

EXTRACTION DES CARACTERISTIQUES D'UNE CIBLE RADAR A PARTIR D'UNE ANALYSE  
FREQUENTIELLE : EXTENSION DE LA METHODE

SAILLARD J. : Laboratoire de Radioélectricité  
CAMPUS DE BEAULIEU - 35042 RENNES Cedex  
en délégation au CELAR - 35170 BRUZ

COATANHAY J.L. : Ingénieur CELAR - Groupe ASRE - 35170 BRUZ

GADENNE P. : Responsable de la section chambre anéchoïque  
Groupe ASRE - CELAR - 35170 BRUZ

Une cible quelconque éclairée par une onde de fréquence élevée monochromatique peut être décrite du point de vue électromagnétique par la donnée d'un faible nombre de sources ponctuelles considérées comme non corrélées appelées points brillants ou contributeurs. Des méthodes utilisant la réponse impulsionnelle de la cible, c'est-à-dire la connaissance du champ complexe rétrodiffusé par la cible dans une bande de fréquence, sont communément employées. Grâce à une transformée de Fourier inverse, une relation fréquence-distance est obtenue. Les diverses méthodes de traitement associées évaluent le nombre N de points brillants, leur amplitude a et leur distance  $\delta$  projetée sur la direction d'observation radar-cible par rapport à un point pris comme origine. La valeur du déphasage  $\phi$  associée au contributeur et dépendant de la forme géométrique locale de l'objet n'apparaît pas, bien que l'intérêt en soit évident pour une caractérisation complète des contributeurs de la cible, donc de celle-ci. En partant des mêmes informations, nous proposons une méthode permettant d'extraire tous les paramètres obtenus par les méthodes classiques ainsi que la phase de chaque contributeur. Les résultats obtenus peuvent être extrapolés de part et d'autre de la bande d'analyse, une augmentation de 30% fournit encore une estimation correcte du champ.

A target illuminated by a high frequency wave can be described from an electromagnetic point of view by the data of a few discrete, and non-correlated, sources called scattering centers. Range response techniques using data of the scattered complex field are commonly used. By means of an inverse Fourier transform one gets a frequency-range relation. The corresponding various processing techniques evaluate the number N scattering centers, their amplitude a and their range  $\delta$ , projection over the radar-target line of sight with respect to a chosen origin. The scatterers phaseshift  $\phi$  that depends for one part on the target local geometric shape is not discriminated though it is obviously interesting for a complete characterization of the target scatterers and therefore of the target itself. Starting from the same raw data, we propose a method that allows to get not only all the pieces of information given by the usual techniques but also the phaseshift of each scatterer.

The results can be extrapolated beyond the lower and upper limits of the analysis frequency band. By increasing the bandwidth by 30% we still have a good estimation of the scattered field.

1 - INTRODUCTION

Il est admis par les radaristes qu'une cible quelconque éclairée par une onde de fréquence élevée monochromatique peut être décrite du point de vue électromagnétique, par la donnée d'un petit nombre de sources ponctuelles considérées comme non corrélées, appelées points brillants ou contributeurs. La cible est alors représentée par un modèle appelé couramment modèle de points brillants, par analogie à un modèle optique où l'énergie renvoyée provient principalement des spéculaires |1|, |2|.

Le but recherché est de déterminer : la projection de la distance différentielle d'un point brillant quelconque par rapport à un point considéré comme origine, l'amplitude de ce contributeur ainsi que sa phase propre, ceci permet de créer le modèle mathématique de l'objet diffringent considéré, à partir de la connaissance du champ complexe rétrodiffusé par la cible dans une bande de fréquences |3|.

Nous supposons que tous les points brillants sont situés dans un même plan.

2 - EXPRESSION DU CHAMP RETRODIFFUSE

Considérons une cible quelconque assimilable à N points brillants tous situés dans le même plan et éclairée par une onde plane de fréquence f (figure 1).

Le champ rétrodiffusé H(f) s'écrit en fonction de la fréquence de l'onde incidente |4| :

$$(1) \quad H(f) = \sum_{i=1}^N |a_i| e^{j\phi_i} e^{j \frac{4\pi}{c} \delta_i f}$$

où  $|a_i|$  est l'amplitude du point brillant  
 $\phi_i$  est la phase du point brillant

$\delta_i$  : projection de la distance différentielle du point brillant i par rapport à un point origine quelconque sur la direction de propagation.

c : célérité des ondes électromagnétiques.

