
Signature électromagnétique des vagues déferlantes observées en configuration bistatique et en bande X

Slah-Edine Ben Khadra, Ali Khenchaf

Lab-Sticc UMR CNRS 6285, ENSTA Bretagne

2, Rue François Verny

F-29806, Brest cedex 09

{slah-eddine.ben_khadra, Ali.Khenchaf}@ensta-bretagne.fr

RÉSUMÉ. Dans cet article, nous présentons une étude sur l'effet hydrodynamique (non linéaire) produit par les vagues déferlantes côtières, sur le coefficient de diffusion EM d'une surface maritime (considérée ici comme un conducteur parfait). Nous avons calculé en configuration bistatique (propagation avant) les coefficients de diffusion σ_{HH} et σ_{VV} d'une série de profils de surface océanique (différentes phases de construction d'une vague déferlante), puis avons effectué une étude sur les différents types de mécanismes de diffusions qui produisent les pics de mer (effet hydrodynamique) en propagation avant et dans la bande X. Afin de compléter l'étude théorique et les simulations réalisées, nous avons effectué une phase d'évaluation et de validation par des mesures radar réalisées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne.

ABSTRACT. In this paper, we study the influence of nonlinear waves (breaking waves) on the EM signature (in X-Band) of a sea surface (considered in this paper as a perfect conductor) observed in bistatic configuration (forward propagation). Indeed, we will start the temporal numerical analysis of the scattering coefficient σ_{HH} of breaking waves in low-grazing-angles. Then we will explain the different scattering mechanism of breaking waves. To complement the theoretical study and the different simulations, we conducted a phase of evaluation and validation of radar measurements performed in the anechoic chamber of ENSTA Bretagne.

MOTS-CLÉS: surface maritime, effet hydrodynamique, vague déferlante, méthode exacte, coefficients de diffusion électromagnétique, configuration bistatique (propagation avant), bande X.

KEYWORDS: sea surface, hydrodynamic effect, breaking waves, exact method, EM scattering coefficients, bi-static configuration (forward propagation), X-band.

DOI:10.3166/TS.30.273-300 © 2013 Lavoisier

Extended abstract

Context

Generally, many physical phenomena coexist and affect the electromagnetic wave propagation over a heterogeneous sea surface; due to the refractive index gradients, roughness of the sea surface, the presence of objects, pollutants, ship wake, areas Coastal. In recent literature, the study of these aforementioned phenomena is generally done separately. To our knowledge, there is no real research that examined the interaction between these phenomena and their contribution to the EM surface scattering containing breaking waves. This paper focuses on the hydrodynamics phenomena, called the breaking waves

Method

In general, the scattering of an electromagnetic wave by the sea surface can be divided into two distinct phenomena. Initially, there is the scattering of linear waves and secondly, the scattering of breaking waves which cause non-linear phenomena. In our case, we could consider that the ocean surface is geometrically heterogeneous. These phenomena add a component which is not negligible and which is called the non-Bragg diffusion in the total diffusion coefficients.

Well controlled and calibrated radar experimental measurements have been carried out in an anechoic chamber to validate the numerical results.

Results and conclusion

In this paper, we introduced the first study of the breaking wave (nonlinear hydrodynamic effect) in the electromagnetic signature of sea surface for the bistatic configuration (forward propagation). These results show that for non-grassing angles, particularly for $\theta_i = 0^\circ$ the presence of a sea peak. However, it has been proved that the sea peak occurs only for the grassing angles monostatic case. We have also demonstrated that the sea peak is due the simple path scattering of the breaking wave positive slope.

In the case of waves with front, our results show the presence of sea peaks for the following bistatic configurations (forward propagation) $\theta_i = -80^\circ$ and $\theta_s = 85^\circ, 75^\circ, 70^\circ, 65^\circ$. We have also validated the results of Holliday (Holliday, 1998) for the monostatic case ($\theta_i = -0^\circ$).

Indeed, these sea peaks are produced by the double reflections of the electromagnetic wave (the front and peak of the breaking waves). However, for the following bistatic configurations $\theta_i = -80^\circ$ and $-90^\circ < \theta_s < 60^\circ$, we did not find sea peaks, so to avoid false echoes we can replace the monostatic coastal radar by following bi-static radar configuration: $\theta_i = -80^\circ$ and $-90^\circ < \theta_s < 60^\circ$.

1. Introduction

Le travail présenté ici s'intègre dans le cadre de la surveillance maritime. Afin d'améliorer la reconnaissance et l'identification automatiques de cibles noyées dans un environnement perturbé, nous avons opté pour la fusion de différentes connaissances et informations issues d'une scène observée à distance par des capteurs micro-ondes. En effet, plusieurs phénomènes physiques co-existent et perturbent la propagation des ondes électromagnétiques au-dessus d'une surface et notamment au-dessus d'une surface maritime hétérogène (la réfraction due aux gradients d'indice, la rugosité de la mer, la présence d'objets, les polluants, le sillage de navires, les zones côtières...). Dans la littérature récente, la prise en compte des différents phénomènes est généralement réalisée séparément. Il n'y a pas véritablement de travaux de recherche qui analysent l'interaction entre ces phénomènes et leur contribution au processus de diffusion EM par la surface. Dans ce contexte, notre travail porte sur les premiers résultats obtenus concernant la signature électromagnétique d'une surface maritime hétérogène (figure 1) et notamment avec la prise en compte de l'effet hydrodynamique (non linéaire) : le déferlement.

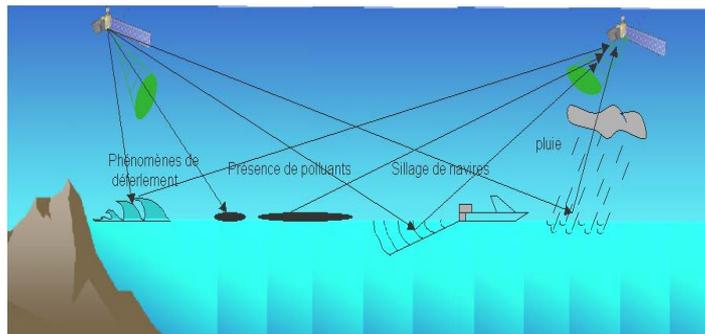


Figure 1. Observation d'une surface maritime hétérogène

On s'intéresse aux effets hydrodynamiques de type non linéaire (vagues déferlantes). La diffusion d'une onde électromagnétique par la surface de l'océan peut être généralement divisée en deux phénomènes distincts. D'une part, la diffusion par des vagues linéaires et, d'autre part, la diffusion par des vagues déferlantes « non-Bragg ». Dans ces conditions, et à partir d'une formulation vectorielle, le coefficient de diffusion total peut s'écrire comme la somme de trois contributions, une issue de l'effet Bragg, une autre non-Bragg et une troisième issue de l'intercorrélation des deux phénomènes. Par conséquent, la composante totale peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\sigma = \sigma_{Bragg} + \sigma_{non-Bragg} + \text{Coeff.inter} \quad (1)$$

Depuis plusieurs années, la diffusion de Bragg (diffusion des vagues linéaires) a été bien étudiée dans de nombreux travaux (Khenchaf, 2001 ; Awada et Khenchaf, 2006) que ce soit pour la configuration monostatique ou pour la configuration bistatique, par contre, et à notre connaissance, la diffusion non-Bragg est seulement étudiée dans le cas monostatique. On peut citer par exemple, les travaux de (Holliday, 1998) qui montrent l'existence des caractéristiques de pic de mer pour les angles rasants (θ_i entre -85° et -60°). Holliday a aussi montré que ces pics de mer n'existent pas pour les angles non rasants ($\theta_i < -60^\circ$). Ces résultats sont basés sur les travaux de (Wetzel, 1990) qui définit un pic de mer comme une augmentation rapide des coefficients de diffusion et qui peut dépasser 10 dB dans une période de 100 ms. Ce pic peut conduire à des échos parasites, qui peuvent être identifiés comme des cibles virtuelles, et ainsi par la suite perturber le système de détection radar (fausse alarme). Par conséquent, pour améliorer la détection et pour réduire le taux de fausses alarmes, il est important de distinguer entre les cibles et les pics de mer générés par des vagues déferlantes. D'où l'intérêt d'étudier la signature électromagnétique des vagues déferlantes en configuration bistatique (propagation avant, figure 2) de sorte que nous puissions facilement identifier les pics de mer.

