

TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

Nice 7 au 12 mai 1973

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

B. FROMONT et P. TOURNOIS

THOMSON-CSF, Division des Activités Sous-Marines
06802 - CAGNES-sur-MER

RESUME

Aux fréquences acoustiques suffisamment élevées et pour de grandes amplitudes vibratoires, les non-linéarités du milieu marin favorisent la génération d'harmoniques et limitent ainsi la puissance qu'on peut transmettre sur une fréquence donnée. Ce phénomène peut être utilisé pour créer à partir de deux ondes primaires de fréquences différentes, des ondes secondaires aux fréquences somme ou différence. On a pu ainsi former dans le milieu marin des antennes paramétriques fictives d'émission et de réception de type end-fire qui peuvent remplacer avantageusement les antennes réelles dans certaines applications particulières.

SUMMARY

For sufficiently high acoustic frequencies and large particle displacements, non linear effects in sea medium bring harmonics generation and consequently limitations to the available transmitter power at a given frequency. This effect can be applied to obtain, from two primary waves of different frequencies, secondary waves whose frequencies are the sum and the difference of primary ones. Transmitting and receiving parametric antennas have been experimented in water medium which operate according to the principle of virtual "end fire" arrays. These parametric antennas can favourably be used in place of real antennas for some particular applications.



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

INTRODUCTION.

L'équation linéaire classique de la propagation du son dans l'eau est obtenue dans l'hypothèse des petits mouvements vibratoires. Si on lève cette approximation, on obtient une équation non-linéaire qui conduit à une vitesse de propagation fonction de la vitesse vibratoire. Des phénomènes de déformation d'ondes et de génération d'harmoniques apparaissent alors qui conduisent à une limitation du niveau sonore émis par les antennes acoustiques de moyennes et hautes fréquences. En ce qui concerne les antennes basses fréquences, le phénomène de cavitation intervient avant la déformation des ondes par effet non-linéaire.

Ce mécanisme d'interaction non-linéaire peut être utilisé pour générer une onde secondaire de basse fréquence à partir de deux ondes primaires ou "pompes" de fréquences élevées. L'onde nouvelle de basse fréquence ainsi générée présente des caractéristiques de directivité liées au volume de la zone d'interaction des ondes primaires. Ce volume d'interaction peut être considéré comme une antenne virtuelle de type "end-fire" (antenne paramétrique) dont la loi d'amplitude est proportionnelle à la densité spatiale du débit des sources secondaires basse fréquence créées par les ondes primaires.

Ce même mécanisme peut être utilisé à la réception, l'onde-signal basse fréquence à recevoir étant convertie en haute fréquence par une onde pompe de forte puissance avant d'être détectée avec un certain gain de conversion par un capteur haute fréquence.

Après avoir montré que les calculs théoriques concernant la génération d'harmoniques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux présentés, le fonctionnement et les caractéristiques essentielles des antennes paramétriques sont décrits aussi bien en émission qu'en réception.



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

1. - GENERATION D'HARMONIQUES.

Considérons une antenne acoustique de surface rayonnante carrée ($6\lambda \times 6\lambda$), travaillant à 420 kHz avec un facteur de forme de l'ordre du 1/100.

La mesure du niveau sonore d'émission de l'antenne en fonction de la puissance électrique consommée mesurée à une distance de 30 cm jusqu'à une puissance 1 KW (250 W/cm^2), fournit une courbe linéaire (Fig. 1) correspondant à un rendement électroacoustique constant de $\eta = 50\%$ et à un index de directivité D de 25 dB tel que :

$$S = 71 + D + 10 \log \eta + 10 \log P_e \quad (1)$$

A une distance de 3 m, la même mesure fournit une courbe faisant apparaître une saturation dès que la puissance électrique consommée atteint 400 W (100 W/cm^2). Parallèlement, l'utilisation d'un hydrophone à large bande montre que le signal reçu s'enrichit en harmoniques de l'onde émise, lorsque la puissance électrique s'accroît. Cependant, au-delà de 28 dB (640 W électriques) la forme d'onde reste stable et sa composition spectrale est alors celle d'une dent de scie (harmoniques en $1/n$). On remarque aussi que la croissance du niveau sonore de chacun des harmoniques s'effectue avec une pente constante de 12 dB/octave, c'est-à-dire proportionnellement au carré du niveau sonore du fondamental.

L'aspect des signaux reçus lorsqu'on déplace l'hydrophone sur l'axe de l'antenne d'émission confirme que l'apparition d'harmoniques est bien liée aux non-linéarités du milieu de propagation : l'onde, parfaitement sinusoïdale au voisinage immédiat de l'antenne, se déforme au cours de la propagation (Fig. 2) tandis que le niveau sonore à la fréquence fondamentale décroît plus rapidement que ne le laisse prévoir la loi de divergence géométrique.

Sur les diagrammes de directivité relevés sur les deux premiers harmoniques (Fig. 3) on peut remarquer le faible niveau des lobes secondaires et la diminution de l'ouverture à $3 \text{ dB } 2\theta_3$. Toutefois, ces diagrammes dépendent de la puissance rayonnée. A la fréquence fondamentale, le lobe principal s'élargit et le niveau des lobes secondaires s'élève lorsque la puissance augmente, tandis que la directivité des harmoniques tend peu à peu vers celle du fondamental.

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

L'ensemble de ces phénomènes, déjà constatés par de nombreux expérimentateurs aussi bien dans l'air que dans l'eau [1, 3]. a pour origine principale la non-linéarité de l'équation de propagation des ondes acoustiques de grande amplitude. En effet, dans un gaz parfait pour lequel la relation adiabatique pression-densité s'écrit :

$$\frac{p}{\rho^{\gamma}} = \text{constante} = p_0/\rho_0^{\gamma} \quad (2)$$

L'équation de propagation du son à une dimension, en l'absence de toute hypothèse sur l'amplitude vibratoire prend la forme :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{c_0^2}{(1 + \frac{\partial \xi}{\partial a})^{\gamma+1}} \frac{\partial^2 \xi}{\partial a^2} \quad (3)$$

avec ξ : déplacement vibratoire ; $x = \xi + a$ et $c_0 = \gamma p_0 / \rho_0$ vitesse du son aux faibles amplitudes.

La solution de (3) trouvée par ERNSHAW en 1860 donne pour la vitesse vibratoire une fonction du type :

$$u = F \left\{ x - \left[c_0 + \left(\frac{\gamma+1}{2} \right) u \right] t \right\} \quad (4)$$

dans laquelle la vitesse de propagation du son est une fonction de la vitesse vibratoire.

Dans le cas d'une onde plane sinusoïdale à l'instant $t = 0$:

$$u = u_0 \sin \left(2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \quad (5)$$

la pente du front d'onde ($\frac{2\pi u}{\lambda}$) augmente au cours de la propagation, jusqu'à devenir infinie au bout d'une distance L appelée distance de discontinuité. On montre ainsi aisément [4] que :

$$L = \frac{\lambda \rho_0 c_0^2}{2\pi (\frac{\gamma+1}{2}) p_0} \quad (6)$$

p_0 étant la pression crête à l'origine.

GÉNÉRATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMÉTRIQUES DUES AUX NON-LINÉARITÉS DU MILIEU MARIN.