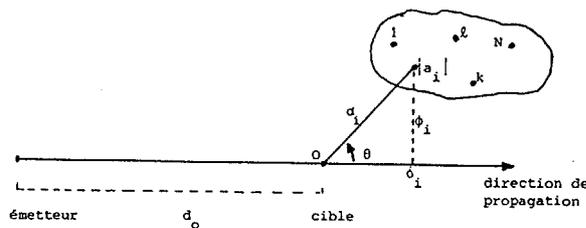


FIGURE 1

La dépendance temporelle en  $e^{j\omega t}$  n'intervenant pas ultérieurement dans les calculs, est implicite dans l'équation (1).

3 - EXTRACTION DES INFORMATIONS

Nous acquérons N échantillons de H(f) pris dans la bande d'analyse  $\Delta f$  par pas  $\delta f$ . Pour une bande d'analyse  $\Delta f$ , la résolution en distance est :

$$d_{\min} = \frac{c}{2\Delta f}, \text{ soit : } d_{\min} = \frac{15}{\Delta f} \text{ (GHz)} \text{ en cm}$$

Le signal  $\bar{H}(f)$  est de la forme :

$$g(f) = \sum_k |a_k| e^{-j(\omega_k f + \phi_k)}, \text{ avec } \omega_k = \frac{4\pi}{c} \delta_k$$

La FFT inverse s'écrit |5| :

$$G_\ell = \sum_{R=0}^{N-1} g_R e^{j \frac{2\pi}{N} \ell R}$$

avec  $N = 2^n$  et  $g_R$  nul si  $R > N'-1$



N' étant le nombre d'échantillons du signal.  
ou encore : |6|

$$(2) G_{\ell} = \sum_k a_k \left[ \frac{e^{-j\phi_k} \frac{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} N' (k + \epsilon_k - j)}}{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} (k + \epsilon_k - j)}}}{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} N' (k + \epsilon_k - j)}} \right]$$

où  $\epsilon_k$  est tel que :  $\frac{(k + \epsilon_k)}{\Delta f} = \frac{\omega_k}{2\pi}$

En considérant que les interactions entre les différentes fréquences spatiales sont nulles, nous pouvons écrire pour  $\ell$  voisin de  $k_0$  :

$$(3) G_{\ell} = a_{k_0} e^{-j\phi_{k_0}} \frac{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} N' (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})}}{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})}}$$

avec :  $|G_{\ell}| = a_{k_0} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{N} N' (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{N} (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})\right)}$

il vient :

$$(4) |a_{k_0}| = |G_{\ell}| \frac{\sin\left(\frac{\pi}{N} (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{N} N' (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})\right)}$$

Posons  $f(x) = \begin{cases} 1/N' & \text{pour } x = 0 \\ \sin \frac{\pi}{N} x / \sin \frac{\pi}{N} N' x & \text{pour } x \in ]0, 1[ \\ \text{nulle ailleurs} & \end{cases}$

ainsi  $|a_{k_0}| = |G_{\ell}| \cdot f(k_0 + \epsilon_{k_0} - \ell)$

Nous cherchons alors  $\epsilon_{k_0}$  tel que :

$$|G_{k_0}| f(\epsilon_{k_0}) = |G_{k_0+1}| f(\epsilon_{k_0} - 1) \quad \text{si } \epsilon_{k_0} \geq 0$$

ou bien :

$$|G_{k_0}| f(\epsilon_{k_0}) = |G_{k_0-1}| f(\epsilon_{k_0} + 1) \quad \text{si } \epsilon_{k_0} \leq 0$$

La fonction  $f$  de la forme  $\frac{x}{\sin x}$  est paire et croissante sur  $[0, 1]$ , le  $\epsilon_{k_0}$  est donc unique.  $\epsilon_{k_0}$  connu, il nous est possible de retrouver l'amplitude  $|a_{k_0}|$  il suffit de remplacer dans l'expression (4)  $\epsilon_{k_0}$  et  $|G_{k_0}|$  par leur valeur.

