0,382	16,4	0,016
4	0,123	50,9	0,1818	0,151	41,4	0,259
5	0,062	100	1,988	0,076	82,1	2,018
6	0,039	161	10,20	0,047	131	8,198
7	0,024	260	54,62	0,029	211	34,53
8	0,016	382	211,18	0,020	311	110,0
9	0,011	541	710,26	0,014	440	311,2
10	0,008	741	$2,3 \cdot 10^3$	0,010	603,4	800,3
11	0,006	990	$5,3 \cdot 10^3$	0,008	805,4	$1,9 \cdot 10^3$

**Figure N°3 : valeurs caractéristiques des spectres**

La figure N°4 présente le spectre de Pierson-Moskowitz pour différents états de mer avec la même échelle en nombre d'onde:



**Figure N°4 : Spectre de Pierson-Moskowitz pour différents états de mer**

On remarque que pour des vitesses croissantes du vent, le maximum de ces spectres tend à se rapprocher des faibles valeurs de  $k$ , leur étalement diminue et leur amplitude augmente.

### 2. 1. 6. Autres Spectres

Outre le spectre de Pierson-Moskowitz, on peut trouver plusieurs autres spectres dans la littérature.

Le spectre de Pierson-Neumann (1953) a été établi [10] pour des fréquences inférieures à 0,5 Hz, ce qui implique des longueurs d'onde supérieures à 6.3 m. On se situe ainsi dans le domaine des ondes de gravité. Il dépend directement de la vitesse du vent  $v$ .

$$S_{PN}(\omega) = \frac{c_0}{\omega^6} \exp\left(-2\left(\frac{g}{\omega v}\right)^2\right) \quad \text{où : } c_0 = 4,8 \text{ m}^2\text{s}^{-5} \text{ et } g = 9,83 \text{ m/s}^{-2} \quad (11)$$

La comparaison des deux précédents spectres montre que le spectre de Pierson-Moskowitz est plus énergétique que celui de Pierson-Neumann pour les faibles états de mer (1 à 3) et la tendance est opposée pour les états 8 à 11. Dans la zone intermédiaire 7 à 4 les spectres sont sensiblement équivalents.

Citons aussi celui donné par Phillips en 1958 [3]:

$$s(\omega) = \frac{\beta g^2}{\omega^5} \quad \text{si } \omega \geq \omega_0 = g/v \quad (\text{valant } 0 \text{ ailleurs}) \quad (12)$$

$\beta$  (sans dimension) est compris entre 0,0081 (fetch grand) et 0,05 (fetch court). Ce spectre est déduit de considérations théoriques pour des fréquences variant de 0,3 à 0,5 Hz ( $6.3 \text{ m} < \lambda < 17.5 \text{ m}$ ). Il constitue ainsi un complément à celui de Pierson-Neumann.

Celui de H.W. March [12] (1963) est moins performant car indépendant de la vitesse du vent:

$$s(\omega) = \frac{Cg^2}{\omega^5} \quad (C=0,0074 \text{ sans dimension}) \quad (13)$$

De même celui de Roll et Fischer [3] (1956) présente la même allure que le spectre de Pierson-Moskowitz mais moins bien paramétrisé en amplitude:

$$s(\omega) = \frac{\beta}{\omega^5} \exp\left(-2 \frac{g^2}{\omega^2 v^4}\right) \quad \text{où } \beta = 1,4 \text{ m}^2 \text{s}^{-4} \quad (14)$$

Ces spectres affinent plus ou moins la description des processus de surface. La méthode développée pour créer des réalisations de processus de surface, comme nous allons le voir, ne fait pas d'hypothèse sur la forme du spectre. Nous travaillerons dans nos simulations numériques avec le spectre de Pierson-Moskowitz, connu comme étant la forme empirique la plus réaliste [1], mais nous pouvons prendre en compte toute autre forme analytique.

### 2. 1. 7. Spectres directionnels

Généralement, on ne suppose aucune hypothèse d'isotropie du milieu et on considère des spectres directionnels. Ces derniers tiennent compte des différentes directions du vent. Si l'on considère l'élévation comme une fonction dépendante de deux variables d'espace, on obtient alors des spectres faisant intervenir la directivité  $\theta$ . Le spectre en fréquence dépend alors de la variable angulaire et s'écrit  $s(\omega, \theta) = s(\omega)G(\omega, \theta)$ .

B.E. Parkins [8] [9] préconise de prendre :

$$s(\omega, \theta) = \frac{2}{\pi} s_{PN}(\omega) \cos^2(\theta) \quad \text{pour } -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \text{ et valant } 0 \text{ ailleurs.} \quad (15)$$

où  $s_{PN}(\omega)$  est le spectre de mer établie de Pierson-Neumann. Ceci revient à prendre  $G(\omega, \theta) = 2\pi^{-1} \cos^2(\theta)$  avec  $\theta$  variant de  $-\pi/2$  à  $\pi/2$  et valant 0 ailleurs.

La fonction de corrélation spatio-temporelle  $\phi$  dépend ainsi des trois variables  $\xi, \eta, \tau$  ( $\xi, \eta$  : variables d'espace et  $\tau$  : variable de temps) :

$$\phi(\xi, \eta, \tau) = \frac{1}{\pi h^2} \int_0^\infty d\omega S(\omega) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\alpha \cos^2(\alpha) \cos\left(\frac{\omega^2}{g}(\xi \cos(\alpha) + \eta \sin(\alpha)) - \omega\tau\right) \quad (16)$$

D'autres choix de  $G(\omega, \theta)$  sont encore possibles [3]:

$$G(\omega, \theta) = \frac{4}{3\pi} \cos^4(\theta/2) \quad \text{où } -\pi \leq \theta \leq \pi \quad (W.J. Warnswick - 1964) [3]$$

$$G(\omega, \theta) = \frac{8}{3\pi} \cos^4(\theta) \quad \text{où } -\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2, \text{ valant } 0 \text{ ailleurs (Saint-Denis 1957)}$$

$$G(\omega, \theta) = \frac{1}{\sigma_\theta \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad \text{où } -\pi \leq \theta \leq \pi \quad (17)$$

Cette dernière expression est de forme gaussienne. Elle permet de faire varier la directivité de la houle grâce au paramètre  $\sigma_\theta$  qui en exprime l'écart type. Remarquons enfin que ces différentes expressions de  $G(\omega, \theta)$  ne dépendent pas de  $\omega$ .

Dans notre étude nous considérerons l'angle  $\theta$  comme un paramètre que nous pourrions faire varier afin de tenir compte de la directivité de la houle.

## 2. 2. Méthode de reconstruction

Ce paragraphe présente une méthode de construction de réalisations de l'élévation  $\xi(r,t)$  de la mer par rapport à son niveau moyen à partir de spectres de houle. On expose tout d'abord le cas du problème à deux dimensions  $r$  et  $t$ , en précisant les paramètres du calcul, avant de proposer une extension au cas directionnel.

### 2. 2. 1. Principe de la méthode à deux dimensions $r$ et $t$

Figeons donc tout d'abord la directivité et considérons  $\xi$  comme fonction seulement de deux variable  $r$  et  $t$ . Décomposons  $\xi(r,t)$  selon l'intégrale de Fourier:

$$\xi(r, t) = \iiint a(k, \omega) \exp(j(kr - \omega t)) dk d\omega \quad (18)$$

Alors la densité spectrale de puissance vaut:

$$w(k, \omega) = \langle |a(k, \omega)|^2 \rangle \quad (19)$$

Compte tenu des liens déjà explicités entre  $w$  et  $S$ , on peut montrer [3] [14] qu'une réalisation de l'élévation à un instant donné s'obtient par:

$$\xi(r, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(k)} \exp(j(kr - \omega t + \psi(k))) dk$$

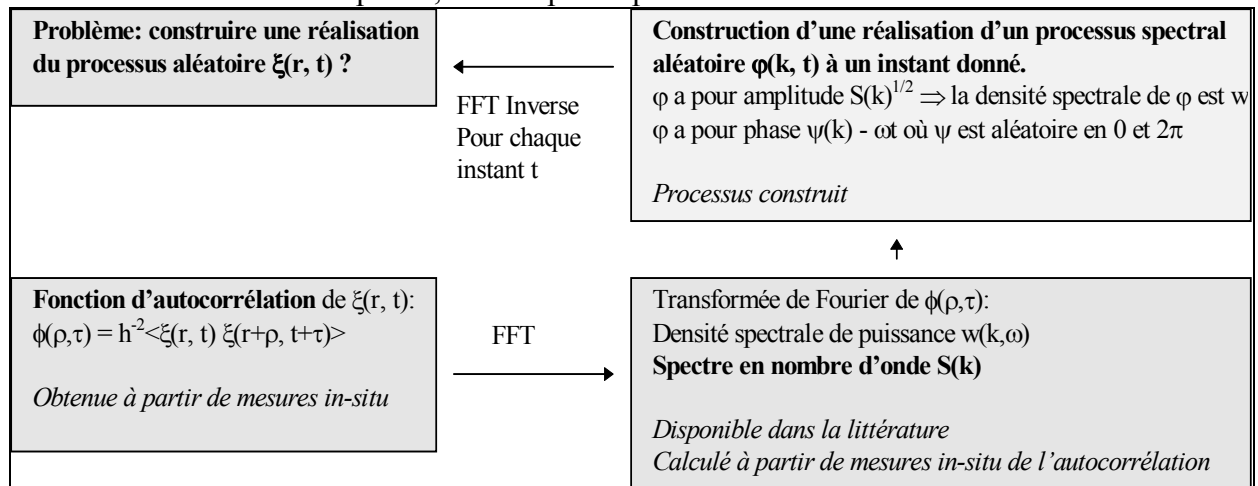
où  $S(k)$  est un des spectres de surface donnés précédemment, supposés symétriques par rapport à l'origine.  $t$  apparaît dans cette expression comme un paramètre,  $\psi$  est une phase aléatoire variant entre 0 et  $2\pi$  et indépendante du temps. Cette méthode est présentée en détail dans [13] [14]. Compte tenu de la relation de dispersion, on pose:

