

Problèmes liés à la limitation temporelle de l'impulsion émise par un altimètre

Barckicke Jean

Météo-France/SCEM, 42 avenue Gustave Coriolis, 31057 Toulouse Cedex, France.
Téléphone : 05 61 07 82 78, Télécopie : 05 61 07 84 53, e-mail : Jean.Barckicke@meteo.fr

Résumé

L'altimètre émet une impulsion comprimée vers l'océan. La comparaison de la forme d'onde avec un modèle d'écho permet de mesurer des paramètres caractéristiques de la surface. La compression d'impulsion impose de prendre en compte, dans le modèle, la limitation temporelle du signal. La résolution classique de ce problème nécessite des hypothèses peu réalistes. Une approche différente est proposée, ainsi qu'un simulateur numérique de l'instrument, destiné à étudier son comportement en fonction des paramètres instrumentaux ou géophysiques. Les tests de "calibration" du simulateur sont présentés. Enfin les résultats obtenus à partir de signaux aléatoires ou déterministes confirment le bon fonctionnement du simulateur et permettent d'obtenir des formes d'onde connues ou inattendues.

1. SOMMAIRE

L'altimètre permet d'accéder aux paramètres caractéristiques de la surface de la mer en comparant le signal réfléchi avec un modèle d'écho.

Le fonctionnement de l'instrument est exposé en *partie deux*. Le modèle d'écho est obtenu en utilisant la réponse indicielle des systèmes physiques traversés par le signal.

La *partie trois* étudie les traitements subis par le signal, en y intégrant le modèle d'écho.

La résolution analytique du problème posé par la limitation temporelle de l'impulsion est exposée en *partie quatre*. Un examen précis des termes traités montre que les hypothèses nécessaires à la résolution classique ne sont pas vérifiées, et une autre approche est proposée.

Enfin la *partie cinq* expose les caractéristiques d'un simulateur numérique destiné à modéliser l'instrument. Les résultats obtenus confirment les raisonnements présentés et permettent de mieux comprendre le fonctionnement du système altimétrique.

2. FONCTIONNEMENT DU RADAR-ALTIMÈTRE

2.1 Principe général

L'altimètre est un radar à visée verticale qui envoie une impulsion proche d'un **créneau** vers la surface océane. Le temps aller-retour et la forme de l'impulsion réfléchie, appelée écho ou forme d'onde, permettent d'accéder aux paramètres recherchés : l'époque, la hauteur significative des vagues et la surface efficace de rétro diffusion radar. La figure 1 montre l'aspect du signal reçu par l'altimètre, après réflexion par la surface.

L'époque t_0 est liée au temps mis par l'impulsion pour effectuer le trajet aller-retour. Plaçons l'origine des temps sur le front de montée de l'impulsion **émise**. L'époque correspond alors au signal réfléchi par les points de la surface de la mer situés à hauteur nulle. La précision requise sur la distance est telle qu'on ne peut se contenter d'une valeur approximative de t_0 . Une première estimation est fournie en sortie du traqueur, qui est une boucle

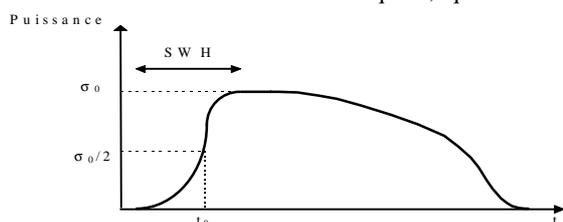


Figure 1

alpha/bêta sur les temps aller-retour des impulsions successives.

Abstract

The altimeter emits a compressed pulse towards the ocean. The comparison of the waveform with the echo model allows to measure parameters characteristics of the surface. The full-deramp technic imposes to take into account in the model the time limitation of the signal. The classical resolution of this problem requires some not very realistic assumptions. A different approach is proposed, as well as a numerical simulator of the instrument, intended to study its behaviour, according to the instrumental or geophysical parameters. The calibration tests of the simulator are presented. Finally, the results obtained from random or determinist signals confirm the correct working of the simulator and allow to obtain known or unexpected waveforms.

Une estimation de la surface efficace de rétro-diffusion est obtenue en sortie de la boucle de Contrôle Automatique de Gain (CAG).

