

# DIXIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 20 au 24 MAI 1985

APPLICATIONS DES RAYONS GENERALISES A QUELQUES PROBLEMES DE  
PROPAGATION DE BASSES FREQUENCES PAR GRAND FOND  
APPLICATIONS OF GENERALIZED RAY THEORY TO SEVERAL LOW FREQUENCY  
PROPAGATION PROBLEMS IN DEEP WATER

A. PLAISANT

L. RAILLOW

THOMSON-CSF - DASTM - Chemin des Travaux - 06801 - Cagnes-s/Mer - France

## RESUME

Une méthode classique de résolution de l'équation d'onde en acoustique sous-marine est la théorie des rayons. Toutefois, la théorie classique des rayons n'est plus valable en basses fréquences et le calcul du champ se heurte au problème des caustiques et des points de retournement des rayons qui peut être résolu par la théorie des rayons généralisés.

On rappelle brièvement les fondements de la théorie des rayons généralisés et on montre en quoi ils se distinguent des rayons classiques. Cette théorie généralisée a été appliquée dans un modèle de calcul des rayons et des pertes de transmission, que l'on utilise dans des cas où la théorie classique ne donne pas satisfaction : zone de convergence, zone d'ombre avec fuites basse fréquence.

Les résultats obtenus précédemment sont comparés à un modèle de rayons classique, avec ou sans correction, et un modèle résolvant numériquement l'équation parabolique.

Le programme RAYGENE mis en oeuvre, montre un léger décalage positif en distance de la zone de convergence et, surtout, permet d'isoler et donc d'étudier les fuites canal spécifiques des basses fréquences.

## SUMMARY

A classical method to solve wave equation in underwater acoustics is ray theory. However classical ray theory is no more valid in low frequency and the field calculation falls with the problem of caustics and turning points, problem that can be resolved with generalized ray theory.

This paper first summarize the principles of generalized ray theory, and shows differences with classical ray theory. This generalized theory has been used in a propagation loss and rays calculation program. Application is made when classical ray theory falls : convergence zone, shadow zone with low frequency leakage.

Results thus obtained are compared with classical models, with or without correction, and a model solving numerically parabolic equation.

Use of RAYGENE program shows a weak positive distance shift of convergence zone and especially allows to isolate and thus to study specifically low frequency leakage from the surface channel.



## 1 - INTRODUCTION

La théorie classique des rayons [1] correspond à une approximation des solutions des équations de propagation valable seulement aux hautes fréquences. Elle néglige les phénomènes de diffraction importants aux basses fréquences. La théorie des rayons présente de nombreux avantages : représentation imagée du champ acoustique, possibilité d'obtenir des indications immédiates, qualitatives sur des quantités utiles pour les problèmes sonars tels que le type de réverbération rencontrée, la directivité utile des antennes ; possibilité d'accès à la structure fine du signal reçu, grâce à la connaissance des temps de retard et des sites d'arrivée des différents trajets. C'est pour conserver ces avantages qu'on a essayé d'apporter des perfectionnements à cette théorie.

Dans une série d'articles [3] à [7], MURPHY et DAVIS présentent la théorie des rayons modifiés. Dans cette théorie, "l'équation séparée en  $z$ " est résolue par la méthode dite WKB généralisée et les solutions sont valables même au voisinage des points de retournement, contrairement aux solutions classiques. La fonction de GREEN obtenue est ensuite intégrée par la méthode de la phase stationnaire qui est équivalente au calcul par divergence géométrique dans un tube de rayons. Cette théorie des rayons modifiés doit son nom au fait que, dans le cas d'un retournement ou d'une réflexion au voisinage ou sur une interface, surface ou fond, si la fréquence est basse et l'angle de résonance faible, on observe un déplacement du rayon par rapport au rayon classique. Ce phénomène de déplacement avait d'ailleurs été déjà observé par BREKHOVIKH [2].

Une autre conséquence de la théorie des rayons modifiés est l'apparition de rayons transmis non prévus par la théorie classique, quand il y a retournement sur un maximum de célérité. Ce phénomène est de nature à expliquer, par exemple, les fuites d'énergie observées dans un chenal de surface [8] à [10].

En 1975, WEINBERG [11] introduit la théorie des rayons généralisés qui est elle-même une extension de la théorie des rayons modifiés ; elle consiste à intégrer la fonction de GREEN non pas par la méthode de la phase stationnaire, mais au moyen d'une intégration numérique. En effet, la méthode de la phase stationnaire est en défaut près des caustiques et des points de retournement.