$$\varphi(k, t) = \sqrt{S(k)} \exp(j(\psi(k) - (gk)^{1/2} t)) \quad (20)$$

et la réalisation de l'élévation à l'instant  $t$  s'écrit donc :

$$\xi(r, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(k, t) \exp(jkr) dk \quad (21)$$

qui est donc obtenue par FFT inverse de  $\varphi$  pour chaque instant  $t$ . La procédure utilisée est synthétisée sur la figure N°5 suivant pour l'obtention d'une réalisation de l'élévation en fonction de la variable d'espace  $r$ , des temps  $t$  et pour une direction de houle donnée:



**Figure N°5: Procédure de construction d'une réalisation spatio-temporelle de la surface**



2. 2. 2. Paramètres du calcul

En effectuant le changement de variable  $u = k/2\pi$ , on a  $S(u) = 2\pi S(k)$  et on obtient une expression de l'élévation sous la forme d'une transformée de Fourier inverse en fréquence.:

$$\xi(r, t) = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(2\pi u, t) \exp(j2\pi ur) du \quad (22)$$

où la valeur du module de  $\varphi$  au  $n^{i\text{ème}}$  point d'échantillonnage  $n\Delta u$  est donnée par:

$$|\varphi(n.\Delta u, t)| = \sqrt{2\pi S(n.\Delta u) . 2\pi\Delta u} \quad (23)$$

Le calcul de l'intégrale pour un temps  $t$  fixé, est effectué sur l'intervalle  $[0, u_{\max}]$ .  $k_{\max}$  tel que  $u_{\max} = k_{\max}/2\pi$  est un paramètre d'entrée du code.

La valeur choisie pour  $k_{\max}$  revient à négliger les mouvements de faibles longueurs d'onde (inférieure à 6 m) ayant des amplitudes inférieures à une dizaine de centimètres par mer 5.

Cela correspond, par mer 5, à la prise en compte de 99% de l'énergie. Ces valeurs de  $k_{\max}$  pour les deux spectres de puissance  $S_{PN}$  et  $S_{PM}$  (Pierson-Neumann et Pierson-Moskowitz) sont données dans le tableau de la figure N° 6 ainsi que les pas en temps et en espace nécessaires pour un échantillonnage au sens du critère de Shannon:

Mer 5	$k_{PN}^{\max}$ (m <sup>-1</sup> )	$\lambda_{PN}^{\max}$ (m)	$S_{PN}(k_{PN}^{\max})$	$\Delta r$ (m) (Shannon)	T (s)	$\Delta t$ (s) (Shannon)
PN	0,783	8,017	0,007	4,00	2,26	1,13
PM	0,920	6,82	0,005	3,41	2,08	1,04

**Figure N°6 : Caractéristiques de l'échantillonnage pour les spectres de Pierson-Neumann et Pierson-Moskowitz par Mer 5**

On conserve cette valeur de  $k_{\max}$  pour les autres états de mer qui seront alors sur-échantillonnés.

Pour  $t$  fixé, le signal à inverser  $\varphi(u,t)$  est échantillonné sur cet intervalle  $[0, u_{\max}]$ . Il est ensuite symétrisé sur l'intervalle  $[u_{\max}, 2u_{\max}]$  en prenant soin d'en prendre le conjugué, ceci afin que l'élévation  $\xi(r,t)$  soit à valeurs réelles.

Le nombre total de points d'échantillonnage du signal est :  $NP = 2^n$ .  $n$  est un des paramètres d'entrée du code. Il est choisi de telle sorte que les  $NP$  points de description de la surface, répartis tous les  $\Delta r$  couvrent la distance de propagation sur laquelle on observe le phénomène. On effectue un calcul de transformée de Fourier inverse pour chaque temps  $t$ .

Soit:  $FFT^{-1}(\varphi(u, t)) = 2\pi . NP . DFFT^{-1}\left(\sqrt{S(n\Delta u) \Delta u} e^{i(\psi - \alpha t)}\right) \quad (24)$

L'intervalle de temps  $\Delta t$  est déterminé par :  $\Delta t = T / 2$  où  $T = 2\pi / \sqrt{gk_{\max}}$  (25)

$T$  représente la plus petite période temporelle du phénomène de surface et  $g = 9,83 \text{ m/s}^2$  est la constante d'attraction terrestre.

Le pas  $\Delta r$  vérifie la relation :  $\Delta r = \pi / k_{\max} = \lambda_{\max} / 2$  où :  $k_{\max} = 2\pi / \lambda_{\max}$

$\lambda_{\max}$  représente la valeur de  $\lambda$  relative à  $k_{\max}$  et donc la plus petite période spatiale du processus de surface. Les valeurs de  $T$  et  $\Delta t$  correspondant à  $k_{\max}$  pour les spectres de Pierson-Neumann et Pierson-Moskowitz sont données dans le tableau de la figure N° 6.

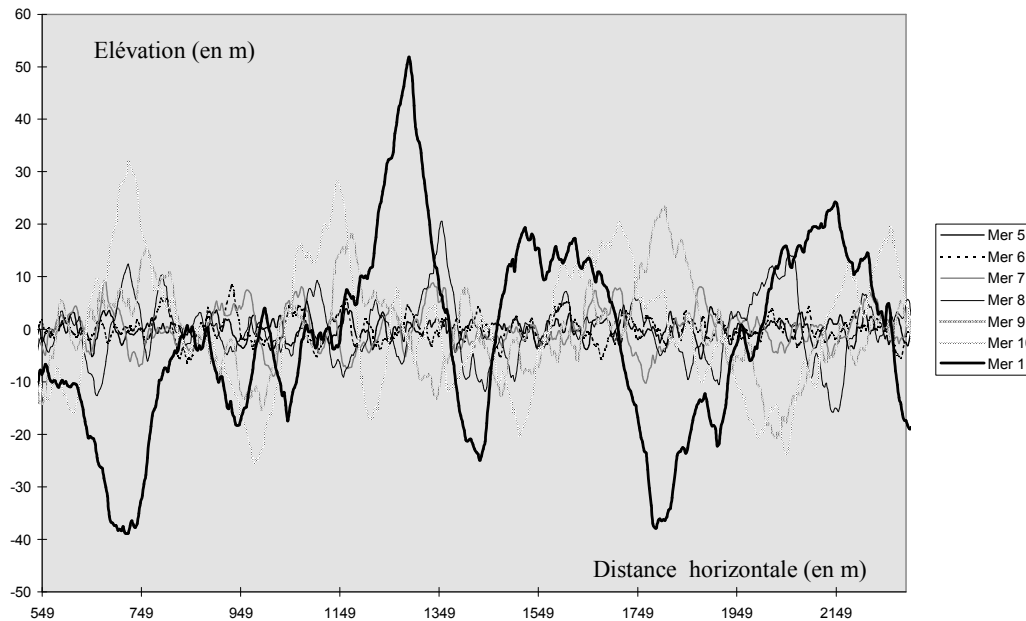
2. 2. 3. Extension de la méthode: prise en compte de la direction d'observation

Si l'on souhaite obtenir des réalisations spatio-temporelles du processus de surface pour différentes directions d'observation,  $\theta$  sera considéré comme un paramètre permettant de

dilater ou comprimer l'axe de propagation et on réitérera la procédure précédente pour chaque angle. De même on pourrait considérer les spectres directionnels présentés plus haut en utilisant une inversion à deux dimensions.

#### 2. 2. 4. Exemples de résultats de l'inversion des spectres

La figure N°7 présente quelques exemples de profils de surface obtenus à l'aide de la méthode présentée plus haut dans la direction de propagation de la houle ( $\theta = 0$ ) sur les premières centaines de mètres. Réalisés pour un instant donné, ils correspondent en quelque sorte à des « photographies » de l'élévation de la surface en fonction de la distance horizontale pour différents états de mer. Le spectre utilisé est celui de Pierson-Moskowitz.



