



LIGNES DISPERSIVES A ONDES DE LOVE

par

Pierre TOURNOIS *

Claude LARDAT *

Jean DESBOIS *

I. INTÉRÊT DES LIGNES DISPERSIVES EN TRAITEMENT DU SIGNAL.

Le traitement de signal que l'on effectue en radar consiste à extraire d'un bruit l'écho de l'impulsion préalablement émise. Dans les radars modernes, ces impulsions doivent être longues dans le but de transporter une grande énergie dont dépend la portée du radar et sont généralement modulées linéairement en fréquence afin d'augmenter le spectre de l'impulsion qui définit la précision en distance du radar [1]. De telles impulsions sont caractérisées par un produit BT (bande passante \times longueur) très largement supérieur à l'unité, (de l'ordre de 100) et c'est dans ce rapport qu'on peut diminuer la puissance crête émise pour atteindre la portée et la précision en distance obtenue par une impulsion classique monochromatique de même énergie. Toutefois, il faut « comprimer » l'impulsion reçue dans le rapport BT par un filtre dispersif adapté à l'impulsion émise [2].

Le filtre nécessaire à la compression d'impulsion peut être un filtre électrique comprenant un grand nombre de cellules [3] mais ce type de filtre est volumineux, coûteux et nécessite des réglages délicats.

Les lignes à retard acoustiques dispersives sont, au contraire, simples, robustes et ne demandent aucun ajustement.

Dans le domaine d'application du radar, les différents types de lignes peuvent être classés ainsi :

— les lignes à ruban [4] ou à fil [5] qui permettent d'obtenir des largeurs de bande de quelques dizaines de kHz à quelques MHz. Ces lignes sont limitées en largeur de bande car le phénomène de dispersion des ondes longitudinales d'extension présente une linéarité suffisante seulement dans une faible largeur de bande relative. On est conduit, de ce fait, à fonctionner autour de fréquences centrales importantes qui entraînent une grande atténuation dans le milieu de propagation et des difficultés croissantes de réalisation du guide d'ondes ;

— les lignes à diffraction utilisant la propagation des ondes de volume [6, 7] ou de surface [8] engendrées à l'aide de réseaux d'électrodes procurant la dispersion désirée. Ce type de lignes récemment développées aux États-Unis semble pouvoir donner des

résultats très intéressants pour des largeurs de bande comprises entre quelques MHz et 50 MHz ;

— les lignes mettant en jeu la propagation des ondes de Love [9]. Ces lignes ont le même domaine d'application que les lignes à diffraction et conviennent donc très bien pour les techniques de compression d'impulsions en radar. C'est ce type de lignes dispersives que nous nous proposons d'étudier plus en détail ici.

II. ÉTUDE THÉORIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES DE LOVE.

II.1. Nature et conditions d'existence des ondes de Love.

Les ondes de Love sont des ondes acoustiques de surface de type SH. Elles se propagent dans une couche M_2 qui a été déposée sur un substrat M_1 de propriétés acoustiques différentes (Fig. 1).

Les déplacements des particules élémentaires sont perpendiculaires à la direction de propagation et horizontaux. Comme toutes les ondes de surface, l'amplitude diminue exponentiellement avec la profondeur dans le substrat M_1 .

La seule restriction à l'existence de ces ondes de Love est que la vitesse C_2 des ondes S dans la couche doit être inférieure à la vitesse C_1 des ondes S dans le substrat. Alors, la vitesse de phase de l'onde de Love est comprise entre C_1 et C_2 .

