

NEUVIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 16 au 20 MAI 1983

TRAJETS MULTIPLES EN PRESENCE DE LA MER

Michel FOURNIER

LABORATOIRE CENTRAL de TELECOMMUNICATIONS
18-20, Rue Grange-Dame-Rose - 78141 Vélizy-villacoublay Cedex

RESUME

Les trajets multiples causés par des réflexions sur la surface de la mer peuvent amener des perturbations sur un système électromagnétique situé près de la surface et affecter gravement ses performances. Le problème fondamental traité dans cet exposé est la conception d'un modèle réaliste de propagation affecté de trajets multiples sur la surface de la mer en vue de réaliser un programme de calcul pouvant être utilisé lors de l'étude de systèmes travaillant dans un tel environnement. Trois aspects sont présentés :

- Une description appropriée de la surface de la mer comportant en particulier un examen de la compatibilité entre les lois de l'hydrodynamique et celles de la statistique. D'un point de vue théorique, le problème est de décrire la surface de la mer comme un processus stochastique à deux dimensions. Un modèle linéaire est proposé et ses limites de validité sont examinées.

- Obtention de la statistique du signal diffus. Le signal résultant de la propagation au voisinage de la surface de la mer peut être décomposé en trois termes :

- . le signal direct,
- . le signal cohérent qui résulte d'une réflexion spéculaire sur la surface. Ce terme est déterministe, mais son amplitude et sa phase sont fonction de l'état de la mer,
- le signal diffus qui est la somme des ondes élémentaires renvoyées par les différents points de la zone scintillante. Ce terme est aléatoire et l'on examine ici ses caractéristiques statistiques. On s'efforce de dégager les propriétés diffractantes de la surface qu'il est nécessaire de connaître pour aboutir à une description complète de la statistique spatio-temporelle du signal diffus.

- Choix d'une théorie électromagnétique pour décrire l'effet des trajets multiples. Les théories existantes peuvent être classées en trois principaux groupes :

- . la théorie des perturbations qui s'applique à des mers très lisses,
- . les théories basées sur l'optique physique qui s'appliquent à des mers plus rugueuses,
- . les théories mixtes qui cherchent à concilier les deux aspects précédents.

L'accent est mis ici sur un modèle semi-empirique qui donne des résultats acceptables dans des configurations réalistes. Cette réalisation a conduit à un programme sur ordinateur qui est capable de donner une description des corrélations spatiales et temporelles du signal.

SUMMARY

Multipath fading caused by sea reflection can disrupt an electromagnetic system near sea surface and severely affect the system performance.

The basic problem explored in this paper is the development of a realistic theoretical model of multipath propagation over sea surface in order to set up an evaluation software.

Three points are examined here :

- A proper description of the sea surface involving the compatibility between hydrodynamic equations and statistical laws. The theoretical problem is to describe a dispersive medium like the sea surface as a bidimensional stochastic process. A sea linear model is proposed and its limitations are examined.

- Obtention of diffuse signal statistics. The signal resulting from propagation over sea surface is decomposed in three terms :

- . direct signal,
- . coherent signal resulting from specular reflection. This term is deterministic but its amplitude is a function of sea state.
- . a diffuse signal resulting of the sum of elementary waves from different points of the glistening surface. This term is stochastic and its statistics are examined here.

- choice of an electromagnetic theory for description of multipath effect.

Existing theories may be classified in three main groups :

- . perturbations theory for smooth sea,
- . physical optics theory for rough sea,
- . mixed methods trying to conciliate the two previous aspects.

Emphasis was put on a semi-empirical model giving an acceptable computation time for realistic system configurations.

This work led to a general purpose computer program which is able to give a description of spatial correlation and signal time fluctuations. It may be a tool for design and estimation of performances of advanced electromagnetic systems working near sea surface.



1. INTRODUCTION

Une liaison radioélectrique située au voisinage de la surface de la mer va voir ses caractéristiques profondément affectées par la présence de celle-ci. En effet, au signal provenant du trajet direct, il va s'ajouter un certain nombre de signaux provenant de trajets multiples liés à des réflexions et des diffractions en provenance de divers points de la surface. Il en résulte une interférence entre le trajet direct et les trajets multiples qui se traduit par des fluctuations de l'amplitude et de la phase du signal résultant. Ces fluctuations sont fonction de la géométrie de la liaison, de ses caractéristiques électromagnétiques, ainsi que de l'état de la surface de la mer qui dépend des conditions météorologiques. Il semble évident que les fluctuations temporelles du signal soient corrélées aux mouvements qui agitent la surface de la mer d'une manière plus ou moins aléatoire. Par ailleurs, deux points voisins sont affectés d'une manière semblable par un même trajet multiple : le niveau du signal est sensiblement le même en chacun des points considérés, mais selon la direction d'arrivée, il peut exister une différence de phase entre ces signaux. On conçoit donc qu'il existe à un même instant une corrélation entre les valeurs du champ électromagnétique existant en ces points.

L'objet du présent exposé est de préciser ces notions et de dégager une méthode de calcul pouvant être aisément mise en oeuvre pour évaluer l'influence des trajets multiples lors de l'étude de matériels radio-électriques travaillant au voisinage de la surface de la mer.

2. MODELISATION DE LA SURFACE DE LA MER

La surface de la mer peut être considérée comme constituée par la superposition de trois phénomènes distincts :

- la mer,
- les ondes de capillarité,
- la houle

La mer du vent est constituée par des vagues qui se forment sous l'action du vent soufflant sur une certaine étendue de mer. Ce sont des ondes de gravité mettant en mouvement des masses d'eau plus ou moins importantes et dont la vitesse est contrôlée par l'action de la pesanteur. Cette agitation continue même après que le vent ait cessé pour s'amortir progressivement.

Les ondes de capillarité sont des ondes de courte longueur, dont la vitesse est contrôlée par les phénomènes de tension superficielle sur la surface. Elles ne mettent pas en mouvement des masses d'eau importantes et cessent dès que le vent tombe. Par vent fort, elles se superposent à la mer du vent et par vent faible, elles constituent la risée.

La mer du vent et la houle correspondent à des vagues dont les crêtes sont séparées par des distances de l'ordre du mètre à quelques centaines de mètres alors que les ondes de capillarité sont de l'ordre du centimètre.

Depuis très longtemps, des théories mathématiques ont été élaborées en vue de décrire, du point de vue de la mécanique, les mouvements des vagues avec un degré d'approximation plus ou moins élevé [1].

2.1 Aspect hydrodynamique

En négligeant le couplage dynamique existant entre l'eau et l'air en mouvement, les équations de l'hydrodynamique appliquées à des petits mouvements donnent en première approximation une solution de forme :

$$\xi(x, y, t) = A e^{j[W(k)t - k \cdot \vec{r}] + B e^{j[W(k)t + k \cdot \vec{r}]} \quad (1)$$

Expression où : $\xi(x, y, t)$ est la hauteur instantanée en un point de la surface de la mer au-dessus du niveau de référence ; A et B sont deux constantes arbitraires ; k est le nombre d'onde de la surface ; \vec{r} est le vecteur d'espace de coordonnées $\{x, y\}$; $W(k)$ est la pulsation liée au vecteur k , elle obéit à la relation :

$$[W(k)]^2 = gk \quad k = |k| \quad (\text{cf. réf. 2})$$

dans le cas d'ondes de gravité seules. Dans le cas où l'on fait intervenir à la fois les ondes de gravité et les ondes de capillarité $W(k)$ obéit à la relation :

$$[W(k)]^2 = gk + \frac{T_1}{\rho + \rho'} k^3$$

Dans cette formule T_1 est le coefficient de tension superficielle de l'eau de mer ; ρ et ρ' sont respectivement les densités de l'air et de l'eau. L'examen de l'expression (1) montre que pour un nombre d'onde k donné, il peut exister une onde directe et une onde rétrograde et que la surface de la mer doit être considérée comme un milieu où la propagation est dispersive, c'est-à-dire que la célérité C d'une onde ainsi que sa fréquence f sont des fonctions de la longueur d'onde.