**Figure N°7: Exemples de profils de surface pour différents états de mer**

On observe des phénomènes très erratiques et de faibles amplitudes pour les petites mers et des mouvements plus amples et plus énergétiques pour les mers fortes. On retrouve les ordres de grandeurs donnés dans le tableau de la figure N°1 pour les hauteurs moyennes des vagues. Les pentes de l'état de surface augmentent doucement avec l'état de mer. Soulignons que la méthode d'inversion présentée construit des réalisations de l'état de surface telles que celles de la figure N°7 évoluant dans le temps.

## 3. Propagation en présence d'une surface aléatoire

### 3. 1. Introduction - Complexité du problème.

La prise en compte de la surface dans la modélisation de la propagation du son est un sujet qui a fait l'objet de nombreuses études et publications depuis plusieurs décennies [1] et qui est fortement lié à la connaissance du milieu marin en général et de la structure de la surface en particulier. Presque toutes les publications ne traitent que d'une partie du problème. Bien que le problème de la diffraction des ondes sonores sur les surfaces agitées soit une fonction simultanée des trois variables temps, fréquence de l'onde incidente et géométrie, la plupart des articles ne traitent que de l'une ou l'autre de ces trois quantités.

Le phénomène de la diffusion et réflexion des ondes sonores à la surface de la mer est un processus aléatoire dans l'espace et le temps. Il dépend en effet des trois paramètres suivants [1]:

- Fréquence des ondes incidentes: pour les hautes fréquences le comportement s'apparente à celui de l'optique géométrique, pour les basses fréquences les ondes seront diffractées et atteindront tous les points de la surface.
- Temps: Même pour une géométrie fixée et une onde incidente monochromatique, le champ diffusé n'est pas constant parce que la surface est continuellement en mouvement par suite des effets des vents et courants. Une description réaliste du champ diffusé est donc impossible sans inclure la variable temps.
- Géométrie de la source et du récepteur [19]: le champ diffracté dépend de la position relative de la source et du récepteur par rapport à la frontière. Des zones d'ombre apparaissent lorsque l'angle d'émission est rasant. Des effets de volume dus à une couche inhomogène peuvent aussi apparaître.

Une description statistique du champ sonore diffracté, complétée par les moments statistiques d'ordre deux est donc nécessaire. Elle requiert idéalement un modèle réaliste de surface valable pour une large gamme de fréquences incidentes, la possibilité de prendre en compte la couche non homogène et la possibilité d'observation du champ sur une antenne de récepteurs à deux fréquences et deux instants différents. Alors on pourra obtenir des informations sur la réponse impulsionnelle de la surface, sur l'élargissement Doppler et ses effets de décohérence et sur la courbure des fronts d'onde.

### 3. 2. Méthodes générales de calcul du champ sonore diffracté

Les recherches les plus fréquentes portent sur l'interaction entre les ondes acoustiques et les irrégularités de la surface. D'autres plus récentes font intervenir des sous-couches d'origine physique ou biologique. **La plupart des auteurs ne tiennent pas compte de la variabilité de la surface dans le temps** [3]. Les modèles développés ont un domaine de validité limité caractérisé en partie par le paramètre de Rayleigh:  $P = 2kh\sin\theta$ . Il exprime le déphasage subi par une onde acoustique de nombre d'onde  $k$  au cours d'une réflexion sous incidence  $\theta$  sur une vague de hauteur quadratique moyenne  $h$  en comparaison avec la même réflexion sur une surface plane de hauteur nulle [2].

Lorsque ce paramètre est très faible ( $P \ll 1$ ), on peut utiliser la **méthode des petites perturbations** [4]. Elle s'applique à des surfaces de faibles élévations et pentes et consiste en un développement limité du champ sonore autour de la solution obtenue pour une surface plane. Dans ces conditions la plus grande part de l'énergie de l'onde incidente est réfléchiée dans la direction spéculaire. En dehors de cette direction, l'approximation du champ sonore au premier ordre aboutit à la résonance sélective de Bragg, c'est-à-dire que chaque composante du spectre de Fourier de la surface donne lieu à une onde diffractée dans une direction particulière.

Lorsque la longueur d'onde des vagues est grande devant celle du son, ce qui n'implique pas a priori que le paramètre de Rayleigh ou la hauteur des vagues soient grands, on peut utiliser **l'approximation de Kirchhoff**, appelée dans ce domaine **méthode du plan tangent**. C'est une approximation hautes fréquences qui considère en chaque point de la surface un plan tangent sur lequel l'onde incidente est réfléchiée géométriquement. Ceci suppose donc que l'on puisse observer autour de ce point une zone suffisamment grande vis à vis de la longueur d'onde du son et dans laquelle la surface ne s'éloigne pas trop de son plan tangent.

La méthode des petites perturbations ne peut pratiquement s'appliquer qu'en mer faible influant peu alors sur la propagation du son. L'approximation du plan tangent est limitée au cas d'une houle résiduelle de grande échelle, en présence de peu ou pas de vent. Le plus souvent la surface de la mer présente des vagues de longueur d'onde allant de quelques centimètres à quelques centaines de mètres. Une solution mentionnée par Ishimaru [2] consiste à coupler les deux méthodes précédentes. Le **modèle de surface à double rugosité** superpose donc une surface de petite échelle à une surface de grande échelle, en supposant que les irrégularités de la première sont très petites devant celles de la seconde. La méthode des petites perturbations est appliquée à la surface petite échelle uniquement, mais l'angle d'incidence de l'onde acoustique est modifié par la pente de la composante grande échelle. Ce modèle n'est cependant pas toujours réaliste en raison de la difficulté à définir une séparation entre les composantes basses et hautes fréquences des mouvements de la surface. Berman et Perkins comparent les résultats de l'approximation de Kirchoff et de la méthode des perturbations pour des zones tangentes de validité [19]. Mettant en évidence des incohérences notoires, ils proposent une modification de l'approximation conventionnelle de Kirchoff mettant en oeuvre les fonctions de Green sur des demi-espaces et permettant de raccorder alors les résultats des deux approches en leurs frontières de validité.

D'autre part, les mouvements de surface et l'activité biologique engendrent des effets secondaires comme la constitution de **sous-couches de bulles d'air** [20]. L'interaction avec les ondes acoustiques a été étudiée soit en terme de **résonance individuelle** (résonance entre les bulles dues à l'agitation de la surface, particulièrement nombreuses en présence de vagues déferlantes pour des fréquences supérieures à quelques kilo Hertz), soit en terme de **résonance groupée** pour des fréquences inférieures. Dans ce dernier cas ce ne sont plus les bulles qui constituent les éléments résonateurs mais des regroupements ou nuages de bulles considérés dans leur globalité. La répartition des populations de bulles en fonction du lieu et des conditions météorologiques n'est pas suffisamment bien connue pour que l'on puisse utiliser ces modèles de façon concrète dans des circonstances assez variées [3].

### **3. 3. Méthodes spécifiques de calcul du champ sonore diffracté moyen et de l'autocorrélation**

Les méthodes exposées précédemment sont utilisées et combinées pour déterminer les caractéristiques moyennes du champ diffracté et de sa fonction de corrélation au niveau d'un récepteur en tenant compte d'une partie des paramètres du problème. Parmi l'ensemble des ouvrages consultés nous ne présenterons que les résultats les plus complets, c'est-à-dire prenant en compte le plus exhaustivement possible les paramètres temps, fréquence incidente et géométrie du problème et donnant la description la plus complète du champ sonore réfléchi.

Notons que la majeure partie des publications étudiées utilise une formulation théorique du champ sonore diffracté à partir de la fonction de Green avec des conditions aux limites. Ceci implique un échantillonnage de la description de la fonction de Green à la surface et donc que les dimensions de la surface couverte par le faisceau incident restent petites [7].

L'état de l'art mené par L. Fortuin en 1969 [1] conclue sur les travaux antérieurs à cette époque. La conclusion générale de sa synthèse est que la plupart des articles continuent de ne donner qu'une description incomplète du phénomène de réflexion et diffusion des ondes

acoustiques par une surface agitée puisqu'ils ne traitent que de l'une des caractéristiques suivante:

- Ondes monochromatiques: Même dans les travaux expérimentaux où les sources sont des bombettes (large bande), l'analyse est faite via des filtres à bande étroite.
- Surface indépendante du temps: Les surfaces sinusoïdales sont largement étudiées mais ne sont qu'une représentation pauvre de la réalité. Elles offrent cependant l'intérêt de permettre le développement de traitements rigoureux du problème sans considération statistique.
- Les élévations et pentes sont généralement considérées comme des processus gaussiens stationnaires.
- Un seul récepteur est considéré.
- La couche inhomogène est supposée idéale.