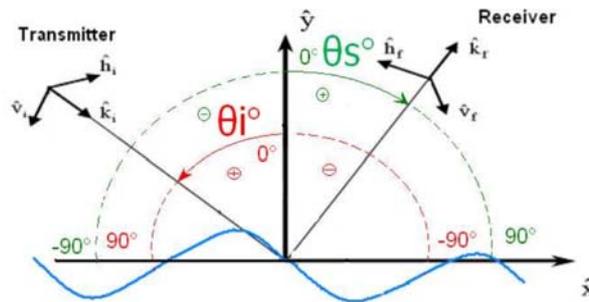


Figure 2. La géométrie de diffusion en configuration bistatique (propagation avant)

La dispersion des vagues déferlantes est plus compliquée que la dispersion classique réalisée en décrivant les surfaces rugueuses *via* un spectre classique. Ceci en raison de la présence de différents phénomènes complexes. La diffusion EM par ce type de surface ne peut pas être directement traitée en utilisant les méthodes approchées comme KA, SPM, SSA, TSM, WCA... (Khenchaf, 2001 ; Awada *et al.*, 2006 ; Sajjad *et al.*, 2008). Par conséquent, pour calculer la diffusion EM par des vagues déferlantes, nous avons commencé par l'utilisation des méthodes exactes utilisant les techniques des moments (MOM) (Harrington, 1993) et plus précisément la technique FB (*Forward-Backward*). Cette dernière technique est développée par Dennis Holliday (1998).

La technique FB permet d'obtenir des résultats réalistes en bande X (10 GHz), et cela, même pour une surface très incurvée comme une vague déferlante (phase de déformation) (Holliday, 1998).

Dans la deuxième section nous présentons les vagues déferlantes utilisées dans notre étude, la troisième section présente la méthode adoptée pour le calcul du coefficient de diffusion. Les résultats numériques et les interprétations sont présentés dans la section quatre, et enfin dans la cinquième section des mesures radar de validation sont présentées.

2. Vagues déferlantes

Le déferlement est un processus dissipatif de l'énergie qui correspond à la dernière étape de la vie d'une vague et qui a donc le plus souvent lieu à l'approche du rivage. Durant cette phase, la vague subira d'importantes transformations dans son comportement et dans sa structure.

Lorsque les vagues s'approchent du rivage, elles arrivent dans des eaux de profondeur inférieure à la moitié de leur longueur d'onde. Leur période ne change pas, mais leur longueur d'onde décroît, leur vitesse diminue, contrairement à leur hauteur qui augmente. Quand la profondeur de l'eau de la côte diminue, les particules d'eau situées sur la crête de la vague n'ont plus assez de place pour décrire une orbite : la vague se brise.

De nos jours, des simulations numériques de ces types de vagues sont devenues possibles. Nous présentons par la suite des résultats de simulations de profils de vagues issus du code LONGTANK (Wang *et al.*, 1995) (figure 3), qui seront utilisés tout au long de cet article pour modéliser les vagues déferlantes.

LONGTANK est un code hydrodynamique développé à l'Université de Californie, Santa Barbara (UCSB). Les chercheurs de cette université ont mis au point un bassin à houle numérique, permettant l'étude des groupes de vagues, les interactions vague-vague, la déformation des vagues, le déferlement des vagues, et d'autres effets non linéaires (Wang *et al.*, 1995). Leurs calculs des formes d'ondes sont cohérents avec les mesures expérimentales et observations de l'océan.

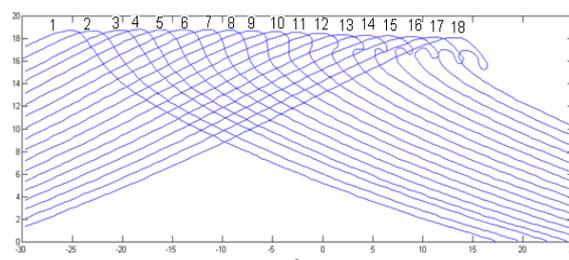


Figure 3. Profils des vagues déferlantes (Wang *et al.*, 1995)

Les 16 profils de vagues utilisés ici appartiennent au cas 2.4 des vagues de LONGTANK (étudié par (Holliday, 1998)).

La séquence (figure 3) représente l'évolution temporelle d'une vague déferlante de longueur d'onde de 2,3 m, et pendant une période de 1,212 secondes.

D'une manière générale, il existe deux types de mécanisme de diffusion d'une vague déferlante (figure 4). Nous trouvons un mécanisme simple trajet, c'est la diffusion de la crête de vague, et un mécanisme multitrajet (double), qui sont l'origine de la propagation de l'onde électromagnétique entre la crête et la face avant de la vague.

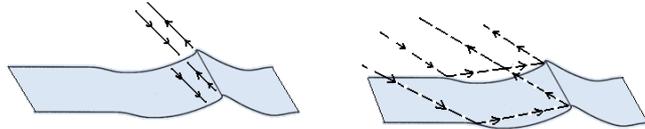


Figure 4. Mécanisme simple et double trajet d'une vague déferlante

Dans notre étude, nous traitons dans une première étape le cas correspondant au simple trajet (réponse de la crête et de deux pentes positif et négatif). Pour cela nous avons éliminé les faces avant des vagues, comme le montre la figure 4. Dans une deuxième étape nous avons traité le mécanisme de diffusion double trajets (figure 4).

3. Méthode de calcul des coefficients de diffusion

Comme indiqué dans l'introduction, la méthode FBM est utilisée pour calculer les coefficients de diffusion électromagnétique. La FBM est une technique de résolution numérique de l'équation intégrale de champ électrique (EFIE) dans le cas d'un conducteur parfait (équation (2)), cette technique a été bien discutée dans (Holliday *et al.*, 1996 ; Kim et Johnson, 2002).

$$\overline{E}(\overline{r}) = \overline{E}(\overline{r})_{inc} + i.\omega.\mu_0 \cdot \int_S \overline{\overline{G}}(\overline{r}, \overline{r}') \cdot \overline{J}(\overline{r}') \cdot dS' \quad (2)$$

où $J(\overline{r})$ désigne le courant de surface, G c'est la fonction de Green pour l'espace libre, μ_0 désigne la perméabilité magnétique du vide, et E l'onde électrique incidente.

L'équation intégrale du champ électrique (EFIE) pour un conducteur parfait (équation (2)) est discrétisée sous forme d'une équation matricielle donnée par l'équation (3).

$$Z \cdot I = V \quad (3)$$

Z désigne l'impédance de matrice, V est l'onde d'incidence, et I désigne le courant induit le long de la surface rugueuse.

La méthode FBM consiste à décomposer l'équation (3) en utilisant les équations (4) et (5) :

$$I = I_f + I_b \quad (4)$$

$$Z = Z_f + Z_s + Z_b \quad (5)$$

où I_f désigne la composante d'avant du courant (due à des ondes qui se propagent vers l'avant du récepteur), I_b est la composante arrière du courant (due à des ondes qui se propagent vers l'arrière du récepteur), et Z_f , Z_s et Z_b sont, respectivement, la partie triangulaire inférieure, la partie diagonale, et la partie triangulaire supérieure de Z .

En s'appuyant sur les équations (4) et (5), l'équation (3) peut s'écrire :

$$(Z_s + Z_f) \cdot I_f = V - Z_f \cdot I_b \quad (6)$$

$$(Z_s + Z_b) \cdot I_b = -Z_b \cdot I_f \quad (7)$$

Le système d'équations (6) et (7) peut se résoudre par itération :

$$(Z_s + Z_f) \cdot I_f(i) = V - Z_f \cdot I_b(i-1) \quad (8)$$

$$(Z_s + Z_b) \cdot I_b(i) = -Z_b \cdot I_f(i) \quad (9)$$

Nous commençons l'itération par $I_b(0) = 0$.

L'algorithme FB retenu et utilisé dans notre étude, est développé en deux dimensions (x, y), une extension à l'infinie est faite dans la troisième dimension (z), dans laquelle aucune des propriétés ne varient (figure 5).

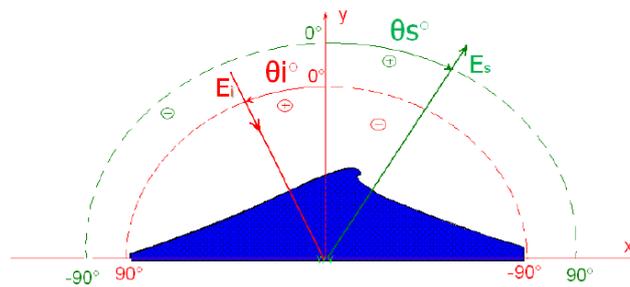


Figure 5. La géométrie de diffusion par une vague déferlante

4. Résultats numériques des coefficients de diffusion d'une vague déferlante

Afin de déterminer les différents types de mécanisme de diffusion caractérisant une vague déferlante sans face avant (figure 5), nous avons étudié l'évolution du coefficient de diffusion pour chaque phase de formation d'une vague déferlante. Les simulations des coefficients de diffusion ont été réalisées à l'aide de la méthode FBM, en commençant par générer une surface de mer (1D) pour différentes valeurs de la vitesse du vent ($v = 0$ m/s, $v = 3$ m/s figure 6 a, b), puis utiliser les profils des vagues déferlantes (profils 2, 9, 11, 16 figure 6 c, d, e, f) générés par le code LONGTANK (Wang *et al.*, 1995). Les résultats numériques obtenus pour chaque profil de surface sont donnés par la figure 7 (a, b, c, d, e, f), ($\theta_i = -20^\circ$).