Par application du principe de superposition qui revient à admettre que chaque composante harmonique se propage à sa vitesse propre sans interaction avec les autres, toute combinaison linéaire de la solution particulière donnée par la relation (1) est aussi une solution du problème différentiel posé. La généralité de la solution trouvée ne permet pas de définir sans autre information la hauteur de la surface ainsi que la distribution des amplitudes des différentes composantes harmoniques décrivant une mer réelle où s'exerce un vent de vitesse et de direction données. Ce supplément d'information nécessaire peut être obtenu par des considérations statistiques qui sont développées ci-dessous.

2.2 Aspect statistique

Cherchant à décrire la surface de la mer d'un point de vue statistique, il est naturel d'essayer de la caractériser par des éléments certains, c'est-à-dire par ses moments d'ordre un et d'ordre deux, ou ce qui revient au même, par un spectre. Il semble raisonnable d'admettre que toute translation dans le temps ou dans l'espace laisse les deux premiers moments invariants. Sous ces hypothèses de stationnarité on peut définir un spectre énergétique de la surface. Le problème théorique fondamental qui se pose est de savoir si une telle représentation est, du point de vue statistique, compatible avec les équations de l'hydrodynamique, qui indiquent que le milieu considéré est dispersif, c'est-à-dire, que chaque composante harmonique se propage à une vitesse qui lui est propre et fonction de la longueur d'onde.

On peut montrer qu'il existe une analogie formelle entre la solution générale de l'équation de l'hydrodynamique et le théorème de la représentation spectrale de WIENER-KHINTCHINE, ce qui revient dans le cas présent à donner une signification physique aux composantes spectrales de la représentation de WIENER [3].

Dans ces conditions, il existe [4 - 5] deux processus stochastiques dv_1 et dv_2 à incréments orthogonaux et orthogonaux entre eux qui permettent de décrire la surface de la mer selon la représentation :

$$\xi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{j[\text{sign}(\vec{k} \cdot \vec{K}) \omega(\vec{k})t - \vec{k} \cdot \vec{r}]} dv_1(\vec{k}) + e^{j[\text{sign}(\vec{k} \cdot \vec{K}) \omega(\vec{k})t + \vec{k} \cdot \vec{r}]} dv_2(\vec{k}) \right\}$$

$$E[\xi(\vec{r}_1, t) \xi(\vec{r}_2, t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{j[-\text{sign}(\vec{k} \cdot \vec{K}) \omega(\vec{k})z + \vec{k} \cdot \vec{r}_1]} S_1(\vec{k}) d\vec{k} + e^{j[\text{sign}(\vec{k} \cdot \vec{K}) \omega(\vec{k})z + \vec{k} \cdot \vec{r}_2]} S_2(\vec{k}) d\vec{k} \right\}$$

Dans ces expressions \vec{K} est un vecteur qui correspond à la direction du vent et $S_1(\vec{k})$ et $S_2(\vec{k})$ sont respectivement les spectres des deux processus $dv_1(\vec{k})$ et $dv_2(\vec{k})$.

D'un point de vue physique, les deux processus considérés consistent en une partition entre les ondes élémentaires qui se propagent dans le sens du vent et celles qui vont en sens inverse.

La démarche théorique faite permet en outre de dire que étant donné deux processus dv_1 et dv_2 correspondant respectivement à des ondes se propageant dans le sens du vecteur \vec{K} (direction du vent) et dans le sens rétrograde, à incréments orthogonaux et orthogonaux entre eux, dont les spectres $S_1(\vec{k})$ et $S_2(\vec{k})$ sont symétriques et pouvant être arbitrairement choisis, il est possible de construire une surface aléatoire à l'aide des formules ci-dessus. Cette surface est stationnaire par rapport aux coordonnées du temps et de l'espace, et vérifie les lois de l'hydrodynamique.

Le spectre temporel est obtenu en enregistrant les dénivellations de la surface en un même point et à partir de cet enregistrement en calculant le spectre correspondant. Le modèle qui recoupe le mieux les expériences et qui est actuellement universellement adopté, est le modèle de PIERSON-MOSKOVITZ [6] donné par :

$$S^*(\omega) = 2\pi\beta_e \frac{g^2}{\omega^5} e^{-\nu(\frac{\omega_c}{\omega})^4}$$

$\beta_e = 1.23 \cdot 10^{-2}$ (sans dimension) ; g = accélération de la pesanteur ; $\omega_c = g/V$; V = vitesse du vent ; $\nu = 0.74$ (sans dimension). Comme on le voit, cette formule empirique permet de relier d'une manière simple le spectre de la mer à la vitesse du vent. Le spectre de PIERSON-MOSKOVITZ ne s'applique qu'aux ondes de gravité et pour une mer saturée (c'est-à-dire une portion de mer sur laquelle un vent de même intensité a soufflé longtemps dans la même direction). Pour relier le spectre temporel au spectre directif les océanographes se sont mis d'accord sur une loi en $\cos^2 \theta$ où θ est l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} et la direction du vent [4].

A l'aide du spectre de PIERSON-MOSKOVITZ, on peut obtenir une relation simple entre la vitesse du vent et la hauteur quadratique moyenne des vagues :

$$\sigma_\xi^2 = \frac{1}{2g} \sqrt{\frac{\beta_e}{\nu}} U^2$$

On obtient une relation quadratique entre la vitesse du vent et la hauteur des vagues. Cette relation est bien vérifiée par l'expérience et est universellement admise.

La formule de PIERSON-MOSKOVITZ permet théoriquement de calculer la pente moyenne des vagues. Il est cependant bien préférable pour cela de se référer aux

travaux de COX et MUNK [7] dont les résultats font autorité en la matière.

A partir d'observations de l'image du soleil sur la surface de la mer, ils obtiennent les formules empiriques suivantes :

$$\sigma^2 = 0,003 + 1,92 \cdot 10^{-3} U$$

$$\sigma_u^2 = 3,16 \cdot 10^{-3} U$$

expressions où :

U est la vitesse du vent exprimée en m/s,

σ est la pente moyenne des vagues observée perpendiculairement au vent,

σ_u est la pente moyenne des vagues observée dans le sens du vent.

