

50376
1982
77

50376
1982
77

THESE

N° d'ordre : 308

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Jean-Pierre DEPARIS

Ingénieur EUDIL

ETUDES THEORIQUES D'HYDROPHONES A DIRECTIVITE CARDIOIDE



soutenu le 12 Juillet 1982 devant la commission d'examen :

Messieurs	CONSTANT	Président
	DEFEBVRE	Rapporteur
	POULIQUEN	Examineur
	QUIVY	"
	VATERKOWSKI	"

Cette thèse a été préparée au Laboratoire d'Ultrasons du L.A. 253 du CNRS, avec l'aide de la Faculté Libre des Sciences et de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord que je tiens à remercier ici.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur CONSTANT, Professeur à l'Université de Lille I, qui a accepté la présidence du Jury.

Je dois beaucoup à Monsieur DEFEBVRE, Doyen de la Faculté Libre des Sciences de Lille, dont les conseils nombreux et précis m'ont permis de concrétiser ce travail dans la forme présente.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur POULIQUEN, Chargé de Recherche au CNRS, pour les intéressantes conversations que nous avons pu avoir au cours de ce travail ainsi que pour sa participation au Jury.

J'assure ma très sincère reconnaissance à Monsieur QUIVY, Chef de la Division Transducteurs du Groupements d'Etudes et de Recherches Sous-Marines (D.C.A.N Toulon) et à Monsieur VATERKOWSKI, Maître-Assistant à l'Ecole Universitaire d' Ingénieurs de Lille, qui ont bien voulu juger ce travail.

Enfin je tiens à remercier les membres du Laboratoire et le Personnel de l'I.S.E.N. et du Polytechnicum de Lille qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail , et tout particulièrement Madame LEMAN, qui a toujours trouvé du temps à me consacrer pour la frappe de cette thèse.

SOMMAIRE

	<u>page</u>
INTRODUCTION	1
I - LES DISPOSITIFS A DIRECTIVITE CARDIOÏDE	2
1. Principe général	2
2. Application à l'acoustique sous-marine	4
2.1. Principe	4
2.2. Réalisation pratique	7
2.3. Résultats	8
3. Hydrophones cylindriques miniature	9
3.1. Condition de directivité cardioïde	9
3.2. Calcul de directivité	10
3.3. Réalisation et résultats	11
4. Conclusion	12
II - MODELISATION DE L'HYDROPHONE	13
1. Lois des pressions	13
1.1. Loi de phase	13
1.2. Lois d'amplitude	15
1.3. Expression globale des pressions	16
2. Modélisation de l'hydrophone	17
2.1. Trilame nu	17
2.2. Détermination expérimentale des éléments du schéma équivalent	19
3. Schéma équivalent complet	25
III - ETUDE DE LA CONDITION DE DIRECTIVITE CARDIOÏDE	28
1. Condition de directivité cardioïde	28
1.1. Expression de la sensibilité de l'hydrophone	28
1.2. Ecriture de la condition de directivité cardioïde ..	29

	<u>page</u>
2. Prévīsion de construction d'hydrophone sans effet d'ombre ..	31
2.1. Influence du choix de la fréquence de cardioīde F_R ...	32
2.2. Influence de la distance acoustique d	33
3. Influence de l'effet d'ombre	34
3.1. Condition d'obtention d'une directivité cardioīde	34
3.2. Influence de d et α sur les paramètres du système déphaseur	37
4. Comparaisons avec les théories antérieures	39
5. Autres choix du système déphaseur	40
IV - ETUDE DES REJECTIONS OBTENUES	41
1. Etude sans effet d'ombre	41
1.1. Fréquence F_R variable	41
1.2. d variable	44
2. Etude avec effet d'ombre	44
2.1. Système déphaseur calculé sans effet d'ombre	45
2.2. Système déphaseur calculé avec effet d'ombre	45
2.3. Réglages hybrides	53
2.4. Autre méthode de choix du système déphaseur	57
V - ETUDES DES REPONSES OBTENUES DANS DIVERSES CONDITIONS	61
1. Allure générale de la réponse	61
2. Influence du "trilame"	53
3. Influence des tolérances mécaniques	68
4. Influence de la température	70
5. Influence de la pression	72
6. Influence de la profondeur	77
CONCLUSION	79

INTRODUCTION

Les équipements SONAR constituent l'une des applications les plus importantes de l'Acoustique. Aussi bien pour les émetteurs (projecteurs) que pour les récepteurs (hydrophones) qui nous intéressent ici, l'amélioration des performances de directivité ou de sensibilité est recherchée pour des groupements de transducteurs élémentaires suivant des lois géométriques et des combinaisons électriques convenables. On peut alors aboutir à des antennes de dimensions importantes et l'intérêt que présenterait un récepteur unique ayant une directivité intrinsèque est alors évident.

Pour obtenir un tel récepteur directif on peut, soit utiliser deux transducteurs dont on combine électriquement les réponses, soit encore utiliser un transducteur unique sensible à la différence des pressions produites par une onde incidente directe et une onde arrière déphasée par un réseau acoustique ajusté.

Notre travail est consacré à l'étude théorique des hydrophones de cette seconde catégorie dont le principe et les premières applications en acoustique aérienne sont dues à BAUER [1]. Après avoir situé les premières transpositions connues à l'acoustique sous-marine (R.D. MARCINIAK [2] et M. RICHARD [3]) et fixé les limites des théories existantes, nous proposons une modélisation réaliste de l'hydrophone développée dans notre laboratoire qui nous a permis de procéder à des prévisions de construction et à des calculs de performances précisant la directivité et la sensibilité obtenues dans diverses conditions de construction ou d'emploi.

CHAPITRE I

LES DISPOSITIFS ACOUSTIQUES A DIRECTIVITE CARDIOTDE

1. Principe général

Vers 1941, B.B. BAUER a proposé sous le nom d'"Uniphase Unidirectionnal Microphone" [1] une méthode d'obtention de récepteur unidirectionnel différant de celle présentée en 1933 par WEINBERGER, OLSON et MASSA [4] par l'utilisation d'un seul transducteur et l'adjonction d'un réseau acoustique de déphasage.

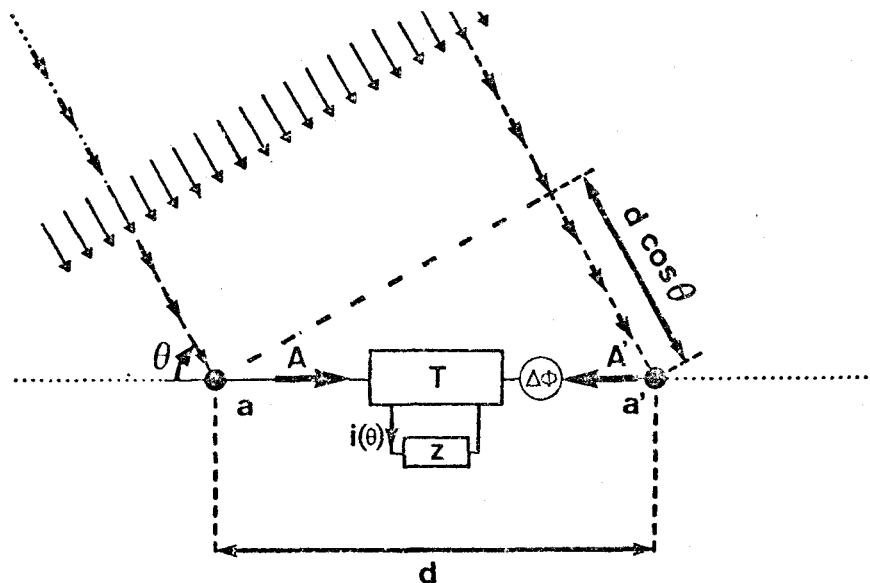


Figure 1 : Schéma de principe de la théorie de Bauer

L'onde sonore arrivant sous l'incidence θ sur l'axe du système pénètre par deux entrées acoustiques supposées ponctuelles a et a' de distance d très inférieure à la longueur d'onde acoustique λ . Les contributions A et A' attaquent un transducteur T sensible à la différence des pressions, chargé par l'impédance Z . Le système étant supposé linéaire, le courant de sortie s'écrit :

$$i(\theta) = P \times A(\theta) - Q \times A'(\theta) \quad (1)$$

où P et Q dépendent du rapport N de transformation électromécanique du transducteur et de l'effet d'un réseau déphaseur pour Q. L'obtention d'une directivité cardioïde, c'est-à-dire d'une sensibilité liée à l'angle d'incidence θ par la relation $S = S_0 (1 + \cos \theta)$ exige :

$$i(180^\circ) = 0 \quad (2)$$

soit encore

$$\frac{P}{Q} = \frac{A'(180^\circ)}{A(180^\circ)} \quad (2')$$

Si l'on admet (ce qui n'est pas indispensable) l'égalité des amplitudes aux deux entrées, le déphasage ϕ dû au trajet acoustique intervient seul ; on peut alors écrire :

$$A(\theta) = A'(\theta) e^{j\phi(d, \theta)} = A'(\theta) e^{j \frac{\omega d \cos \theta}{c}} \quad (3)$$

où ω est la pulsation de l'onde acoustique se propageant à la vitesse c dans l'eau, et la condition (2') devient :

$$\frac{P}{Q} = e^{j \frac{\omega d}{c}} \quad (4)$$

On voit que pour obtenir une directivité cardioïde à large bande, il faudrait que la condition (4) soit toujours vérifiée, autrement dit que le système déphaseur introduise un déphasage proportionnel à la fréquence.

La condition (4) étant vérifiée, le courant de sortie se met sous la forme :

$$i(\theta) = P A(\theta) - A'(\theta) e^{-j \frac{\omega d}{c}}$$

soit encore avec la valeur de A trouvée en (3)

$$i(\theta) = P A'(\theta) e^{j \frac{\omega d}{c} \cos \theta} - e^{-j \frac{\omega d}{c}}$$

Admettant $\frac{\omega d}{c}$ petit, on peut développer les exponentielles au premier ordre et déduire :

$$i(\theta) = P A(\theta) j \frac{d}{c} x (1 + \cos \theta)$$

qui est bien une réponse à directivité cardioïde.

Des applications ont été proposées en acoustique aérienne : microphone à membrane [5], à cristal [1], microphone unidirectionnel électrodynamique [1] : elles ont été décrites en détail dans la thèse de M. RICHARD [3].

Quand le calcul est possible, la réalisation de la condition cardioïde (4) n'est qu'approximative, dans la limite de fréquences et de distances acoustiques d telles que :

$$\frac{\omega d}{c} \ll 1 \quad d \ll \frac{\lambda}{2\pi}$$

2. Application à l'acoustique sous-marine

La première application à l'acoustique sous-marine est décrite vers 1971 par R.D. Marciniak [2]. Elle a servi de base aux travaux ultérieurs présentés ici.

2.1. Principe (fig. 2)

Un élément piézoélectrique, type trilame d'impédance acoustique Z_v , travaille en flexion sous l'influence de la différence des pressions extérieure incidente P_1 et intérieure P_3 déphasée par rapport à la pression arrière P_2 à l'aide d'un réseau déphaseur acoustique. Ce réseau est constitué par une fente annulaire fine (longueur w , profondeur l , épaisseur t) et par une cavité close de volume V remplie d'huile, respectivement représentables dans le schéma équivalent (fig. 2b) par une résistance selfique $Z_F = R + jL\omega$ et une capacité $Z_C = \frac{1}{jC\omega}$ dont les expressions sont données par (5), (6) et (7) en fonction des caractéristiques géométriques précitées, de la vitesse v du son dans l'huile de viscosité cinématique η et de masse volumique ρ

$$R(\text{Kg/m}^4 \cdot \text{s}) = \frac{12 \times 10^{-6} \rho \eta l}{t^3 w} \quad ; \quad L(\text{Kg/m}^4) = \frac{6\rho l}{5tw} \quad ; \quad C(\text{m}^5/\text{N}) = \frac{V}{\rho v^2}$$

(5)

(6)

(7)

On appelle d la distance acoustique entre l'avant et l'arrière,
 $Z_R = R_R + jL_R\omega$ l'impédance de rayonnement du trilame et i_1 et i_2 les débits
 de fluide aux entrées côté trilame et côté fente respectivement.

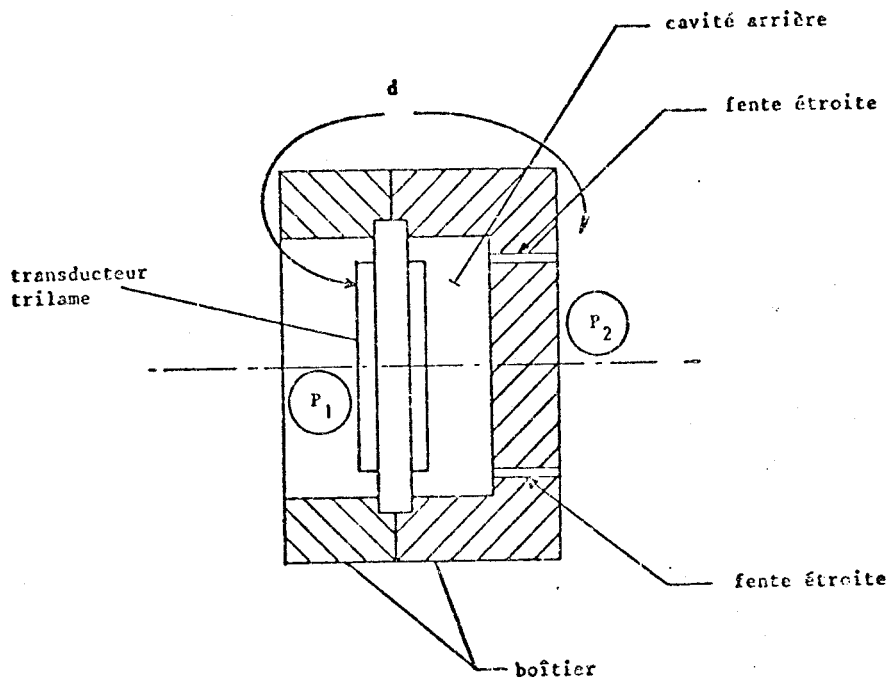


Figure 2a : Structure de l'hydrophone type Marciniak

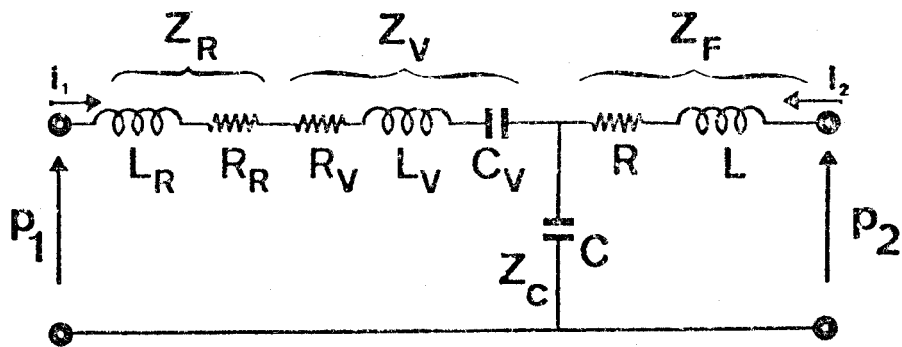


Figure 2b : Schéma équivalent de l'hydrophone type Marciniak

Les pressions p_1 et p_2 du schéma équivalent en T (fig. 2.b) s'écrivent, avec $Z'_v = Z_v + Z_R$

$$p_1 = (Z'_v + Z_c) i_1 + Z_c i_2$$

$$p_2 = Z_c i_1 + (Z'_F + Z_c) i_2$$

d'où l'on tire :

$$\left(1 + \frac{Z_F}{Z_C}\right) p_1 - p_2$$

$$i_1 = \frac{\quad}{Z'_v \left(1 + \frac{Z_F}{Z_C}\right) + Z_F} \quad (8)$$

équation correspondant à l'équation (1) de la théorie de Bauer. La condition (4) s'écrit alors, en admettant $P_1 = P_2$

$$\frac{P}{Q} = 1 + \frac{Z_F}{Z_C} = 1 + jRC\omega - LC\omega^2 = e^{j\frac{\omega d}{c}} \quad (9)$$

Choisissant $L = \frac{1}{2} R^2 C$ et admettant RC petit, il vient :

$$\frac{P}{Q} = 1 - \frac{1}{2} R^2 C^2 \omega^2 + jRC\omega \approx \cos RC\omega + j \sin RC\omega = e^{jRC\omega} = e^{j\frac{\omega d}{c}}$$

On en déduit alors une condition cardioïde indépendante de la fréquence :

$$RC = \frac{d}{c} \quad \text{avec} \quad L = \frac{1}{2} R^2 C \quad (10)$$

dans la limite des conditions restrictives précitées

$$P_1 = P_2 \quad \text{et} \quad RC\omega = \frac{\omega d}{c} \ll 1$$

2.2. Réalisation pratique (fig. 3)

Description

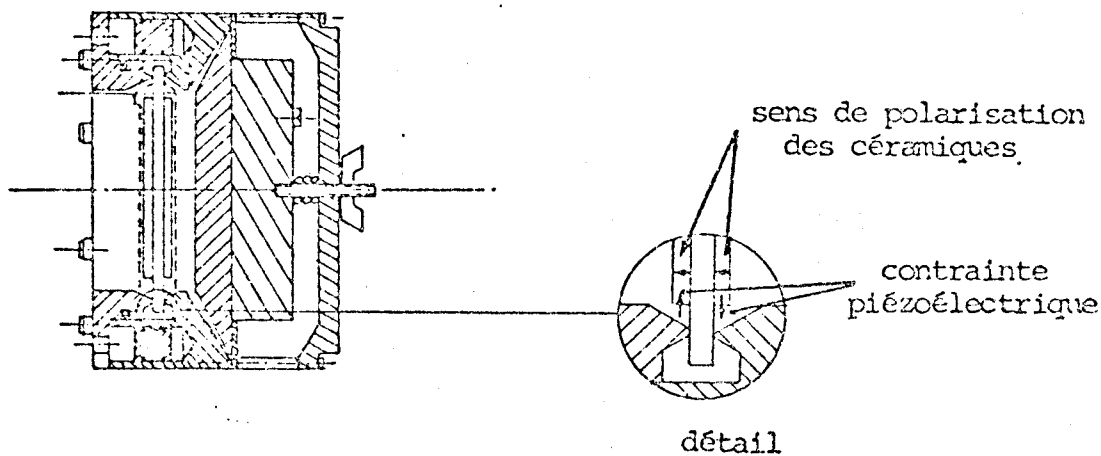


Figure 3 : Coupe de l'hydrophone de Marciniak

L'élément transducteur piézoélectrique est un disque trilame composé de deux céramiques ($\phi = 5,08$ cm, $e = 0,254$ cm) en titano zirconate de plomb (PZT 4 BRUSH) collées sur une électrode ($\phi = 6,25$ cm, $e = 0,254$ cm) en aluminium.

Les deux disques piézoélectriques sont polarisés dans le même sens et sont connectés en parallèle. Le trilame est serré à sa périphérie par des couteaux circulaires ; il est donc supporté et est bien découplé du boîtier (fig. 3b).

Une cavité de volume $V = 15,41$ cm³ remplie d'huile de masse volumique $\rho = 968$ kg/m³, de viscosité $\eta = 200$ cst. dans laquelle la vitesse du son est $v = 1020$ m/s, est située entre le trilame et un cône arrière de position variable, ce qui permet par un réglage de l'épaisseur de la fente, de réaliser un "accord" de l'hydrophone impossible à atteindre par le calcul étant donné la méconnaissance de la distance acoustique d .

Deux pistons, soumis à la pression hydrostatique et communiquant avec la cavité d'huile par des trous capillaires de grande impédance, réalisent l'équilibre hydrostatique du dispositif.

Les dimensions hors tout de l'hydrophone sont : diamètre 8,5 cm et hauteur 3,6 cm, soit un volume d'environ 200 cm³.

La fente a une épaisseur $t = 0,28$ mm, une longueur $w = 26,7$ cm et une profondeur $l = 1$ cm.

On déduit alors par les relations théoriques (5), (6), (7) les éléments R, L, C du schéma équivalent :

$$\begin{aligned}R &= 45.10^8 \text{ kg/m}^4 \text{ s} \\L &= 1,55.10^5 \text{ kg/m}^4 \\C &= 1,53.10^{-14} \text{ m}^4 \text{ s}^2/\text{kg}\end{aligned}$$

ce qui correspond à $d = 10,3$ cm, soit la longueur d'onde vers 14 KHz ; on constate que l'approximation $d \ll \lambda$ est abusive, puisque vers 5 KHz, d est de l'ordre du tiers de λ tandis que $RC\omega$ qui devrait être très petit devant 1 vaut 2,16.

2.3. Résultats

La directivité cardioïde est obtenue pour une fréquence $F_0 = 5300$ Hz avec le réglage optimal de la fente donné ci-dessus. La bande passante est comprise entre 4000 et 6000 Hz avec un taux de réjection avant-arrière compris entre 15 et 27 dB. La sensibilité à la réception dans cette gamme est égale à $-87 \text{ dB} \pm 2,5 \text{ dB}$ (ref. 1 Volt/ μ bar).

3. Hydrophones cylindriques miniatures

Une évolution a été marquée par rapport aux travaux de R.D. MARCINIAK par ceux de M. RICHARD [3] qui, indépendamment des améliorations technologiques s'est attachée à réduire la distance acoustique d par diminution de la taille des hydrophones et à préciser théoriquement les conditions d'obtention de la directivité cardioïde, le système restant de principe identique au précédent.

3.1. Conditions de directivité cardioïde

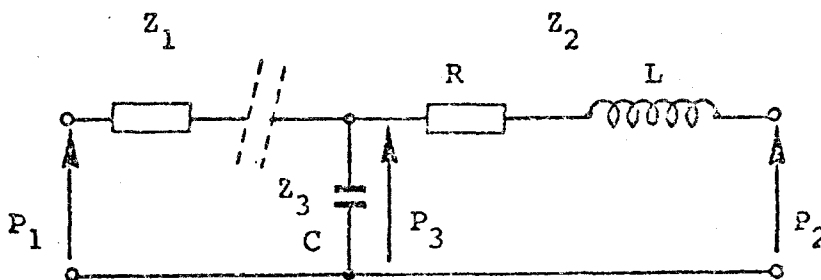


Figure 4 : Schéma équivalent simplifié de l'hydrophone

Le schéma équivalent utilisé (fig. 4) reprend sous forme condensée celui présenté dans la théorie de Marciniak (fig. 2b), mais ici les calculs sont menés en remarquant que lorsque la condition cardioïde est réalisée, aucun courant ne passant dans Z_1 , cette branche peut être coupée, alors P_3 n'est produite que par P_2 :

$$P_3 = P_2 \alpha(\text{RLC}) e^{-j\phi(\text{RLC})} = \frac{P_2}{1 - LC\omega^2 + jRC\omega}$$

$\alpha(\text{RLC})$ et $\phi(\text{RLC})$ étant l'affaiblissement et le déphasage dus à la fente et à la cavité.

La pression P_2 affaiblie et déphasée par rapport à P_1 s'écrit :

$$P_2 = P_1 \times \alpha(d) e^{-j \frac{\omega d \cos \theta}{c}}$$

On obtient alors :

$$P_1 - P_3 = P_1 \left[1 - \frac{\alpha(d) e^{-j \frac{\omega d \cos \theta}{c}}}{1 - LC\omega^2 + jRC\omega} \right] \quad (11)$$

Les conditions de directivité cardioïde sont que pour $\theta = 180^\circ$, on ait $P_1 - P_3 = 0$.

Si l'on admet $\alpha(d) = 1$ c'est-à-dire $|P_1| = |P_2|$, il faut que

$$e^{j \frac{\omega d}{c}} = 1 - LC\omega^2 + jRC\omega = \cos \frac{\omega d}{c} + j \sin \frac{\omega d}{c}$$

ce qui donne en identifiant :

$$RC(s) = \frac{\sin \frac{\omega d}{c}}{\omega} \quad (12.a)$$

$$LC(s^2) = \frac{1 - \cos \frac{\omega d}{c}}{\omega^2} \quad (12.b)$$

la fréquence de cardioïde F_0 étant déduite de la pulsation ω choisie.

Remarque : Lorsque $\frac{d}{c}$ est très petit (12.a) donne $RC = \frac{d}{c}$ qui, porté dans (12.b) donne $LC = \frac{1}{2} R^2 C$. On retrouve ainsi les conditions simplifiées (10) de R.D. Marciniak.

3.2. Calcul de la directivité

Le trilame piézoélectrique délivre une tension, proportionnelle à la différence des pressions P_1 et P_3 .

On peut donc définir un facteur de sensibilité à la réception (en décibels) tel que :

$$V_s = 20 \log (P_1 - P_3)$$

soit, avec (11)

$$V_s = 20 \log P_1 \left[1 - \frac{e^{-\frac{j\omega d \cos \theta}{c}}}{1 - LC\omega^2 + jRC\omega} \right]$$

De cette expression, fonction de la fréquence et de l'obliquité, on peut déduire à une fréquence donnée le diagramme de directivité $Sh(\theta)$ et le taux de réjection avant-arrière $Sh(0^\circ) - Sh(180^\circ)$. A fréquence variable, on peut obtenir l'évolution de $Sh(0^\circ)$ et la bande passante de l'hydrophone (F_1 limite basse et F_2 limite haute) pour laquelle le taux de réjection demeure supérieur à une valeur imposée (10 dB par exemple). On notera que celle démarche revient à considérer P_3 comme fonction de P_2 seul à toute fréquence, ce qui n'est vrai qu'à la fréquence de cardioïde F_0 .

3.3. Réalisation et résultats

Plusieurs hydrophones ont été réalisés en application de cette théorie. Nous donnons (fig. 5) le schéma de construction du modèle le plus élaboré. La taille des hydrophones est réduite (diamètre 38 mm, épaisseur 13,5 mm) laissant supposer des distances acoustiques de l'ordre de 35 mm. Des lames d'air sur le fond et la périphérie de la cavité diminuent les couplages parasites.

Les déterminations des éléments du système déphaseur ont été faites pour des fréquences de réjection cardioïde de 1 ou 10 mais les mesures correspondantes donnent systématiquement une réjection insuffisante aux basses fréquences et une fréquence de réjection maximale supérieure à celle prévue (de l'ordre de 13 KHz), la bande passante restant comprise dans la gamme 10 à 17 KHz, quelle que soit la fréquence de cardioïde choisie.

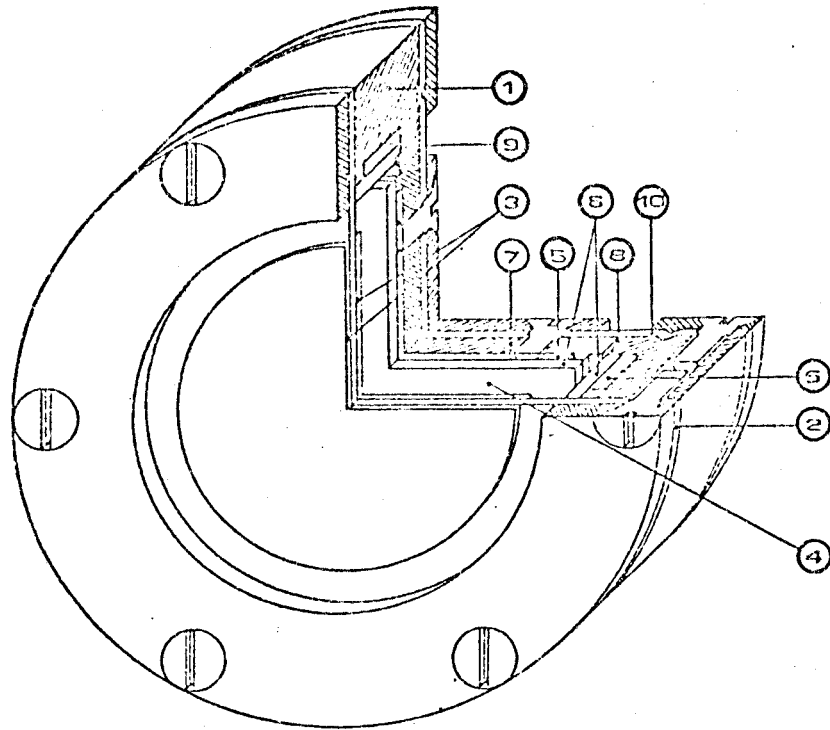


Figure 5 : Coupe des hydrophones :
type M. Richard

- ① corps
- ② électrode
- ③ céramiques
- ④ cavité intérieure
- ⑤ lames d'air (cylindrique et disque)
- ⑥ parois internes PVC
- ⑦ tape arrière
- ⑧ fente acoustique
- ⑨ tige filetée nylon
- ⑩ membrane caoutchouc

4. Conclusion

Les théories classiques sont toutes basées sur l'hypothèse simplificatrice d'égalité des pressions sur les faces de l'hydrophone et insistent sur la petitesse des dimensions de l'hydrophone ($\frac{\omega d}{c} \ll 1$).

Dans ce dernier cas, la théorie de R.D. MARCINIAK propose des conditions cardioïdes indépendantes de la fréquence d'autant plus plausibles que celle-ci est faible, tandis que M. RICHARD propose des conditions à une fréquence de réjection cardioïde choisie à volonté.

Curieusement, les hydrophones réalisés ne sont convenables qu'à des fréquences relativement hautes (4 à 6 KHz pour R.D. MARCINIAK et 10 à 15 KHz pour M. RICHARD). De plus ces théories s'avèrent incapables de faire un calcul correct de la sensibilité et de la directivité faute d'avoir précisé les éléments du schéma équivalent.

CHAPITRE II

MODELISATION DE L'HYDROPHONE

Notre travail de prévision, de construction et de performances d'hydrophone de "structure Marciniak-Richard" est fondé sur un schéma équivalent complet dont l'élaboration était assez largement effectué au commencement de notre étude.

Ce modèle précise les lois de pressions effectives agissant sur l'hydrophone, le schéma du transducteur trilame, et échappe de ce fait aux insuffisances des modèles antérieurs. Nous nous bornerons ici à en préciser brièvement la constitution en indiquant les méthodes expérimentales utilisées pour déterminer les différentes grandeurs.

1. Lois de pressions

Lorsqu'un hydrophone tourne dans un champ acoustique, les pressions p_1 et p_2 reçues par ses deux faces présentent une différence de phase mais aussi ces variations d'amplitude en raison de multiples effets :

- taux variable d'ondes stationnaires créées par réflexion
- intégration d'ondes de phase variable sur une face
- effet de diffraction dû au corps de l'hydrophone
- effet d'ombre portée par une face sur l'autre (maximal pour $\theta = 0$ et $\theta = 180^\circ$) qui rendent prépondérantes alternativement p_1 ou p_2 .

Par commodité nous avons regroupé l'ensemble de ces phénomènes sous le vocable d' "effet d'ombre".

1.1. Lois de phase

Par des mesures en champ lointain sur des hydrophones à deux transducteurs-trilame spécialement conçus puis sur un hydrophone à un

seul transducteur du type Marciniak, on a pu montrer [6,7] que le déphasage $\Delta\phi$ dû à la propagation entre les ondes tombant sur la face avant et la fente pouvait s'exprimer par la loi :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi dF}{c} \cos \theta \quad (16)$$

où F est la fréquence du champ acoustique se propageant à la vitesse c dans l'eau, θ l'angle d'incidence des rayons acoustiques sur le trilame, d la distance acoustique entre les faces de l'hydrophone.