La méthode des rayons généralisés a été mise en oeuvre dans un modèle baptisé "RAYGENE" qui permet le calcul de la perte associée à chaque rayon normal ou supplémentaire, puis la recombinaison de tous les rayons issus de la norme et passant par le récepteur pour obtenir la perte totale en fonction de la distance.

Dans le chapitre 2, on présente les fondements de la théorie des rayons généralisés ; puis, dans le chapitre 3, on compare les prédictions du RAYGENE à celles d'autres modèles basés sur la théorie des rayons et couramment utilisés : le FACT et le NISSM dans les deux configurations chenal de surface et zone de convergence.

## 2 - THEORIE DES RAYONS GENERALISES

### 2.1 - Calcul du champ acoustique en milieu stratifié

Les calculs ne sont valables que dans le cas d'un milieu stratifié horizontalement, c'est-à-dire pour lesquels les constantes physiques ne dépendent que de la profondeur  $z$  et pas de la distance  $r$ .

Dans ce cas, le champ à la distance  $r$  et à l'immersion  $Z$ , dû à une source ponctuelle placée en  $r(0, z_0)$  peut s'écrire à un facteur de proportionnalité près sous la forme :

$$(1) \quad \Psi(r, z) = \int_0^\infty G(z, \xi) J_0(k_0 \xi r) \cdot \xi \cdot d\xi,$$

avec  $k_0 = \omega/c(z_0)$ .

$G(z, \xi)$  est la fonction de Green générale et  $\xi$  une variable d'intégration qui, en théorie classique, représente le cosinus de l'angle de départ du rayon.

$G$  doit obéir à l'équation séparée  $z$  (2) et aux conditions aux limites :

$$(2) \quad \frac{d^2 G}{dz^2}(z, \xi) + [k^2(r) - k_0^2 \xi^2] G(z, \xi) = -2\delta(z - z_0)$$

Si on connaît deux solutions indépendantes  $U$  et  $V$  de l'équation séparée en  $z$  sans second membre :

$$(3) \quad \frac{d^2 Z}{dz^2}(z, \xi) + k_0^2 p^2(z, \xi) Z(z, \xi) = 0$$

$$\text{avec } p^2(z, \xi) = \left(\frac{c_0}{c(z)}\right)^2 - \xi^2$$

telles que  $U$  satisfasse aux conditions aux limites sur la surface et  $V$  aux conditions aux limites sur le fond, la fonction de Green peut s'écrire sous la forme :

$$(4) \quad G(z, \xi) = -2 \frac{U(z_0, \xi) \cdot V(z, \xi)}{W\{U, V\}_{z_0}} \quad (\text{cas } z_0 \leq z \leq H),$$

$$\text{avec } W\{U, V\} = U \frac{dV}{dz} - V \frac{dU}{dz}$$

A leur tour,  $U$  et  $V$  peuvent toujours s'écrire sous forme de combinaison linéaire de solutions quelconques indépendantes  $Z^+$  et  $Z^-$  de l'équation (3). On choisit la forme

$$(5) \quad \begin{cases} U(z, \xi) = Z^-(z, \xi) + \gamma_{\text{sur}}(\xi) Z^+(z, \xi); \\ V(z, \xi) = Z^+(z, \xi) + \gamma_{\text{fond}}(\xi) Z^-(z, \xi). \end{cases}$$

$Z^+$  et  $Z^-$  sont choisies de façon à représenter des ondes qui se dirigent respectivement vers la surface ( $z$  négatifs) et vers le fond.  $\gamma_{\text{sur}}$  et  $\gamma_{\text{fond}}$  sont des coefficients de réflexion qui sont déterminés, une fois  $Z^+$  et  $Z^-$  connues, par le fait que  $U$  doit obéir à la condition aux limites surface et  $V$  à la condition aux limites fond.

### 2.1 - Fonction de Green associée à un rayon

Si on reporte (5) dans (4), on trouve que

$$W\{U, V\}_{z_0, \xi} \sim 1 - \gamma_{\text{sur}}(\xi) \cdot \gamma_{\text{fond}}(\xi).$$

$$\text{et comme } [1 - \gamma_{\text{sur}} \gamma_{\text{fond}}]^{-1} = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_{\text{sur}}^n \gamma_{\text{fond}}^n.$$

on voit que la fonction  $G(z, \xi)$  se décompose en une somme de termes qui peuvent être associés à des rayons ayant subi un nombre donné de réflexions surface et fond.