La phase en  $G_{k_0}$  déduite de (3) est :

$$(5) -\left(\phi_{k_0} + \frac{\pi}{N} (N'-1) \epsilon_{k_0}\right)$$

Le champ électromagnétique est connu dans une bande de fréquences située entre  $F_1$  et  $F_2$ , ceci nous introduit un décalage supplémentaire  $4\pi/c F_1 \cdot \delta_k$ . La phase calculée de  $G_{k_0}$  est donc :

$$(6) -\left(\phi_{k_0} + \frac{4\pi}{c} \cdot \delta_k \cdot F_1 + \frac{\pi}{N} (N'-1) \epsilon_{k_0}\right)$$

**LIMITATIONS**

La pondération du signal par la fenêtre naturelle limite le champ d'application de la méthode et impose que les distances différentielles  $\delta_k$  entre les divers contributeurs soient supérieures à 9 fois  $d_{\min}$ .

Pour tenter de discriminer des distances plus proches, nous devons utiliser une autre fenêtre de pondération. Il se pose alors le problème suivant : parmi le nombre de fenêtres possible, laquelle choisir en vue du meilleur compromis, détecter les raies et estimer leur amplitude |7|, |8|, |9|.

Pour notre présente application, deux paramètres fondamentaux sont à prendre en considération : la largeur du lobe principal et l'amplitude relative des lobes secondaires par rapport au lobe principal. Le premier est lié au pouvoir de discrimination de deux fonctions de base et le second permet de minimiser l'erreur faite sur l'estimation des amplitudes.

La fenêtre de Hamming nous apporte un bon compromis. Elle possède : des lobes secondaires inférieurs à - 40 dB ce qui permet de détecter un signal relativement faible sans trop errer son amplitude, et une largeur du lobe principal acceptable permettant de discriminer des signaux relativement proches.

**PONDERATION**

L'équation de la fenêtre de Hamming numérisée est :

$$P(R) = 0,54 - 0,46 \cos \frac{2\pi}{N'} R \quad \text{pour } 0 \leq R \leq N - 1$$

$$P(R) = 0 \quad \text{si } R \gg N' \text{ avec } N' < 2^N$$

En supposant que les composantes du signal  $\overline{H(f)}$  soient à des distances suffisamment éloignées pour que l'interférence entre les deux composantes les plus proches soit faible, la transformée de Fourier inverse de  $\overline{g_r}$  s'écrit pour  $\ell$  voisin de  $k_0$  :

$$(7) G_{\ell} = a_{k_0} e^{-j\phi_{k_0}} \frac{N}{2j\pi} \frac{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} N' (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})}}{1 - e^{-j \frac{2\pi}{N} (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})}} \times \left[ \frac{0,54}{\left(k_0 - \ell + \epsilon_{k_0}\right)} - \frac{0,23}{\left(k_0 - \ell + \epsilon_{k_0} + \frac{N}{N'}\right)} - \frac{0,23}{\left(k_0 - \ell + \epsilon_{k_0} - \frac{N}{N'}\right)} \right]$$

En utilisant la même démarche que pour la fenêtre rectangulaire, nous trouvons :

$$|G_{\ell}| = 2 |a_{k_0}| \frac{N}{\pi} \left| \sin \frac{\pi}{N} N' (\epsilon_{k_0} + k_0 - \ell) \right| \times \left[ \frac{0,27}{k_0 - \ell + \epsilon_{k_0}} - \frac{0,115}{\left(k_0 - \ell + \epsilon_{k_0} + \frac{N}{N'}\right)} - \frac{0,115}{\left(k_0 - \ell + \epsilon_{k_0} - \frac{N}{N'}\right)} \right]$$

d'où :

$$(8) |a_{k_0}| = \frac{\pi}{2N} |G_{\ell}| \frac{1}{\left| \sin \frac{\pi}{N} N' (\epsilon_{k_0} + k_0 - \ell) \right| \left[ \frac{0,27}{k_0 - \ell + \epsilon_{k_0}} - \frac{0,115 \times 2 (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})}{\left(k_0 - \ell + \epsilon_{k_0}\right)^2 - \left(\frac{N}{N'}\right)^2} \right]}$$

Posons :

$$f(x) = \frac{1}{\left| \sin \left(\frac{\pi}{N} N' x\right) \right| \times \left[ \frac{0,27}{x} - \frac{0,23x}{x^2 - \left(\frac{N}{N'}\right)^2} \right]} \quad \text{pour } 0 < x \leq 1$$

$$f(0) = \frac{N}{N' \pi 0,27} \quad \text{et } f(x) = 0 \quad \text{pour } x > 1$$