2.3 Discussion de la modélisation de la mer

La description de la surface de la mer, exposée ci-dessus, a été faite en vue d'obtenir des résultats pratiques pour l'étude des trajets multiples. Elle permet d'introduire dans les modèles des paramètres météorologiques (vitesse et direction du vent) dont l'influence traduit aussi fidèlement que possible les données de l'expérience. Il convient de noter que la modélisation ne s'applique qu'à des mers assez douces, c'est-à-dire dans le cas où le principe de superposition des petits mouvements peut s'appliquer. Dans le cas de mers plus fortes, les phénomènes non linéaires prennent une importance toute particulière et l'on observe à ce moment des profils dissymétriques : la pente des vagues est supérieure sous le vent à celle qui est dans le vent, ceci à cause de l'effet d'entraînement de l'air qui a tendance à faire avancer le sommet de la vague plus vite que sa base ; à la limite, il y a déferlement et arrachement des couches d'eau supérieures. Il y alors création de moutons et l'on observe que la mer blanchit. De telles mers, où les phénomènes sont essentiellement non linéaires ne peuvent être décrites par les considérations qui viennent d'être exposées. D'importants travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, restent encore à faire pour aboutir dans ces cas à une description qui tienne compte d'une manière correcte de l'ensemble des paramètres et permette d'expliquer les phénomènes à l'interface mer-atmosphère.

3. MODELISATION DU SIGNAL

En un point, le signal en provenance d'une source électromagnétique peut se décomposer en trois termes :

- le signal direct,
- le signal réfléchi d'une manière cohérente sur la surface de la mer,
- le signal diffus.

Le signal direct et le signal réfléchi sont deux signaux déterministes. Ils s'additionnent vectoriellement en tenant compte du déphasage lié à la différence entre les deux trajets. Le signal diffus est un signal aléatoire qui fluctue dans le temps et dont l'origine provient de la sommation des différentes réflexions qui se produisent sur la surface de la mer. On s'intéresse dans ce chapitre plus particulièrement au signal diffus en cherchant à définir ses propriétés statistiques. Supposons que nous ayons découpé la surface éclairée de la mer (c'est-à-dire la surface commune aux parties illuminées par l'antenne d'émission et par l'antenne de réception) en un certain nombre de pavés ; on peut admettre que chaque pavé va contribuer au signal diffus en réémettant un signal aléatoire qui dépend à la fois de la matrice de diffraction du pavé considéré et du trajet parcouru par l'onde électromagnétique. Le champ total est nécessairement la somme des contributions élémentaires de chacun des pavés qui interfèrent entre elles. Nous caractériserons le champ fluctuant en un point par la tension électrique à la sortie d'une antenne réceptrice placée en ce point. Celle-ci se comporte



comme opérateur linéaire :

$$v_A = \int_D G_A (\alpha \cdot \vec{E}_H + \beta \cdot \vec{E}_V) ds$$

Ceci permet de ne considérer que des grandeurs scalaires et présente l'avantage d'alléger les notations dans la formulation qui va suivre sans restreindre les possibilités d'applications pratiques. On se réfère à la figure (1) qui définit la géométrie de la liaison électromagnétique considérée. A la sortie de l'antenne de réception, nous caractériserons les fluctuations temporelles du signal diffus en cherchant sa statistique du second ordre, c'est-à-dire la fonction d'auto-corrélation du processus stochastique associé, qui est définie par :

$$R(\tau) = E [v_A(t) v_A(t+\tau)]$$

D'une manière plus générale, en se plaçant à deux instants décalés t et $t+\tau$ nous poserons :

$$Y = \begin{vmatrix} v_A(t) & v_B(t) & v_A(t+\tau) & v_B(t+\tau) \end{vmatrix}$$

$$\Lambda_{1/2} = E [Y^T Y]$$

Cette matrice de covariance $\Lambda_{1/2}$ caractérise complètement la corrélation spatio-temporelle entre les deux points **A** et **B**. Le problème est d'évaluer cette matrice connaissant les paramètres électromagnétiques et géométriques du parcours radioélectrique considéré. Pour caractériser un pavé du point de vue électromagnétique, on utilise la matrice de diffraction définie d'une manière classique. Les éléments de cette matrice sont des nombres complexes aléatoires dont on suppose connues les matrices de covariance à un même instant et à deux instants décalés. Ces éléments peuvent être théoriquement fournis par une étude physique utilisant à la fois les équations de l'électromagnétisme, de l'hydrodynamique ainsi que les propriétés statistiques de la surface de la mer. Nous supposons à ce stade que ces éléments sont connus et nous ne faisons aucune hypothèse particulière sur la densité de probabilité multidimensionnelle sous-jacente. Il est préférable pour la suite de ranger ces éléments sous forme d'un vecteur horizontal :

$$D = \begin{vmatrix} d_{HH} & d_{VH} & d_{HV} & d_{VV} \end{vmatrix}$$

Pour ne pas alourdir les notations, on ne s'intéresse qu'à un seul pavé de mer. Il est donc sous-entendu que toutes les expressions obtenues doivent être sommées par rapport à l'ensemble des pavés selon lesquels on a découpé la zone active comprise entre les antennes d'émission et de réception.

3.1 Statistique du signal diffus à un instant t

On s'intéresse ici à la corrélation spatiale du signal diffus entre deux points **A** et **B**. Bien que sur des trajets tels que ESA (cf. figure 1), allant de la source au point d'observation en passant par le pavé de mer considéré, la phase de l'onde électromagnétique soit déterministe, il n'est pas physiquement absurde de la considérer comme une variable aléatoire équirépartie dans l'intervalle $[-\pi + \pi]$. En introduisant cette hypothèse simplificatrice légitime d'un point de vue physique on peut montrer que les tensions relatives à la composante diffuse du signal aux points **A** et **B** sont deux processus stochastiques à bande étroite qui peuvent s'écrire sous la forme canonique [8].

$$v_A(t) = x_{CA}(t) \cos \omega t - x_{SA}(t) \sin \omega t$$

$$v_B(t) = x_{CB}(t) \cos \omega t - x_{SB}(t) \sin \omega t$$

expression où $\omega = 2\pi f$ f étant la fréquence du signal émis. Les deux processus $v_A(t)$ et $v_B(t)$ sont stationnaires et à un même instant la matrice de covariance du vecteur $\begin{vmatrix} x_{CA} & x_{SA} & x_{CB} & x_{SB} \end{vmatrix}$ est égale à :

$$\Lambda_D(0) = \begin{vmatrix} \sigma_1^2 & 0 & \alpha & \beta \\ 0 & \sigma_1^2 & -\beta & \alpha \\ \alpha & -\beta & \sigma_1^2 & 0 \\ \beta & \alpha & 0 & \sigma_1^2 \end{vmatrix} \quad (2)$$

dont les termes sont donnés par :

