

COLLOQUE NATIONAL SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 26 au 30 AVRIL 1977

MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

F. Cuzzo
E. Cambiaggio *

IBM, CER La Gaude 06610
* Université de Nice 06034

RESUME

SUMMARY

Nous proposons un modèle électrique équivalent pour simuler le fonctionnement des filtres passe-bande à ondes élastiques de surface.

La présente étude se décompose comme suit :

A. Mise au point d'une méthode de simulation dynamique pour étudier le mécanisme de détection d'une onde de surface. Nous avons traité la détection d'une onde de Rayleigh par des récepteurs élémentaires constitués de 1, 2 ou 4 microrubans métalliques très fins et parfaitement conducteurs placés à la surface d'un cristal piézoélectrique.

B. A partir de ces résultats, nous avons déduit un modèle électrique équivalent simple, simulant le mécanisme de détection mis en jeu dans les récepteurs à 1, 2 ou 4 microrubans.

C. Nous avons généralisé ce modèle simple pour synthétiser le fonctionnement de filtres passe-bande à ondes élastiques de surface. Nous exposons les résultats complets dans le cas d'un filtre à structure périodique à bande étroite, et nous montrons des résultats sommaires dans le cas d'un filtre dispersif large bande.

D. Nous concluons sur la validité d'un tel modèle et nous précisons ses limites et les possibilités de généralisation.

An equivalent electrical model is proposed in order to simulate the surface acoustic wave bandpass filters working.

The study has been performed as follows:

A. A dynamical simulation method has been perfected in order to study the mechanism of surface acoustic wave detection. This method has been used to determine Rayleigh wave detection by elementary receivers, made of 1, 2 or 4 very thin and perfectly conducting strips, set on the surface of a piezoelectric crystal.

B. From these simulations, a very simple equivalent electrical model has been deduced. This model describes the acoustoelectric conversion operated by a 1, 2 or 4 strips receiver.

C. A generalisation of this elementary model has been used in order to synthesize the surface acoustic wave bandpass filter working. Full results are presented about a periodic narrow band filter, and some results about a dispersive wideband filter.

D. As a conclusion, a discussion about the validity of the model and its possible extension is presented.



MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES
PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

INTRODUCTION

Nous avons mis au point une méthode numérique pour simuler la propagation d'une onde de Rayleigh à la surface d'un matériau piézoélectrique quand celle-ci est perturbée par la présence de discontinuités multiples et diverses. Pour cela, nous avons généralisé une méthode numérique déjà appliquée au cas des substrats isotropes par divers auteurs [1]-[6]. Nous avons ainsi pu obtenir les paramètres de diffraction sur divers types de discontinuités [7] [8], [9].

Nous avons utilisé la même méthode numérique pour étudier le mécanisme de la détection réalisée à l'aide d'un, deux et quatre microrubans métalliques parfaitement conducteurs. C'est ce deuxième aspect que nous allons développer ici et montrer comment nous avons pu obtenir un modèle électrique simple équivalent au récepteur élémentaire constitué de 1, 2 et 4 microrubans qui, une fois généralisé permet de faire la synthèse de filtres passe-bande.

A. METHODE NUMERIQUE UTILISEE

A1. Généralités

Les équations générales du problème à résoudre sont :

- dans le cristal piézoélectrique
 - l'équation du mouvement
 - l'équation du couplage piézoélectrique
- dans l'air ou le vide au-dessus du cristal
 - l'équation de Laplace
- à l'interface cristal-air
 - les conditions aux limites mécaniques en surface libre
 - les conditions aux limites électriques en zones perturbées
 - l'équation de raccordement électrique

En absence de solutions analytiques, la méthode numérique choisie pour résoudre notre problème est une méthode aux différences finies qui nécessite une discrétisation complète du domaine d'étude suivant les différentes variables.

Pour ce faire, nous avons fait une discrétisation de l'espace et du temps, comme le montre la figure 1, ce qui nous permet de remplacer toutes les dérivées partielles par des équations aux différences.