Nous cherchons de nouveau un  $\epsilon_{k_0}$  tel que :

$$|G_{k_0}| f(\epsilon_{k_0}) = |G_{k_0+1}| f(\epsilon_{k_0} - 1) \quad \text{si } \epsilon_{k_0} > 0$$

ou

$$|G_{k_0}| f(\epsilon_{k_0}) = |G_{k_0-1}| f(\epsilon_{k_0} + 1) \quad \text{si } \epsilon_{k_0} < 0$$

Connaissant  $\epsilon_{k_0}$  l'amplitude  $|a_{k_0}|$  est trouvée à partir de l'équation (8) en prenant  $k$  pour valeur de  $\ell$ . L'expression (7) nous donne la phase du point

$$G_{\ell} = -\left(\phi_{k_0} + \frac{\pi}{N} N' (k_0 - \ell + \epsilon_{k_0})\right)$$

L'utilisation de la fenêtre de Hamming nous permet de déterminer l'amplitude, la position et la phase de points distants de plus de 6  $d_{\min}$  et d'un rapport d'amplitude entre les points allant jusqu'à 25 dB, avec une précision de l'ordre de 12° sur la phase.

Afin d'améliorer les performances de la fenêtre de Hamming, nous calculons l'erreur introduite par un signal sur ses voisins. Supposons deux signaux :

$$S_0 = |a_{k_0}| e^{-j(2\pi\tau_0 f + \phi_{k_0})}$$

$$S_1 = |a_{k_1}| e^{-j(2\pi\tau_1 f + \phi_{k_1})}$$

avec  $|a_{k_0}| > |a_{k_1}|$

La contribution du signal de plus grande amplitude  $S_0$  sur les raies de  $S_1$  est plus importante que celle due à  $S_1$  sur les raies de  $S_0$ . Les résultats obtenus par pondération de Hamming sont donc meilleurs pour le signal  $S_0$ .

De plus, sous ces conditions, si les signaux sont distants de plus de  $4 d_{\min}$ , le calcul de  $\epsilon_{k_0}$ ,  $|a_{k_0}|$ ,  $\phi_{k_0}$ , s'avère relativement bon.

A partir de ces données, on peut générer le signal suivant :

$$(9) |a_{k_0}| \cdot e^{-j \left( \frac{4\pi}{c} (k_0 + \epsilon_{k_0}) d_{\min} f + \phi_{k_0} \right)}$$

puis le pondérer par la fenêtre de Hamming et calculer sa transformée de Fourier inverse, afin d'en déduire sa contribution aux points  $G_{k_1-1}$ ,  $G_{k_1}$ ,  $G_{k_1+1}$  nécessaires aux calculs de  $\epsilon_{k_1}$ ,  $|a_{k_1}|$ ,  $\phi_{k_1}$ .

4 - EXPERIMENTATION

Une cible réelle a été observée dans une bande de 2 à 18 GHz (2 à 4), (4 à 8) et (8 à 18). La figure 2 représente la SER de la cible dans l'intervalle 4 à 8 GHz.

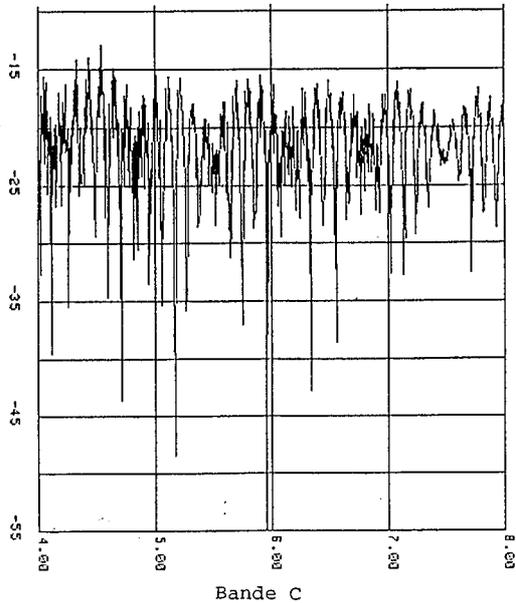


FIGURE 2

Après une pondération par la fenêtre de Hamming et traitement par la méthode exposée, nous décelons trois contributeurs principaux dont les paramètres ont été estimés à partir des mesures effectuées dans la bande de 4 à 8 GHz. Les résultats sont consignés dans le tableau figure 3.