L'estimation fine de ces paramètres, ainsi que de la hauteur significative des vagues (SWH), reliée au front de montée, est obtenue par comparaison de la puissance reçue avec un modèle d'écho. Cette comparaison peut être faite au sens des moindres carrés, mais pour des raisons de temps de calcul, on utilise à bord un algorithme de maximum de vraisemblance [Dumont, 1985].

2.2 Modèle théorique d'écho en l'absence de troncature

L'altimètre que nous étudions est un radar à compression d'impulsion, comme TOPEX/POSEIDON, qui émet des impulsions "longues". On peut cependant lui appliquer un modèle de radar impulsionnel idéal comme cela sera montré dans en partie quatre. La puissance reçue par un radar-altimètre impulsionnel idéal est la convolution de deux termes : **La réponse impulsionnelle de la mer sans vagues**, assimilée à un miroir plat ou à une sphère lisse, et "**la réponse impulsionnelle des vagues**", liée à la répartition des hauteurs des points spéculaires. On suppose que seule la réflexion à l'interface, caractérisée par le coefficient de Fresnel sous incidence normale $R(0) = \sqrt{\sigma_0} e^{j\psi}$ modifie la puissance du signal. $R(0)$ peut contenir une phase, mais σ_0 , facteur de réflexion en puissance, est réel [Ulaby et al.]. Le radar émet l'impulsion à $t=0$. Supposons que la puissance reçue à $t=2d/c$ est proportionnelle à l'élément de surface infinitésimal formé par l'ensemble des points spéculaires situés à la distance d . Cette hypothèse est vérifiée lorsque les ondes réfléchies par ces points sont en phase. La réponse impulsionnelle puissance est alors proportionnelle à la surface des points spéculaires.

Mathématiquement, il est plus rigoureux de calculer la réponse indicielle puissance, proportionnelle à la portion de surface comprise à l'intérieur de la sphère de rayon $d = ct/2$. Chaque point est alors affecté d'un coefficient correspondant à la puissance qu'il fournit à l'écho. En supposant qu'il est possible de séparer les effets respectifs de la mer plate et des vagues, l'incidence peut être considérée verticale en première approximation. Tous les rayons réfléchis sont captés par l'antenne, et la réponse indicielle s'écrit :

$$\text{Ind}(t) = Y(t-t_0) \int_0^{\sqrt{\left(\frac{ct}{2}\right)^2 - H^2}} \sigma_0(r) \frac{G^2(r)}{H^4} r \, dr \quad (1)$$

ou $Y(t)$ est la fonction échelon unitaire, $t_0 = 2H/c$, $G(r)$ est le gain d'antenne correspondant à l'angle d'émission/réception pour les points de la surface situés à la distance r du nadir, et $\sigma_0(r)$ est le facteur de réflexion en puissance caractérisant ces points. En

dérivant $\text{Ind}(t)$, on obtient la réponse impulsionnelle. On utilise une simplification du gain d'antenne donné par [Brown, 1977]. Un développement limité fournit la réponse de la mer plate en $u = t - t_0$:

$$\text{Imp}(u) = \frac{\sigma_0(u)G_0^2c}{2H^3} Y(u) e^{-\frac{4c}{\gamma H}u} \quad (2)$$

En repartant de l'intégrande de (1) sous la forme $\sigma_0(r)G^2(r)/d^4$, on obtient la réponse de la surface sphérique. On effectue les mêmes développements limités que pour la mer plate, en conservant l'ordre 3 sur la correction de H loin du nadir. On obtient ainsi une formule équivalente à (2), qui montre que la correction de courbure peut être intégrée en fin de calcul, en remplaçant H par $H(1+H/R)$ et en divisant le résultat final par $(1+H/R)$.

La réponse des vagues est choisie sous la forme : $v(t) = \frac{c}{2} P\left(-\frac{ct}{2}\right)$,

$$\text{où } P(x) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_v^2}} \quad \text{avec } \sigma_v = \frac{H_{1/3}}{4}$$

En supposant $\sigma_0 = \text{cste.}$, nous obtenons le modèle de puissance reçue sous la forme $\sigma_0 g(t)$, où σ_0 est la surface efficace de rétro-diffusion moyenne sur la tache, et

$$g(t) = \frac{G_0^2c}{4H^3} \left[1 + \text{erf} \left(\frac{t - t_0 - \frac{4c}{\gamma H} \sigma_c^2}{\sigma_c \sqrt{2}} \right) \right] e^{-\frac{4c}{\gamma H} \left(t - t_0 - \frac{2c}{\gamma H} \sigma_c^2 \right)}$$

$$\text{avec } \sigma_c = \frac{2\sigma_v}{c}$$

3. TRAITEMENT DU SIGNAL DU RADAR-ALTIMETRE

On modélise le système altimétrique, à partir des descriptions précises disponibles dans la littérature [Zieger et al., 1991].