Si ω et f sont la pulsation et la fréquence, si μ_1 et k_1 sont respectivement le module de rigidité et le nombre d'ondes ω/C_1 des ondes S dans le substrat M_1 , si μ_2 et k_2 sont les mêmes paramètres dans la couche M_2 , si C et k sont la vitesse de phase et le nombre d'ondes ω/C des ondes de Love, enfin, en tenant compte des conditions aux limites qui imposent d'une part, que les contraintes tangentielles dans le plan $y = e$ soient nulles et d'autre part, que les déplacements et les contraintes tangentielles soient continus dans le plan $y = 0$, on peut établir la relation :

$$(1) \quad \frac{\mu_1 \sqrt{k^2 - k_1^2}}{\mu_2 \sqrt{k_2^2 - k^2}} = \operatorname{tg} [e \sqrt{k_2^2 - k^2}],$$

qui donne la vitesse de phase de l'onde de Love.

* Ingénieurs à la C.S.F., département d'électro-acoustique, B.P. 53-06 — Cagnes-sur-Mer.

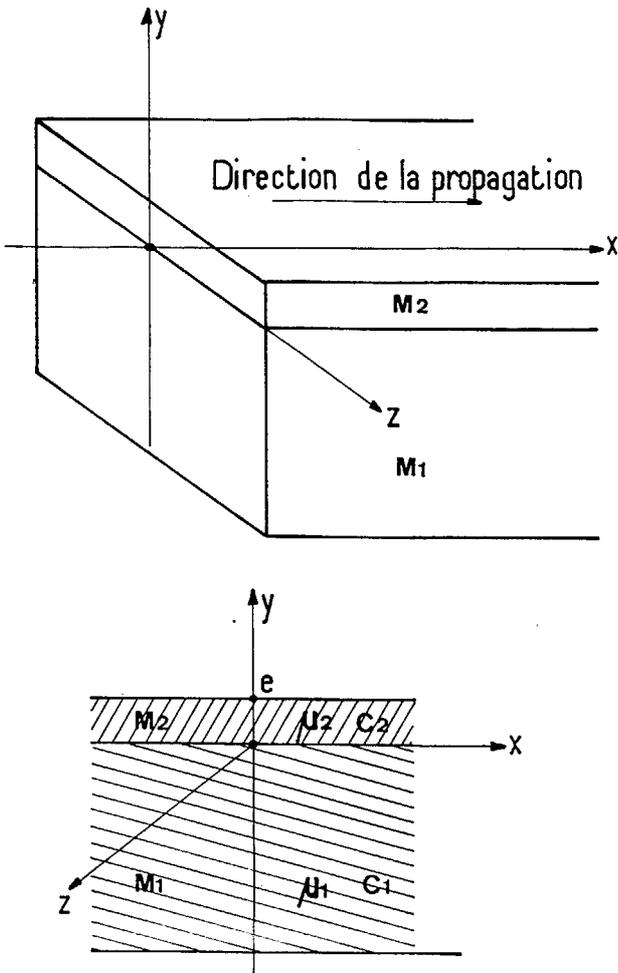


FIG. 1. — Définition du guide d'ondes.

En dérivant l'expression (1), on obtient alors la vitesse de groupe V_g :

$$(2) \quad V_g = \frac{d\omega}{dk} =$$

$$\frac{k \left[\frac{\mu_1}{\alpha_1} + \frac{\mu_2}{\alpha_2} \operatorname{tg}(e \alpha_2) + \frac{\mu_2 e}{\cos^2(e \alpha_2)} \right]}{\omega \left[\frac{\mu_1}{c_1 C_1^2} + \frac{\mu_2}{\alpha_2 C_2^2} \operatorname{tg}(e \alpha_2) + \frac{\mu_2 e}{(C_2^2 \cos^2(e \alpha_2))} \right]}$$

avec :

$$(3) \quad \begin{cases} \alpha_1^2 = k^2 - k_1^2, \\ \alpha_2^2 = k_2^2 - k^2. \end{cases}$$

Par suite, le temps de retard de groupe t_R , utile au problème de compression d'impulsion, est, pour une longueur de parcours égale à x : $t_R = x/V_g$.