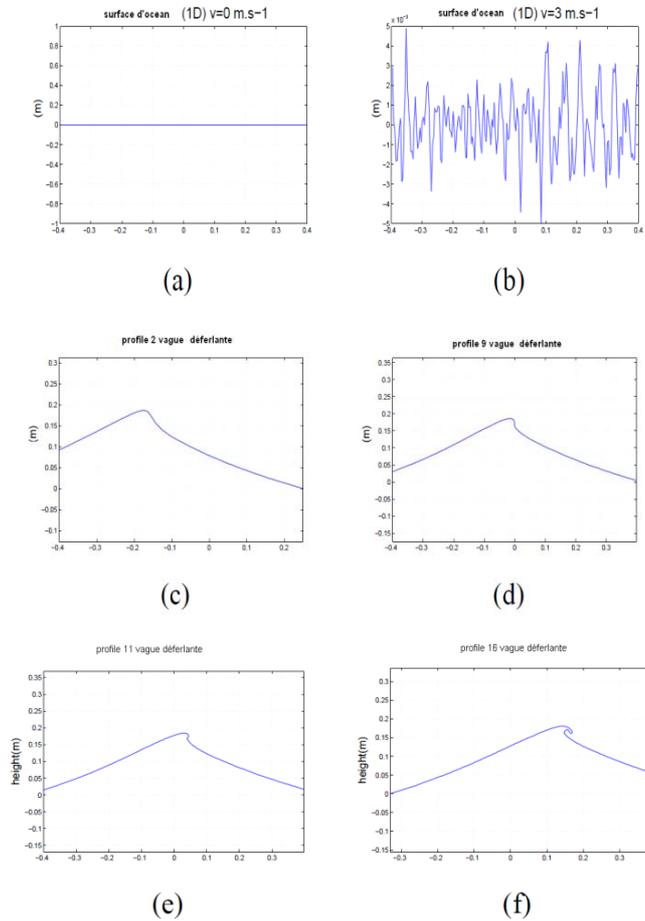


Figure 6. Différentes phases de construction d'une vague déferlante

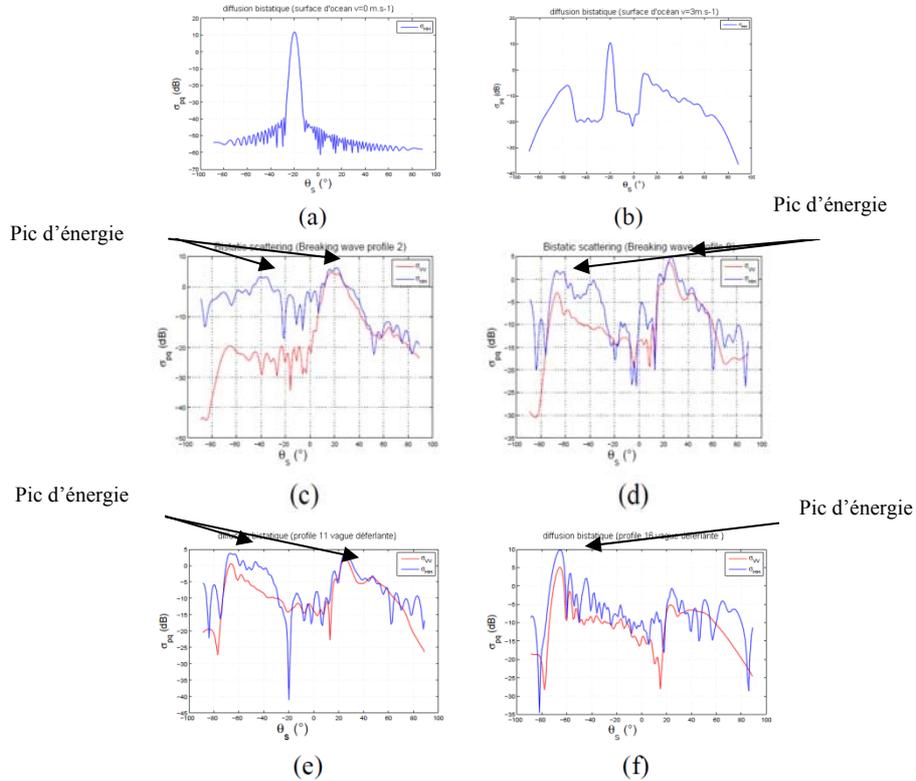


Figure 7. Coefficients de diffusion bistatique polarisation verticale et horizontale $\theta_i = -20^\circ$

Le premier résultat donné par la figure 7a, correspond bien au type de diffusion par une surface lisse, c'est le cas de la diffusion spéculaire. Quant au deuxième résultat donné par la figure 7b, il correspond à la diffusion par une surface peu rugueuse.

Théoriquement la vague déferlante se compose d'une crête qui se trouve entre une pente positive et une pente négative. Dans les quatre derniers résultats donnés par les figures 7c, d, e, f, nous trouvons la réponse de deux pentes qui se présentent sous forme de deux pics d'environ 5 dB et cela pour les profils 2, 9 et 11 des vagues déferlantes (phase de formation de crête), alors que pour le profil 16 (phase de déferlement de la vague), nous trouvons un seul grand pic de 10 dB - c'est la réponse de la pente positive - ainsi que des petits pics qui se trouvent entre ($\theta_s = 20^\circ$ et $\theta_s = 70^\circ$), ces types de pics s'expliquent par la nature de la forme convexe de la crête en phase de déferlement et qui produit la diffusion mutitrajét (figure 9).

Les deux mécanismes de diffusion (diffusion simple trajet des pentes (figure 8) et diffusion multitrajet de la crête (figure 9)) causent la composante non linéaire de non-Bragg.

Pour notre cas, c'est-à-dire pour ($\theta_i = -20^\circ$) l'effet non linéaire de la vague déferlante se présente fortement pour la configuration bistatique ($\theta_i = -20^\circ$ et θ_s entre -40° et -60°) et aussi pour ($\theta_i = 20^\circ$ et θ_s entre 20° et 30°), (figure 7 c, d, e) et cela pour la phase de formation de crête de la vague (profil 2, 9 et 11) alors que pour la phase de déferlement (profil 16), les pics de non-Bragg se présentent dans la configuration bistatique ($\theta_i = 20^\circ$ et $\theta_s = -65^\circ$) (figure 7f).

On remarque bien que pour le mécanisme simple trajet, des pentes positives et négatives participent davantage que le mécanisme multitrajet de la crête d'une vague dans la diffusion de non-Bragg

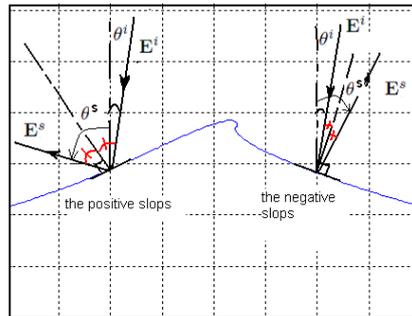


Figure 8. Diffusion simple trajet

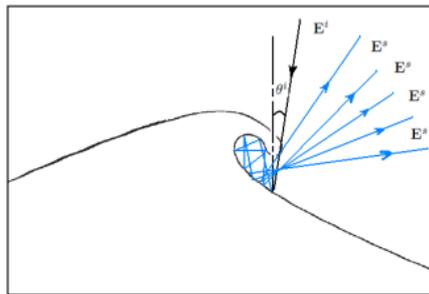


Figure 9. Diffusion multitrajet

Pour mieux distinguer les pics de mer générés par les deux pentes d'une vague déferlante, nous avons tracé l'évolution temporelle du coefficient de diffusion (σ_{HH}).

Pour cela nous avons calculé σ_{HH} pour les profils 4, 8, 12, et 16 avec $\theta_i = 0^\circ$ (figure 10).