Si le milieu possède plusieurs zones à gradient de célérité de même signe, il faut faire intervenir des coefficients de réflexion et de transmission intrinsèques  $\gamma_{R_{i,j}}$  et  $\gamma_{T_{i,j}}$  que l'on calcule en exprimant les conditions de continuité de  $U$  et  $V$  et leurs dérivées au passage entre deux zones. On effectue cette partition du milieu en zones à gradient de célérité de même signe, car c'est dans des zones de ce type qu'on sait calculer les solutions  $Z^+$  et  $Z^-$  par la théorie WKB généralisée. Voir paragraphe suivant).

Finalement, la fonction de Green associée à un

APPLICATIONS DES RAYONS GENERALISES A QUELQUES PROBLEMES DE PROPAGATION DE BASSES FREQUENCES PAR GRAND FOND

rayon est de la forme :

$$(6) \quad G(z, \xi) = i\pi Z_{i_0}^{\pm}(z_0, \xi) Z_{i_r}^{\pm}(z, \xi) \prod_{i=0}^N \gamma R_{i,i+1}^m \cdot \gamma T_{i,i+1}^n$$

$i_0$  et  $i_r$  représentent l'indice des zones où se trouvent source et récepteur.

$m_i$  est le nombre de fois que le rayon se réfléchit ou se retourne sur l'interzone  $i, i + 1$  dans les deux sens.

$n_i$  est le nombre de fois que le rayon traverse l'interzone  $i, i + 1$  dans les deux sens.

Il faut prendre  $Z_{i_0}^+$  si le rayon part vers le haut  $Z_{i_r}^+$  si le rayon arrive au récepteur par le haut.

2.3 - Solutions WKB généralisées

La théorie WKB classique consiste à chercher des solutions de la forme

$$Z(z, \xi) = A(z, \xi) e^{iS(z, \xi)}$$

en faisant l'approximation

$$\frac{d^2 A}{dz^2} \ll k_0^2 p^2(z, \xi) A$$

On obtient alors les solutions WKB classiques :

$$(7) \quad Z^{\pm}(z, \xi) = \frac{C}{\sqrt{k_0 p(z, \xi)}} e^{\pm i k_0 \int_{z_i}^z p(z, \xi) dz}$$

On voit que l'approximation n'est pas valable pour les faibles valeurs de  $p(z, \xi)$ , c'est-à-dire près des points de retournement: en effet,  $\xi$  représente le cosinus de l'angle de départ du rayon et

$$\text{retournement en } z_1 \iff p(z_1, \xi) = 0 \implies \frac{C_0}{C(z_1)} = \text{Cos } \theta_0 = \xi_0$$

La méthode WKB généralisée procède de la façon suivante [11]: on écrit que la solution  $Z$  est une perturbée d'une fonction  $\bar{Z}$  solution de l'équation.

$$(8) \quad \frac{d^2 \bar{Z}(S)}{dS^2} + k_0^2 P^2(S) \bar{Z}(S) = 0,$$

où  $P^2(S)$  "ressemble" à  $p^2(z)$  et est tel qu'il existe des solutions analytiques  $\bar{Z}$  pour l'équation (8).

$Z$  se déduit alors de  $\bar{Z}$  par la transformée :

$$Z(z, \xi) = T(z, \xi) \bar{Z}[S(z, \xi)]$$

Le problème se simplifie si on choisit

$$T(z) = [S'(z)]^{-1/2}$$

On s'aperçoit qu'on obtient une équation simple pour  $S(z)$  si on choisit  $P(S)$  tel que le rapport  $p(z) / P(S)$  reste voisin d'une constante; ceci impose  $P(S) = 0$  quand  $p(z) = 0$  au même ordre, donc  $P(S) = 0$  quand  $z = z_t$  profondeur du point de retournement.

On a le choix entre trois types de fonctions  $P^2(S)$  :

$P^2(S) = \text{Cte}$  : les solutions  $\bar{Z}$  de (8) sont des exponentielles complexes (méthode WKB classique)

$P^2(S)$  linéaire en  $S$  : les solutions sont les fonctions d'Airy

$P^2(S)$  quadratique en  $S$  : les solutions sont les fonctions de Weber-Hermite.