La dispersion des ondes de Love est mise en évidence sur la figure 2 où on a tracé les variations des vitesses de phase et de groupe normalisées par rapport à C_2 et du temps de retard de groupe normalisé par rapport au temps $\tau = L/C_2$ (L : longueur de la ligne), en fonction de la fréquence normalisée : $\frac{e \cdot f}{C_2}$. Ces courbes correspondent au premier mode pour les couples de matériaux cuivre/acier et cadmium/acier.

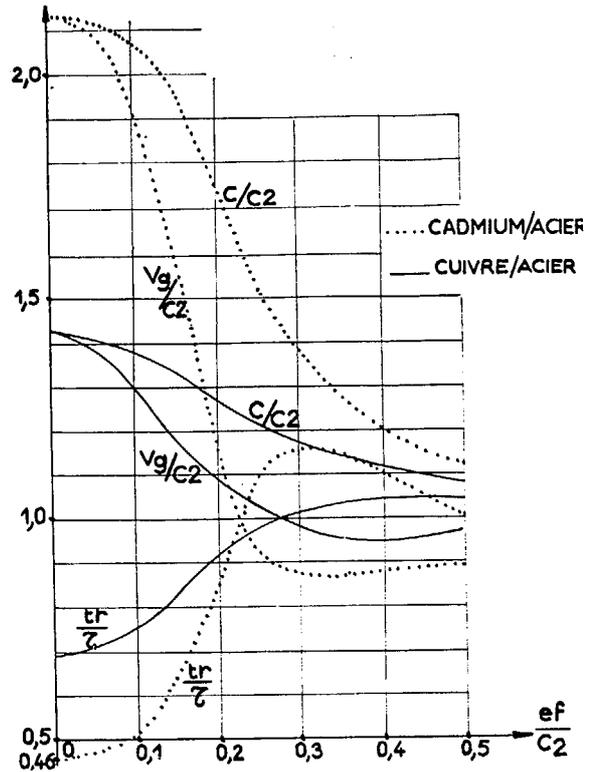


FIG. 2. — Courbes théoriques de dispersion des ondes de Love.

II.2. Amplitude des déplacements.

Les déplacements vibratoires mis en jeu dans la propagation des ondes de Love s'écrivent, à un facteur multiplicatif près déterminé par l'excitation :

$$(4) \quad \begin{cases} U_1 = \exp(\alpha_1 \cdot y) \exp i[\omega t - kx], \\ U_2 = \frac{\cos \alpha_2 (e - y)}{\cos \alpha_2 e} \exp i[\omega t - kx]. \end{cases}$$

La figure 3 montre les déplacements dans le plan yOz pour les trois premiers modes.

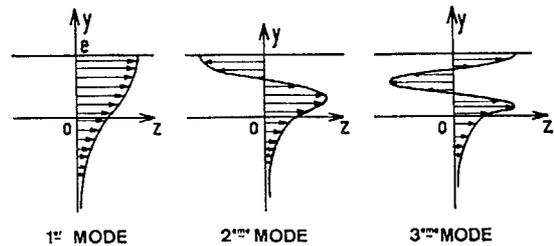


FIG. 3. — Amplitudes des déplacements mis en jeu dans la propagation des ondes de Love.

L'allure des déplacements dépend également de la fréquence. Ainsi, on peut voir sur la figure 4 comment varient les déplacements vibratoires lorsque la fréquence augmente pour le premier mode. Cette constatation permet de donner une explication physique simple au phénomène de dispersion des ondes de Love.

En effet, on peut voir que pour les fréquences très basses, l'énergie mise en jeu par l'onde de Love est presque entièrement contenue dans le substrat,

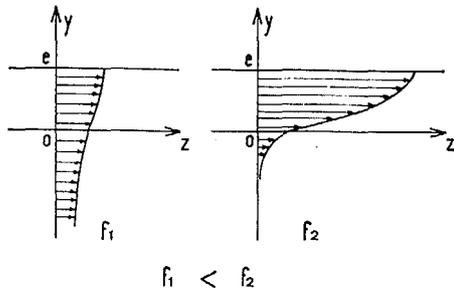


FIG. 4. — Variation de l'amplitude de déplacement avec la fréquence.

ce qui revient à dire que la couche, qui a une épaisseur très petite devant la longueur d'onde, n'intervient pas et que tout se passe comme s'il n'y avait qu'un seul milieu dans lequel l'onde de Love se propage à la vitesse C_1 .