Dans un liquide la relation (2) n'est pas valable mais est habituellement remplacée par un développement en série limité à 2 termes :

$$p = p_0 + A \left(\frac{p - p_0}{p_0} \right) + \frac{B}{2} \left(\frac{p - p_0}{p_0} \right)^2 \quad (7)$$

A partir de cette nouvelle équation d'état, il est possible d'obtenir une équation de propagation parfaitement identique à (3) dans laquelle $(1+B/2A)$ remplace $(\gamma+1)/2$. L'ensemble des phénomènes décrits ci-dessus s'applique donc également à la propagation dans un milieu liquide.

Dans le cas particulier de l'eau, avec $(1+B/2A)=3,8$, $p_0 = 10^3$, $C_0 = 1500$ m/s, la distance de discontinuité se met sous la forme :

$$L = 0,8 f^{-1} I^{-1/2} \quad (8)$$

I étant la densité d'énergie acoustique au niveau de la face rayonnante en W/cm^2 et f la fréquence en MHz. Cette description reste cependant très incomplète, l'équation (3) négligeant l'amortissement et la divergence géométrique de l'onde émise.

Pour tenir compte de ces phénomènes, BURGERS proposait dès 1948, une équation qui a servi de base à de nombreux calculs [5, 8].

Les paramètres essentiels de cette équation sont :

- L , la distance de discontinuité en ondes planes, dans un milieu sans amortissement, déjà définie ;
- r_0 , la distance à partir de laquelle la divergence (cylindrique ou sphérique) de l'onde intervient ;
- G , le nombre de GOLDBERG égal à $1/\alpha L$, α étant le coefficient d'amortissement du milieu aux faibles amplitudes vibratoires, qui constitue une bonne mesure de l'influence des non-linéarités du milieu sur la propagation acoustique.

En eau douce, avec $\alpha_0 = 25 \cdot 10^{-3} f^2/\text{m}$:

$$G \approx 50 f^{-1} I^{1/2} \quad (f \text{ en MHz et } I \text{ en } \text{W/cm}^2) \quad (9)$$

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PAR AMPLIFICATION
TRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

Lorsque le niveau d'émission s'accroît, G_e franchit un seuil critique G_c au-delà duquel l'onde a pris la forme d'une dent de scie. On distingue alors trois zones successives dans la propagation. Au cours de la première zone l'onde sinusoïdale émise se déforme sous l'effet de la non-linéarité du milieu. La seconde zone commence à l'endroit où la première discontinuité se forme et se prolonge jusqu'à ce que l'amortissement devienne prépondérant. La propagation et l'amortissement des diverses fréquences générées, s'effectuent alors selon les lois de l'acoustique linéaire au cours d'une troisième zone.

Lorsque G_e reste inférieur à la valeur critique G_c , la seconde zone disparaît et la propagation linéaire classique succède directement à une zone de déformation de l'onde émise.

Il convient de remarquer que la valeur critique G_c constitue un seuil au-delà duquel une chute importante de niveau sonore se produit sur le fondamental. En effet, au cours de la seconde zone de propagation, de l'énergie est constamment transférée du fondamental aux fréquences harmoniques pour maintenir stable la forme d'onde en dent de scie.

La valeur critique du nombre de GOLDBERG donnée par FENLON [8] est :

$$G_c = 4,5 \left[r_c / r_{o_1} \right]^{-1} \quad (10)$$

où r_c représente la distance critique à partir de laquelle la première dent de scie est formée (début de la seconde zone de propagation).

Pour les ondes planes :

$$\frac{r_c}{r_o} = \frac{\pi L}{2r_o} \quad \text{et} \quad l = 0 \quad (11a)$$

Pour les ondes cylindriques :

$$\frac{r_c}{r_o} = \left[1 + \frac{\pi L}{4r_o} \right]^{-2} \quad \text{et} \quad l = \frac{1}{2} \quad (11b)$$

Pour les ondes sphériques :

$$\frac{r_c}{r_o} = \exp \left(\frac{\pi L}{2r_o} \right) \quad \text{et} \quad l = 1 \quad (11c)$$



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

Dans le cas des ondes planes, D. BLACKSTOCK [5] a calculé l'atténuation subie par le fondamental, en fonction de la distance parcourue, en supposant une loi d'absorption du type :

$$\alpha_0 = k f^2 \quad (12)$$

Il a ainsi trouvé que l'atténuation du fondamental est de l'ordre de 1 dB à la distance critique r_c , et atteint sa valeur asymptotique à 0,1 dB près lorsque $\frac{r}{r_c} = 0,6G-1$.

Dans le cas d'une antenne acoustique quelconque, pour déterminer le niveau d'émission critique S_c , au-delà duquel les non-linéarités du milieu viennent saturer le niveau d'émission sonore, il est nécessaire de connaître l'aspect du champ proche et les régions de l'espace dans lesquelles les ondes émises peuvent être assimilées à des ondes planes, cylindriques ou sphériques. Le calcul de la valeur de G d'après (10) compte-tenu des distances critiques (11), donne alors le niveau S_c .

A titre d'exemple, pour un piston circulaire ou carré, on distingue une zone d'ondes planes s'étendant depuis l'origine jusqu'à la moitié de la distance de FRESNEL ($r_0 = D^2/2\lambda$), puis une zone à divergence sphérique. Dans le cas d'une antenne $6\lambda \times 6\lambda$, avec les valeurs indiquées en (8) et (9) pour L et G , la relation (10) prend la forme d'une équation transcendante dont la solution donne le niveau critique S_c . Le calcul effectué dans la bande des fréquences allant de 0,1 à 1 MHz, donne les résultats indiqués par la Fig. 4, résultats parfaitement confirmés par une série de mesures réalisées en eau douce [9].

Toutefois, pour une antenne travaillant en milieu marin dans cette même bande de fréquences, la loi d'absorption (12) utilisée n'est plus valable. Les phénomènes de relaxation prennent alors une importance particulière ayant pour conséquence une augmentation sensible des pertes de niveau sonore à la fréquence fondamentale d'émission [7], [10].

2. - EMISSION PARAMETRIQUE.

A côté de la génération d'harmoniques et de la limitation du niveau sonore fondamental qui lui est attachée, les non-linéarités du milieu marin peuvent être utilisées pour faire apparaître des interactions entre deux ondes primaires de fréquences f_1 et f_2 se propageant dans le milieu non linéaire. En particulier, les fréquences somme et différence ainsi que tous les divers batte-

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

ments, peuvent être générés.

Pour vérifier ceci, nous avons utilisé le banc de mesure décrit par la Fig. 5. Les signaux issus de deux oscillateurs de fréquences $f_1 = 815$ kHz et $f_2 = 865$ kHz, sont additionnés linéairement, amplifiés et émis par une antenne de pupille carrée $6\lambda \times 6\lambda$ ($1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$) résonnant à 840 kHz. Plusieurs types de capteurs ont été utilisés à la réception : un hydrophone à large bande passante résonnant à 1,8 MHz essentiellement utilisé pour la détection des composantes hautes fréquences du signal acoustique et divers hydrophones de type classique (Clevite C H 1, Atlantic Research Corporation LC 10) pour la réception de la composante basse fréquence ($f_2 - f_1$).