Il met cependant en évidence l'approche quasiphénoménologique de Middleton comme étant la plus complète. Elle présente toutefois l'inconvénient d'être basée sur des quantités devant être déterminées expérimentalement. Cette approche introduit les irrégularités de surface indépendamment de l'équation des ondes comme une distribution aléatoire de points diffuseurs ayant chacun leur propre réponse impulsionnelle et leur diagramme de directivité. (Habituellement les irrégularités de la frontière sont introduites dans les conditions aux limites). Cette méthode présente l'avantage d'être souple d'un point de vue théorique puisqu'elle permet la prise en compte des variations dans le temps, de la dépendance en fréquence de la diffusion, des signaux large bande, d'une géométrie complexe du système, de la couche inhomogène et ce sans limitation du degré d'agitation de la surface. Le problème réside dans la mesure et la détermination des caractéristiques des diffuseurs. L'application la plus prometteuse selon L. Fortuin devrait provenir de simulations numériques du phénomène de diffusion via une méthode de Monte-Carlo. Dans sa conclusion il souligne de plus le fait que la plupart des théories sont valables pour des surfaces peu agitées et que les élévations et pentes sont supposées être des processus gaussiens stationnaires. D'autre part, la manière la plus réaliste de prendre en compte le comportement de la surface se fait par l'intermédiaire du spectre en nombre d'onde.

A. Ishimaru présente dans un article récent datant de 1991 [18] une revue entre autres des méthodes actuelles pour traiter de la propagation du son en présence d'une surface agitée. Si ce problème semble être largement étudié en ce qui concerne les ondes électromagnétiques, ce n'est pas le cas en acoustique sous-marine et les références sont plus rares. Les régions de validité des méthodes exposées plus haut (approximation de Kirchoff et méthode de petites perturbations) ont été étudiées numériquement et les développements récents consistent en l'introduction de nouvelles techniques permettant de dépasser les limites conventionnelles des méthodes classiques. Elles incluent les méthodes d'équation intégrale, les techniques de perturbations de phase ou d'impédance de surface équivalente ou encore une méthode appelée « smoothing method » développée dans [17] par J. Watson and J. Keller dans le cas des ondes sonores dans l'océan. Cette méthode est utilisée pour déterminer les deux premiers moments à savoir la moyenne et la fonction de corrélation spatio-temporelle du champ diffusé par la surface. Elle s'applique directement sur l'équation intégrale et permet d'obtenir une équation d'évolution des moments. Les résultats sont exprimés en terme de coefficient de réflexion et du coefficient différentiel de diffusion.

Cette méthode reflète bien l'état d'esprit actuel vis à vis du problème posé. On cherche à déterminer directement les équations des moments du signal propagé et réfléchi par la surface.

Les travaux de Macaskill et Kachoyan [21] utilisent une approche du même style que celle développée dans cette étude. Ils construisent un ensemble de réalisations de la surface aléatoire à l'aide du spectre de Pierson-Moskowitz à deux dimensions spatiales. Ce spectre est choisi pour des raisons identiques à celles que nous avons évoquées. Pour chaque réalisation, une équation intégrale leur permet de trouver le gradient de pression à la surface à partir duquel ils déduisent les coefficients de réflexion correspondant à une décomposition en ondes planes de l'onde diffusée. La pression en chaque point du milieu est alors calculée à partir des coefficients de réflexion en surface. Les moments statistiques sont obtenus en moyennant les résultats obtenus sur 50 réalisations. Ils obtiennent des diagrammes représentant la répartition angulaire de l'énergie. L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne des informations dans tous les sites angulaires permettant alors aussi l'étude du champ rétrodiffusé. Cependant le problème est étudié uniquement dans le domaine spatial et aucune information relative aux variations temporelles du champ sonore moyen ou de l'indice de scintillation n'est apportée. Notons qu'ils décrivent la surface en 256 points de maillage à raison de 4 points par longueur de corrélation du phénomène, ce qui restreint la zone possible d'étude de l'impact de l'onde sonore sur la surface.

Notons enfin les travaux de Kinney et Clay [18] étudiant la pertinence de l'utilisation de spectre de surface en nombre d'onde pour prédire l'amplitude et la cohérence spatiale de l'énergie acoustique diffusée par la surface. Le temps n'est pas pris en compte dans cette étude et aucun moyennage n'est réalisé sur un ensemble de réalisations de surface aléatoires. La question posée est de savoir si des surfaces de formes différentes mais de mêmes caractéristiques spectrales diffusent l'énergie de la même manière. Pour cela ils définissent uniquement deux familles de surface différentes ayant même spectre et utilisent la méthode de l'ensemble des facettes pour prédire numériquement le champ sonore diffusé dans toutes les directions. Dans cette méthode la surface est décrite par un ensemble de facettes jointives. Pour chacune d'elles on sait évaluer le signal complexe diffracté et réfléchi. La superposition de ces champs individuels donne le signal total. Leurs résultats numériques apportent la conclusion que le champ réfléchi vers l'avant et la cohérence spatiale sont peu sensibles à la forme de la surface. Le champ rétrodiffusé par contre dépend de la forme de la surface.

Nous verrons que la méthode présentée dans cette étude permettrait de compléter ces résultats dans le cas spatio-temporel en considérant un grand nombre de familles différentes (au lieu de 2 ici) et pour différents spectres.

A notre connaissance, aucune des études n'a abordé le problème de manière déterministe par une méthode de rayons doublée d'une méthode de Monte-Carlo permettant de traiter le problème simultanément dans l'espace et le temps sans limitation de la zone de réflexion en surface, comme nous le présentons ici.

### 3. 4. Logiciel RAYSON

Nous allons présenter la méthode développée dans cette étude. Elle utilise une méthode de modélisation de la propagation du son par rayons et appartient donc aux méthodes hautes fréquences. Nous verrons qu'elle permet de prendre en compte une surface dépendante du temps et qu'elle ne fait pas d'hypothèse a priori sur la forme de la surface autre que celle sous-jacente à l'hypothèse hautes fréquences. Plusieurs récepteurs pourront être pris en compte et si la source est actuellement monochromatique, nous proposerons une méthode d'extension au cas de source large bande, méthode donnant accès aux informations relatives à la réponse impulsionnelle et permettant l'analyse de l'effet Doppler.

Ce paragraphe présente le logiciel de simulation de la propagation par une méthode de rayons ayant servi de base à cette étude.

Le code de calcul des rayons développé par Semantic TS en C++ (code RAYSON) permet de modéliser la propagation dans un environnement variable: bathycélérimétries variables avec la distance et l'immersion, fond variable avec la distance. Il détermine la trajectoire des rayons sonores émis et propagés ainsi que leur temps d'arrivée, leur angle et immersion d'arrivée et leur intensité en résolvant numériquement les équations des rayons en milieu évolutif par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. D'autre part, il est couplé à une procédure de type Monte-Carlo qui permet d'effectuer des simulations numériques statistiques pour profils de célérité aléatoires. Ce programme a été testé et validé par comparaison avec d'autres codes de calcul disponibles au CERDSM et à l'IFREMER. Il a servi de plus à dépouiller la campagne de tomographie Gastom réalisée par le CMO (EPSHOM), pour laquelle il a prédit les diagrammes temps-site statistiques sur la zone Atlantique Nord-Est au moyen d'une étude statistique de type Monte-Carlo à partir de profils prélevés in-situ. Les essais sur cette zone très chaotique ont permis de valider la convergence des méthodes de Runge-Kutta utilisées, tant pour la résolution numérique des équations des rayons suivant la distance de propagation, que pour la détermination des points d'impact sur les strates de célérité différentes, la surface ou le fond.

Enfin, et surtout, ce code permet de calculer la trajectoire des rayons à l'ordre quatre (un arrêt précis à l'ordre 4 sur les frontières horizontales des mailles au lieu d'un ordre deux pour la majorité des logiciels de rayons qui approchent la trajectoire par une parabole à proximité des frontières) et présente donc la précision nécessaire à la prise en compte des réflexions sur la surface.

### 3. 5. Présentation de la méthode développée

#### 3. 5. 1. Introduction

Le paragraphe suivant expose la méthode de prise en compte de la surface variable dans l'espace et le temps par le logiciel RAYSON qui a été développée dans cette étude. Elle consiste à effectuer des calculs des caractéristiques de la propagation par une méthode de rayons venant heurter différentes réalisations de la surface aléatoire. Ces caractéristiques sont ensuite moyennées afin d'apporter les statistiques désirées.

On présente les caractéristiques de la surface telles qu'elles sont disponibles dans les fichiers initiaux de description avant de détailler la technique d'interpolation utilisée pour déterminer l'élévation au point courant  $(x, z, t)$  et d'explicitier la méthode de calcul du point d'impact du rayon sur la surface.

### 3. 5. 2. Description dynamique de la surface. Justification

Les calculs des temps de propagation des rayons montrent des dispersions atteignant plusieurs centaines de millisecondes au bout de quelques dizaines de kilomètres. Par conséquent deux rayons émis au même instant vont heurter la surface en des lieux différents mais aussi à des temps assez espacés pour que celle-ci ne puisse plus être considérée comme stationnaire. Un modèle dynamique est donc nécessaire pour prendre en compte les effets de la surface sur la propagation sonore. L'intérêt de la méthode développée est de considérer une surface fonction de l'espace et du temps.

### 3. 5. 3. Format du fichier de description de la surface

La surface est décrite par l'intermédiaire des fichiers « \*.sfc ». Ceux-ci maillent la fonction élévation des deux variables espace (x) et temps (t); on représente pour différentes distances et divers instants la hauteur du niveau de la mer. L'échantillonnage est régulier et doit être défini au préalable selon le critère de Shannon afin de représenter numériquement correctement le processus physique étudié (C.F. chapitre 3).