Au contraire, pour les fréquences très élevées l'énergie est concentrée dans la couche, la longueur d'onde est alors très petite par rapport à l'épaisseur e , et l'onde de Love se propage alors à la vitesse C_2 .

Entre ces deux limites, l'énergie passe progressivement du substrat dans la couche et la vitesse de phase de l'onde de Love varie d'une façon continue de C_1 à C_2 , comme le montre la figure 2.

II.3. Intérêt des lignes dispersives à ondes de Love.

La loi de la variation du temps de retard en fonction de la fréquence généralement utilisée en compression d'impulsion est linéaire dans une bande B . Une excellente approximation de cette variation linéaire peut être trouvée sur une caractéristique possédant un point d'inflexion que l'on peut situer au centre de la bande de fréquence de fonctionnement.

L'intérêt des ondes de Love pour la réalisation de lignes dispersives est que non seulement la courbe de dispersion présente un point d'inflexion, mais que la linéarité soit bonne dans une très large bande autour de ce point d'inflexion. En effet, on peut voir, figure 5, les défauts de linéarité obtenus pour les couples cuivre/acier et tungstène/magnésium en fonction de la largeur de bande relative; ainsi pour 1 % de défaut, on pourra avoir une caractéristique linéaire sur 90 % de bande relative, alors que sur les lignes classiques à ruban ou à fil, pour le même défaut, la largeur de bande relative n'est que de 10 %.

L'avantage que présente cette excellente linéarité est de permettre le choix d'une fréquence centrale beaucoup plus basse pour une largeur de bande donnée; ceci entraîne d'une part une atténuation dans le milieu de propagation plus faible et d'autre part, des dimensions de guide d'ondes et de transducteurs plus grandes diminuant les difficultés de réalisation de la ligne à retard.

Les lignes dispersives à ondes de Love ont cependant un inconvénient: la dispersion obtenue est

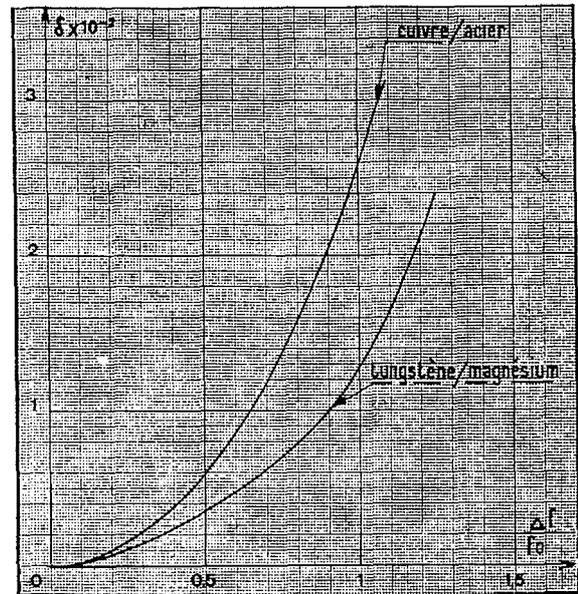


FIG. 5. — Défaut de linéarité en fonction de la largeur de bande relative.

faible et les variations du temps de retard, qui sont proportionnelles à la longueur de la ligne, sont généralement peu importantes du fait de l'impossibilité de réaliser des lignes longues.

C'est pour cette raison que les lignes dispersives à ondes de Love ne sont intéressantes que pour obtenir des largeurs de bande supérieures à 1 MHz.

III. TECHNOLOGIE DES LIGNES A ONDES DE LOVE.

Les problèmes que pose la réalisation d'une ligne à ondes de Love sont de quatre sortes:

- choix des matériaux constitutifs;
- obtention du guide d'ondes;
- excitation des ondes de Love;
- liaison transducteur — milieu de propagation.