Ainsi que prévu, la fréquence différence $f_3 = f_2 - f_1 = 50$ kHz apparaît aisément même pour des puissances électriques émises relativement faibles (10 W). Les directivités de la Fig. 6 relevées à 815 kHz et 50 kHz pour une puissance électrique totale de 150 W également répartie entre f_1 et f_2 et une distance émission-réception (D) de 3 m, indiquent clairement que le signal obtenu à la fréquence f_3 n'a pu être généré par intermodulation ni au niveau de l'amplificateur, ni au niveau de l'antenne, puisque l'ouverture à 3 dB du diagramme de rayonnement d'une antenne de 1 cm² émettant à 50 kHz est de l'ordre de 180° en milieu linéaire. Les courbes de la Fig. 7 excluent, quant à elles, toute possibilité d'intermodulation dans la chaîne de réception puisque, lorsque la distance D s'accroît, le niveau sonore S_3 à 50 kHz augmente tandis que le niveau sonore S_1 ou S_2 à 815 ou 865 kHz diminue. L'évolution du niveau sonore S_3 en fonction de la distance D, montre que la fréquence f_3 est générée au cours de la propagation jusqu'à une distance de l'ordre de 6 à 8 m de l'antenne d'émission. Au-delà de cette distance, le niveau sonore S_3 rejoint l'asymptote correspondant à la loi de divergence sphérique.

Sur la Fig. 8, les courbes (a) et (b) représentent :

- (a) le niveau sonore S_3 à 50 kHz, mesuré à 3 m et ramené à 1 m de l'antenne d'émission en fonction de la puissance électrique totale appliquée lorsque la puissance électrique appliquée à l'antenne sur la fréquence f_1 , est égale à celle qui lui est appliquée sur la fréquence f_2 (identité des niveaux primaires S_1 et S_2) ;



GÉNÉRATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMÉTRIQUES DUES AUX NON-LINÉARITÉS DU MILIEU MARIEN.

- (b) Le niveau sonore S_2 en fonction du niveau S_1 à 865 kHz. Torsque le niveau S_1 à 815 kHz est maintenu constant à la valeur de 108 dB réf., 1 dB.

Les résultats obtenus au cours de ces mesures sont en bon accord avec ceux obtenus par divers expérimentateurs [11, 13] sur des antennes généralement plus directives.

La plupart des calculs effectués sur l'émission paramétrique sont issus du modèle proposé par WESTERVELT dès 1963. Pour établir ce modèle, WESTERVELT sépare dans l'équation de propagation acoustique relative aux amplitudes vibratoires finies, les termes non linéaires des termes décrivant la propagation linéaire classique. Ceci suppose que l'amplitude des ondes primaires émises est devenue suffisamment faible pour se situer dans la 3ème zone décrite au § 1. Il introduit d'autre part l'amortissement du milieu pour les ondes primaires f_1 et f_2 mais le néglige pour l'onde secondaire à la fréquence différence $f_2 - f_1$. Dans ces conditions, il montre que la solution de la partie non linéaire de l'équation de propagation peut se mettre sous la forme :

$$p_s = \frac{4\omega_p}{\rho_0 c_0} q + \frac{e^{ik_s |r-r'|}}{|r-r'|} dv \quad (13)$$

ω et k étant la pulsation et le nombre d'onde de l'onde secondaire, ρ la densité du milieu, $|r-r'|$ la distance de l'élément de volume dv au point d'observation, et q la "densité de débit" des sources acoustiques secondaires.

Cette densité de débit ou répartition q des sources secondaires dont la relation (13) décrit le rayonnement, est déduite du champ acoustique p_p des ondes primaires et du paramètre :

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2}\right)_{\rho=\rho_0}$$

de non linéarité du milieu par :

$$q = \rho_0^{-2} C_0^{-4} [1 + \frac{1}{2} \rho_0 C_0^{-2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2}\right)_{\rho=\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} (p_p^2)] \quad (14)$$

avec :

$$p_p = p_0 e^{-\alpha x} [\cos(\omega_1 t - k_1 x) + \cos(\omega_2 t - k_2 x)] \quad (15)$$

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MAREX.

Lorsque les deux faisceaux sont coaxiaux et de faible ouverture, le volume d'interaction peut être réduit à l'axe commun et l'intégrale (13) pour un champ acoustique primaire de type (15) présente alors une dépendance angulaire de la forme :

$$I(\theta) = \frac{\text{Cste}}{\alpha^2 + k_s^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (16)$$

dont l'ouverture à 3 dB est voisine de :

$$2\theta_3 = 4 \sqrt{\frac{\alpha}{k_s}} \quad (17)$$

Ce résultat n'a rien de surprenant puisque le mécanisme du rayonnement est un mécanisme d'antenne end-fire virtuelle de longueur :

$$L = 2\pi/\alpha \quad \text{pour que : } 2\theta_3 = 4 \sqrt{\lambda/L} \quad (18)$$

Malgré les approximations faites, ce modèle permet de prévoir avec une bonne précision la plupart des résultats mesurés. Il prévoit notamment une croissance de 12 dB/oct du niveau de l'onde secondaire en fonction de la puissance consommée (Fig. 8a).

La validité du modèle peut être aisément étendue au cas où les ondes primaires ont une divergence sphérique. Cette divergence étant introduite dans l'équation (15), l'intégrale (13) doit être évaluée dans le cône d'ouverture $2\theta_6$ correspondant au volume d'interaction des ondes primaires.

Le calcul numérique de cette intégrale [13], [15] permet alors de prévoir la dépendance du niveau de l'onde secondaire en fonction de la distance (Fig. 7) et de l'angle (Fig. 6).

Des calculs encore plus précis, tenant compte d'une absorption non-linéaire aux fréquences primaires, ont été effectués et vérifiés expérimentalement par MUIR [15]. Ils justifient en particulier le fait que la courbe du niveau d'émission de la Fig. 8a s'éloigne de l'asymptote à 12 dB/oct aux très fortes amplitudes.

3. - RECEPTION PARAMETRIQUE.

Une antenne paramétrique peut aussi être utilisée à la réception (Fig. 9). Dans ce cas l'une des deux ondes primaires, f_2 , est l'onde plane à recevoir tandis que l'autre provient d'une antenne travaillant à la fré-



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

quence f_1 et émettant un signal de "pompe" dont la direction de propagation fait un angle θ avec la direction de propagation de "l'onde - signal" f_2 . Le signal de fréquence $f_3 = f_2 - f_1$, généré dans la zone d'interaction des deux ondes primaires est capté par un récepteur placé dans l'axe du transducteur de pompe. Ce signal f_3 ne peut exister que si les deux ondes primaires ont une composante de propagation de même sens ($-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$)

Dans ces conditions, la zone d'interaction paramétrique agit vis-à-vis de l'onde - signal f_2 , comme un convertisseur de fréquence dont on peut définir le gain par :

$$G = p_3/p_2 \quad (19)$$

p_2 et p_3 étant les pressions acoustiques des ondes de fréquence f_2 et f_3 , mesurées au niveau du récepteur.

A partir du modèle de WESTERVELT qui reste valable pour la réception, BERKTAY [16, 17] a calculé le gain paramétrique G dans le cas où le récepteur est situé dans la zone de FRESNEL de la pompe (hypothèse des ondes planes) il trouve :

$$G = \frac{\omega_3 (1+B/2A)}{2\rho_0 c_0^3} p_1^d e^{-\alpha_1 d} \quad (20)$$

α_1 étant l'absorption du milieu à la fréquence f_1 , p_1^d la pression vibratoire crête de la pompe et d la distance pompe - récepteur.