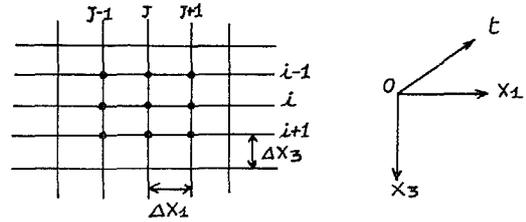


Fig. 1

Dans ces conditions, l'équation du mouvement (de type hyperbolique) se réduit à une expression de la forme :

$$\bar{u}(\bar{r}, t + \Delta t) = L1[\bar{u}(\bar{r}', t), \phi(\bar{r}', t), u(\bar{r}, t - \Delta t), \phi(\bar{r}, t - \Delta t)]$$

ce qui signifie que nous pouvons calculer le vecteur déplacement instantané $\bar{u}(\bar{r}, t + \Delta t)$ en (\bar{r}) et à l'instant $(t + \Delta t)$ en fonction des déplacements et du potentiel de ses proches voisins à l'instant (t) et de son propre déplacement et potentiel à l'instant $(t - \Delta t)$. Cette équation constitue la base d'un processus itératif qui nous permet de simuler l'évolution de l'onde de Rayleigh au cours du temps. Toutefois, ce processus nécessite la connaissance à chaque instant du potentiel associé à tous les noeuds du réseau. A l'intérieur du cristal il est donné par l'équation de couplage piézoélectrique (de type elliptique) qui sous forme de différences finies s'écrit :

$$\phi(\bar{r}, t) = L2[\phi(\bar{r}', t), \phi(\bar{r}, t)]$$

Dans l'air il est donné par l'équation de Laplace,

$$\phi(\bar{r}, t) = L3[\phi(r', t)]$$

Les solutions de ces équations sont obtenues par une technique itérative du type méthode de Gauss-Seidel ou de surrelaxation ponctuelle [10][11].

Quand on fixe les valeurs du potentiel sur les limites du domaine d'étude ABCD, le problème devient un problème type Diriclet avec des conditions particulières d'interface plus ou moins compliquées.

Ici le calcul a été fait pour un cristal de Niobiate de Lithium ($LiNbO_3$) de coupe y et propagation suivant z. Les potentiels imposés sur les limites du domaine (figure 2) sont $\phi=0$ sur les lignes AB et DC et des valeurs analytiques sur les lignes AD et BC.

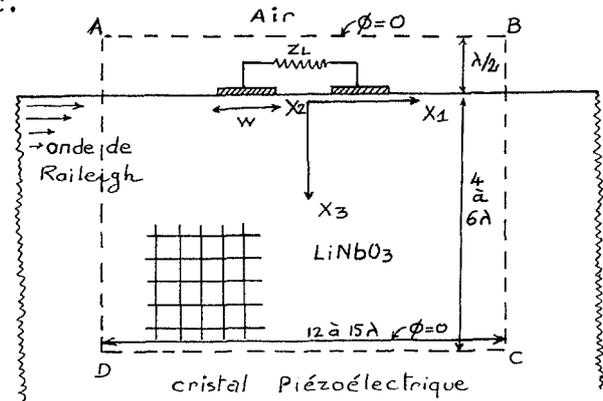


Fig. 2

MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES
PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

A2. Application au cas de la détection par des microrubans métalliques

Les différences entre l'étude de la diffraction [9] et celle de la détection interviennent au niveau des conditions électriques imposées aux microrubans. Dans le cas de la diffraction nous avons étudié les deux cas limites : microrubans à la masse ($\phi=0$) et microrubans isolés ou flottants ($Q=0$). Dans le cas de la détection, nous avons étudié les cas intermédiaires plus complexes où les microrubans étaient reliés à la masse (ou entre eux) par une impédance Z_L . Nous nous sommes intéressés non plus aux phénomènes de diffraction ou de conversion de modes mais au problème de la détection c'est-à-dire à la tension qui apparaît aux bornes de Z_L . Cette tension représente le signal que l'on peut extraire par l'intermédiaire de Z_L aux bornes des microrubans utilisés pour la conversion acoustoélectrique.