III.1. Choix des matériaux constitutifs de la ligne.

Le choix des deux matériaux constituant la couche et le substrat est guidé par les impératifs suivants:

— la caractéristique de dispersion du temps de retard en fonction de la fréquence doit être linéaire sur une grande bande passante relative de façon à pouvoir choisir une fréquence centrale aussi basse que possible. L'étude des courbes obtenues pour un grand nombre de couples de matériaux a permis de montrer que la linéarité est liée à la valeur du rapport des impédances acoustiques des deux milieux, la linéarité étant d'autant plus intéressante que ce rapport est plus proche de 1.

— les deux matériaux doivent avoir des vitesses de propagation acoustiques C_1 et C_2 très différentes de façon à obtenir une grande dispersion sans trop augmenter la longueur du chemin acoustique, et par suite l'atténuation;



— les matériaux doivent enfin avoir un coefficient d'absorption faible afin de réduire les pertes dues à la propagation.

Ces points étant fixés, il existe alors trois possibilités : les matériaux amorphes, les matériaux polycristallins et enfin les monocristaux. Les matériaux amorphes tels que les verres, la silice fondue, sont intéressants parce qu'ils absorbent peu les ultrasons. Les matériaux polycristallins, comme les métaux sous leur forme la plus courante, ne pourront être utilisés à des fréquences supérieures à 20 MHz du fait de l'importante atténuation qu'ils présentent aux ultrasons. En effet, lorsque la longueur d'onde est de l'ordre de la dimension des grains, il se produit le phénomène de diffusion Rayleigh et le coefficient d'absorption devient proportionnel à f^4 [10]. Pour éliminer ce phénomène de diffusion, on peut alors songer aux matériaux monocristallins dans lesquels l'atténuation reste proportionnelle à la fréquence. Il est certain qu'on peut propager des ondes acoustiques de très haute fréquence dans les monocristaux, mais encore faut-il vérifier que les ondes de Love peuvent exister et qu'on obtient bien des caractéristiques de dispersion utilisables pour la compression d'impulsions malgré l'anisotropie du cristal.

III.2. Réalisation du guide d'ondes.

La réalisation du guide d'ondes consiste d'une part à faire une liaison mécanique parfaite entre la couche et le substrat et d'autre part à obtenir une couche d'une épaisseur bien déterminée et parfaitement uniforme. Les épaisseurs de couche pour des lignes de largeur de bande comprise entre 5 et 50 MHz sont comprises généralement entre 1 et 20 μ . Pour éviter tout parasite et tout défaut de linéarité, il est nécessaire que la précision sur l'épaisseur de la couche soit de l'ordre de 1 %, ce qui conduit à des tolérances de 100 à 2 000 Å.

Les récents développements effectués dans la préparation des couches minces rendent ces opérations réalisables soit par des méthodes d'évaporation thermique, soit par pulvérisation cathodique ou bien encore par des méthodes chimiques en phase vapeur. Il est même possible d'envisager le dépôt de couches minces monocristallines ce qui permettrait de réaliser des lignes dispersives de très large bande de l'ordre de 100 MHz, à condition de pouvoir exciter correctement les ondes de Love, autre problème que nous allons voir maintenant.

III.3. Excitation des ondes de Love.

L'onde de Love est, comme toutes les ondes de surface, difficile à exciter.

Il existe cependant deux procédés assez simples pour engendrer des ondes de surface, évanescentes par nature.

III.3.1. Excitation par prisme [11, 12] (Fig. 6).

Ce premier procédé consiste à engendrer une onde de volume transversale dans un prisme, la vitesse de propagation étant C_p , de telle façon que cette onde attaque la couche sous l'angle θ de réfraction limite donné par la relation de Descartes :

$$(5) \quad \sin \theta = C_p / C_m.$$

C_m étant la vitesse de phase moyenne des ondes de Love. Le mécanisme de réception est identique. La relation (5) montre qu'il est nécessaire d'avoir $C_p < C_m$.