Dans cette expression du gain, on peut remarquer que seul le paramètre ω_3 dépend de la fréquence à recevoir f_2 mais faiblement puisque $f_2 \ll f_1$.

Cette faible dépendance du gain paramétrique vis-à-vis de la fréquence signal f_2 ainsi que les valeurs calculées de ce gain (qui peut dépasser 0 dB), sont correctement vérifiées par les mesures présentées par BERKTAY [17].

D'autre part, comme dans le cas de l'émission, la directivité en réception d'une antenne paramétrique est liée au volume d'interaction défini par les ondes primaires.

Dans le cas où l'onde de pompe est parfaitement plane, la formule donnant l'ouverture à 3 dB du diagramme de directivité est celle d'une antenne end-fire

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

virtuelle de longueur d soit :

$$2\theta_3 = 4 \sqrt{\frac{\lambda_2}{d}} \quad (21)$$

Il est donc possible d'obtenir des ouvertures relativement faibles, en basses fréquences avec des transducteurs de dimensions réduites.

Dans le cas où la distance d est supérieure à la distance de FRESNEL r_o du transducteur de pompe, calculée à la fréquence f_0 , le diagramme de directivité s'élargit légèrement et les lobes secondaires restent accolés au lobe principal. En outre, le gain paramétrique devient, pour $d \gg r_o$:

$$G = \frac{\omega_3^2 p_1 (1+B/2A) S}{4\pi \rho_0 c_0^4} e^{-\alpha_1 d} \log \frac{d}{r_o} \quad (22)$$

S étant la surface rayonnante de la pompe.

La comparaison de cette nouvelle valeur avec celle de la relation (20) montre que la chute de gain liée à la divergence géométrique de la pompe est :

$$\Delta G \sim \frac{r_o}{d} \log \frac{d}{r_o} \quad (23)$$

Cette chute atteint rapidement des valeurs importantes. Les expressions (20) à (23) permettent d'établir le projet d'une antenne de réception paramétrique lorsque ses performances de gain et de directivité sont données.

Il faut toutefois signaler que l'expérimentation dans le domaine de la réception paramétrique s'avère plus délicate que dans celui de l'émission en raison d'un certain nombre de difficultés expérimentales telles que le masquage de l'onde à recevoir par la pompe et le filtrage de la fréquence f_3 très voisine de la fréquence f_1 et de niveau nettement inférieur. Les mesures réalisées [18, 19] sont cependant en bon accord avec les déductions théoriques.



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

CONCLUSION.

L'équation de propagation du son dans l'eau lorsque l'amplitude des mouvements vibratoires est finie, est une équation non-linéaire dont la solution progressive associe une vitesse de propagation à chaque amplitude de vitesse vibratoire u telle que :

$$C = C_0 + (1+B/2A)u \quad (24)$$

Les grandes amplitudes se propageant plus vite que les faibles amplitudes, une onde sinusoïdale se déforme rapidement pour prendre la forme d'une onde de choc en dent de scie, ce qui explique que l'énergie se transfère peu à peu au cours de la propagation de la fréquence fondamentale aux fréquences harmoniques et que le niveau sonore qu'une antenne peut émettre à une fréquence donnée est limité à par exemple de 1'ordre de 132 dB à 100 kHz et 114 dB à 1 MHz pour une antenne de pupille $6\lambda \times 6\lambda$.

Ce phénomène de propagation non linéaire peut être exploité pour construire des antennes d'émission paramétriques dont la caractéristique essentielle est de rayonner une onde directive de basse fréquence à partir de petits transducteurs haute fréquence, la directivité étant définie par la zone d'interaction non-linéaire qui agit à la manière d'une antenne end-fire virtuelle. A titre d'exemple la directivité mesurée à 50 kHz d'une antenne paramétrique de 1 cm x 1 cm fonctionnant sur les fréquences pompes de 815 kHz et 865 kHz, est identique à celle d'une antenne classique de 13 cm x 13 cm fonctionnant directement à 50 kHz.

Le prix à payer pour cet énorme gain de directivité (22 dB) se situe du côté des niveaux sonores : il faut émettre 110 dB à 815 et 865 kHz pour obtenir 65 dB de niveau sonore à 50 kHz. (Encore faudrait-il comparer le prix de revient du watt à 50 kHz et à 800 kHz).

Les antennes d'émission paramétriques peuvent trouver des applications chaque fois que la place disponible pour émettre en basse fréquence des ondes directives, est trop réduite comme c'est souvent le cas à bord de petits bateaux. La première application de ces antennes se situe donc au niveau des sondeurs basse-fréquence.

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

Des antennes de réception paramétriques peuvent aussi être construites. Le milieu non linéaire excité par une pompe de haute fréquence, agit alors comme un convertisseur de fréquence pour l'onde basse fréquence à recevoir. Cette conversion de fréquence peut théoriquement se faire avec un gain supérieur à 1 (amplification paramétrique), si bien que ces antennes pourraient présenter un grand intérêt dans l'avenir puisqu'elles bénéficiaient du gain de directivité de la zone d'interaction pour leur sensibilité par une unité de surface et d'un éventuel gain d'amplification paramétrique. Pour elles, le prix à payer se situe au niveau de l'énergie de la pompe.

-:-:-:-:-



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

- REFERENCES -

- [1] A.L. THURAS, R.T. JENKINS and H.T. O'NEIL
"Extraneous frequencies generated in air carrying intense sound waves"
J. Acoust. Soc. Am. 6, pp.173-180 (1935).
- [2] R.P. BARNES and R.T. BEYER
"Ultrasonic absorption in water at finite amplitudes"
J. Acoust. Soc. Am. 36, 7, pp.1371-1377 (1964).
- [3] R.P. RYAN, A.G. LUSH and R.T. BEYER
"Measurement of the distortion of finite ultrasonic waves in liquids by a pulse method"
J. Acoust. Soc. Am. 34, 1, pp.31-35 (1962).
- [4] F.E. FOX and W.A. WALLACE
"Absorption of finite amplitude sound waves"
J. Acoust. Soc. Am. 26, 6, pp.994-1006 (1954).
- [5] D.T. BLACKSTOCK
"Thermoviscous attenuation of plane, periodic, finite amplitude sound waves"
J. Acoust. Soc. Am. 36, 3, pp.534-542 (1964).
- [6] B.B. CARY
"Prediction of finite amplitude waveform distortion with dissipation and spreading loss"
J. Acoust. Soc. Am. 43, 6, pp.1364-1372 (1968).
- [7] B.B. CARY and F.H. FENLON
"A technique for predicting relaxational effects on finite amplitude wave propagation in liquid media"
J. Sound Vib. 13, 2, pp.201-209 (1970).
- [8] F.H. FENLON
"A recursive procedure for computing the non linear spectral interactions of progressive finite amplitude waves in non dispersive fluids"
J. Acoust. Soc. Am. 50, 5, pp.1299-1312 (1971)
- [9] B. FROMONT
Rapport interne THOMSON-CSF- D.ASM. (1973).
- [10] E.V. ROMANENKO
"Distortion of a finite amplitude waveform propagated in a relaxing medium"
Sov. Phys. - Acoust. 6, 3, pp.374-380 (1960).