Le radar émet le champ électrique $E(t) = E_0 \cos \varphi(t)$, de fréquence $f(t) = f_0 - Kt$ avec $f_0 = 13.6$ GHz et $K = 320$ MHz/100 μ s. L'impulsion réelle est tronquée à l'intervalle $[-T/2, T/2]$, où $T = 100\mu$ s.

On considère un point de mer plate à la distance d du radar, sous incidence normale. La phase du champ électrique incident à l'interface est égale à $\varphi(t - d/c)$, et le champ électrique réfléchi par chaque point de l'intersection entre la sphère de rayon d et la surface moyenne (mer plate) est égal au champ incident complexe multiplié par $R(0)$. Ces signaux sont réfléchis vers l'antenne, qui reçoit un champ électrique retardé de nouveau de d/c par le trajet surface/radar. De plus, la puissance de ce champ est égale à la réponse impulsionnelle puissance d'un radar impulsionnel théorique, prise à $t = 2d/c$.

Les points spéculaires situés à la distance d du radar produisent au niveau de l'antenne le champ élémentaire :

$$\sqrt{\frac{2\sigma_0(d)}{c}} g\left(\frac{2d}{c}\right) E_0 \cos \left[\varphi \left(t - \frac{2d}{c} \right) + \psi(d) \right] \quad (3)$$

Considérons la voie I (en phase). Le signal reçu est mélangé avec la réplique $E_0 \cos \varphi(t - t_0)$. Si φ_1 est la phase du signal et φ_2 celle de la réplique, on obtient un signal de phase $\varphi_1 + \varphi_2$ et un signal de phase $\varphi_1 - \varphi_2$. Le signal en $\cos(\varphi_1 + \varphi_2)$ est éliminé par le mélangeur et/ou son filtre de prédétection. Il reste :

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2\pi} = \left[2K \frac{d - H}{c} \right] (t - t_0) - \left(\frac{f_0}{K} + \frac{d - H}{c} \right) \left[2K \frac{d - H}{c} \right] \quad (4)$$

La puissance du champ électrique due aux points spéculaires correspondant à un élément de distance radiale Δd peut être calculée par élément de fréquence Δf . En intégrant sur les fréquences, le signal infini, somme de ces composantes, s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_0 \sqrt{\frac{\sigma_0(d)}{K}} g\left(t_0 + \frac{f}{K}\right) e^{-j2\pi \left(t_0 + \frac{f_0}{K} + \frac{f}{2K} \right) f + j\psi(f)} e^{j2\pi f t} df$$

Le signal réel est tronqué à un intervalle temporel de taille T centré sur l'époque. On suppose que $\psi(f) = \pi + \varphi(f)$ avec $\varphi(f) \ll \pi$. La transformée de Fourier de ce signal est donc :

$$A(f) = -(E_0 e^{-j2\pi f t_0}) \quad (5)$$

$$\left[\sqrt{\frac{\sigma_0(f)}{K}} g\left(t_0 + \frac{f}{K}\right) e^{-j2\pi \left(\frac{f_0}{K} + \frac{f}{2K} \right) f + j\varphi(f)} \right] \otimes \left[\frac{\sin(\pi T f)}{\pi f} \right]$$

On calcule alors le module carré de $A(f)$, en sommant les carrés des voies I (en phase) et Q (en quadrature) : $I^2 + Q^2 = E_0^2 / s(f)^2$, où $s(f) = x(f) \otimes h(f)$, avec

$$x(f) = \sqrt{\frac{\sigma_0}{K}} g\left(t_0 + \frac{f}{K}\right) e^{-j \left[2\pi \left(\frac{f_0}{K} + \frac{f}{2K} \right) f - \varphi(f) \right]} \quad (6)$$

$$\text{et } h(f) = \frac{\sin(\pi T f)}{\pi f}$$

En pratique, la réflexion est partiellement cohérente, et on affecte $\sqrt{\sigma_0}$ d'un coefficient compris entre $\frac{\rho(f)}{\sqrt{N_s(f)}}$ (cohérence inexistante) et 1 (cohérence totale), où $\rho(f)$ suit une loi de Rayleigh de paramètre égal à 1, et N_s est le nombre de points spéculaires situés à la distance $d = H + \frac{cf}{2K}$ [Dorrer, 1983].