En prenant  $P^2(S) = -\epsilon S / k_0^2$  où  $\epsilon$  est le signe du gradient de célérité, on obtient les solutions approchées suivantes :

$$Z^{\pm}(z, \xi) = [k_0 |p(z, \xi)|]^{-1/2} |S(z, \xi)|^{1/4} [B_i(\epsilon.S) \mp i\epsilon A_i(\epsilon.S)] e^{\pm i\epsilon\pi/4}$$

$$\text{avec : } S(z, \xi) = \left[ 3/2 k_0 \int_{z_1}^z |p(z, \xi)| dz \right]^{2/3}$$

pour  $z > z_1$

$$- \left[ -3/2 k_0 \int_{z_1}^z |p(z, \xi)| dz \right]^{2/3}$$

pour  $z < z_1$ .

Ces solutions sont asymptotiques pour  $k_0$  grand et  $|z - z_t|$  grand aux solutions WKB classiques :

$$Z_{cl}^{\pm}(z, \xi) = \{k_0 p(z, \xi)\}^{-1/2} \exp \pm i k_0 \int_{z_i}^z p(z, \xi) dz,$$

2.4 - Intégration de la fonction de Green

Si on prend la forme asymptotique de  $J_0$  (pour  $r$  grand) (1) devient

$$\Psi(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{k_0}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-in/4} \int_0^{\infty} \sqrt{\xi} \cdot G(z, \xi) \exp(ik_0 \xi r) d\xi.$$

La méthode des rayons généralisés consiste à calculer numériquement cette intégrale.

La technique utilisée est présentée dans le rapport [12] et [13].

3 - COMPARAISON DES RESULTATS SUR UN CAS TYPE

3.1 - Description du cas type

On considère la bathycélérimétrie représentée figure 1.

Il s'agit d'une bathy expérimentale Atlantique Nord-Est Hiver qui a été choisie pour qu'elle permette à la fois l'étude de la zone de convergence et du chenal de surface.

Il y a, en effet, inversion de gradient en surface de 0 à 136 mètres. Le fond est à 4400 mètres.

Le type de fond le plus réaliste est de type vase. Néanmoins, pour l'étude du chenal de surface, on considérera un fond infiniment absorbant afin d'isoler les phénomènes spécifiques basse fréquence, caractérisés par l'apparition de rayons supplémentaires.

Les rayons supplémentaires prennent naissance autour de l'inversion de gradient à 136 mètres. Ils sont représentés par le programme RAYGENE en pointillé sur la figure 2, visualisant les rayons de  $-3$  à  $+3$  degrés, par pas de  $0,5$  degré sur 400 mètres de profondeur uniquement. Il apparaît clairement que la zone d'ombre classique est couverte par des rayons supplémentaires.

On observe l'apparition de rayons supplémentaires soit transmis dans la zone d'ombre lorsqu'un rayon se retourne à l'intérieur du chenal de surface, soit réfléchi dans le chenal de surface lorsqu'un rayon traverse l'inversion de gradient.



### 3.2. Méthode de comparaison

La comparaison des pertes calculées par différents programmes est généralement rendue délicate de par le fait que les paramètres d'entrée ne peuvent être rendus strictement identiques.

Quitte à s'éloigner de la réalité on prendra des hypothèses simples permettant une bonne similarité entre les programmes. On considère ainsi les pertes à la réflexion surface nulles et les pertes à la réflexion fond infinies.

Les quatre programmes utilisés sont RAYGENE, FACT, NISSM et PAREQ. Leur spécificité et les hypothèses particulières sont données ci-après :

**RAYGENE** : On limite pour un rayon donné les pertes de transmission + réflexion à 20 dB. On limite le nombre total de changement de direction à 10. La sommation des rayons est faite de façon incohérente, c'est-à-dire en puissance sans tenir compte de la phase.

**NISSM** : Programme de rayons utilisant la théorie classique des rayons. On notera toutefois que même en prenant les mêmes points d'entrée bathy, le profil est légèrement modifié de façon à être à dérivée continue. La sommation des rayons est faite de façon incohérente.

**FACT 9D** : Programme de rayons utilisant la théorie classique des rayons mais avec un module spécifique de calcul en présence de chenal de surface, prenant en compte le gradient et l'épaisseur chenal, la fréquence et même l'agitation surface, prise ici à état MER 2. La sommation des rayons est faite de façon incohérente.