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAME-
TRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

- [11] T.G. MUIR and J.R. BLUE
 "Experiments on the acoustic modulation of large amplitude waves"
 J. Acoust. Soc. Am. 46, 1, pp.227-232 (1969).
- [12] R.H. MELLEN, D.G. BROWNING, W.L. KONRAD
 "Parametric sonar transmitting array measurements"
 J. Acoust. Soc. Am. 49, 3, pp.932-934 (1971).
- [13] T.G. MUIR and J.G. WILLETT
 "Parametric acoustic transmitting arrays"
 J. Acoust. Soc. Am. 52, 5, pp.1481-1486 (1972).
- [14] P.J. WESTERVELT
 "Parametric acoustic array"
 J. Acoust. Soc. Am. 35, 4, pp.535-537 (1963).
- [15] T.G. MUIR
 "An analysis of the parametric acoustic array for spherical wave fields"
 A.R.L. Tech. Rep. 71-1, University of Texas at Austin (1971).
- [16] H.O. BERKTAY
 "Parametric amplification by the use of acoustic non-linearities and sonar applications"
 J. Sound Vib. 2, 4, pp.462-470 (1965).
- [17] H.O. BERKTAY and C.A. AL TEMINI
 "Virtual arrays for underwater reception"
 J. Sound Vib. 2, 2, pp.295-307 (1969).
- [18] G.R. BARNARD, J.G. WILLETT, J.J. TRUCHARD and J.A. SHOOTER
 "Parametric receiving array"
 J. Acoust. Soc. Am. 52, 5, pp.1437-1441 (1972).
- [19] W.L. KONRAD, R.M. MELLEN and M.B. MOFFETT
 "Parametric sonar receiving experiments"
 Tech. Memo. Naval Underwater Systems Center PA 4 - 304-71 (1971).