4. EFFET DE LA TRONCATURE TEMPORELLE

On doit calculer $s(f)$, afin d'aboutir à un modèle d'écho prenant en compte la réponse impulsionnelle du radar.

4.1 Méthode de résolution classique

$x(f)$ étant un signal aléatoire, on a la relation [Dorrer, 1983] :

$$s(f) = x(f) \otimes h(f) \Rightarrow E[s(f)^2] = E[|x(f)|^2] \otimes |h(f)|^2 \quad (7)$$

On prend le module carré du signal spectral, et on moyenne sur N impulsions élémentaires. Notons $\Sigma_0(f)$ le résultat de la sommation incohérente $\sigma_0 \rho^2(f) / N_s(f)$, et $\bar{\Sigma}_0$ sa moyenne d'ensemble supposée constante. Après mise à niveau par la boucle de CAG, nous obtenons la formule classique du modèle d'écho :

$$\frac{\bar{\Sigma}_0}{K} g\left(t_0 + \frac{f}{K}\right) \otimes \frac{\sin^2(\pi T f)}{(\pi f)^2} \quad (8)$$

4.2 Application de la méthode au signal traité

On peut aisément montrer, à l'aide d'un contre-exemple, que (7) n'est mathématiquement pas vérifiée. Il est cependant intéressant de chercher ses limites d'application. Nous tentons ici de cerner les problèmes théoriques posés par l'utilisation de la relation (7).

On considère un signal aléatoire $n(t)$ traversant un système linéaire stationnaire de réponse impulsionnelle $R(t)$. La sortie du système est donnée par $s(t) = n(t) \otimes R(t)$. Posons $U(t) = E[|s(t)|^2] = E[s(t)s^*(t)]$, où E représente l'opérateur de moyenne d'ensemble.

$$U(\tau) = \int_{t'=-\infty}^{+\infty} \int_{t''=-\infty}^{+\infty} E[n(\tau - t) n^*(\tau - t')] R(t) R^*(t') dt' dt \quad (9)$$

4.2.1 Démonstration classique

Si on a la propriété

$$E[n(t_1)n^*(t_2)] = \delta(t_1 - t_2) E[|n(t)|^2] \quad (10)$$

$$\text{alors : } U(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E[|n(\tau - t)|^2] R^*(t) R(t) dt = E[|n(\tau)|^2] \otimes |R(\tau)|^2 \quad (11)$$

4.2.2 Etude des possibilités d'application de la relation (10)

Si on suppose que la fonction de u f(t,u)= E[n(t)n*(t+u)] a un support l(t) de longueur faible devant les échelles de variation de R(t), on peut remplacer la convolution de R(u) et f(t,u) par $\int_{-\infty}^{+\infty} f(t,u) du$. L'égalité (9) devient (11), dans laquelle E[|n(t)|^2]

$$\text{est remplacé formellement par : } \int_{-\infty}^{+\infty} E[n(t)n^*(t')] dt' \approx E[|n(t)|^2] l(t)$$

- Il est donc justifié d'appliquer (10) lorsque l'on a en même temps :
- E[n(t)n*(t+τ)] à support de taille réduite autour de τ=0 (12)
 - indépendance de la longueur l(t) de ce support avec t (13)

Dans le cas des signaux de l'altimètre, l'application de la condition (12) dépend des propriétés du terme :

$$\sqrt{\Sigma_0(f_1)} \sqrt{\Sigma_0(f_2)} = E \left[\sqrt{\frac{\sigma_0(f_1) \rho^2(f_1)}{N_s(f_1)}} \sqrt{\frac{\sigma_0(f_2) \rho^2(f_2)}{N_s(f_2)}} \right] \quad (14)$$

Les termes de sommation incohérente ρ²(f)/N_s(f) varient avec les conditions géophysiques, et les connaissances actuelles ne permettent pas de savoir si la covariance de ces termes vérifie (11) et (12). Par contre, le produit des moyennes est un terme positif, que rien n'autorise à négliger. La partie suivante tente de cerner mieux ce problème. Mais en général, le terme (14) ne peut pas être assimilé à une fonction δ(f₁ - f₂). Le support de cette fonction n'est pas de taille inférieure à ceux des autres termes de l'intégrande, et l'approximation exposée précédemment n'est pas applicable.