Les courbes (fig. 6) donnent à titre indicatif le déphasage entre les faces de l'hydrophone $\Delta\phi = \phi(\theta) - \phi(0^\circ) + p \times 360^\circ$, ϕ étant la différence de phase entre les tensions de sortie des trilames et p étant choisi pour que $\Delta\phi = 0^\circ$ pour $\theta = 0^\circ$, $\Delta\phi$ étant maximum pour $\theta = 180^\circ$. Ces courbes justifient la forme de la loi retenue (16).

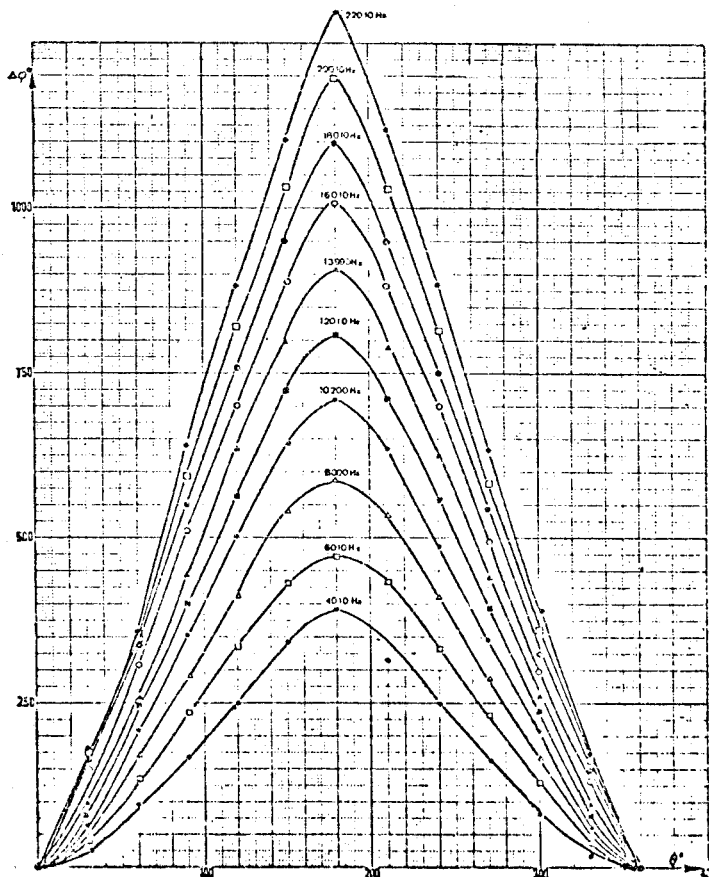


Figure 6 : Déphasage entre les faces d'un hydrophone en fonction de l'obliquité

Pour un hydrophone de type standard, la détermination de la distance acoustique d , à partir de mesures de déphasage par rapport à une référence extérieure pour $\theta = 0$ et $\theta = 180^\circ$ avec soit le trilame seul actif, soit la fente seule active aboutit à deux valeurs : d_f , distance acoustique fente ouverte, d_t distance acoustique trilame ouvert ; pour un hydrophone de rayon $r = 20$ mm et d'épaisseur $e = 15$ mm, on trouve $d_f = 39,1$ mm et $d_t = 46,4$ mm, d apparaissant alors comme une constante de valeur supérieure à $e + r$.

Comme dans l'emploi normal de l'hydrophone, aucune obturation n'intervient, on peut penser qu'une valeur intermédiaire est valable ; on adoptera donc pour notre hydrophone théorique :

$$d = 42,8 \pm 2,6 \text{ mm}$$

1.2. Lois d'amplitude

Les relevés des courbes de sensibilité $V_s(\theta, F)$, d'où l'on peut déduire les taux de réjection avant/arrière $V_s(180^\circ) - V_s(0^\circ)$ en fonction de la fréquence. [7] de trilame ou d'hydrophone n'ayant qu'une seule face acoustiquement active permettent de préciser la formulation à retenir.

- La directivité $V_s(\theta)$ est bien représentée par une fonction linéaire de $\cos \theta$.
- L'effet d'ombre global pour un hydrophone de type standard, exprimé par le taux de réjection $[V_s(180^\circ) - V_s(0^\circ)]$ dB, est entre 0 et 20 KHz linéaire en fréquence et de pente

$$0,375 \text{ db/kHz} < k < 0,485 \text{ db/kHz}$$

la borne inférieure correspondant au trilame ouvert seul, la borne supérieure à la fente seule ouverte.

Ici encore si l'on admet qu'une valeur réaliste moyenne unique peut être adoptée, les modules des pressions p_1 et p_2 peuvent alors s'écrire :

$$p_1 = p_0 \cdot 10^{\frac{-kF}{20} \left(\frac{1 - \cos \theta}{2} \right)} \quad p_2 = p_0 \cdot 10^{\frac{-kF}{20} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right)}$$

où P_o est la pression globale reçue par le trilame sous l'incidence normale $\theta = 0$ (ou par la face de la fente annulaire sous l'incidence normale obtenue quand $\theta = 180^\circ$)

A titre d'exemple le diagramme de directivité (Fig. 7) relevé pour un trilame d'essai à 22 kHz, correspond à la loi suivante points calculés + :

$$P_1(\theta) \text{ dB} = 23 + 18 \cos \theta$$

conforme à l'équation (14) avec $kF = 36 \text{ dB}$ et $P_1(0^\circ) = P_o = 41 \text{ dB}$

1.3. Expression globale des pressions

Les pressions d'attaque de l'hydrophone s'écrivent alors en prenant la phase de la pression incidente sur le trilame comme origine des phases :

$$P_1 = P_1 = P_o 10^{-\frac{kF}{20} \left(\frac{1-\cos\theta}{2}\right)} \quad (15)$$

$$P_2 = P_o 10^{-\frac{kF}{20} \left(\frac{1+\cos\theta}{2}\right)} e^{-j \frac{2\pi dF}{c} \cos \theta}$$

$$= \alpha P_1 e^{-j\beta}$$

avec $\alpha = 10^{-\frac{kF}{20} \cos \theta}$ et $\beta = \frac{2\pi dF}{c} \cos \theta$ (16)

On notera que la pression côté fente de déphasage est tantôt inférieure ($0 < \theta < 90^\circ$), tantôt supérieure ($90^\circ < \theta < 180^\circ$) à celle vue par le trilame.

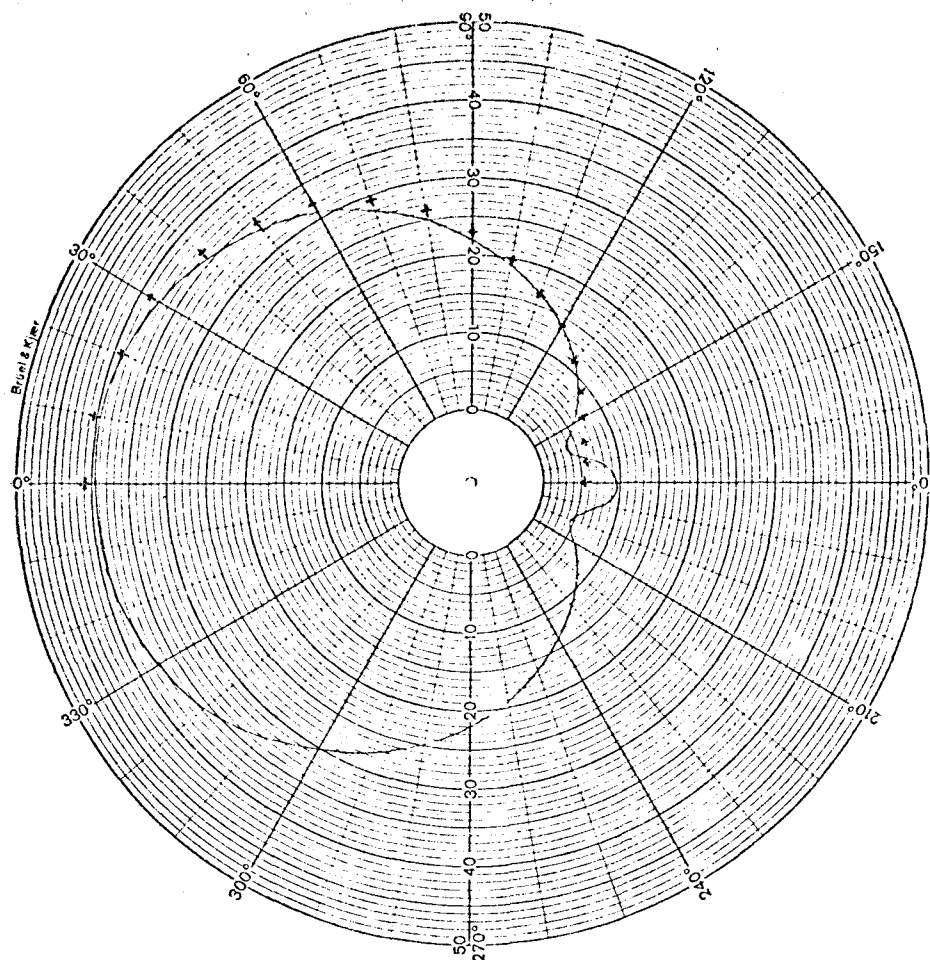


Figure 7 : Amplitude sur une face de l'hydrophone en fonction de l'incidence

2. Modélisation de l'hydrophone

2.1. Trilame nu

a) Description

Le transducteur utilisé est conçu pour des applications en basse fréquence (< 20 kHz). Il est construit (Fig. 8) comme un sandwich à lame centrale en alliage d'aluminium AU4G de 38 mm de diamètre et d'épaisseur 0,8 mm sur laquelle sont collés deux disques ferroélectriques (Tibalit 22) de diamètre 20 mm, d'épaisseur 0,5 mm, ayant même direction de polarisation. L'âme centrale est encastrée dans un anneau ayant une largeur de 7 mm. Les disques ferroélectriques sont connectés électriquement en parallèle : ainsi une tension appliquée ou une onde acoustique incidente produira des contraintes de direction opposées dans les disques créant un mode vibratoire de flexion.

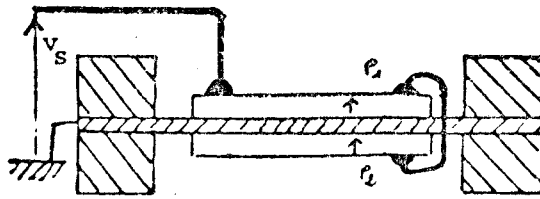


Figure 8 : Trilame monté (coupe)

b) Schéma équivalent du trilame nu [8]

La structure antisymétrique du montage ainsi que des mesures électriques détaillées par la suite nous ont amené à proposer un schéma équivalent en hexapole (fig.9) comprenant : un transformateur électromécanique de rapport de transformation $1/2 N$, ayant un secondaire à point milieu ; deux branches mécaniques identiques (résistance R_V , self acoustique L_V , capacité acoustique C_V) représentant les faces du transducteur, soumises aux pressions vibratoires P_1 et P_2 , V_1 et V_2 étant les débits. Dans la branche commune, au point milieu du secondaire, l'impédance est considérée comme très grande par rapport aux autres ($Z = \infty$). Au primaire au transformateur (sortie électrique) apparaissent la capacité statique C_s et la tension de sortie V_s .

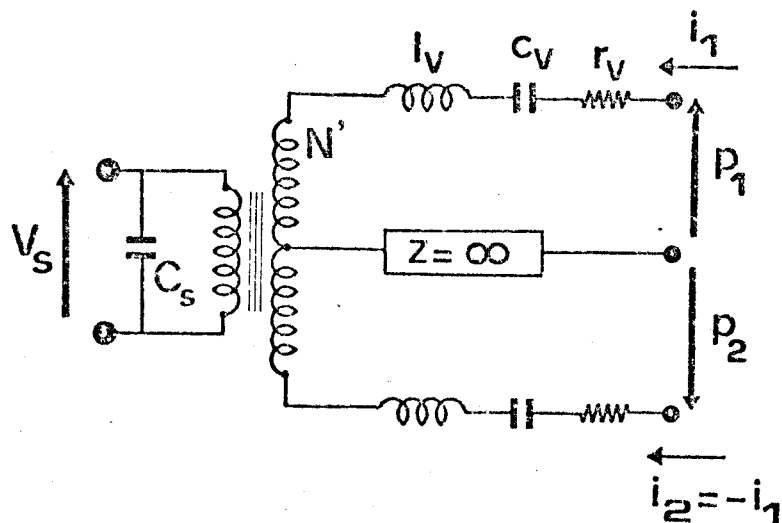


Figure 9 : Schéma équivalent du trilame nu

2.2. Détermination expérimentale des éléments du schéma équivalent

a) Trilame nu

Acceptant le schéma équivalent précédent (fig. 9), il est aisé de calculer l'impédance électrique ramenée au primaire du transformateur électromécanique pour différentes charges acoustiques placées sur les deux faces. Nous donnons (fig. 10.A) les circuits électriques obtenus pour le trilame nu (sortie AM et MB court circuitées), ou chargé sur une ou deux faces pour des cavités acoustiques fermées remplies d'huile équivalentes à des réactances mécaniques pures jX_0 , placées sur AM ou BM.

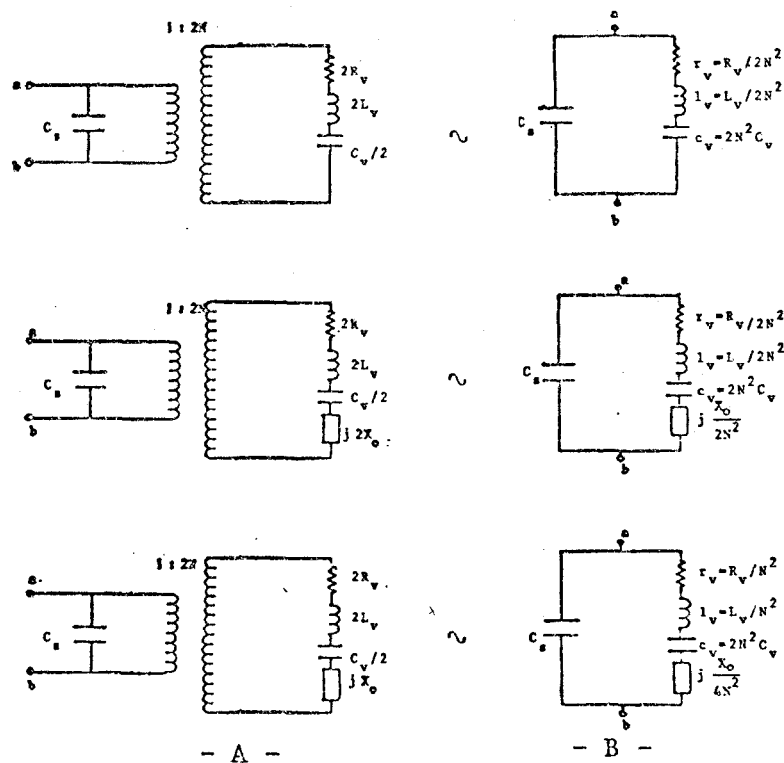


Figure 10 : - A - : Schémas équivalents du trilame chargé
 - B - : Impédances du trilame chargé ramenées au primaire

Les diagrammes d'admittance obtenus (fig. 10.B) sont parfaitement circulaires, preuve de la validité de notre schéma équivalent dont les éléments peuvent alors être déterminés à partir de la mesure de fréquence de résonance motionnelle (série) ou parallèles, ou d'admittance. A titre d'exemple, nous

donnons (tableau I) les résultats obtenus pour un trilame comparable à celui introduit dans nos calculs, dans une gamme de fréquence de 9 à 13 kHz et dont la validité a été contrôlée de 2 à 15 kHz.

R_v	$\text{Kg/m}^4 \cdot \text{s}$	$1,94 \times 10^7$
L_v	Kg/m^4	$1,59 \times 10^4$
C_v	m^5/N	$1,07 \times 10^{-14}$
C_s	nF	10,9
$2N = N'$	Pa/V	708

Tableau I

b) Trilame revêtu

Pour un fonctionnement dans l'eau, le trilame doit être protégé par une couche de polyuréthane qui introduit dans la branche avant AM du schéma équivalent (fig. 9) une impédance acoustique.

$$Z_p = R_p + j(L_p \omega - \frac{1}{C_p \omega}) \quad (17)$$

Par la démarche présentée précédemment on mesure du côté électrique les nouvelles impédances de la branche avant transformées des nouvelles impédances mécaniques R'_v , L'_v , C'_v .

$$r'_v = \frac{2R_v + R_p}{N'^2}$$

$$l'_v = \frac{2L_v + L_p}{N'^2}$$

$$c'_v = N'^2 \frac{C_v \cdot C_p}{C_v + 2C_p}$$

d'où l'on tire :

$$R_p = N'^2 (r'_v - r_v)$$

$$L_p = N'^2 (l'_v - l_v)$$

$$C_p = \frac{C'_v}{C_v - 2C'_v} - C_v$$

On trouve :

$$R_p = 1,1 \times 10^8 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s} ; L_p = 4,04 \times 10^3 \text{ Kg/m}^4 ; C_p = 2,56 \times 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$$

c) Trilame plongé dans l'eau

Tout vibreur immergé présente une impédance de rayonnement

$$Z_R = R_R + jX_R \quad (18)$$

à introduire dans la branche avant : en effet lorsqu'un système mécanique vibre, il cède de l'énergie au fluide ambiant tandis que le fluide réagit sur lui en le freinant.

Les composantes de cette impédance de rayonnement ne sont pas connues pour un disque vibrant en flexion et nous avons adopté la forme admise pour un piston vibrant de rayon a [9,10] dans un milieu de masse volumique ρ où la vitesse du son est c :

$$R_R = \frac{\rho c}{\pi a} \left(1 - \frac{J_1(2ka)}{ka} \right) ; X_R = \frac{\rho c}{\pi a} \frac{K_1(2ka)}{2k^2 a^2}$$

k désignant le nombre d'ondes

$J_1(x)$ la fonction de Bessel d'ordre 1 du paramètre x

$K_1(x)$ la fonction de Bessel modifiée par Lord Rayleigh du paramètre x.

On rappelle que :

$$K_1(x) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{x^3}{1 \cdot 2 \cdot 3} - \frac{x^5}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5} + \frac{x^7}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 7} - \dots \right)$$

Aux fréquences faibles où $ka \ll 1$, c'est-à-dire $a \ll \frac{c}{2\pi f}$ ($a \ll 24$ cm à 1 kHz) on peut limiter le développement des fonctions $J_1(X)$ et $K_1(X)$ au premier ordre et on obtient :

$$R_r = \frac{2\pi\rho}{\rho} F^2 \quad \text{et} \quad X_r = L_R \omega = \frac{8\rho}{3\pi^2 a} \omega \quad (19)$$

Ces expressions ne convenant pas exactement pour un disque en flexion, nous avons préféré une détermination expérimentale de R_R et L_R : elle résulte d'une combinaison convenable des mesures d'impédance électrique décrites précédemment sur le trilame nu, puis revêtu de sa couche de protection, et de la courbe de sensibilité à une onde acoustique d'amplitude P_1 du trilame immergé, une face restant dans l'air. Par addition des éléments Z_p et Z_R dans la branche MA et la mise en court-circuit de MB le schéma de la fig. 9 se transforme comme suit (fig. 11).

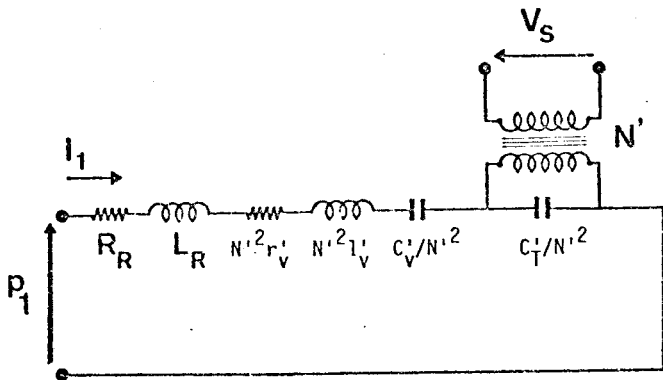


Figure 11

Schéma équivalent du trilame (face arrière court-circuitée)

et la réponse s'écrit :

$$V_s = \frac{N'}{j\omega C_T} \frac{P_1}{R_T + j(L_T \omega - \frac{1}{C_{eq} \omega})}$$

avec :

$$C_T = C_S + C_{\text{cable}}$$

$$R_T = R_R + N'^2 r'v = R_R + 2R_v + R_p$$

$$L_T = L_R + N'^2 l'v = L_R + 2L_v + L_p$$

$$C_{eq} = \frac{C_T C'_v}{N'^2 C_T + C'_v}$$

Dans cette expression de V_s les éléments électriques sont connus tandis que R_R , L_R et N' sont inconnus.

Pour réaliser l'ajustement des courbes théoriques et expérimentales nous avons été amenés à traduire une augmentation de la sensibilité avec la fréquence en admettant pour le rapport de transformation électromécanique une loi :

$$N' = A + BF$$

d) Résultats et discussion

La parfaite concordance des mesures et de la réponse calculée (Fig. 12) pour un hydrophone dont les éléments sont donnés (tableau II) explique notre choix de la forme de N

	$L_V = 0,8578 \cdot 10^{+4} \text{ kg/m}^4$
	$C_V = 1,926 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
Trilame	$R_V = 0,9804 \cdot 10^7 \text{ kg/m}^4 \cdot \text{s}$
	$C_T = 11,02 \text{ nF}$ (compte-tenu du câble de mesure)
	$A = 100 \text{ Pa/v}$ $B = 0,032 \text{ Pa/V.Hz}$
	$R_R = 1,182 \cdot 10^8 \text{ kg/m}^4 \cdot \text{s}$ à 10.900 Hz
Impédance de rayonnement	$L_R = 0,130 \cdot 10^5 \text{ kg/m}^4$
	$R_P = 1,102 \cdot 10^8 \text{ kg/m}^4 \cdot \text{s}$
Revêtement de polyuréthane	$L_P = 4,044 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4$
	$C_P = 2,563 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$

Tableau II

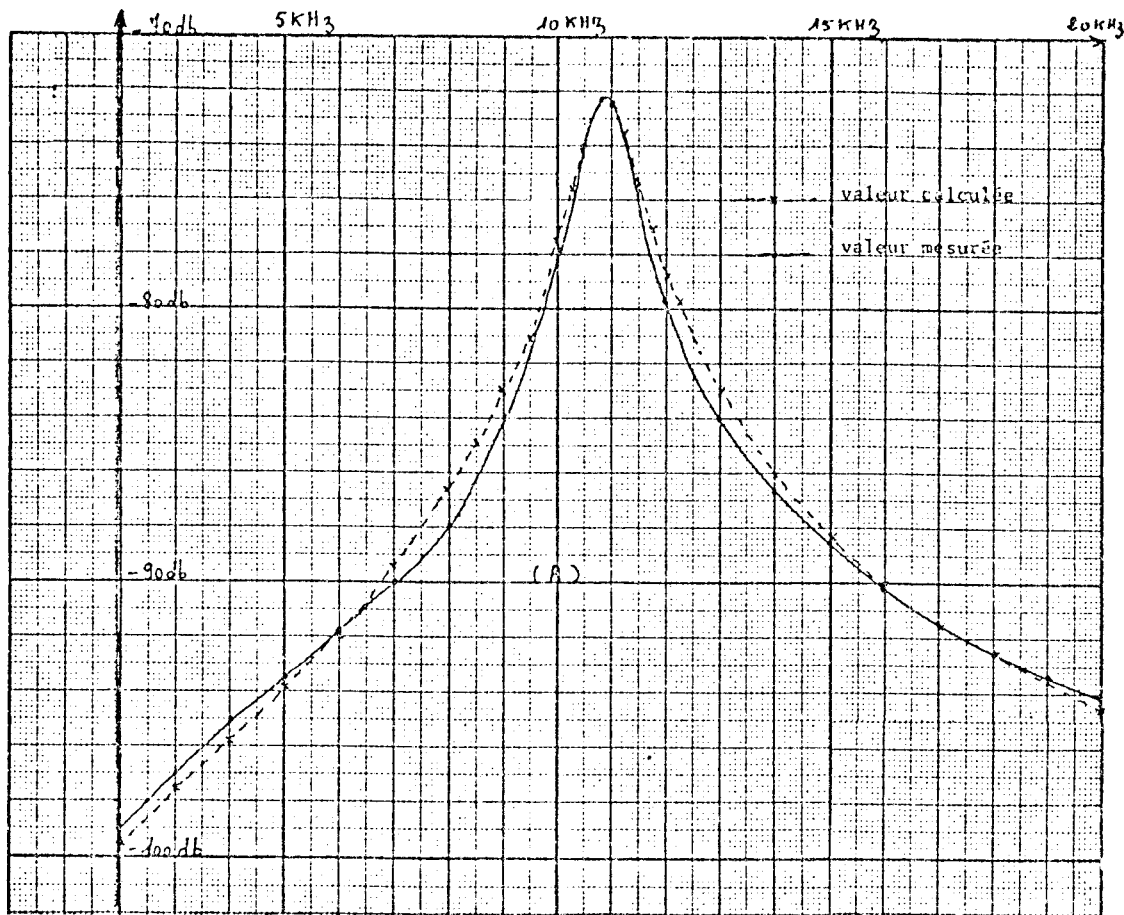


Figure 12 : Réponse du trilame plongé dans l'eau (une face court-circuitée)

Cependant, il nous faut reconnaître qu'une autre justification physique de cette évolution de N' avec la fréquence fait défaut et que l'on a vraisemblablement traduit par un rapport de transformation variable une augmentation de la tension de sortie avec la fréquence due à l'auto-diffraction non modélisée.

Par contre, les valeurs des éléments de l'impédance de rayonnement obtenues par cet ajustement ne semblent pas choquantes puisqu'elles restent de l'ordre de grandeur de celles du piston vibrant

$$\frac{R_R \text{ mesurée}}{R_R \text{ piston}} = 0,23$$

$$\frac{L_R \text{ mesurée}}{L_R \text{ piston}} = 0,58$$

3. Schéma équivalent complet de l'hydrophone

Pour son fonctionnement en système unidirectionnel, l'hydrophone comprend outre le trilame revêtu de la couche protectrice, un réseau déphaseur comprenant une cavité remplie d'huile et une fente calibrée dont les impédances complètent le schéma de la fig. 9 comme suit : (fig. 13).

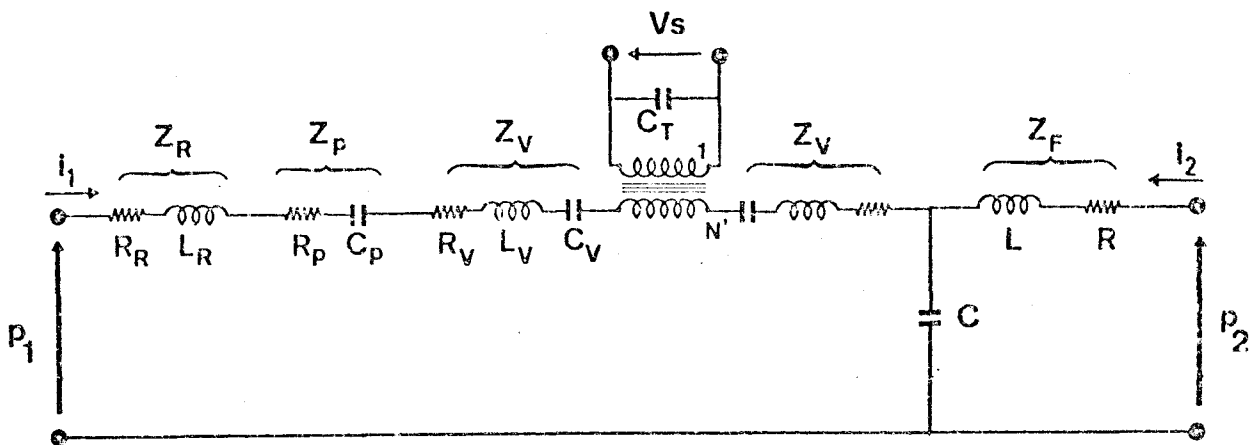


Fig. 13 : schéma équivalent de l'hydrophone

Par une démarche analogue à celle présentée précédemment, on procède à un ajustement entre la courbe de réponse calculée et celle mesurée pour l'hydrophone à une seule face acoustiquement active (fente arrière en court-circuit acoustique et protégée du champ extérieur) ($P_2 = 0$) ce qui donne :

$$V_s = \frac{N'}{C_T} \frac{(1 + jC\omega Z_F) P_1}{Z_A + Z_F + jC\omega Z_A Z_F} \quad (20)$$

où

$$Z_A = Z_R + Z_P + 2Z_V - j \frac{N'^2}{C_T \omega}$$

Sont connues les impédances du trilame revêtu (Z_V et Z_P) la capacité statique C_T , la capacité (calculée) de la cavité. Il reste alors à déterminer les impédances de rayonnement Z_R de fente Z_F et la loi de N' ce qui se fait en ajustant les valeurs théoriques et expérimentales des niveaux et fréquences

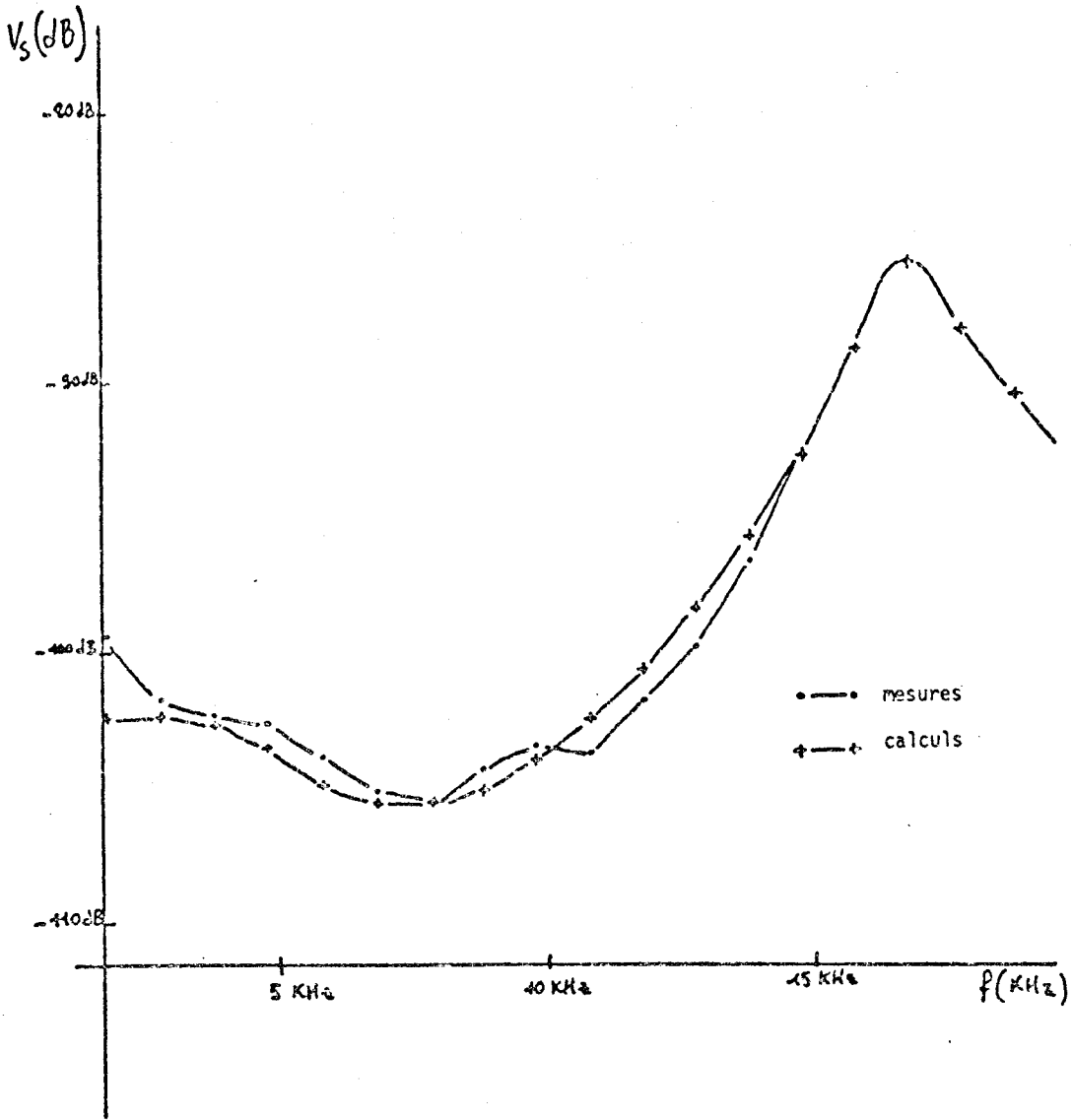


Figure 14 : Réponse de l'hydrophone dans l'eau (fente court-circuitée)



des maximum et minimum de la courbe de sensibilité (fig. 14). Les résultats ainsi obtenus sont regroupés avec tous ceux concernant notre hydrophone standard dans le tableau III.