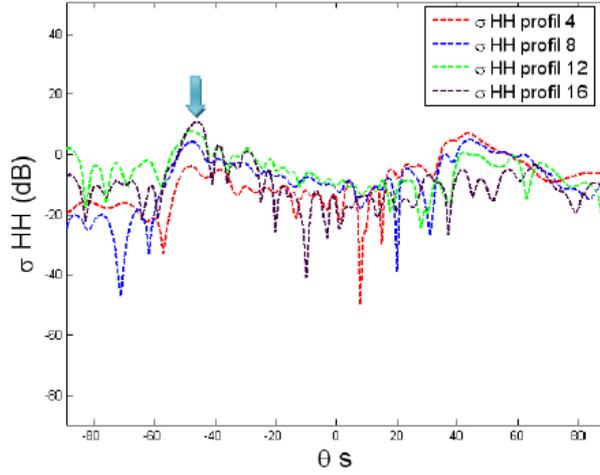


Figure 10. σ_{HH} pour les profils 4, 8, 12, et 16

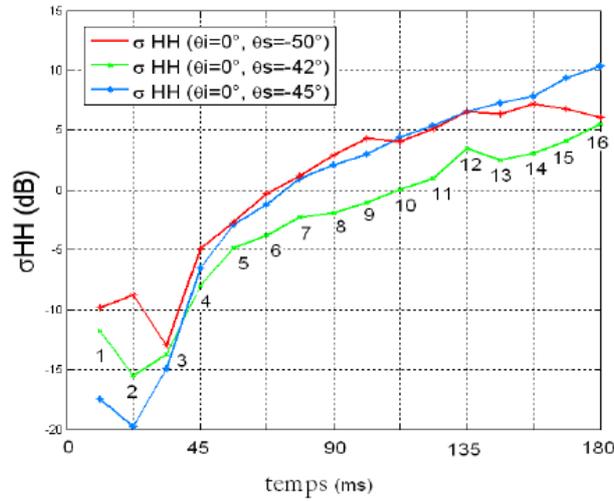


Figure 11. Évolution temporelle du coefficient de diffusion (σ_{HH})

Nous remarquons que pour les configurations bistatiques (propagation avant) $\theta_i = 0^\circ$ et $\theta_s = -42^\circ, -45^\circ$ et -50° nous avons une augmentation d'énergie qui dépasse

10 dB dans une période inférieure à 100 ms (entre le profil 3 et le profil 13) tableau 1, ce qui vérifie le critère de (Wetzel 1990) pour les pics de mer.

Tableau 1. σ_{HH} (dB) de profil 13- σ_{HH} (dB) de profil 3

$\theta_i = 0^\circ$	σ_{HH} (dB) de profil 13 - σ_{HH} (dB) de profil 3
$\theta_s = -42^\circ$	+17.19 dB
$\theta_s = -45^\circ$	+21.53 dB
$\theta_s = -50^\circ$	+19.56 dB

Ces résultats montrent que même pour les angles non rasants et pour une configuration bistatique nous pouvons trouver des pics de mer qui peuvent perturber le système radar de détection, ce qui prouve l'importance de prise en compte de l'effet non linéaire des vagues déferlantes dans la configuration bistatique (propagation avant). Ces pics de mer sont produits par la diffusion simple trajet de la pente positive et négative de la vague.

Dans la suite, nous traitons les vagues déferlantes avec sa face avant (figure 12), pour une onde incidente qui se trouve dans les angles rasants.

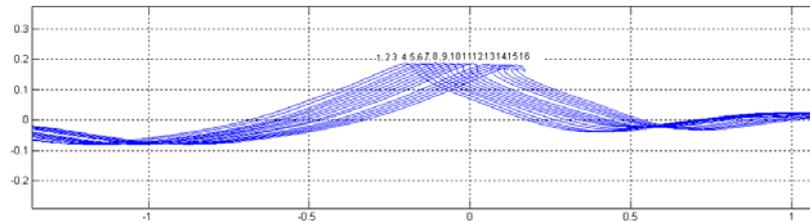


Figure 12. Vagues déferlantes avec face avant (Wang et al., 1995)

Dans cette partie, nous montrons les résultats de la simulation numérique de diffusion du coefficient σ_{HH} (bande X) de quatre profils de vagues déferlantes, profil 3, 8 (sans crête) et profil 13, 16 (avec la crête) (figure 13).

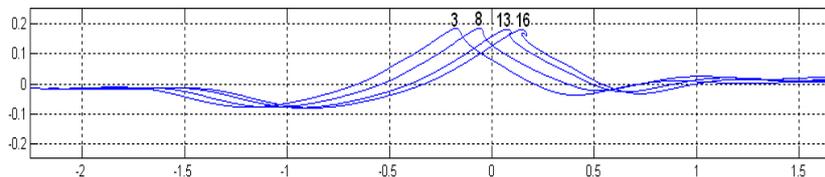


Figure 13. Profils 3, 8, 13, 16 (Wang et al., 1995)

Nous avons commencé les simulations par les profils 3 et 8 (absence de la crête) pour l'angle rasant ($\theta_i = -80^\circ$).

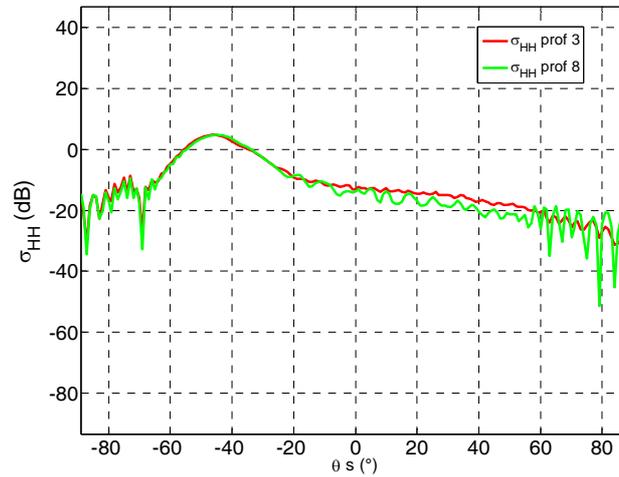


Figure 14. σ_{HH} des profils 3 et 8 (bande X)

Dans ces réponses radar nous remarquons la présence d'un pic d'énergie autour de $\theta_s = -45^\circ$, c'est la réponse de la pente négative de la vague, et quelques pics d'énergie dans direction spéculaire $\theta_s = -80^\circ$ (figure 14).

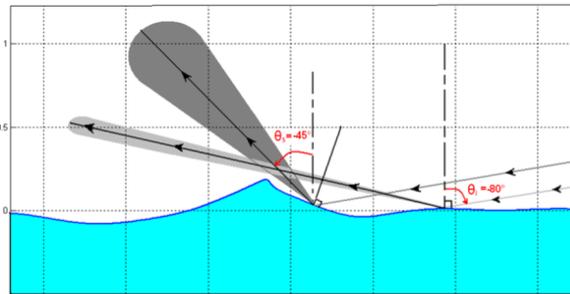


Figure 15. Mécanisme de diffusion des profils 3 et 8

Dans une deuxième étape nous avons simulé le coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 13 et 16 (présence de la crête).

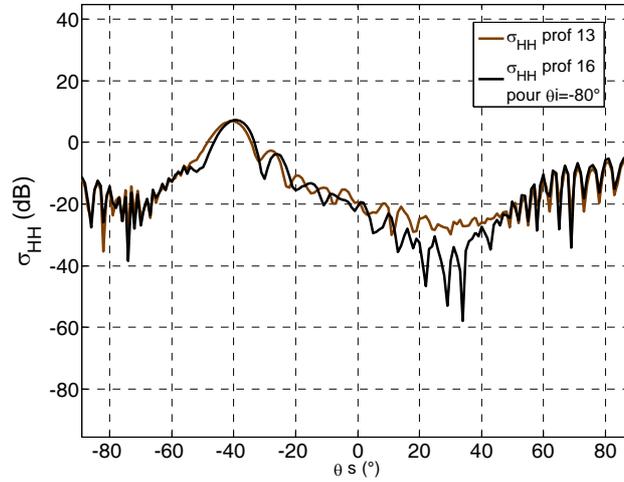


Figure 16. σ_{HH} des profils 13 et 16 (bande X)

Nous remarquons dans ces réponses radar l'existence d'une augmentation de l'énergie pour θ_s entre 90° et 65° par rapport aux réponses des profils 3 et 8. Il s'agit en effet d'un retour de l'énergie dû à la réflexion double de la face avant et la crête de la vague déferlante (figure 17).

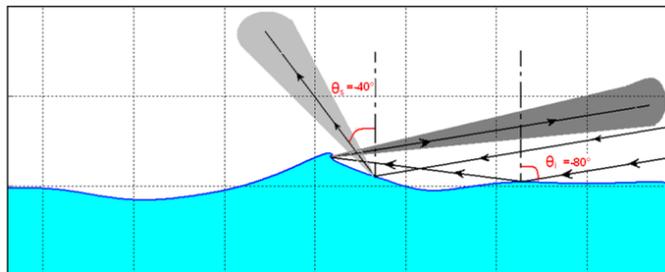


Figure 17. Mécanisme de diffusion des profils 13 et 16

Pour mieux visualiser l'augmentation d'énergie, nous avons retracé en même temps σ_{HH} pour les profils 3, 8, 13 et 16 (figure 18).