**PAREQ** : Programme résolvant l'équation parabolique par calcul itératif de FFT. La comparaison avec les autres programmes est délicate car :

- le calcul se fait en tenant compte de la phase et en supposant une cohérence parfaite ;
- la validité des paramètres de convergence est à vérifier par plusieurs essais. A 40 Hz, on peut considérer que le pas en distance  $\Delta r = 25$  mètres et l'ordre 10 pour la FFT est suffisant. A 500 Hz le calcul devient très lourd ;
- la modélisation du fond est différente. On se limite au cas zone de convergence en modélisant le fond de type vase par une masse volumique de 1,7 avec absorption de 0,5 dB/ $\lambda$ . La célérité à l'interface est de 1570 m/sec. et augmente jusqu'à 600 mètres de sédiment jusqu'à 1640 m/sec.

### 3.3. Analyse du chenal de surface

On représente figure 3 dans le chenal de surface la comparaison des calculs de pertes de 3 des programmes présentés ci-dessus, à la fréquence de 40 Hz. Au delà de 10 km il ne reste que des rayons piégés dans le chenal de surface et qui ont subi au moins une réflexion surface.

Le NISSM prévoit les pertes les plus faibles. Ensuite le FACT prévoit des pertes plus fortes dues à la formule analytique de pertes spécifiques d'un chenal de surface. Celle ci tient compte du gradient et de l'épaisseur du chenal, de la fréquence et même de l'agitation surface choisie ici à MER 2.

Il s'avère que RAYGENE prévoit des pertes nettement plus importantes, et ce uniquement à cause du phénomène de fuites basse fréquence puisque les pertes surfaces sont imposées à 0 dB, et les pertes fond infinies.

Il est intéressant de comparer alors les pertes RAYGENE dans les mêmes conditions à la fréquence de 500 Hz où les fuites chenal sont nettement plus faibles. La différence due à l'absorption entre 40 Hz et 500 Hz sur 30 km est de l'ordre de 1 dB donc négligeable dans cette comparaison.

### 3.4. Analyse des fuites sous le chenal de surface

On représente figure 4 sous le chenal de surface, à 300 mètres, la comparaison de 3 des programmes présentés ci-dessus, à la fréquence de 40 Hz.

La chute brutale des pertes à 10 km est particulièrement nette sur le FACT, qui ne prévoit aucune énergie au delà dans la zone d'ombre. Curieusement le NISSM trouve de l'énergie jusqu'à 17 km, alors que la théorie de calcul est la même. En fait la différence est due à la modification automatique de la bathy faite par le NISSM, qui la rend à dérivée continue. Les trajets directs peuvent ainsi aller plus loin, grâce à l'arrondi autour de l'inversion de gradient.

Le calcul RAYGENE, prenant en compte le gain dû aux fuites du chenal, montre une nette augmentation d'énergie dans la zone d'ombre par rapport à NISSM et FACT, correspondant exclusivement à l'énergie des rayons supplémentaires venant du chenal de surface.

### 3.5. Analyse de la zone de convergence

On représente figure 5 la comparaison des 4 programmes à la fréquence de 40 Hz dans la configuration  $S = 75$  mètres /  $R = 300$  mètres.

Comme on ne cherche pas ici à isoler les rayons supplémentaires, on se rapproche du cas réel en prenant des pertes fond suivant la formule HALL-WATSON avec porosité de 0,7, représentation d'un fond type vase. La même formule a été intégrée dans le NISSM, le FACT et RAYGENE pour permettre la comparaison.

Juste avant et après la zone de convergence, les pertes des 3 programmes par rayon sont bien identiques. La comparaison entre NISSM et FACT est assez logique, le FACT arrondissant la montée d'énergie due aux caustiques en basse fréquence. Par contre, il s'avère pour RAYGENE qu'il y a à la fois une nette augmentation de distance de l'apparition de la zone de convergence. Ceci peut s'expliquer par le décalage positif des rayons se retournant près du fond.

Les valeurs de pertes obtenues avec PAREQ sont nettement plus fluctuantes en niveau. Par contre le décalage en distance et la forme des pertes s'apparente à celle de RAYGENE pour la zone de convergence.

Les rapides fluctuations en niveau sont dues aux interférences multitrajets, la phase étant ici prise en compte.