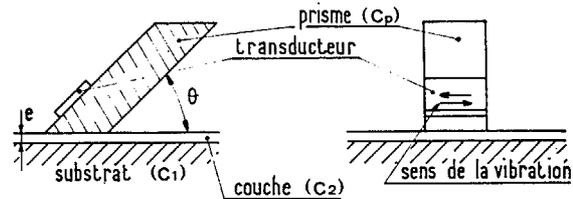


FIG. 6. — Principe de l'excitation par prisme.

Ce procédé est extrêmement simple mais il oblige à effectuer une liaison supplémentaire, celle du prisme au guide d'ondes, et introduit une atténuation due à la propagation dans le prisme et à la réfraction.

III.3.2. Excitation dans l'épaisseur de peau.

On excite par cette méthode directement l'onde de surface dans son épaisseur de peau (Fig. 7), à l'aide d'un transducteur piézoélectrique polarisé transversalement.

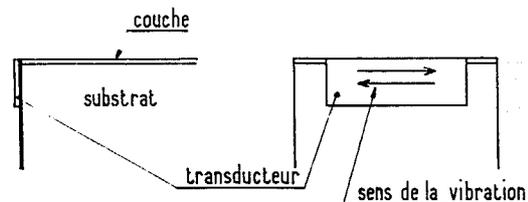


FIG. 7. — Principe de l'excitation dans l'épaisseur de peau.

Ce procédé d'excitation est plus simple que le précédent, mais il présente l'inconvénient de ne pas convenir pour de très larges bandes relatives car, comme on l'a vu lors de l'étude théorique, la répartition des déplacements vibratoires varie avec la fréquence et le rendement n'est pas toujours excellent. Ainsi, on est généralement limité à des largeurs de bande relatives de l'ordre de 60 %.

III.3.3. Liaison transducteur-milieu de propagation.

La liaison du transducteur au milieu de propagation est obtenue différemment selon la bande de fréquence utilisée. Jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10 MHz, on peut encore faire des soudures à



l'étain ou des collages à l'aide de résines conductrices car la longueur d'onde est suffisamment grande pour que l'épaisseur de soudure ait une influence négligeable. Au-dessus de 10 MHz, il faut envisager la soudure à l'indium, technique qui s'est énormément développée au cours des dix dernières années. La soudure à l'indium permet généralement d'avoir de bonnes adaptations d'impédances entre quartz piézoélectrique et milieu de propagation et on peut espérer, en contrôlant l'épaisseur d'indium, obtenir une bonne excitation sur une largeur de bande relative importante.

IV. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus sur une ligne cuivre/acier, de 2 MHz de largeur de bande. L'épaisseur de la couche de cuivre est de 80 microns de façon à centrer le point d'inflexion de la caractéristique autour de 4 MHz. La longueur de la ligne est de 239 mm et la section 13×11 mm.

La figure 8 montre les impulsions de sortie par rapport aux impulsions d'entrée pour différentes fréquences.

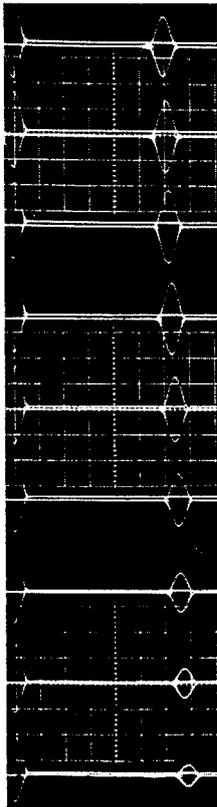


FIG. 8. — Dispersion d'une ligne à onde de Love.
 $F = 3,00$ MHz, $F = 3,25$ MHz, $F = 3,50$ MHz, $F = 3,75$ MHz,
 $F = 6,00$ MHz, émission : 5V/div., $F = 4,25$ MHz, réception : 1 V/div ; $F = 4,5$ MHz, balayage : 14 μ s/div. ;
 $F = 4,75$ MHz, $F = 5,00$ MHz.