Trilame	$R_v = 1,81 \times 10^7 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$ $C_v = 10,76 \times 10^{-15} \text{ m}^5/\text{N}$ L_p : négligeable devant L_v	$L_v = 1,49 \times 10^4 \text{ Kg/m}^4$ $R_p = 1,38 \times 10^7 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$ $C_p = 1,43 \times 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
Géométrie	$d = 42.8 \pm 2,6 \text{ mm}$	$k = 0,4 \pm 0,1 \text{ dB/KHz}$
$N' = 2N$	$A = 150 \text{ Pa/V}$	$B = 0,04 \text{ Pa/V.Hz}$
Rayonnement	$L_R = 5,86 \times 10^4 \text{ Kg/m}^4$	$R_R = (2 \pi F)^2 \times 0,05 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$
Système déphaseur	$C = 1,81 \times 10^{-15} \text{ m}^5/\text{N}$ $L = 2 \times 10^5 \text{ Kg/m}^4$	$R = 1 \times 10^{10} \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$

Tableau III

Nous adopterons ces valeurs pour notre hydrophone standard, sachant très bien que si la forme du circuit équivalent peut être considéré comme certaine, compte-tenu des nombreuses vérifications que l'on peut en avoir, si les valeurs des éléments constitutifs de Z_v , Z_p sont relativement bien connues, il n'en est pas de même des valeurs de Z_F et Z_R que nous considérons tout au plus comme des valeurs plausibles. De même la forme de N' , admise à l'époque parce qu'elle rendait compte d'un accroissement de la sensibilité avec la fréquence paraît tout à fait critiquable (il eût été plus logique d'en garder la valeur constante et de faire varier P_o avec la fréquence). Soulignons quand même la coïncidence de la valeur de N' obtenue à 12470 Hz par cette loi linéaire, avec celle déterminée électriquement. Enfin il faut garder à l'esprit que de faibles variations des mesures de sensibilité en décibels amène des variations correspondantes très sensibles des valeurs numériques des impédances du schéma équivalent.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA CONDITION DE DIRECTIVITE CARDIOÏDE

Partant du schéma équivalent complet, on obtient une expression générale de la réponse dont on déduit les conditions générales d'obtention de la directivité cardioïde à une fréquence. Les prévisions de construction d'hydrophone sont ensuite explicitées dans des conditions de réalisme croissant : avec les hypothèses simplificatrices classiques d'égalité de pression sur les faces de l'hydrophone, on étudie d'abord l'influence du choix de la fréquence de rejection cardioïde F_R ; l'effet d'ombre est ensuite introduit et donne des résultats surprenants par rapport à ceux de l'approximation classique.

1. Conditions de directivité cardioïde

1.1. Expression de la sensibilité de l'hydrophone

La tension électrique de sortie disponible au primaire du transformateur du schéma équivalent de l'hydrophone, développé plus haut (fig. 13) s'écrit :

$$V_s = \frac{N'(f)}{j\omega C_T} i_1$$

En ramenant alors au secondaire du transformateur la capacité C_t et en regroupant les impédances situées de part et d'autre de la capacité C , on obtient le nouveau schéma en T (fig. 15)

avec :

$$Z_A = Z_R + Z_p + 2Z_y - j \frac{N'^2}{C_T \omega}$$

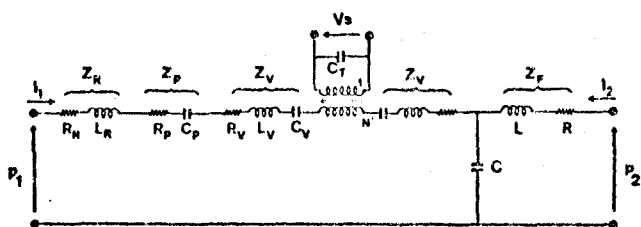


Fig. 13 : schéma équivalent de l'hydrophone

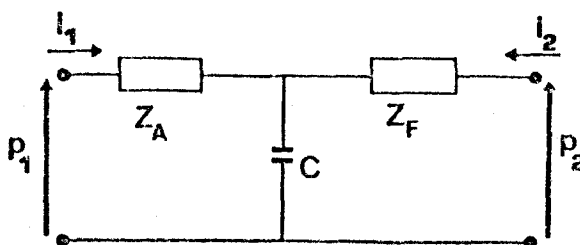


Figure 15 : Schéma en T simplifié de l'hydrophone

On peut, par mise en équation du circuit en T exprimer V_1 en fonction des pressions d'entrée (p_1) et (p_2) :

$$p_1 = Z_A i_1 + (i_1 + i_2) \frac{1}{jC\omega}$$

$$p_2 = Z_F i_2 + (i_2 + i_1) \frac{1}{jC\omega}$$

La résolution de ce système de deux équations donne

$$V_1 = \frac{(1 + jC\omega Z_F) p_1 - p_2}{Z_A + Z_F + jC\omega Z_A Z_F} \quad (21)$$

$$\text{donc } V_s = \frac{N'(f)}{C_T} \frac{(1 + jC\omega Z_F) p_1 - p_2}{j\omega (Z_A + Z_F + jC\omega Z_A Z_F)} \quad (22)$$

En reportant les expressions (15) de p_1 et p_2 on obtient :

$$V_s = \frac{N'(f)}{C_T} \frac{1 - \alpha e^{-j\beta} + jC\omega Z_F}{j\omega (Z_A + Z_F + jC\omega Z_A Z_F)} P_o 10^{-\frac{kF}{20}} \left(\frac{1 - \cos \theta}{2} \right) \quad (23)$$

On voit dans cette expression que le numérateur seul est fonction de θ explicitement ou implicitement (par α et β) (16) et détermine la directivité de l'hydrophone.

Par contre pour une obliquité θ donnée, l'ensemble du rapport permet le calcul de la réponse de l'hydrophone en module et phase.

1.2. Ecriture de la condition de directivité cardioïde

Classiquement la condition de directivité cardioïde s'écrit en imposant une réponse nulle pour $\theta = 180^\circ$, c'est-à-dire lorsque l'onde incidente arrive normalement sur la face arrière.

On obtient alors :

$$1 - \alpha(180^\circ) e^{-j\beta(180^\circ)} + jCR\omega - CL\omega^2 = 0 \quad (24)$$

soit en séparant parties réelles et imaginaires

$$1 - CL\omega^2 - \alpha(180^\circ) \cos \beta(180^\circ) = 0 \quad (25.a)$$

$$RC\omega + \alpha(180^\circ) \sin \beta(180^\circ) = 0 \quad (25.b)$$

$$\text{avec } \alpha(180^\circ) = 10^{-\frac{kF}{20}} \quad \text{et} \quad \beta(180^\circ) = -\frac{\omega d}{c}$$

La réalisation de ces deux conditions va déterminer la directivité de l'hydrophone à une fréquence particulière F_R . On obtient alors facilement les composantes de l'impédance acoustique de la fente annulaire de déphasage pour un hydrophone dont la cavité C et l'épaisseur acoustique d sont imposées

$$L = \frac{1 - \alpha(180^\circ) \cos \beta(180^\circ)}{C \omega_R^2} = \frac{1 - \alpha(180^\circ, F_R) \cos \frac{\omega_R d}{c}}{C \omega_R^2} \quad (26)$$

$$R = \frac{\alpha(180^\circ, F_R) \sin \beta(180^\circ)}{C \omega_R} = \frac{+ \alpha(180^\circ, F_R) \sin \frac{\omega_R d}{c}}{C \omega_R} \quad (27)$$

Sachant que R et L s'expriment en fonction des caractéristiques géométriques de la fente (longueur W , profondeur l , épaisseur t) et physiques de l'huile de remplissage (viscosité η (en centistokes), masse volumique ρ) par

$$R = \frac{12 \times 10^{-6} \rho \eta l}{t^3 W} \quad (5) \quad \text{et} \quad L = \frac{6 \rho l}{5 t W} \quad (6)$$

on en déduit facilement l'épaisseur et la viscosité η qu'il est commode de faire varier sans toucher à la structure générale de l'hydrophone (d , volume de la cavité ...). On obtient alors :

$$t = \frac{6}{5} \left(\frac{\rho l}{W} \right) \frac{1}{L} \quad \eta = \frac{18}{125} \cdot 10^6 \left(\frac{\rho l}{W} \right)^2 \frac{R}{L^3} \quad (28)$$

REMARQUE : Conditions de directivité de Marciniak

Si l'on pose $\alpha = 1$ et que l'on admet $\frac{\omega d}{c}$ très faible (basse fréquence et hydrophone petit devant la longueur d'onde) on retrouve aisément les conditions classiques de Marciniak en développant les lignes trigonométriques au second ordre :

$$L = \frac{d^2}{2Cc^2} \quad ; \quad R = \frac{d}{Cc} \quad (29)$$

On notera que ces dernières conditions sont alors indépendantes de la fréquence, toutefois les approximations faites ne sont valides que jusque 5 kHz au plus dès lors qu'on adopte $d = 4$ cm.

2. Prévisions de construction d'hydrophone sans effet d'ombre.

Nous adoptons en premier lieu l'hypothèse classique d'égalité des pressions P_1 et P_2 sur les deux faces de l'hydrophone ($\alpha = 0\text{dB}$). L'étude des conditions cardioïdes a été menée sur un hydrophone standard de géométrie imposée (Tableau III) et nous avons systématiquement examiné l'influence du choix de la fréquence de rejection cardioïde F_R et de la distance acoustique d sur les composantes L et R de l'impédance de la fente (26), (27) et sur les valeurs de t et η

Paramètres de l'hydrophone standard		
Géométrie	diamètre ext. de l'hydrophone	38 mm
	épaisseur ext. de l'hydrophone	15 mm
	volume de la cavité V	$0,181 \times 10^{-5} \text{ m}^3$
	périmètre de la fente W	60,3 mm
	profondeur de la fente ℓ	2,3 mm
Fluides	vitesse du son dans l'eau	$c = 1430 \text{ m/s}$
	vitesse du son dans l'huile	$v = 1020 \text{ m/s}$
	masse volumique de l'huile	$\rho = 968 \text{ Kg/m}^3$
Calculs intermédiaires	capacité équivalente de la cavité	$C = 0,18 \times 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$

TABLEAU IV

2.1. Influence du choix de la fréquence de cardioïde F_R

L'évolution des différentes grandeurs est représentée (fig. 16) pour un hydrophone de valeur moyenne $d = 42,8$ mm (chap. II, § 1.1.) dans la bande de fréquence $0 < F_R < 20$ kHz. On constate que la résistance R et la viscosité η devenant négative, la condition cardioïde est irréalisable pour des fréquences supérieures à une fréquence F_{\max} telle que

$$\sin \frac{2\pi d F_{\max}}{c} = 0$$

soit $2\pi \frac{d F_{\max}}{c} =$ ce qui donne $F_{\max} = \frac{c}{2d}$

Pour $d = 42,8$ mm, $c = 1430$ m/s on trouve $F_{\max} = 16,7$ kHz.

On vérifie aussi que les ordonnées à l'origine ($F_R = 0$) correspondent aux valeurs établies dans la théorie de Marciniak (29). On constate également que si R et L présentent des courbes très rapidement décroissantes avec la fréquence F_R , t et η par contre ont des variations sensiblement plus lentes, ce qui fait que (si l'on admet une variation relative de 10 %) on pourra considérer que les valeurs de t et η calculées par la théorie de Marciniak sont valides jusque 6 kHz environ sous réserve des autres approximations. Aux fréquences de cardioïde plus élevées, il faut impérativement adopter les formules exactes (26), (27), (28).

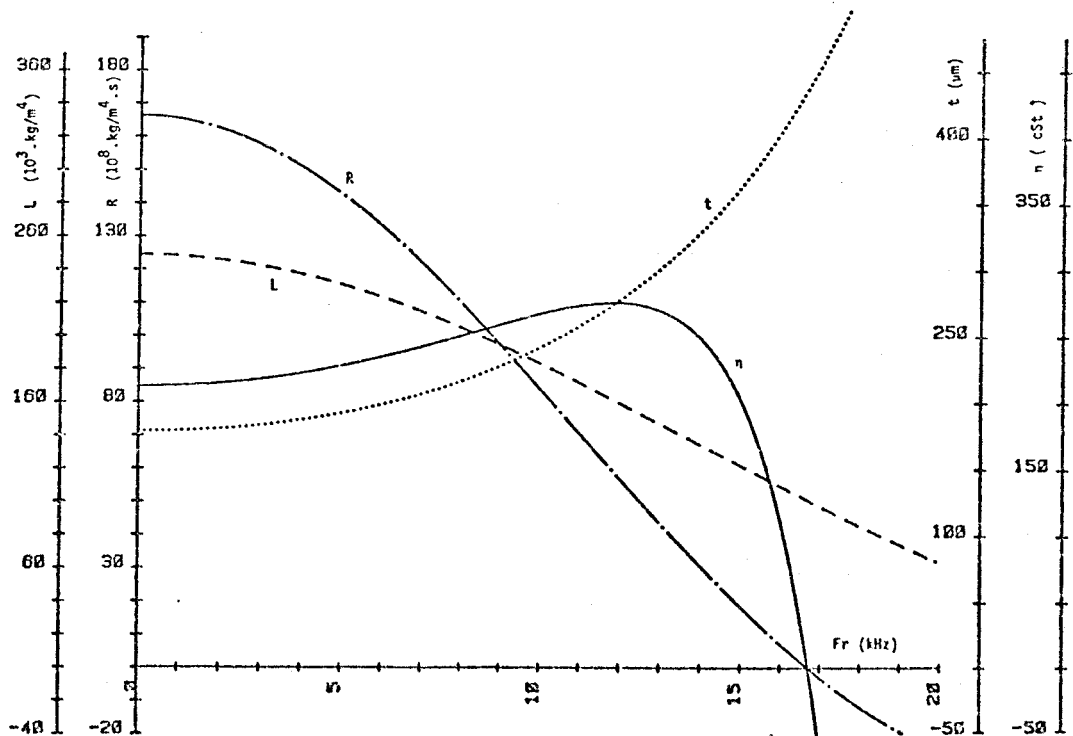


Figure 16 : Impédance de la fente et paramètres mécaniques associés en fonction de la fréquence de cardioïde F_R ($d = 42.8$ mm, $\alpha = 0$ dB)

2.2. Influence de la distance acoustique d

Pour une fourchette de valeurs de la distance acoustique d compatible avec les mesures (ch. II, § 1.1) soit $33,8 \text{ mm} < d < 48,8 \text{ mm}$, on trace les courbes $t(\eta)$, en rejoignant sur les différentes courbes les points représentatifs d'un "accord cardioïde" à une même fréquence (fig. 17).

Cet abaque montre que :

- pour une valeur η il y a généralement deux valeurs de t possibles correspondant à deux fréquences optimales cardioïde F_R
- une même fréquence F_R peut être obtenue pour des hydrophones de dimensions différentes (d) à condition de choisir à chaque fois un couple (t, η) convenable.
- lorsque d diminue, t croît légèrement tandis que η augmente sensiblement, entrant dans la gamme des 1000 cs pour $d \cong 34 \text{ mm}$.

On rappelle enfin que ces conclusions ne sont établies que dans l'hypothèse classique (et inexacte) de l'absence d'effet d'ombre et que des valeurs aussi petites de d paraissent bien difficiles à réaliser.

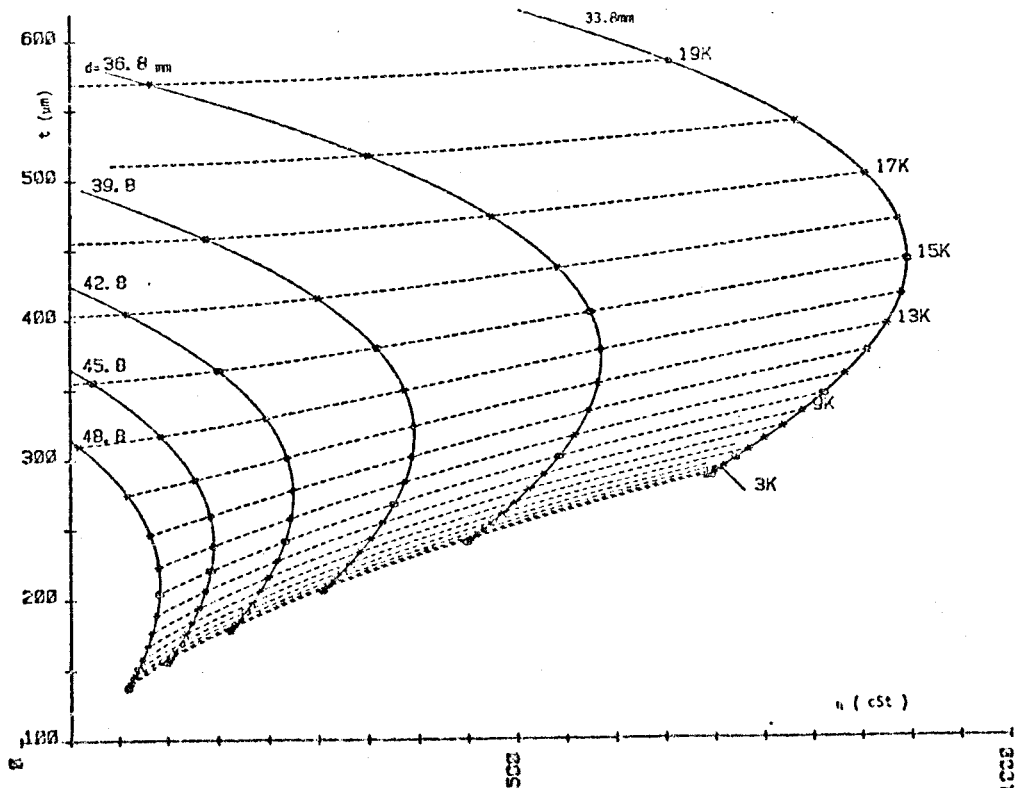


Fig. 17 : Paramètres mécaniques de la fente : $t(\eta)$ en fonction de la fréquence de cardioïde F_R ($\alpha = 0 \text{ dB}$, d variable)

3. Influence de l'effet d'ombre.

Nous étudions maintenant la condition cardioïde dans des conditions réalistes où l'effet d'ombre, suivant l'incidence des ondes acoustiques sur l'hydrophone privilégie alternativement la pression côté trilame ou côté fente.

On sait (chap. II § 1) que cet effet d'ombre peut être considéré comme linéaire avec la fréquence (16). Par commodité, nous l'exprimerons par la valeur α du rapport P_2/P_1 sous l'incidence $\theta = 180^\circ$ à 20 kHz : une gamme de 6 à 8 dB pouvant alors être considérée comme réaliste compte-tenu de la géométrie de notre hydrophone "standard".

3.1. Condition d'obtention d'une directivité cardioïde

Nous calculons d'abord (éq. (26) et (27)) les valeurs L et R qui permettent l'annulation des parties réelle (25.a) et imaginaire (25.b) de la condition de cardioïde à différentes fréquences $0 < F_R < 20$ kHz, d'où se déduisent (28) les valeurs t et η .

Les résultats de cette étude pour $d = 42,8$ mm et $\alpha = 8$ dB (fig. 18) sont à comparer aux résultats homologues (fig. 16) sans effet d'ombre : $\alpha = 1$.

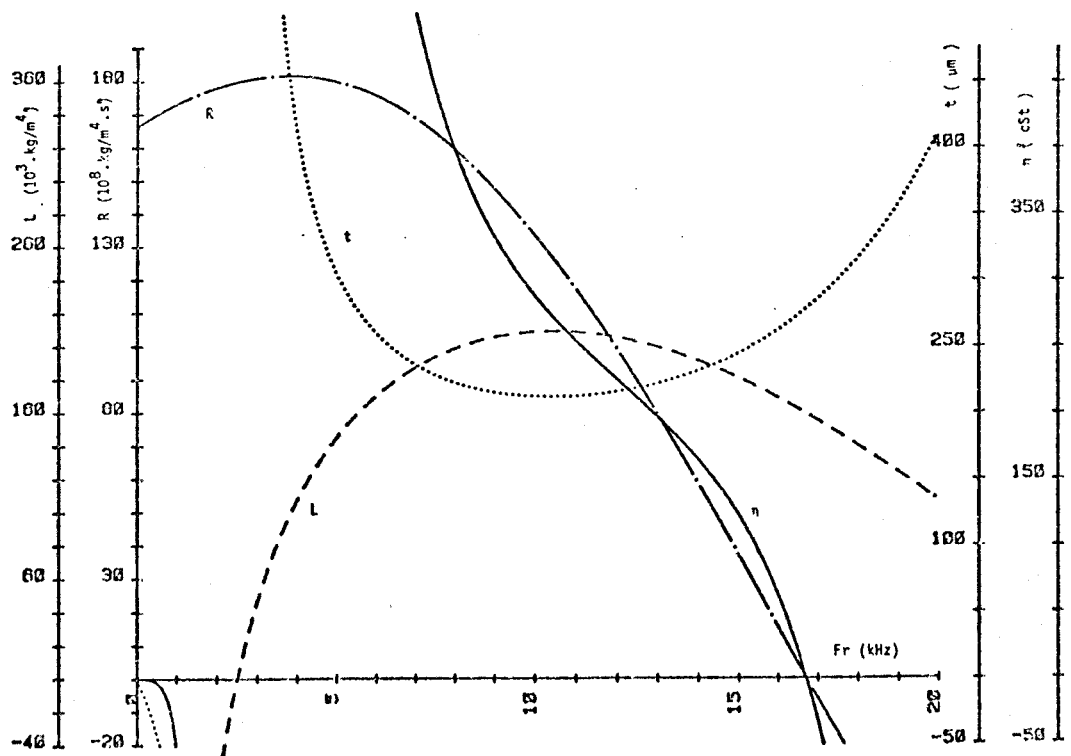


Fig. 18 : Impédance et paramètres mécaniques associés en fonction de la fréquence de cardioïde F_R ($d = 42,8$ mm, $\alpha = 8$ dB)

Si l'allure des variations de R n'est pas sensiblement modifiée retrouvant la valeur de l'approximation de Marciniak (éq. (29)) quand $F_R \rightarrow 0$ le comportement de L est tout à fait différent. Il devient impossible de réaliser la condition cardioïde au-dessous d'une fréquence limite f_{\min} puisque la self devient négative et infinie quand $F_R \rightarrow 0$. On obtient alors dans toute une zone des valeurs absurdes (nagatives) ou difficilement réalisables d'épaisseur de fente (t) ou de viscosité d'huile (η).

L'évolution des courbes $R(F_R)$ et $L(F_R)$ (fig. 19) et des valeurs corrélatives de t et η (fig. 20) avec effet d'ombre variable ($0\text{dB} < \alpha < 16\text{dB}$) permet de mieux suivre l'évolution générale insuffisamment suggérée fig. 18.

On note (fig. 19) outre la fréquence F_{\min} déjà signalée, l'annulation de R_F pour $f = F_{\max}$ (ch. III § 2.1) de plus toutes les courbes L se recoupent quel que soit α à une même fréquence f^* voisine de 8,5 kHz, et il en est de même des courbes t , fig. 20. Ces comportements de L et de t s'interprètent aisément tant mathématiquement que physiquement : on trouvera tous les détails nécessaires aux annexes I et II.

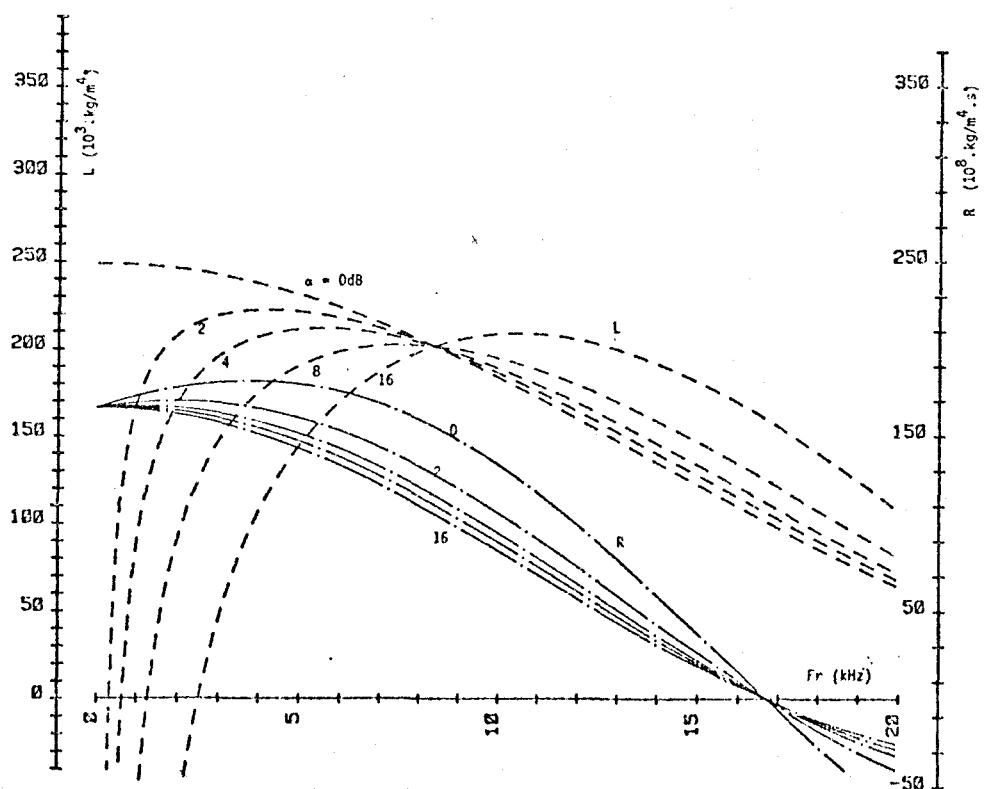


Figure 19 : Impédance de la fente (R, L) en fonction de la fréquence de cardioïde F_R ($d = 42,8 \text{ mm}$; α variable)

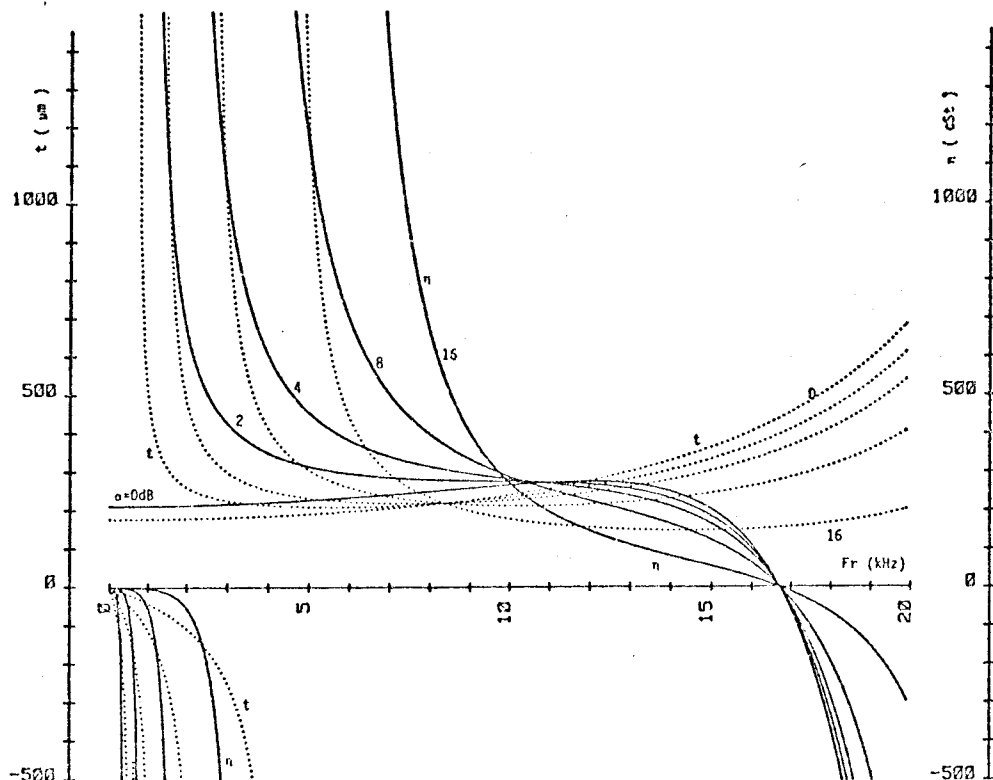


Figure 20 : Paramètres mécaniques de la fente (t , η) en fonction de la fréquence de cardioïde et de l'effet d'ombre ($d = 42,8$ mm)

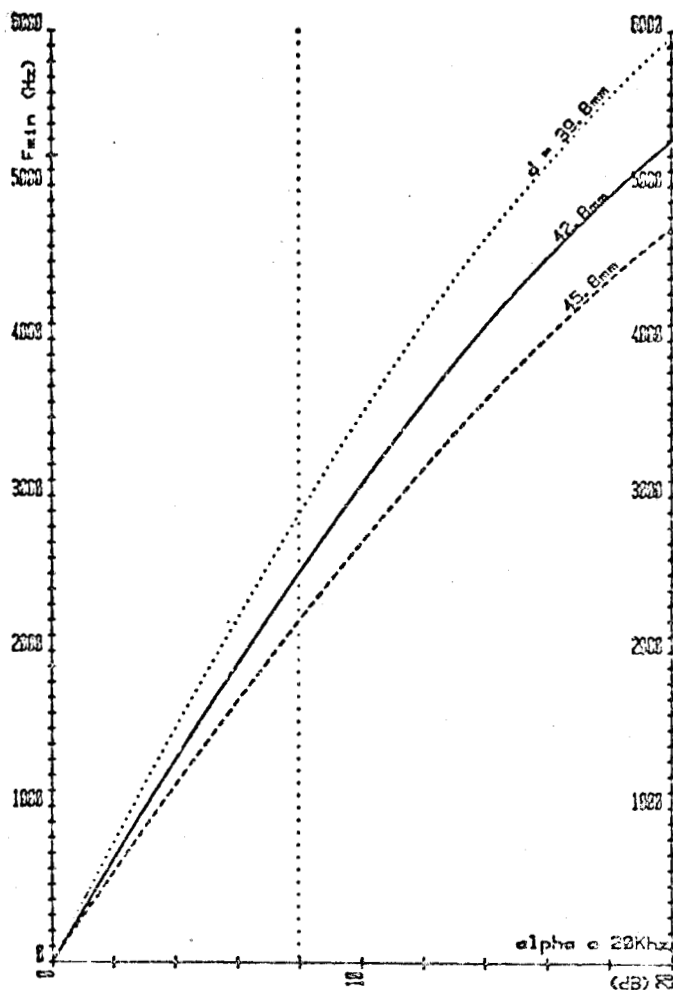
La figure 21 représente pour trois valeurs de d (39,8 mm, 42,8 mm et 45,8 mm) l'évolution de la fréquence limite F_{\min} en fonction de l'effet d'ombre α . Pour une valeur plausible $\alpha = 8$ dB l'accord est impossible aux valeurs de fréquences inférieures à 2,2 à 3 kHz.