Au fur et à mesure de la propagation des rayons, le temps, bien évidemment s'écoule. Il n'est donc pas utile de décrire la surface à une distance de 100 km, par exemple, pour les instants initiaux. Le son met en effet une durée de l'ordre de 66 s pour parcourir 100 km et il suffira de décrire les élévations pour des temps voisins de 66 s. On introduira alors une valeur de décalage de l'ordre de 65 s et on donnera les hauteurs d'eau à partir de cet instant. Le gain en mémoire est appréciable. Pour donner des ordres de grandeur du nombre d'informations compilées dans ce type de fichiers, ceux-ci contiennent une description de la surface tous les 3 m sur 70 km à 20 instants décalés différents.

### 3. 5. 4. Principe de l'interpolation de la surface et justification

L'équation de la surface est interpolée linéairement en fonction du temps et par une fonction spline cubique en fonction de la distance. L'interpolation par des cubiques implique la continuité des dérivées et donc des pentes de la surface. Ceci permet d'éviter les discontinuités de la fonction donnant les immersions d'arrivée en fonction des angles émis, discontinuités qui empêchent les méthodes numériques de trouver les rayons propres. Une interpolation linéaire en temps est suffisante car les perturbations des temps de trajets sont d'ordre inférieur par rapport aux perturbations des trajectoires.

On connaît les valeurs de l'élévation de la surface en  $(x_1, t_1)$ ;  $(x_2, t_1)$ ;  $(x_2, t_2)$ ;  $(x_1, t_2)$ . Pour  $x \in [x_1, x_2]$  et  $t \in [t_1, t_2]$ , et on cherche l'élévation de la surface sous la forme suivante:

$$Z(x,t) = (Ax^3 + Bx^2 + Cx + D) * (Et + F) \quad (26)$$

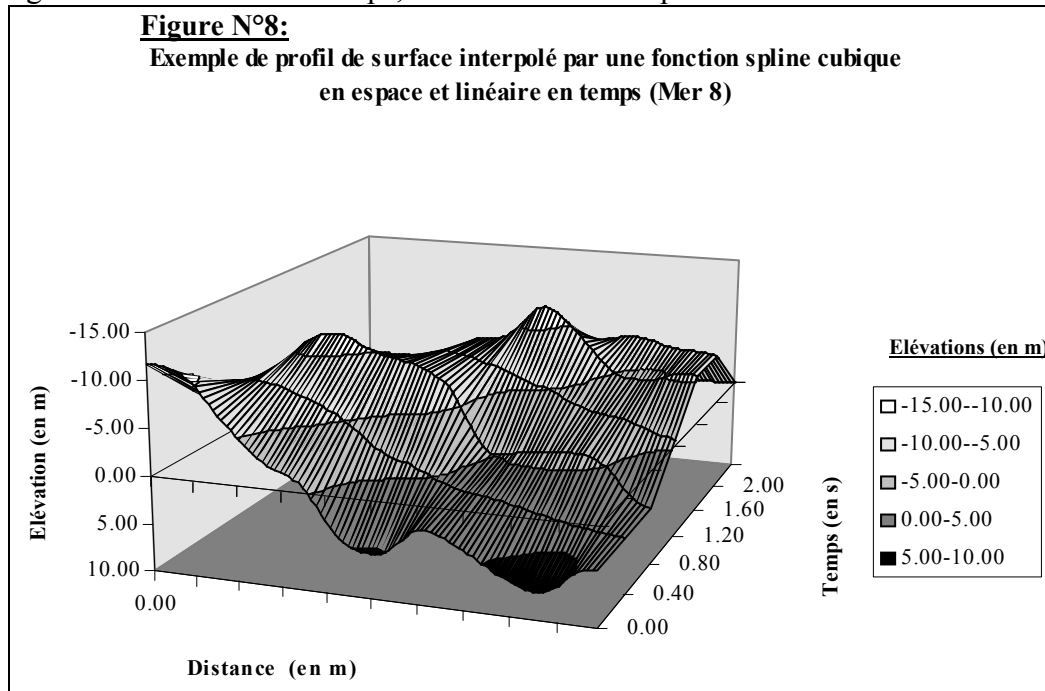
les coefficients A, B, C, D, E et F étant obtenus à partir des valeurs de l'élévation aux 4 coins de la maille et des valeurs des pentes selon x aux instants  $t_1$  et  $t_2$ . Les pentes sont calculées à partir de la matrice de description de la surface avec une condition de continuité aux interfaces entre les mailles. La condition de continuité des pentes est donc intrinsèquement comprise dans la méthode de calcul de ces dernières.

### 3. 5. 5. Exemple de représentation interpolée de la surface

La figure N°8 représente un exemple de profil de surface interpolé avec la méthode décrite ci-dessus. Après lecture du fichier de surface et application de la routine d'interpolation, c'est ainsi que RAYSON voit la surface. L'exemple représente les 1000 premiers mètres en distance pour 6 instants différents espacés de 0.4 s. Les coupes à temps constants montrent



une allure cubique de la courbe, alors que les profils à une distance donnée présentent des segments en fonction du temps, témoins d'une interpolation linéaire.



Le logiciel est donc capable à ce stade de lire la description du fichier de surface et de calculer par interpolation l'élévation et la pente de la surface au point courant. Il reste à mettre au point la méthode de calcul du point d'impact du rayon sur la surface.

### 3. 5. 6. Calcul du point d'impact du rayon avec la surface.

Le rayon sonore arrive au point  $(x, z, t, \theta)$  pour lequel il est encore sous la surface. Le calcul du point suivant se fait par le schéma numérique de Runge-Kutta pour une avancée  $dx$  en distance égale au pas numérique choisi; on obtient le nouveau point  $(x + dx, z + dz, t + dt, \theta + d\theta)$ . On détermine alors par l'interpolation explicitée précédemment l'immersion de la surface et on la compare à celle du point obtenu. Deux cas de figure se présentent alors:

- le rayon est encore sous la surface; on réitère l'opération
- le point calculé est au-dessus de la surface, ce qui signifie qu'entre  $t$  et  $t + dt$  le rayon a heurté la surface. On cherche alors à déterminer précisément les caractéristiques du point d'impact  $(x_1, z_1, t_1, \theta_1)$ . On procède par dichotomie sur le pas en distance  $dx$  et on croise la méthode de dichotomie avec une interpolation linéaire pour accélérer la convergence.

### 3. 5. 7. Validations

D'une part, le logiciel permet de stocker toutes les caractéristiques précises des points d'impact. D'autre part, à partir du fichier de description de la surface, nous avons procédé aux interpolations successives de la surface dans le temps et l'espace correspondant à ces points d'impact. En final, nous avons vérifié que les points d'impacts étaient bien localisés sur la surface. L'erreur entre l'élévation de la surface et le point de réflexion de l'onde sonore est toujours inférieure à un Angström ( $10^{-10}$  m). Non que cette précision soit nécessaire, mais étant disponible, elle nous a permis d'assurer des validations de qualité. Nous avons visualisé des schémas du type des trois précédents, présentant l'avancée du rayon pour des cas réels. Par la suite, dans les simulations numériques en vue de résultats statistiques, le calcul des rayons sur surface mouvante a été réalisé sur un grand nombre de cas.

## 4. Simulations numériques

### 4. 1. Objectifs des simulations numériques

Ces simulations ont pour but de montrer sur quelques exemples les types de résultats accessibles par l'outil développé et relatifs aux répartitions spatio-temporelles des rayons propres arrivant sur un récepteur. Un jeu de simulations réalisées sur un cas très simple de propagation après une seule réflexion en surface permet d'obtenir les répartitions des rayons propres dans les diagrammes temps-site pour diverses réalisations correspondant à différents états de mer. Les informations relatives à l'intensité de ces rayons pour plusieurs valeurs de la fréquence d'émission sont disponibles et cette technique permet d'obtenir des informations statistiques sur la répartition du niveau d'énergie des trajets. Une seconde série de simulations non présentées ici a été effectuée dans un cas réaliste de propagation en Atlantique sur des distances de propagation couvrant la première zone de convergence et prenant donc en compte plusieurs réflexions en surface. On explicite la méthodologie mise en place avant de donner les caractéristiques des simulations réalisées et de présenter une première analyse des résultats disponibles.