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{4} K^2 \sigma^2$$

$$\alpha = \sigma_1^2 \cos(\phi_A - \phi_B)$$

$$\beta = \sigma_1^2 \sin(\phi_A - \phi_B) \quad (2')$$

expression où :

$$K = \frac{1}{4\pi} \frac{\sqrt{S}}{R_E R_S}$$

S = surface du pavé de mer considéré

$$\phi_A = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta R_A \quad \phi_B = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta R_B$$

$$\sigma^2 = C_R V_E \Lambda_D(0) V_E^{*T} C_R^{*T}$$

$C_R = \begin{vmatrix} \alpha_H & \beta_V \end{vmatrix}$ caractérise l'opérateur linéaire qui a été introduit pour décrire le champ électromagnétique

$$V_E = \begin{vmatrix} E_H & E_V & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_V & E_H \end{vmatrix}$$

$$\Lambda_D(0) = E |D^T D^*|$$

$$D = \begin{vmatrix} d_{HH} & d_{VH} & d_{HV} & d_{VV} \end{vmatrix}$$

3.2 Statistique du signal diffus aux instants t et $t+\tau$

En faisant les mêmes hypothèses que plus haut, on peut montrer que les deux processus $v_A(t)$ et $v_B(t)$ sont conjointement stationnaires. Dans ces conditions, la matrice de cross-covariance des vecteurs :

$$\begin{vmatrix} x_{CA} & x_{SA} & x_{CB} & x_{SB} \end{vmatrix}_t \quad (\text{vecteur à l'instant } t)$$

$$\begin{vmatrix} x_{CA} & x_{SA} & x_{CB} & x_{SB} \end{vmatrix}_{t+\tau} \quad (\text{vecteur à l'instant } t+\tau)$$

peut s'écrire :

$$\Lambda_D(\tau) = \begin{vmatrix} R_1(\tau) & R_2(\tau) & R_3(\tau) & R_4(\tau) \\ -R_2(\tau) & R_1(\tau) & -R_4(\tau) & R_3(\tau) \\ R_3(-\tau) & -R_4(-\tau) & R_1(\tau) & R_2(\tau) \\ R_4(-\tau) & R_3(-\tau) & -R_2(\tau) & R_1(\tau) \end{vmatrix} \quad (3)$$

matrice dont les termes sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 R_1(\tau) &= \frac{1}{2} K^2 R_e [W_A(\tau)] \\
 R_2(\tau) &= \frac{1}{2} K^2 J_m [W_A(\tau)] \\
 R_3(\tau) &= \frac{1}{2} K^2 R_e [W_B(\tau)] \\
 R_4(\tau) &= -\frac{1}{2} K^2 J_m [W_B(\tau)] \\
 W_A(\tau) &= C_R V_E \Lambda_D(\tau) V_E^{*T} C_R^{*T} \\
 W_B(\tau) &= \rho^j (\phi_A - \phi_B) W_A(\tau) \\
 \Lambda_D(\tau) &= E [D^T(t) D^*(t+\tau)]
 \end{aligned} \tag{3'}$$

$\Lambda_D(\tau)$ est la matrice de cross-covariance des termes de diffraction entre deux instants décalés t et $t+\tau$. Cette matrice peut théoriquement être fournie par la physique en considérant d'une part l'interaction entre la surface et l'onde électromagnétique et d'autre part, en introduisant les lois de l'hydrodynamique. Les autres termes sont identiques à ceux utilisés dans les formules (2 - 2'). Nous nous sommes volontairement limités aux moments du second ordre pour décrire les propriétés statistiques du signal diffus. En effet, pour préciser plus avant la distribution du signal il est nécessaire de connaître le domaine d'intégration et celui-ci est fonction des caractéristiques de la source d'émission considérée. Dans le cas où la source émet d'une façon continue, on peut montrer, par application du théorème central limite que le signal diffus a une distribution Gaussienne [11].

Dans le cas où la source émet par impulsions, le domaine d'intégration est fonction de la longueur d'impulsions et dans le cas d'impulsions très courtes, la distribution du signal diffus peut différer notablement de la loi de GAUSS ; les formules (2 - 2') et (3 - 3') restent cependant valables.

4. ASPECT ELECTROMAGNETIQUE

L'étude de la modélisation du signal a montré la nécessité, pour répondre aux objectifs fixés, de connaître les deux matrices $\Lambda_D(0)$ et $\Lambda_D(\tau)$ correspondant respectivement à la matrice de covariance des éléments de diffraction $|d_{HH} \ d_{VH} \ d_{HV} \ d_{VV}|$ à un même instant et à leur matrice de cross-covariance à deux instants décalés t et $t+\tau$. L'obtention des éléments de la matrice $\Lambda_D(0)$ peut se faire en appliquant les lois de l'électromagnétisme à la surface supposée figée, alors que les éléments de la matrice $\Lambda_D(\tau)$ font intervenir à la fois les lois de l'électromagnétisme et les lois de l'hydrodynamique. La méthode théorique idéale devrait pour tous les cas, être capable de calculer les deux matrices $\Lambda_D(0)$ et $\Lambda_D(\tau)$ en ne s'aidant que des seules lois de l'électromagnétisme et de l'hydrodynamique et en ne faisant appel qu'à un minimum d'hypothèses simplificatrices. La pratique montre, que du point de vue électromagnétique, il s'avère nécessaire de faire dès le départ des hypothèses simplificatrices pour écrire les conditions aux limites qui sont difficiles à formuler d'une manière rigoureuse dans le cas d'une surface aléatoire. Des théories utilisées avec succès ailleurs, comme par exemple la théorie géométrique de la diffraction, ne peuvent être mises en oeuvre ici car elles se prêtent mal au calcul des probabilités.

Les méthodes théoriques existantes peuvent se classer en trois grandes catégories :

- la méthode des perturbations [9 - 10]
- les méthodes de l'optique physique [11 - 13] et de l'optique géométrique [14 - 15]
- les méthodes mixtes [16 - 19]

La méthode des perturbations donne une solution satisfaisante au problème posé, malheureusement elle ne s'applique qu'à des mers douces, c'est-à-dire pour lesquelles la hauteur des vagues est inférieure à la longueur d'onde.

Les méthodes de l'optique physique et de l'optique géométrique peuvent s'appliquer à des mers plus rugueuses mais elles reposent sur des hypothèses assez artificielles, et donnent de mauvais résultats lorsque l'incidence devient très rasante, ce qui est pratiquement toujours le cas pour les trajets multiples. De plus, leur généralisation à des surfaces anisotropes et mouvantes conduit à une formulation dont la complexité analytique est prohibitive par rapport aux hypothèses simplificatrices que l'on est obligé de faire.

Les méthodes mixtes cherchent à concilier les deux aspects vus précédemment : pour les petites ondulations (capillarité) on utilise la méthode des perturbations et une autre méthode pour les grandes ondulations (vagues et houle). Elles donnent de bons résultats dans le cas de la rétrodiffusion mais on peut montrer qu'elles sont en défaut dans le cas de trajets multiples.

Ce rapide tour d'horizon des méthodes théoriques existantes permet de conclure qu'aucune des méthodes théoriques actuellement disponibles ne s'appliquent bien au problème posé et ne permettent d'atteindre tous les objectifs fixés. Diverses voies simplificatrices peuvent être envisagées ; souvent par exemple on néglige les termes de dépolarisation. La plupart des théories physiques existantes ne donne que les termes diagonaux de la matrice $\Lambda_D(0)$. Une extension des théories actuellement disponibles serait donc nécessaire.

5. EXEMPLE DE LA REALISATION PRATIQUE

Le modèle qui est proposé ici a été établi en vue d'applications pratiques avec pour objectif de décrire d'une manière aussi correcte que possible la corrélation spatio-temporelle du signal ainsi que l'introduction de données océanographiques concernant au mieux la réalité des faits expérimentaux. Les considérations développées plus haut, ont montré que les théories existantes étaient insuffisantes dans leur état actuel pour atteindre ces objectifs. Cependant, en vue d'obtenir un outil de travail pour le concepteur de matériel, la méthode développée permet de s'affranchir de ces difficultés au prix de quelques concessions par rapport aux objectifs fixés au départ.