Hypothèses de base choisies :

- Les microrubans sont perpendiculaires au domaine d'étude et leur longueur est prise égale à l'unité.
- Ils sont de conductibilité infinie ($\sigma=\infty$)
- Leur épaisseur est infiniment petite ($h \ll \lambda$)
- On néglige l'effet de masse
- On ne considère que l'effet électrique
- L'impédance Z_L est choisie purement résistive (R_L)

Avec ces hypothèses, les conditions particulières de raccordement des potentiels valables en surface non perturbée vont être modifiées au niveau des microrubans métalliques.

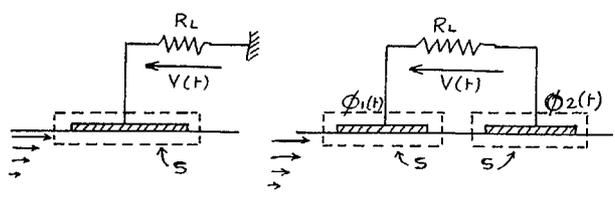


Fig. 3

Les structures élémentaires étudiées sont celles de la figure 3.

- 3a : 1 microruban relié à la masse par R_L
- 3b : 2 microrubans reliés entre eux par R_L .

Dans les deux cas on s'intéresse à la tension $V(t)$ accessible aux bornes de R_L et à la charge $Q(t)$ qui apparaît sur les microrubans. Nous étudions la variation de $V(t)$ en fonction du temps et nous comparons les différents résultats obtenus pour diverses valeurs de R_L .

Le principe d'investigation est le suivant: Dans le cas où la fréquence de travail est fixée à 100 MHz, si $R_L > 50 \Omega$, nous avons $V_{RL}(t) = V_{\infty}(t)$ potentiel du microruban isolé. Lorsque $R_L \in [0, 20 \Omega]$ il y a circulation d'un courant dans R_L par échange de charges entre le microruban et la masse donc, apparition d'une tension aux bornes de R_L . Dans tous les cas nous comparons $V_{RL}(t)$ à $V_{\infty}(t)$. $Q(t)$ est évalué à l'aide du théorème de Gauss sur les surfaces S entourant les rubans et le potentiel $V_{RL}(t)$ est évalué en exprimant la loi d'Ohm au cours du temps, en différences finies.

B. MODELES ELECTRIQUES ELEMENTAIRES EQUIVALENTS

Dans les deux cas fondamentaux de la figure 4, nous avons pu associer à chacun des cas un circuit électrique simple qui remplace en rendant compte de tous les phénomènes l'ensemble de la structure (Substrat piézoélectrique avec microrubans) et qui induit aux bornes de R_L la même tension.

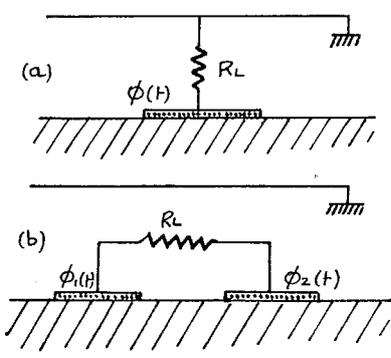


Fig. 4

b1. Schéma équivalent à 1 seul microruban

La figure 5 montre le modèle électrique équivalent à un microruban simple. Entre le microruban (S) et la masse (G) tout se passe comme si nous avions une source de courant I_0 en parallèle avec une capacité C_0 (figure 5a), ou par dualité, une source de tension E_0 en série avec la capacité C_0 . Les valeurs des paramètres électriques I_0 , E_0 et C_0 ont été déterminées numériquement en fonction des paramètres géométriques et des caractéristiques de l'onde de Rayleigh.



MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES
PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

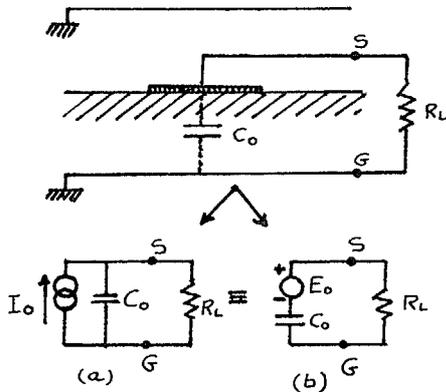


Fig. 5

Les courbes 6a et 8a montrent respectivement la variation de C_0 et de E_0 en fonction de la largeur normalisée W/λ . Nous voyons sur la courbe 6a que pour une largeur W fixée la capacité C_0 varie en fonction de la longueur d'onde et par conséquent, en fonction de la fréquence.

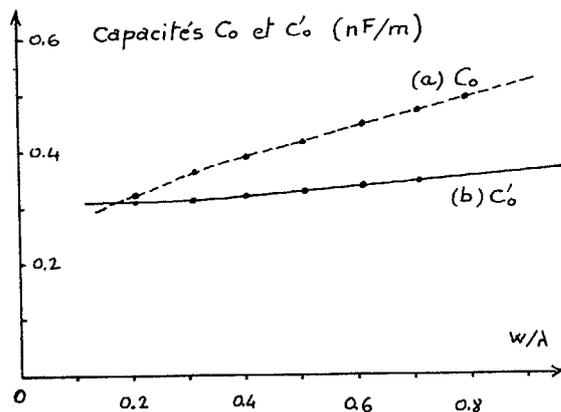


Fig. 6

L'évaluation de C_0 se fait en comparant $V_{RL}(t)$ à $V_{\infty}(t)$. La courbe 7a montre la variation de $|V_{RL}|/|V_{\infty}|$ en fonction de R_L alors que 7b montre la variation du déphasage qui s'introduit entre $V_{RL}(t)$ et $V_{\infty}(t)$ en fonction de R_L .

Pour un ruban de largeur $\lambda/4$, nous obtenons $C_0=0,37nF/m$. Ce résultat diffère légèrement de celui obtenu par W. Farnell et al [12] qui ont trouvé $C_0=0,33 nF/m$. Toutefois, ces auteurs ont déterminé la capacité propre d'un ruban dans le cas d'une structure avec un grand nombre de rubans et il est bien connu en théorie des "microbandes" que la capacité propre diminue lorsque le nombre de rubans augmente. Par conséquent, notre résultat est en très bon accord avec celui obtenu par l'expression analytique présentée dans la référence [12].

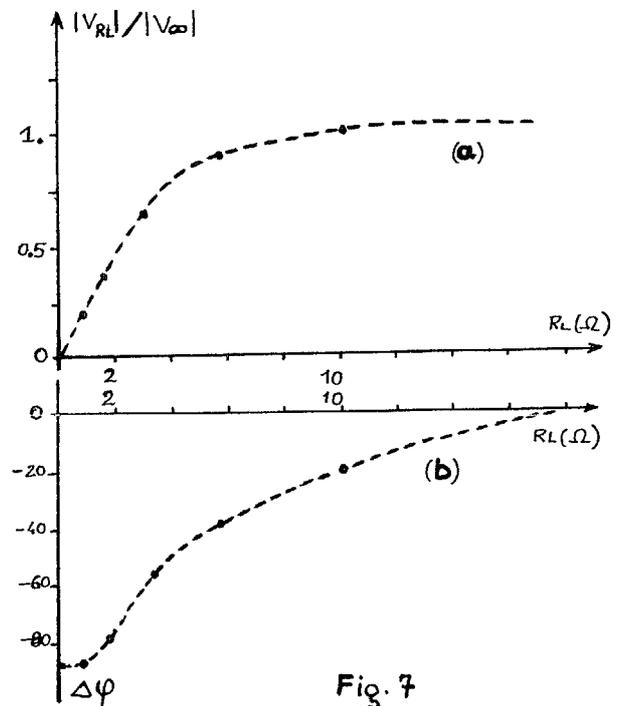


Fig. 7

Sur la courbe 8a nous avons tracé la variation normalisée des amplitudes $|V_{\infty}|/|\phi_0|$, où $|\phi_0|$ est l'amplitude maximale du potentiel en surface libre. Ce potentiel dépend linéairement de l'amplitude de l'onde de surface. Pour une onde de Rayleigh se propageant sur un cristal de $LiNbO_3$ de coupe Y propagation suivant Z, l'amplitude de ϕ_0 en fonction de la composante tangentielle du déplacement est 0.816 Volt/\AA . La phase de ϕ_0 dépend de la phase de l'onde élastique