### 4. 2. Présentation de la méthodologie appliquée

#### 4. 2. 1. Introduction

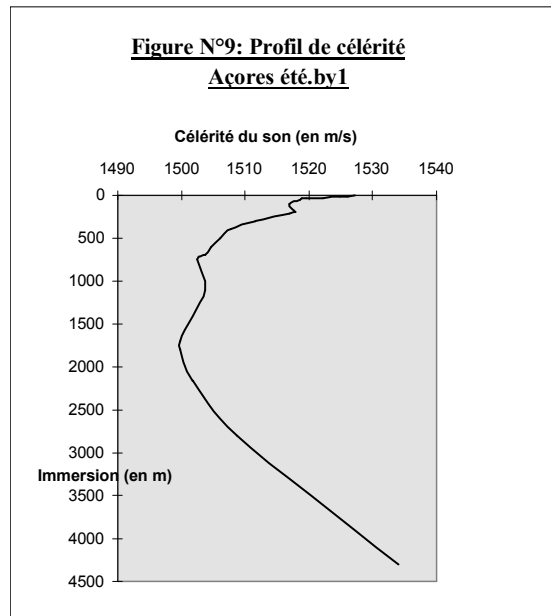
La méthodologie utilisée appartient aux méthodes de Monte-Carlo. Elle consiste dans un premier temps à simuler 50 réalisations de l'état de surface pour les divers états de mer. On effectue ensuite, pour une configuration donnée émetteur-récepteurs un tir de rayons propres avec le logiciel RAYSON pour chaque réalisation de la surface. Les caractéristiques des rayons propres, c'est-à-dire les temps et angles d'arrivée et leurs intensités pour différentes fréquences, sont stockées. On analyse alors statistiquement les résultats obtenus.

#### 4. 2. 2. Descriptions de états de mer

Pour des états de mer allant de mer 5 à mer 11, nous avons procédé à la construction de 50 réalisations du processus spatio-temporel de surface couvrant 70 km en distance. Cette distance permet de décrire la surface jusqu'à la première zone de convergence en atlantique et en Méditerranée. Ces réalisations ont été obtenues à partir du spectre de Pierson-Moskowitz et décrivent les états de surface selon le critère d'échantillonnage de Shannon (C.F. chapitre 3) dans le sens de propagation de la houle. 350 fichiers de surface ont donc été établis initialement et seront disponibles pour toute étude ultérieure. D'autres fichiers correspondant à d'autres directions ou à d'autres spectres de houle, pourront être créés selon la méthode présentée au chapitre 4, afin de constituer une base de données de fichiers de surface plus complète.

4. 2. 3. Profil de célérité utilisé

La bathycélérimétrie utilisée dans ces simulations correspond à un profil prélevé aux acores lors d’une campagne de mesures de la DCN Toulon. Des études de propagation pour l’analyse du champ réverbéré par la surface sont menées à l’heure actuelle par B. Garbail-Picon [3] dans ce cas particulier. Elle dispose de résultats expérimentaux relatifs à la propagation avec ce profil qui seront comparés aux résultats de ces simulations par la suite. Le profil bathycélérimétrique est représenté sur la figure N°9.



4. 2. 4. Configurations des simulations numériques

Les configurations émetteurs-récepteurs choisies sont données dans le tableau de la figure N°10 pour le cas traité particulièrement intéressant car il permet d’isoler l’écho surface.

<i>Simulations</i>	<i>Etude de cas</i>
<i>Immersion source</i>	200 m
<i>Distance de propagation</i>	5000 m
<i>Immersion récepteurs</i>	800 m
<i>Site angulaire de la source</i>	0° à 25°
<i>Pas angulaire d’exploration</i>	0.02°

**Figure N°10: Configurations des simulations numériques**

4. 2. 5. Procédure de simulations numériques

L’ensemble des caractéristiques des rayons propres relatifs à chaque réalisation est stocké dans des fichiers résultats: nom du fichier de réalisation de surface, angles d’émission et d’arrivée en degrés, immersions d’arrivée relatives aux divers récepteurs en mètres, temps d’arrivée en secondes, type du rayon propre selon la nomenclature internationale (signe de l’angle d’émission, [nombre de réflexions en surface, nombre de réfractions en bas, nombre de réfraction en haut, nombre de réflexions sur le fond]), et les intensités de ces rayons pour les fréquences choisies.

**4. 3. Résultats et analyse**

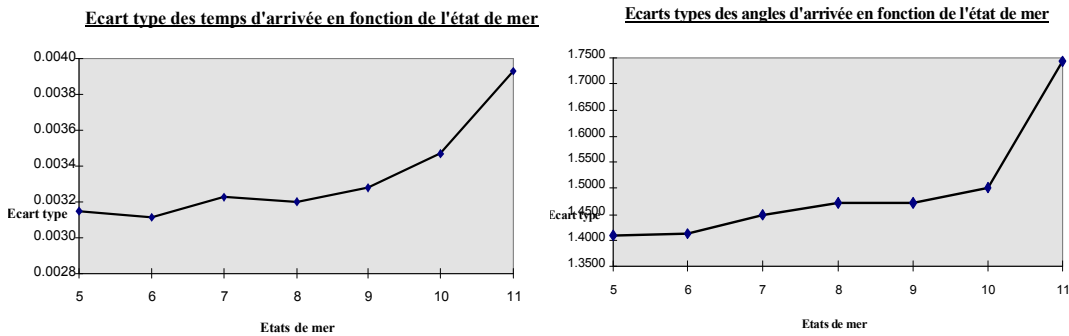
4. 3. 1. Diagrammes temps-site

Les graphes de la figure N°12 présentent la localisation dans le diagramme temps-site de tous les rayons propres obtenus sur les 50 réalisations relatives aux états de mer allant de 5 à 11.

On constate tout d’abord sur les résultats numériques un nombre décroissant de rayons propres en fonction de l’état de mer. Le nombre moyen de rayons propres obtenus pour une réalisation est de 8 pour mer 5, 5 pour mer 8 et 1 pour mer 11. Les arrivées sont localisées sur une forme courbe dont l’enveloppe s’élargit avec l’état de mer. Le rayon propre

correspondant à la surface plane est localisé au milieu de la tache centrale et on observe les dispersions autour de cette valeur.

La moyenne statistique de tous les rayons propres est excentrée et n'est pas très représentative du phénomène moyen. Les évolutions des écarts type des temps et angles d'arrivée avec l'état de mer sont données sur la figure N°11:



**Figure N°11: Ecarts types angulaires et temporels en fonction des états de mer**

Ces valeurs ne reflètent pas correctement l'étalement dans la répartition qui s'observe si bien qualitativement. En effet, la distribution n'ayant pas lieu autour d'une valeur, mais le long d'une courbe dont la forme dépend de la configuration émetteur-récepteur, il faudrait étudier l'écart type à site constant ou envisager une procédure de régression sur la forme de la courbe pour obtenir des informations statistiques représentatives.

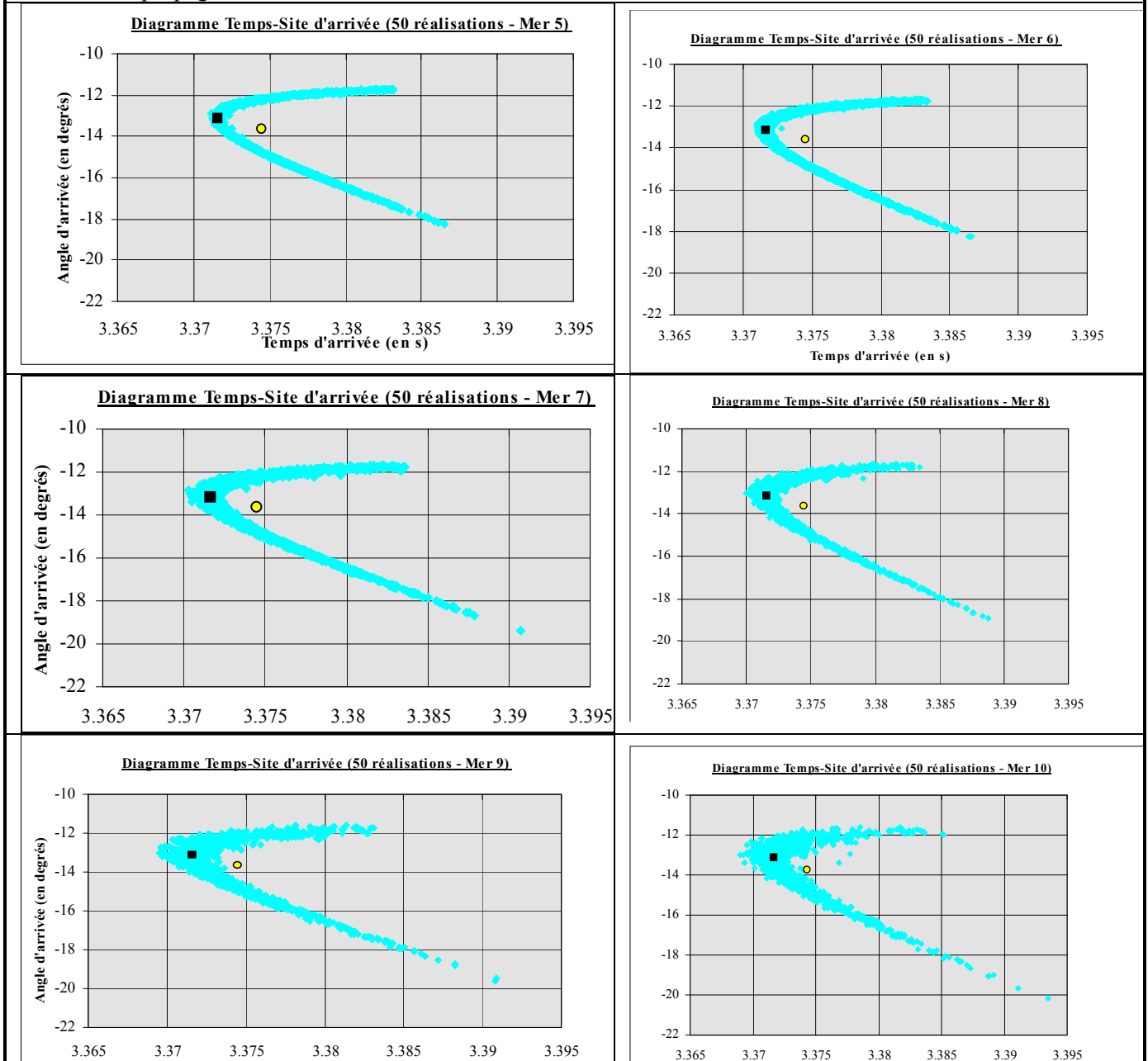
**Figure N°12: Diagrammes Temps-site pour 50 réalisations et divers états de mer**