Il s'agit d'un modèle phénoménologique où l'on cherche à utiliser au mieux les données expérimentales dont on dispose et certains éléments théoriques faisant l'unicité des spécialistes car confortés par l'expérience. La méthode développée ici s'inspire d'un rapport du CCIR [20] exposant une méthode de calcul des perturbations apportées par la présence de la mer sur la réception à bord d'un navire des émissions d'un satellite. On s'est efforcé de respecter les objectifs que nous nous étions fixés, c'est-à-dire d'être capable de calculer les éléments statistiques spatiaux et temporels du champ reçu sur les antennes. Comme on l'a vu, le signal reçu peut se décomposer en trois termes :

- le signal direct,
- le signal réfléchi cohérent,
- le signal diffus.

La méthode proposée permet d'évaluer ces trois termes en fonction de la géométrie de la liaison, de ses caractéristiques radioélectriques et de l'état de la mer. Nous insisterons surtout sur le calcul du signal diffus.

5.1 Signal direct et signal réfléchi cohérent

D'une manière tout à fait classique, on se place en atmosphère standard, c'est-à-dire que l'on prend un rayon équivalent terrestre égal aux 4/3 du rayon réel de la terre. Pour mener à bien le calcul du signal ré-



fléchi, un certain nombre de facteurs physiques doit être pris en considération. Il s'agit :

- du coefficient de réflexion de la surface de la mer au point spéculaire,
- de l'influence de la rugosité de la surface due à la présence des vagues.

La réflexion d'une onde plane arrivant sur un plan dont la conductivité est finie s'accompagne d'une atténuation et d'un changement de phase, donnés par les formules de FRESNEL.

L'examen de ces formules montre qu'il existe une profonde différence du point de vue du coefficient de réflexion entre la polarisation horizontale et la polarisation verticale. Ceci va se traduire par le fait que, même en polarisation rectiligne, si le vecteur champ électrique est incliné d'une manière quelconque vis-à-vis du plan d'incidence, le champ résultant sera polarisé elliptiquement. La polarisation ne sera rectiligne après réflexion que si le champ émis est rigoureusement vertical ou horizontal à l'émission. Si le champ émis est en polarisation elliptique, le taux d'ellipticité est changé par la réflexion sur la surface de la mer. Ces phénomènes sont d'autant plus sensibles que l'on est proche de l'incidence Brewsterienne. Lord RAYLEIGH a montré que l'on pouvait caractériser la rugosité d'une surface par le terme :

$$\beta = \frac{h \sin \gamma}{\lambda}$$

expression où h est la valeur quadratique moyenne des irrégularités de la surface, γ est l'angle de rasance (complémentaire de l'angle d'incidence) et λ est la longueur d'onde de l'onde incidente.

En appliquant la méthode de l'intégrale de KIRCHHOFF, on peut voir [11] que le module du coefficient de réflexion d'une mer rugueuse par rapport à une mer totalement lisse, se trouve modifié dans un rapport :

$$\frac{R_r}{R_s} = e^{-8\pi\beta^2}$$

expression, qui traduit un affaiblissement du coefficient de réflexion lorsque la rugosité augmente. La figure (2) illustre quantitativement cette relation. La théorie est bien vérifiée par l'expérience jusqu'à environ $\beta = 0,1$ au-delà, il y a une divergence sensible entre la théorie et l'expérience. Sur la figure (2), la courbe en pointillé donne le résultat moyen d'un grand nombre d'expériences effectuées sur la mer. D'un point de vue pratique, la courbe théorique est utilisée pour $0 \leq \beta \leq 0,1$ et la courbe expérimentale approchée par une fonction spline pour $\beta > 0,1$

5.2 Calcul du signal diffus

Nous introduisons tout d'abord la notion de surface scintillante. Lorsqu'au bord de la mer on observe une source lumineuse située assez bas sur l'horizon, par exemple le soleil couchant, on constate qu'il existe une étroite bande lumineuse qui semble partir de l'horizon pour venir mourir au pied de l'observateur. Cette surface présente une scintillation résultant du mouvement des vagues.

Elle semble composée d'un grand nombre de points brillants qui se meuvent au sein de cette surface et une observation attentive montre que ces points brillants ont une durée de vie limitée, leur nombre restant sensiblement constant dans le temps, c'est-à-dire qu'il en naît autant qu'il en meurt. La théorie de la diffusion par la méthode de l'intégrale de KIRCHHOFF [11] permet de préciser cette notion d'une manière quantitative. On peut en effet montrer que chaque pavé de mer a une surface apparente de diffusion donnée par la formule :

$$\delta S = S \frac{R_p^2}{\pi R_x^2 R_y^2} \cot^2 \beta_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{1}{\beta_0^2}}$$

Dans cette expression, les paramètres géométriques sont ceux définis par la figure (1).

β_0 est la pente quadratique moyenne des vagues,

β est l'angle formé par la verticale et la bissectrice de l'angle ABC (cf. figure 3).

L'examen de cette expression montre que dès que $\beta > \beta_0$ la surface de diffusion devient négligeable. β n'étant petit que près de l'axe de visée, ceci explique qu'il existe une zone scintillante brillante étroite et que le reste de la mer correspondant à $\beta > \beta_0$ ne diffuse pratiquement pas.

On définit la surface scintillante comme l'ensemble des points tels que $\beta \leq \beta_0$. Lorsque l'émetteur et le récepteur sont situés à une distance de la surface qui est faible par rapport à la distance les séparant, conditions très souvent remplies en pratique, on peut montrer que la frontière de la surface scintillante a pour équation :

$$y = \pm \frac{x_1 x_2}{D} \left(\frac{h_1}{x_1} + \frac{h_2}{x_2} \right) \times \left[\frac{1}{\beta_0^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{h_1}{x_1} - \frac{h_2}{x_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

La forme de cette courbe est donnée par la figure (4). La totalité du signal diffus étant issue de la surface scintillante, celle-ci sert de domaine d'intégration dans les calculs qui suivent. BEARD, KATZ et SPETNER [21] relient l'écart type du signal diffus à l'amplitude du signal cohérent réfléchi, en prenant comme paramètre la rugosité de la mer. La courbe de la figure (5) résume quantitativement la relation obtenue. Ces résultats ont été établis à l'aide de mesures expérimentales effectuées en mer pour les deux types de polarisation. Ces mêmes auteurs ont par la suite complété leurs investigations expérimentales en s'intéressant au spectre du signal diffus ou, ce qui revient au même, à ses fluctuations temporelles [22]. Il ressort de ces travaux que :

- la fréquence correspondant au maximum du spectre électromagnétique du signal diffus est sensiblement égale à la fréquence du maximum du spectre hydrodynamique des vagues (il s'agit ici de spectre basse fréquence, la fréquence nulle dans l'échelle considérée correspondant à la fréquence du signal électromagnétique émis),

- le spectre s'élargit lorsque l'amplitude des vagues augmente.

Une relation quantitative de cet effet est donnée par les courbes de la figure (6). Les droites sont des droites de régression qui recourent un grand nombre d'expériences. Elles permettent de tracer point par point le spectre normé du signal diffus. La figure (7) montre quelques spectres normés construits par segments obtenus par cette méthode.