Les conséquences immédiates sont qu'aux fréquences basses ($F_R < 5$ kHz) sensées être le domaine de validité des théories de Bauër et Marciniak

- les conditions de cardioïde (29) de Marciniak sont en fait inapplicables faute d'avoir pris en compte l'effet d'ombre !
- d'après nos conditions théoriques la construction d'un hydrophone à directivité cardioïde obtenue pour $F_R < 7$ kHz peut exiger l'emploi d'huile à viscosité élevée (> 1000 cst.) entraînant des pertes dont notre modèle ne rend pas compte.

En définitive on retiendra qu'aux impossibilités physiques impératives s'ajoutant la nécessité de conserver pour η des valeurs réalistes, on ne peut "accorder" un hydrophone que dans une gamme de fréquences de l'ordre de 5 à 15 kHz (pour $d = 42,8$ mm et $\alpha = 8$ dB).

Figure 21 : Evolution de la fréquence limite F_{\min} avec l'effet d'ombre α pour $d = 39,8 \text{ mm}$; $42,8 \text{ mm}$; $45,8 \text{ mm}$



3.2. Influences de d et α sur les paramètres du système déphaseur

Elles sont données par les courbes $t(\eta)$ établies

- pour α variant de 0 à 12 dB (fig. 22) pour la valeur standard $d = 42,8 \text{ mm}$
- pour la valeur standard $\alpha = 8 \text{ dB}$ à 20 kHz, d variant de 33,8 mm à 48,8 mm (fig. 23)

sur lesquelles les points correspondant aux mêmes valeurs de F_R sont réunis.

Lorsque d est donné (fig. 22) on peut distinguer deux zones :

- une zone intérieure à la courbe $\alpha = 0 \text{ dB}$ pour des valeurs de F_R supérieures à 12 kHz. Les variations de t et η sont assez sensibles aussi bien aux variations de α qu'aux variations de F_R . Dans cette région un couple (t, η) correspond à un accord unique (1 seule fréquence $F_R > 12 \text{ kHz}$, une seule valeur de α)
- un "fuseau" contenant tous les couples (t, η) correspondant à des fréquences cardioïdes $F_R < 10 \text{ kHz}$. Le quasi-parallélisme des courbes $\alpha = \text{cte}$ et $F_R = \text{cte}$ du fuseau à l'axe η donne, comme nous l'avons déjà noté, des variations considérables de la viscosité η (comportement à rapprocher, bien évidemment, de la discontinuité des courbes η (fig. 18) rendant irréalistes des accords aux fréquences inférieures à 8 kHz. Dans cette région tout couple (t, η) correspond à deux accords théoriques $(F_{R1}, \alpha_1 ; F_{R2}, \alpha_2)$.

On notera enfin qu'aux fortes (et réalistes) valeurs de α de 6 à 10 dB on peut obtenir avec t sensiblement constant toute la gamme des fréquences cardioïdes par variation de la viscosité η (courbe à donné très aplatie sur l'axe η). Ainsi pour un hydrophone donné, d et α_M imposés, l'obtention d'une fréquence de réjection maximale est surtout sous la dépendance de η avec une géométrie de fente choisie.

Ce point de vue est largement confirmé par l'étude des courbes $t(\eta)$ à $\alpha = 8$ dB et d variable (fig. 23). On rattrape par le choix de η l'imprécision éventuelle sur la valeur de d .

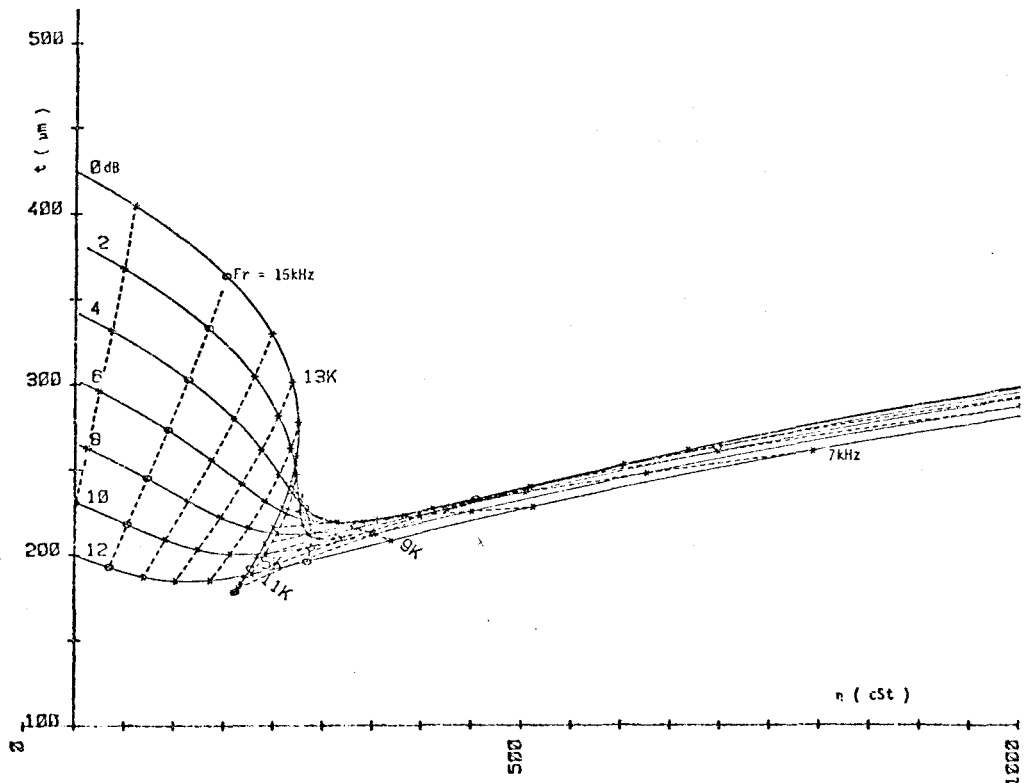


Figure 22 : Paramètres mécaniques (t, η) de la fente en fonction de la fréquence de cardioïde F_R et de α ($d = 42,8$ mm)

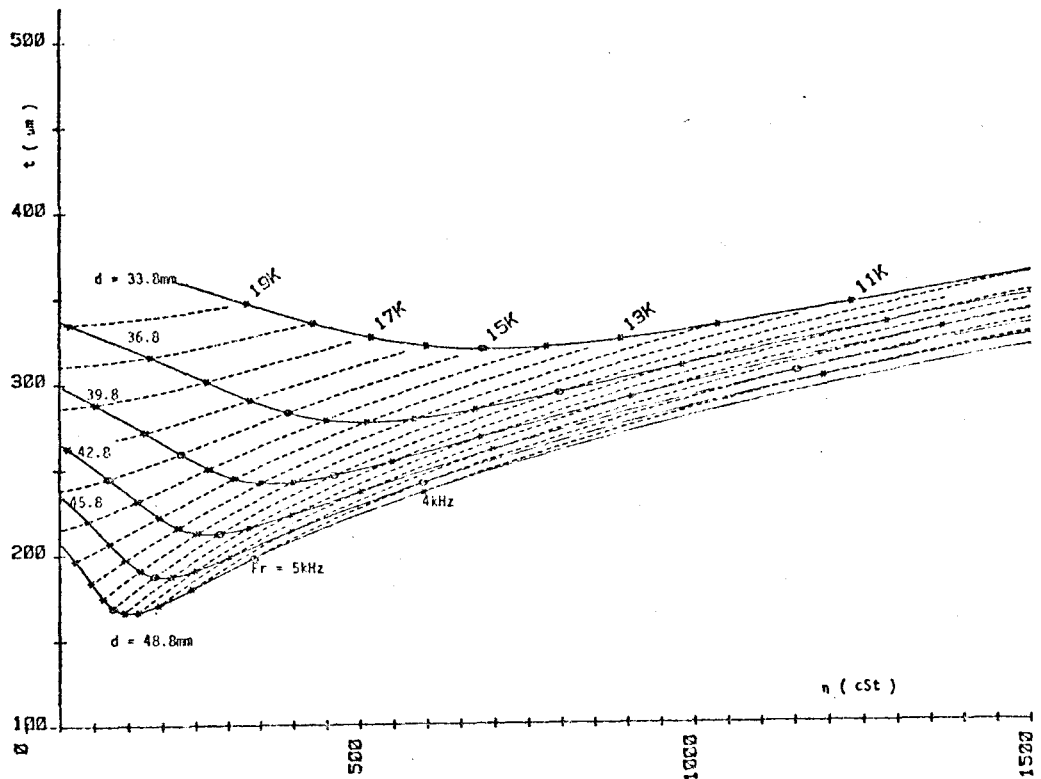


Figure 23 : Paramètres mécaniques (t, η) de la fente en fonction de la fréquence de cardioïde F_R et de d , ($\alpha = 42,8$ mm)

4. Comparaisons avec les théories antérieures

Il ressort de notre étude que dans un cas réel, avec effet d'ombre, les théories antérieures ne sont pas applicables :

La théorie de Marciniak n'est pas utilisable car dans la gamme où les approximations faites pourraient être acceptables (basses fréquences) il est physiquement impossible de réaliser la condition cardioïde dès qu'existe un effet d'ombre.

La seconde, proposée par Mme Richard, apparaît comme une étude de première approximation, utilisable vers les moyennes fréquences (8 à 10 kHz) lorsque t et η varient peu avec l'effet d'ombre. En dehors de cette gamme de fréquences, la théorie n'est plus acceptable dès qu'existe un effet d'ombre, soit parce que l'accord cardioïde est impossible ($F_R < F_{min}$), soit parce que t et η varient beaucoup avec l'effet d'ombre ($F_{min} < F_R < 8$ kHz et 10 kHz $< F_R < F_{max}$) (fig. 20)

Finalement on retiendra, et c'est sans doute là une des conclusions les plus importantes de notre étude, qu'en présence d'effet d'ombre la réalisation de la condition cardioïde n'est possible avec notre hydrophone standard de distance acoustique $d = 42,8$ mm que d'environ $2 F_{min} \approx 5$ kHz à environ F_{max} (si l'on veut garder pour η des valeurs réalistes).

5. Autres choix du système déphaseur

Outre les deux déterminations de (t, η) basées sur la réalisation de la condition (2) de Bauer, à une fréquence choisie, sans ou avec effet d'ombre, on peut envisager d'autres choix des éléments du système déphaseur ne réalisant pas strictement cette condition cardioïde ; ces démarches sont inspirées par celle qui consiste pour des filtres à adopter deux fréquences décalées dans le but d'élargir la bande passante.

a) Effet d'ombre négligé

1ère méthode

Adoptant $\alpha = 0$ dB et deux valeurs arbitraires F_1 et F_2 de F_R , on calcule à partir de (26, 27, 28) les couples correspondants de valeurs (t_1, η_1) (t_2, η_2) . On retient alors comme hypothèse de construction une épaisseur de fente t_1 (F_1) et une viscosité d'huile η_2 (F_2) pour lesquels on redétermine L et R (L gardant la valeur relative à F_1 puisqu'il ne dépend que de t_1).

2ème méthode

Pour $\alpha = 0$ dB on annule le terme réel de la condition cardioïde (éq. (25.a)) pour une fréquence F_R et le terme imaginaire (eq.(25.b)) à une autre fréquence F_i . Ceci donne (eq. (26) une valeur $L(F_R)$ et une valeur $R(F_R)$ (eq. (27)). De L on tire la valeur $t(F_R)$ et de L et R la valeur (F_R, F_i) par les équations (28). Ces valeurs t et η respectent donc les composantes de l'équation cardioïde à deux fréquences imposées a priori : cette démarche apparaît donc plus logique (ou au moins plus claire) que la précédente.

b) Effet d'ombre pris en compte

On peut également, cette fois avec une valeur réaliste de l'effet d'ombre par exemple $\alpha = 8$ dB, appliquer l'une ou l'autre des méthodes précédentes.

Nous n'insisterons pas davantage sur ces méthodes exploratoires qui n'ont d'autre fondement théorique que la remarque déjà faite sur l'analogie avec l'accord de circuits décalés, réservant notre jugement lors de l'étude des réjections obtenues par des hydrophones réalisés en appliquant ces méthodes (ch. IV).

CHAPITRE IV

ETUDE DES REJECTIONS OBTENUES

Les éléments du système déphaseur une fois choisis, il importe de déterminer la sensibilité en fonction de la fréquence et d'en déduire la bande passante pour un taux de rejection avant-arrière acceptable (supérieur à 12 dB). Différentes grandeurs interviennent sur la directivité, bien sûr le système déphaseur (R, L, C) mais également la distance acoustique et l'effet d'ombre. Leurs influences tant sur la limite de performances à attendre de ce type d'hydrophone que sur le réglage optimal du point de vue de la directivité sont analysés. Nous envisageons ensuite un mode de prévision de construction d'hydrophones basé sur l'obtention d'une bande passante aux limites imposées plus que sur le choix d'une fréquence de réjection cardioïde donnée.

1. Etude sans effet d'ombre.

Les calculs sont menés ici, dans les conditions "classiques" où les faces de l'hydrophone reçoivent la même pression. Nous envisageons successivement l'influence du choix de la fréquence de cardioïde F_R pour un hydrophone standard, puis l'influence de la distance acoustique d .

1.1. Fréquence F_R variable

Les courbes de réjection ont été tracées (fig.24) pour des hydrophones de distance acoustique $d = 42,8$ mm dont les systèmes déphaseurs ont été déterminés pour $F_R = 0, 3, 6, 9$ et 12 kHz. La fréquence limite haute croît avec F_R mais au-delà de $F_R = 9$ kHz, le taux de réjection n'est plus satisfaisant aux basses fréquences et la fréquence limite haute n'excède pas $11,5$ kHz.

REJECTION AVANT/ ARRIERE

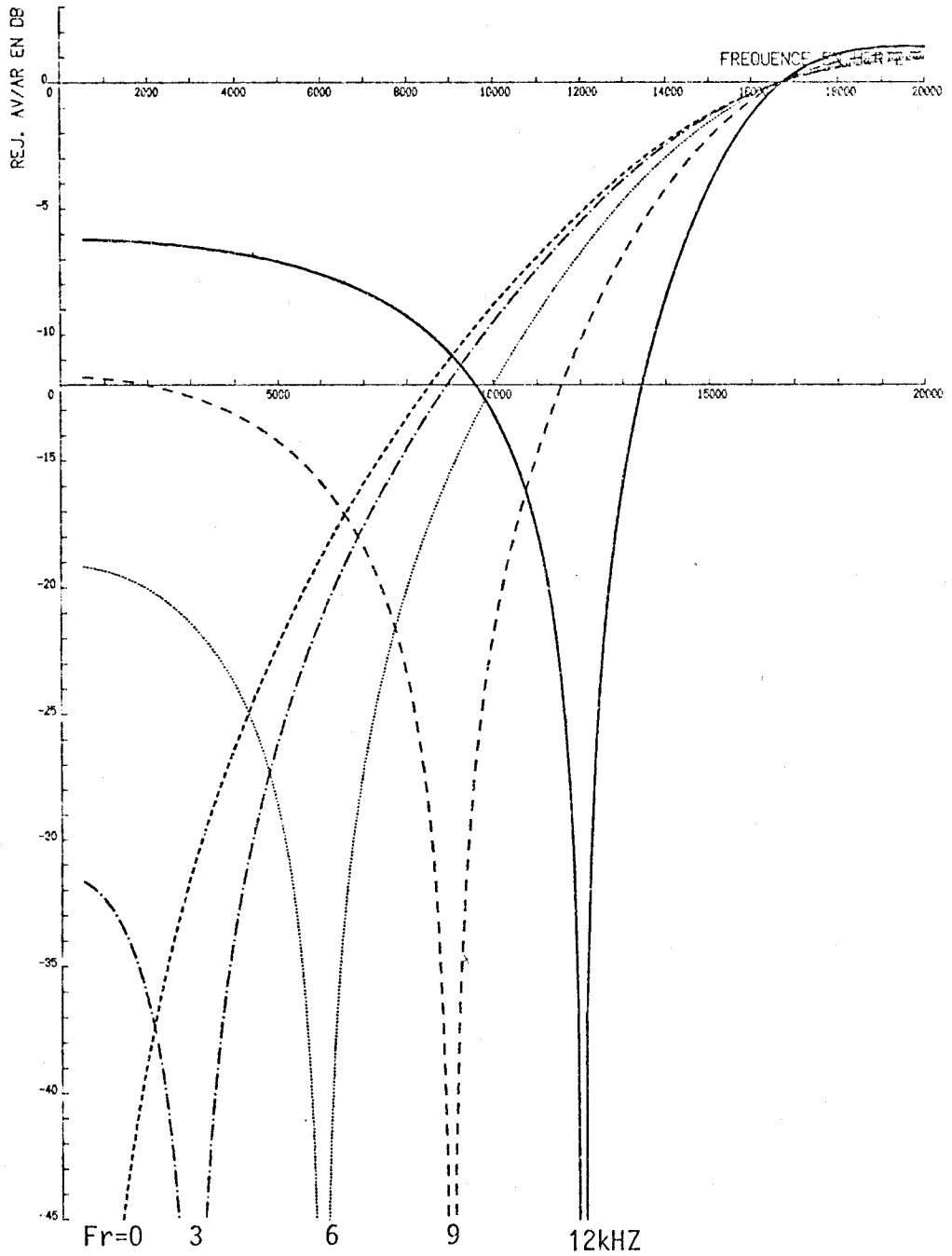


Figure 24 : Courbes de réjection en absence d'effet d'ombre :
fréquence de cardioïde F_R variable ($\alpha = 0$ dB, $d = 42,8$ mm)



REJECTION AVANT/ ARRIERE

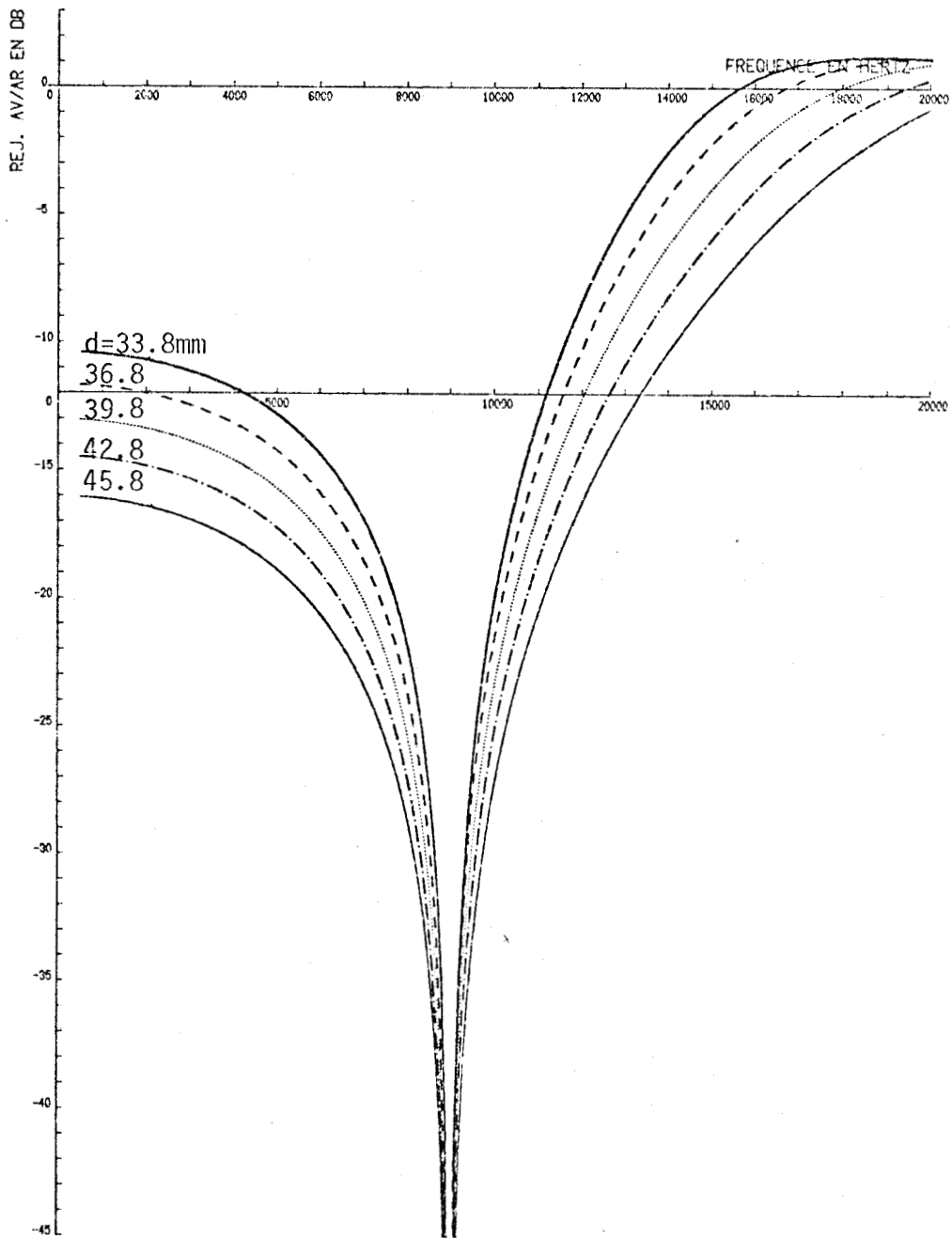


Figure 25 : Courbes de réjection en absence d'effet d'ombre :
distance acoustique d variable ($F_R = 9$ kHz, $d = 42,8$ mm)

Remarque

On voit (fig. 24) que quel que soit le choix de F_R la réjection s'annule pour $f = F_{\max} = \frac{c}{2d}$ fréquence particulière qui annule R et η (fig. 16) (chap. II, § 2).

En effet V_s ne dépendant de l'obliquité que par proportionnalité au terme $\alpha e^{-j\beta}$, une réjection nulle est évidemment obtenue quand

$$V_o(f, 0^\circ) = V_s(f, 180^\circ)$$

soit avec $\alpha = 1$ (puisque'il n'y a pas d'effet d'ombre)

$$e^{-j\beta(f, 0^\circ)} = e^{-j\beta(f, 180^\circ)}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{2\pi df}{c} \cos 0^\circ = \frac{2\pi df}{c} \cos 180^\circ + 2k\pi$$

ou $\frac{4\pi df}{c} = 2k\pi$ ce qui est vérifié avec $k = 1$ pour $f = \frac{c}{2d}$

1.2. d variable

Pour mieux cerner l'influence de la distance acoustique, nous calculons les courbes de réjection pour $F_R = 9$ KHz pour des distances acoustiques d variables de 33,8 mm à 45,8 mm (Fig. 25).

Une diminution de d est favorable à la réjection : élargissement de la bande passante de 2 KHz vers les hautes fréquences et amélioration de 6 dB à $f = 1$ KHz pour les variations de d précitées.

Mais il ne faut pas perdre de vue qu'une diminution de d risquerait de rejaillir sur la sensibilité par réduction de la surface active du transducteur.

2. Etude avec effet d'ombre

Les réjections sont maintenant étudiées dans des conditions réalistes d'effet d'ombre (de l'ordre de 8 dB) pour des hydrophones calculés, soit en négligeant l'effet d'ombre α , soit en tenant compte de celui-ci, enfin pour des hydrophones réalisés suivant des méthodes d'accord "hybrides" (chap. III.4)

2.1. Système déphaseur calculé sans effet d'ombre

Les courbes de réjection obtenues pour α variant de 0 à 10 dB pour des hydrophones de distance acoustique $d = 42,8$ mm calculés sans effet d'ombre à $F_R = 5$ KHz (Fig. 26) et $F_R = 10$ KHz (Fig. 27) illustrent les conclusions à retenir :

Les bandes passantes s'élargissent considérablement vers les hautes fréquences quand α augmente dans des limites réalistes (jusque 8 dB) sans pour autant se réduire en basse fréquence au moins pour un choix de F_R limité à 7 KHz. En même temps, la fréquence de réjection maximale se déplace vers les hautes fréquences tandis que le niveau de réjection maximale évolue de façon non monotone. Un second maximum correspond au double accord signalé (chap. III § 3.2) obtenu pour un système déphaseur (t, η) donné : $\alpha = 0$, F_R et (α', F'_R) .

Remarque :

On comprend alors les résultats expérimentaux rapportés par M. RICHARD (3 chap. III). Ces hydrophones "accordés" en supposant qu'il n'y avait pas d'effet d'ombre et inévitablement mesurés avec un effet d'ombre (de l'ordre de 8 dB vraisemblablement) ont un maximum de réjection à fréquence plus élevée (12 à 13 KHz) que celle prévue (10 KHz) et une réjection aux basses fréquences insuffisante.

2.2. Système déphaseur calculé avec effet d'ombre

2.2.1. F_R variable

Les courbes de réjection obtenues avec $d = 42,8$ mm et $\alpha = 8$ dB (Fig. 28) pour différents choix de F_R (de 4 à 12 KHz) montrent que l'on obtient bien la condition cardioïde à F_R .

Le déplacement de F_R vers les hautes ou basses fréquences favorise celles-ci, le taux de réjection pouvant alors devenir insuffisant à l'autre extrémité de la gamme (par exemple pour $F_R = 12$ KHz). Si l'on veut conserver une réjection suffisante aux basses fréquences il faut alors limiter la fréquence F_R à la valeur $F_R = 11$ KHz (alors optimale du point de vue de la largeur de bande).

REJECTION AVANT/ ARRIERE

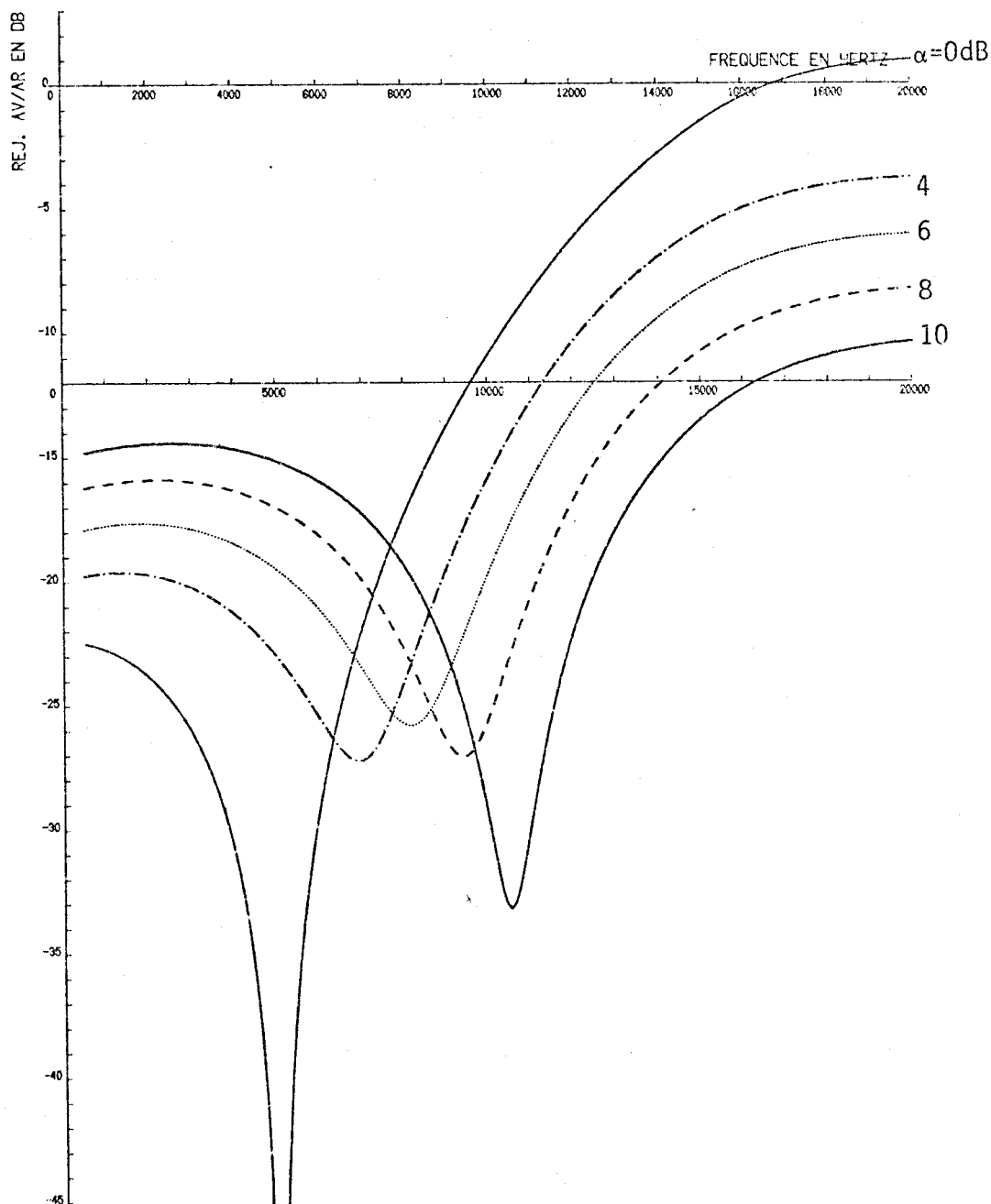


Figure 26 : Courbes de réjection avec effet d'ombre variable - système déphaseur calculé en absence d'effet d'ombre à $F_R = 5$ kHz ($d = 42,8$ mm)



REJECTION AVANT/ ARRIERE

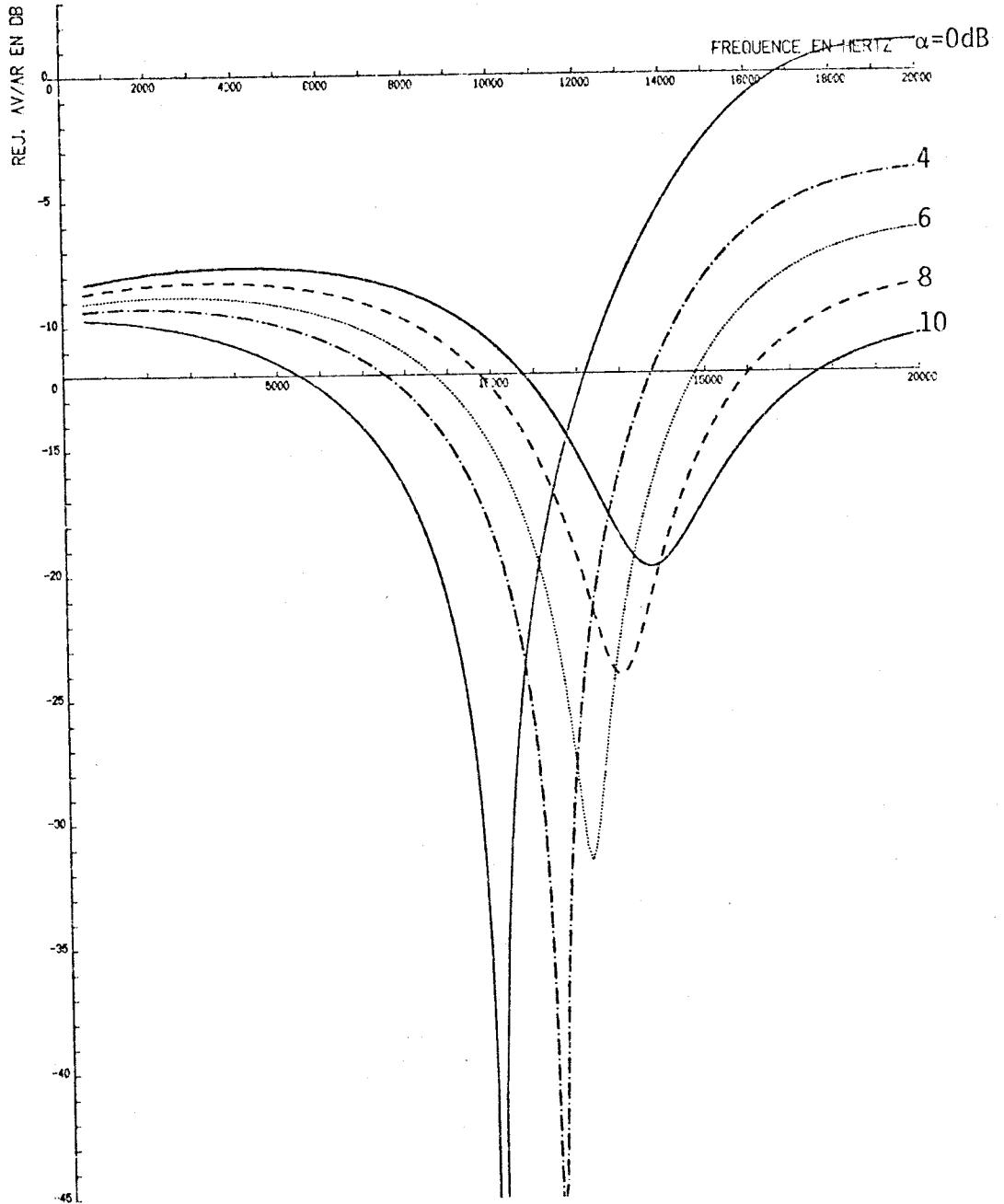


Figure 27 : Courbes de réjection avec effet d'ombre variable - système déphaseur calculé en absence d'effet d'ombre à $F_R = 10 \text{ kHz}$ ($d = 42,8 \text{ mm}$)



Par rapport au cas précédent (système déphaseur calculé sans effet d'ombre (Fig. 26)), on note une acuité des courbes de réjection en général beaucoup plus fortes (réjections dépassant maintenant 45 dB pour $f \approx F_R$) mais des fréquences limites hautes comparables : 15 KHz pour le choix optimal $F_R = 22$ KHz. On notera que des bandes passantes identiques sont obtenues par des hydrophones théoriquement différents (calculés avec ou sans effet d'ombre à des fréquences différentes 11 et 7 KHz) mais qui aboutissent finalement à des systèmes déphaseurs très voisins ($t = 212 \mu\text{m}$, $\eta = 253$ cst) ou ($t = 206 \mu\text{m}$, $\eta = 241$ cst).