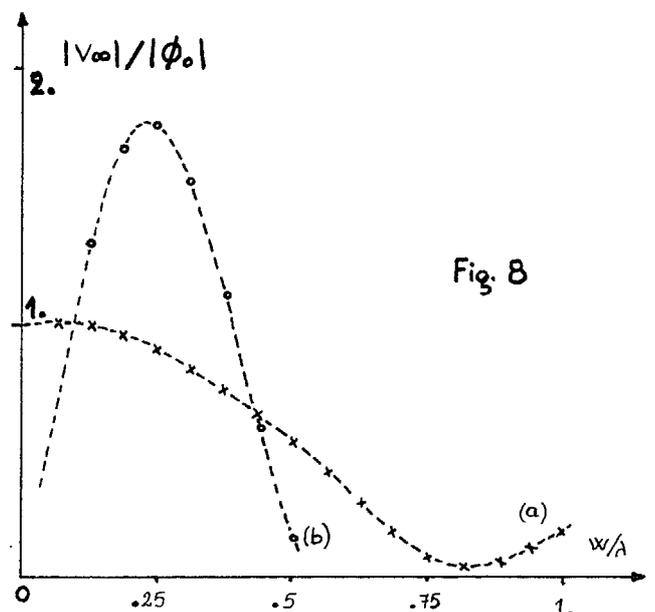
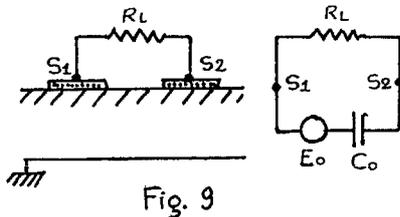


Fig. 8

MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES
PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

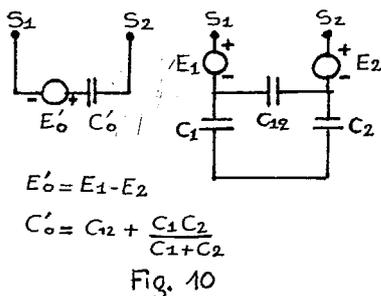
B2. Schéma équivalent à 2 microrubans

Une étude analogue a été faite dans le cas de la structure 4b. La largeur des rubans est notée W et l'espacement entre les rubans est noté d . La figure 9 montre le circuit équivalent à l'ensemble des deux microrubans adjacents. L'amplitude de la source de tension équivalente E_0 est portée sur la figure 8b tandis que la capacité série associée C_0 est portée sur la figure 6b en fonction du paramètre géométrique W/λ (avec $W=d$). Dans le cas particulier où $W=d=\frac{\lambda}{4}$ nous obtenons $C_0=0,32$ nF/m qui est exactement la valeur calculée par Engan [13] pour la capacité mutuelle entre deux microrubans adjacents.



La figure 10 montre comment nous avons décomposé le circuit électrique simple équivalent à deux microrubans en considérant qu'il résultait de la juxtaposition de deux microrubans isolés.

La capacité totale C_0 entre deux rubans a été décomposée en trois capacités différentes, deux capacités propres C_1 et C_2 et une capacité mutuelle C_{12} . L'originalité de cette représentation est de permettre d'ajuster les valeurs de C_{12} , C_1 et C_2 pour coller au mieux avec les résultats expérimentaux.