Immersion source: 200 m

Immersion Récepteur: 800 m

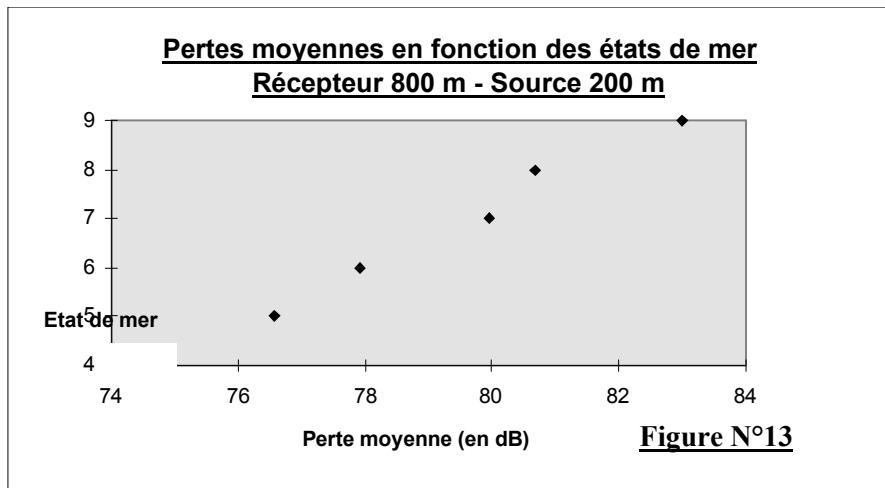
Distance de propagation: 5000 m

- Rayon propre correspondant à la surface plane
- Moyenne statistique de tous les rayons propres
- ◆ Rayons propres relatifs à toutes les réalisations



#### 4. 3. 2. Répartition d'énergie

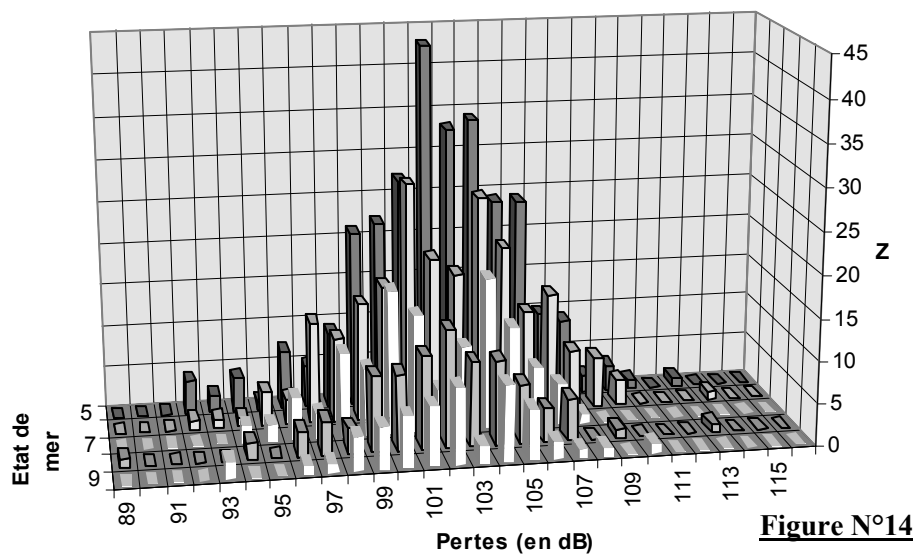
Les pertes moyennes au récepteur obtenues par sommation incohérente des intensités de tous les rayons propres sur l'ensemble de 10 réalisations différentes sont représentées sur la figure N°13 en fonction de l'état de mer.



On observe que la perte moyenne croît avec l'état de mer.

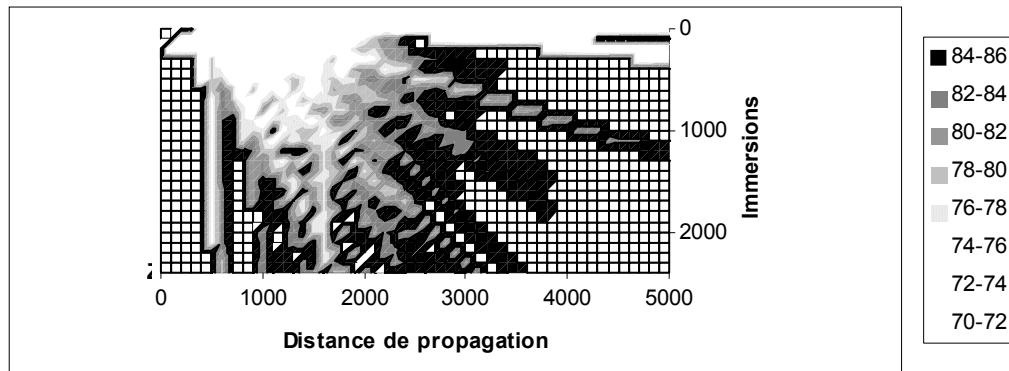
Enfin, dans le but de rapprocher ces résultats avec ceux mesurés en cuve dans [7], nous avons tracé (C.F. figure N°14) pour les états de mer allant de 5 à 9 le nombre de rayons propres dans chaque gamme de pertes relatifs à 10 réalisations différentes de l'état de surface. Le nombre de rayons propres augmente lorsque l'état de mer diminue et les pertes s'amenuisent.

**Répartition des rayons propres en fonction de leurs pertes et de l'état de mer sur l'ensemble de 10 réalisations différentes**



Compte tenu des pertes moyennes indiquées sur le graphe précédent, on retrouve l'allure de la figure 2-5 [7] (p 79), donnant la densité de probabilité de l'énergie arrivant au récepteur en fonction de la vitesse du vent.

Une étude systématique sur ce genre de résultats, avec sommation cohérente (tenant compte de la phase) des rayons propres devrait permettre d'obtenir l'évolution de la densité de probabilité de l'énergie et de voir dans quelle mesure et pour quelles limites elle tend vers une loi de Rayleigh. La figure suivante montre l'insonification d'une réalisation de la surface par mer 6.



**Figure N°15: Insonification d'une réalisation de la surface par mer 6: Pertes sonores en fonction de la distance et de l'immersion**

#### **4. 4. Conclusions**

Les informations relatives à la dispersion des trajets propres en présence de mer agitée obtenues dans ces simulations sont qualitativement en bon accord avec la nature du phénomène physique observé. Les dispersions des angles et temps d'arrivée augmentent avec l'état de mer tout comme les pertes sonores. Les répartitions du nombre de rayons propres en fonction de leur intensité présentent l'allure générale exposée dans [7].

Toutefois la procédure actuelle du calcul de pertes doit être adaptée au cas particulier de réflexions sur une surface spatio-temporelle qui implique l'existence d'un grand nombre de rayons propres issus initialement d'un même front d'onde. Une redéfinition de la procédure de calcul des pertes et des types des rayons doit être envisagée si l'on souhaite obtenir des diagrammes réalistes de pertes.

Ces quelques résultats numériques extraits d'une campagne de simulations plus étendue ont permis de montrer de manière plus concrète la nature des informations accessibles par la méthode développée.

### **5. Conclusions**

#### **5. 1. Intérêt, originalité et possibilités de l'outil développé**

La méthode développée permet de prendre en compte de manière déterministe les trois paramètres essentiels du problème: fréquence d'émission, temps et géométrie. Elle fonctionne tant que la longueur d'onde acoustique reste faible devant la courbure de la surface. Une procédure de Monte-Carlo sur cette méthode permet d'obtenir par la suite les statistiques nécessaires à une bonne description de l'impact du processus spatio-temporel de surface sur la propagation du son.

Ce type de prise en compte de la surface mouvante est essentiellement intéressant pour des études statistiques des effets de la surface. En effet, il n'est guère utile de connaître précisément les caractéristiques de réception d'une trajectoire pour une description donnée de la surface, puisqu'il est impossible aux opérationnels de connaître et de décrire précisément la surface à l'instant de leur mesure. Par contre, dans la mesure où on effectue ces calculs pour un grand nombre de réalisations de surface différentes, on peut mener une étude d'impact des effets de surface sur tout les paramètres de la propagation calculé par le logiciel RAYSON, à savoir: temps de trajets, intensité et angle d'arrivée des rayons.