2.2.2. d variable

Les résultats illustrés (fig. 29) pour $\alpha = 8$ dB, $F_R = 10$ KHz pour des hydrophones de distance acoustique d variable de 33,8 mm à 45,8 mm sont à comparer à ceux obtenus sans effet d'ombre (fig. 25). Là encore une diminution de d crée un élargissement de la bande passante de 5 KHz aux hautes fréquences et une augmentation de la réjection aux basses fréquences (+ 4 dB à 1 KHz) pour les variations de d précitées). Les réserves sur l'influence d'une variation de d sur la sensibilité restent, elles aussi, valides.

2.2.3. α variable

Si F_R est bas ($F_R = 5$ KHz, fig. 30) un accroissement de α est favorable aux hautes fréquences, mais détériore la réjection aux basses fréquences, par contre, si la fréquence de réjection cardioïde F_R est élevée (par exemple $F_R = 10$ KHz, fig. 31), l'effet d'ombre est favorable dans toute la bande, mais il faut garder à l'esprit qu'un accroissement de l'effet d'ombre ne peut se faire sans augmenter d .

REJECTION AVANT/ ARRIERE

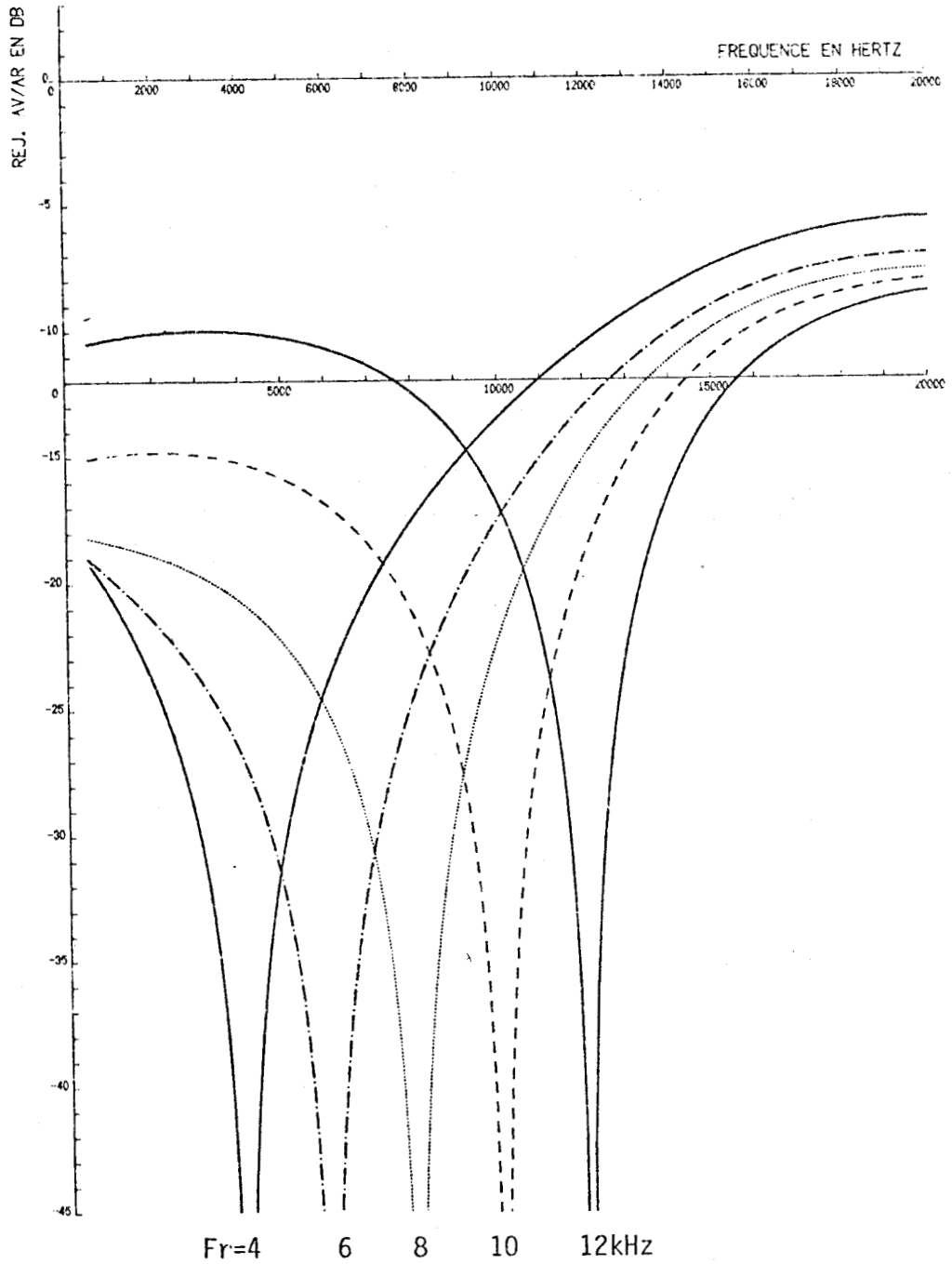


Figure 28 : Courbes de réjection avec effet d'ombre ($\alpha = 8$ dB) :
fréquence de cardioïde variable ($d = 42,8$ mm)

REJECTION AVANT/ ARRIERE

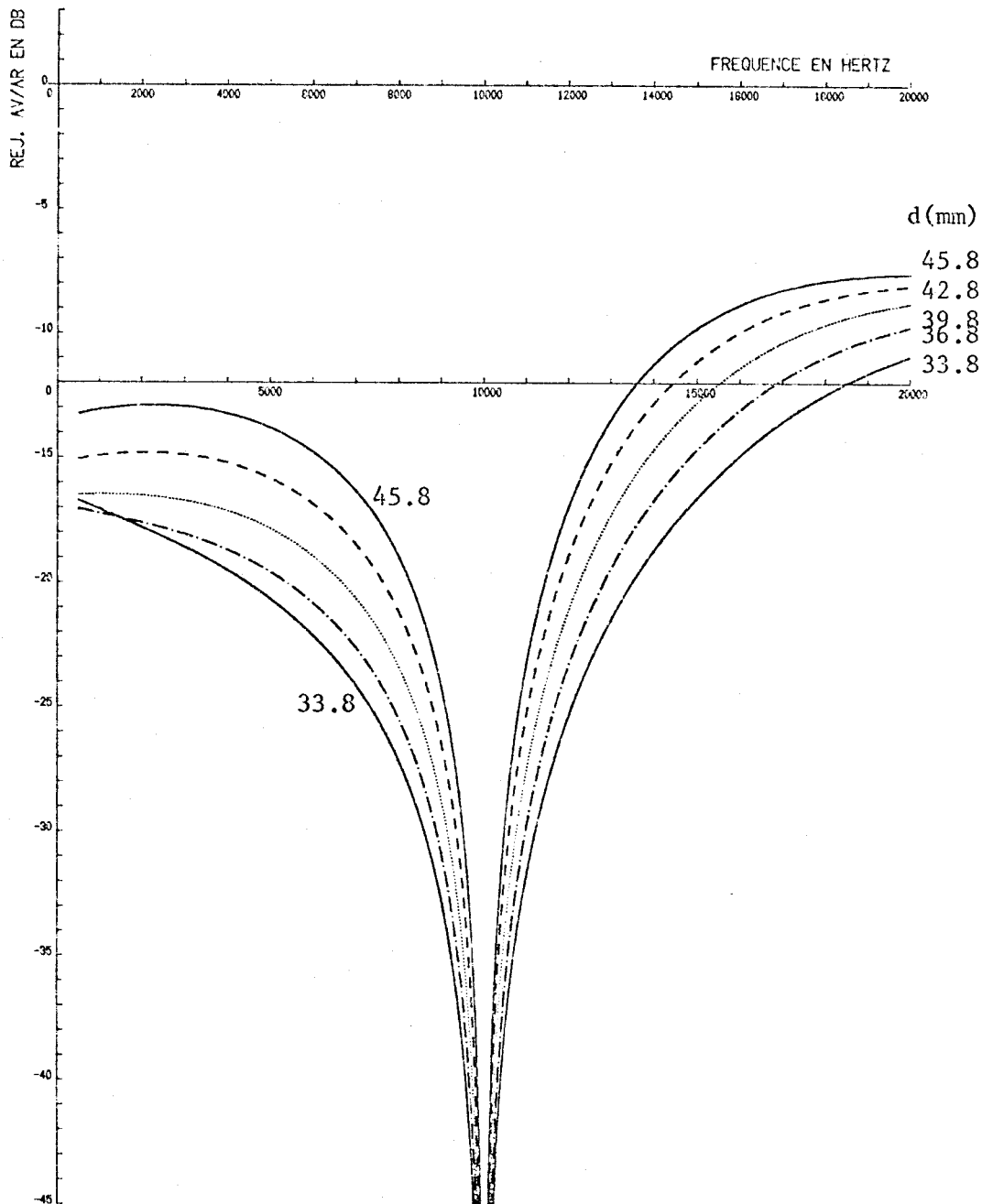


Figure 29 : Courbes de réjection avec effet d'ombre ($\alpha = 8$ dB) : distance acoustique d variable ($F_R = 10$ kHz)

REJECTION AVANT/ ARRIERE

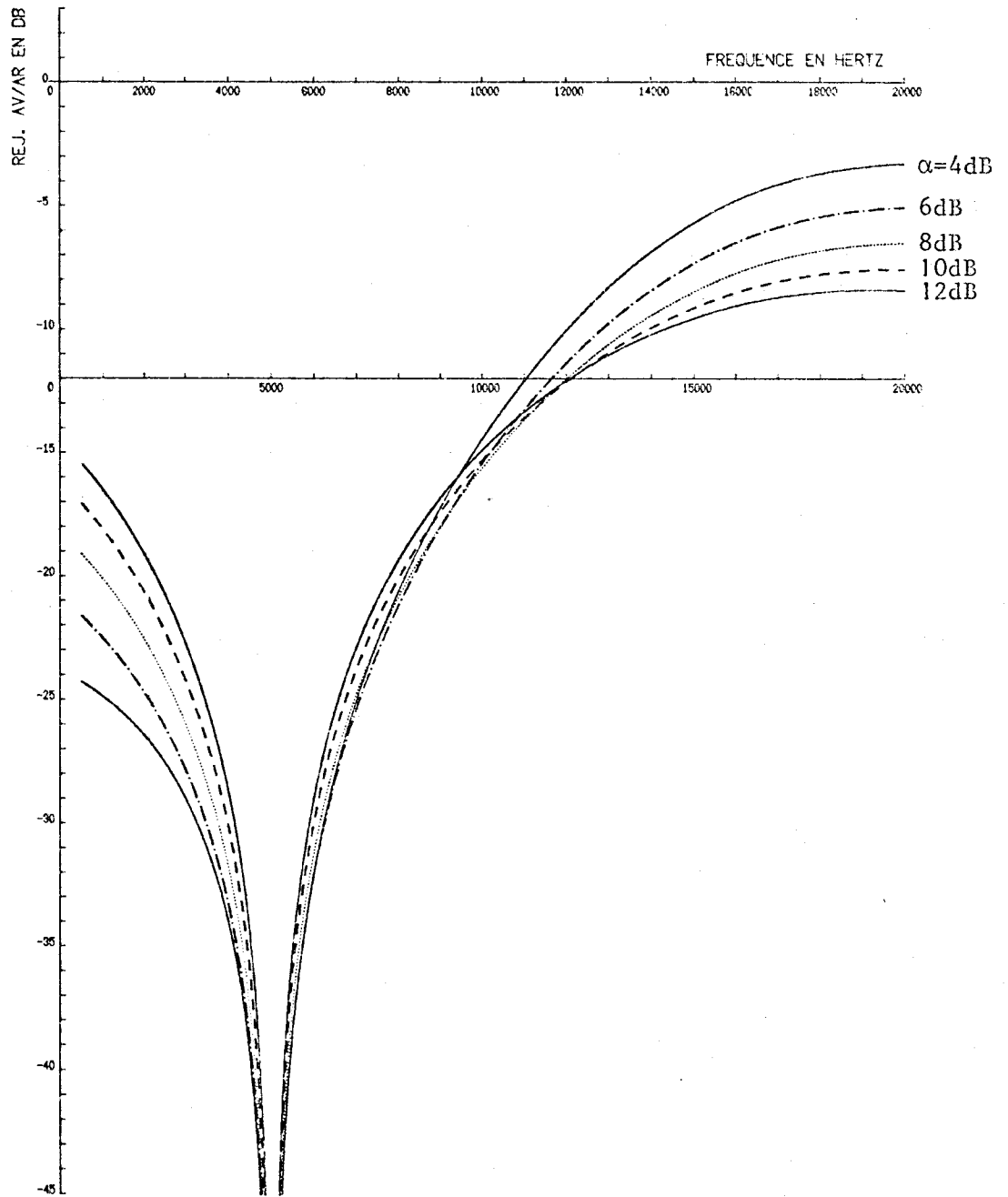


Figure 30 : Courbes de réjection avec effet d'ombre variable - système déphaseur calculé à $F_R = 5$ kHz ($d = 42,8$ mm)

REJECTION AVANT/ ARRIERE

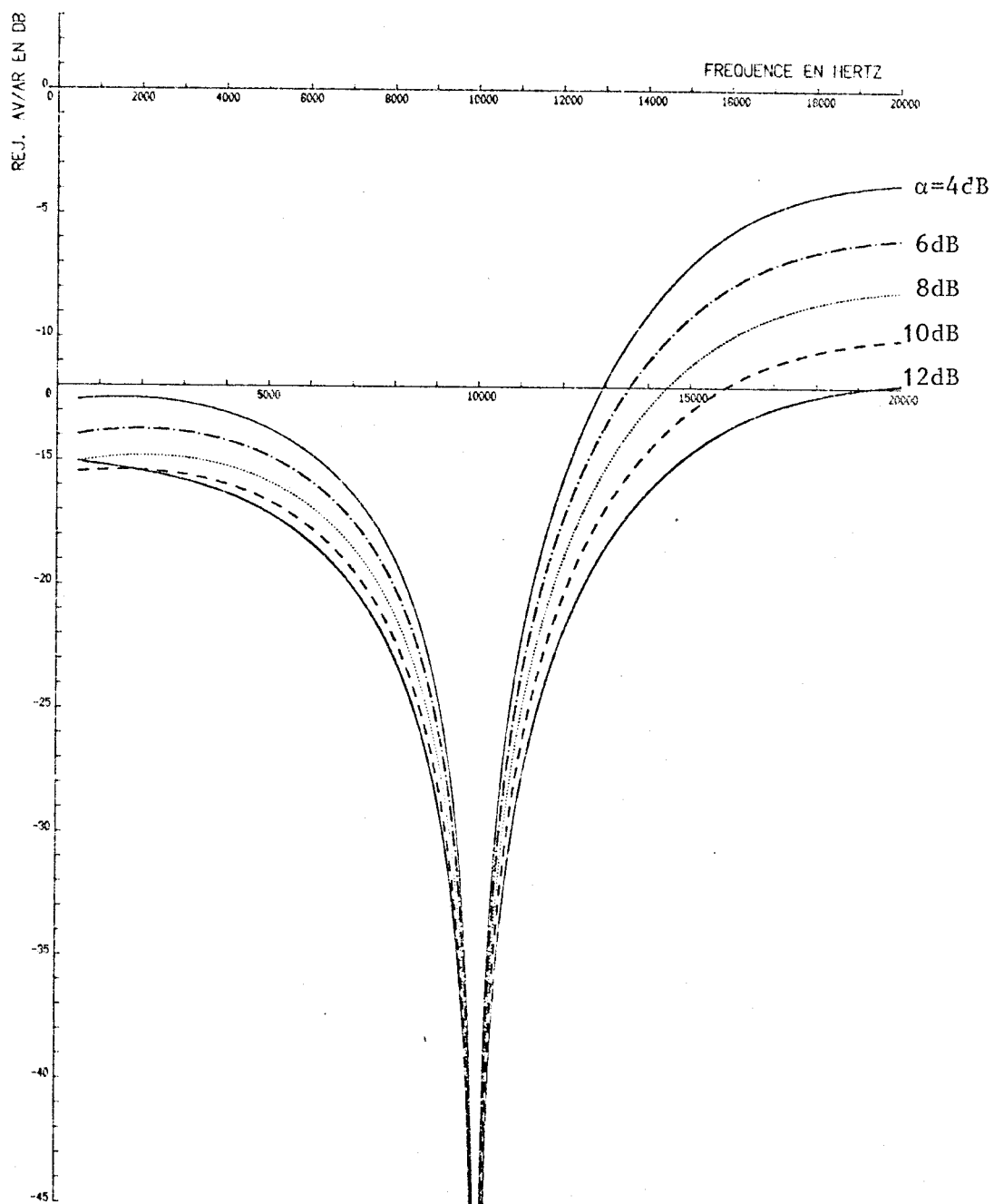


Figure 31 : Courbes de réjection avec effet d'ombre variable - système déphaseur calculé à $F_R = 10$ kHz ($d = 42,8$ mm)

2.3. Réglages hybrides

Nous cherchons maintenant les courbes de réjection obtenues par des hydrophones dont les systèmes déphaseurs ont été choisis suivant les méthodes du chap. III. § 5.

Choix de $t(F_1)$ et $\eta(F_2)$

Les courbes de réponses (taux de réjection) sont calculées avec la valeur standard de l'effet d'ombre $\alpha = 8$ dB à 20 KHz) pour un hydrophone de distance acoustique $d = 39,8$ mm dans la bande $0 < F_2 < 16$ KHz pour la valeur $F_1 = 7$ KHz (fig. 32). Des limites de bande de 15 KHz semblent pouvoir être obtenues, mais il faut prendre garde très vite aux détériorations en basse fréquence.

En définitive aucun avantage marqué n'est obtenu par rapport aux résultats antérieurs de calcul du réseau déphaseur avec une fréquence unique (on avait $F_{\text{sup}} = 15$ KHz pour $F_R = 7$ KHz et $\alpha = 8$ dB).

Choix de $L(F_R)$ et $R(F_i, F_R)$

Les calculs ont été menés à la fréquence $F_i = 7$ KHz pour $0 < F_R < 16$ KHz (fig. 33) et pour $\alpha = 8$ dB. Ici encore la limite supérieure de bande n'est pas améliorée. Notre étude a établi que dès $F_i = 9$ KHz, le taux de réjection minimal n'est plus obtenu en basse fréquence. Quant à F_R il n'est pas indiqué de dépasser 12 KHz si l'on veut éviter l'emploi d'huile de viscosité élevée (> 1000 cs).

Le circuit déphaseur est calculé à 2 fréquences avec effet d'ombre

On peut reprendre dans ces conditions les démarches antérieures. La première d'entre elles n'amène pas de résultats très heureux. Le taux de réjection est généralement inférieur au minimum requis de 12 dB. Aux valeurs F_1 et F_2 inférieures à 8 KHz on obtient des valeurs de η négatives ou excessivement grandes (suivant les remarques du § 2.1.).

Des courbes intéressantes sont parfois obtenues par la deuxième méthode (Fig. 34) mais pourraient l'être aussi par une approche plus évidente, les choix de t et η semblent alors ressortir à des accords semblables à ceux qui pourraient être sans effet d'ombre à des fréquences F_R élevées ($t \approx 215$ μm , η de l'ordre de 250 est).

REJECTION AVANT/ ARRIERE

Circuit déphaseur calculé à deux fréquences
sans effet d'ombre

$$F_1 = 7 \text{ kHz} ; \quad 0 < F_2 < 16 \text{ kHz}$$

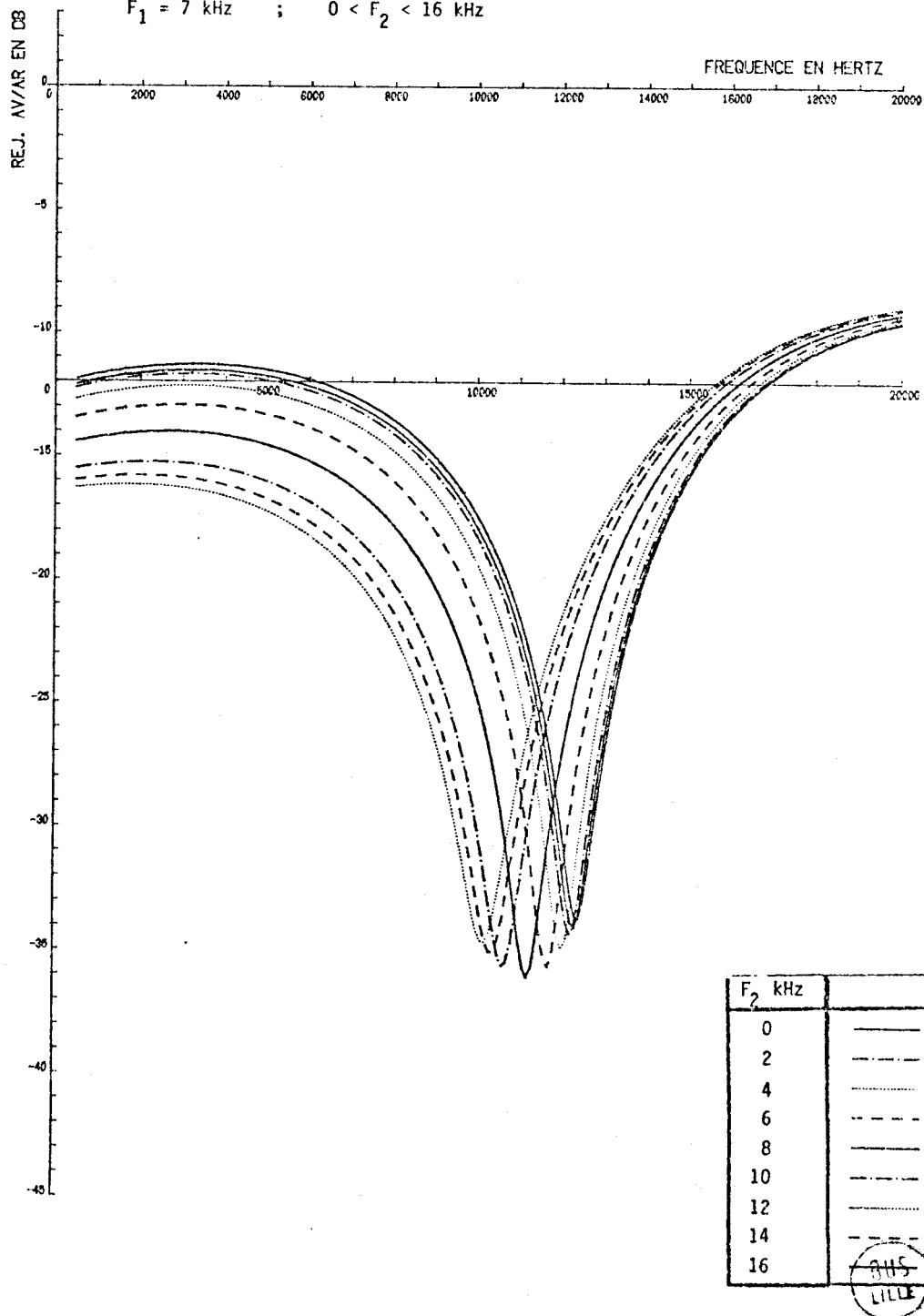


Figure 32

REJECTION AVANT/ ARRIERE

Circuit déphaseur calculé à 2 fréquences (réelle et imaginaire) sans effet d'ombre $\alpha = 1$

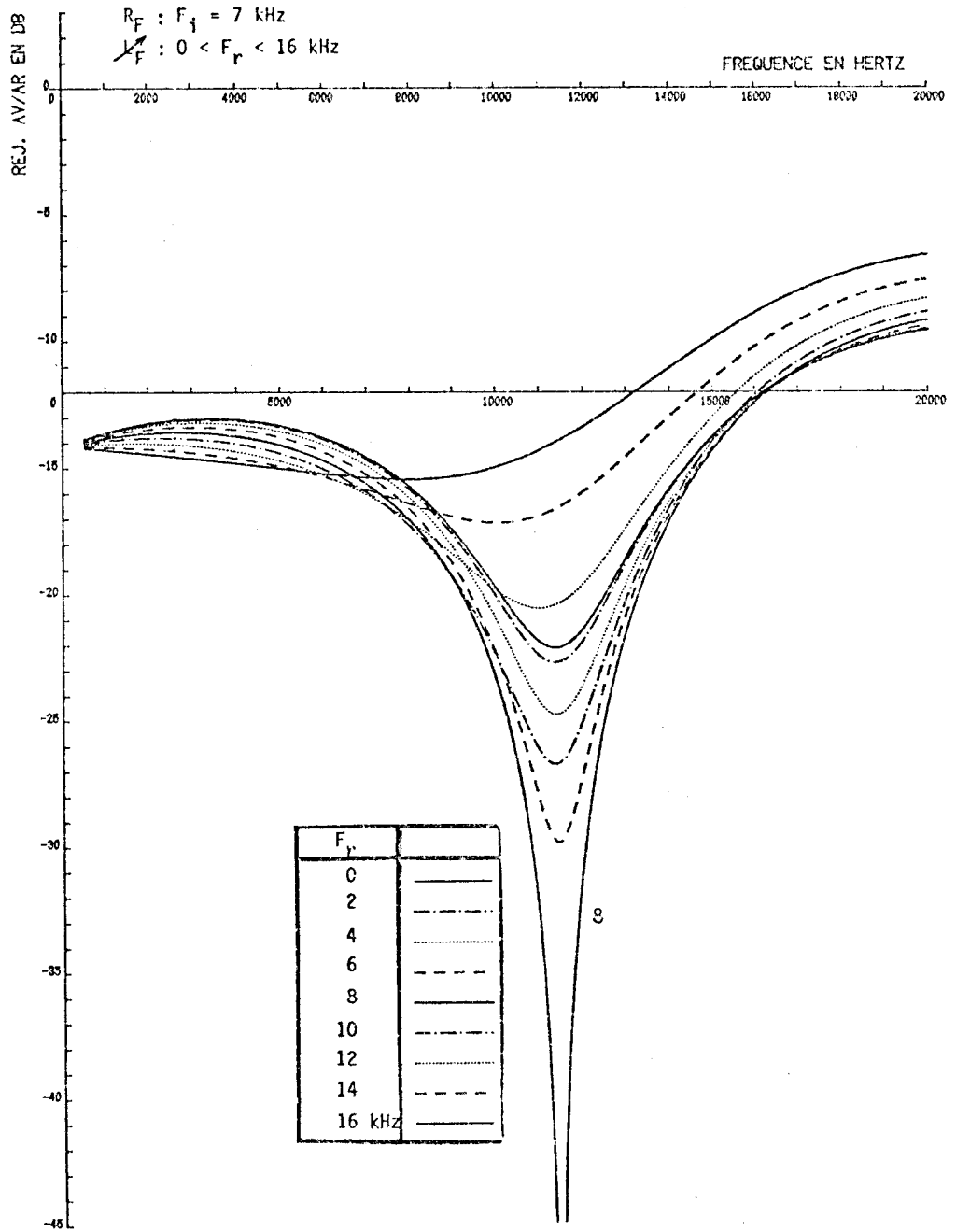


Figure 33



REJECTION AVANT/ ARRIERE

Circuit déphaseur calculé à 2 fréquences
(réelle et imaginaire) avec effet d'ombre $\alpha_M = 8$ dB
 $F_i = 12$ kHz ; $0 < F_r < 16$ kHz

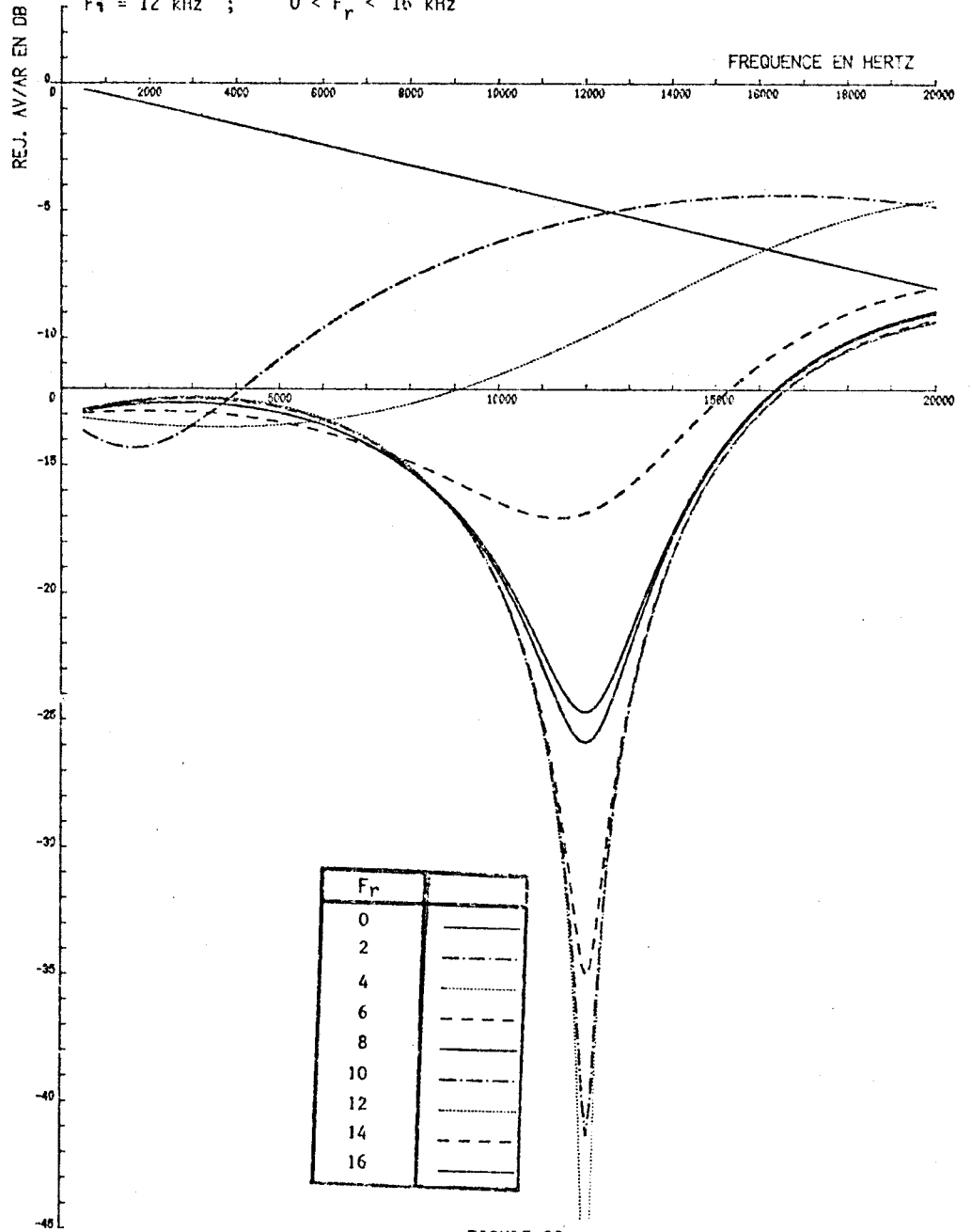


FIGURE 33

Figure 34



2.4. Autre méthode de choix du système déphaseur

Plutôt que de chercher le couple (t, η) satisfaisant, la condition $V_s(180^\circ) = 0$ à une fréquence, sans rien connaître de la directivité aux autres fréquences, on peut envisager une méthode plus lourde apparemment, mais systématique, qui consiste à calculer la réjection pour des couples d'éléments du système déphaseur balayant toute une gamme et à choisir ensuite le couple optimum. Pour représenter la courbe de réjection obtenue nous donnons les fréquences limites inférieure et supérieure pour la réjection de 12 dB, les coordonnées (fréquence et niveau) de la réjection maximale. Au cas où la fréquence basse est inférieure à 1000 Hz nous précisons la réjection à 1000 Hz. Ces grandeurs sont regroupées dans un rectangle dont le coin inférieur gauche a les coordonnées (R, L) (fig. 35 a et b).