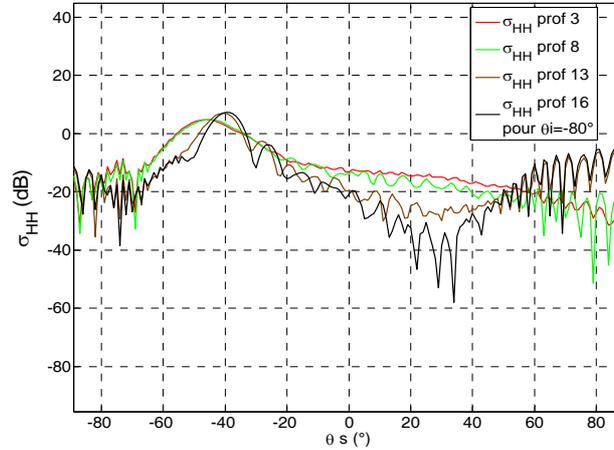


Figure 18. σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (bande X)

Le tableau 2 présente la différence des valeurs de σ_{HH} (dB) entre le profil 13 et le profil 3 (période de temps inférieure à 100 ms) pour différentes configurations bistatiques (propagation avant).

Tableau 2. σ_{HH} (dB) de profil 13- σ_{HH} (dB) de profil 3

$\theta_i = -80^\circ$	σ_{HH} (dB) de profil 13 - σ_{HH} (dB) de profil 3
$\theta_s = 85^\circ$	+24dB
$\theta_s = 80^\circ$ (cas monostatique)	+22.2dB
$\theta_s = 75^\circ$	+16.8 dB
$\theta_s = 70^\circ$	+15.1dB
$\theta_s = 65^\circ$	+11db
$\theta_s = 60^\circ$	+9.7

En se basant sur la définition d'un pic de mer (Wetzel) nous pouvons conclure que pour les configurations bistatiques (propagation avant) $\theta_i = -80^\circ$ et $\theta_s = 85^\circ, 75^\circ, 70^\circ, 65^\circ$ nous trouvons des pics de mer qui peuvent produire des faux échos et par conséquent des fausses alertes. Nous confirmons aussi les résultats trouvés par Holliday (1998) pour le cas monostatique ($\theta_i = -80^\circ$). Par contre pour les configurations bistatiques $\theta_i = -80^\circ$ et $-90^\circ < \theta_s < 60^\circ$ il n'y a pas de pics de mer.

Ces résultats sont très importants, ils donnent des solutions pour éviter les pics de mer (des faux échos) en remplaçant les radars côtiers monostatiques (existence

des pics de mer Holliday (Holliday, 1998) par des radars côtiers bistatiques ($\theta_i = -80^\circ$ et $-90^\circ < \theta_s < 60^\circ$).

Nous avons refait les simulations pour la bande L ($\lambda : 15 \text{ cm}, 20 \text{ cm}$) pour étudier l'influence de la fréquence sur l'existence des pics de mer (figures 19 et 20).

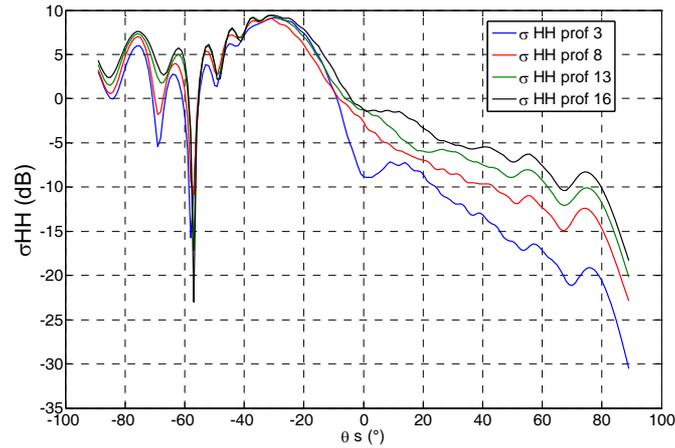


Figure 19. σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (bande L : $\lambda : 15 \text{ cm}$)

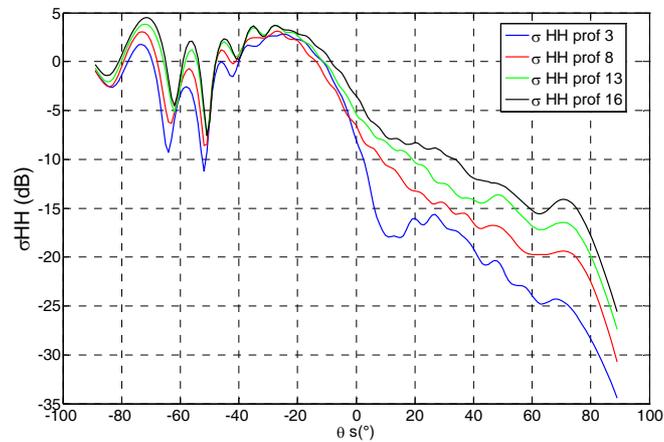


Figure 20. σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (bande L : $\lambda : 20 \text{ cm}$)

Nous remarquons que pour la bande L l'augmentation d'énergie entre le profil 13 et le profil 3 (période de temps inférieure à 100 ms) ne dépasse pas les 10 dB et

ce pour toutes les configurations bistatiques (propagation avant), ce qui montre qu'en utilisant la bande L les pics de mer disparaissent.

5. Validation expérimentale des résultats de simulation

Le système radar de mesures est placé dans une chambre anéchoïque (7,7 x 4,4 m) qui se trouve au sein du laboratoire Lab-Sticc UMR CNRS 6285 (ENSTA Bretagne). Cette installation permet les réalisations des mesures en configuration monostatique et bistatique (figure 21).

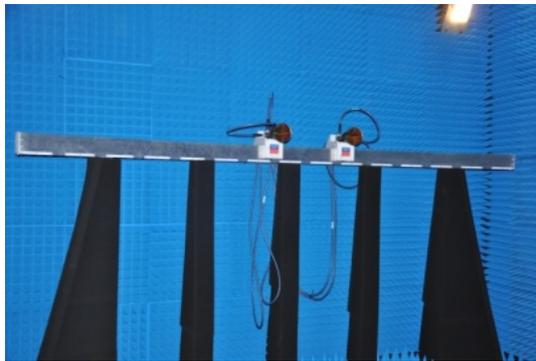


Figure 21. Système radar bistatique

Avant de faire la comparaisons entre les résultats de simulation et les mesures radar, une phase de calibration de ces dernières est obligatoire.

Actuellement on dispose de plusieurs techniques pour calibrer des mesures radar que ce soit dans les configurations monostatiques ou bistatiques. Ces techniques dépendent de la nature des mesures à faire et du type d'installation des systèmes radar.

Dans nos travaux nous avons choisi d'utiliser la technique EMSL (Mortensen, 1995), qui est la mieux adaptée à notre dispositif de mesure.

Calibration des mesures radar

Cette activité consiste à filtrer les bruits et les erreurs contenus dans un signal de mesure sans perdre l'information qu'apporte celui-ci. Et cela dans le but d'avoir à la fin des mesures correctes de la matrice de diffusion (S) d'une cible (Alexander *et al.*, 1995 ; Sarabandi *et al.*, 1990 ; Khadra, 2008).

Les différentes sources d'erreur de mesures radar sont dues aux défauts de l'émetteur, du récepteur ainsi qu'au bruit de la chambre à vide. Dans ce cas nous pouvons écrire l'équation (McLaughlin *et al.*, 1995) :

$$[M] = [R] \cdot [S] \cdot [T] + [B] \quad (10)$$

Tableau 3. Différentes erreurs de mesure radar

Matrice	Description
[B]	Bruit de la chambre à vide
[T]	Erreur de l'émetteur
[R]	Erreur du récepteur
[M]	Mesure brute
[S]	Mesure calibrée

$$[R] = \begin{bmatrix} R_{HH} & R_{HV} \\ R_{VH} & R_{VV} \end{bmatrix} [T] = \begin{bmatrix} T_{HH} & T_{HV} \\ T_{VH} & T_{VV} \end{bmatrix} [B] = \begin{bmatrix} B_{HH} & B_{HV} \\ B_{VH} & B_{VV} \end{bmatrix}$$

La calibration consiste à déterminer les matrices [R], [T], et [B] pour que nous puissions déterminer à la fin la matrice S (équation (2)):

$$[S] = [R]^{-1} \cdot ([M] - [B]) + [T]^{-1} \quad (11)$$

Weisbeck *et al.* (1992), ont proposé une autre représentation de l'équation précédente, en combinant les matrices [R] et [T] pour former une matrice 4 x 4 [C] :

$$[M] = [C] \cdot [S] + [B] \quad (12)$$

$$\begin{bmatrix} M_{hh} \\ M_{hv} \\ M_{vh} \\ M_{vv} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{hh} \\ S_{hv} \\ S_{vh} \\ S_{vv} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} B_{hh} \\ B_{hv} \\ B_{vh} \\ B_{vv} \end{bmatrix} \quad (13)$$

Par conséquent, pour effectuer la calibration, il suffit de déterminer la matrice [C] et de réaliser des mesures dans la chambre à vide. Il existe trois types de calibration :

- Calibration d'amplitude et de phase (Type-1) ;
- Calibration simple polarimétrique (Type-2) ;
- Calibration polarimétrique totale (Type-3).