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

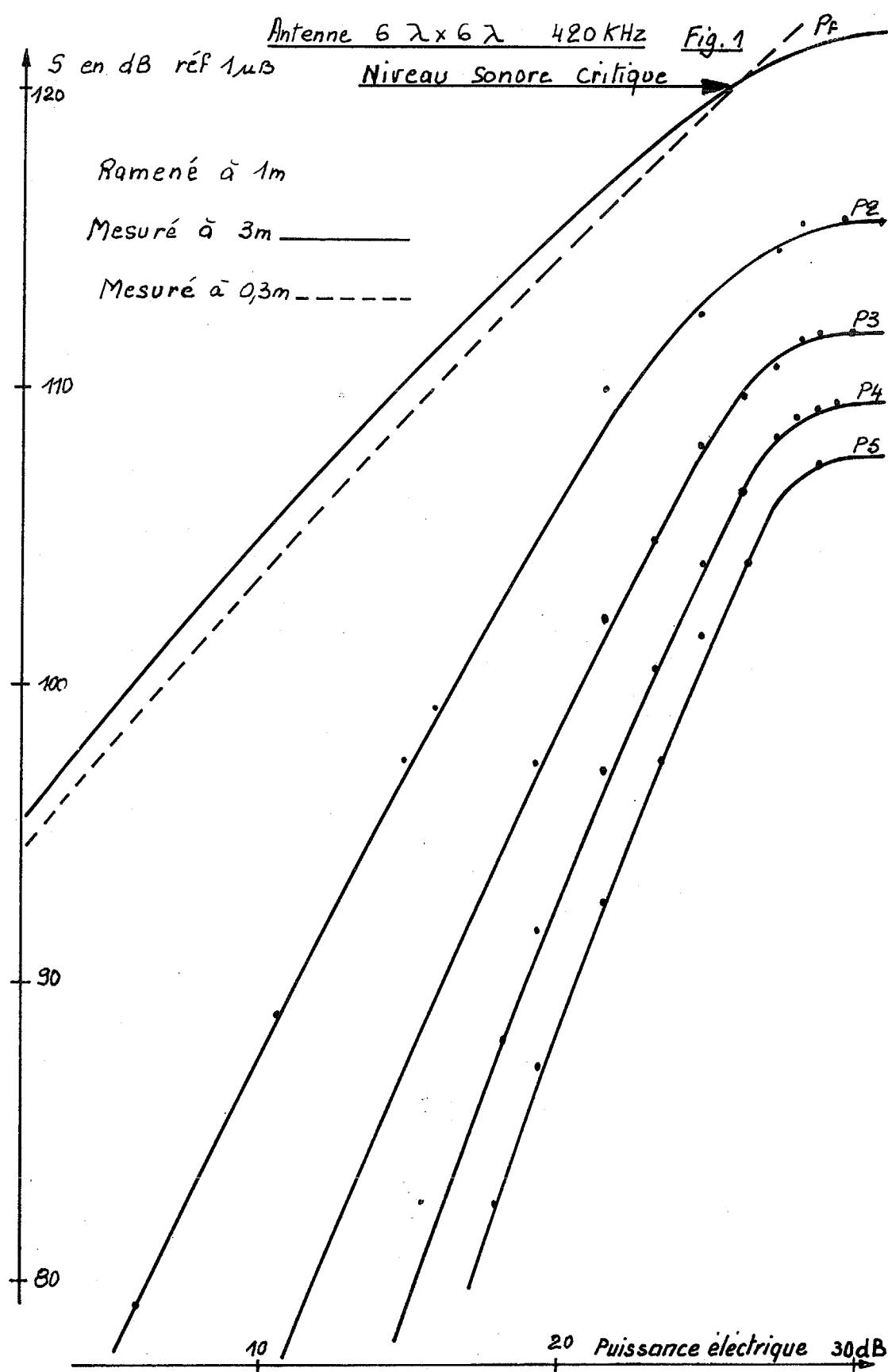


Figure 1

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

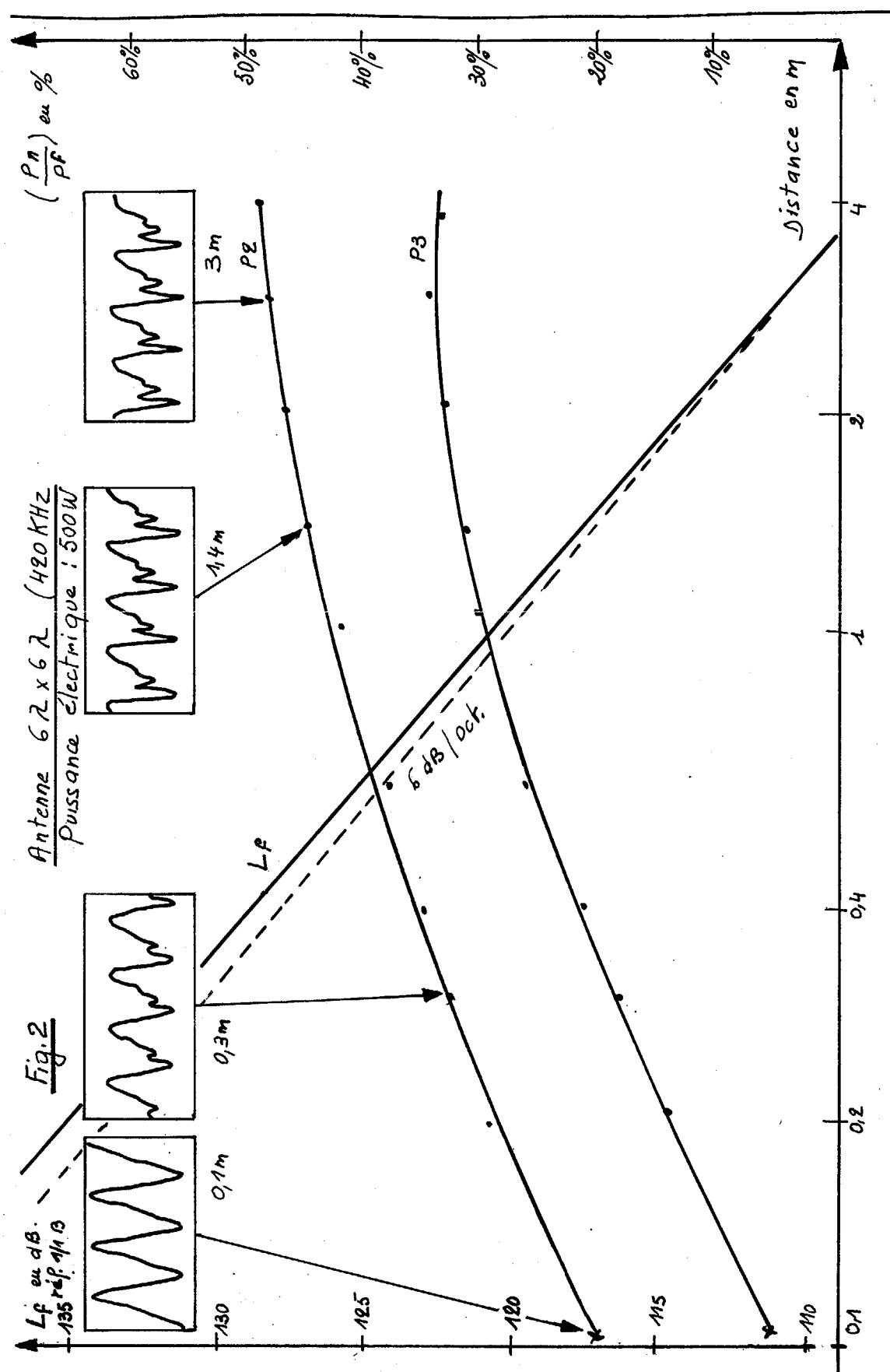


Figure 2



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

Directivité d'Antenne $6\lambda \times 127$
Densité de puissance électrique. 15 W/cm^2 Fig. 3
Fréquence : 420 kHz