4.3 Interprétation physique des termes du signal réfléchi

La forme d'onde continue peut s'écrire de façon générale :

$$\iint_{R^2} B(f - v) B^*(f - v') h(v) h^*(v') E[\sqrt{\Sigma_0(f - v)} \sqrt{\Sigma_0(f - v')}] dv dv'$$

ou B(f) = $\sqrt{g(t_0 + \frac{f}{K})} e^{-j[2\pi(\frac{f_0}{K} + \frac{f}{2K})f]}$ et $\sqrt{\Sigma_0(f)}$ est la surface efficace de rétro-diffusion (module de la moyenne des coefficients de Fresnel sur une couronne) qui, selon [Dorner, 1983], s'écrit $\sqrt{\sigma_0} \frac{\rho(f)}{\sqrt{N_s(f)}}$. Cette somme double peut se décomposer en deux

termes U₁(f), pour la partie covariance du terme de moyenne d'ensemble, et U₂(f) pour le produit des moyennes.

La fonction de v cov[$\sqrt{\Sigma_0(f)}$, $\sqrt{\Sigma_0(f + v)}$] est dépendante des conditions géophysiques. Par mer et vent calmes, si les propriétés diélectriques de la surface sont homogènes, la cohérence reste constante, et cette fonction tend vers var [$\sqrt{\Sigma_0(f)}$] ≈ 0. La contribution de U₁ à la forme d'onde devient très faible. Dans le cas inverse, si les variations de cohérence sont fortes, même simplement en module, la covariance peut tendre vers un Dirac, comparativement aux autres termes de l'intégrande. On obtient

alors U₁(f) = $[\frac{S_0(f)}{K} \sqrt{g(t_0 + \frac{f}{K})}] \otimes h^2(f)$, relation équivalente à la formule classique (8), avec la "surface efficace de rétro-diffusion équivalente" S₀(f) = $\int_{v=-\infty}^{+\infty} cov[\sqrt{\Sigma_0(f)}, \sqrt{\Sigma_0(f + v)}] dv$.

Le second terme s'écrit U₂(f) = $|\frac{\sqrt{\Sigma_0(f)} \sqrt{\Sigma_0(f)}}{K} B(f) \otimes h(f)|^2$. On

retrouve formellement la relation initiale |s(f)|² = |x(f) ⊗ h(f)|²,

dans laquelle $\sqrt{\Sigma_0(f)}$ est remplacé par sa moyenne d'ensemble. De même que pour U₁(f), le comportement de ce terme dépend des propriétés d'une fonction liée aux caractéristiques géophysiques.

5. SIMULATION D'ECHOS

Le simulateur a été développé pour :

- Comparer numériquement les deux membres de (7) et quantifier l'erreur due à l'utilisation de (7) pour l'altimètre.
- Etudier la fonction de transfert entre les paramètres géophysiques et leurs estimations.
- Etudier le comportement du système lorsque les paramètres géophysiques ou instrumentaux varient.
- Tester des modèles d'écho de puissance ou plus généralement de signal retour, et comparer les hypothèses de ces modèles.

5.1 Le signal entrant

Ce terme désigne x(f), donné dans les parties précédentes par la formule (6), ou σ₀(f) peut varier avec la position des points spéculaires. On généralise le problème en considérant :

$$x(f) = \sqrt{\frac{P(f)}{K}} e^{-j[2\pi(\frac{f_0}{K} + \frac{f}{2K})f - \phi(f)]} \quad (15)$$

où P(f) est la contribution en puissance des points de la surface situés à la distance $H + \frac{cf}{2K}$ de l'antenne. Le simulateur utilise donc la formule (15), en jouant sur le terme P(f).

5.2 Description du simulateur

On génère plusieurs impulsions numériques x(f) avec un pas d'échantillonnage fréquentiel assez fin et on compare les formes d'onde résultant des deux branches présentées en figure 2.

La première branche simule le traitement réel et la seconde l'application de la relation (7). Différents tests utilisant pour la puissance P(f) soit un signal aléatoire, soit un signal déterministe, sont présentés dans les deux parties suivantes.