Dans le cadre du travail présenté ici, nous avons adopté la calibration simple polarimétrique puisque les antennes radar utilisées dans la chambre sont totalement isolées.

Ce type de calibration ne tient compte que des effets des antennes d'ordre zéro, c'est-à-dire que les coefficients $C_{ij}(i \neq j) = 0$. Cette condition est vérifiée car les diagrammes de rayonnement des antennes en polarisation croisée sont négligeables (les antennes sont complètement isolées et cela a été vérifié par des mesures). Par conséquent, la matrice $[C]$ se transforme en une matrice diagonale donnée par :

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (14)$$

avec : $C_{11} = R_{HH}T_{HH}$, $C_{22} = R_{HH}T_{VV}$, $C_{33} = R_{VV}T_{HH}$, $C_{44} = R_{VV}T_{VV}$. En remplaçant la matrice $[C]$ par sa valeur dans l'équation (12), nous obtenons le système (15) suivant :

$$\begin{aligned} M_{HH} &= C_{11} \cdot S_{HH} + B_{HH} \\ M_{HV} &= C_{22} \cdot S_{HV} + B_{HV} \\ M_{VH} &= C_{33} \cdot S_{VH} + B_{VH} \\ M_{VV} &= C_{44} \cdot S_{VV} + B_{VV} \end{aligned} \quad (15)$$

Pour faire la calibration il suffit de déterminer les constantes C_{11} , C_{22} , C_{33} et C_{44} . Afin d'estimer les quatre coefficients, la plaque a été choisie comme cible de référence (avec les termes croisés S_{HV} et $S_{VH} = 0$). Dans ces conditions l'équation (15) devient :

$$\begin{cases} M_{HH} = C_{11} \cdot S_{HH}^{\text{Théorique.Plaque}} + B_{HH} \\ M_{HV} = B_{HV} \\ M_{VH} = B_{VH} \\ M_{VV} = C_{44} \cdot S_{VV}^{\text{Théorique.Plaque}} + B_{VV} \end{cases} \quad (16)$$

Après la détermination de B_{HH} , B_{VV} , $C_{11} = R_{HH}T_{HH}$ et $C_{44} = R_{VV}T_{VV}$, nous pouvons calibrer les mesures en utilisant, selon les polarisations VV ou HH, l'expression suivante :

$$S_{pp}^{\text{Calibré}}(\text{cible}) = \frac{(M_{pp}(\text{cible}) - B_{pp}) \cdot S_{pp}^{\text{Théorique}}(\text{plaque})}{M_{pp}(\text{plaque}) - B_{pp}} \quad (17)$$

où pp désigne les polarisations VV ou HH.

Avant de réaliser les mesures sur les maquettes en aluminium des profils des vagues déferlantes, nous avons commencé à effectuer des mesures radar sur des cibles canoniques (plaque, dièdre, trièdre) afin de vérifier la fiabilité de la technique de calibration que nous avons choisie.



Figure 22. Plaque en aluminium

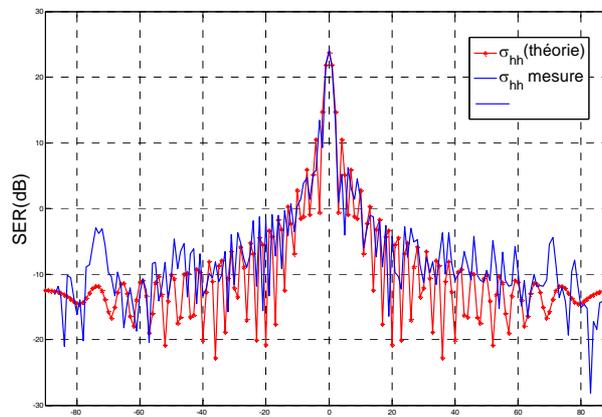


Figure 23. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (optique physique) d'une plaque en aluminium (configuration monostatique)

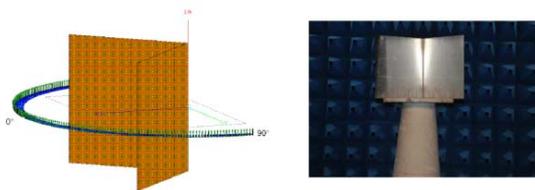


Figure 24. Dièdre en aluminium

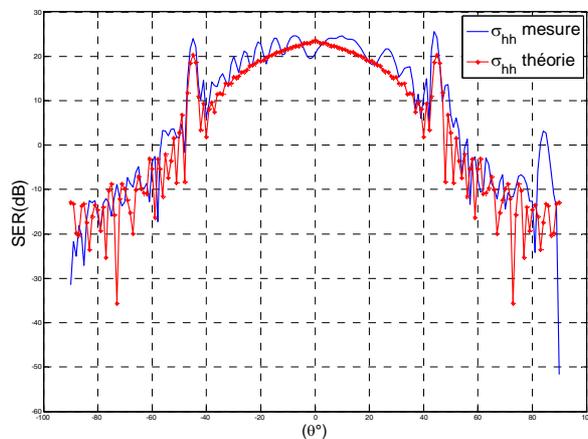


Figure 25. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (optique physique) d'un dièdre en aluminium (configuration monostatique)

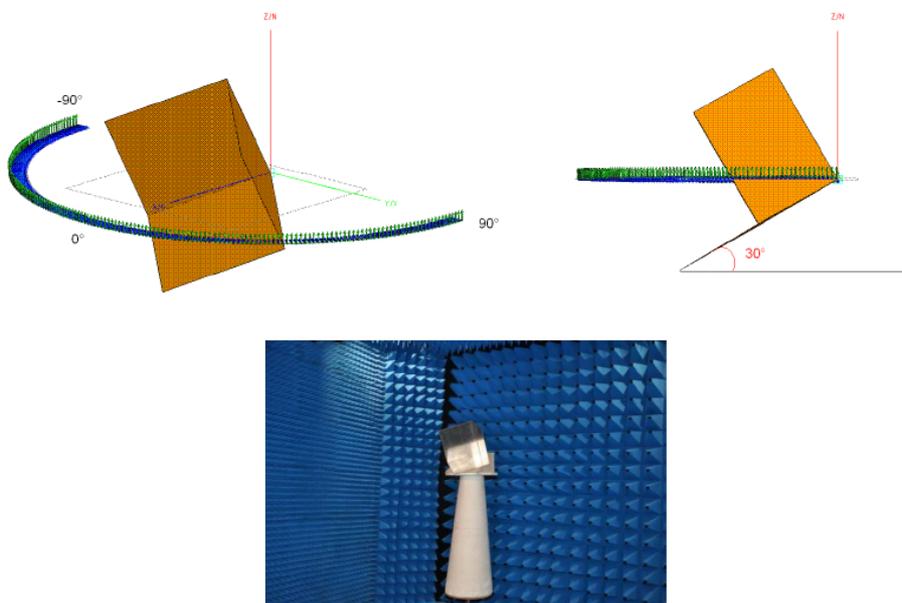


Figure 26. Trièdre en aluminium

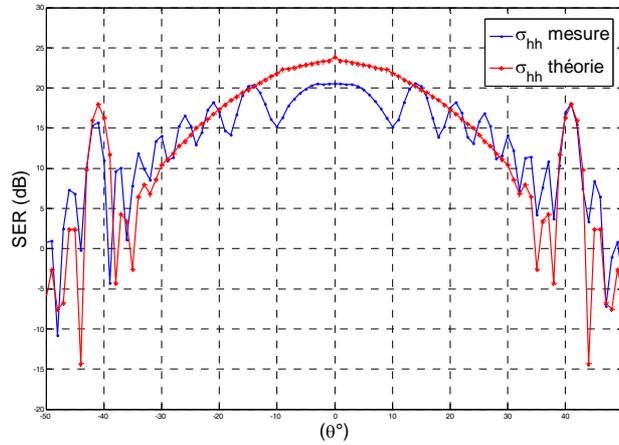


Figure 27. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (optique physique) d'un trièdre en aluminium (configuration monostatique)

Les résultats des mesures radar pour les trois cibles (plaque, dièdre et trièdre) sont précis (erreur moyenne inférieure 3dB), ce qui permet de valider la technique de calibration adoptée.