Les considérations précédentes montrent que, d'un point de vue expérimental, on dispose de données permettant de déterminer la puissance moyenne du signal diffus ainsi que son spectre. On dispose donc de tous les éléments nécessaires pour déterminer les caractéristiques statistiques de la composante due au signal diffus à la sortie des antennes de réception, compte tenu des objectifs qui ont été fixés, c'est-à-dire la détermination des caractéristiques spatiales et temporelles de ce signal. Le problème est de connaître les éléments statistiques caractérisant la diffusion des ondes électromagnétiques par la surface c'est-à-dire les matrices

$\Lambda_D(\rho)$ et $\Lambda_D(\tau)$ introduites en (3.1) et (3.2). Moyennant les hypothèses suivantes :



- $\Lambda_D(0)$ et $\Lambda_D(\tau)$ ne dépendent pas de la position du pavé considéré,
- les pavés sont statistiquement indépendants,
- la phase pour chaque pavé est une variable aléatoire équirépartie sur l'intervalle, $[-\pi + \pi]$
- on néglige les termes de dépolarisation,
- on admet que pour le signal diffus les coefficients de réflexion de FRESNEL sont tous deux égaux à - 1.

il est possible, à partir des éléments donnés par l'expérience, c'est-à-dire le coefficient ρ_D et le spectre normé $S_N(f/f_m)$ du signal diffus, de trouver les deux matrices $\Lambda_D(0)$ et $\Lambda_D(\tau)$ et celles-ci correspondent bien à un signal diffus ayant une puissance et un spectre compatibles avec les données initiales. Le résultat du calcul donne pour :

$$\Lambda_D(0) = \frac{8\pi\rho_D}{\iint_D \frac{R_D^2}{R_E^2 R_S^2} ds} \Lambda_R$$

expression où :

$$\Lambda_R = \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$$

Le domaine d'intégration D correspond à la surface scintillante et les variables géométriques sont référées à la figure (1). On peut montrer que de la même façon la matrice $\Lambda_D(\tau)$ est donnée par :

$$\Lambda_D(\tau) = [a(\tau) + j b(\tau)]$$

$$a(\tau) = \frac{16\pi\rho_D \int_0^{\infty} S_N\left(\frac{f}{f_m}\right) \cos 2\pi(f - f_c) df}{\iint_D \frac{R_D^2}{R_E^2 R_S^2} ds \left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_N\left(\frac{f}{f_m}\right) df \right]}$$

$$b(\tau) = \frac{-16\pi\rho_D \int_0^{\infty} S_N\left(\frac{f}{f_m}\right) \sin 2\pi(f - f_c) df}{\iint_D \frac{R_D^2}{R_E^2 R_S^2} ds \left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_N\left(\frac{f}{f_m}\right) df \right]}$$

dans cette expression :

f_m = fréquence hydrodynamique du maximum du spectre des vagues,

f_c = fréquence de l'onde électromagnétique émise.

Les intégrations relatives à la fréquence doivent être effectuées en considérant la disposition spectrale de la figure (8). Les formules donnant $\Lambda_D(0)$ et $\Lambda_D(\tau)$ jointes aux formules (2 - 2') et (3 - 3') du chapitre 3 donnent une solution complète au problème posé. Dans ces dernières formules, on notera que les expressions trouvées doivent être intégrées par rapport aux variables d'espace à l'intérieur du domaine défini par la surface scintillante. Seuls K et $W_B(\tau)$ dépendent de ces variables d'espace. On remarquera enfin que D étant un domaine fini, les intégrations correspondantes en sont facilitées et que par ailleurs $S_N(f/f_m)$ est une fonction à support borné et que sa définition

par segments permet le calcul des intégrales de FOURIER par une méthode analytique. Cependant, le découpage de la zone scintillante en pavés doit être soigneusement optimisé pour mener à bien l'intégration numérique. En effet, dans certains cas dépendant de la géométrie de la liaison radioélectrique étudiée, le terme $1/R_E^2 R_S^2$ peut jouer un rôle critique. Il convient donc d'adapter le pas d'intégration aux variations de l'intégrand pour que le calcul donne un résultat significatif.

6. CONCLUSION

Les trajets multiples apportent des perturbations importantes aux matériels radioélectriques fonctionnant au voisinage de la surface de la mer. En effet, des différentes réflexions et diffractions sur la surface interfèrent avec le signal direct ce qui produit des fluctuations de l'amplitude et de la phase du signal résultant. Dans certains cas, on peut observer une quasi extinction du signal. Pour lutter contre cette influence néfaste le concepteur de matériel doit utiliser un traitement du signal approprié. Ce traitement est basé sur une connaissance a priori des caractéristiques temporelles ou spatiales du signal ou sur une combinaison des deux. Il est donc important au stade de la conception de disposer d'un moyen d'évaluation des caractéristiques statistiques du signal reçu. La méthode proposée permet d'élaborer un outil logiciel utilisable dans de nombreuses configurations. On s'est efforcé dans cette étude, d'introduire les paramètres liés à la description de la surface de la mer d'une manière aussi réaliste que possible. Les exigences relatives à la connaissance des caractéristiques électromagnétiques du milieu ont été mises en évidence. La grande majorité des méthodes théoriques existantes demandant à être complétées pour atteindre l'objectif fixé, l'accent a été mis sur une méthode semi-empirique.

Ce modèle de calcul des perturbations électromagnétiques provoquées par la rediffusion sur la surface de la mer, valable pour une large gamme de fréquences et pour des incidences faibles doit pouvoir apporter une aide :

- en radar,
- en matière de télécommunications,
- en techniques spatiales,
- dans le domaine des contre-mesures,
- dans la conception d'auto-directeurs d'engins,
- en océanographie.

Un tel modèle peut suggérer et permettre de conduire des expériences pour confirmer sa validité. Ces expériences permettraient de préciser certains paramètres conduisant ainsi à affiner la modélisation.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 H. LACOMBE, Cours d'Océanographie Physique Gauthier-Villars - Paris, 1965.
- 2 L. LANDAU - E. LIFCHITZ, Mécanique des fluides. Editions MIR-Moscou, 1971.
- 3 E. WONG, Stochastic Processes in information and dynamical systems. Mc Graw-Hill Book Company, 1971. New-York, San Francisco.
- 4 D.L. JOHNSTONE, Second order electromagnetic and hydrodynamic effects in high-frequency radio-wave scattering from the sea. Technical Report n° 3615-3 - March 1975 Center for radar Astronomy. Stanford Electronics Laboratories. STANFORD University - STANFORD Calif.