APPLICATIONS DES RAYONS GENERALISES A QUELQUES PROBLEMES DE PROPAGATION  
DE BASSES FREQUENCES PAR GRAND FOND

4 - CONCLUSION

La théorie des rayons généralisés permet le calcul des pertes de propagation même en basse fréquence, et au voisinage des caustiques et des points de retournement. L'avantage du calcul du champ par rayons est conservé grâce à l'introduction des rayons supplémentaires, permettant d'isoler chaque phénomène, les paramètres milieu influents et la provenance en site de l'énergie.

Le programme RAYGENE est donc un outil précieux pour l'étude des cas non couverts par la théorie classique. Grâce à la récente introduction d'une recherche des rayons propres et du calcul des pertes globales, il peut également être utilisé comme un programme classique tel que NISSM ou FACT.

La comparaison avec d'autres programmes fait apparaître pour le cas type envisagé un décalage en distance de la zone de convergence.

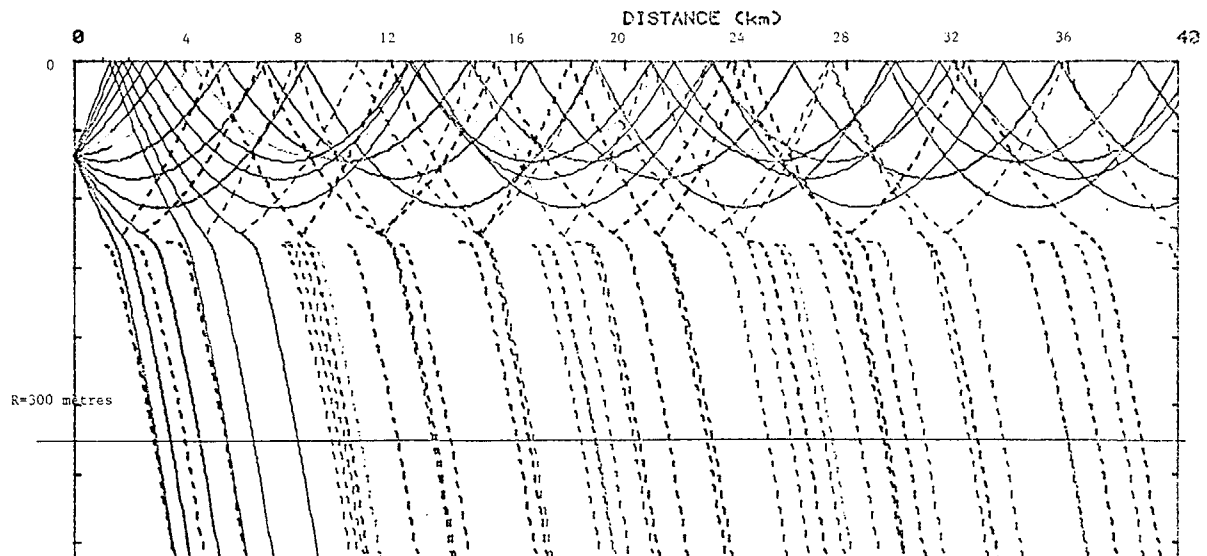
La différence principale est dans le traitement des fuites basse fréquence du chenal de surface, non prises en compte dans le NISSM, et de façon non satisfaisante dans le FACT. En effet, la formule analytique de fuites dans le FACT semble accorder à la fréquence une influence insuffisante en très basse fréquence, et est en tout cas incomplète puisqu'elle ne calcule pas l'apport d'énergie dû à ces fuites lorsque le récepteur est en dessous du chenal.

Quelle que soit l'influence relative des rayons supplémentaires et des rayons classiques réfléchis fond, le programme RAYGENE permet d'isoler les phénomènes spécifiques basse fréquence. Outre l'intérêt théorique, ils peuvent s'avérer importants en pratique compte tenu de leur provenance en site différente, et de leur indépendance des conditions de fond.