Après avoir vérifié la fiabilité de la technique de calibration choisie, nous présentons maintenant les mesures radar que nous avons réalisées sur une maquette en aluminium du profil 12 d'une vague déferlante (sans face avant) qui a été générée par le code hydrodynamique LONGTANK (figure 28).

Nous avons considéré que la géométrie du profil est constante le long de l'axe (Z), donc il suffit de prendre un profil métallique de faible épaisseur (6 cm) afin de pouvoir comparer nos mesures expérimentales avec les simulations numériques 1D.

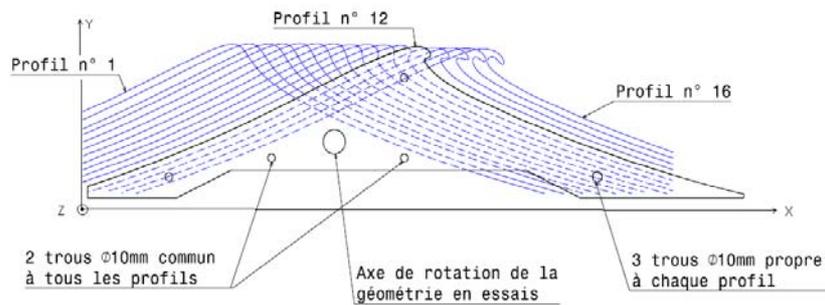


Figure 28. 16 profils de vagues déferlantes

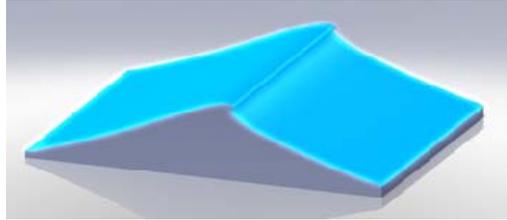


Figure 29. Profil 12 de vague déferlante en 3D

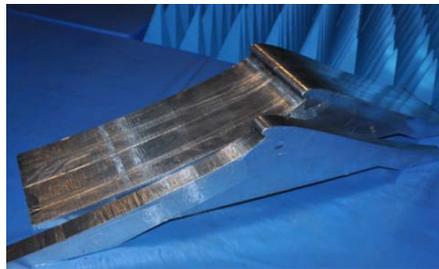


Figure 30. Profil d'une vague déferlante en aluminium

Ces mesures sont faites en configuration monostatique et bistatique (propagation avant) et pour la polarisation HH et VV.

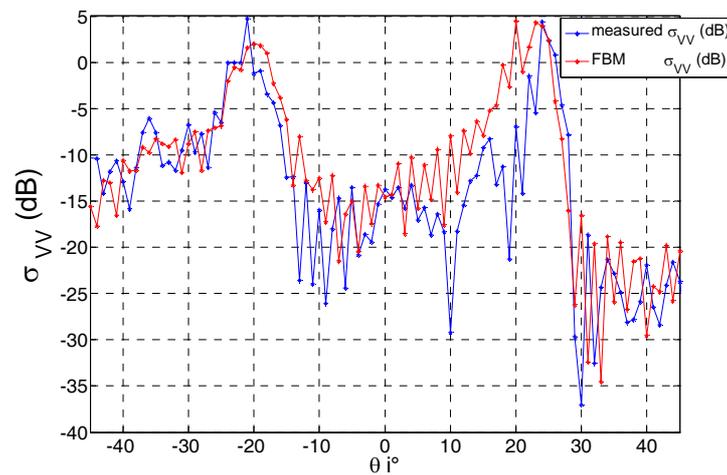


Figure 31. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'une vague déferlante en aluminium (configuration monostatique), σ_{VV}

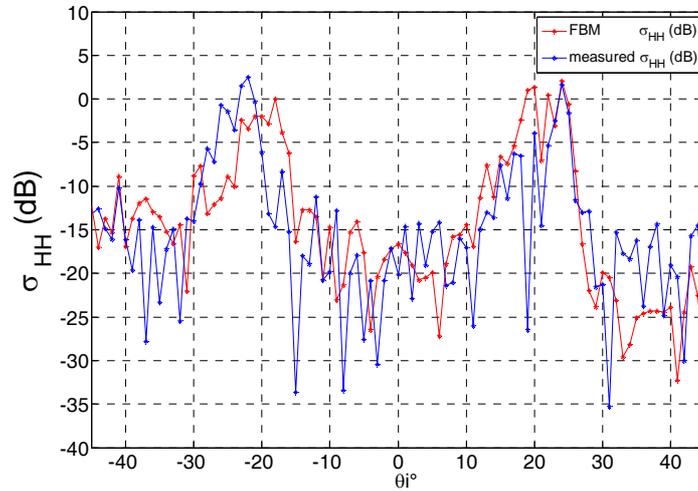


Figure 32. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'une vague déferlante en aluminium (configuration monostatique), σ_{HH}

Pour la configuration monostatique (cas angles non rasants $-45^\circ < \theta_i < 45^\circ$) et pour les deux polarisations HH et VV les mesures radar valident avec une grande précision nos résultats numériques (FBM).

Pour connaître le taux d'erreur entre les mesures radar et les simulations, nous avons présenté σ_{HH} (simulé et mesuré) en bande X [8GHz -12GHz] pour la configuration monostatique ($\theta_i = -20^\circ$) où nous retrouvons la réponse spéculaire de la pente positive de la vague déferlante.

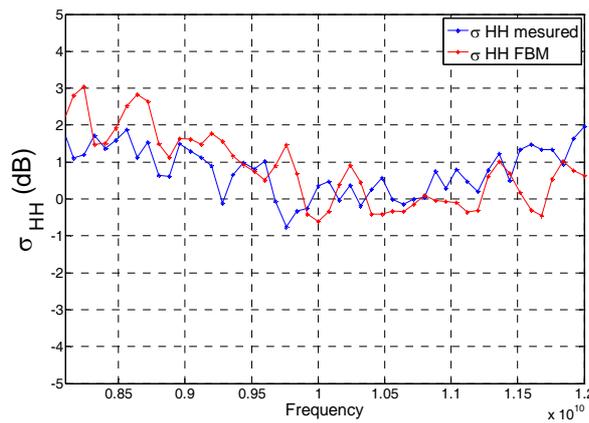


Figure 33. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) configuration monostatique ($\theta_i = -20^\circ$)

Nous remarquons que l'erreur maximale entre les mesures et les données simulées est inférieure à 3 dB (figure 33). De plus l'erreur quadratique moyenne est égale à 1,85 dB ce qui correspond à un résultat acceptable.

Pour les mesures radar de validation pour le cas bistatique nous avons choisi la configuration suivante ($\theta_i = -20^\circ$ et $-20^\circ < \theta_s < 60^\circ$). Dans cette configuration nous trouvons la réponse de la pente négative de la vague.

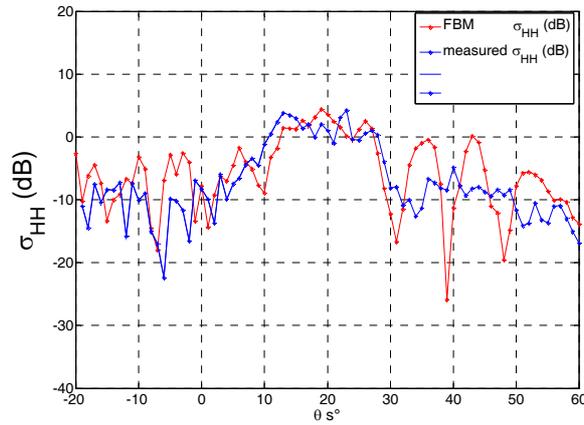


Figure 34. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'une vague déferlante en aluminium (configuration bistatique), σ_{HH}

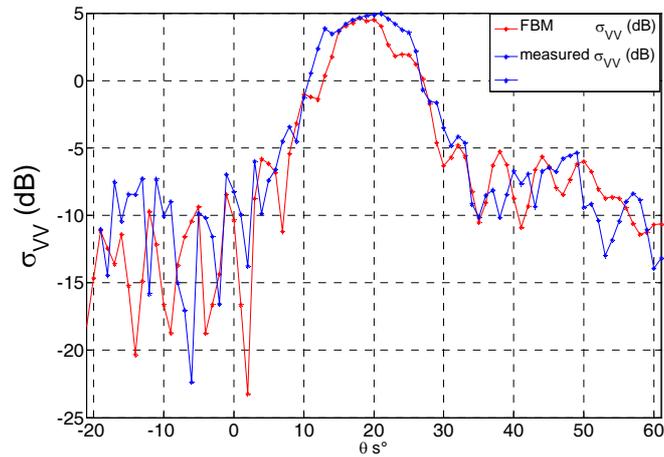


Figure 35. Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'une vague déferlante en aluminium (configuration bistatique), σ_{VV}

Pour la configuration bistatique, les mesures radar valident nos simulations numériques (FBM) (avec une erreur quadratique moyenne égale à 1.25 dB pour $\theta_i = \theta_s = -20^\circ$), dans les variations de signature données par les figures 34 et 35, nous remarquons la présence d'un lobe d'énergie centré à $\theta_s = 20^\circ$, ce lobe correspond bien à la réponse spéculaire de la pente négative de la vague déferlante.