- 5 Ph. FORGET, Observation des vagues par radar décimétrique en ondes de sol. Modélisation et résultats expérimentaux.
Thèse présentée à l'Université Pierre et Marie Curie Paris VI - 2 mars 1979.
- 6 W.J. PIERSON - L. MOSKOVITZ, A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. KITAIKORODSKII.
Journal of Geophysical Research,
Vol. 69, n° 24, pp. 5181 - 5190, December 15, 1964.
- 7 C. COX - W. MUNK, Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter.
Journal of the optical society of America,
Vol. 44, n° 11, pp. 838 - 850, November 1954.
- 8 W.B. DAVENPORT - W.L. ROOT, An introduction to the theory of random signals and noise
Mc Graw-Hill Book Company, 1958. New-York, St-Louis San Francisco, Kogakusha Company Tokyo.
- 9 S.O. RICE, Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surface.
Communication on Pure and Applied Mathematics
Vol. 4 - Page 351 - August 1951.
- 10 A. ISHIMARU, Wave propagation and scattering in random media.
Academic Press - 1978, New-York, San Francisco, London - Vol. 2.
- 11 P. BECKMANN - A. SPIZZICHINO, The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces.
Pergamon Press - 1963. Oxford, London, New-York, Paris.
- 12 K.M. MITZNER, Change in polarization on reflection from a tilted plane.
Radio Science - Vol. 1 - n° 1 - January 1966.
- 13 P. BECKMANN, Shadowing of random rough surfaces.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation
Vol. AP-13 - pp. 384 - 388 - May 1965.
- 14 R.D. KODIS, A note on the theory of scattering from an irregular surface.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation.
Vol. AP-14 - n° 1 - January 66 - pp. 77 - 82.
- 15 D.E. BARRICK, Rough surface scattering based on the specular point theory.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation.
Vol. AP-16 - n° 4 - July 1968 - pp. 449-454.
- 16 B.I. SEMENOV, An approximate calculation of electromagnetic waves from a slightly rough surface.
Radiotekhnika i Elektronika - Vol. 11 - 1966 - pp. 1351.
- 17 B.I. SEMENOV, Computation of scattering of electromagnetic waves by a rough surface from arbitrary angles of observations.
Radio Engineering and Electronic Physics.
Vol. 15 - n° 3 - 1970 - pp. 505 -508.
- 18 J.W. WRIGHT, Backscattering from capillary wave with application to sea clutter.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation.
Vol. AP - 14 - n° 6 - November 1966 - pp. 749-754.
- 19 J.W. WRIGHT, A new model for sea clutter.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation.
Vol. AP-16 - n° 2 - March 1968 - pp. 217 - 223.
- 20 Avis et rapports du CCIR, 1978.
XIVème Assemblée Plénière KYOTO, 1978.
Vol. VIII, Services Mobiles - Genève, 1978.
Rapport 763, pp. 460 - 490.
- 21 C.I. BEARD - I. KATZ - L.M. SPETNER, Phenomenological vector model of microwave reflection from the ocean.
IRE Transactions of Antennas and Propagation.
Vol. AP-4, pp. 162 - 167, April 1956.
- 22 C.I. BEARD - I. KATZ, The dependance of microwave radio signal spectra on ocean roughness and wave spectra.
IRE Transactions on Antennas and Propagation.
Vol. AP-5, pp. 183 - 191, April 1957.

Cette étude a été réalisée sous contrat de la Direction des Recherches, Etudes et Techniques (Délégation Générale pour l'Armement).

Ce texte fait l'objet d'une communication au 32nd Meeting AGARD on "Propagation factors affecting remote sensing by radio-waves ", à OBERAMMERGAU (RFA) du 24 au 28 Mai 1983.