La figure 9 donne la caractéristique expérimentale du temps de retard en fonction de la fréquence ainsi que la droite théorique tangente au point d'inflexion.

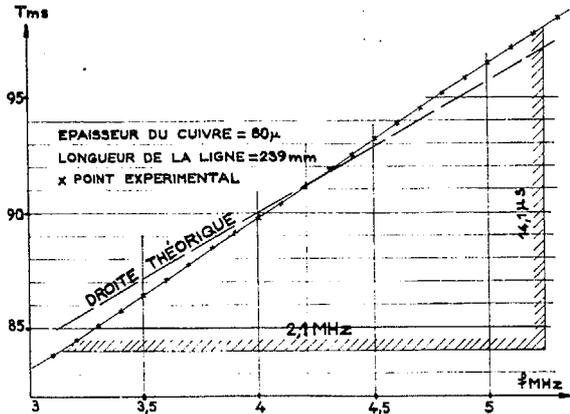


FIG. 9. — Résultats expérimentaux obtenus sur une ligne cuivre/acier.

On peut voir que la linéarité est excellente (0,5 % de défaut seulement sur 50 % de bande relative). Le léger écart de pente par rapport à la droite théorique provient certainement du fait que les constantes μ et C des deux matériaux introduites dans le calcul ne sont pas exactement les mêmes que celles des matériaux utilisés.

La figure 10 montre la courbe d'atténuation obtenue avec cette ligne.

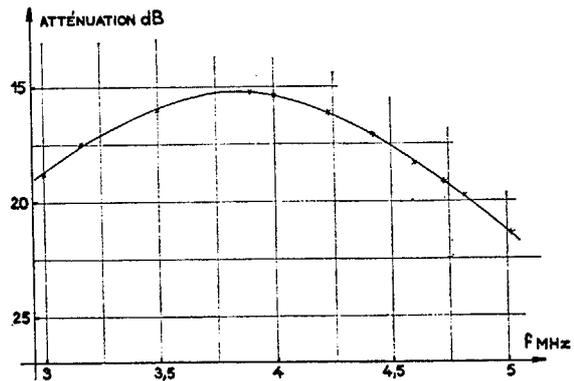


FIG. 10. — Courbe d'atténuation d'une ligne cuivre/acier.

Enfin, on peut voir sur la figure 11 les différentes formes d'impulsions lors d'une manipulation de compression d'impulsion. L'impulsion longue d'émission (a) est fabriquée à partir d'une impulsion courte modulée en $\sin t/t$

L'impulsion reçue subit alors une inversion de loi de modulation et est à nouveau injectée dans la ligne dispersive pour redonner l'impulsion courte (b et c). Cette impulsion est ensuite pondérée de façon à éliminer les lobes parasites.

V. CONCLUSION.

On a pu jusqu'à présent réaliser des lignes dispersives à ondes de Love de 10 MHz de bande prouvant ainsi que ce type de lignes est parfaitement adapté au problème de compression d'impulsions en radar.