Il reste à valider les résultats RAYGENE sur un grand nombre de cas par comparaison à d'autres programmes mais surtout par comparaison avec des résultats expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 C.B. OFFICER "Introduction to the theory of sound transmission," MacGraw, 1958.
- 2 L.M. BREKHOVSKIKH, "Waves in layered media", Academic Press, New York, 1960.
- 3 E.L. MURPHY, "Ray representation of diffraction effects in the splitbeam sound field", J.A.S.A. Vol. 43, n° 3, p. 610-618, 1968.
- 4 E.L. MURPHY "Modified ray theory for the two turning point problem", J.A.S.A., Vol. 47, n° 3, p. 899-908, 1970.
- 5 E.L. MURPHY et J.A. DAVIS, "Modified ray theory for bounded media", J.A.S.A., Vol. 56-6, p.1746-1760, décembre 1974.
- 6 J.A. DAVIS, "Modified ray theory for discontinuous media", Woods Hole Oceanographic Institution Tech. Rep. n° 74-31, june 1974.
- 7 J.A. DAVIS, "Extended modified ray theory field in bounded and unbounded inhomogeneous media", J.A.S.A., Vol. 57, n°2, p. 276-286, 1975.
- 8 J. JOSEPH, Marché D.R.M.E., n° 76/082, premier rapport d'étude.
- 9 J. JOSEPH, Marché D.R.M.E., n° 76/021, deuxième rapport d'étude.
- 10 J. JOSEPH, Marché D.R.M.E., n° /6/082, rapport de synthèses finale.
- 11 H. WEINBERG, "Application of ray theory to acoustic propagation in horizontally stratified oceans J.A.S.A., Vol. 58, n° 1, p. 97-109, Juillet 1975.
- 12 A. PLAISANT, Marché DRET n° 77/239, Rapport de synthèse finale n° DASM 70/001/062 AP
- 13 A. PLAISANT, Marché DRET n° 81/498, Rapport de synthèse finale n° DASM 82/06/985 AP



BATHY : ATL-HIV 80 A  
IMMERSION SOURCE (m) : 75  
RAYONS TRACES DE : -3 A 3 PAR PAS DE 0.5Degrés

RAYONS GENERALISES  
FREQUENCE (Hz) : 500  
PERTES LIMITEES T/R (DB) : 60

Figure 2 : Tracé des rayons classiques (—) et supplémentaires (---) obtenu par RAYGENE dans 0 à 600 m d'immersion



APPLICATIONS DES RAYONS GENERALISES A QUELQUES PROBLEMES DE PROPAGATION  
DE BASSES FREQUENCES PAR GRAND FOND

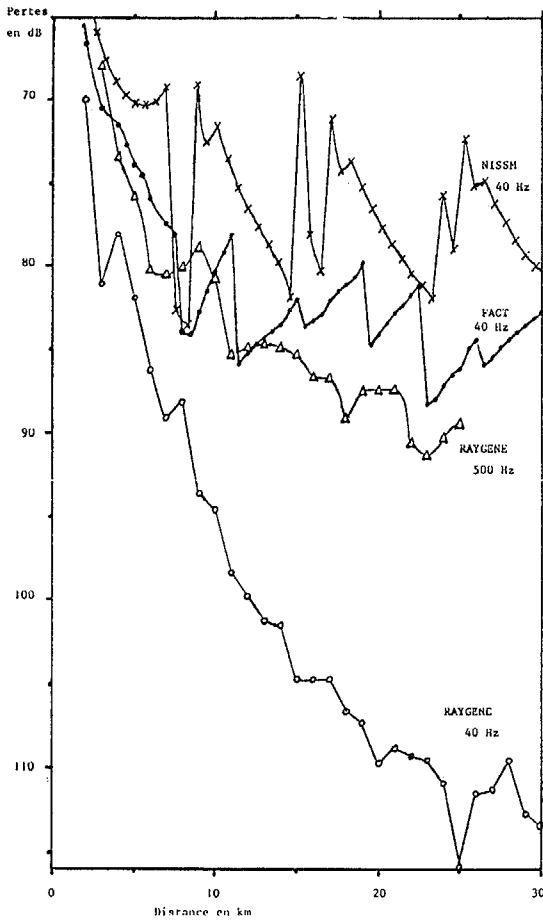


Figure 3 : Fuites BF dans le chenal de surface, fond absorbant  
F = 40 Hz S = R = 75 mètres