AMPLITUDE	PHASE PROPRE EN DEGRE	DISTANCE EN CM
. 246	89.6	- 84.8
. 113	- 22.3	45.3
. 087	50.5	67.9

FIGURE 3

Nous avons estimé de nouveau les paramètres à partir des mesures prises dans une bande de 4.8 à 7.2 GHz. La figure 4 donne les paramètres trouvés pour une étude effectuée dans la bande 4.8 à 7.2 GHz.

AMPLITUDE	PHASE PROPRE EN DEGRE	DISTANCE EN CM
. 245	102.65	- 84.8
. 109	-38.9	45.4
. 087	53.2	67.9

FIGURE 4

La comparaison des tableaux des figures 3 et 4 montre une concordance excellente sur les amplitudes et les distances et un écart plus important sur les phases propres.

A partir des résultats de la figure 4, nous avons régénéré le champ rétrodiffusé complexe  $H(f)$ . Les parties réelle et imaginaire des champs mesurés et calculés sont montrés respectivement figures 5 et 6 pour la bande de 4 à 8 GHz.

Ces courbes indiquent que la cible observée admet comme modèle celui des points brillants et que 9 paramètres suffisent à la caractériser dans une bande de fréquence, d'une octave, à partir des calculs effectués dans une bande réduite à 60% de la bande totale.

SOMME DES SIGNAUX REELS - BANDE C      SOMME DES SIGNAUX IMAGINAIRES - BANDE C

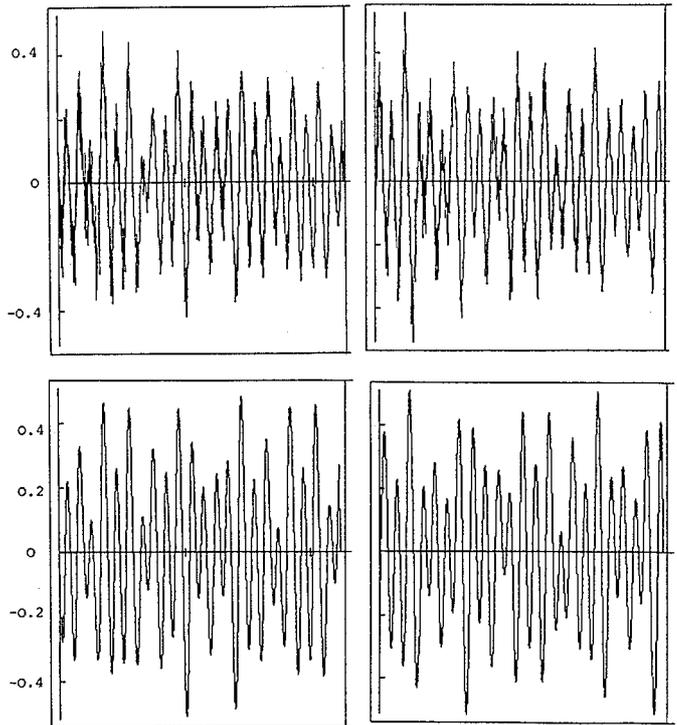


FIGURE 5

FIGURE 6

Afin de mettre "plus clairement" en évidence la similitude entre ces courbes, nous avons tracé le rapport de la somme de la puissance du signal écart sur la partie réelle et sur la partie imaginaire pondérée par le maximum de la puissance du signal mesuré ou calculé. La figure 7 montre cet écart, celui-ci est très faible dans la zone centrale. Les pics ont lieu au voisinage des passages à zéro des champs. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone utilisée pour l'estimation des paramètres de la cible, nous notons une croissance de la fonction d'écart.