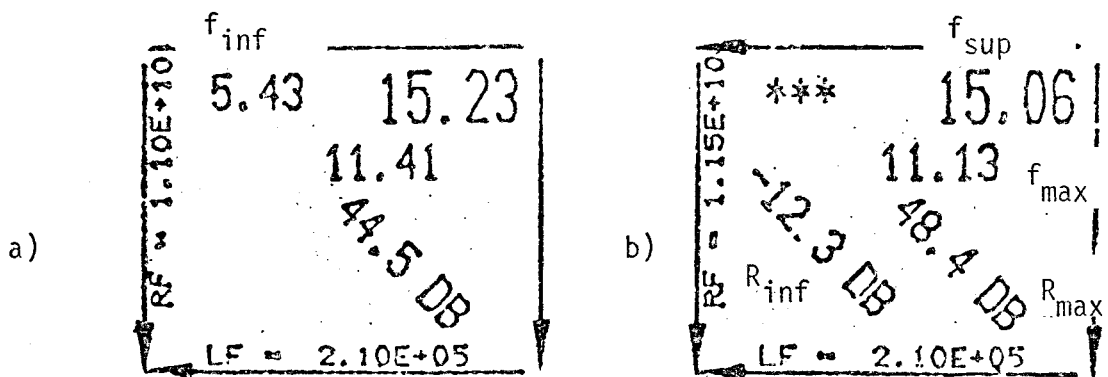


Figure 35 : a) Tableau des paramètres de la réjection
b) Tableau des paramètres de la réjection ($f_{inf} < 1000\text{Hz}$)

La juxtaposition de ces tableaux permet de quadriller l'espace (R, L) en indiquant la courbe de réjection associée à chaque point.

Les résultats des calculs faits pour R et L variables de $1,10 \times 10^{10} \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$ à $2,15 \times 10^{10} \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$ par pas de $0,5 \times 10^9 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$ et de $0,1 \times 10^4 \text{ Kg/m}^4$ à $3,5 \times 10^5 \text{ Kg/m}^4$ par pas de $1 \times 10^4 \text{ Kg/m}^4$ respectivement sont fournis (fig. 36) dans la zone la plus intéressante de ces variations.

L'intérêt de cette méthode est alors évident, on peut parfaitement choisir la courbe de réjection recherchée:

Si l'on cherche, par exemple, un hydrophone très directif à 8 KHz sans performances particulières du point de vue de la largeur de bande, on choisira (point A) le couple $R = 1,60 \times 10^{10} \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$; $L = 2,00 \times 10^5 \text{ Kg/m}^4$ donnant ($t = 154 \mu\text{m}$; $\eta = 392 \text{ cst}$) par (28).

Si par contre on cherche à optimiser la largeur de bande on choisira (point B) l'accord $R = 1,15 \times 10^{10} \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$; $L = 2,10 \times 10^5 \text{ Kg/m}^4$ qui donne par (28) $t = 211 \mu\text{m}$, $\eta = 244 \text{ cst}$. La bande passante s'étendra jusque 15 KHz, le maximum étant de l'ordre de 50 dB vers 11 KHz.

De plus, si l'on représente (fig. 37) sur l'espace (R, L) ainsi quadrillé, les courbes $R(L)$ tirées de la résolution des équations (25) avec $\alpha = 0 \text{ dB}$ et $\alpha = 8 \text{ dB}$ pour F_R variable (courbes homologues de celles tracées pour $t(\eta)$ fig. 23) on peut expliquer aisément les résultats rencontrés plus haut § 2.2.). L'intersection des courbes $\alpha = 0 \text{ dB}$ et $\alpha = 8 \text{ dB}$ se situe dans la zone donnant la bande passante la plus large. Cette intersection se fait pour $7 \text{ KHz} < F_R < 8 \text{ dB}$ et ceci explique la convergence des différentes méthodes de choix de (t, η) vers une même solution optimale.

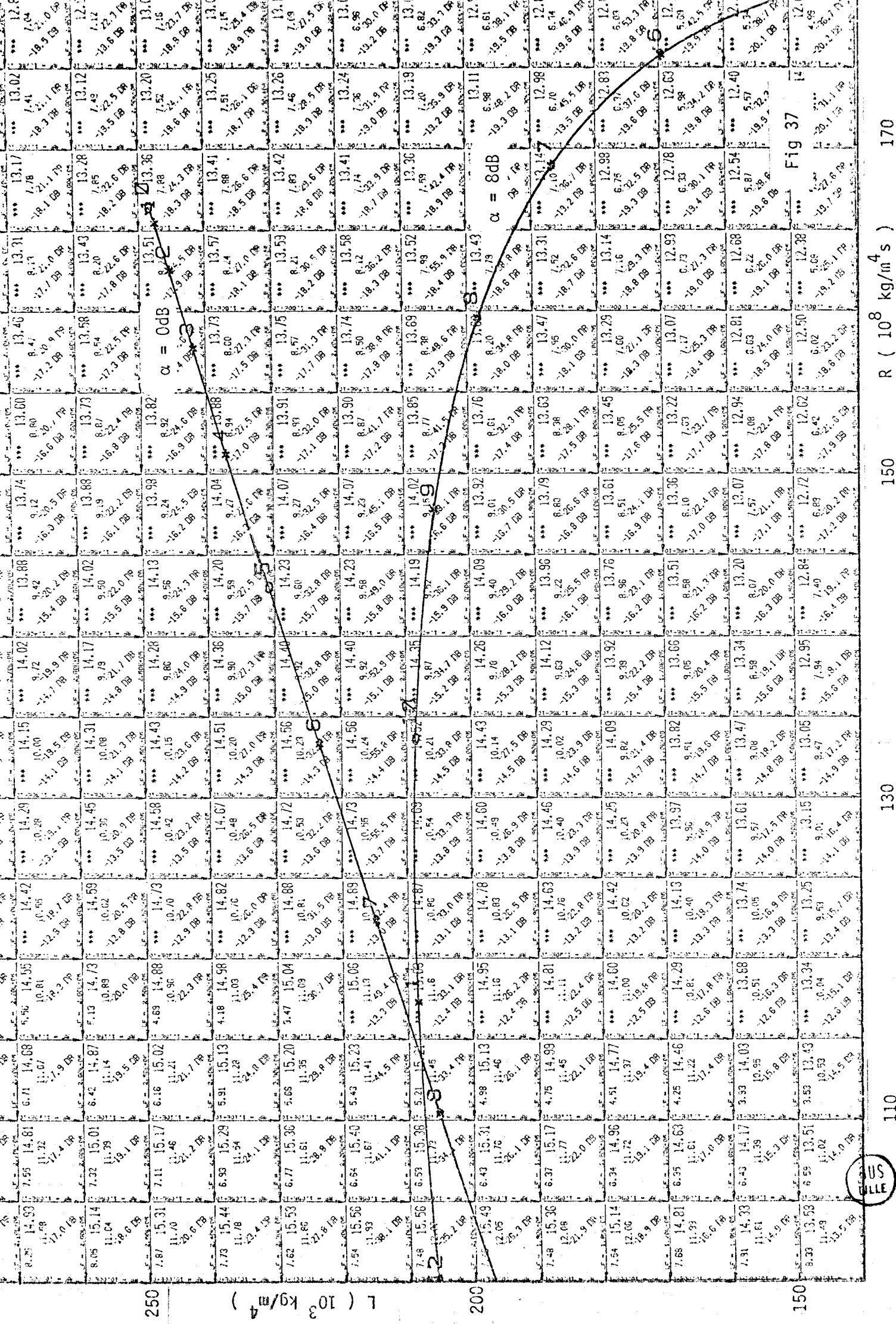
15.66	8.25	14.93	7.95	14.81	6.71	14.68	5.96	14.55	14.42	14.29	14.15	14.02	13.88	13.74	13.60	13.46	13.31	13.17	13.02	12.88
15.21	8.05	15.14	7.32	15.01	6.42	14.87	5.13	14.73	14.59	14.45	14.31	14.17	14.02	13.88	13.73	13.58	13.43	13.28	13.12	12.97
15.45	7.87	15.31	7.11	15.17	6.16	15.02	4.68	14.88	14.73	14.59	14.43	14.28	14.13	13.98	13.82	13.67	13.51	13.36	13.20	13.04
15.59	7.73	15.44	6.93	15.29	5.91	15.13	4.18	14.98	14.82	14.67	14.51	14.36	14.20	13.88	13.88	13.73	13.57	13.41	13.25	13.09
15.69	7.62	15.53	6.77	15.36	5.66	15.20	3.47	15.04	14.88	14.72	14.56	14.40	14.23	13.91	13.75	13.59	13.42	13.26	13.10	12.94
15.74	7.54	15.56	6.64	15.40	5.43	15.23	3.00	15.06	14.89	14.73	14.56	14.40	14.23	13.90	13.74	13.58	13.41	13.24	13.08	12.92
15.74	7.48	15.56	6.53	15.3	5.29	15.13	2.53	15.03	14.87	14.69	14.52	14.35	14.19	13.85	13.69	13.52	13.36	13.19	13.03	12.87
15.68	7.46	15.49	6.43	15.31	4.98	15.13	2.06	14.95	14.78	14.60	14.43	14.26	14.09	13.92	13.75	13.58	13.41	13.24	13.07	12.91
15.55	7.38	15.36	6.37	15.17	4.75	14.99	1.59	14.81	14.63	14.46	14.29	14.12	13.96	13.79	13.63	13.47	13.31	13.14	12.98	12.83
15.34	7.34	15.14	6.34	14.96	4.51	14.77	1.12	14.60	14.42	14.25	14.09	13.92	13.76	13.61	13.45	13.29	13.14	12.98	12.83	12.67
15.00	7.28	14.81	6.35	14.63	4.25	14.46	0.65	14.29	14.13	13.97	13.82	13.66	13.51	13.36	13.22	13.07	12.93	12.78	12.63	12.49
14.49	7.31	14.33	6.43	14.17	3.93	14.03	0.18	13.88	13.74	13.61	13.47	13.34	13.20	13.07	12.94	12.81	12.68	12.54	12.40	12.27
14.63	8.33	15.58	6.59	13.51	3.53	13.43	0.04	13.34	13.25	13.15	13.05	12.95	12.84	12.72	12.62	12.52	12.42	12.32	12.22	12.12
14.63	8.13	12.28	6.92	12.53	2.87	12.62	0.00	12.65	12.63	12.60	12.55	12.48	12.42	12.33	12.25	12.15	12.06	11.95	11.85	11.74

A ↗

B ↖

Fig 36 :
Réjections associées
aux points de
l'espace (R , L)





250

200

150

130

150

170

170

CHAPITRE V

ETUDES DES REPONSES OBTENUES DANS DIVERSES CONDITIONS

Partant du schéma équivalent complet (fig. 13) nous avons pu établir l'expression de la réponse

$$V_s = \frac{N}{C_T} \frac{1 - e^{-j\beta} + j\omega C Z_F}{j\omega(Z_A + Z_F + j\omega C Z_A Z_F)} P_o \cdot 10^{-\frac{kF}{20} \left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right)} \quad (23)$$

Nous utilisons là cette expression pour tracer, outre les courbes de réjection déjà présentées (chap. IV), des courbes de directivité, et surtout des courbes de sensibilité qui n'avaient jamais pu être calculées faute d'une modélisation complète de l'hydrophone. Ces derniers calculs seront utilisés pour préciser l'influence des conditions de fabrications (choix du trilame et de sa couche de protection géométrie et usinage) et des conditions d'emploi (température, pression, profondeur) sur les performances d'un hydrophone.

1. Allure générale de la réponse

Courbes de sensibilité

Elles donnent en fonction de la fréquence le module et la phase de la tension de sortie pour trois obliquités $\theta = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$, $\theta = 180^\circ$. A titre d'exemple, nous donnons les courbes (fig.38) d'un hydrophone standard "accordé" à $F_R = 10$ KHz : pour $\theta = 180^\circ$ on voit parfaitement le minimum de réjection, et le saut de phase correspondant, de plus le tracé pointillé de $\{V_s(0^\circ) - 12$ dB} permet de visualiser directement la bande passante (ici 14,5 KHz).

Courbes de directivité

Elles donnent directement en coordonnées polaires le module de la tension de sortie en fonction de l'angle d'incidence, pour cinq fréquences.

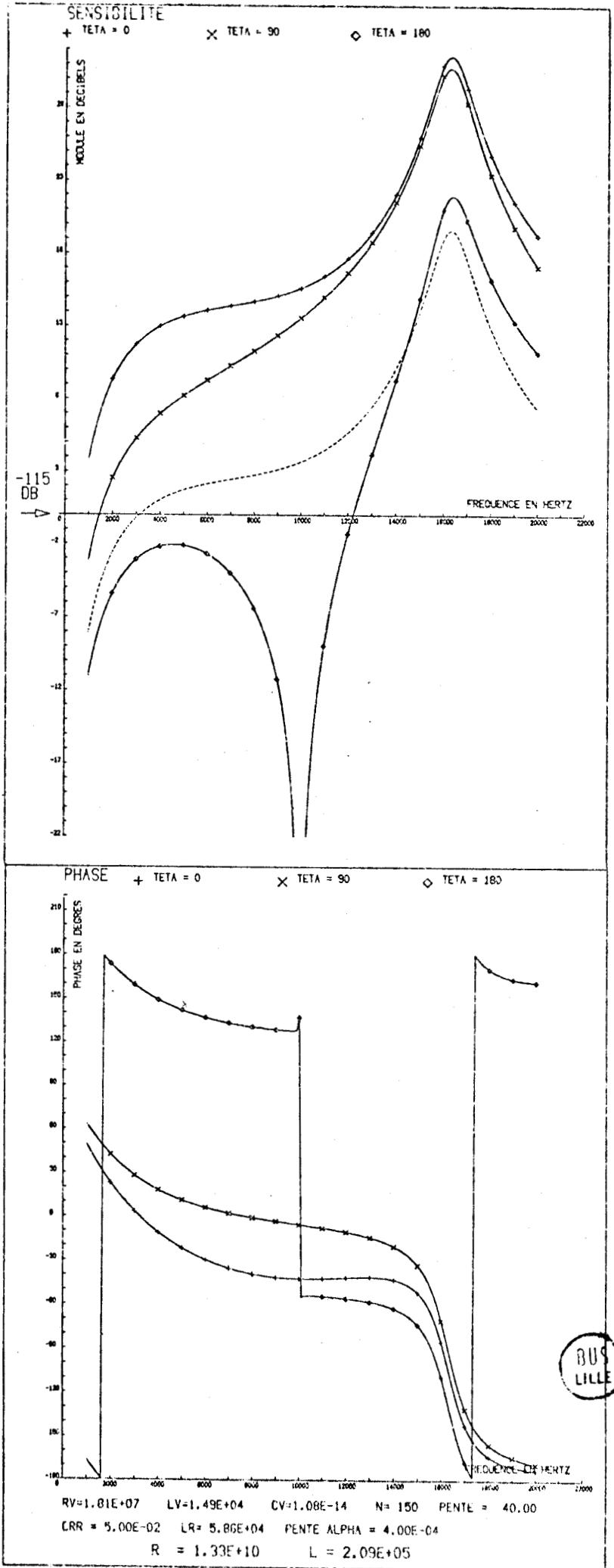


Figure 38

Courbes de sensibilité d'un hydrophone accordé à $F_R = 10$ kHz

Dans les exemples présentés ici les fréquences de tracé sont déterminées automatiquement et correspondent aux fréquences limites (ou à 1000 Hz) à la fréquence de réjection maximale et aux fréquences médianes.

Pour faciliter la lecture des réjections, nous ramenons pour chaque courbe le niveau à 0 dB pour $\theta = 0^\circ$ en indiquant par ailleurs le niveau absolu correspondant.

Pour l'hydrophone précédemment présenté ("accordé" à 10 KHz) nous donnons (fig. 39) les courbes de directivité ; on y voit une réjection supérieure à 50 dB à 10 KHz, de l'ordre de 15 dB à 1 KHz et de 12 dB pour la fréquence limite de 14,5 KHz.

Nous donnons également (fig. 40) les courbes analogues pour l'hydrophone standard "accordé" de façon optimale ($R = 1,15 \cdot 10^{10} \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$, $L = 2,10 \cdot 10^5 \text{ Kg/m}^4$) ainsi que les courbes (fig. 41) pour des couples (R,L) s'écartant de ces valeurs (soit pour R soit pour L par valeurs supérieures ou inférieures). On constate des directivités variées et la seule règle générale semble être des diagrammes surcompensés (présence de deux minima latéraux) : directivité "hypercardioïde" aux extrêmités de la bande passante.

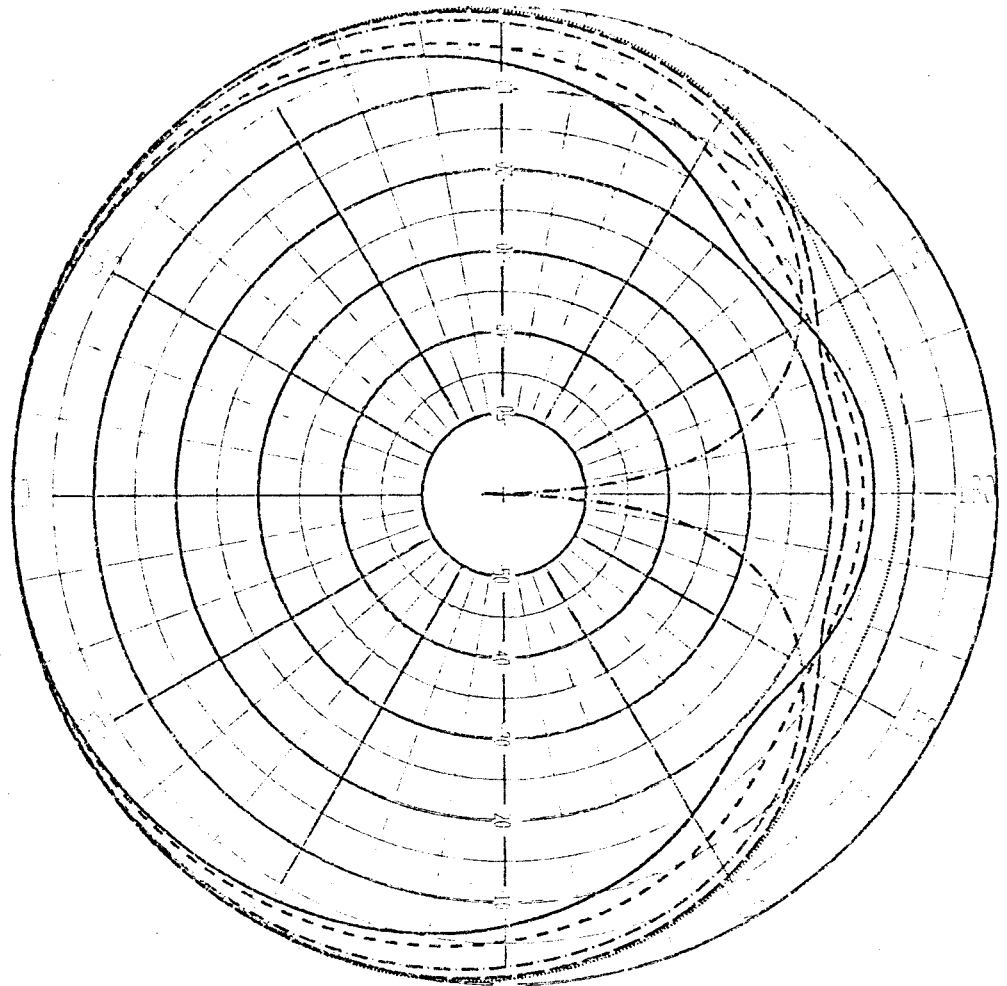
Au maximum de réjection on peut trouver soit une réjection cardioïde presque parfaite (fig. 41), soit un diagramme sous-compensé (réjection minimale, mais ne tendant pas vers l'infini, pour $\theta = 180^\circ$) (fig. 41 a, c et d) soit même un diagramme sur-compensé (fig. 41 b) (qui le reste alors sur toute la bande passante).

On peut donc retenir de cette étude que, si l'on s'intéresse seulement au taux de réjection $V_s(180^\circ)_{\text{dB}} - V_s(0^\circ)_{\text{dB}}$, le choix du système déphaseur optimum peut très bien se faire à l'aide du tableau R,L (fig. 36). Par contre si l'on a d'autres exigences concernant la directivité, notamment pour des incidences latérales arrières, on doit utiliser les tracés en coordonnées polaires pour choisir le système déphaseur optimal.

2. Influence du "trilame"

Nous allons maintenant utiliser l'expression (23) de la réponse pour étudier l'influence de la "branche avant" de l'hydrophone située entre la pression d'entrée P_1 et la cavité et comprenant le trilame et les impédances de la couche de polyuréthane et de rayonnement. Ces différents éléments

COURBE DE SENSIBILITE



—	FREQUENCE = 1000. HZ	S(TETA = 0) =	-111.43	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 5500. HZ	S(TETA = 0) =	-101.89	DECIBELS
- . - . -	FREQUENCE = 10000. HZ	S(TETA = 0) =	-99.85	DECIBELS
- - - - -	FREQUENCE = 12200. HZ	S(TETA = 0) =	-97.40	DECIBELS
.....	FREQUENCE = 14500. HZ	S(TETA = 0) =	-91.35	DECIBELS

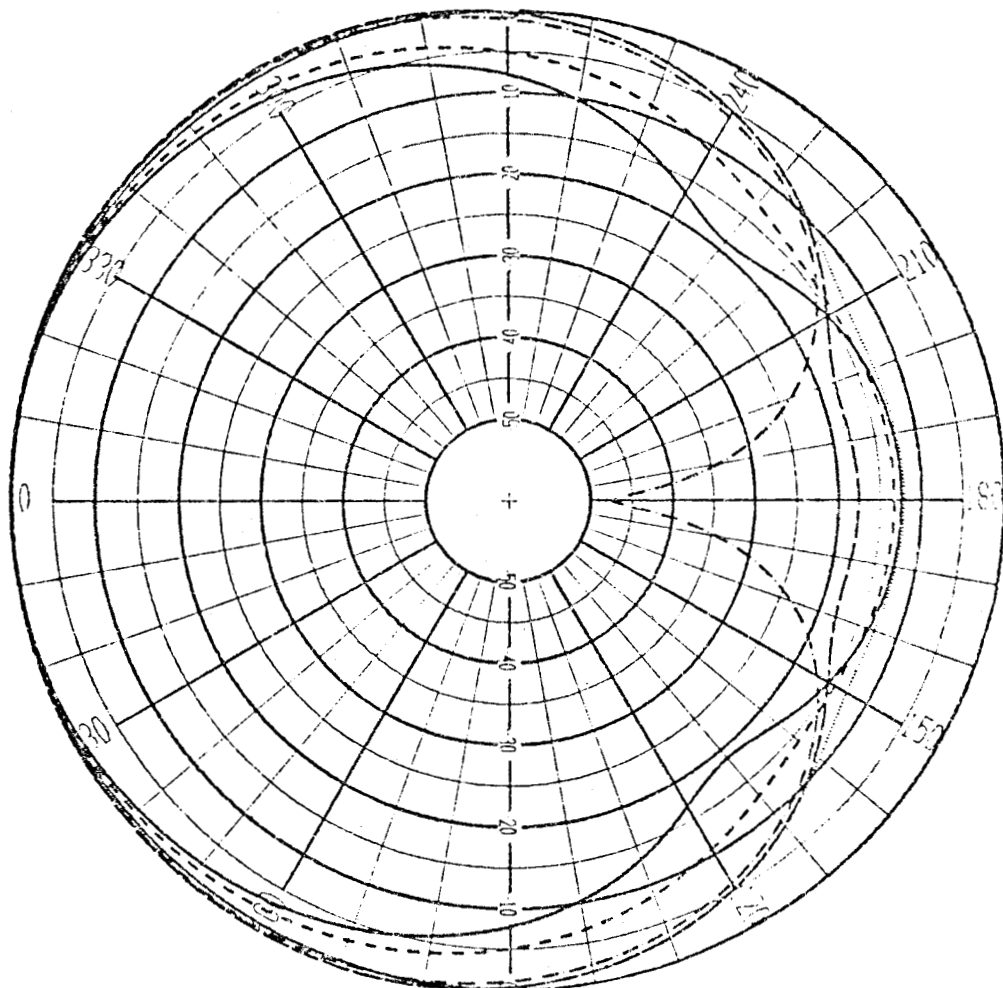
$$R = 1.33E+10$$

$$L = 2.09E+05$$

Figure 39 : Courbes de directivité d'un hydrophone accordé à $F_R = 10$ kHz



COURBE DE SENSIBILITE



—	FREQUENCE = 1000. HZ	S(TETA = 0) =	-111.61	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 6000. HZ	S(TETA = 0) =	-101.35	DECIBELS
- · - · -	FREQUENCE = 11100. HZ	S(TETA = 0) =	-99.47	DECIBELS
- - - - -	FREQUENCE = 13100. HZ	S(TETA = 0) =	-96.52	DECIBELS
· · · · ·	FREQUENCE = 15100. HZ	S(TETA = 0) =	-90.38	DECIBELS

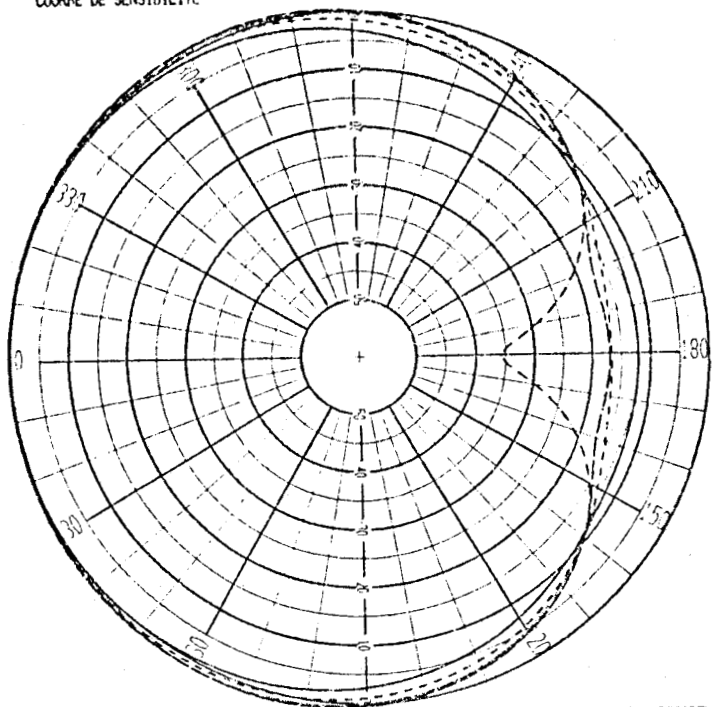
R = 1.15E+10

L = 2.10E+05

Figure 40 : Courbes de directivité d'un hydrophone
(accord optimum)