Notons de plus, que le modèle ainsi développé bénéficie de plus des fonctionnalités existantes de RAYSON et que l'on peut par conséquent étudier en simultanément l'impact des fluctuations de célérité en milieu évolutif ou non, avec fond variable, pour différentes configurations émetteurs-récepteurs et un grand nombre de fréquences (limité par la capacité mémoire du calculateur). On obtient donc en final, un outil intéressant pour les études d'impact couplées et autres études statistiques qu'il faut manier correctement.

En effet, ce type d'approche statistique est à l'heure actuelle la seule approche prometteuse de résultats concrets. En raison des améliorations des matériels informatiques les temps de calcul de chaque cas déterministe se font de plus en plus faibles et surtout, elle ne fait pas d'hypothèses sur le milieu ou ses frontières et permet d'avoir une bonne estimation du



processus physique réel. Aucune hypothèse sur la nature des mouvements de surface n'a été faite dans la méthode présentée. Par contre, la surface est supposée être correctement décrite et la méthode de réflexion spéculaire applicable. En effet, l'approche statistique n'a de sens, puisqu'elle modélise l'équilibre du système physique, que si elle en respecte les contraintes: validité des théories de la propagation utilisées, échantillonnage et définition des profils de surface... L'étude de synthèse des phénomènes dont on étudie l'impact intervient alors aussi pour définir et mieux comprendre ces exigences (C.F. chapitre 3).

Le développement et la mise au point d'une telle méthode n'ont été rendus possibles que par l'utilisation d'un langage hautement structuré (C++) facilitant la gestion et les accès mémoire. Notons pour information que les logiciels usuels de propagation gèrent habituellement des matrices de pertes de l'ordre de 100 par 100. RAYSON peut prendre aisément en compte des matrices 500 par 1000. Il peut mailler plus finement le milieu et n'est limité que par les capacités en mémoire du calculateur utilisé, toutes les allocations étant dynamiques. Ceci donne un aperçu des capacités mises en oeuvre. Dans le cas de la surface, RAYSON est capable de prendre en compte une description de la surface par Mer 5 sur 100 km, avec des pas en temps de 0.5 s et en distance de 3.5 m permettant de décrire correctement selon le critère de Shannon les phénomènes de surface.

## 5. 2. Perspectives ultérieures

Cette étude est une première étape dans la connaissance du champ réfléchi par la surface agitée par méthode statistique. Un rebouclage en fréquence permettrait ensuite d'obtenir des informations sur la réponse impulsionnelle de la surface, sur les effets de décohérence et sur la courbure des fronts d'onde. Ce code pourrait donc être utilisé pour donner les lois de probabilité spatio-temporelles et surtout permettrait de prédire exactement le champ reçu par des récepteurs acoustiques.

Le code stockant toutes les informations lors de la réflexion en surface, il peut être utile lors d'études de la réverbération de surface, indiquant la nature et les caractéristiques des rayons rétrodiffusés. Un module de rétropropagation pourrait alors calculer le champ sonore rétrodiffusé.

La réflexion en surface a lieu sur l'intersection du cône d'émission sonore par la surface. Or, cette surface présente des facettes qui sont orientées dans les trois dimensions. Par conséquent l'extension de cette méthode à un code 3D de rayons permettrait de modéliser plus réalistement les retours d'énergie provenant des plans autres que le frontal.

D'autre part, la méthode présentée dans cette étude permet de compléter les résultats de Kinney-Clay [18] dans le cas spatio-temporel en considérant un grand nombre de familles différentes (au lieu de 2 ici) et pour différents spectres. Leur but était d'étudier l'impact de la forme de la surface sur la réflexion et la rétrodiffusion et de fournir des informations pratiques quant à l'usage des spectres et formes de surface dans ce type d'études d'impact.

Enfin, l'intérêt du modèle dynamique développé réside aussi dans la possibilité de transfert de cette méthode pour décrire la propagation en présence d'une cible mouvante. Ce type de modèle peut en effet être étendu à la prévision du signal transmis par une cible en déplacement renvoyant les échos de plusieurs rayons et être ainsi utile pour les problèmes de prévision en sonar actif. A la description dynamique de la cible, similaire à la description dynamique de la surface présentée ici, il suffit d'ajouter un module de rétropropagation.

## 6. Bibliographie

- [1] L. FORTUIN, Survey of Literature on reflection and scattering of Sound Waves at the Sea Surface. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 47, Number 5 (part 2), 1209-1228 (1970).
- [2] A. ISHIMARU, Wave propagation and scattering in random media. Academic Press - New York. Vol 1 et 2. 1978
- [3] B. GARBAIL-PICON, Simulations numériques d'une houle stochastique spatio-temporelle. Application à l'étude de la réverbération de surface. 3èmes journées d'études Acoustique Sous-Marine. Brest 22 et 23 Juin 1995
- [4] L. BREKHOVSKIKH, Yu. LYSANOV, Fundamentals of oceans acoustics. Springer series in electrophysics, vol 8, Springer Verlag - 1982
- [5] Aide Mémoire d'Acoustique Sous-Marine, Marine Nationale, Laboratoire D.S.M du Brusac (1968).
- [6] B. KINSMAN, Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey. (1965).
- [7] C. GAZANHES, Etude de la modulation d'amplitude consécutive à la diffusion d'une onde acoustique par une surface agitée. Thèse de Doctorat, Université d'Aix-Marseille I (1972).
- [8] B.E. PARKINS, Scattering from the time-varying surface of the ocean. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 42, 1262-1267 (1967).
- [9] B.E. PARKINS, Coherence of acoustics signals reradiated from the time-varying surface of the ocean. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 45, 119-123 (1969).
- [10] C. NEUMANN, On Ocean Wave Spectra and new method of forecasting wind-generated waves. U.S. Beach Erosion Bord. Tech. Memo. n°43 (1953).
- [11] W.J. PIERSON, L. MOSKOWITZ, A proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii. J. Geophys. Res. 69, 5181-5190 (1964).
- [12] H.W. MARCH, Sound reflection and scattering from the sea surface. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 35, 240-244 (1963).
- [13] R.L. MITCHELL - D.A. McPHERSON, Generating Nonstationary Random Sequences. IEEE Transactions on aerospace and electronic systems. Vol. AES17, N°4, July 1981, pp 553-560
- [14] L.E. WITTIG and A.K.SINHA, Simulation of multicorrelated random processes using FFT algorithm. J.A.S.A. Vol 58, N°3, Sept 1975.
- [16] A. ISHIMARU, Wave propagation and scattering in random media and rough surfaces. Proceedings of the IEEE, Vol. 79, N°10, October 1991
- [17] J.G. WATSON, J.B. KELLER, Rough surface scattering via the smoothing method. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 75 (6), pp 1705-1708 (1984).
- [18] W.A. KINNEY, C.S. CLAY, Insufficiency of spatial power spectrum for estimating scattering strength and coherence: numerical studies. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 78, Number 5, pp 1777-1783 (1985)
- [19] D. BERMAN, J. PERKINS, The Kirchhoff approximation and first order perturbation theory for rough surface scattering. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 78, Number 3, pp 1045-1051 (1985)
- [20] Y.T. KUO, The perturbation characterization of reverberation from a wind-generated bubbly ocean surface. I: Theory and a comparison of backscattering strength predictions with data. IEEE Journal of ocean engineering, Vol. 19, N3, July 1994.
- [21] C. MACASKILL, B.J. KACHOYAN, Numerical evaluation of the statistics of acoustic scattering from a rough surface. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 84, Number 5, pp 1826-1835 (1988)

## 7. Liste des légendes des figures

- Figure N°1 : Caractéristiques des états de mer tats de mer (échelle Beaufort)
- Figure N°2: Relation entre l'autocorrélation et la DSP
- Figure N°3: Valeurs caractéristiques des spectres
- Figure N°4: Spectre de Pierson-Moskowitz pour différents états de mer
- Figure N°5: Procédure de construction d'une réalisation spatio-temporelle de la surface
- Figure N°6: Caractéristiques de l'échantillonnage pour les spectres de Pierson-Neumann et Pierson-Moskowitz par Mer 5
- Figure N°7: Exemples de profils de surface pour différents états de mer
- Figure N°8: Exemples de profils de surface interpolés par une fonction spline cubique dans l'espace et linéaire dans le temps (Mer 8)
- Figure N°9: Profil de célérité Açores\_été.by1
- Figure N°10: Configurations des simulations numériques
- Figure N°11: Ecarts types angulaires et temporels en fonction des états de mer
- Figure N°12: Diagrammes Temps-site pour 50 réalisations et divers états de mer
- Figure N°13: Pertes moyennes en fonction des états de mer
- Figure N°14: Répartition des rayons propres en fonction de leurs pertes et de l'état de mer sur l'ensemble de 10 réalisations différentes.
- Figure N°15: Insonification d'une réalisation de la surface par mer 6: Pertes sonores en fonction de la distance et de l'immersion