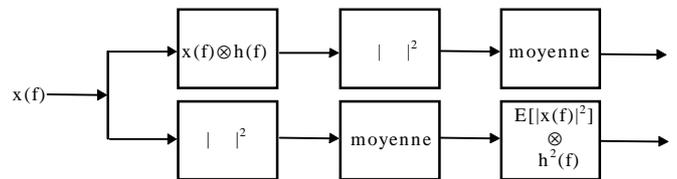


Figure 2

5.3 Signal aléatoire en entrée

P(f) est calculée en générant un signal aléatoire à bande variable le long du signal, qui simule un signal de surface physique à bande fixe. Les tests partent de cette base de travail, avec quelques améliorations.

5.3.1 Prise en compte de la variabilité du spectre

L'effet de cette variabilité est négligeable dans la plupart des cas testés, cependant le principe a été conservé. En effet, les tests présentés plus loin montrent une grande sensibilité du système aux différents paramètres, et l'obtention de résultats fiables dans tous les cas nécessite un signal d'entrée le plus réaliste possible.

5.3.2 Normalisation du spectre

On part d'un spectre initial, dans lequel on supprime des composantes en fonction de la position le long du signal. La puissance n'est donc pas constante dans chaque portion du signal. La normalisation consiste à imposer au spectre extrait une puissance constante le long du signal. Bien que les résultats numériques soient souvent peu influencés par cette variation de

puissance, la normalisation a été conservée, en raison de l'extrême sensibilité du système, dont le comportement est difficile à prévoir.

5.3.3 Effet du nombre d'impulsions dans les moyennes

On a fait varier ce nombre de 1 à 86 (valeur opérationnelle pour POSEIDON). On a remarqué que même avec une seule impulsion, la branche 2 est très proche du modèle d'écho, ce qui est irréaliste. La branche 1, d'aspect très chaotique pour un nombre d'impulsion faible, se rapproche régulièrement du modèle à mesure que ce nombre croît, jusqu'à obtenir des formes d'onde assez réalistes. Les tests suivants ont été effectués avec 15 impulsions, ce qui est un compromis entre le temps de calcul et la qualité des résultats.

5.3.4 Modification de la taille de l'impulsion

La taille nominale de l'impulsion est $T=100 \mu\text{s}$ pour POSEIDON. En fixant cette valeur à $50 \mu\text{s}$, la puissance chute d'un facteur 3, c'est à dire beaucoup plus que ce que l'on pouvait supposer. On a donc fortement intérêt, à puissance totale donnée, à **limiter la puissance crête au profit de la taille de l'impulsion**.

5.3.5 Modification de la bande passante du signal de surface

La bande passante du spectre initial utilisé pour construire la partie aléatoire du signal est fixée en imposant les longueurs d'onde présentes ($100 \text{ m} < \lambda < 1000 \text{ m}$ lors des tests précédents). En fait, le signal varie en fonction d'une surface traversée, et il est plus exact de parler de "longueur d'onde carrée". La longueur d'onde utilisée dans les tests est le rayon de ces "longueurs carrées", considérées comme des disques. En faisant croître λ_{min} de 100 m à 600 m , la puissance chute de 8 dB , par disparition des hautes fréquences qui passent préférentiellement dans le filtre. Le résultat "physique" est un **allongement de la forme d'onde**. Ce phénomène, qui peut être produit par des états particuliers de la couche superficielle océanique, pourrait être à l'origine des cas de mesures altimétriques de distance fortement biaisées.

5.3.6 Modification du filtre

Le filtre théoriquement utilisé est $[-T/2, T/2]$. La représentation numérique de ce filtre, par une réponse impulsionnelle en sinus cardinal tronqué au bout de N lobes, produit un filtre subissant le phénomène de Gibbs. Une seconde version du simulateur a été écrite, qui filtre par TFR au lieu d'effectuer une convolution, ce qui permet de réaliser un filtre parfait, moyennant un problème de périodicité du signal, que l'on peut résoudre approximativement. Cette méthode permet de juger de l'importance des lobes secondaire dans le filtrage. Avec un filtre parfait, la puissance diminue (le filtre est plus loin de la bande du signal) et l'aspect aléatoire du signal filtré disparaît. On peut donc en conclure que la forme d'onde est très dépendante du filtre et de la précision de sa modélisation.