B3. Vérification de la validité d'un tel modèle

Nous avons tout de suite vérifié la validité de ce modèle dans le cas d'un récepteur à 4 rubans (figure 11) :

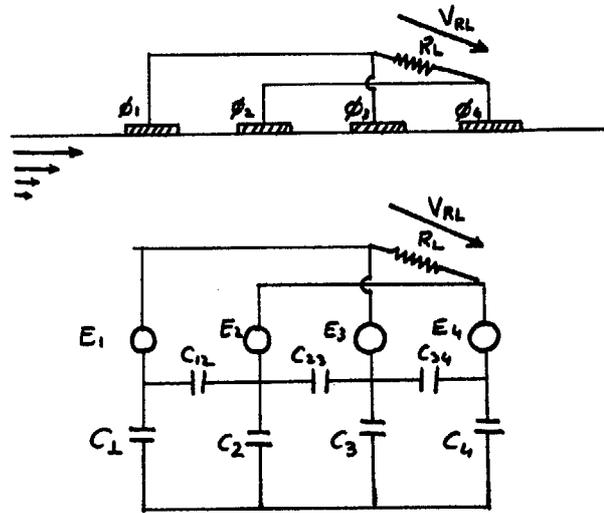


Fig. 11

La tension $V_{RL}(t)$ aux bornes de R_L dans le cas (a) obtenue par la méthode dynamique est en parfait accord avec la tension $V_{RL}(t)$ obtenue dans le modèle équivalent (b). Il semble possible de généraliser ce modèle élémentaire au cas d'un récepteur constitué d'un grand nombre "de doigts" interdigités.

C. SIMULATION D'UN FILTRE PASSE-BANDE PAR LE MODE EQUIVALENT

Nous avons dans un premier temps généralisé notre modèle pour simuler le fonctionnement d'un filtre interdigité passe-bande à onde de surface à structure périodique ($w=d=\frac{\lambda}{4}$) et à bande relativement étroite.

C1. Généralisation du modèle élémentaire

La généralisation de ce modèle élémentaire au cas d'un transducteur interdigité complexe avec des longueurs de doigts pondérées est montrée sur la figure 12b. Ce circuit est associé au transducteur de la figure 12a.

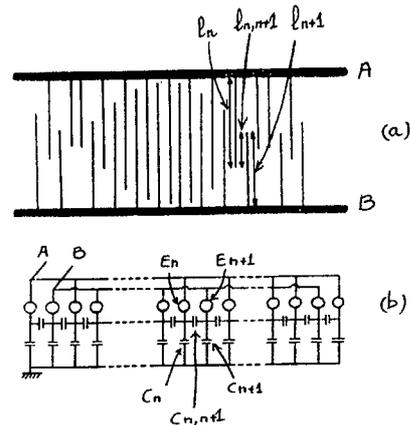


Fig. 12



MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES

PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

Dans ce modèle on néglige les effets de diffraction sur les rubans, et on suppose que l'onde élastique se propage sous les "doigts" avec une vitesse et une amplitude constantes. Ainsi le retard entre deux doigts consécutifs est constant. La réponse en fréquence désirée est réalisée à l'aide de la fonction de pondération. Dans notre modèle nous tenons compte de la variation des sources de tension avec la fréquence.

Le circuit électrique de la figure 12b est défini par récurrence en fonction de la géométrie du transducteur, les paramètres du $n^{\text{ième}}$ doigt sont obtenus de la manière suivante :

- source de tension
 $E_n = E_0(f) \cos[(2\pi ft + \varphi_n)]$
 où $E_0(f)$ est l'amplitude de la tension en fonction de la fréquence et $\varphi_n = \frac{n\pi f}{v}$ est le retard entre le premier et le $n^{\text{ième}}$ doigt (deux doigts consécutifs sont en opposition de phase pour $f=f_0$).
- capacité propre :
 $C_n = C_0 l_n$
 avec C_0 la capacité propre par unité de longueur et l_n la longueur du $n^{\text{ième}}$ doigt.
- capacité mutuelle :
 $C_{n,n+1} = C_{12} l_{n,n+1}$
 où C_{12} est la capacité mutuelle par unité de longueur et $l_{n,n+1}$ est la longueur interactive entre deux doigts consécutifs.

C2. Exemple choisi pour la vérification d'un tel modèle

Dans chaque modèle il convient de comparer les résultats de simulation avec des résultats expérimentaux. Dans notre cas nous avons simulé la réponse en fréquence d'un filtre interdigité ayant une réponse théorique et expérimentale connues [12] (figure 13). Ce transducteur possède 130 doigts pondérés en $\frac{\sin x}{x}$, une fréquence centrale = 8.125 MHz et une largeur de bande de 1 MHz.