COURBE DE SENSIBILITE

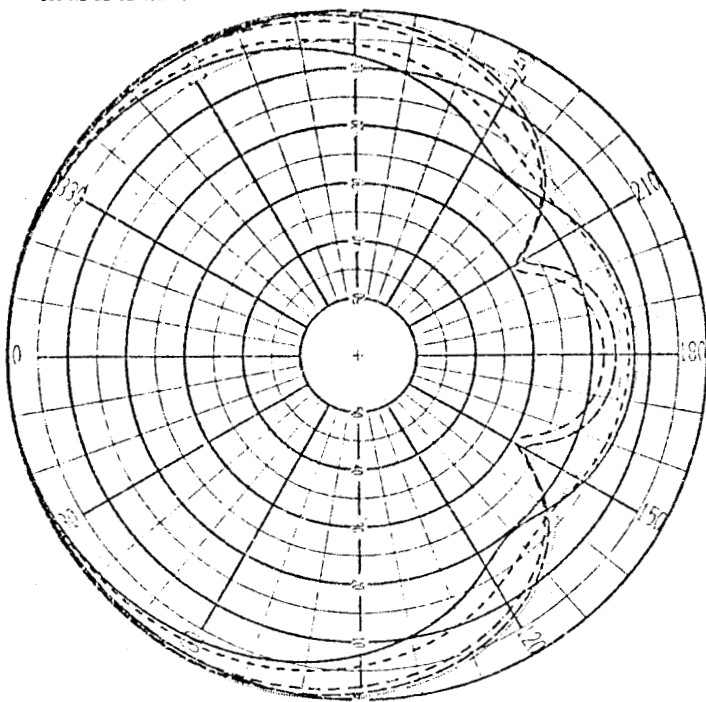


—	FREQUENCE = 8300. HZ	SITETA = 0) =	-101.06	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 10200. HZ	SITETA = 0) =	-100.68	DECIBELS
· · ·	FREQUENCE = 12200. HZ	SITETA = 0) =	-98.85	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 14000. HZ	SITETA = 0) =	-94.95	DECIBELS
—	FREQUENCE = 15800. HZ	SITETA = 0) =	-87.79	DECIBELS

(a)

R = 9.50E+09 L = 2.10E+05

COURBE DE SENSIBILITE

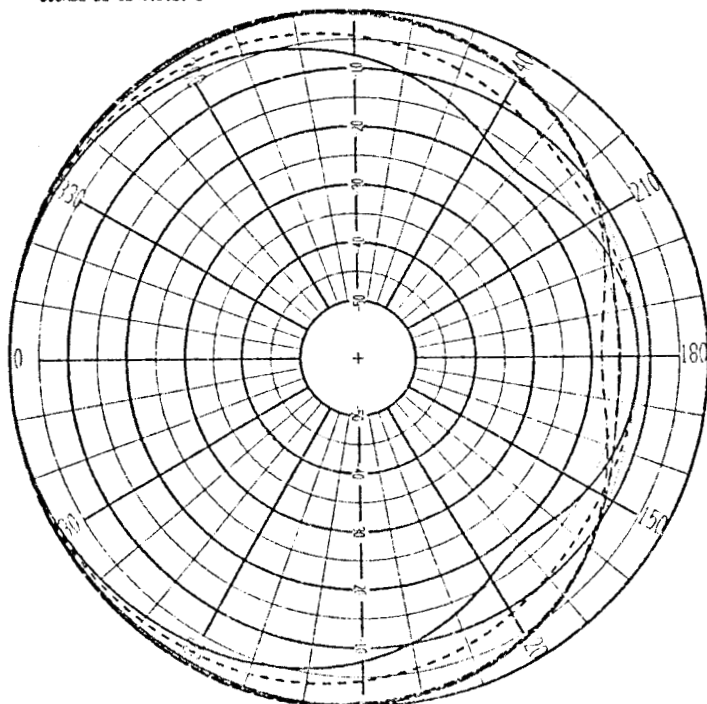


—	FREQUENCE = 1000. HZ	SITETA = 0) =	-111.69	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 5900. HZ	SITETA = 0) =	-100.65	DECIBELS
· · ·	FREQUENCE = 10800. HZ	SITETA = 0) =	-98.92	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 12500. HZ	SITETA = 0) =	-97.34	DECIBELS
—	FREQUENCE = 14300. HZ	SITETA = 0) =	-94.08	DECIBELS

(b)

R = 1.15E+10 L = 1.60E+05

COURBE DE SENSIBILITE

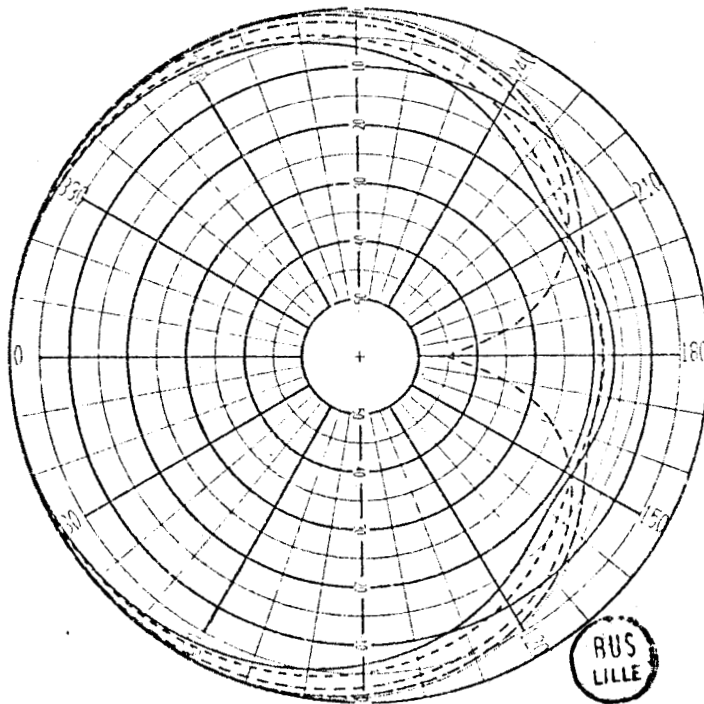


—	FREQUENCE = 1000. HZ	SITETA = 0) =	-111.53	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 5900. HZ	SITETA = 0) =	-101.93	DECIBELS
· · ·	FREQUENCE = 10800. HZ	SITETA = 0) =	-100.17	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 12700. HZ	SITETA = 0) =	-97.13	DECIBELS
—	FREQUENCE = 14600. HZ	SITETA = 0) =	-91.13	DECIBELS

(c)

R = 1.15E+10 L = 2.60E+05

COURBE DE SENSIBILITE



—	FREQUENCE = 1000. HZ	SITETA = 0) =	-111.37	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 5100. HZ	SITETA = 0) =	-102.42	DECIBELS
· · ·	FREQUENCE = 9200. HZ	SITETA = 0) =	-100.35	DECIBELS
- - -	FREQUENCE = 11600. HZ	SITETA = 0) =	-98.18	DECIBELS
—	FREQUENCE = 14100. HZ	SITETA = 0) =	-93.03	DECIBELS

(d)

R = 1.45E+10 L = 2.10E+05

RUS
LILLE

Fig 41 : Courbes de directivité pour différents "accords"

ne jouent que sur la sensibilité de l'hydrophone et non sur sa directivité.

Pour les besoins de l'analyse nous avons étudié séparément l'influence de chacun des facteurs, résistifs, selfiques, capacitifs, sachant toutefois que ces paramètres évoluent simultanément et suivant des lois généralement méconnues (exception faite pour les évolutions thermiques).

Le Tableau V résume les conclusions de l'étude. On y trouve indiqués pour chaque élément la valeur nominale de départ, sa gamme de variation et l'effet obtenu sur la sensibilité.

En général, les termes résistifs (R_v , R_r , R_p) jouent peu sur la réponse, par contre les termes selfiques ou capacitifs jouent de façon plus sensible, soit seulement sur la fréquence du maximum de sensibilité (faiblement pour L_v , de façon plus marquée pour L_R) soit à la fois sur la fréquence du maximum de sensibilité et sur le niveau général pour C_p .

Enfin, le rapport de transformation N, en facteur dans l'expression de la réponse, joue directement sur celle-ci.

TABLEAU V

Paramètre	Valeur	Variation	Effet
R_v	$1.81 \times 10^7 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$	10 %	indécelable
L_v	$1.49 \times 10^4 \text{ Kg/m}^4$	10 %	1 KHz au maximum de réj.
C_v		10 %	1 KHz au maximum de réj.
R_p	$1.38 \times 10^7 \text{ Kg/m}^4 \cdot \text{s}$	de 0 à $2 R_p$	indécelable
C_p		de $\frac{C_p}{2}$ à C_p^∞	+ 3 dB sans C_p 2 KHz pour le maximum
R_R	$0,5 f^2$	de 0 à $2 R_R$	2,5 dB au maximum
L_R	$5,86 \times 10^4 \text{ Kg/m}^4$	de 0 à $2 L_R$	5 dB de 13 à plus de 20 KHz
N	$150 + 40 f(\text{KHz})$	de $650 + 0f(\text{KHz})$ à $150 + 40f(\text{KHz})$	Proportionnalité de V_s

3. Influence des tolérances mécaniques

Dans la construction d'un hydrophone autant que le trilame, la réalisation mécanique du boîtier sera un facteur déterminant pour les performances générales, puisque la géométrie globale définira la distance acoustique d tandis que les cotes internes jouent sur les paramètres du système déphaseur : cavité pour C et dimension de la fente pour R et L . Les variations des différentes grandeurs mécaniques entre la prévision et la réalisation peuvent d'ailleurs être d'origines diverses : il peut s'agir de tolérances mécaniques directement liées à la précision de l'usinage (par exemple pour l'épaisseur de la fente) mais également d'imprécisions sur la connaissance d'une grandeur : par exemple les cotes de la fente sont très précisément connues mais le périmètre W utile de la fente l'est moins, de même d est moins précisément connu ($\pm 2,6$ mm) que les dimensions externes de l'hydrophone ($\pm 0,1$ mm) ; il en est de même enfin pour la profondeur de la cavité.

Les cotes nominales ainsi que les variations introduites dans nos calculs sont données avec leurs résultats (Tableau VI). Le cas de d étudié précédemment (chap. IV, § 2.2) n'a pas été repris. On peut alors retenir de cette étude que seule l'épaisseur t de la fente pose un problème de tolérances d'usinage puisqu'une variation de $5 \mu\text{m}$ entraîne déjà des modifications sensibles de la réjection (fig. 42).

paramètre	valeur nominale	tolérance	précision	influence par	variation maximale de la rejection
rayon de la cavité	24 mm	$\pm 0,1$ mm	0,4 %	vol \rightarrow C	$\leq 0,5$ dB
profondeur de la cavité	4 mm	$\pm 0,1$ mm	2,5 %	vol \rightarrow C	± 1 dB à 9 KHz
rayon de la fente	23,4 mm	$\pm 0,1$ mm	0,4 %	$W \rightarrow$ R, L	$\leq 0,5$ dB
profondeur de la fente	2,3 mm	$\pm 0,1$ mm	4 %	$l \rightarrow$ R, L	± 2 dB à 9 KHz
épaisseur de la fente	290 μm	$\pm 5 \mu\text{m}$	1,7 %	$t \rightarrow$ R, L	± 2 dB à 9 KHz

TABLEAU VI

REJECTION AVANT/ APRIERE

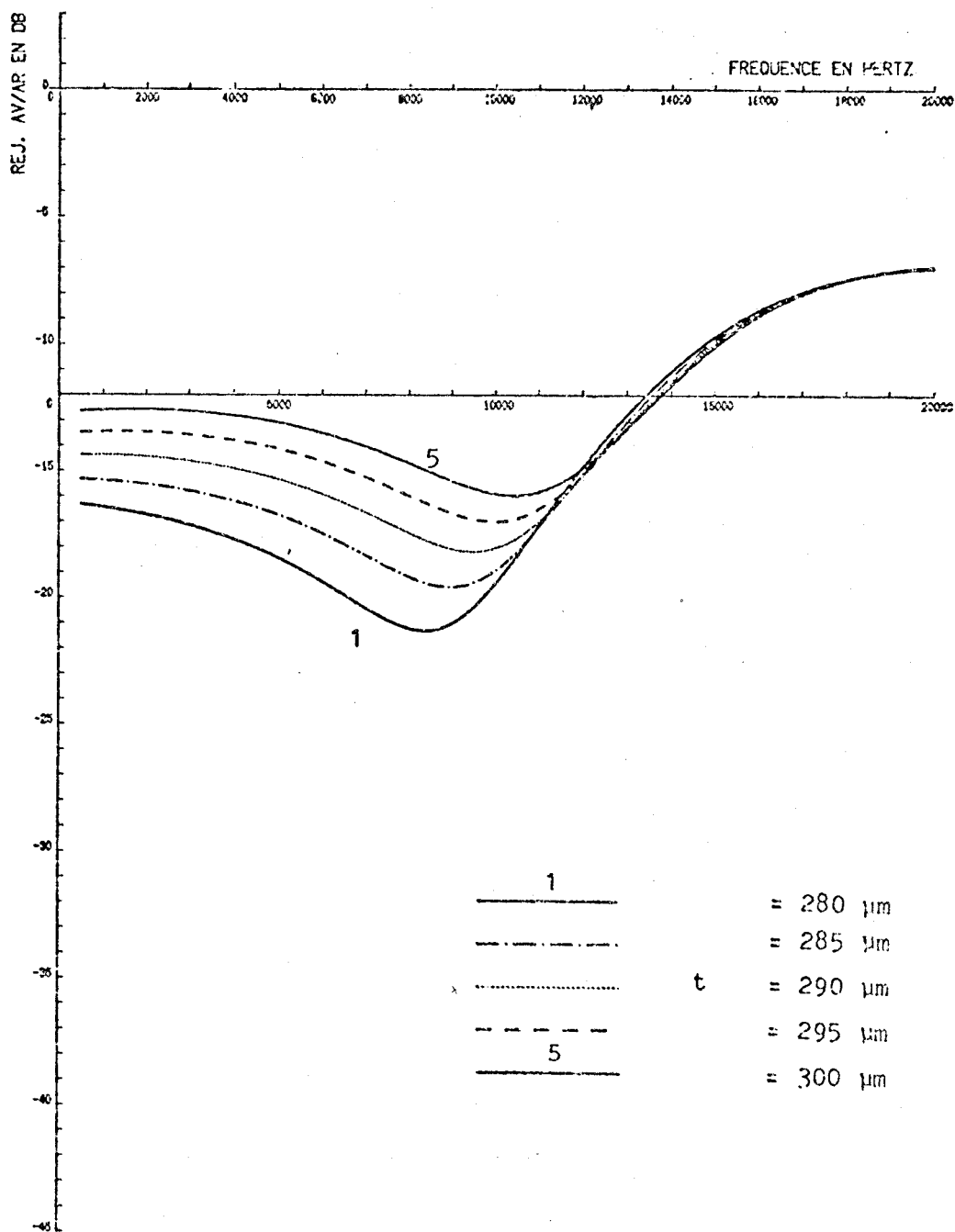


Figure 42 : Influence de la réjection des variations de l'épaisseur t de la fente

4. Influence de la température

Celle-ci peut agir sur la réponse et le taux de réjection par l'intermédiaire de multiples éléments du schéma équivalent. En effet on voit que l'expression (23) de V_s dépend de la température T par :

- la vitesse du son dans l'eau c agissant sur le déphasage $\beta = \frac{2\pi dF}{c} \cos \theta$
les variations de c pouvant se mettre ([11] p. 410) sous la forme linéaire :

$$c(\text{m/s}) = 1418 + 3,033 \times t(^{\circ}\text{C}) \quad \text{pour } 5^{\circ}\text{C} < t < 25^{\circ}\text{C}$$

- la vitesse du son dans l'huile et sa masse volumique ρ qui interviennent dans l'expression (7) de la capacité de la cavité :

$$c = \frac{V}{\rho v^2}$$

D'après des mesures faites au laboratoire [12] la vitesse v évolue suivant la loi :

$$v(\text{m/s}) = 1035 - 1 \times t(^{\circ}\text{C})$$

tandis que ρ d'après le fabricant d'huile ([13] p. 14) suit pour une huile silicone du type 47V une loi

$$\rho(\text{Kg/m}^3) = 991 + 0,915 \times t(^{\circ}\text{C})$$

- enfin par la viscosité qui influe avec la masse volumique déjà citée sur l'impédance de la fente par

$$R = \frac{12 \times 10^6 \rho l \eta}{t^3 w} \quad (5) \quad \text{et } L = \frac{6 \rho l}{5 t w} \quad (6)$$

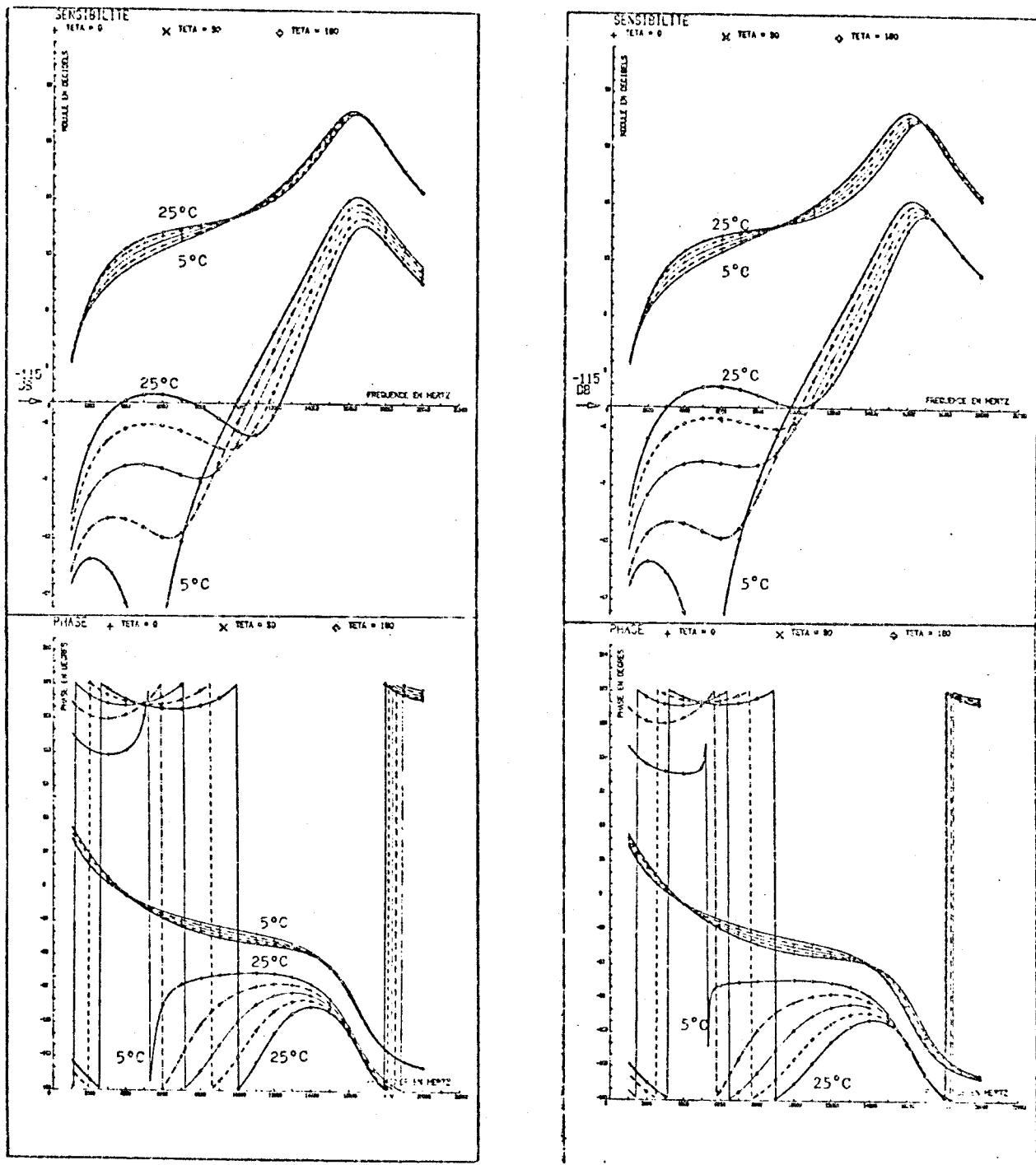
Les variations de la viscosité avec la température suivent une loi théorique

$$\log \log (\text{cst}) + K = m \log T(\text{K})$$

on peut encore écrire $\eta = 10^{(aT)^b}$

D'après le fabricant d'huile ([13] p. 9 graphique 3) pour une huile de 700 cst à 20°C on obtient :

$$a = 1,148 \times 10^{-3} \quad \text{et} \quad b = 0,9605$$



Influence globale de la température

Influence de la température par la viscosité de l'huile



Figure 43 : Influence de la température sur la sensibilité

Bien que ceci soit artificiel nous avons d'abord calculé les effets sur la réponse de chaque paramètre (c, v, ρ, η) avant de chercher l'effet global qui est le seul envisageable physiquement. Le tableau VII donne les variations des différents paramètres et les variations correspondantes de la réjection dans la gamme de 5 à 25°C. On peut y constater que l'influence de la viscosité η est prépondérante puisqu'elle impose le comportement global de l'hydrophone comme le confirment les courbes de sensibilité (fig. 43) et de réjection (fig. 44).

paramètre	valeur du paramètre à 5°C	à 25°C	Influence de la croissance de température de 5 à 25°C		
			sur la réjection aux BF	sur le maximum de réjection	sur la réjection aux HF
c m/s	1433	1493	< 1 dB	< 3 dB	≈ 1 dB f _{max} 14 + 15 KHz
ρ Kg/m ³	986	968	très faible	très faible	très faible
v m/s	1030	1010	14 dB + 15 dB	17,5 → 19,5 dB	très faible
η cSt	984	631	19 dB + 12 dB	5 KHz → 11 KHz > 50 dB → 16 dB	f _{max} 12,2 + 14 KHz
GLOBALE			19 dB + 13 dB	5 → 11 KHz 40 dB → 20 dB	12,2 + 15 KHz

TABLEAU VII

5. Influence de la pression

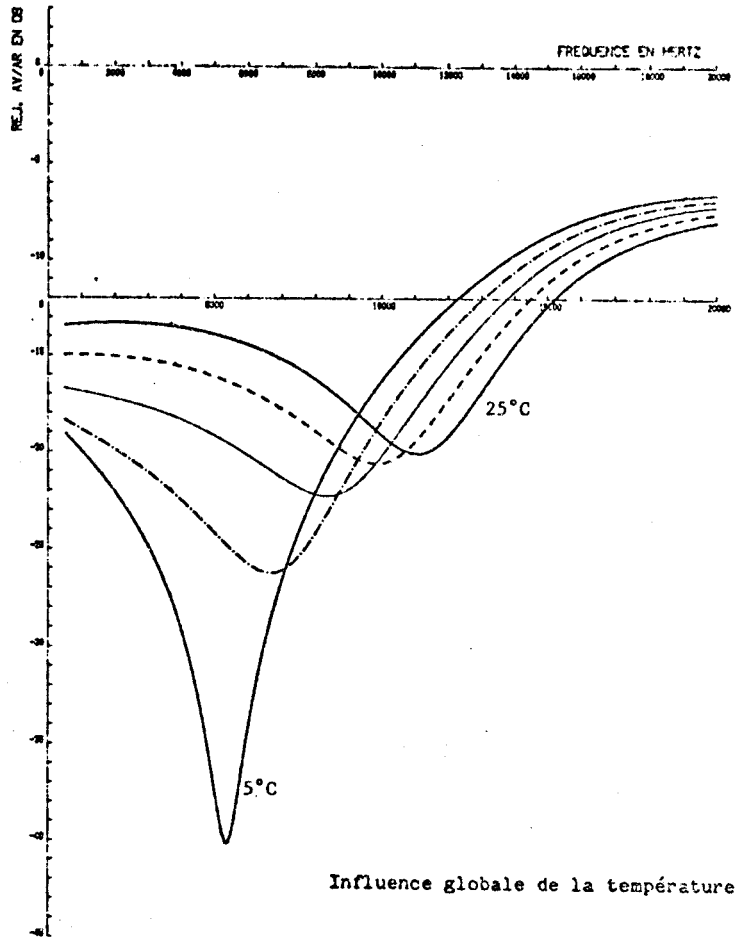
Les paramètres influençant la réponse sous l'effet des variations de pression sont ceux déjà cités parce qu'ils interviennent lors de variations de la température, ce sont :

- la vitesse du son dans l'eau : c variant ([11] p. 413) suivant la loi

$$c(\text{m/s}) = 1463 + 0,195 \times P(\text{Atm}) \quad \text{à } t = 15^\circ\text{C}$$

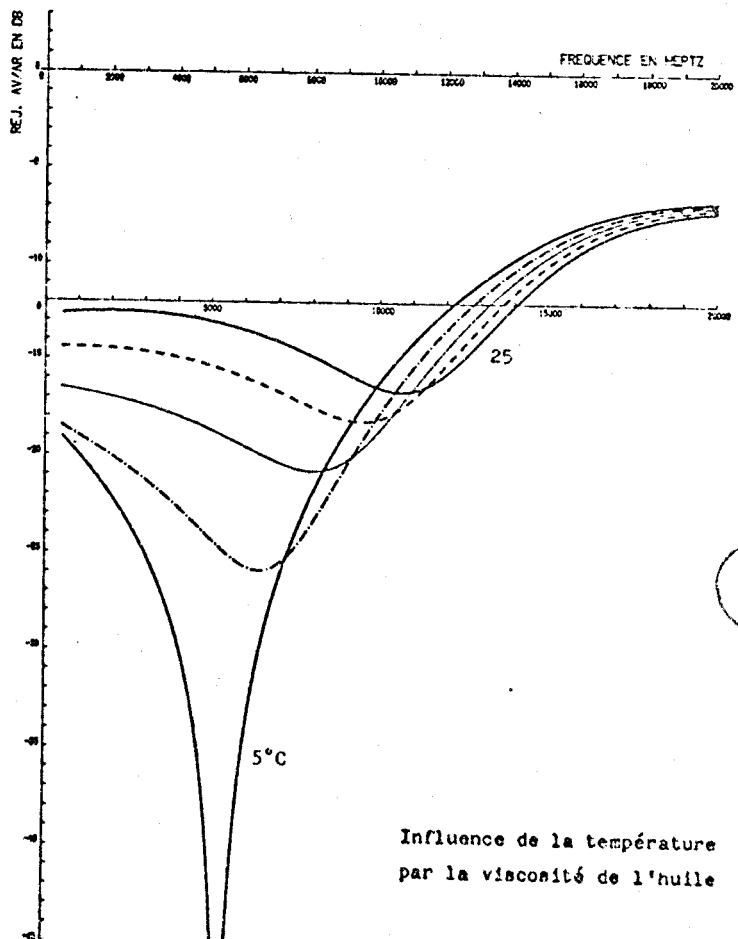
- la masse volumique de l'huile suivant la loi ([13] p. 13, graphique 7)

$$\rho (\text{Kg/m}^3) = 968 + 6,9 \times 10^{-2} \times P(\text{Atm})$$



Influence globale de la température

REJECTION AVANT/ARRIERE



Influence de la température
par la viscosité de l'huile

Figure 44

Influence de la température
sur la réjection



- la vitesse du son dans l'huile pour laquelle le fabricant ne donnant pas d'information directe sur l'évolution de la vitesse du son avec la pression, nous avons adopté des résultats de mesure sur une huile comparable (Dow Corning DC 200 [14], la loi étant alors :

$$c(\text{m/s}) = 1020 + 0,45 \times P(\text{Atm})$$

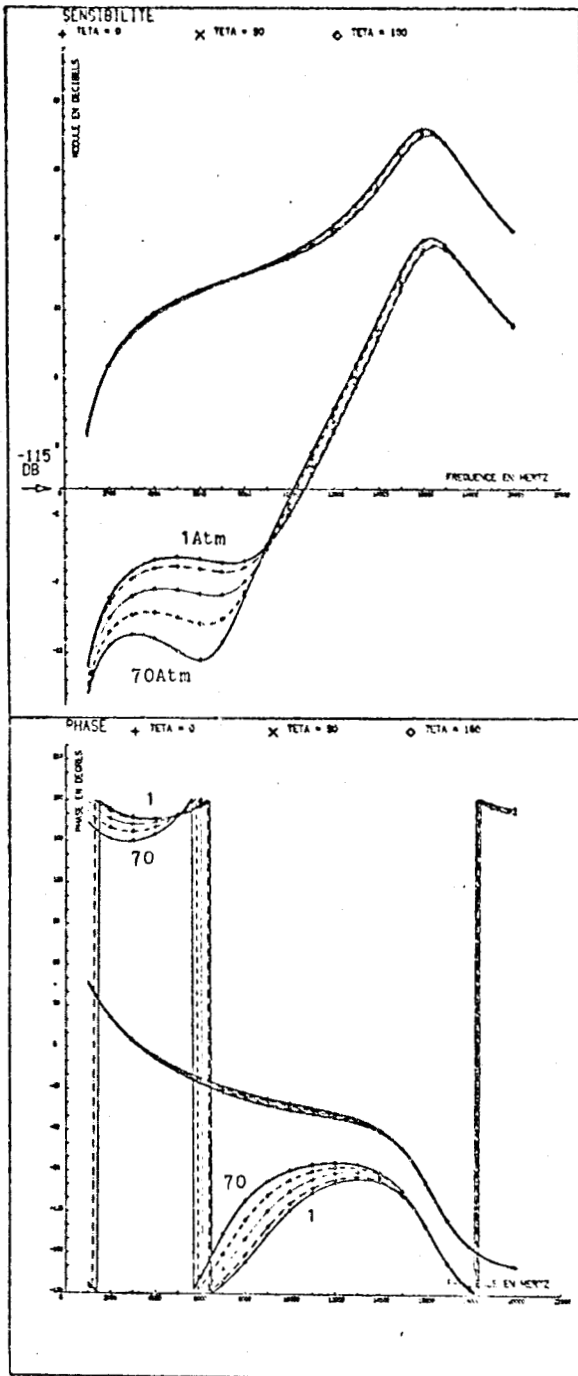
- la viscosité de l'huile pour laquelle on peut écrire ([13] p. 6, graphique 6)

$$\eta (\text{cst}) = 784 + 1,51 \times P(\text{Atm}) \text{ à } 15^\circ\text{C}$$

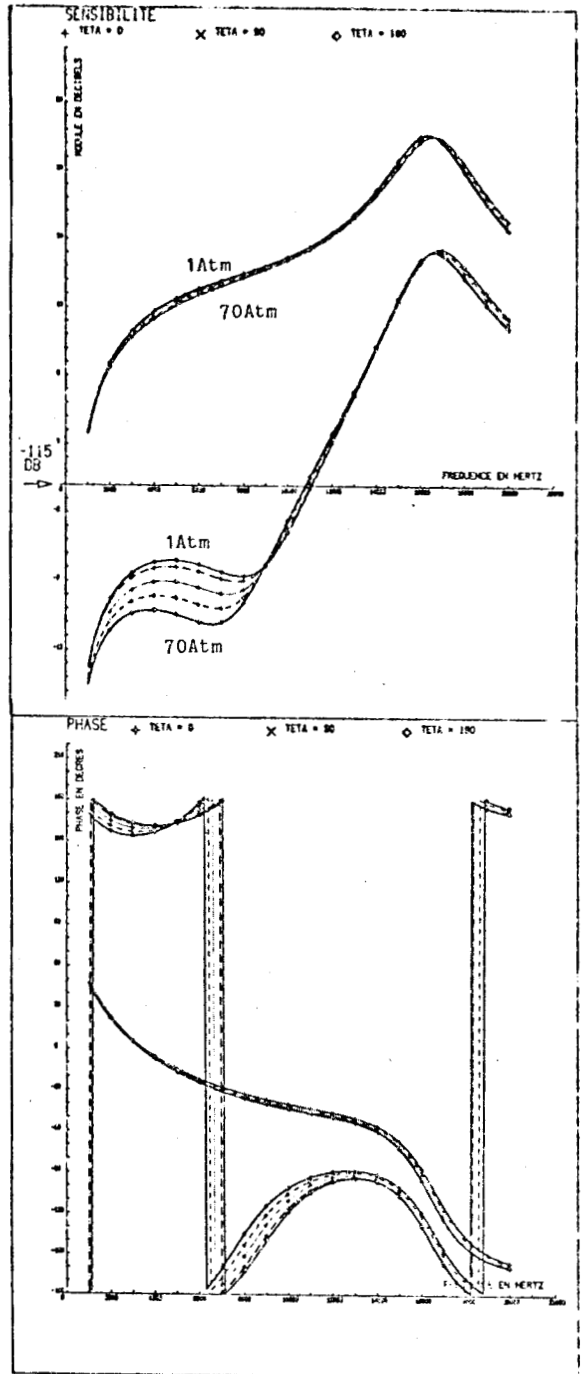
Nous donnons tableau VIII les valeurs de ces paramètres à $P = 1 \text{ Atm}$ et 70 Atm ainsi que les modifications de réjection correspondantes tandis que les figures (45) et (46) représentent respectivement les évolutions des courbes de sensibilité et de réjection.