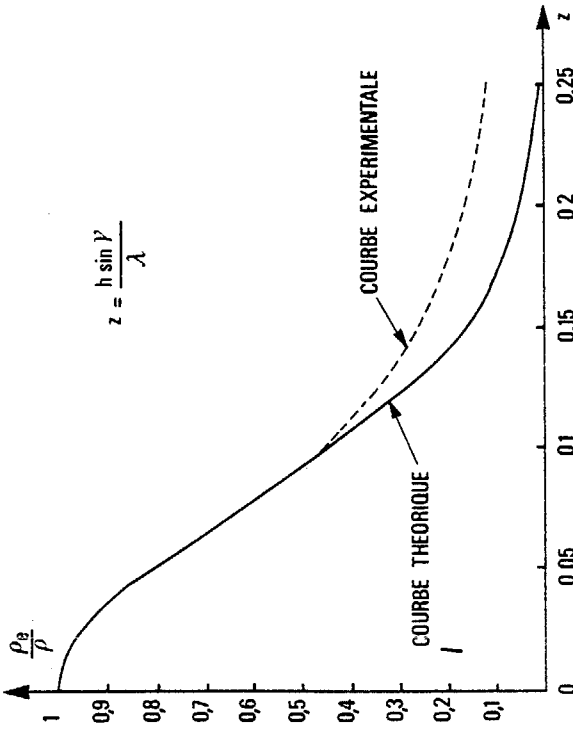


figure n°2 COEFFICIENT DE REFLEXION COHERENTE

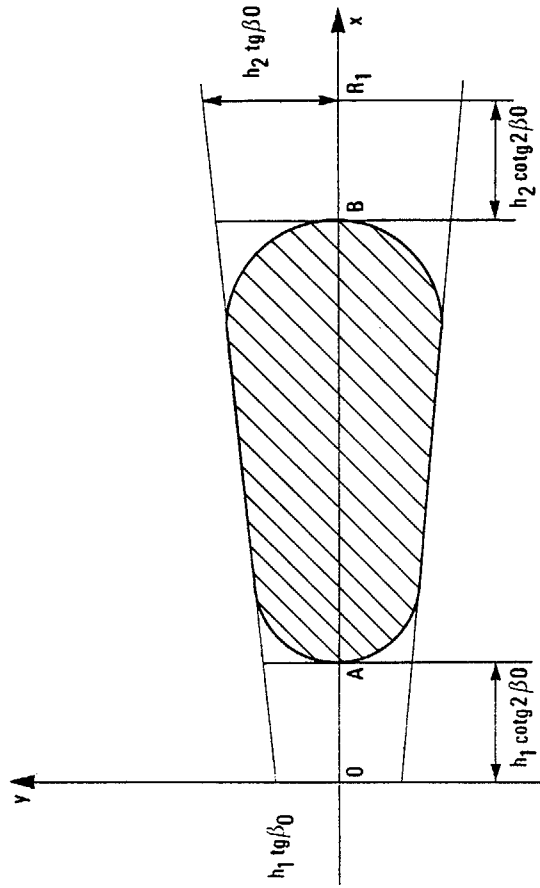


figure n°4 GEOMETRIE DE LA SURFACE SCINTILLANTE

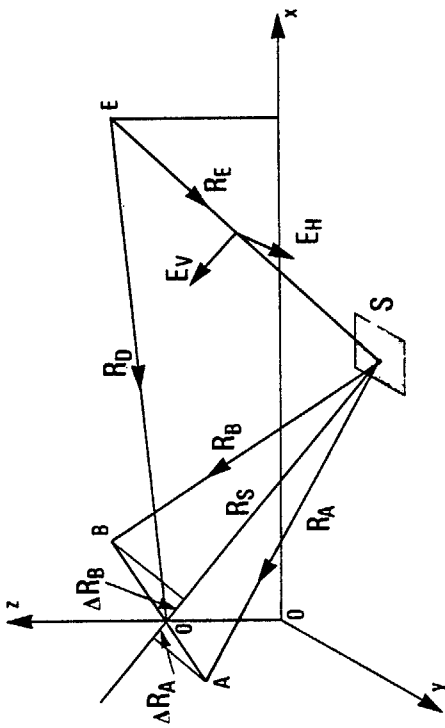


figure n°1 DISPOSITION DES ANTENNES

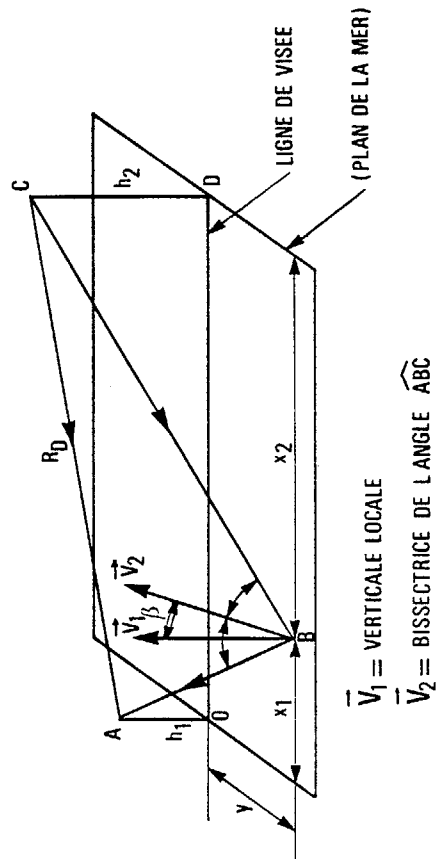


figure n°3 DEFINITION DE L'ANGLE β

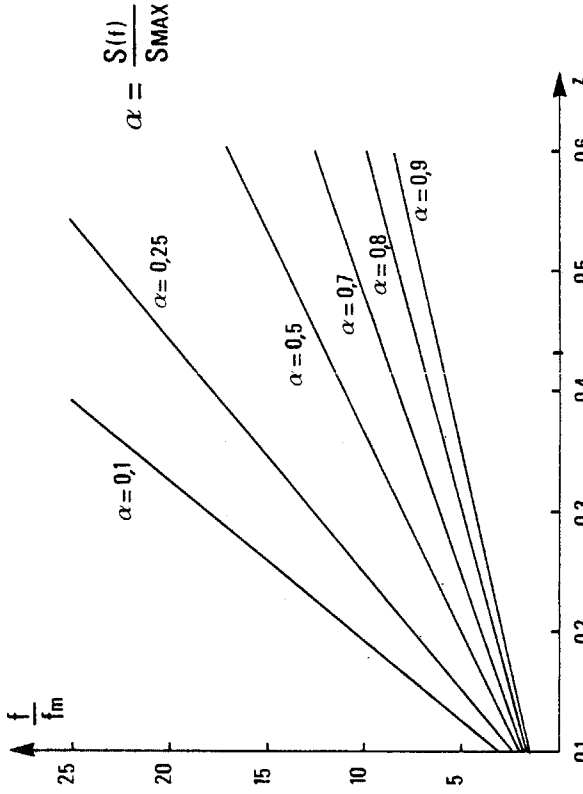


figure n°6 ABAQUE POUR LA DETERMINATION DU SPECTRE DIFFUS

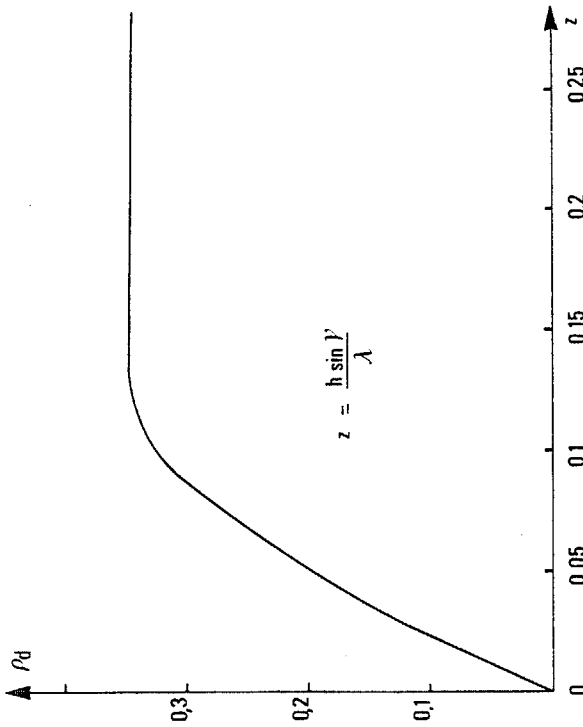


figure n°5 COEFFICIENT DE REFLEXION DIFFUSE

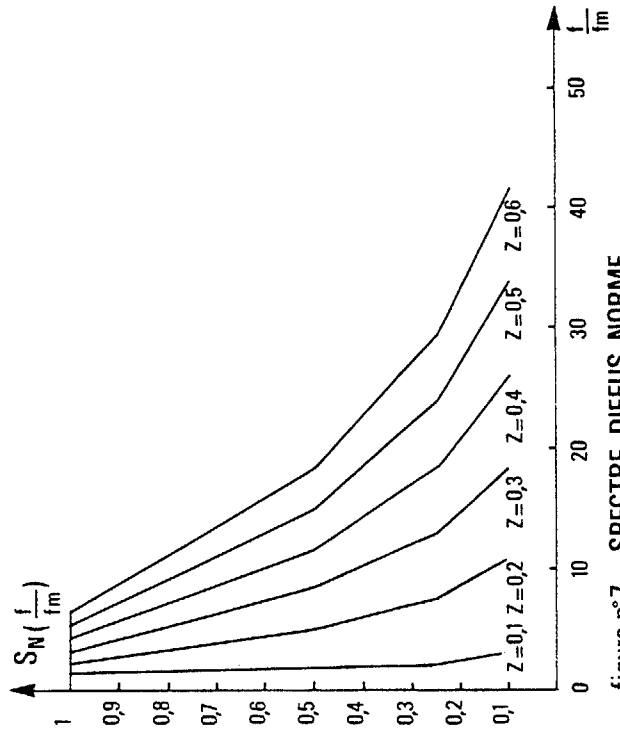


figure n°7 SPECTRE DIFFUS NORME

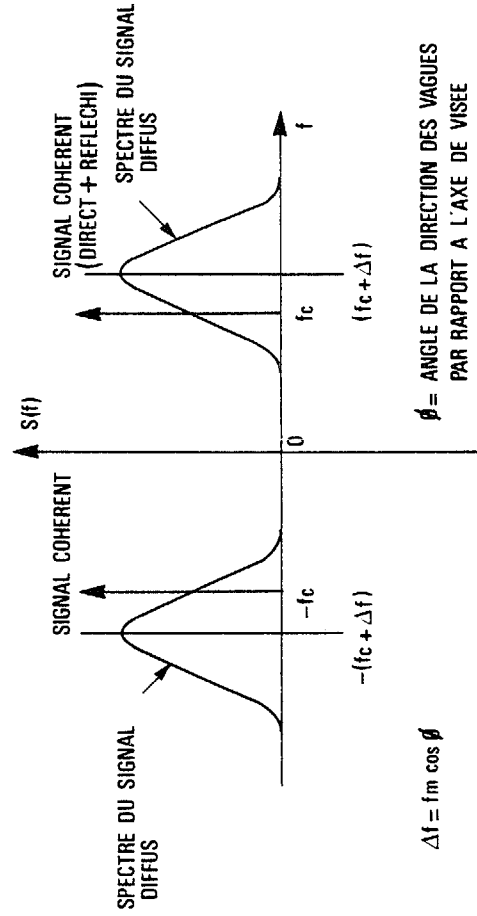


figure n°8 DISPOSITION SPECTRALE