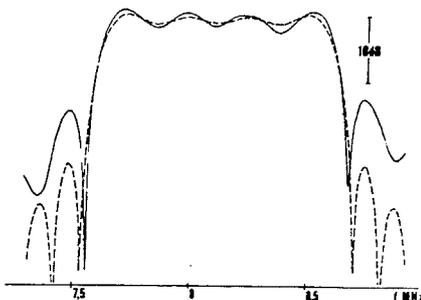


Fig.13

La réponse en fréquence de notre modèle est obtenue par un programme d'analyse statistique. Ce programme permet de connaître les

paramètres électriques en tous les points du circuit et en particulier, la tension aux bornes des noeuds A et B.

C3. Résultats obtenus

La réponse en fréquence de notre modèle a été déterminée pour un ensemble de valeurs de C_0 et C_{12} . Nous avons choisi ces valeurs de manière que la capacité totale (CT) entre deux doigts reste constante et égale à 0,32 nF/m, valeur que nous avons évalué au paragraphe B2.

Le tableau 1 résume les divers cas étudiés avec notre modèle ainsi que les résultats théoriques et expérimentaux de la référence 14.

Table 1

Freq. resp.	CT nF/m	C_0 nF/m	C_{12} nF/m	Ripple (R1) dB	Rejection (R2) dB
Equiv. model 1	0.32	≈ 0	0.32	1.1	22.
Atzeni theor.	-	-	-	$\approx 1.$	$\approx 22.$
Equiv. model 2	0.32	0.05	0.30	1.6	19.
Equiv. model 3	0.32	0.10	0.27	2.1	14.
Atzeni Exp.	-	-	-	$\approx 2.$	≈ 13.5
Equiv. model 4	0.32	0.20	0.22	4.5	9.
Equiv. model 5	0.30	0.37	0.11	5.5	7.

Nous constatons que la courbe de réponse en fréquence du modèle équivalent 1 ($C_0 \approx 0$, et $C_{12} \approx CT$) figure 14a est très voisine de la courbe théorique obtenue par Atzeni et Masotti [12] (figure 13). Alors que la réponse pour le modèle 3 ($C_0 = 0,10$ nF/m et $C_{12} = 0,27$ nF/m) figure 14b est en très bon accord avec la courbe expérimentale de la figure 13.

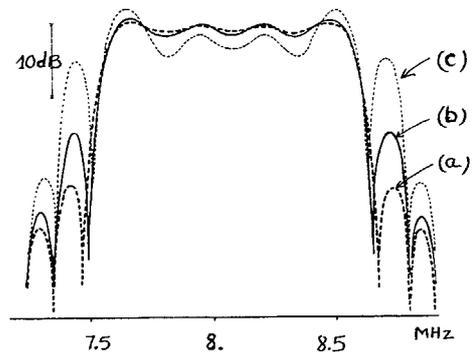


Fig.14

D. CONCLUSIONS

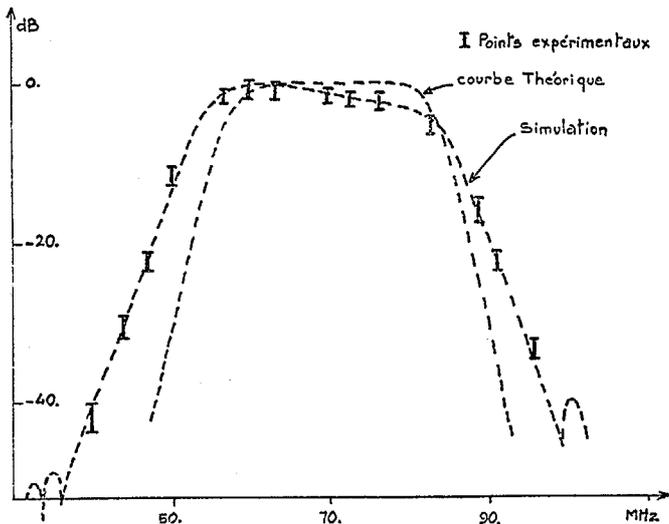
Nous avons montré qu'il était possible, à l'aide d'un modèle simple purement électrique, de simuler le fonctionnement d'un filtre interdigité périodique à bande relativement étroite.