paramètre touché	valeur à 1 Atm	valeur à 70 Atm	Influence d'un passage de 1 à 70 Atm		
			sur la re- jection aux BF	sur le ma- ximum de rejection	sur la rejec- tion aux hautes fréquences
c m/s	1463	1477	très faible	faible	très faible
v m/s	1020	1051	- 1 dB	- 2 dB	très faible
$\rho \text{ kg/m}^3$	968	973	très faible	très faible	très faible
$\eta \text{ cSt}$	784	887	+ 2 dB	+ 7 dB	faible

TABLEAU VIII



Influence de la pression par la viscosité de l'huile

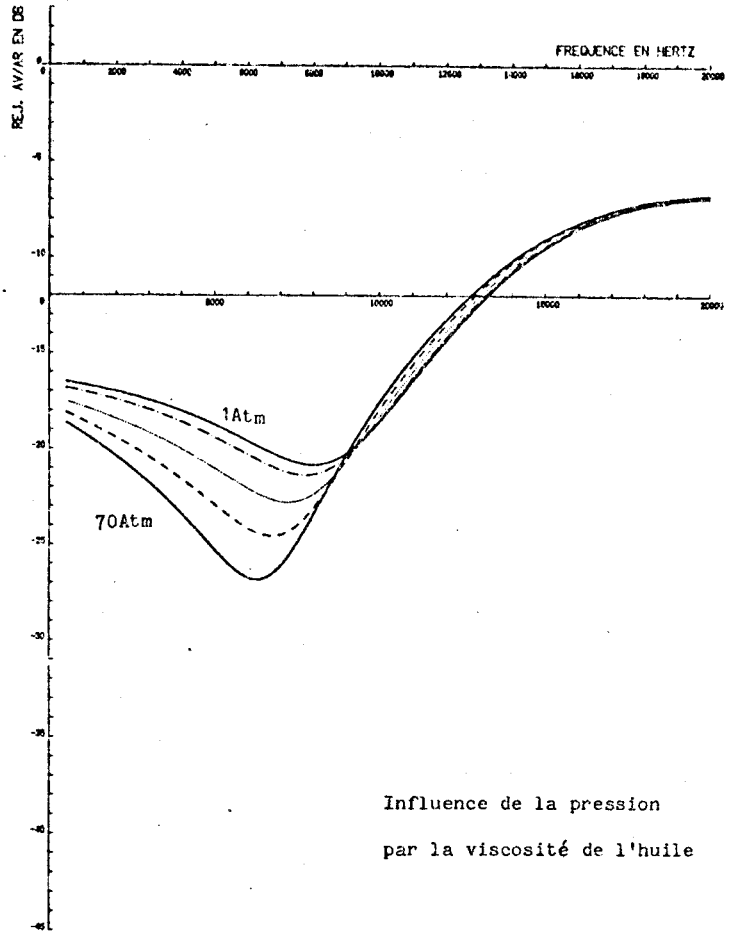


Influence globale de la pression

Figure 45 : Influence de la pression sur la sensibilité



REJECTION AVANT/ ARRIERE



REJECTION AVANT/ ARRIERE

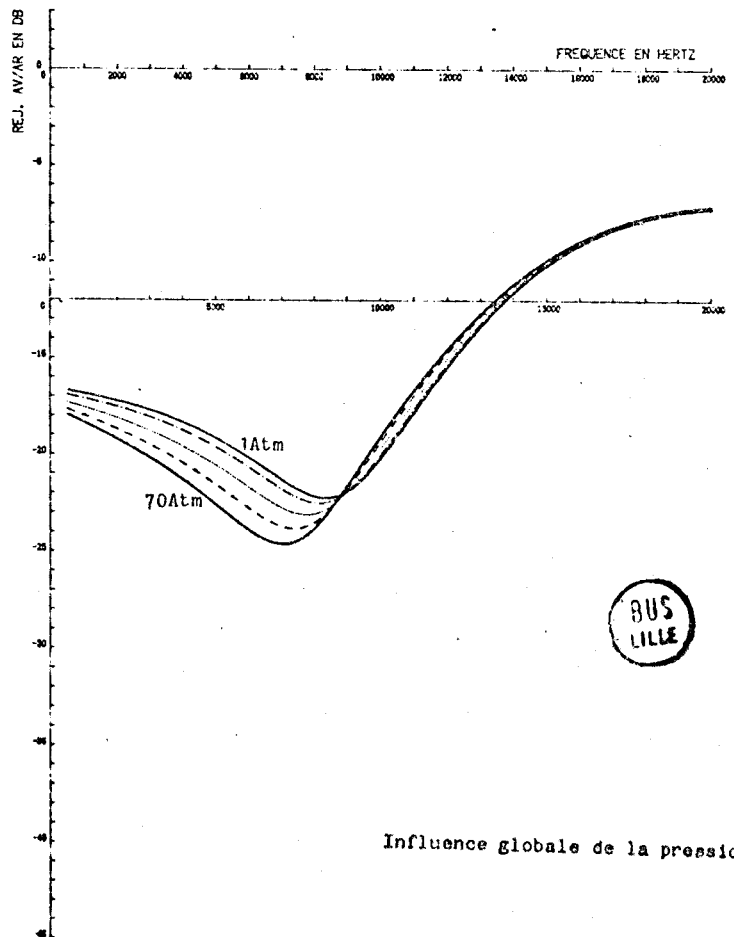


Figure 46

Influence de la pression
sur la réjection

Influence globale de la pression

5.6. Influence de la profondeur d'immersion

En utilisation normale, température et pression évoluent simultanément. Pour étudier l'influence de la profondeur sur la réponse, il faut connaître les lois de variation de ces grandeurs.

Un exemple de calcul est donné ici pour un "profil" donné tableau IX [15].

profondeur (m)	température (°C)	pression (bars)	η (cSt)
0	25°	1	631
200	19°	20	744
400	11°	40	922
600	8°	60	1 020
800	6°	80	1 110

TABLEAU IX

Avec ce profil bathymétrique la réjection (fig. 47) s'améliore avec la profondeur tandis que la bande passante se réduit. Il faut signaler que bien entendu un autre profil pourrait amener à des conclusions différentes.

La viscosité apparaît donc comme la grandeur la plus importante ; on doit donc prévoir la construction d'un hydrophone de façon à l'adapter à ses conditions d'emploi. On notera enfin que notre étude n'est pas exhaustive : limitée au cas d'un hydrophone "standard" elle ne permet aucune prédiction d'évolution de sensibilité et de bande passante pour des hydrophones différents.

REJECTION AVANT/ ARRIERE

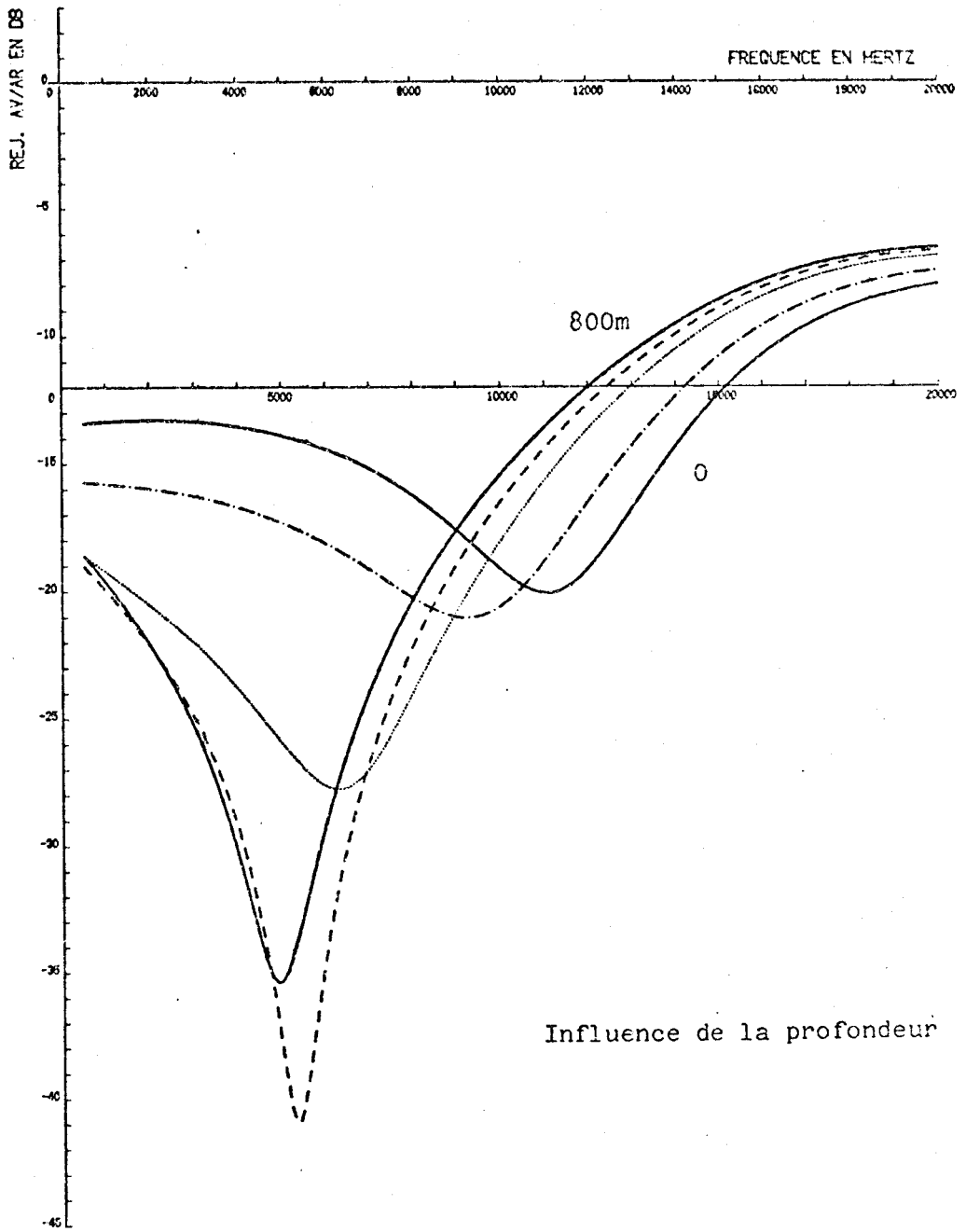


Figure 47 : Influence de la profondeur sur la réjection



CONCLUSION

Cette étude nous a permis d'établir les conditions rigoureuses d'obtention de directivité cardioïde d'un hydrophone à gradient de pression et réseau acoustique de déphasage et de préciser les différents réglages envisageables et les performances théoriques obtenues. Un progrès sensible a été ainsi marqué par rapport aux théories de première approximation antérieures dont nous avons pu établir l'inexactitude dans leur domaine apparent de validité. Une étude complémentaire fixe enfin l'importance des modifications de performances à attendre des variations des grandeurs liées aux conditions de fabrication ou d'emploi.

L'ensemble présenté constitue en quelque sorte un guide de conception de l'hydrophone. Il resterait en "amont" à préciser encore le modèle retenu (en particulier, en ce qui concerne l'auto-diffraction), en "aval" à exploiter la théorie présentée par des réalisations concrètes et des vérifications expérimentales (déjà partiellement réalisées et positives).

Nous pensons donc, malgré une modélisation incomplète avoir présenté ici un travail apportant suffisamment d'éléments nouveaux dans un ensemble relativement complet et cohérent, pour qu'il puisse être considéré comme une phase intéressante et constructive de l'application de la théorie de Bauër à l'Acoustique sous-marine.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] B.B. BAUËR, "Uniphase directionnal microphone", JASA, Vol. 13, p. 41-45, (1941)
- [2] R.D. MARCINIAK, "Unidirectionnal underwater-sound pressure gradient transducer", IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, Vol. SU-18, n° 2, p. 89-95, (April 1971)
- [3] M. RICHARD, "Etude de la faisabilité d'un hydrophone unidirectionnel", Thèse de 3ème Cycle, Université de Provence Aix-Marseille (1979)
- [4] T. WEINBERGER, H.F. OLSON, F. MASSA, "A unidirectionnal ribbon microphone", JASA, vol. 5, p. 137-139 (1933)
- [5] L.L. BERANEK, Acoustics, chap. 6 : Characteristics of Microphones", p. 149
- [6] A. DEFEBVRE et J. POULIQUEN, "Experimental study of self diffraction effects for an acoustical receiver", Ultrasonics International 81, Conference Proceedings, p. 421-425.
- [7] A. DEFEBVRE et J. POULIQUEN, "Etude expérimentale des pressions sur les faces d'un récepteur acoustique", Revue du GALF (à paraître)
- [8] A. DEFEBVRE, J. POULIQUEN et C. GRANGER, "Détermination expérimentale du schéma électromécanique d'un vibreur trilame", Revue d'Acoustique, n° 57, p. 92 à 96 (1981)
- [9] Y. ROCARD, "Dynamique générale des vibrations", (Masson), p. 330, (1960)
- [10] Y. KIKUCHI, "Ultrasonic Transducers", (Corona Publishing Company), p. 347, (1969)
- [11] BERGMAN, "Der Ultrashall", S.HIRZEL VERLAG STUTTGART, (1957)
- [12] D. STIEVENARD, "Velocimétrie acoustique en basse fréquence", DEA Lille (1980)
- [13] Notice Rhone Poulenc sur les Huiles Rhodorsil -X03 04A- (Dec. 1977)
- [14] MAC SKIMMIN, "Ultrasonic Propagation" JASA, vol 29, nb 11, p. 1189-1190 (Nov. 1957)
- [15] DOWDEN, HUTCHINSON, ROSS, "Under water sound ", "fluctuations in acoustic propagation", p.56

ANNEXE I

EFFET D'OMBRE AUX TRES BASSES FREQUENCES

Nous avons vu chapitre III §3.1 que l'effet d'ombre rend inacceptable l'approximation de Marciniak en modifiant considérablement le comportement de L aux basses fréquences $f < f_{\min}$, le comportement de R étant moins affecté au moins quand $f \rightarrow 0$. Nous allons interpréter ici ces résultats.

1. LIMITES DE R et L QUAND $f \rightarrow 0$

Compte-tenu des eq. (26) et (27) il faut calculer

$$\lim_{f \rightarrow 0} L = \lim_{f \rightarrow 0} \left[\frac{1 - 10 \frac{kf}{20} \cos \frac{2\pi fd}{c}}{4\pi^2 C f^2} \right]_{f \rightarrow 0}$$

$$\lim_{f \rightarrow 0} R = \lim_{f \rightarrow 0} \left[\frac{10 \frac{kf}{20} \sin \frac{2\pi fd}{c}}{2\pi f C} \right]_{f \rightarrow 0}$$

Utilisant l'égalité $10^x = e^{xL10}$ et les développements classiques e^x , $\sin x$ et $\cos x$ quand $x \rightarrow 0$ il vient aisément :

$$(R)_{f \rightarrow 0} = \frac{d}{c C} \left(1 + \frac{kf}{20} L 10 + \dots \right)_{f \rightarrow 0} \rightarrow \frac{d}{c C}$$

$$(L)_{f \rightarrow 0} = - \frac{kL10}{80\pi^2 C} \frac{1}{f} + \frac{d^2}{2C c^2} - \frac{k^2 (L10)^2}{3200 \pi^2 C}$$

Le 2e terme représente la limite de la théorie de Marciniak; l'effet d'ombre y ajoute un terme constant et surtout une contribution négative en $\frac{1}{f}$ prépondérante quand $f \rightarrow 0$.

A titre indicatif pour $f = 1$ Hz il vient, avec $k = 0,4$ dB/kHz et
 $C = 1,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}^5/\text{N}$, $d = 4\text{cm}$, $c = 1430$ m/sec

$$L = -6,48 \cdot 10^8 + 2,17 \cdot 10^5 - 1,49 \cdot 10 - 6,478 \cdot 10^8 \text{ kg/m}^4$$

2. CALCUL DE LA FREQUENCE F_{\min}

Elle est définie avec effet d'ombre quand $L = 0$ soit :

$$10^{-\frac{k F_{\min}}{20}} = \cos\left(\frac{2\pi d}{c} \cdot F_{\min}\right)$$

On peut résoudre aisément cette équation en adoptant les développements limités déjà indiqués suffisants dans la pratique.

$$1 - \frac{kf}{20} L10 + \frac{k^2 f^2}{2 \cdot 20^2} (L10)^2 = 1 - \frac{2\pi^2 d^2}{2} f^2$$

soit

$$F_{\min} \approx \frac{k c^2 (L10)}{40 \pi^2 d^2}$$

Dans les mêmes conditions numériques que plus haut on obtient :

$$F_{\min} = 2982 \text{ Hz}$$

ANNEXE II

INTERPRETATION PAR LE DIAGRAMME DE FRESNEL DES FREQUENCES PARTICULIERES INTERVENANT DANQ LES CONDITIONS CARDIOTIDES.

Nous avons mis en évidence trois fréquences caractéristiques dans l'étude des conditions d'obtention d'une directivité cardioïde avec effet d'ombre (Fig. 18)

- $F_{\min}(\alpha)$ en dessous de laquelle L devient négatif
- f^X où L est indépendant de α
- F_{\max} où R s'annule en changeant de signe quel que soit α .

Nous nous proposons d'interpréter ces divers résultats par l'évolution du diagramme de Fresnel relatif au schéma équivalent de l'hydrophone dans les conditions particulières de la directivité cardioïde.

1. PRINCIPE GENERAL

Classiquement l'accord cardioïde s'écrit pour $\theta = 180^\circ$ (fente de déphasage dirigée vers le champ acoustique incident, trilame tourné vers l'arrière).

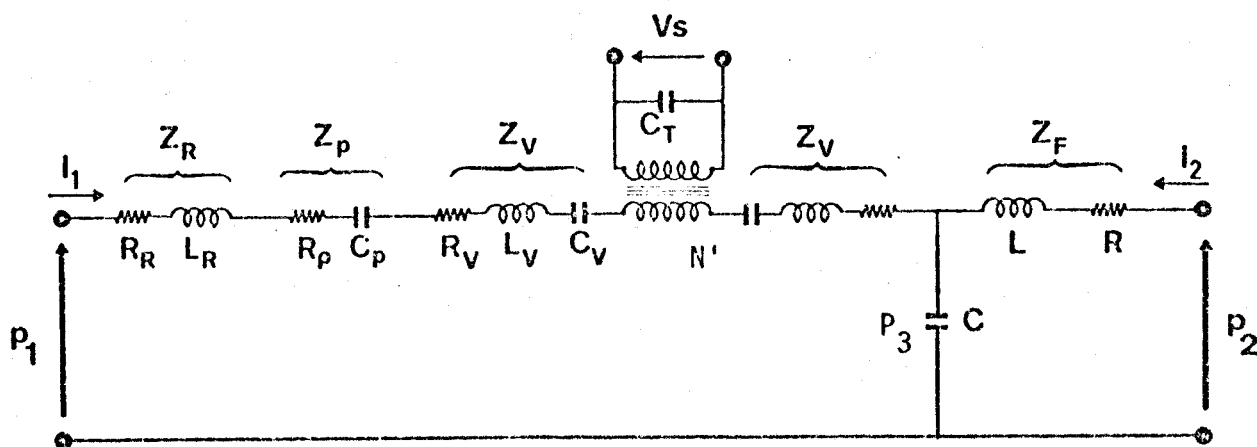


FIGURE 1

Si l'on se reporte au schéma équivalent de l'hydrophone (Fig. 1) alors $v_s(180^\circ) = 0$: le débit dans la branche trilame est nul et donc la pression p_1 se retrouve en p_3 aux bornes de C

$$P_1 = P_3$$

Cette pression p_1 est de surcroît affaiblie dans un rapport $\alpha = 10^{-kF/20}$ et déphasée en retard sur p_2 d'un angle $\beta = \frac{2\pi dF}{c}$ comme en témoigne l'écriture des pressions (p_1) et (p_2) d'après (5) avec $\theta = 180^\circ$

$$P_1 = P_1 = P_0 10^{-kF/20}$$

$$P_2 = P_0 e^{j \frac{2\pi dF}{c}}$$

La construction du diagramme de Fresnel du circuit série R, L, C est alors simple (Fig. 2). Partant de P_1 (aux bornes de C) on obtient, par addition des tensions aux bornes de L (en opposition avec P_1) et de R (en quadrature avance sur P_1), la pression P_2 qui doit être plus grande que P_1 et en avance d .

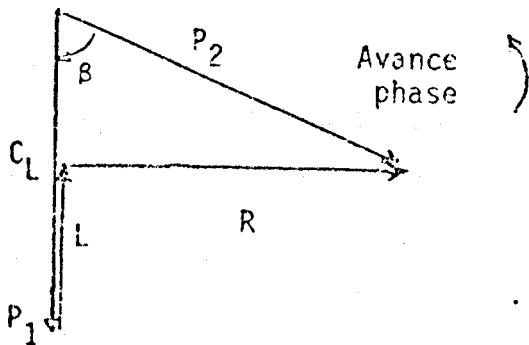


FIGURE 2

Il ne reste plus qu'à étudier l'évolution de ce schéma quand f croît sachant que, à P_2 constant, P_1 diminue de 0,4 dB/kHz et que le retard croît de $10^\circ/\text{kHz}$.

2. ETUDE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Elle peut être suivie aux fréquences caractéristiques F_{\min} , f^{**} , F_{\max} et dans les bandes de fréquences qu'elles déterminent dans les diagrammes de la figure 3.

On notera :

Fig. 3.1 $f < F_{\min}$ La tension aux bornes de L s'ajoute à P_1 avec lequel elle est ici en phase.

Fig. 3.2 $f = F_{\min}$: comme $L = 0$ le terme de tension correspondant s'annule. On mène simplement de l'extrémité de P_2 une tangente au cercle lieu des extrémités P_1 .

On vérifie aisément que

$$\frac{P_1}{P_2} = \cos \beta = \cos 2\pi \frac{dF_{\min}}{c} = 10 \frac{-kF_{\min}}{20}$$

condition établie à l'Annexe I.

Fig. 3.3 $F_{\min} < f < f^{**}$ diagramme avec $L = 0$ conforme au schéma de principe (Fig. 2)

Fig. 3.4 $f = f^{**}$. L'angle β atteint 90° : P_2 se confond avec la tension aux bornes de R ; P_1 (aux bornes de C) avec la tension aux bornes de L : ceci établit que le réseau déphaseur L_f, C est à la résonance.

Il vient donc

$$\beta = 2\pi \frac{df^{**}}{C} = -\frac{\pi}{2} \quad f^{**} = \frac{c}{4d} = f_0 / 2 \approx 9 \text{ kHz}$$

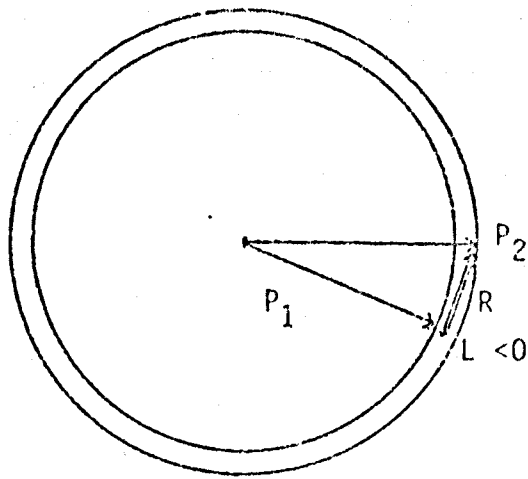
$$L C \omega^{**2} = 1$$

Fig. 3.5 $f^{**} < f < F_{\max}$. L'effet de self l'emporte maintenant sur celui de capacité.

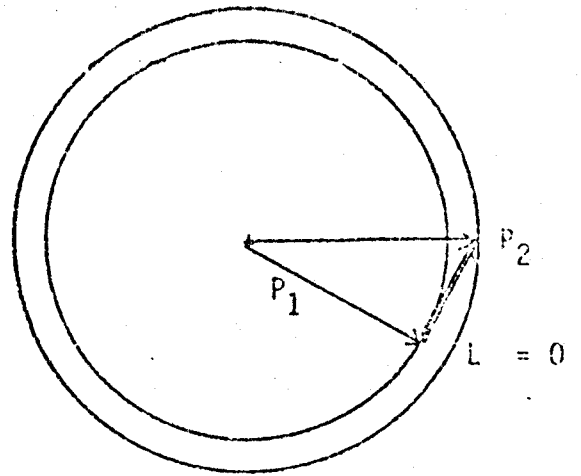
Fig. 3.6 $f = F_{\max}$ Les tensions P_1 et P_2 sont en opposition de phase :
 $\beta = 180^\circ$ et l'effet de self est tel que $R = 0$.

$$f = F_{\max} = \frac{c}{2d} \approx 18 \text{ kHz} \quad R = \frac{\alpha \sin \frac{2\pi fd}{c}}{C \omega} = 0$$

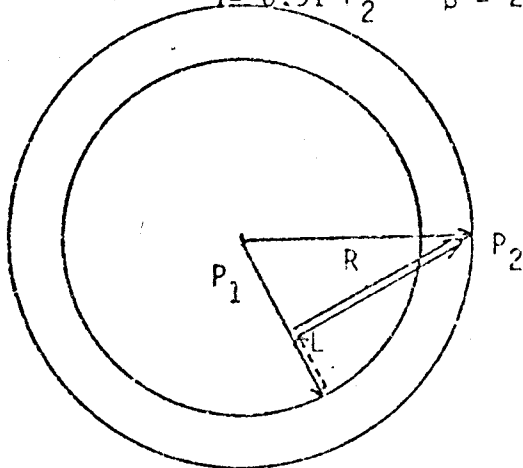
Fig. 3.7 $f > F_{\max}$ $\beta > 180^\circ$. Seul un effet de résistance négative irréalisable permettrait de réobtenir P_2 .



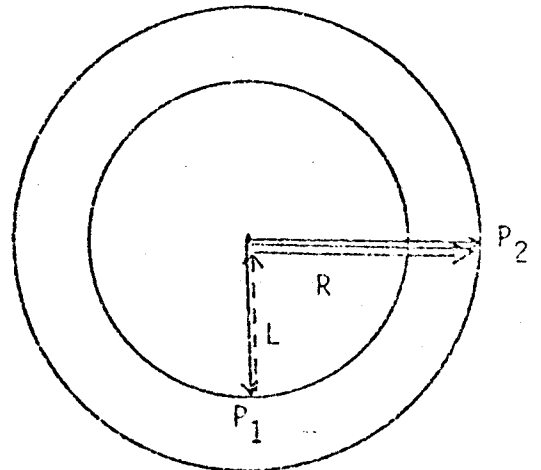
1 : $f < F_{\min}$ ($f \approx 2$ kHz)
 $P_1 = 0,91 P_2$ $\beta = 20^\circ$



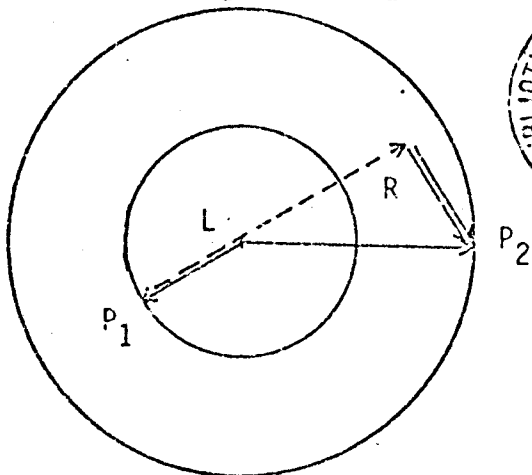
2 : $f = F_{\min} \approx 3$ kHz
 $P_1 = 0,87 P_2$ $\beta = 30^\circ$



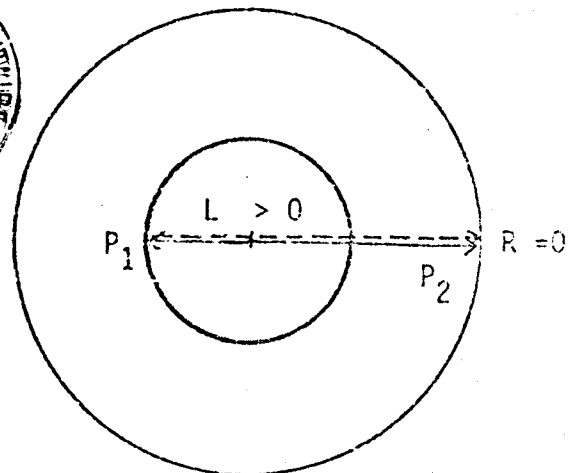
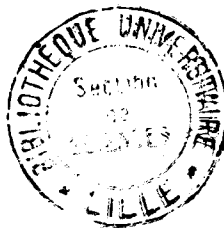
3 : $F_{\min} < f < f^{**}$ ($f \approx 6$ kHz)
 $P_1 = 0,76 P_2$ $\beta = 60^\circ$



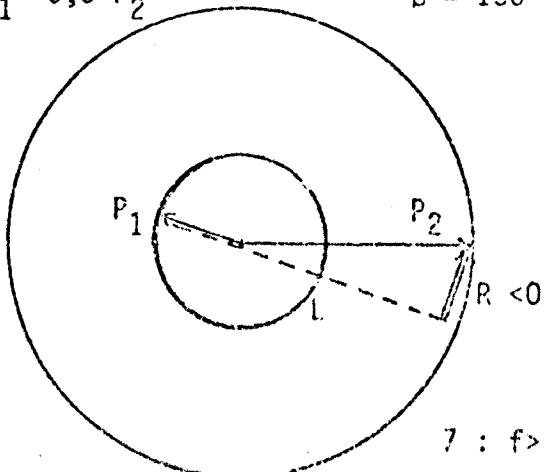
4 : $f = f^{**} \approx 9$ kHz
 $P_1 = 0,66 P_2$ $\beta = 90^\circ$



5 : $f^{**} < f < F_{\max}$ ($f \approx 15$ kHz)
 $P_1 = 0,5 P_2$ $\beta = 150^\circ$



6 : $f = F_{\max} \approx 18$ kHz
 $P_1 = 0,436 P_2$ $\beta = 180^\circ$



7 : $f > F_{\max}$ ($f \approx 20$ kHz) $P_1 = 0,398 P_2$ $\beta = 200^\circ$

FIGURE 3