Il est difficile de préciser la largeur de bande

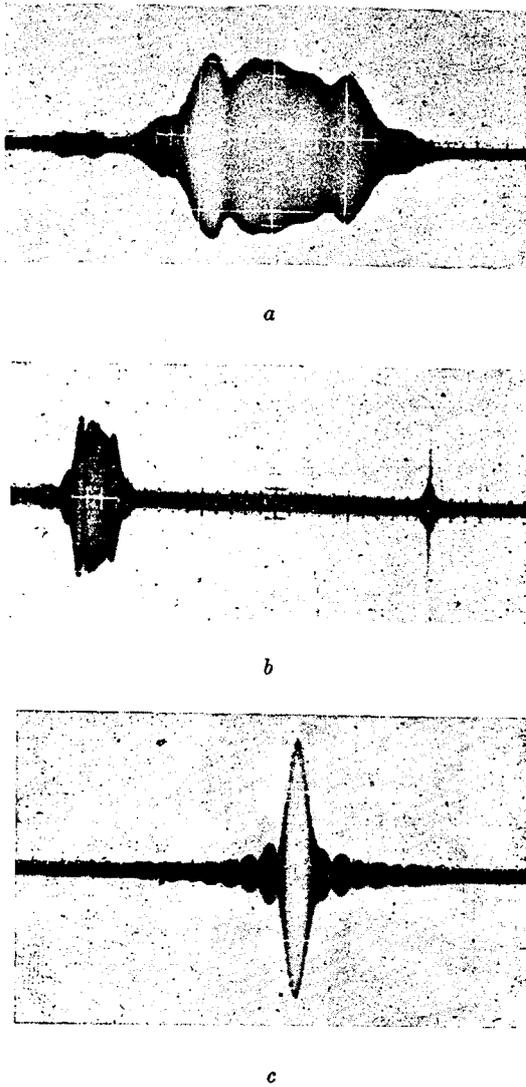


FIG. 11. — a) Impulsion longue d'émission fabriquée à partir de l'impulsion courte modulée en $\sin t/t$. b) Impulsion longue après inversion de loi et impulsion comprimée. c) Impulsion comprimée dilatée.

maximale que l'on pourra atteindre avec la technique des ondes de Love mais on peut prévoir que

les limitations proviendront d'une part de l'atténuation dans le guide d'ondes et d'autre part, de la difficulté d'exciter les ondes de Love en haute fréquence.

Nous pensons cependant que, grâce aux progrès réalisés par les techniques d'épitaxie de couches minces monocristallines et grâce aux développements de nouveaux types de transducteurs électroacoustiques en haute fréquence [13, 14], il sera possible de fabriquer des lignes dispersives à ondes de Love ayant des bandes passantes supérieures à 50 MHz.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] WOODWARD (P. M.). Probabilité and information theory with application to radar, *Mc Graw-Hill*, New-York (1953).
- [2] KLAUDER (J. R.), PRICE (A. C.), DARLINGTON (S.), ALBERSHEIM (W. S.). *Bell. Syst. Techn. J.*, (juil. 1960), p. 745.
- [3] KRONERT (R.). Impulsverdickung. *Nachrtechn.*, (avril 1957), 7, pp. 148-152.
- [4] MEEKER (T. R.). *I. R. E. Trans. U. E.*, U. S. A., (1960), U. E. 7, p. 53.
- [5] MAY (J. E.). *I. R. E. Trans. U. E.*, U. S. A. (1960), U. E. 7, p. 44.
- [6] COQUIN (G. A.), TSU (R.). *Proc. I. E. E. E.*, U. S. A., (juin 1965), 53 p. 581.
- [7] MORTLEY (W. S.). *Marconi Review*, (1965), 28, 159.
- [8] ROWEN (J. H.). 1964, *Ultrasonics Sym. Paper J6*. (oct. 14-16). Santa Monica, Calif.
- [9] TOURNOIS (P.). *C.R.Acad. Sci.*, Fr. (sept. 1964), 259, pp. 2081-2084.
- [10] MASON (W. P.). Piezo-electrical crystals and their application to ultrasonics. *Van Nostrand*, New-York (1964).
- [11] KRAUTKRAMER (J.), (M.). Werkstoffprüfung mit Ultraschall. *Springer Verlag*, Berlin (1961).
- [12] BROCKELSBY (C. F.). Ultrasonic delay lines. *London Iliffe Books Ltd* (1963).
- [13] WHITE (D. L.). *I. R. E. Trans. U. E.*, (juil. 1962), U. E. 9, n° 1, p. 21.
- [14] FOSTER (N. F.). *J. A. P.*, (avril 1963), 34, p. 990.