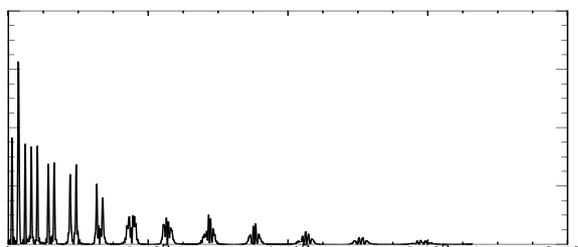
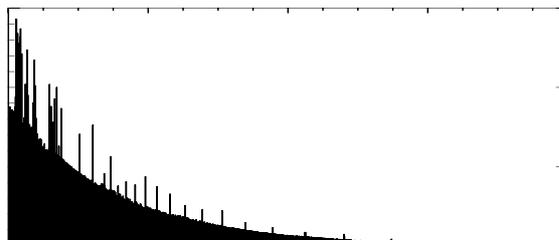
5.3.7 Simulation du filtre de la version 1

La comparaison citée au paragraphe précédent nécessitait le même filtre dans les deux versions. Ceci a été réalisé en utilisant la réponse impulsionnelle du filtre de la version 1, et en passant au filtre par TFR. On utilise le fait qu'il est mathématiquement équivalent de filtrer en calculant le produit des transformées de Fourier des signaux ou en convoluant les signaux. On a vérifié que les sorties des filtres sont égales, excepté aux extrémités. Cette vérification a permis de confirmer que les résultats présentés sont dus à des propriétés du système étudié et non aux méthodes numériques utilisées.

5.4 Résultat avec un signal physique en entrée

Pour obtenir un résultat le plus proche possible de la réalité, un signal "physique" a été mis en entrée du système. Il est construit en calculant géométriquement le terme $P(f)$ présent dans (15), par

intersection entre un cercle représentant le front d'onde radar et la surface de la mer. Cette surface est modélisée par une sinusoïde de longueur d'onde λ et d'amplitude a . La figure 3 est obtenue pour $\lambda=10\text{m}$ et $a=1\text{m}$. L'abscisse est en Hz. Le graphique (a) montre le signal puissance obtenu par le calcul géométrique et le graphique (b) la forme d'onde continue de l'altimètre, issue du filtrage du signal entrant $x(f)$, lorsque $P(f)$ est la puissance montrée en (a). Cette forme d'onde est compatible avec les mesures et avec les modèles d'écho classiques, ce qui prouve que le simulateur fonctionne correctement.



La forme "peigne" du signal entrant, due au fait que les intersections entre le front d'onde radar et la surface se produisent de manière très locale est à l'origine de composantes spectrales élevées, qui font que le signal n'est pas éliminé au filtrage. L'aspect chaotique des positions des points spéculaires contribue ainsi de manière importante à la puissance en sortie. Il n'est donc pas évident que l'effet du filtrage puisse être assimilé simplement à une augmentation du support du bord d'attaque, tel que le prédit (7), indépendamment des caractéristiques spectrales de $P(f)$.

6. CONCLUSION

Nous avons cerné les problèmes théoriques de la limitation temporelle de l'impulsion du radar-altimètre et construit un simulateur numérique permettant d'étudier l'instrument. Les développements analytiques montrent que la simplification classiquement effectuée pour prendre en compte cette troncature temporelle n'est pas justifiée et nous ont permis d'exposer une nouvelle approche. Le simulateur permet de mieux appréhender le signal reçu et de comprendre le traitement effectué par l'instrument. Une étude plus poussée devrait permettre de quantifier l'erreur due au modèle de signal puissance, donc l'erreur d'estimation des paramètres géophysiques, et d'améliorer la compréhension des comportements, parfois inexplicables de l'altimètre.

7. REFERENCES

- Brown, G.S., " The Average Impulse Response of a rough Surface and its Applications, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.AP-25, No.1, pp 67-74, 1977
- Dorrer, M, "Traitement du signal d'un altimètre", Note interne CNES/CT/OT/CH/RE-18, février 1983
- Dumont, J.P., "Estimation des paramètres altimétriques des signaux radar POSEIDON", Thèse de doctorat, Toulouse, septembre 1985
- Ulaby, F.T. et al., " Microwave Remote Sensing ", Addison-Wesley Publ. Company
- Zieger, A.R. et al., " Nasa Radar Altimeter for the TOPEX / POSEIDON Project ", Proceedings of the IEEE, Vol.79, No.6, 1991