6. Conclusion

Concernant la diffusion électromagnétique par des vagues déferlantes, les premiers résultats obtenus et présentés dans la première partie de cet article (vague sans face avant) montrent que pour la configuration bistatique (propagation avant) et pour des angles non rasants nous pouvons retrouver l'effet non linéaire qui se présente sous la forme d'un pic, alors que cet effet hydrodynamique se trouve seulement pour les angles rasants en cas monostatique (Holliday, 1998). Ces résultats prouvent l'importance de la prise en compte des vagues déferlantes dans l'étude et le calcul de la signature électromagnétique (et en particulier en bistatique) d'une scène maritime hétérogène et notamment pour les zones côtières.

Pour le cas des vagues avec face avant, nos résultats montrent la présence de pics de mer dans les configurations bistatiques (propagation avant) suivantes $\theta_i = -80^\circ$ et $\theta_s = 85^\circ, 75^\circ, 70^\circ, 65^\circ$. (Nous avons confirmé aussi les résultats de (Holliday, 1998) pour les cas monostatiques ($\theta_i = -80^\circ$)). En effet ces pics de mer sont produits par les réflexions doubles de l'onde électromagnétique (face avant et crête des vagues déferlantes (figure 17)). Par contre pour les configurations bistatiques suivantes $\theta_i = -80^\circ$ et $-90^\circ < \theta_s < +60^\circ$ nous ne trouvons pas les pics de mer, donc pour éviter les faux échos nous pouvons remplacer les radars côtiers monostatiques par les radars bistatiques suivants : $\theta_i = -80^\circ$ et $-90^\circ < \theta_s < +60^\circ$.

Pour valider nos résultats de simulation, nous avons commencé par faire des mesures radar sur une maquette en aluminium qui présente le profil 12 d'une vague déferlante (sans face avant). Ces mesures valident avec une grande précision les différentes simulations réalisées.

Dans nos travaux futurs nous continuerons à réaliser des mesures permettant de constituer une base de données en fonction de différentes configurations géométriques d'observation et différentes bandes de fréquence (notamment celles où la présence des pics de mer est claire). Cette base de données va servir de base pour le développement d'un modèle électromagnétique hydrique (diffusion de Bragg et de non-Bragg). Les mesures radar seront réalisées en considérant des maquettes en aluminium et représentant les 16 profils des vagues déferlantes avec la face avant (figure 36).

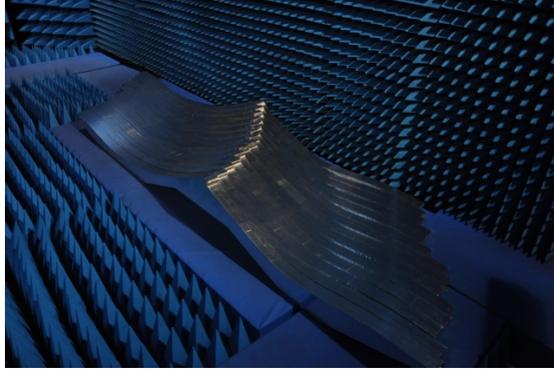


Figure 36. Profils des vagues déferlantes (avec face avant) en aluminium

Remerciements

Nous tenons à remercier Monsieur Hervé Trebaol (équipe Conception mécanique appliquée de l'ENSTA Bretagne) pour son aide à la conception et la réalisation des profils des vagues déferlantes en aluminium. Nous remercions également les rapporteurs pour leurs remarques et suggestions.

Bibliographie

- Khenchaf A. (2001). Bistatic scattering and depolarization by randomly rough surface: application to the natural rough surface in X-Band. *Waves in Random Media*, vol. 11, p. 61-87.
- Awada A., Ayari Y., Khenchaf A., Coatanhay A. (2006). Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models. *Waves in Random and Complex Media*, vol. 16, n° 3.
- Alexander N. T., Currie N. C., Tuley M. T. (1995). Calibration of bistatic RCS measurements. *Proceedings of Antenna and Propagation Techniques Association (AMTA) Symposium*, p. 13-17, Columbus, OH.
- Holliday D., DeRaad Jr. L. L., St-Cyr G. J. (1998). Seaspikes backscatter from a steepening wave. *IEEE Trans. Antennas Propagation*, vol. 46, p. 1081-13.
- Holliday D., DeRaad Jr. L. L., St-Cyr G. J. (1996). Forward-backward: A new method for computing low-grazing angle scattering, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, p. 722-729.
- Harrington R. F. (1993). Field Computation by Moment Method. *IEEE Press*, New York.
- James C. W. (2002). Low-grazing-angle (LGA) sea-spikes backscattering from plunging breaker crests. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, vol. 40, n° 2.
- Kim H., Johnson J. T. (2002). Radar image study of simulated breaking waves. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, vol. 40, p. 2143-2150.

- Khadra K. B., (2008). *Surface parameter estimation using bistatic polarimetric X-band measurements*. Ph.D. Thesis, Microwaves and radar Institute, German Aerospace Centre (DLR), Germany.
- Khadra S. B., Khenchaf A. (2010). The bistatic electromagnetic signature of heterogeneous sea surface: Study of the hydrodynamic phenomena. *IGARSS*, p. 3549-3552 Honolulu, HI.
- Khadra S. B., Khenchaf A. (2011). Numerical and experimental study of the hydrodynamic phenomena in heterogeneous sea surface EM bistatic scattering. *OCEANS*, Santander.
- Kahny D., Schmitt K., Weisbeck W. (1992). Calibration of Bistatic Polarimetric Radar Systems. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 30, n° 5.
- Mortensen H. B. (1995). Implementation of Bistatic Polarimetric Calibration Procedure for the EMSL. *European Microwave Signature Laboratory*.
- McLaughlin D. J., Ren Z., Wu Y. (1995). A bistatic polarimeter calibration technique. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 33.
- Sajjad N., Khenchaf A., Coatanhay A., Awada A. (2008). An improved two-scale model for the ocean surface bistatic scattering. *IGARSS'08*, Boston, USA, p. 6-11.
- Sarabandi K., Ulaby F. T., Tassoudji M. A. (1990). Calibration of polarimetric radar systems with good polarization isolation. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 28, n° 1, p. 70-75.
- Ben Khadra S., Khenchaf A. (2010). The bistatic electromagnetic signature of heterogeneous sea surface: Study of the hydrodynamic phenomena. *IGARSS'10*, July 25-30, Honolulu, Hawaii, USA.
- Wetzel L. B. (1990). *Sea clutter, Radar Handbook*, M. I. Skolnik (ed.). McGraw-Hill, New York.
- Wang P, Yao Y., Tulin M.P. (1995). An efficient numerical tank for non-linear water waves, based on the multi-subdomain approach with bem. *Numerical Methods in Fluids*, vol. 20, p. 1315-1336.

Slah-Eddine Ben Khadra est titulaire d'un master Recherche en traitement d'image de l'Université de Bordeaux en 2009. En 2012 il a soutenu une thèse de doctorat en traitement du signal. Ses domaines de recherche concernent la télédétection, la modélisation électromagnétique, radar bistatique et le traitement de l'information.

Ali Khenchaf est titulaire d'un DEA en 1989 en traitement de l'information, de l'Université Rennes 1 et d'une thèse de Doctorat en 1992 de l'Université de Nantes. En 2000, il soutient une Habilitation à Diriger les Recherches intitulée « Modélisation électromagnétique, radar bistatique et traitement de l'information ». Il est actuellement Professeur des Universités à l'ENSTA Bretagne où il a dirigé le Laboratoire E312 (EA3876) de septembre 2001 à décembre 2011. Depuis janvier 2012, il est responsable du groupe REMS (Radar and ElectroMagnetic Sensing) de l'ENSTA Bretagne et il a rejoint le Lab-STICC UMR CNRS 6285 où il est co-responsable de l'équipe PIM (propagation et interaction multi-échelle). Ses domaines de recherche spécifiques concernent la propagation et la diffusion des ondes électromagnétiques en environnements naturels incertains, la télédétection et les liaisons radar émergentes bistatique et multistatique. Il s'intéresse aussi aux techniques de traitement de l'information avec des applications liées à l'extraction de paramètres à partir de signaux et des images pour l'aide à la reconnaissance de cibles radar.