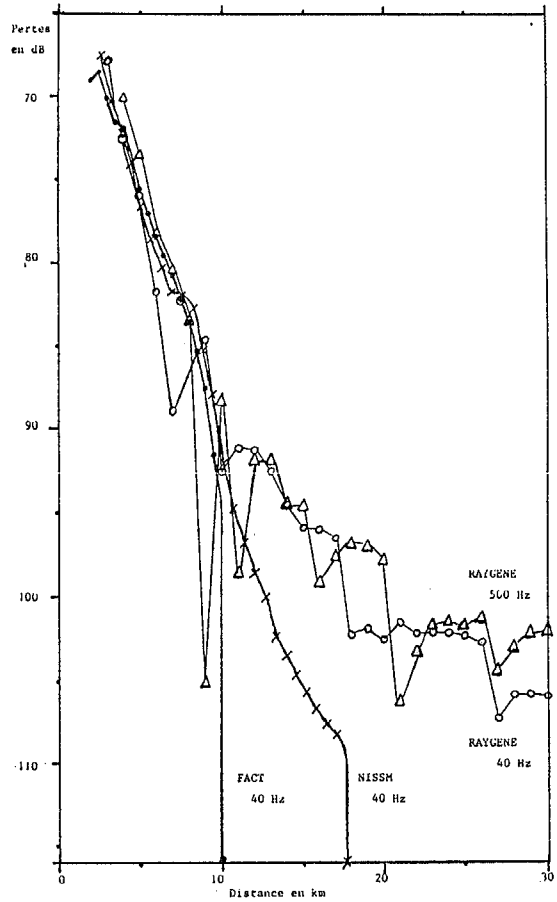


Figure 4 : Fuites BF sous le chenal de surface, fond absorbant  
F = 40 Hz S = 75 m R = 300 m

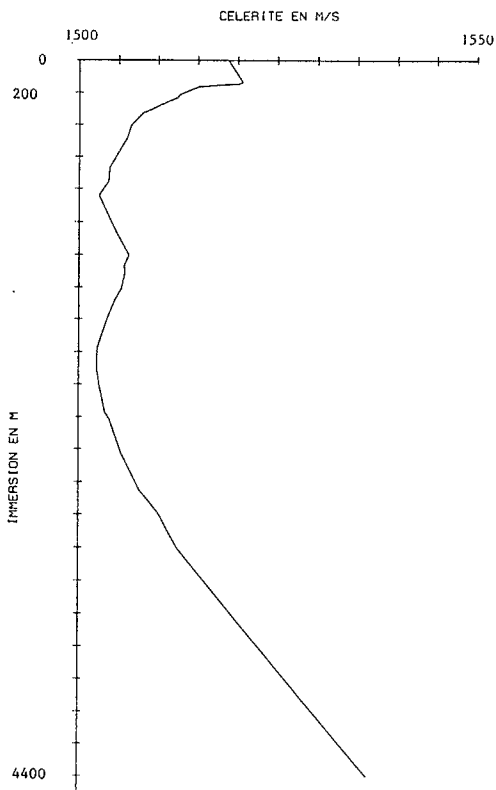


Figure 1 : Bathycélèrimétrie ATL 80 A du cas type calculé

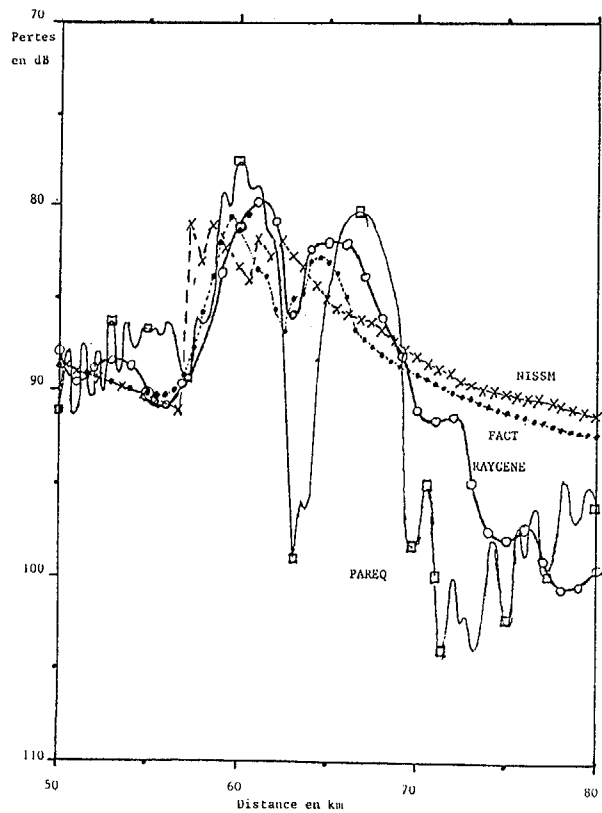


Figure 5 : Zone de convergence, fond de type vase  
F = 40 Hz S = 75 m R = 300 m