Ce modèle nous a permis, entre autre, de voir dans le cas du filtre étudié, l'origine de l'écart existant entre les résultats théoriques prévus par des méthodes classiques de traitement de signal et le résultat expérimental obtenu.

MODELE ELECTRIQUE EQUIVALENT POUR LA SIMULATION DES FILTRES
PASSE-BANDE A ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

Nous avons pu constater que pour retrouver le résultat expérimental, il convenait d'introduire des capacités autres que les capacités de couplage. Cela revient à dire que l'hypothèse faite, dans ce cas, et qui consiste à supposer que la tension détectée entre deux doigts adjacents est proportionnelle à la longueur interactive n'est pas tout à fait correcte. Il convient de la modifier légèrement pour retrouver les résultats de l'expérience. Cette remarque est encore plus importante dans le cas de filtres dispersifs large bande actuellement à l'étude. Les résultats obtenus (figure 15) sont toutefois très encourageants et à chaque fois on trouve des résultats très proches des résultats expérimentaux.

Le modèle électrique proposé ici est très satisfaisant dans le cas des filtres périodiques. Pour l'étendre au cas des filtres dispersifs large bande il y a lieu de faire une hypothèse légèrement différente, mais qui ne complique en rien notre modèle.



- Fig. 15.

Dans ce cas encore, notre modèle simple permet de retrouver assez facilement des résultats voisins des expérimentaux. Cette méthode de simulation associée à un modèle électrique équivalent simple semble donc très prometteur pour la réalisation de filtres passe bande à ondes élastiques de surface.

Remerciements

Nous remercions les Dr. C. ATZENI et L. MASOTTI, Université de Florence, de nous avoir permis de reproduire leurs courbes. Nous sommes également très reconnaissants à Messieurs A. CROISIER, A. DESBLACHE et J. MONROLIN du CER IBM La Gaude, de leurs discussions fructueuses et de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ce travail.

Références

- [1] Z. ALTERMAN and F.C. KARAL, Bull. Seism. Soc. Am. 58 367 (1968).
- [2] Z. ALTERMAN and D. LOEWENTHAL, Geoph. J.R. Astr. Soc. 20, 101 (1970).
- [3] M. MUNASINGHE and G.W. FARNELL, 1972 Ultrasonics Symposium proceedings, p. 267.
- [4] M. MUNASINGHE and G.W. FARNELL, J. Geoph. Res. 78 2554 (1973).
- [5] E. CAMBIAGGIO, F. CUOZZO and E. RIVIER, Proceedings of the fifth Colloquium on Microwave Communication. Budapest (1974).
- [6] E. CAMBIAGGIO, F. CUOZZO, J.P. DAMIANO, E. RIVIER, 1975 International Microwave Symposium proceedings, p. 362.
- [7] E. CAMBIAGGIO, F. CUOZZO, 1975 Ultrasonics Symposium Proceedings, p. 444.
- [8] E. CAMBIAGGIO, F. CUOZZO, E. RIVIER, App. Phys. Lett. 28 No 2, 1976.
- [9] E. CAMBIAGGIO, F. CUOZZO, E. RIVIER, 1976 Ultrasonics Symposium proceedings pp. 491-494.
- [10] R.D. RICHTMYER, Difference methods for initial value problems (intescience, New York, 1957).
- [11] G.E. FORSYTHE and R. WASOW "Finite difference methods for partial differential equations" (Wiley, New York, 1960).
- [12] G.W. FARNELL, I.A. CERMAK, P. SILVESTER, S.K. WONG, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU 17, No 3, 1970.
- [13] H. ENGAN, IEEE Trans. on Electron Devices E.D. 16, p. 1014 (1969).
- [14] C. ATZENI, L. MASOTTI, IEEE Trans. MTT-21, 1973, pp. 505-519.