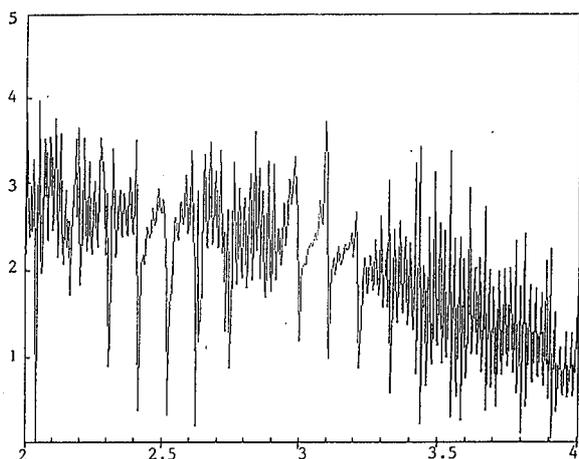


FIGURE 7a - FONCTION D'ECART DANS LA BANDE 2-4 GHz

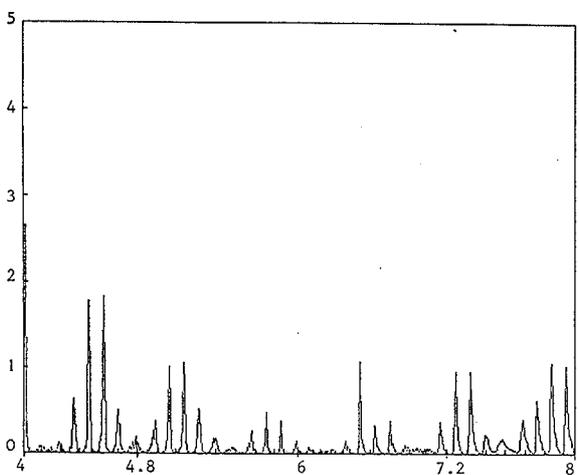


FIGURE 7b - FONCTION D'ECART DANS LA BANDE 4-8 GHz

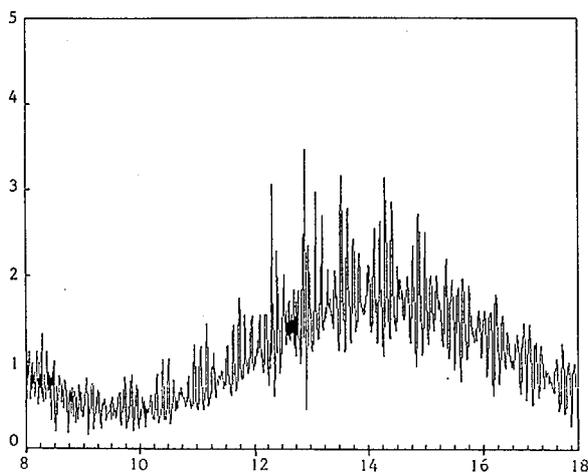


FIGURE 7c - FONCTION D'ECART DANS LA BANDE 8-18 GHz

## 5 - CONCLUSION

A partir des mesures pour une attitude donnée dans une bande de fréquence déterminée, une prédiction des diagrammes de SER de la cible au-delà du domaine fréquentiel et spatial est possible. Chaque cible peut être décrite, répertoriée et classifiée dans une banque de données par 3N paramètres pour un secteur angulaire déterminé.

## 6 - BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. RUCK, D. BARRICK, W. STUART, C. KRICHBAUM. "Radar cross section handbook". Plenum Press, New-York, London, 1970.
- [2] C. POUIT. "Imagerie radar à grande bande passante". Colloque International Radar à grande bande passante. Décembre 1978, p. 589-594.
- [3] J.R. MASSE, J.L. COATANHAY, J.P. BERLIOZ, Y. CLAIRO. "Analyse des coefficients de rétrodiffusion d'une cible radar". 10<sup>è</sup> Colloque GRETSI, Nice, mai 1985, p. 913-918.
- [4] J. SAILLARD. "Reconstitution d'une cible à partir de sa section efficace de rétrodiffusion". Thèse de Docteur ès Sciences Physiques, RENNES, le 25 septembre 1984.
- [5] M. BELLANGER. "Traitement numérique du signal, théorie et pratique". Seconde édition, Masson, 1984.
- [6] P. SULMONT, D. RAJOANA. "Méthode d'analyse de signaux analogiques par transformée de Fourier rapide". Association technique maritime et aéronautique. 1982.
- [7] A.H. NUTTAL. "Some windows with very good side lobe behavior". IEEE Trans. ASSP, vol. 29, n° 1, February 1981, p. 84-91.
- [8] F.J. HARRIS. "On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform". Proc. IEEE, vol. 66, January 1978, p. 51-83.
- [9] J. MAX, et collaborateurs. "Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques". Tomes 1 et 2, Masson, Paris 1981.