— — — Fondamental
 - - - - Harmonique 2
 — — — Harmonique 3

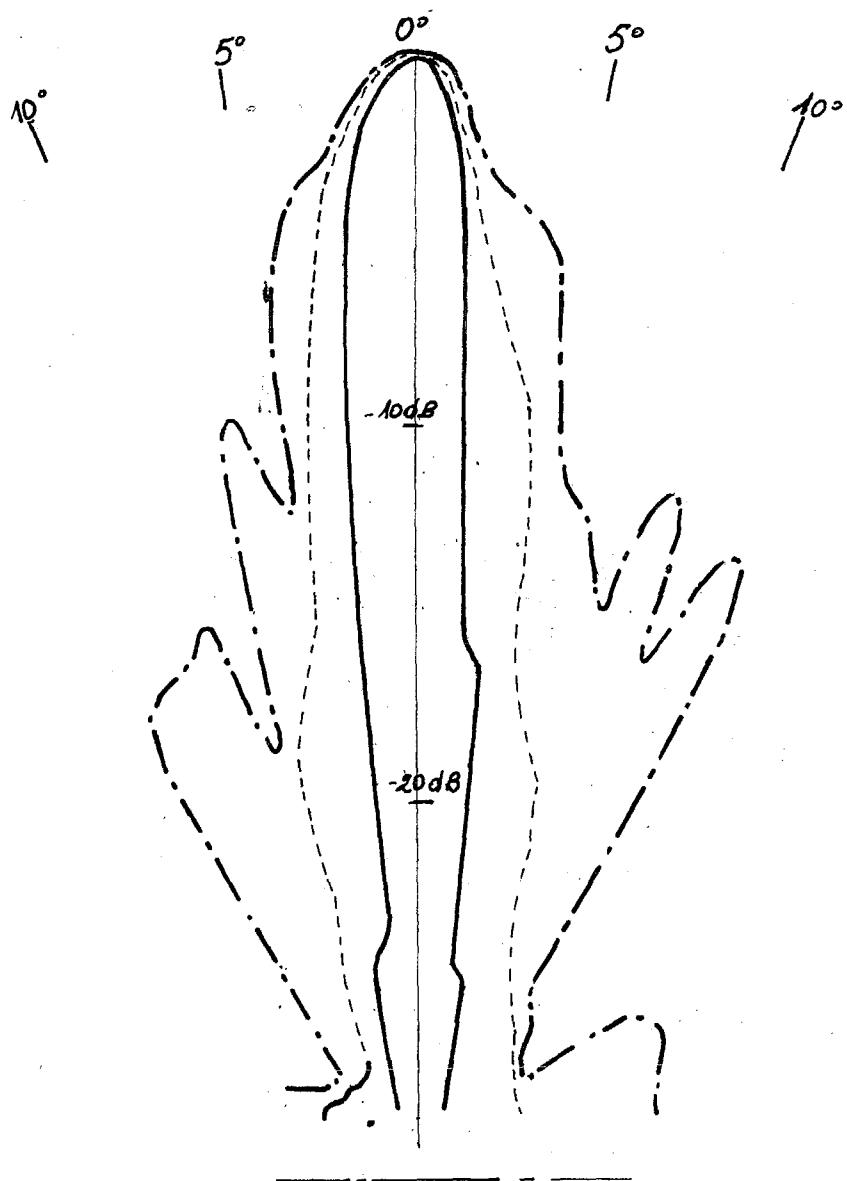


Figure 3

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

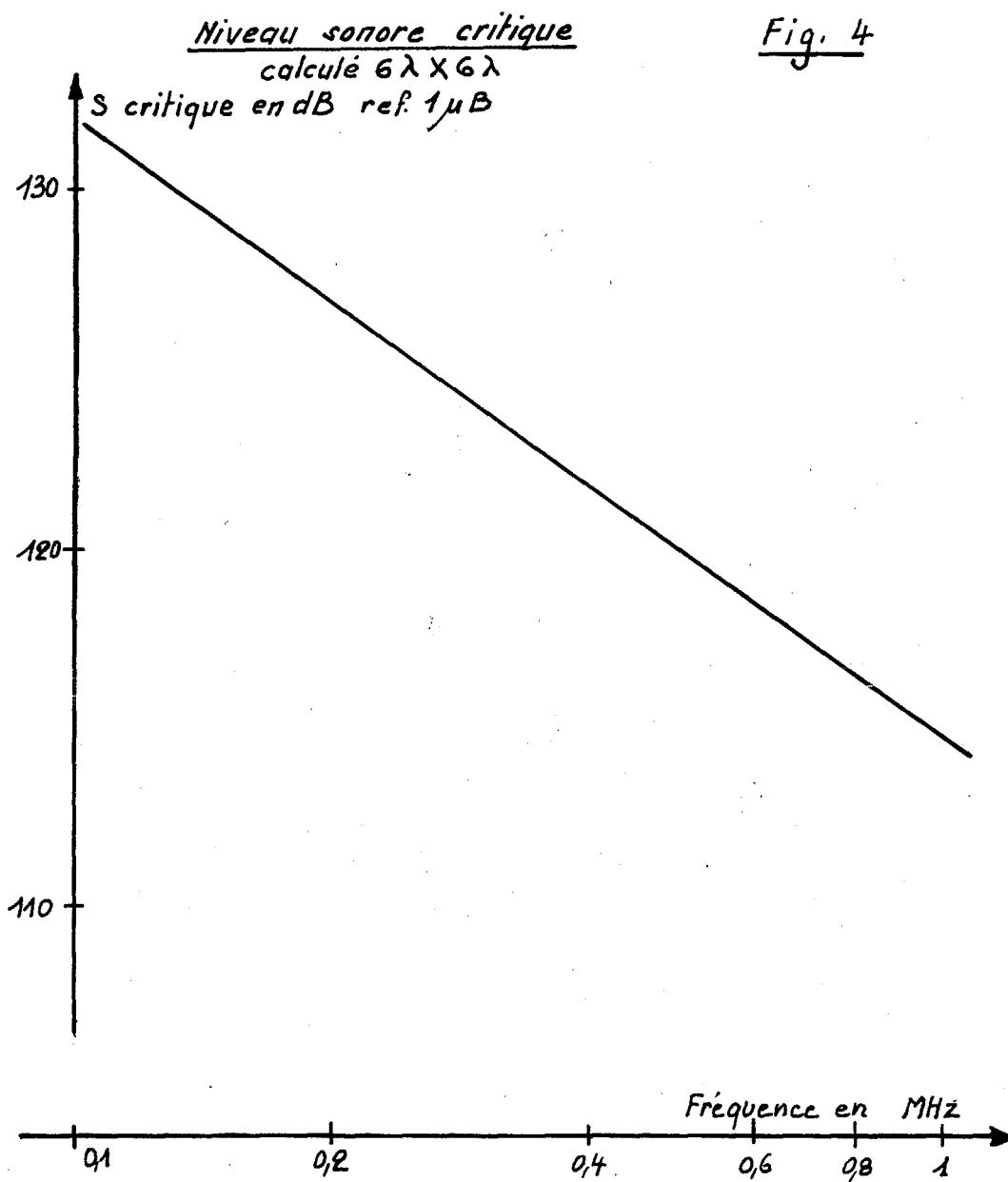


Figure 4



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

Schéma du Banc de mesure

Fig. 5

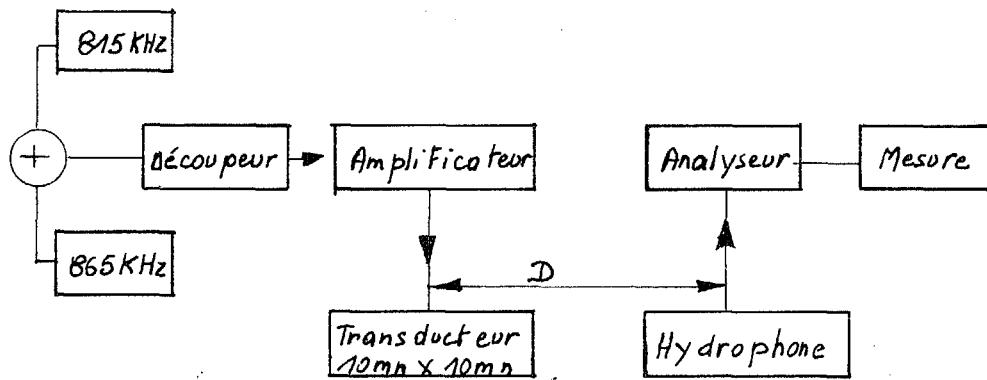


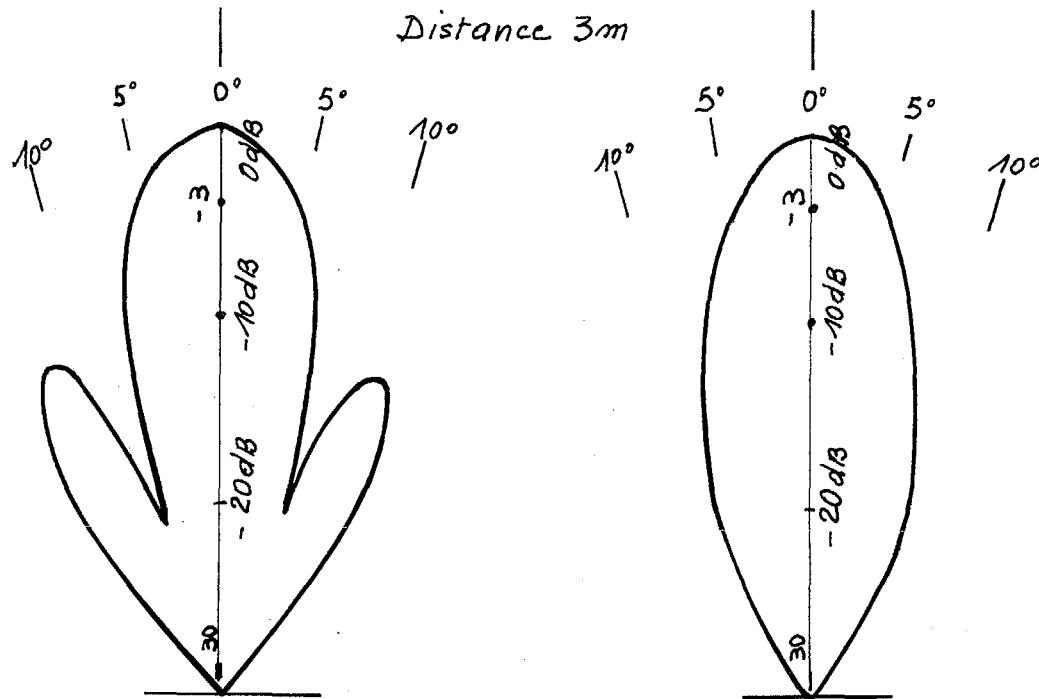
Fig. 6

Directivité du transducteur d'émission

Puissance électrique 150W

Fréquence: 815 KHz

Fréquence : 50KHz



Figures 5 et 6

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

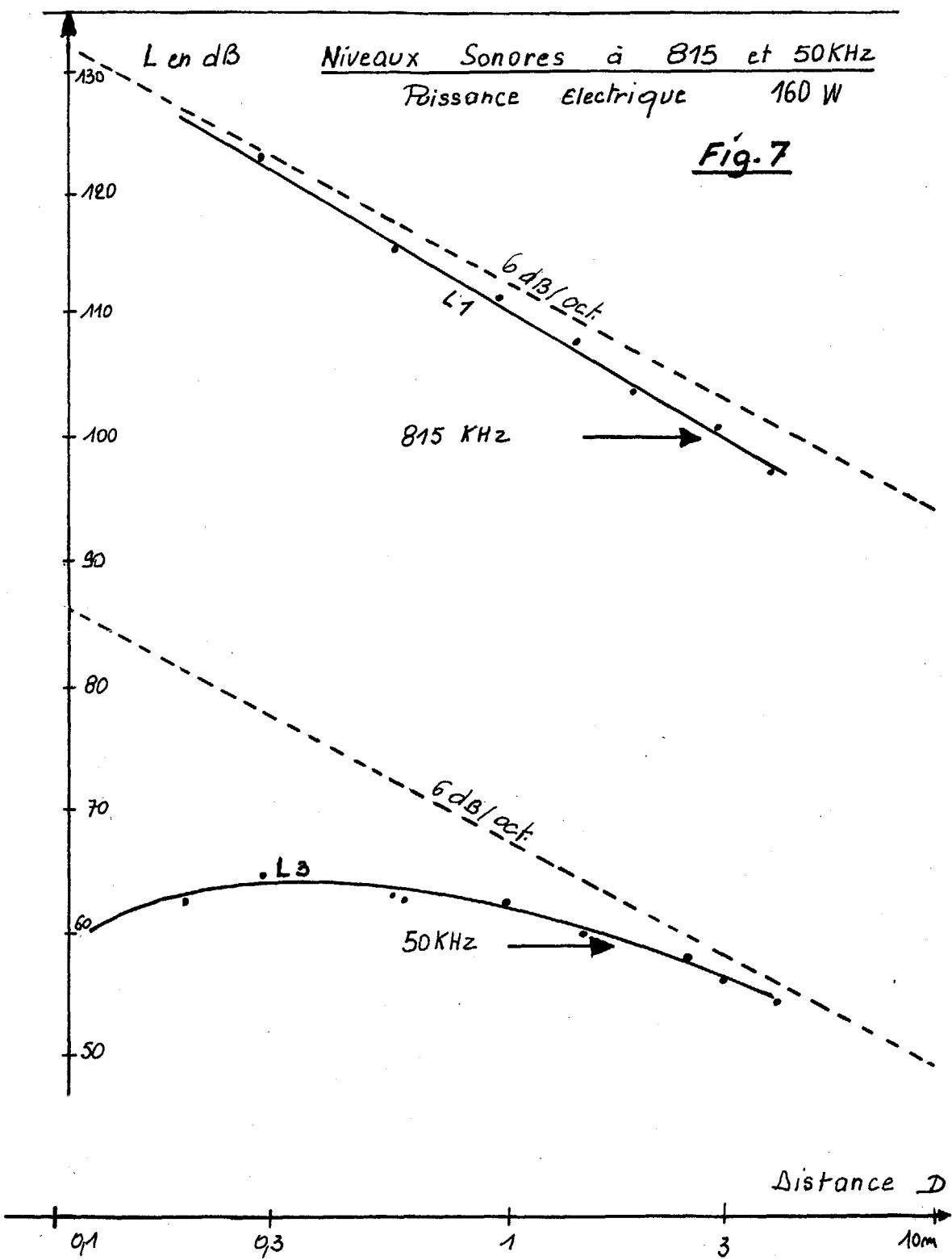


Figure 7



GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

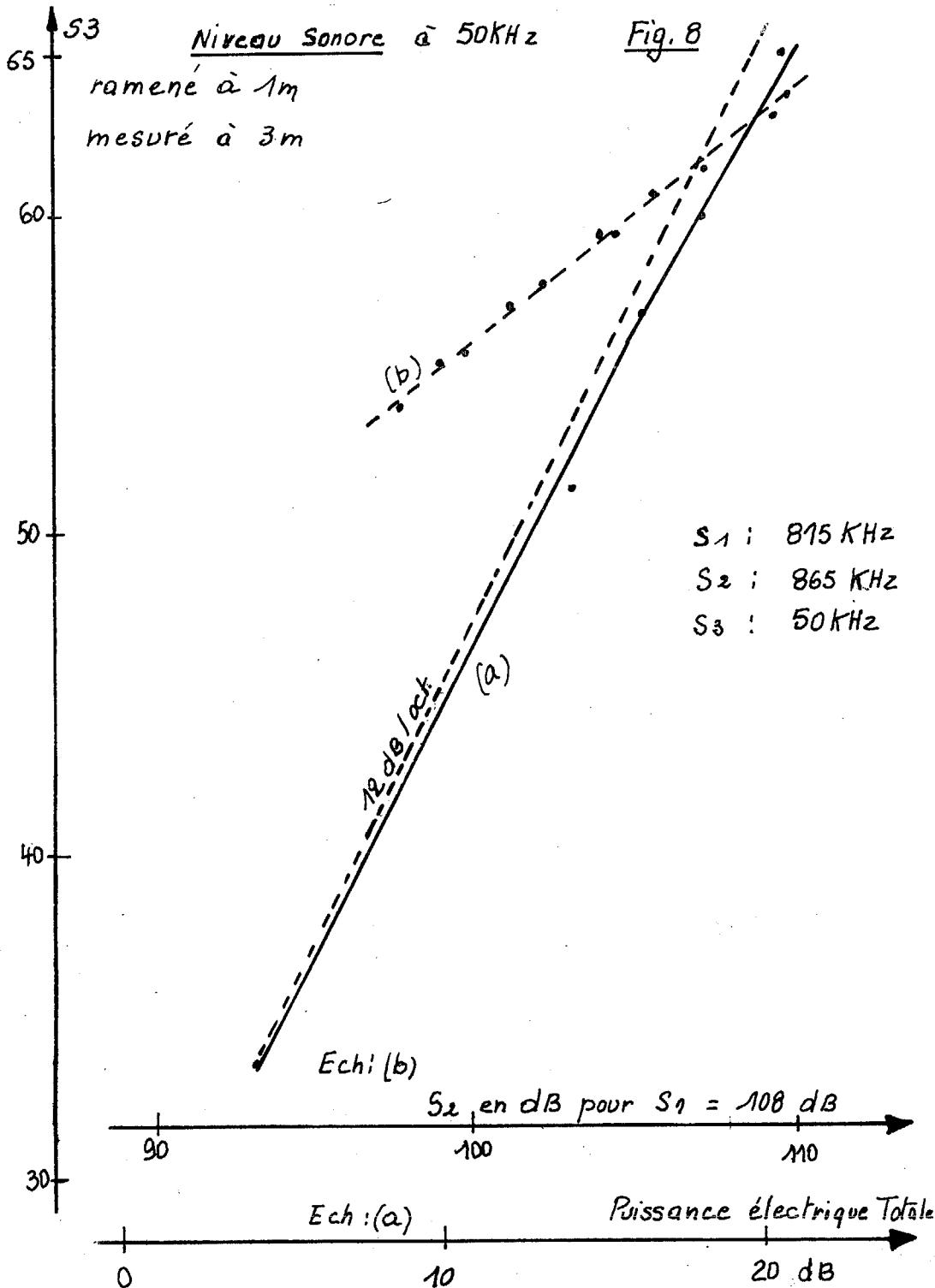


Figure 8

GENERATION D'HARMONIQUES, EMISSION ET RECEPTION PARAMETRIQUES DUES AUX NON-LINEARITES DU MILIEU MARIN.

Schéma du banc de mesure de réception

Fig. 9

